

Monitoring der longitudinalen Speicherringimpedanz von DELTA, Einfluss auf Bunchlänge und Bunchlängenmanipulation

Kai Dunkel

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät Physik
der Technischen Universität Dortmund

Juli 2008

Tag der mündlichen Prüfung: 22.09.2008

1. Referent: Prof. Dr. Thomas Weis

2. Referent: Prof. Dr. Metin Tolan

Dekan: Prof. Dr. Bernhard Spaan

(vertreten durch Prof. Dr. Werner Weber)

Vertreter der wissenschaftlichen Mitarbeiterinnen

und Mitarbeiter: Dr. Peter Hartmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Parameter von Synchrotronstrahlungsquellen	4
2.1	Brillanz	4
2.2	Elektronendichte und Spitzenstrom	5
2.3	FEL-Verstärkung und Impedanz	6
2.4	Lebensdauer	7
2.4.1	Quantumlebensdauer	8
2.4.2	Restgaslebensdauer	8
2.4.3	Touschek-Lebensdauer	9
2.5	FEL-Verstärkung und Lebensdauer bei DELTA	10
2.5.1	Verstärkung von FELICITA I	10
2.5.2	Lebensdauer bei FEL-Betrieb	11
2.5.3	Lebensdauer bei Betrieb als Synchrotronstrahlungsquelle	12
3	Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik	14
3.1	Ein-Cavity-System	14
3.2	Zwei-Cavity-System	16
3.3	Bunchlängenmanipulation mit harmonischen Cavities	17
3.3.1	Optimale Bunchverlängerung	17
3.3.2	Bunchverlängerung mit normal leitendem, passivem Cavity	19
3.3.3	Bunchverkürzung	20
4	Longitudinale Wakefelder und Impedanzen	22
4.1	Grundlagen der Wakefeldberechnung	22
4.2	Normalisierte, effektive Impedanz	24
4.3	Impedanz der Vakuumkammer	24
4.3.1	Raumladungsimpedanz	25
4.3.2	Resistive-Wand-Impedanz	25
4.3.3	Breitbandresonator-Modell	27
4.3.4	Geometrische Impedanzen	28
4.4	Potentialtopfverzerrung	32
4.5	Turbulente Bunchverlängerung	37

5	Berechnung der Kopplungsimpedanz von DELTA	39
5.1	Der Speicherring im Ursprungszustand	39
5.1.1	Raumladungsimpedanz	39
5.1.2	Resistive-Wand-Impedanz	40
5.1.3	Geometrische Impedanzen: Einleitung	42
5.1.4	Geometrische Impedanzen: Speicherringkomponenten	46
5.1.5	Gesamtimpedanz von DELTA	56
5.2	Änderung der Impedanz durch neue Komponenten	59
5.2.1	Impedanz der Vakuumkammer des supraleitenden Wigglers SAW	59
5.2.2	Impedanz der Vakuumkammer des Undulators U55	62
5.2.3	Geometrische Impedanz des Dritte-Harmonische-Cavities	64
5.2.4	Berechnete Impedanzentwicklung von DELTA	65
5.3	Zukünftige Erweiterungen	67
5.3.1	Impedanz von DELTA mit mehreren Dritte-Harmonische-Cavities	67
5.3.2	Impedanz von DELTA mit zwei DORIS-Cavities	69
5.3.3	Auswirkungen von zukünftigen Einbauten auf den FEL-Betrieb	70
6	Design und Fertigung des 3.-Harmonische-Cavities	73
6.1	Designparameter und Konstruktion	73
6.1.1	Hochfrequenz-Eigenschaften	73
6.1.2	Optimierung der geometrischen Impedanz	75
6.1.3	Fertigungszeichnungen	76
6.2	Fertigung	77
6.2.1	Verwendete Materialien und Fertigungstechnologien	77
6.2.2	Fertigungsabfolge	78
6.2.3	Anbauteile	78
6.2.4	Hochfrequenzmessungen	80
6.3	Diagnose- und Kontrollsystem	80
6.3.1	Abstimmkolbensteuerung	80
6.3.2	Mess- und Diagnosesystem	81
6.3.3	Kontrollsystem des Dritte-Harmonische-Cavities	82
7	Messungen an DELTA	84
7.1	Messung von longitudinalen Profilen	84
7.1.1	Messaufbau	84
7.1.2	Durchführung der Messungen	88
7.1.3	Auswertung der Streak-Kamerabilder	89
7.1.4	Auswertung der Bunchprofilmessung	91
7.1.5	Auswertung der Bunchlängenmessung	92
7.2	Ergebnisse der Impedanzmessung	94
7.2.1	Analyse Potentialtopfverzerrung mit Bunchprofilauswertung	94
7.2.2	Analyse Potentialtopfverzerrung mit Bunchlängenauswertung	96

7.2.3	Analyse der Bunchverlängerung	99
7.2.4	Zusammenfassung und Bewertung der Impedanzmessungen	101
7.3	Betrieb des Dritte-Harmonische-Cavities	102
8	Zusammenfassung	105
A	Verwendete Konstanten und Formelzeichen	107
B	Synchrotronstrahlungs-Integrale	112
C	Parameter von DELTA	113
D	Impedanzspektren der Einzelkomponenten	115
	Literaturverzeichnis	120
	Abbildungsverzeichnis	127
	Tabellenverzeichnis	129

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Dortmunder-Elektronenspeicherring-Anlage DELTA an der Technischen Universität Dortmund ist eine regionale 1.5 GeV-Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation. Sie versorgt Nutzergruppen von Universitäten und Forschungsinstituten des Landes Nordrhein-Westfalen mit brillanter Synchrotronstrahlung.

Zu diesem Zweck werden an DELTA neben Strahlungslinien an Ablenkmagneten und zwei Undulatoren auch drei Strahlungslinien an einem supraleitenden Wiggler betrieben. Das Energiespektrum der angebotenen Strahlung deckt den Bereich von einigen Elektronvolt bis etwa 30 Kiloelektronvolt ab. Die Anwendungen reichen von Valenzband- und Photoelektronenspektroskopie über winkelaufgelöste Photoelektronenbeugung bis hin zu den Anwendungen der Materialwissenschaften (Röntgenbeugung, Röntgenabsorptionsspektroskopie) und schließen auch Untersuchungen an flüssigen Oberflächen mit ein. Durch die Nähe zu den regionalen Universitäten findet an DELTA ein reger Ausbildungsbetrieb statt. Studierende und junge Wissenschaftler können früh an die Besonderheiten einer Großforschungsanlage herangeführt werden.

Neben der Nutzung der Synchrotronstrahlung wird an DELTA in kleinerem Umfang beschleunigerphysikalische Grundlagenforschung und Komponentenentwicklung betrieben, um die Leistungsfähigkeit und Nutzbarkeit der Anlage ständig zu verbessern und an den Stand der Entwicklung anzupassen. Hierzu gehören etwa die Installation und Inbetriebnahme des weltweit ersten supraleitenden asymmetrischen Multipolwigglers, die Tests eines im europäischen Verbund entwickelten Hohlraumresonators und der Aufbau und Betrieb eines Freie-Elektronen-Lasers (FEL).

Die Qualität heutiger Synchrotronstrahlungsquellen misst sich an der Brillanz der Strahlung. Voraussetzung für eine hohe Brillanz sind ein hoher Strahlstrom, eine kleine Emittanz und damit verbunden ein kleiner Strahlquerschnitt, eine stabile Lage des Strahls und die Vermeidung von Strahlinstabilitäten. Dazu kommt die Forderung nach einer langen Lebensdauer des Strahls von einigen Stunden bis zu einigen zehn Stunden. Für einige Anwendungen ist eine möglichst hohe Strahldichte von Bedeutung, hierzu zählt auch der Freie-Elektronen-Laser.

Die Forderung nach einer hohen Dichte der Elektronen im Strahl ist gleichbedeutend mit einer Minimierung des Einflusses der Vakuumkammer und aller dazu gehörenden

Einbauten auf den Strahl. Die sehr intensiven Eigenfelder des Strahls wirken über die Umgebung auf den Strahl zurück und können neben dem Einfluss auf die Strahldichte generell die Qualität des Strahls mindern oder gar zum Strahlverlust führen. Im Hinblick auf die Entwicklung und den Betrieb des Freie-Elektronen-Lasers an DELTA wurde daher von Beginn an Wert auf einen „impedanzoptimierten“ Speicherring gelegt, das heißt die Kopplungsimpedanz der Vakuumkammer wurde, soweit möglich, minimal gehalten. Zusätzliche Einbauten, etwa Strahlungserzeuger wie Undulatoren und Wiggler, aber auch Hohlraumresonatoren haben einen Einfluss auf die Impedanz des Speicherrings und können sich negativ auf die Strahldichte und einen FEL-Betrieb auswirken.

Zur Steigerung der Intensität der Synchrotronstrahlung bei vorgegebenem maximalem Strahlstrom existieren grundsätzlich zwei Konzepte. Zunächst kann der Strahlstrom durch häufigere Injektionen nahezu konstant gehalten werden. Diese Möglichkeit soll hier nicht weiter betrachtet werden. Die zweite Möglichkeit besteht in der signifikanten Erhöhung der Lebensdauer des Strahls. Der Ansatzpunkt bei diesem Konzept ist die Verlängerung der Elektronenpakete (im folgenden Bunche¹ genannt), verbunden mit einer Verkleinerung der Strahldichte. Dies führt zu einer drastischen Reduzierung der Stöße der Elektronen im Strahl und damit zu einer größeren Lebensdauer.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die theoretischen und technischen Voraussetzungen zu schaffen, die Lebensdauer der Elektronen im Speicherring durch zusätzliche Einbauten von Hochfrequenzkomponenten zu erhöhen und damit den Betrieb von DELTA als Synchrotronstrahlungsquelle zu verbessern. Wegen des direkten Einflusses dieser Einbauten auf die Impedanz liegen die Schwerpunkte dieser Arbeit auf der numerischen Berechnung und der messtechnischen Erfassung der longitudinalen Kopplungsimpedanz des Speicherrings.

Als Vorüberlegungen werden in Kapitel 2 zunächst die Parameter untersucht, die eine Synchrotronstrahlungsquelle charakterisieren und einen Einfluss auf den Betrieb von Elektronenspeicherringen haben. Wie schon angeführt, ist für die Lebensdauer der Elektronen im Speicherring unter anderem die Dichte der Elektronenpakete ein wesentlicher Parameter. Die Elektronendichte kann durch eine Verlängerung der Bunche verringert werden, ohne dabei andere Eigenschaften der Synchrotronstrahlung, wie etwa die transversalen Dimensionen, zu verändern. Diese Manipulation der Bunchlänge ist durch eine zweite Beschleunigungsspannung mit einem ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz möglich. In Kapitel 3 sind die dafür erforderlichen Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik beschrieben.

Die Bunchlänge ist auch ein wichtiger Parameter für Beschleunigerexperimente: Je kürzer der Bunch, desto größer sind Dichte und Spitzenstromstärke und umso höher ist die Verstärkung des Freie-Elektronen-Lasers. Die Bunchlänge hängt jedoch nicht nur von Speicherringparametern wie Elektronenenergie oder Gradient der Beschleunigungsspannung ab, sondern wird über die longitudinale Impedanz des Speicherrings auch von der Ladungsmenge in einem Bunch beeinflusst. Die Bunchlänge steigt wegen der Wirkung der Impedanz mit der Anzahl der Elektronen im Bunch. Daher folgt der Spitzenstrom

¹aus dem Englischen: *bunch* = Bündel, Gruppe, Haufen

nicht linear dem mittleren Strom.

Um die potenzielle Beeinträchtigung zusätzlicher Einbauten bewerten zu können, werden in Kapitel 4 die strahlbegleitenden, elektromagnetischen Felder und einfache Impedanzmodelle eingeführt und ihre Wirkung auf die longitudinale Strahldynamik untersucht. Diese allgemein gehaltene Beschreibung wird dann in Kapitel 5 konkret zur numerischen Bestimmung der Kopplungsimpedanz von DELTA angewendet. Dabei werden die Impedanzbeiträge aller Komponenten des Speicherrings berechnet und die Beobachtung der Impedanzentwicklung durch nachträgliche Einbauten, wie den supraleitenden Wiggler oder ein zweites Beschleunigungssystem, ermöglicht. Die Impedanzbeiträge möglicher zukünftiger Einbauten werden ebenfalls bestimmt und hinsichtlich ihres Einflusses auf den Elektronenstrahl analysiert.

Kapitel 6 beschreibt die Entwicklung und Fertigung eines passiven 1.5 GHz-Cavities² zur Erzeugung einer höherharmonischen Beschleunigungsspannung. Dieses Beschleunigungssystem dient als Prototyp für die Analyse und Bewertung einer möglichen Erweiterung des DELTA-Speicherrings mit mehreren passiven Dritte-Harmonischen-Cavities zur Verbesserung der Lebensdauer durch Manipulation der Bunchlänge.

Die Messungen von kollektiven Effekten der gespeicherten Elektronenpakete bilden einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit. Sie ermöglichen die experimentelle Bestimmung der effektiven Impedanz des Speicherrings und der Beiträge einzelner Komponenten. In Kapitel 7 werden die Messverfahren und die Analyse der Messdaten erläutert. Durch den Vergleich mit den numerisch gewonnenen Werten erlauben die Ergebnisse der Impedanzbestimmung eine Bewertung der verwendeten Impedanzmodelle und die Verfolgung der Impedanzentwicklung von DELTA. Die Betriebstests des passiven Dritte-Harmonischen-Cavities schließen die Arbeit ab.

Anmerkungen

In dieser Arbeit wird durchgängig das SI-Einheitensystem³ verwendet. Eine Ausnahme ist die Angabe von Teilchenenergien in der handlichen Einheit Elektronvolt⁴ (eV) – in Gleichungen ist aber auch die Einheit der Energie ($=Joule$) eine SI-Einheit. Die Werte der verwendeten physikalischen Konstanten sind zusammen mit den Bedeutungen der Formelzeichen in Anhang A zu finden.

In der Arbeit werden einige in der Beschleunigerphysik gängige Ausdrücke der englischen Sprache, wie etwa *Bunch* für Elektronenpaket und *Cavity* für Beschleunigungsstruktur, soweit sinnvoll in Rechtschreibung und Deklination an die deutsche Sprache angepasst.

²aus dem Englischen: *cavity* = Kavität, elektromagnetischer Hohlraumresonator in der Verwendung als Beschleunigungsstruktur

³*Système International d'Unités* (SI) = Internationales Einheitensystem

⁴1 eV entspricht $1.602177 \cdot 10^{-19}$ *Joule*

Kapitel 2

Parameter von Synchrotronstrahlungsquellen

Als Einführung werden zunächst einige Parameter von Synchrotronstrahlungsquellen, die für Beschleunigerexperimente und die Nutzung der Synchrotronstrahlung wichtig sind, beschrieben. Diese sind Strahlstrom („wie viele“ Elektronen oder Photonen stehen für Experimente oder Messungen zur Verfügung), transversale und longitudinale Strahldimensionen („wo“ und „wann“), Lebensdauer („wie lange“) und davon abhängige beziehungsweise abgeleitete Parameter wie Brillanz und FEL-Verstärkung. In weiteren Abschnitten werden ausgewählte Speicherringparameter für beide Betriebsmodi von DELTA quantifiziert.

2.1 Brillanz

Einer der wichtigsten Parameter für die Nutzung hochintensiver Synchrotronstrahlung ist die Brillanz B , die angibt, wie viele Photonen einer bestimmten Energie mit 0.1% Bandbreite pro Querschnittsfläche des Quellpunkts und pro Raumwinkelelement normalisiert auf 1 A Strahlstrom in einer Sekunde emittiert werden:

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_y \sigma'_x \sigma'_y} \quad (2.1)$$

mit

$$\begin{aligned} F &= \frac{\#Photonen}{s \cdot 0.1\%BW \cdot A} = \text{Photonenfluss} \\ \sigma_{x,y} &= \text{transversale Strahldimensionen} \\ \sigma'_{x,y} &= \text{transversale Strahldivergenzen.} \end{aligned}$$

Ein σ ist hierbei die Standardabweichung einer als gaußförmig angenommenen Ladungsbeziehungsweise Winkelverteilung. Daraus folgt, dass man für eine hohe Brillanz

- kleine transversale Strahldimensionen,

- kleine transversale Strahldivergenzen,
- und für einen hohen absoluten Photonenfluss einen hohen Strahlstrom

benötigt. Die transversalen Strahldimensionen und Strahldivergenzen werden zu den Emittanzen $\varepsilon_{x,y} = \sigma_{x,y} \sigma'_{x,y}$ zusammengefasst und sind durch die eingestellte Magnetoptik festgelegt. Der Strahlstrom ist unter anderem durch die zugeführte Hochfrequenzleistung, die die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung ausgleicht, oder durch Instabilitäten, die bei bestimmten Strahlströmen einsetzen, limitiert. Für hohen Photonenfluss bei kurzen Wellenlängen benötigt man außerdem eine hohe Elektronenenergie, die durch das maximale Magnetfeld in den Ablenkmagneten festgelegt und begrenzt ist. Sämtliche Parameter sind bei Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation optimiert und somit bei existierenden Maschinen an ihrem Limit oder können nur mit aufwändigen Umbauten weiter verbessert werden.

2.2 Elektronendichte und Spitzenstrom

Die durch

$$\rho \propto \frac{N e}{\sigma_x \sigma_y \sigma_s} \quad (2.2)$$

definierte Ladungsdichte ist in Synchrotronstrahlungsquellen optimiert. Hierbei wird abhängig von der Nutzung die Priorität unterschiedlich auf die Strahldimensionen verteilt. Während für viele Nutzer der Synchrotronstrahlung hauptsächlich die transversalen Strahldimensionen σ_x und σ_y eines in alle Raumrichtungen gaußförmigen Elektronenpakets eine Rolle spielen (siehe Gleichung 2.1), so ist für andere Experimentatoren auch die longitudinale Strahldimension, die Bunchlänge σ_s , wichtig, die von mehreren Parametern wie Beschleunigungsspannung, Energie, Energiebreite und Magnetoptik abhängt (siehe Abschnitt 3.1). Die Bunchlänge wird gemessen in einem entlang des Orbits (Sollbahn der gespeicherten Elektronen) mitbewegten Koordinatensystems.

Anschaulicher als die longitudinale Elektronendichte ist der Spitzenstrom [1]

$$I_{peak} = \frac{L_u}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{I_b}{\sigma_s} \quad (2.3)$$

mit

$$\begin{aligned} L_u &= \text{Speicherringumfang und} \\ I_b &= N_b e / T_u = \text{über die Umlaufdauer } T_u \text{ gemittelter Strahlstrom} \\ &\quad \text{eines einzelnen Bunches,} \end{aligned}$$

der in modernen Speicherringen deutlich mehr als 100 A betragen kann [2].

2.3 FEL-Verstärkung und Impedanz

Während für die Brillanz die zeitliche Struktur der Synchrotronstrahlung und damit die longitudinale Ausdehnung der Bunche keine Rolle spielt, ist es für den Betrieb eines Freie-Elektronen-Lasers an einem Elektronenspeicherring wichtig, die Elektronendichte ρ in allen drei Raumrichtungen (also auch den Spitzenstrom) zu optimieren. Nach [3] ist die Verstärkung G (im Englischen *Gain*) von einem FEL in der *Low-Gain*-Näherung

$$G \propto \frac{\rho}{E^3} \propto \frac{1}{E^3} \frac{I_b}{\sigma_s}. \quad (2.4)$$

Das bedeutet, dass bei gegebener Elektronenenergie E die Bunchlänge möglichst kurz sein sollte. Hierbei ist zu beachten, dass Elektronenspeicherringe bei niedrigen bis mittleren Energien (einige 100 MeV bis wenige GeV) mit hohen Strahlströmen in einzelnen Elektronenpaketen praktisch immer im Bereich der turbulenten Bunchverlängerung (im Englischen: *turbulent bunch lengthening*, *TBL*) und starker Potentialtopfverzerrung betrieben werden¹. Hier wird die Bunchlänge abhängig von dem Strahlstrom und von der normalisierten, longitudinalen Kopplungsimpedanz $|Z_{\parallel}/n|$ (siehe Gleichung (4.47) in Abschnitt 4.5)

$$\sigma_s(I_b) = \text{Konstante} \cdot \left(\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| \cdot I_b \right)^{1/3}. \quad (2.5)$$

Die Potentialtopfverzerrung verstärkt diesen Effekt der Bunchverlängerung (siehe Gleichung (4.45) in Abschnitt 4.4 und Gleichung (4.48) in Abschnitt 4.5). Setzt man Gleichung (2.5) in (2.4) ein, wird die Verstärkung abhängig von der Impedanz und wächst nicht mehr linear mit dem Strahlstrom

$$G \propto \frac{1}{\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|^{1/3}} \cdot I_b^{2/3}. \quad (2.6)$$

In Abbildung 2.1 ist G für verschiedene Impedanzen gegenüber dem Strahlstrom (in willkürlichen Einheiten) aufgetragen. Wie man dem Diagramm entnehmen kann, braucht man mit wachsender Impedanz deutlich mehr Strahlstrom, um eine vorgegebene Verstärkung zu erreichen.

Damit ein FEL betrieben werden kann, ist eine Mindestverstärkung G_{min} nötig, um Spiegel- und andere Verluste auszugleichen. Diese Verstärkung wird bei einem bestimmten Schwellwertstrom $I_{th,FEL}$ erreicht. Den Zusammenhang zwischen dem Schwellwertstrom und der Kopplungsimpedanz erhält man, wenn man die Relation (2.6) nach I auflöst:

$$I_{th,FEL} \propto G_{min}^{3/2} \cdot \sqrt{\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|}. \quad (2.7)$$

Der Einfluss der Kopplungsimpedanz auf Verstärkung und Schwellwertstrom eines FEL ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

¹Daten von verschiedenen Speicherringen, die die Abhängigkeit der Bunchlänge vom Strahlstrom zeigen, findet man zum Beispiel in [4].

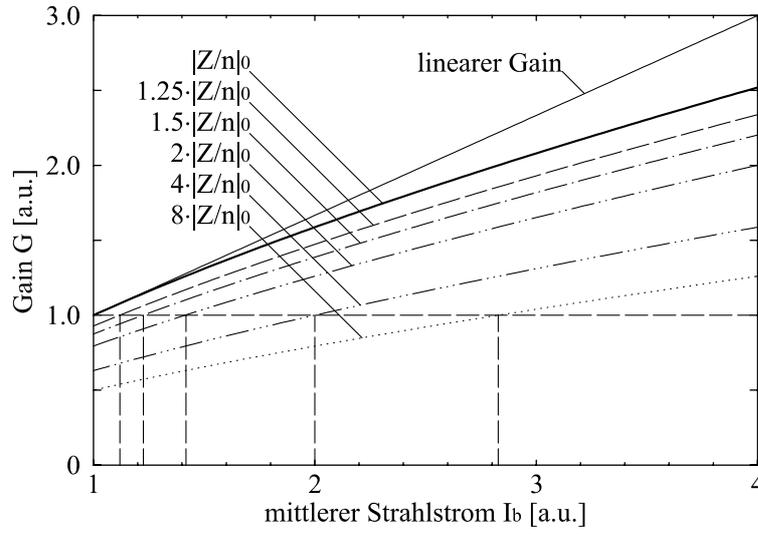


Abbildung 2.1: Verstärkung (G , in willkürlichen Einheiten) eines FEL in Abhängigkeit vom mittleren Strahlstrom I_b . Ohne den Effekt der stromabhängigen Bunchverlängerung ist die Verstärkung linear zu dem mittleren Strahlstrom, mit Bunchverlängerung ist die Verstärkung abhängig von der Kopplungsimpedanz $|Z_{\parallel}/n|$ und wächst nur mit $I_b^{2/3}$.

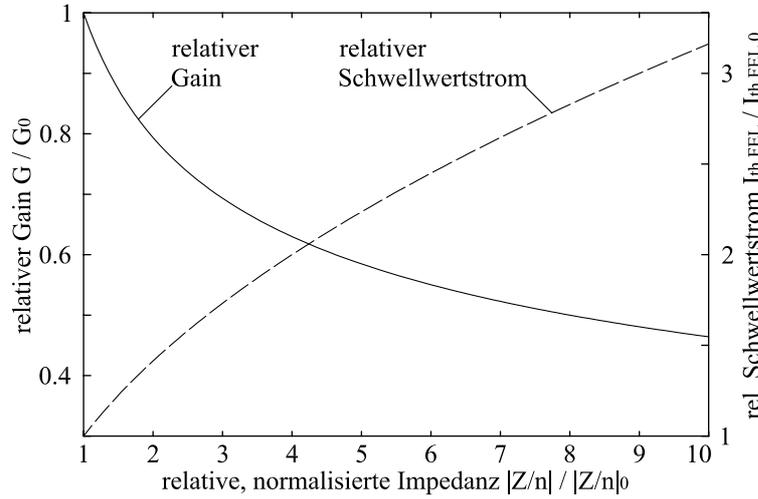


Abbildung 2.2: Gain G und Schwellwertstrom $I_{th,FEL}$ eines FEL in Abhängigkeit von der longitudinalen Kopplungsimpedanz $|Z_{\parallel}/n|$. G ist proportional zu $|Z_{\parallel}/n|^{-1/3}$ und $I_{th,FEL}$ ist proportional zu $\sqrt{|Z_{\parallel}/n|}$. Alle Werte sind jeweils normalisiert mit Gain G_0 und Schwellwertstrom $I_{th,FEL,0}$ bei der Impedanz $|Z_{\parallel}/n|_0$.

Wie in diesem Abschnitt deutlich wurde, ist es für hohe longitudinale Elektronendichten und insbesondere für den Betrieb von Freie-Elektronen-Lasern unabdingbar, die longitudinale Kopplungsimpedanz bei dem Design eines Speicherrings zu minimieren und auch bei nachträglichen Einbauten niedrig zu halten.

2.4 Lebensdauer

Ein weiterer wichtiger Parameter bei dem Betrieb von Elektronenspeicherringen ist die Lebensdauer des Elektronenstrahls. Je länger die Verweildauer der Elektronen in dem Speicherring ist, umso länger ist die Messzeit, die den Nutzern zwischen zwei Injektionen zur Verfügung steht, und umso geringer ist die Photonflussänderung pro Zeiteinheit während der Messung.

Die Gesamtlebensdauer τ_{gesamt} , bei der sich der Strahlstrom um einen Faktor $1/e$

verringert hat, setzt sich aus mehreren Teilen zusammen [5]

$$\frac{1}{\tau_{gesamt}} = \frac{1}{\tau_{Quantum}} + \frac{1}{\tau_{Restgas}} + \frac{1}{\tau_{Touschek}} + \dots \quad (2.8)$$

Diese Einzellebensdauern, die hauptsächlich die Gesamtlebensdauer bestimmen, werden in den folgenden Unterabschnitten genauer betrachtet.

2.4.1 Quantumlebensdauer

Durch die stochastische Emission von Lichtquanten ergibt sich im Gleichgewicht von Anregung und Dämpfung eine Normalverteilung der Elektronendichte im Bunch in allen drei Raumrichtungen. Auch wenn die Dichte an den Rändern der Verteilung sehr gering ist, so hat das Abschneiden dieser Ränder durch die Begrenzung der Vakuumkammerwand oder der Energieakzeptanz einen Einfluss auf die Strahllebensdauer. Ist zum Beispiel die Energieänderung der Elektronen bei der Emission von Lichtquanten größer als die Energieakzeptanz des Speicherrings, so liegen die Bewegungen dieser Elektronen außerhalb der Separatrix² und gehen verloren. Die sogenannte Quantumlebensdauer kann nach [6, 7] für die longitudinale Richtung berechnet werden mit

$$\tau_{Quantum,long} = \frac{\tau_s}{2} \frac{e^\xi}{\xi} \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{1}{2} \frac{\Delta E_{max}^2}{\sigma_E^2} \quad (2.9)$$

und τ_s = longitudinaler Dämpfungszeit. Bei Synchrotronstrahlungsquellen ist der Quotient aus Energieakzeptanz ΔE_{max} und Energiebreite σ_E üblicherweise so groß, dass der Exponentialterm e^ξ in Gleichung (2.9) dominiert und die Quantumlebensdauer mit $\tau_{Quantum} \gg 100h$ keinen Einfluss auf die Gesamtlebensdauer hat.

Entsprechendes gilt für die transversale Quantumlebensdauer

$$\tau_{Quantum,trans} = \frac{\tau_{x,y}}{2} \frac{e^\xi}{\xi} \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{akzept}}{\varepsilon_{x,y}}. \quad (2.10)$$

Hier sind τ_x und τ_y die transversalen Dämpfungszeiten und $\varepsilon_{akzept} = (a^2/\beta_x)_{min}$ oder $= (b^2/\beta_y)_{min}$ die transversalen Akzeptanzen des Speicherrings. ε_{akzept} ist durch die strahl-optisch engste Stelle bestimmt, das heißt durch kleine Vakuumkammerausdehnungen (a = halbe Breite, b = halbe Höhe) und/oder durch große Betafunktionen $\beta_{x,y}$.

2.4.2 Restgaslebensdauer

Die Lebensdauer des Elektronenstrahls ist auch durch die Wechselwirkung mit dem Restgas, das sich in der Vakuumkammer befindet, begrenzt. Dabei spielen im Wesentlichen

²Die Separatrix begrenzt im ΔE - $\Delta \Phi$ -Phasenraum den Bereich, in dem Elektronen stabile Bewegungen ausführen (siehe Gleichung (3.9) in Abschnitt 3.1 und Abbildung 3.1 als Beispiel für die Darstellung einer Separatrix).

zwei Effekte eine Rolle: zum einen die elastische Streuung der Elektronen an den Atomkernen des Gases und zum anderen die inelastische Streuung an den Atomkernen und die damit verbundene Emission von Bremsstrahlung. Die Wechselwirkungen mit der Elektronenhülle der Gasatome sind deutlich schwächer und werden hier nicht berücksichtigt. Nach [8] ist die Restgaslebensdauer gegeben durch

$$\frac{1}{\tau_{\text{elast. Streuung}}} = \frac{2\pi r_e^2 Z^2 c \rho_{\text{Gas}}}{\gamma^2} \left[\frac{\langle \beta_x \rangle \beta_{x,\text{max}}}{a^2} + \frac{\langle \beta_y \rangle \beta_{y,\text{max}}}{b^2} \right] \quad \text{und} \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{Bremsstrahlung}}} = \frac{16 r_e^2 Z^2 c \rho_{\text{Gas}}}{411} \ln \left[\frac{183}{Z^{1/3}} \right] \left[-\ln(\varepsilon_{\text{HF}}) - \frac{5}{8} \right] \quad (2.12)$$

mit

$$\begin{aligned} Z &= \text{Ordnungszahl des Restgasatoms,} \\ \rho_{\text{Gas}} &= \text{Teilchendichte des Restgases,} \\ \gamma &= \text{relative Elektronenenergie,} \\ \varepsilon_{\text{HF}} &= \Delta E_{\text{max}}/E = \text{relative Energieakzeptanz.} \end{aligned}$$

Die Teilchendichte ρ_{Gas} ist proportional zu dem Druck p in der Vakuumkammer

$$\rho_{\text{Gas}} = \frac{n_Z p}{k_B T} \quad (2.13)$$

mit der Anzahl n_Z Atome pro Gasmolekül, der Boltzmann-Konstante k_B und der Temperatur T . Für das Restgas kann angenommen werden, dass der Hauptanteil Stickstoff N_2 ($Z_N = 7$) oder Kohlenmonoxid CO ($Z_C = 6$ und $Z_O = 8$) ist, so dass $Z \approx 7$ und $n_Z = 2$ ist. Der Druck des Restgases hängt von dem gespeicherten Strahlstrom I_{Strahl} ab [9]. Er setzt sich zusammen aus dem Grunddruck p_0 und dem Druck $dp/dI \cdot I_{\text{Strahl}}$, der durch Desorption infolge der Synchrotronstrahlung aufgebaut wird. Der Druckanstieg pro Strahlstrom dp/dI kann abgeschätzt [10] oder muss gemessen werden.

2.4.3 Touschek-Lebensdauer

Der Touschek-Effekt beschreibt die elastische Streuung zweier Elektronen, bei der die Impulse transversaler Bewegungen in longitudinale Impulse umgewandelt werden. Dabei kann die Amplitudenänderung der longitudinalen Schwingung so groß werden, dass die Bewegungen der beiden am Streuprozess beteiligten Elektronen im ΔE - $\Delta \Phi$ -Phasenraum nicht mehr innerhalb der Separatrix liegen und diese somit verloren gehen. Die Touschek-Lebensdauer für einen flachen, gaußförmigen Teilchenstrahl ist gegeben durch [11, 12]

$$\frac{1}{\tau_{\text{Touschek}}} = \frac{\sqrt{2\pi} r_e^2 c N_b C(\zeta)}{\text{Vol} \gamma^3 \varepsilon_{\text{HF}}^2 \sigma'_x} \quad (2.14)$$

mit der Anzahl der Elektronen pro Bunch N_b , dem Bunchvolumen $Vol = 8\pi^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_s$, der horizontalen Strahldivergenz σ'_x und der Funktion

$$C(\zeta) = -\frac{3}{2}e^{-\zeta} + \frac{\zeta}{2} \int_{\zeta}^{\infty} \frac{\ln u}{u} e^{-u} du + \frac{1}{2}(3\zeta - \zeta \ln \zeta + 2) \int_{\zeta}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du,$$

wobei das Argument ζ der Funktion definiert ist als

$$\zeta = \left(\frac{\varepsilon_{HF}}{\gamma \sigma'_x} \right)^2.$$

Die Funktion $C(\zeta)$ kann nur numerisch berechnet werden. Falls die relative Apertur der Vakuumkammer oder die relative dynamische Apertur kleiner ist als die relative Energieakzeptanz, muss ε_{HF} durch den kleineren Wert ersetzt werden.

Da die Touschek-Lebensdauer über die Strahldimensionen

$$\sigma_x = \sigma_x(s) = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x(s) + \left(\frac{\sigma_E}{E} D_x(s) \right)^2} \quad (2.15)$$

$$\sigma_y = \sigma_y(s) = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y(s)} \quad (2.16)$$

$$\sigma'_x = \sigma'_x(s) = \sqrt{\varepsilon_x \frac{1 + \alpha_x^2(s)}{\beta_x(s)} + \left(\frac{\sigma_E}{E} D'_x(s) \right)^2} \quad (2.17)$$

von den optischen Funktionen des Speicherrings abhängt und sich dadurch mit dem longitudinalen Ort s des Rings ändert, ist es notwendig, sie über die Ringlänge L_u zu mitteln

$$\frac{1}{\tau_{Touschek}} = \left\langle \frac{1}{\tau(s)} \right\rangle = \frac{1}{L_u} \int_0^{L_u} \frac{ds}{\tau(s)}. \quad (2.18)$$

2.5 FEL-Verstärkung und Lebensdauer bei DELTA

Ein beeindruckender Beweis für die Leistungsfähigkeit des Elektronenspeicherrings DELTA ist die erfolgreiche Inbetriebnahme des Freie-Elektronen-Laser-Experiments FELICITA I im Jahr 1999 [13]. Mit einer konsequenten Optimierung des Vakuumkammerdesigns wurde die longitudinale Kopplungsimpedanz minimiert [14, 15] und dadurch der Spitzenstrom erreicht, der nötig ist, um den Laserbetrieb zu ermöglichen.

2.5.1 Verstärkung von FELICITA I

Die Parameter von DELTA für den FEL-Betrieb sind eine Elektronenenergie von 550 MeV und ein mittlerer Strahlstrom in einem einzelnen Bunch von bis zu 25 mA , so dass der Spitzenstrom unter Berücksichtigung der stromabhängigen Bunchverlängerung maximal 100 A beträgt. In Abbildung 2.3 sind gemessene Bunchlängen und der daraus

mit Gleichung (2.3) errechnete Spitzenstrom in Abhängigkeit vom mittleren Strahlstrom dargestellt. Trägt man die FEL-Verstärkung normalisiert mit dem Strahlstrom gegenüber dem Strahlstrom auf, ergibt sich nach Relation (2.6) eine $I_b^{-1/3}$ -Abhängigkeit, die sich mit den gemessenen Verstärkungen von FELICITA I deckt (siehe Abbildung 2.4).

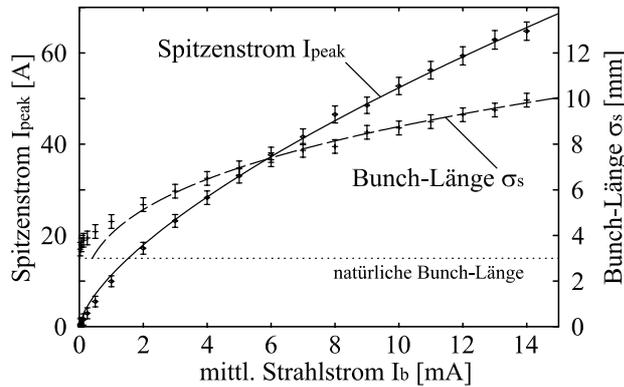


Abbildung 2.3: Gemessene Bunchlänge und daraus berechneter Spitzenstrom in Abhängigkeit vom mittleren Strahlstrom bei typischen Speicherringparametern für FEL-Betrieb. Wie für Potentialtopfverzerrung und turbulente Bunchverlängerung zu erwarten ist, wächst die Bunchlänge mit $I_b^{1/3}$, und der Spitzenstrom folgt einer $I_b^{2/3}$ -Kurve.

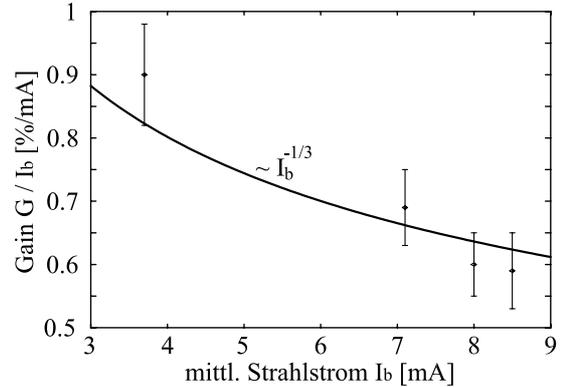


Abbildung 2.4: FEL-Verstärkung pro mA mittlerer Strahlstrom von FELICITA I bei verschiedenen Strahlströmen [13, 16, 17]. An die gemessenen Verstärkungen lässt sich in Übereinstimmung mit Relation (2.6) innerhalb der Fehlergrenzen eine $I_b^{-1/3}$ -Kurve anpassen.

2.5.2 Lebensdauer bei FEL-Betrieb

Die Lebensdauer des Elektronenstrahls im Speicherring ist bei der niedrigen Energie von 550 MeV , die für den FEL-Betrieb notwendig ist, hauptsächlich durch die Touschek-Lebensdauer begrenzt. Während der FEL-Testreihen wurde die Elektronendichte über die Emittanzkopplung κ durch Variation der transversalen Arbeitspunkte so eingestellt, dass sich ein Kompromiss zwischen benötigter Verstärkung und langer Touschek-Lebensdauer ergab.

In Abbildung 2.5 sind gemessene Lebensdauerwerte von mehreren Tagen des FEL-Testbetriebs über dem mittleren Strahlstrom eines Einzelbunches aufgetragen; die drei durchgezogenen Kurven sind mit Gleichung (2.18) gerechnete Touschek-Lebensdauerwerte für die verwendete Speicherringoptik *DEL006*, wobei die Kurven mit Hilfe verschiedener Emittanzkopplungen κ an die mittlere Lebensdauer sowie an die Extremwerte angepasst wurden. Bei den gemessenen Lebensdauerwerten von 10 bis 20 min während des FEL-Betriebs spielen die Quantumlebensdauer mit $\tau_{\text{Quantum}} > 10^{100} h$ keine und die Restgaslebensdauer mit $\tau_{\text{Restgas}} > 6 h$ nur eine untergeordnete Rolle. In den Tabellen C.2 und C.4 sind die Speicherringparameter für diesen Betriebsmodus aufgelistet.

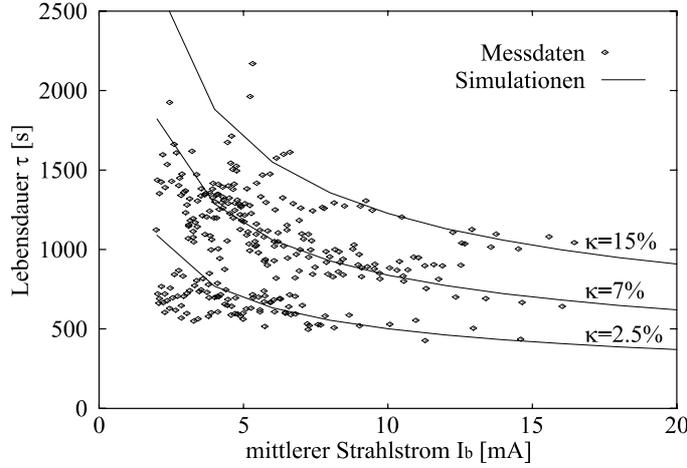


Abbildung 2.5: Lebensdauer messwerte von mehreren Tagen FEL-Testbetrieb in Abhängigkeit von dem mittleren Strahlstrom eines Einzelbunches bei 550 MeV . Die durchgezogenen Kurven sind gerechnete Touschek-Lebensdauerwerte für verschiedene Emittanzkopplungen κ . Bei den Rechnungen ist der Effekt der stromabhängigen Bunchverlängerung berücksichtigt.

2.5.3 Lebensdauer bei Betrieb als Synchrotronstrahlungsquelle

2.5.3.1 Quantumlebensdauer bei 1.5 GeV-Betrieb

Die Lebensdauer des Elektronenstrahls im Speicherring von DELTA wird während des Betriebs als Synchrotronstrahlungsquelle nicht durch die Quantumlebensdauer begrenzt. Die Parameter des Speicherrings mit der Magnetoptik *DEL008* bei einer Elektronenenergie von 1.5 GeV finden sich in Anhang C in den Tabellen C.3 und C.5, womit man eine longitudinale Quantumlebensdauer von $\tau_{\text{Quantum,long}} > 10^{32} h$ und eine transversale Quantumlebensdauer von $\tau_{\text{Quantum,trans}} > 10^{100} h$ berechnet.

2.5.3.2 Restgaslebensdauer bei 1.5 GeV-Betrieb

Die größte Fehlerquelle bei der Berechnung der Restgaslebensdauer ist die mittlere Teilchendichte ρ_{Gas} beziehungsweise der mittlere Druck p in der Vakuumkammermitte, dem Ort des Elektronenstrahls, da die Druckmesssonden nicht direkt am Strahlorbit installiert werden können, sondern einige Zentimeter entfernt sind. Messungen des strahlstromabhängigen Drucks bei 1.5 GeV -Betrieb im April 2001 ergaben einen mittleren Druck von

$$p = 50\text{ nPa} + 2 \frac{\text{nPa}}{\text{mA}} \cdot I_{\text{Strahl}}. \quad (2.19)$$

Nach Abschnitt 2.4.2 erhält man mit Gleichung 2.19 und den Parametern der Magnetoptik *DEL008* für die Restgaslebensdauer $\tau_{\text{Restgas}} \approx 11 h$ bei einem gespeichertem Elektronenstrahlstrom von $I_{\text{Strahl}} = 100\text{ mA}$. Andere Messungen und Abschätzungen ergaben $\tau_{\text{Restgas}} = 12 \dots 20 h$ bei $I_{\text{Strahl}} = 100\text{ mA}$ [18].

Die Restgaslebensdauer hängt stark davon ab, wie viel akkumulierter Gesamtstrom in dem Speicherring (gemessen in Ah) nach einer Öffnung des Vakuumsystems gespeichert wurde. Durch die Desorption infolge der Synchrotronstrahlung steigt zwar der Druck in der Vakuumkammer, aber durch das kontinuierliche Pumpen werden der Grunddruck und die Desorptionsrate innerhalb einiger Monate kleiner und damit sinkt auch die Teilchendichte bei einem gegebenen Strahlstrom. Die Gesamtlebensdauer von DELTA steigt

nach einer Öffnung des Vakuumsystems (zum Beispiel für die Installation von Vakuumkomponenten) in drei Betriebsmonaten von $3 \dots 5 h$ auf $8 \dots 10 h$.

2.5.3.3 Touschek-Lebensdauer bei 1.5 GeV-Betrieb

Die Touschek-Lebensdauer hängt von vielen Speicherringparametern ab. Bei den transversalen Strahldimensionen ist neben der Magneto-optik der wichtigste Parameter die Emittanzkopplung, die die vertikale Emittanz mit der horizontalen Emittanz verknüpft und damit die vertikalen Strahldimensionen festlegt. Durch eine sorgfältige mechanische Justierung der Quadrupolmagnete erreicht man kleine Werte für die Emittanzkopplung und damit kleine vertikale Strahldimensionen, was für einen hohen Brillanzwert wichtig ist. Messungen der Emittanzkopplung des DELTA-Speicherrings ergaben Werte von $\kappa \approx 10\%$ vor einer Korrektur der Magnetpositionen im Jahr 1999, wobei eine Verbesserung auf $\kappa = 1\%$ durch die Korrektur erwartet wurde [19]. Andere Untersuchungen aus dem Jahr 2001 schätzten die Emittanzkopplung bei kleinem Strahlstrom ebenfalls mit $\kappa \approx 1\%$ ab, bei hohen Strahlströmen gab es Hinweise auf eine größere Emittanzkopplung [18].

Die Beschleunigungsspannung bestimmt hauptsächlich die longitudinalen Parameter wie Bunchlänge oder Energieakzeptanz (siehe Kapitel 3). Bei einer typischen Spannung von $350 kV$, der Magneto-optik *DEL008* (Tabellen C.3 und C.5) und einer Emittanzkopplung von $\kappa = 1 \dots 3\%$ berechnet sich mit Gleichung 2.14 die Touschek-Lebensdauer zu $\tau_{Touschek} = 12 \dots 21 h$ für einen mittleren Multibunchstrom³ von $100 mA$ in 155 von 192 möglichen Bunchen im Speicherring von DELTA.

$\tau_{Touschek}$ könnte durch eine Verdopplung der Bunchlänge nahezu um einen Faktor zwei vergrößert werden, da die Teilchendichte N_b/V halbiert wird. Kleinere Korrekturen müssen wegen leicht verringerter Energieakzeptanz vorgenommen werden. Wenn man von einem gleich großen Anteil von $\tau_{Restgas}$ und $\tau_{Touschek}$ an der Gesamtlebensdauer ausgeht, würde sich durch die Verdopplung der Touschek-Lebensdauer die Gesamtlebensdauer um 33% verlängern, ohne dass die Brillanz verschlechtert würde.

Eine andere Möglichkeit der Verringerung des Touschek-Effekts ist die Verbesserung der Energieakzeptanz durch Erhöhung der Beschleunigungsspannung. Die Verdopplung der Spannung würde die Energieakzeptanz um 70% anheben, was die Touschek-Lebensdauer für oben angegebene Werte von 12 auf $29 h$ erhöhen würde. Eine Verdopplung der Beschleunigungsspannung ist für das bestehende Ein-Cavity-System aber nicht möglich, da man dafür die Leistung des Hochfrequenzsignals vervierfachen müsste, was die zulässige Maximalleistung des Cavities weit übersteigt. Die Verdopplung des gesamten Beschleunigungssystems ist denkbar. Sie hat jedoch entsprechenden Platzbedarf im Speicherring für das zweite Cavity, erheblichen Installationsaufwand für Vakuumtechnik, HF-Verstärker, HF-Leitung und Kühlung sowie den dazu nötigen Investitionsbedarf für das zweite Cavity plus Verstärkersystem und Infrastruktur.

³mittlere Gesamtstromstärke aller gespeicherten Elektronenpakete

Kapitel 3

Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik

Zunächst werden die Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik für Ein- und Zwei-Cavity-Systeme in Kurzform beschrieben, um Parameter von Elektronenspeicherringen wie zum Beispiel Beschleunigungsspannung, Sollphase, Synchrotronfrequenz und Bunchlänge sowie deren gegenseitigen Abhängigkeiten einzuführen. Vertiefend wird in diesem Kapitel das Thema Manipulation der Bunchlänge mit höherharmonischen Cavities behandelt.

3.1 Ein-Cavity-System

Die Grundlagen der longitudinalen Strahldynamik für ein Ein-Cavity-System sind in den Lehrbüchern der Beschleunigerphysik¹ ausführlich beschrieben und werden hier nur als Grundgleichungen aufgelistet, soweit sie im Rahmen dieser Arbeit benötigt werden, und um Begriffe und Formelzeichen einzuführen.

Die Elektronen werden in einem Cavity oder mehreren Cavities gleicher Frequenz mit der sinusförmigen Beschleunigungsspannung

$$\begin{aligned} V(t) &= V_{HF} \cdot \sin(h \omega_u t) \\ &= V_{HF} \cdot \sin(\omega_{HF} t), \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$V(\Phi) = V_{HF} \cdot \sin(\Phi) \tag{3.2}$$

beschleunigt. Hierbei ist V_{HF} die Spannungsamplitude, h die Harmonischenzahl, ω_u die Umlauffrequenz, ω_{HF} die Beschleunigungsfrequenz und Φ die Phase bezogen auf $\omega_{HF} = h\omega_u$. Die Bedingung für die Sollphase Φ_s , bei der der Energieverlust W_0 pro Umlauf gerade durch die Beschleunigungsspannung ausgeglichen wird, ist

$$e V_{HF} \cdot \sin(\Phi_s) = W_0 \tag{3.3}$$

¹Zum Beispiel in den *Proceedings* der *CERN Accelerator School* oder auch in [20, 21]

mit dem Energieverlust pro Umlauf

$$W_0 = \frac{\mu_0 e^2 c^2 I_2 \gamma^4}{6 \pi}. \quad (3.4)$$

Die Synchrotronstrahlungsintegrale I_1 bis I_5 sind abhängig von der verwendeten Magnetoptik und sind in Anhang B aufgelistet.

Die Elektronen befinden sich in einem Quasi-Potential

$$U(\Phi) = \frac{e V_{HF}}{2\pi} \cdot [\cos(\Phi) + \Phi \cdot \sin(\Phi_s) - \cos(\Phi_s) - \Phi_s \cdot \sin(\Phi_s)], \quad (3.5)$$

das in der Nähe von Φ_s parabelförmig ist, und schwingen longitudinal um Φ_s . Diese Energieschwingung nennt man Synchrotronschwingung und hat folgende allgemeine Bewegungsgleichung:

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + 2a_s \cdot \frac{dE}{dt} + \omega_s \cdot E = 0 \quad (3.6)$$

mit dem Dämpfungsterm

$$a_s = \frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{2T_u} \cdot \frac{dW}{dE} = \frac{1}{T_u} \frac{W_0}{E} \cdot \left(2 + \frac{I_4}{I_2}\right) \quad (3.7)$$

und der Synchrotronfrequenz

$$\omega_s = \omega_u \cdot \sqrt{\frac{-h \eta e V_{HF} \cdot \cos(\Phi_s)}{2\pi \beta^2 E_0}}. \quad (3.8)$$

Hierbei ist η der Phasenschlupffaktor² und E_0 die Sollenergie der Elektronen. In dem ΔE - Φ -Phasenraum trennt die Separatrix stabile und instabile Bewegungen

$$\Delta E_{sep}(\Phi) = \pm \sqrt{\frac{\beta^2 E_0 e V_{HF}}{\pi h \eta} \cdot [(\pi - \Phi_s - \Phi) \cdot \sin(\Phi_s) - \cos(\Phi_s) - \cos(\Phi)]}. \quad (3.9)$$

Die Energieakzeptanz bei $\Phi = \Phi_s$ ist gegeben durch

$$\Delta E_{max} = \sqrt{\frac{\beta^2 E_0 e V_{HF}}{\pi h \eta} \cdot [(\pi - 2\Phi_s) \cdot \sin(\Phi_s) - 2 \cdot \cos(\Phi_s)]}. \quad (3.10)$$

Die Elektronen in einem Bunch haben die relative, mittlere Energieabweichung

$$\frac{\sigma_E}{E} = \gamma \cdot \sqrt{C_q \frac{I_3}{2I_2 + I_4}}, \quad \text{mit} \quad C_q = \frac{55 \hbar}{32\sqrt{3} m_e c} = 3.832 \cdot 10^{-13} m \cdot rad, \quad (3.11)$$

²In der Literatur ist der *phase slippage factor* η nicht einheitlich definiert. In dieser Arbeit wird er wie folgt verwendet:

$$\eta = \alpha - 1/\gamma^2.$$

η ist bei den in Elektronenspeicherringen üblichen Energien immer positiv und kann dem *momentum compaction factor* α mit $\alpha = I_1/L$ gleichgesetzt werden.

womit sich die Bunchlänge in Längeneinheiten wie folgt ausdrücken lässt:

$$\sigma_s = \frac{c \eta \sigma_E}{\omega_s E}. \quad (3.12)$$

Mit σ_s ist eine Standardabweichung einer gaußförmigen Teilchenverteilung gemeint.³ Es ist auch üblich, die longitudinale Bunchausdehnung in Zeiteinheiten anzugeben, da mit Messgeräten wie Oszilloskop oder *Streak-Kamera*⁴ die Signaldauer des am Messort vorbeifliegenden Elektronenpakets gemessen wird

$$\sigma_\tau = \frac{\sigma_s}{c} = \frac{\eta \sigma_E}{\omega_s E}. \quad (3.13)$$

In dieser Arbeit wird je nach Bedarf die Bunchlänge sowohl in Längeneinheiten als auch in Zeiteinheiten verwendet und kann anhand des Indizes unterschieden werden.

3.2 Zwei-Cavity-System

In einem System aus mehreren Cavities gilt das Superpositionsprinzip, das heißt die Spannungen der einzelnen Cavities addieren sich zu einer Gesamtspannung. Betrachtet man ein System aus einem Hauptcavity mit der Beschleunigungsfrequenz ω_{HF} und einem höherharmonischen Cavity (HHC) mit der Frequenz ω_{HHC} und Harmonischenzahl $n = \omega_{HHC}/\omega_{HF}$, so ist die Beschleunigungsspannung gleich der Überlagerung der zwei sinusförmigen Einzelspannungen

$$V(\Phi) = V_{HF} \cdot \sin(\Phi) + k V_{HF} \cdot \sin(n \Phi + n \Phi_n) \quad (3.14)$$

mit der Amplitude $k V_{HF}$ des höherharmonischen Systems. Es ergibt sich eine neue Sollphase Φ'_s für das Hauptcavity

$$e V_{HF} \cdot [\sin(\Phi'_s) + k \cdot \sin(n \Phi'_s + n \Phi_n)] = W_0 \quad (3.15)$$

und das Quasi-Potential wird durch

$$U(\Phi) = \frac{e V_{HF}}{2\pi} \cdot \left[\cos(\Phi) + \Phi \cdot \sin(\Phi'_s) + \frac{k}{n} \cdot \cos(n \Phi + n \Phi_n) + \Phi k \cdot \sin(n \Phi'_s + n \Phi_n) \right] + \text{Konstante} \quad (3.16)$$

beschrieben.

³Die Halbwertsbreite (im Englischen *full width half maximum = FWHM*) lässt sich mit

$$l_{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln(2)} \cdot \sigma \approx 2.35482 \cdot \sigma$$

aus der Standardabweichung einer Gaußverteilung berechnen.

⁴Eine Streak-Kamera ist Messgerät für zeitlich extrem kurze, optische Signale. Ihr Funktionsprinzip wird in Abschnitt 7.1.1 erläutert.

Für die Form der Separatrix und für die maximale Energieakzeptanz lassen sich bei einem Zwei-Cavity-System keine analytischen Gleichungen angeben: Zu deren Berechnung geht man nach [22] von der Hamiltonfunktion mit den kanonisch konjugierten Variablen $\Delta\Phi$ und $\Delta E/\omega_u$ des Zwei-Cavity-Systems aus

$$\begin{aligned}
 H\left(\Delta\Phi, \frac{\Delta E}{\omega_u}\right) &= \frac{h\eta\omega_u^2}{2\beta^2 E_0} \cdot \left(\frac{\Delta E}{\omega_u}\right)^2 + \frac{eV_{HF}}{2\pi} \cdot \left[\cos(\Phi'_s + \Delta\Phi) + \Delta\Phi \cdot \sin(\Phi'_s) \right. \\
 &\quad + \frac{k}{n} \cdot \cos(n\Phi'_s + n\Delta\Phi + n\Phi_n) + \Delta\Phi \cdot k \cdot \sin(n\Phi'_s + n\Phi_n) \\
 &\quad \left. - \cos(\Phi'_s) - \frac{k}{n} \cdot \cos(n\Phi'_s + n\Phi_n) \right] \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

mit $\Delta\Phi = \Phi - \Phi'_s$ und bestimmt numerisch das größte, lokale Maximum von H für $\Delta E/\omega_u = 0$. Dieses befindet sich bei dem instabilen Fixpunkt $\Phi_{sep} = \Phi'_s + \Delta\Phi_{sep}$ (siehe Abbildung 3.1) und hat den Funktionswert $H_{sep} = H(\Delta\Phi_{sep}, 0)$. Nun kann man H_{sep} mit der Hamiltonfunktion (3.17) gleichsetzen und nach ΔE_{sep} auflösen. Die Energieakzeptanz bei der Sollphase ist dann

$$\Delta E_{max}(\Delta\Phi = 0) = \sqrt{\frac{2\beta^2 E_0}{h\eta} \cdot H_{sep}}. \quad (3.18)$$

3.3 Bunchlängenmanipulation mit höherharmonischen Cavities

3.3.1 Optimale Bunchverlängerung

Die optimale Bunchverlängerung ist dann erreicht, wenn die erste und zweite Ableitung der Beschleunigungsspannung bei Sollphase verschwinden [23]. Das Quasi-Potential ist dann in der Nähe der Sollphase biquadratisch, das heißt es folgt einer $(\Delta\Phi)^4$ -Funktion

$$eV(\Phi)|_{\Phi=\Phi'_s} = W_0 \Leftrightarrow \frac{W_0}{eV_{HF}} = \sin(\Phi'_s) + k \cdot \sin(n\Phi'_s + n\Phi_n) \quad (3.19)$$

$$\wedge \left. \frac{dV(\Phi)}{d\Phi} \right|_{\Phi=\Phi'_s} = 0 \Leftrightarrow \cos(\Phi'_s) + nk \cdot \cos(n\Phi'_s + n\Phi_n) = 0 \quad (3.20)$$

$$\wedge \left. \frac{dV^2(\Phi)}{d^2\Phi} \right|_{\Phi=\Phi'_s} = 0 \Leftrightarrow -\sin(\Phi'_s) - n^2 k \cdot \sin(n\Phi'_s + n\Phi_n) = 0. \quad (3.21)$$

Mit diesen Bedingungen ergeben sich folgende Beziehungen für die Sollphase des Hauptcavities Φ'_s , das Amplitudenverhältnis k und die Phase des harmonischen Systems Φ_n bei gegebenem n

$$\Phi'_s = \pi - \arcsin\left(\frac{W_0}{eV_{HF}} \frac{n^2}{n^2 - 1}\right), \quad (3.22)$$

$$k = \sqrt{\frac{1}{n^2} \cdot \cos^2(\Phi'_s) + \frac{1}{n^4} \cdot \sin^2(\Phi'_s)}, \quad (3.23)$$

$$\Phi_n = \frac{1}{n} \cdot \arcsin \left[\frac{1}{k} \cdot \left(\frac{W_0}{eV_{HF}} - \sin(\Phi'_s) \right) \right] - \Phi'_s, \quad (3.24)$$

die sich aber nur mit einem aktiven oder näherungsweise mit einem supraleitenden System verwirklichen lassen. In Abbildung 3.1 ist die optimale Bunchverlängerung beispielhaft für ein Zwei-Cavity-System mit der Harmonischenzahl $n = 3$ dargestellt.

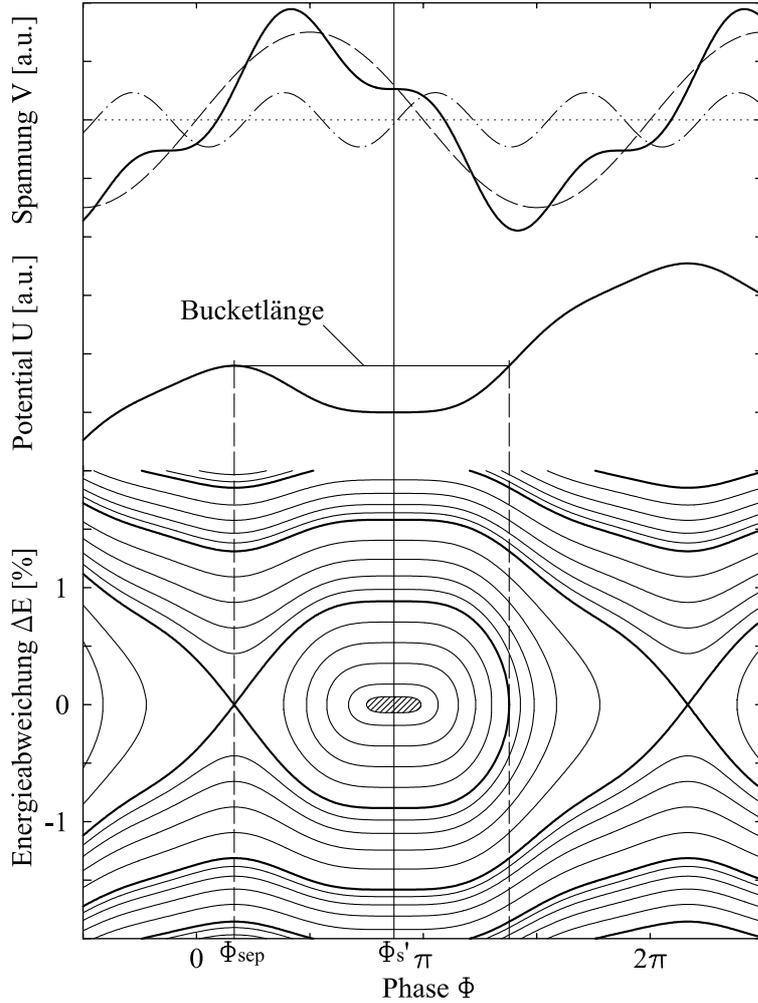


Abbildung 3.1: Exemplarisches Diagramm für den Fall der optimalen Bunchverlängerung in einem Zwei-Cavity-System mit $n = 3$. Dargestellt sind die Spannungen der einzelnen Cavities und die resultierende Gesamtspannung $V(\Phi)$ (durchgezogene Linie), das Potential $U(\Phi)$ und die Trajektorien im ΔE - Φ -Phasenraum. Die Separatrix, die stabile von instabilen Teilchenbewegungen trennt, ist fett gezeichnet. Die Ausdehnung des Elektronenpakets ist schraffiert.

Nach [24] ergibt sich für den Fall der optimalen Bunchverlängerung in einem biquadratischen Potential folgende Gleichung zur Berechnung der Bunchlänge

$$\sigma_{s,opt} = \frac{2\sqrt{\pi}}{\Gamma(1/4)} \cdot \left(\frac{3}{n^2 - 1} \right)^{1/4} \cdot \sqrt{\frac{h \eta \omega_u \sigma_E}{\omega_{s,0} E} \cdot \frac{c}{\omega_{HF}}}. \quad (3.25)$$

Setzt man in Gleichung (3.25) beispielsweise $n = 3$, $\omega_{HF} = 2\pi \cdot 500 \text{ MHz}$, $\Gamma(1/4) =$

3.6256⁵ und Gleichung (3.12) ein, so sieht man an der relativen Bunchverlängerung

$$\frac{\sigma_{s,opt}}{\sigma_{s,0}} \approx \sqrt{\frac{55.9mm}{\sigma_{s,0}}}, \quad (3.26)$$

dass diese von der ursprünglichen Bunchlänge abhängig und nur für kurze Bunche ($\leq 14mm$) effektiv ist.

3.3.2 Bunchverlängerung mit normal leitendem, passivem Cavity

Mit einem normal leitenden, passiven, höherharmonischen System lässt sich die optimale Bunchverlängerung aus dem vorherigen Abschnitt nicht erreichen und auch die Abhängigkeiten müssen anders hergeleitet werden. Angenommen, das höherharmonische Cavity hat die Resonanzfrequenz ω_{HHC} , die Güte Q und die Shuntimpedanz R_{sh} . Ausgehend von der Phasenverschiebung bei einem getriebenen Oszillator erhält man nach [23, 25] für die Phase φ_{HHC} bezogen auf den Durchgang der Elektronenpakete durch das höherharmonische Cavity

$$\tan(\varphi_{HHC}) = Q \cdot \left(\frac{n \omega_{HF}}{\omega_{HHC}} - \frac{\omega_{HHC}}{n \omega_{HF}} \right) \quad (3.27)$$

und für den Scheitelwert der induzierten Spannung

$$V_{HHC} = 2F_n I_b R_{sh} \cdot \cos(\varphi_{HHC}) \quad (3.28)$$

mit dem Formfaktor

$$F_n = \exp\left(-\frac{1}{2} n^2 \omega_{HF}^2 \sigma_\tau^2\right) \approx 1. \quad (3.29)$$

Somit ergeben sich für Sollphase des Hauptcavities, Amplitudenverhältnis und Phase des harmonischen Systems bezogen auf das Fundamentalsystem folgende Gleichungen:

$$\Phi'_s = \pi - \arcsin\left(\frac{W_0}{e V_{HF}} - k \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} + \varphi_{HHC}\right)\right) \quad (3.30)$$

$$k = \frac{V_{HHC}}{V_{HF}} = \frac{2F_n I_b R_{sh} \cdot \cos(\varphi_{HHC})}{V_{HF}} \quad (3.31)$$

$$\Phi_n = \frac{1}{n} \cdot \left(\frac{\pi}{2} + \varphi_{HHC}\right) - \Phi'_s. \quad (3.32)$$

⁵Die Gamma-Funktion ist wie folgt definiert:

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt.$$

Hierbei ist zu beachten, dass sich die Phasen Φ , Φ'_s und Φ_n auf die Beschleunigungsfrequenz ω_{HF} beziehen, während φ_{HHC} für die Frequenz des höherharmonischen Systems $n \cdot \omega_{HF}$ definiert ist.

Von Interesse ist außerdem die Leistung, die dem Hauptcavity-System zusätzlich entzogen und im höherharmonischen System in Wärme umgesetzt wird,

$$P_{HHC} = \frac{V_{HHC}^2}{2R_{sh}} = 2F_n^2 I_b^2 R_{sh} \cdot \cos^2(\varphi_{HHC}). \quad (3.33)$$

Näherungsweise kann man annehmen, dass die Steigung der Beschleunigungsspannung im Bereich der Sollphase linear bleibt und somit die Gleichungen für Synchrotronfrequenz (3.8) und Bunchlänge (3.12) weiterhin gelten. Dann lässt sich die relative Bunchlängenänderung wie folgt angeben

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_{s,0}} = \sqrt{\frac{\cos(\Phi_s)}{\cos(\Phi'_s) - n k \cdot \sin(\varphi_{HHC})}}. \quad (3.34)$$

Setzt man nun die Gleichungen (3.27) bis (3.33) in Gleichung (3.34) ein, so lassen sich Bunchlängenänderungen in Abhängigkeit von Cavityphase, -spannung, -verstimmung und so weiter angeben. In Abbildung 3.2 ist $\sigma_s/\sigma_{s,0}$ beispielhaft als Funktion der Cavityleistung P_{HHC} für verschiedene Shuntimpedanzen dargestellt. Wie dort sofort erkennbar ist, erreicht man mit größerer Shuntimpedanz eines höherharmonischen Systems mehr Bunchlängenänderung bei kleinerer Verlustleistung. Das verdeutlicht, dass die Maximierung der Shuntimpedanz auch durch Einsatz mehrerer passiver Cavities angestrebt werden sollte.

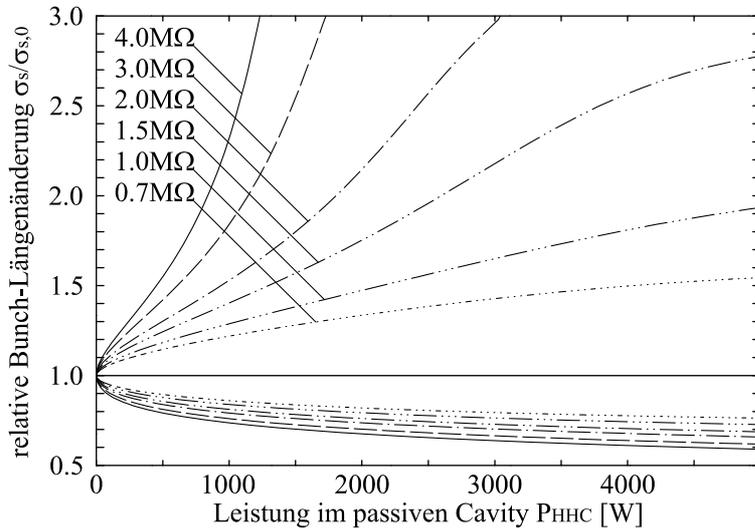


Abbildung 3.2: Relative Bunchlängenänderung in Abhängigkeit von der Leistung im höherharmonischen Cavity. Dargestellt sind Verlängerung und Verkürzung am Beispiel von typischen DELTA-Betriebsparametern für verschiedene Shuntimpedanzen von passiven Cavities.

3.3.3 Bunchverkürzung

Für den Fall der Bunchverkürzung gelten die Gleichungen (3.27) bis (3.34) unverändert. Der Unterschied ist, dass bei Bunchverlängerung die Phase φ_{HHC} zwischen $-\pi/2$ und *Null*

(d. h. $\omega_{HHC} > n\omega_{HF}$) und bei Verkürzung zwischen *Null* und $+\pi/2$ (d. h. $\omega_{HHC} < n\omega_{HF}$) liegt. Abbildung 3.2 zeigt neben der Bunchverlängerung auch die Bunchverkürzung ($\sigma_s/\sigma_{s,0} < 1$) in Abhängigkeit von der Cavityleistung.

Kapitel 4

Longitudinale Wakefelder und Impedanzen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Größen und Definitionen für die Beschreibung von longitudinalen *Wakefeldern*¹ und Impedanzen eingeführt und deren Einflüsse auf kollektive Phänomene untersucht. Hierbei wird ein Schwerpunkt auf longitudinale Kopplungsimpedanzen gelegt, die durch geometrische Querschnittsänderungen in der Speicherringvakuunkammer hervorgerufen werden. Einfache Impedanzmodelle werden zur Beschreibung der frequenzabhängigen Impedanzen eingeführt. Die Beeinflussung der longitudinalen Strahldynamik durch Wakefelder und Impedanzen wird ebenfalls ausführlich untersucht und Abhängigkeiten, die eine experimentelle Messung und Überprüfung erlauben, werden aufgezeigt.

4.1 Grundlagen der Wakefeldberechnung

Bei der Herleitung² der Gleichungen für die Beschreibung von Wakefeldern geht man von dem longitudinalen, elektrischen Feld E_{\parallel} der Ladung q , die sich bei z befindet, an dem Ort z' einer Probeladung e aus, die sich hinter der Ladung q befindet. Wenn man das elektrische Feld über eine Strecke L_z , die die Ladungen in einer beliebig geformten Vakuunkammer zurücklegen, integriert, erhält man die sogenannte *Wakefunktion* $W_{\parallel}(z - z')$. Durch Integration von $W_{\parallel}(z - z')$ über alle Ladungen mit der linearen Teilchenverteilung³ $\lambda(z)$, die sich vor der Probeladung befinden, erhält man die induzierte Spannung am Ort der Probeladung als sogenannte *Wakespannung* $V_{wake}(z')$. Eine weitere Integration von $V_{wake}(z')$ über alle Ladungen im Bunch ergibt den Energieverlust ΔU_{wake} des Bunches durch Wakefelder.

¹Mit dem englischen Begriff *wake field* (*wake* = Kielwasser, Nachlaufströmung) sind die elektromagnetischen Felder gemeint, die geladene Teilchen bei der Bewegung in einer Vakuunkammer mit sich führen beziehungsweise hinter sich her ziehen.

²Eine detaillierte Herleitung findet man zum Beispiel in [26, 27], die hier nur in Kurzform wiedergegeben ist.

³Die Teilchenverteilung ist normalisiert, so dass $\int \lambda(z) dz = N_b$ gilt.

Der *Lossfaktor*⁴ k_{wake} ist definiert als der Energieverlust normalisiert mit dem Quadrat der Ladungsmenge $e N_b$

$$\begin{aligned} k_{wake} &= \frac{\Delta U_{wake}}{e^2 N_b^2} \\ &= \frac{1}{e^2 N_b^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz' e \lambda(z') \underbrace{\int_{z'}^{\infty} -dz e \lambda(z) W_{\parallel}(z - z')}_{V_{wake}(z')}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Das *Minus*-Zeichen bei der Wakespannung zeigt an, dass die Wakefelder eine abbrem- sende Wirkung haben.

Schreibt man Gleichung (4.1) mit Fourier-transformierten⁵ Größen, so erhält man unter Verwendung des Faltungssatzes der Fourier-Transformation

$$k_{wake} = \frac{-1}{2\pi e^2 N_b^2} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Real} \left(Z_{\parallel}(\omega) \right) \cdot |e \lambda(\omega)|^2 d\omega, \quad (4.2)$$

wobei die longitudinale Kopplungsimpedanz $Z_{\parallel}(\omega)$ als Fourier-Transformation der Wake- funktion definiert ist

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{1}{c\beta} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}(z) \cdot e^{-i\omega z/c\beta} dz. \quad (4.3)$$

Mit der Fourier-Transformation eines gaußförmigen Strompulses

$$\begin{aligned} e \lambda(\omega) = I(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} I(t) \cdot e^{-i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e N_b}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\tau}} e^{-t^2/2\sigma_{\tau}^2} \cdot e^{-i\omega t} dt \\ &= e N_b \cdot e^{-\frac{1}{2}\omega^2 \sigma_{\tau}^2} \end{aligned} \quad (4.4)$$

ergibt sich schließlich für den Lossfaktor

$$k_{wake} = \frac{-1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Real} \left(Z_{\parallel}(\omega) \right) \cdot e^{-\omega^2 \sigma_{\tau}^2} d\omega. \quad (4.5)$$

Dieses gilt, wie bereits erwähnt, für beliebig geformte Vakuumkammern. Es wurden auch noch keine Aussagen über die Frequenzabhängigkeit der Kopplungsimpedanz gemacht. Diese beiden Punkte werden in den folgenden Abschnitten konkretisiert.

⁴aus dem Englischen: *loss* = Verlust

⁵In der Literatur und mathematischen Software ist bei der Fourier-Transformation die Normalisierung nicht eindeutig festgelegt [28]. In dieser Arbeit wird die Fourier-Transformation in Übereinstimmung mit den meisten Lehrbüchern folgendermaßen verwendet:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \cdot e^{+i\omega t} d\omega.$$

4.2 Normalisierte, effektive Impedanz

Es hat sich als sinnvoll erwiesen, eine sogenannte *normalisierte* Impedanz Z/n zu definieren, indem $Z(\omega)$ durch den Quotienten aus Frequenz und Umlauffrequenz geteilt wird

$$\frac{Z(\omega)}{n} = \frac{Z(\omega)}{\omega/\omega_u}. \quad (4.6)$$

Dies hat den Vorteil, dass bestimmte Anteile der Impedanz durch die Normalisierung frequenzunabhängig werden (wie zum Beispiel die Raumladungsimpedanz in Abschnitt 4.3.1). Dadurch und durch die Gewichtung mit der Umlauffrequenz sind die Impedanzwerte verschieden großer Anlagen miteinander vergleichbar.

Da nicht nur die Impedanz frequenzabhängig ist, sondern auch ein umlaufendes Elektronenpaket ein bestimmtes Frequenzspektrum in Abhängigkeit von seiner Bunchlänge hat, muss man die effektive Impedanz aus dem Leistungsspektrum eines Schwingungsmodus berechnen. Mit der Modusnummer m ($m = 0$ stationärer Modus, $m = 1$ Dipolmodus und höhere Schwingungsmodi) ergibt sich für eine gaußförmige Ladungsverteilung mit der Bunchlänge σ_τ und der Synchrotronfrequenz ω_s die effektive Impedanz [29]

$$\left(\frac{Z}{n}\right)_{eff}^m = \frac{\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{Z(\omega_{mp})}{p} \left(\frac{\omega_{mp}}{\omega_u}\right)^{2m} e^{-\omega_{mp}^2 \sigma_\tau^2}}{\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\omega_{mp}}{\omega_u}\right)^{2m} e^{-\omega_{mp}^2 \sigma_\tau^2}}, \quad (4.7)$$

mit

$$\omega_{mp} = p\omega_u + m\omega_s. \quad (4.8)$$

Die Synchrotronfrequenz ist bei einem Elektronenspeicherring wie DELTA klein gegenüber der Umlauffrequenz und das Leistungsspektrum von einem kurzen Bunch beinhaltet sehr hohe Frequenzen, so dass man die Synchrotronfrequenz in Gleichung (4.8) vernachlässigen kann.

Impedanzen mit $m = 0$ beschreiben resistive Phänomene mit Energieverlust, Impedanzen mit $m = 1$ beschreiben reaktive Phänomene, zum Beispiel frequenzabhängige Phasenverschiebungen, ohne Energieübertrag. Die Abbildung 4.1 zeigt die Leistungsspektren der ersten beiden Schwingungsmodi für eine Bunchlänge von $\sigma_\tau = 33\text{ ps}$.

4.3 Impedanz der Vakuumkammer

Da die Frequenzabhängigkeit der Impedanz einer Vakuumkammer nicht einfach zu beschreiben ist, werden die verschiedenen Effekte, die die Impedanz verursachen oder beeinflussen, im Folgenden einzeln betrachtet.

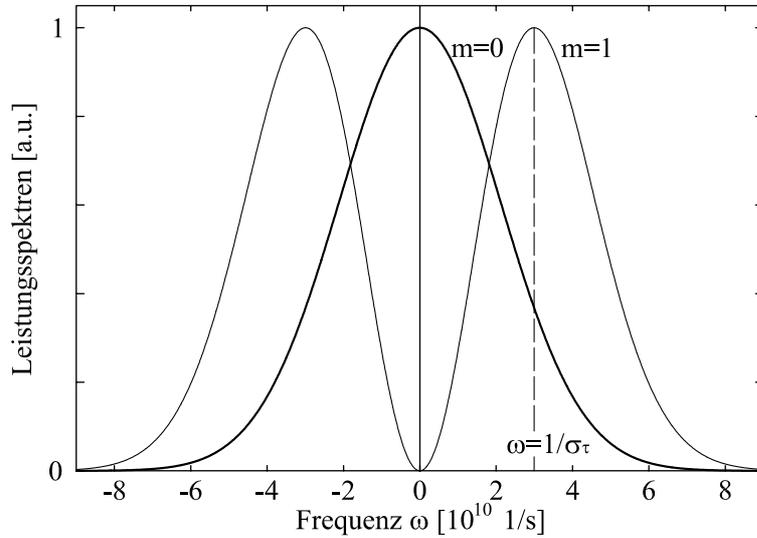


Abbildung 4.1: Relative Leistungsspektren normiert mit dem jeweiligen Maximalwert von Schwingungsmodi für eine Bunchlänge von $\sigma_\tau = 33 \text{ ps}$ (das entspricht $\sigma_s = 10 \text{ mm}$). $m = 0$ ist der stationäre Modus und $m = 1$ der Dipolmodus.

4.3.1 Raumladungsimpedanz

Auch in einer perfekt leitenden Vakuumkammer induziert der Elektronenstrahl durch Raumladungseffekte eine Spannung in sich selbst. Das Verhältnis aus dieser induzierten Spannung und Strahlstrom nennt man Raumladungsimpedanz⁶ [30]

$$Z_{\parallel sc}(\omega) = i \cdot \frac{\omega}{2\beta c \varepsilon_0 \omega_u \gamma^2} \left(1 + 2 \ln \frac{r_{Rohr}}{r_{Strahl}} \right), \quad (4.9)$$

mit den Radien der als kreisrund idealisierten Vakuumkammer r_{Rohr} und des Elektronenstrahls r_{Strahl} . Die mit $n = \omega/\omega_u$ normalisierte Impedanz ist frequenzunabhängig

$$\frac{Z_{\parallel sc}(\omega)}{n} = i \cdot \frac{1}{2\beta c \varepsilon_0 \gamma^2} \left(1 + 2 \ln \frac{r_{Rohr}}{r_{Strahl}} \right). \quad (4.10)$$

Wie man an Gleichung (4.10) sehen kann, hat die Raumladungsimpedanz nur für kleine Geschwindigkeiten und niedrige Teilchenenergien große Werte, so dass sie bei Elektronenspeicherringen vernachlässigt werden kann.

4.3.2 Resistive-Wand-Impedanz

Der Teilchenstrahl wird von Spiegelladungen begleitet, die sich in einer dünnen Schicht auf der Innenseite der Vakuumkammer bewegen. Da die Vakuumkammer aus einem endlich leitenden Material besteht, erfährt der Spiegelstrom resistive Verluste, was zu Wakefeldern führt, die auf den Teilchenstrahl rückwirken. Integriert man die Wakefelder über eine Länge L_z des Speicherrings, erhält man für die longitudinale Resistive-Wand-Impedanz⁷ einer Vakuumkammer, die einen kreisförmigen Querschnitt mit dem Radius

⁶im Englischen: *space charge impedance*

⁷im Englischen: *resistive wall impedance*

r_{Rohr} hat, [31, 32]

$$\begin{aligned} \frac{Z_{||rw}(\omega)}{n} &= (1 + \operatorname{sgn}(\omega) \cdot i) \cdot \frac{\rho_{el} L_z}{2\pi r_{Rohr} \delta_{skin} n} \\ &= (1 + \operatorname{sgn}(\omega) \cdot i) \cdot \frac{c}{r_{Rohr}} \sqrt{\frac{\rho_{el} \mu_0 \mu_r}{2|\omega|}} \end{aligned} \quad (4.11)$$

mit der sogenannten *Skintiefe*⁸

$$\delta_{skin} = \sqrt{\frac{2\rho_{el}}{\omega \mu_0 \mu_r}}. \quad (4.12)$$

Hierbei bezeichnet ρ_{el} den spezifischen, elektrischen Widerstand und μ_r die Permeabilitätszahl des Wandmaterials. Die Gleichung (4.11) ist eine Näherung für niedrige Frequenzen. Die Näherung weicht aber von einem genaueren Modell, das auch für hohe Frequenzen gültig ist, erst oberhalb einer kritischen Frequenz ab, die im Terahertz-Bereich liegt [32]. Da die Abweichungen nur für Bunchlängen im Submillimeter-Bereich relevant sind, wird im Folgenden mit der Näherung gerechnet.

Für eine Vakuumkammer mit beliebigem Querschnitt ist es für Abschätzungen sinnvoll, einen mittleren Radius $\langle r \rangle$ einer kreisförmigen Kammer mit gleicher Impedanz anzugeben. Zu seiner Berechnung geht man von dem Realteil der Impedanz aus, die durch den Quotienten aus Gesamtleistung und Quadrat des Gesamtstroms gegeben ist

$$\operatorname{Real}(Z) = \frac{P}{I^2} = \frac{\iiint j^2 \rho_{el} dV}{\left(\iint j dA\right)^2} \quad (4.13)$$

mit

$$\begin{aligned} j^2 \rho_{el} &= \text{räumliche Leistungsdichte und} \\ j &= \text{Stromdichte.} \end{aligned}$$

Wenn man annimmt, dass die Stromdichte innerhalb der Kammerwand in der Richtung ζ senkrecht zur Oberfläche bis zu der Skintiefe konstant ist und dass die Leistungsdichte sich in longitudinaler Richtung über eine Strecke L_z nicht ändert, vereinfachen sich die Integrale in Gleichung (4.13) folgendermaßen:

$$\iiint j^2 dV = \oint_{U_{innen}} \left(\int_0^{L_z} \left(\int_{\zeta'}^{\zeta'+\delta_{skin}} j^2 \rho_{el} d\zeta \right) ds \right) d\xi = \rho_{el} L_z \delta_{skin} \oint_{U_{innen}} j'^2(\xi) d\xi \quad (4.14)$$

und

$$\iint j dA = \oint_{U_{innen}} \left(\int_{\zeta'}^{\zeta'+\delta_{skin}} j d\zeta \right) d\xi = \delta_{skin} \oint_{U_{innen}} j'(\xi) d\xi = \delta_{skin} I. \quad (4.15)$$

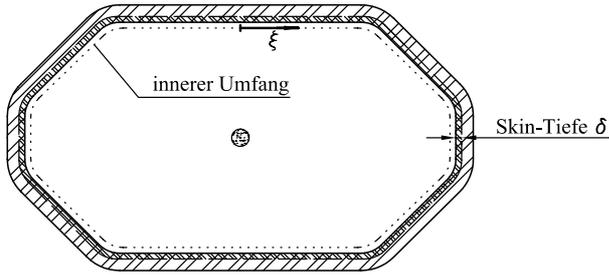


Abbildung 4.2: Die Resistive-Wand-Impedanz von einer Vakuumpammer mit einem nichtkreisförmigen Querschnitt ist abhängig von der linearen Stromdichteverteilung $j'(\xi)$ entlang des inneren Umfangs.

Die lineare Stromdichte j' ist abhängig vom Ort ξ auf dem inneren Querschnittsumfang U_{innen} der Vakuumpammer (siehe Abbildung 4.2). Integriert man diese über den Umfang, erhält man natürlich den Gesamtstrom I . Daraus folgt für die Impedanz

$$\text{Real}(Z) = \frac{\rho_{el} L_z}{\delta_{skin} I^2} \oint_{U_{innen}} j'^2(\xi) d\xi. \quad (4.16)$$

Eine Kammer mit einem kreisförmigen Querschnitt hat die konstante lineare Stromdichte $j' = I/(2\pi r)$, womit man Gleichung (4.16) in Übereinstimmung mit (4.11) schreiben kann als

$$\text{Real}(Z_{Rohr}) = \frac{\rho_{el} L_z}{\delta_{skin} 2\pi r}. \quad (4.17)$$

Setzt man die Beziehungen (4.16) und (4.17) gleich, erhält man durch das Auflösen nach r den effektiven mittleren Radius für eine Vakuumpammer mit einem beliebig geformten Querschnitt

$$\langle r \rangle = \frac{I^2}{2\pi \oint_{U_{innen}} j'^2(\xi) d\xi}. \quad (4.18)$$

Da eine Stromdichte analytisch nur für sehr einfache Querschnittsformen angegeben werden kann, muss man sie mit Hilfe von Simulationsprogrammen numerisch bestimmen (siehe Abschnitt 5.1.2).

4.3.3 Breitbandresonator-Modell

Um zu einer Beschreibung der Frequenzabhängigkeit der longitudinalen Kopplungsimpedanz von Vakuumpammern zu gelangen, wurde das Breitbandresonator-Modell entwickelt [33]. In der Historie waren zunächst die Güte $Q = 1$ und die Resonanzfrequenz $\omega_{res} = \omega_{cutoff}$ ⁹ fest vorgegeben. Die Shuntimpedanz R_{sh} war der einzige freie Parameter. Da mit diesen Einschränkungen reale Beschleunigeranlagen nicht gut beschrieben werden konnten, wurden die willkürlichen Festlegungen aufgegeben. Die Impedanz eines Breitbandresonators ist gegeben durch

$$Z_{\parallel, BBR}(\omega) = \frac{R_{sh}}{1 + iQ \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_{res}} - \frac{\omega_{res}}{\omega} \right)}, \quad (4.19)$$

⁸aus dem Englischen *skin* = Haut. Dünne Oberflächenschicht, in der der Spiegelstrom fließt.

⁹ ω_{cutoff} ist die *cut-off*-Frequenz (=Grenzfrequenz) der Vakuumpammer

wobei die Parameter R_{sh} , Q und ω_{res} durch Anpassung an gemessene oder simulierte Daten bestimmt werden (siehe Abschnitt 5.1.5.2).

Für kleine Frequenzen ($\omega \ll \omega_{res}$) ist die Impedanz hauptsächlich induktiv und die normalisierte Impedanz ist näherungsweise konstant

$$\left| \frac{Z_{||,BBR}}{n} \right| \simeq \frac{R_{sh} \omega_u}{Q \omega_{res}}. \quad (4.20)$$

So hat das Modell des Breitbandresonators den Vorteil, die Impedanz eines Teilchenbeschleunigers mit einer einzigen Zahl beschreiben und mit anderen Anlagen vergleichen zu können. Die Gleichung (4.20) gilt aber nur für sehr lange Bunche, deren Frequenzspektren nur niedrige Frequenzen enthalten. Für die in modernen Synchrotronstrahlungsquellen üblichen kurzen Bunche ist die Beschreibung der Speicherringimpedanz mit einer konstanten, rein reaktiven Impedanz eine Vereinfachung, die nicht alle Beobachtungen erklären kann. Sie ist zudem mit der Näherung $\omega \ll 1/\sigma_\tau$ nicht sinnvoll, da sie nicht die Impedanz in dem relevanten Frequenzbereich, dem Bereich mit hohen Amplituden im Leistungsspektrum, wiedergibt. Die Berechnung der effektiven Impedanz $(Z/n)_{eff}^m$ nach Gleichung (4.7) aus dem Impedanzspektrum eines Breitbandresonators ist ebenfalls nicht sinnvoll, da der Breitbandresonator bereits ein vereinfachendes Modell ist, was im Maximum des Leistungsspektrums eines Elektronenpakets das Impedanzspektrum der Vakuumkammer unzureichend wiedergeben könnte. Besser ist es, das Impedanzspektrum der Vakuumkammer ohne modellhafte Vereinfachung zur Bestimmung der effektiven Impedanz zu verwenden. Im folgenden Abschnitt wird daher ein Verfahren eingeführt, mit dem die Frequenzabhängigkeit der longitudinalen Kopplungsimpedanz durch Simulation von Wakefeldern in Vakuumkammern berechnet werden kann.

4.3.4 Geometrische Impedanzen

Querschnittsänderungen der Vakuumkammer führen zu Energieverlusten beim Elektronenstrahl, da – bildlich gesprochen – elektromagnetische Felder abgestreift werden. Um zu qualitativen und quantitativen Aussagen zu kommen, wie die geometrische Form der Vakuumkammer den Elektronenstrahl beeinflusst, kann man den Durchgang von Elektronen durch Teilstücke der Kammer mit Computerprogrammen wie zum Beispiel *MAFIA*¹⁰ simulieren. Dabei wird die Kammergeometrie in ein dreidimensionales oder – bei Rotationssymmetrie – in ein zweidimensionales Gitter eingegeben, und für jeden Gitterpunkt werden in kleinen Zeitschritten die elektromagnetischen Felder bei dem Durchflug einer Ladungsverteilung berechnet. Summiert man dann die longitudinalen Komponenten der Felder auf der Strahlachse, so erhält man die induzierte Wakespannung.

In den Abbildungen 4.3 bis 4.8 sind drei typische Längsschnitte von Speicherringkomponenten und die mit *MAFIA* berechneten Wakespannungen bei einer Bunchlänge von

¹⁰*MAFIA* = **MA**xwell **F**inite **I**ntegration **A**lgorithm wurde von T. Weiland und anderen entwickelt [34] und wird inzwischen von der Firma CST (Gesellschaft für Computersimulationstechnik mbH, Darmstadt) kommerziell vertrieben.

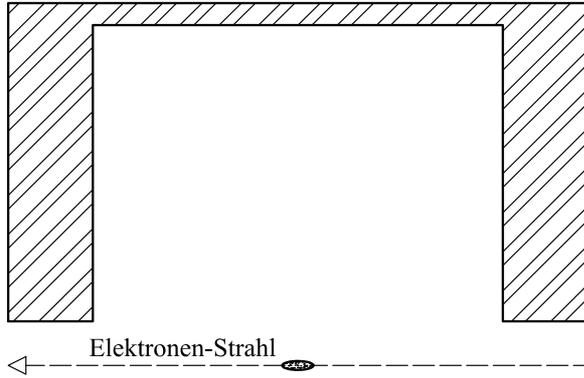


Abbildung 4.3: Längsschnitt einer rotationssymmetrischen Vakuumpammer, die am Ort des Elektronenpakets ein Wakefeld induziert, das mit einer resistiven Impedanz beschrieben werden kann. Die Abmessungen entsprechen einem vereinfachten *DORIS*-Cavity.

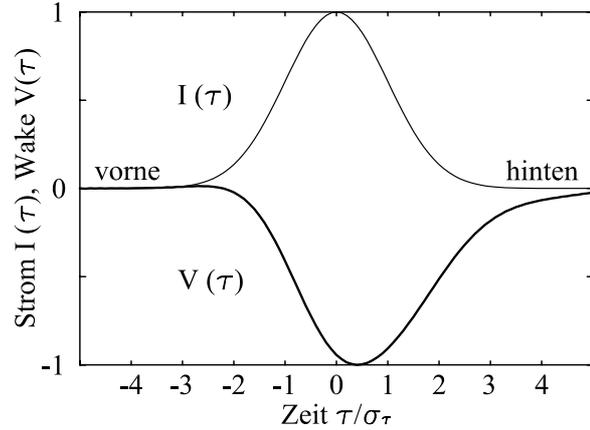


Abbildung 4.4: Strom und Wakespannung für die links abgebildete Vakuumpammer mit resistiver Impedanz. Das Wakefeld wurde für ein Elektronenpaket mit einer Länge von $\sigma_s = 1 \text{ cm}$ mit dem Programm *MAFIA* berechnet. Die Daten sind für die Darstellung jeweils mit ihrem Maximalwert normalisiert.

$\sigma_s = 1 \text{ cm}$ dargestellt. Wie man in Diagramm 4.4 sehen kann, bewirken Querschnittsänderungen, die groß gegenüber der Bunchlänge sind, resistive Verluste, und die Erzeugung der Wakespannung kann in guter Näherung mit dem Modell einer rein resistiven Impedanz beschrieben werden

$$V_{wake}(\tau) = -R \cdot I(\tau), \quad (4.21)$$

$$Z_{\parallel geo}(\omega) = R. \quad (4.22)$$

Dies ist gültig bei Cavities oder cavityähnlichen Strukturen wie nicht impedanzoptimierte Vakuumpuffers für Injektionskicker magneten. Als Beispiel für eine resistive Impedanz ist hier eine Kammerstruktur mit den Abmessungen eines vereinfachten *DORIS*-Cavities¹¹ in Rotationssymmetrie gerechnet worden (Abbildung 4.3). Zusätzlich ist in Diagramm 4.4 auch ein kleiner kapazitiver Anteil vorhanden, den man an einer leichten Rechtsverschiebung von $V(\tau)$ (Integration von $I(\tau)$) erkennen kann.

In Kammern, bei denen sich der Querschnitt in longitudinaler Richtung nur langsam ändert (Abbildung 4.5), zeigt die Kopplungsimpedanz ein induktives Verhalten, das heißt die Wakespannung ist proportional zur Ableitung des Stroms (siehe Diagramm 4.6)

$$V_{wake}(\tau) = -L \cdot \frac{dI(\tau)}{d\tau}, \quad (4.23)$$

$$Z_{\parallel geo}(\omega) = i \omega L. \quad (4.24)$$

Diese Art von Querschnittsänderungen sind typisch für angepasste Übergänge (sogenannte *Taperstücke*¹²) von der normalen Vakuumpammer zu den flachen Kammern der

¹¹Das *DORIS*-Cavity ist ein am DESY für den Elektronenspeicherring *DORIS* entwickeltes einzelliges Cavity mit einer Resonanzfrequenz von 500 MHz und wird auch bei *DELTA* im Speicherring eingesetzt.

¹²aus dem Englischen: *taper* = Verjüngung, spitz zulaufend

Strahlungserzeuger, den sogenannten *Insertion Devices*¹³.

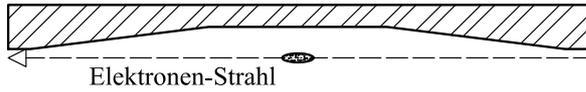


Abbildung 4.5: Längsschnitt einer rotationssymmetrischen Vakuumkammer, die am Ort des Elektronenpakets ein Wakefeld induziert, das mit einer induktiven Impedanz beschrieben werden kann.

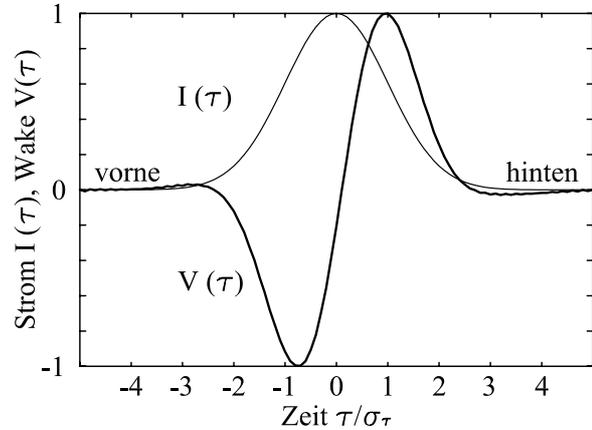


Abbildung 4.6: Strom und Wakespannung für die links abgebildete Vakuumkammer mit induktiver Impedanz. Die gerechneten Daten sind jeweils mit ihrem Maximalwert normalisiert.

Bei sogenannten *nose-cone Cavities*¹⁴, in denen die Kapazität der gegenüberliegenden Platten durch eingefügte „Nasen“ vergrößert wird (Abbildung 4.7), ist die Wakespannung – zumindest während des Hauptteils des Elektronenpakets – proportional zum Integral über dem Strom (siehe Abbildung 4.8). Dieser Zusammenhang kann mit dem Modell einer kapazitiven Impedanz erklärt werden

$$V_{wake}(\tau) = \frac{-1}{C} \cdot \int I(\tau) d\tau, \quad (4.25)$$

$$Z_{||geo}(\omega) = \frac{1}{i\omega C}. \quad (4.26)$$

Dieses kapazitive Verhalten zeigt auch eine Strommonitorkammer, bei der die Vakuumkammer auf einer typischen Länge von 1 mm mit einem Keramikring elektrisch unterbrochen ist.¹⁵ Durch diese Unterbrechung gibt es zwischen den beiden metallischen Enden nur eine kapazitive Kopplung, der Gleichstromanteil der Spiegelladung wird außen um einen Strommonitor geführt.

Im Allgemeinen besteht eine Beschleunigeranlage aus einer Vielzahl von verschiedenen Vakuumkammern, so dass sich auch die Impedanz aus vielen Komponenten zusammensetzt. Und auch bei einigen Teilstücken ist der Zusammenhang zwischen Strom und Wakespannung zu kompliziert, um ihn mit einem einzelnen komplexen Widerstand zu beschreiben. Bei modernen Speicherringen und insbesondere bei den Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation wird auf eine möglichst glatte Kammer mit wenigen

¹³Insertion Devices sind spezielle Magnetanordnungen (*Undulatoren* oder *Wiggler*) zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung. Für stärkere Magnetfelder und damit für intensive kurzwellige Strahlung sind hier die Vakuumkammern flacher.

¹⁴Diese werden wegen dem *einspringenden Winkel* der Nasen auch *re-entrant Cavities* genannt.

¹⁵im Englischen *ceramic gap* (*gap* = Lücke, Unterbrechung)

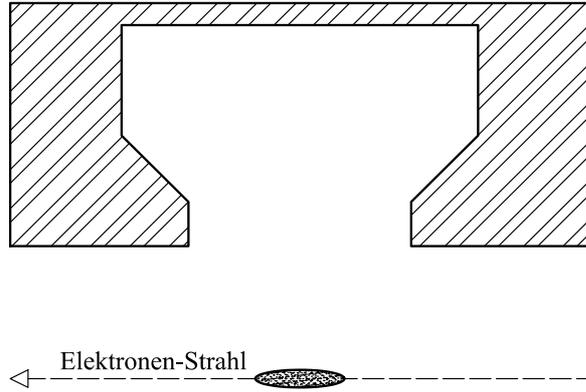


Abbildung 4.7: Längsschnitt einer rotations-symmetrischen Vakuumkammer, die am Ort des Elektronenpakets ein Wakefeld induziert, das mit einer kapazitiven Impedanz beschrieben werden kann.

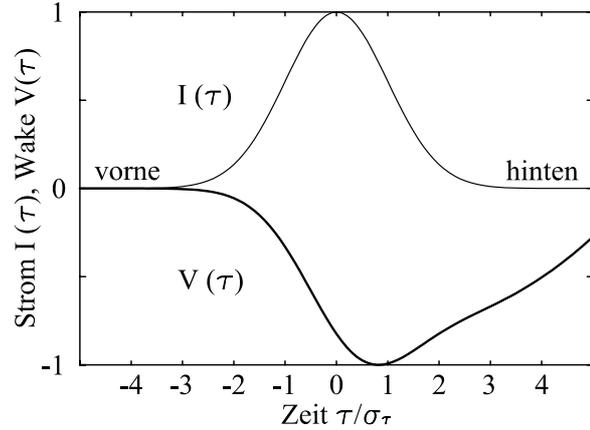


Abbildung 4.8: Strom und Wakespannung für die links abgebildete Vakuumkammer mit kapazitiver Impedanz. Die gerechneten Daten sind jeweils mit ihrem Maximalwert normalisiert.

Querschnittsänderungen und damit auf eine niedrige Kopplungsimpedanz geachtet. Dieses hat zur Folge, dass wenige cavityähnliche Strukturen mit resistiven und kapazitiven Anteilen vorhanden sind und die Impedanz dadurch einen hauptsächlich induktiven Charakter hat. Die Gesamtimpedanz eines Speicherrings kann somit mit dem Ersatzschaltbild einer Kombination aus Widerstand und Induktivität beschrieben werden

$$V_{wake,ges}(\tau) = -R \cdot I(\tau) - L \cdot \frac{dI(\tau)}{d\tau}, \quad (4.27)$$

$$Z_{||geo}(\omega) = R + i\omega L. \quad (4.28)$$

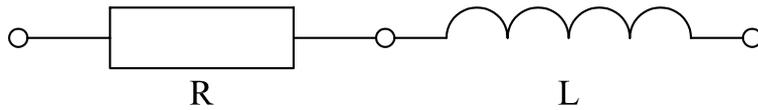


Abbildung 4.9: Ersatzschaltbild für die longitudinale Kopplungsimpedanz der Vakuumkammer

Aus den Leistungsspektren der Wakefelder lassen sich mit Hilfe der Fourier-Transformationen von Ladungsverteilung und berechneter Wakespannung der Widerstand R und die Induktivität L der Kopplungsimpedanz bestimmen

$$R = \text{Real} \left(\frac{\int_{-\infty}^{\infty} V_{wake}(\omega) \cdot \overline{I(\omega)} d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) \cdot \overline{I(\omega)} d\omega} \right), \quad (4.29)$$

$$L = \text{Imag} \left(\frac{\int_{-\infty}^{\infty} V_{wake}(\omega) \cdot \omega \overline{I(\omega)} d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \omega I(\omega) \cdot \omega \overline{I(\omega)} d\omega} \right), \quad (4.30)$$

wobei zu der numerischen Berechnung die Fourier-Transformationen des Stroms und der Spannung von dem Zeitraum in den Frequenzraum durch einen diskreten FFT-Algorithmus¹⁶ und die Integrationen durch Summationen ersetzt werden. Für die Vergleichbarkeit von verschiedenen Beschleunigeranlagen beziehungsweise für die Optimierung von Komponenten sind noch die Berechnungen des Lossfaktors nach Gleichung (4.1) und der normalisierten, effektiven Impedanz mit $m = 1$ nach (4.7) wichtig, die nach Vergleich mit den Gleichungen (4.29) und (4.30) mit R und L über einfache Beziehungen verknüpft sind:

$$k_{wake} = \frac{1}{e^2 N_b^2} \int_{-\infty}^{\infty} V_{wake}(\tau) \cdot I(\tau) d\tau = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot 2\sigma_\tau} \cdot R, \quad (4.31)$$

$$\left(\frac{Z_{||geo}}{n} \right)_{eff}^{m=1} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \frac{Z(\omega)}{n} |I(\omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |I(\omega)|^2 d\omega} = i \omega_u L. \quad (4.32)$$

4.4 Potentialtopfverzerrung

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Ursachen und Eigenschaften der longitudinalen Impedanzen formuliert. In diesem und dem nächsten Abschnitt werden die beiden wesentlichen Wirkungen der Impedanzen auf einen gespeicherten Elektronenstrahl betrachtet.

Die durch Impedanzen erzeugten Wakefelder verursachen zunächst eine stationäre Verzerrung des Potentialtopfs. Diese Verzerrung ist keine Instabilität im eigentlichen Sinn, da es keine Anwachsraten und keinen Einfluss auf die Energiebreite σ_E gibt. Die Wirkung einer resistiven Impedanz ist eine durch den Energieverlust verursachte Verschiebung des Bunchschwerpunkts zu einer größeren Beschleunigungsspannung. Der Einfluss auf die Bunchlänge ist hierbei zu vernachlässigen. Die Wirkung einer induktiven Impedanz auf das Potential ist die Schwächung der longitudinalen Fokussierung, wobei sich bei konstanter Energiebreite eine Vergrößerung der Bunchlänge einstellt.

Zu einer quantitativen Beschreibung der Potentialtopfverzerrung durch Wakefelder und der damit verbundenen Änderung der longitudinalen Ladungsverteilung kann man mit Hilfe der *Vlasov*-Theorie gelangen [35, 36]. Dazu geht man von den Bewegungsgleichungen eines Einzelteilchens im Phasenraum aus

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{\Delta\delta}{\Delta t} = \frac{e \cdot F(\tau)}{\beta^2 E_0 T_u} \quad \text{und} \quad (4.33)$$

$$\frac{d\tau}{dt} = -\eta \delta, \quad (4.34)$$

wobei $\delta = dp/p_0$ die relative Impulsabweichung und $\tau = z/\beta c$ der Abstand vom Bunchzentrum ist. Die zeitliche Änderung von τ ist über den Phasenschlupffaktor η mit der

¹⁶der FFT-Algorithmus (= *fast fourier transformation*) ist optimiert für eine schnelle, numerische Fourier-Transformation

Impulsabweichung verknüpft. Bei $d\delta/dt$ wird die Ableitung durch den Quotienten aus Energieänderung und Umlaufzeit T_u ersetzt, da die Energie sich nur langsam bezogen auf T_u ändert. Die Funktion $e \cdot F(\tau)$ beschreibt die Beschleunigungen und Energieverluste integriert über einen Umlauf an der Position τ . Beide Bewegungsgleichungen kann man aus folgender Hamiltonfunktion erhalten

$$H(\tau, \delta) = -\frac{1}{2} \eta \delta^2 - \int_0^\tau \frac{e \cdot F(\tau')}{\beta^2 E_0 T_u} d\tau'. \quad (4.35)$$

Der Integralterm in Gleichung (4.35) beschreibt den Potentialtopf. Die Energiegewinne und -verluste sind für einen Elektronenspeicherring gegeben durch

$$e \cdot F(\tau) = e \cdot V_{HF}(\tau + \tau_s) - U(E) + e \cdot V_{wake}(\tau) = e \left. \frac{\partial V_{HF}}{\partial \tau} \right|_{\tau_s} \cdot \tau + e \cdot V_{wake}(\tau), \quad (4.36)$$

wobei bei der rechten Seite die Energieabhängigkeit der Synchrotronstrahlungsverluste vernachlässigt und die Beschleunigung zur Sollzeit τ_s für kleine longitudinale Schwingungen linear genähert wurden. Mit Gleichung (4.36) wird die Hamiltonfunktion (4.35) zu

$$H(\tau, \delta) = -\frac{1}{2} \eta \delta^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega_s^2}{\eta} \tau^2 - \int_0^\tau \frac{e \cdot V_{wake}(\tau')}{\beta^2 E_0 T_u} d\tau' \quad (4.37)$$

unter der Verwendung von Gleichung (3.8) für die Synchrotronfrequenz ω_s .

Um zu der linearen Ladungsverteilung unter dem Einfluss von Wakefeldern zu gelangen, muss zunächst die Dichteverteilung des Phasenraums $\Psi(\tau, \delta, t)$ berechnet werden, indem die *Vlasov-Gleichung*¹⁷

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \dot{\tau} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \dot{\delta} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} = 0 \quad (4.38)$$

für den stationären Fall $\partial \Psi / \partial t = 0$ gelöst wird. Da die Hamiltonfunktion $H(\tau, \delta)$ nicht explizit zeitabhängig ist, kann die Vlasov-Gleichung exakt gelöst werden. Eine stationäre Lösung ist gegeben durch eine Funktion von $H(\tau, \delta)$

$$\Psi(\tau, \delta) = \text{Funktion}(H(\tau, \delta)). \quad (4.39)$$

Die gesuchte lineare Teilchenverteilung erhält man durch Integration von Ψ über alle Impulse

$$\lambda(\tau) = N_b \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(H(\tau, \delta)) d\delta. \quad (4.40)$$

¹⁷Die Vlasov-Gleichung beschreibt das Gesamtverhalten eines Vielteilchensystems unter dem Einfluss von elektromagnetischen Kräften.

Ohne Wakefelder ist die Verteilung eines Elektronenpakets gaußförmig und die Einfügung von Wakefeldern ändert dieses nicht für die Energieverteilung. Deshalb macht man für Ψ folgenden Ansatz

$$\begin{aligned}\Psi(\tau, \delta) &= A \cdot e^{\left(\frac{H}{\eta \sigma_\delta^2}\right)} \\ &= A_\delta \cdot e^{\left(-\frac{1}{2} \frac{\delta^2}{\sigma_\delta^2}\right)} \cdot A_\lambda \cdot e^{\left(-\frac{1}{2} \frac{\omega_s^2}{\eta^2 \sigma_\delta^2} \tau^2 - \frac{e}{\eta \beta^2 E_0 T_u \sigma_\delta^2} \int_0^\tau V_{wake}(\tau') d\tau'\right)}\end{aligned}\quad (4.41)$$

mit den Normalisierungsfaktoren A_δ und A_λ für die jeweiligen Verteilungen. Mit der Bunchlänge $\sigma_\tau = \eta \sigma_\delta / \omega_s$ (siehe Gleichung (3.13)) ergibt sich

$$\lambda(\tau) = N_b A_\lambda \cdot e^{\left(-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\sigma_\tau^2} - \frac{e}{\eta \beta^2 E_0 T_u \sigma_\delta^2} \int_0^\tau V_{wake}(\tau') d\tau'\right)}.\quad (4.42)$$

Wenn $V_{wake} = 0$ ist, hat die Hamiltonfunktion (4.37) die bekannte, quadratische Form eines harmonischen Oszillators und $\Psi(\tau, \delta)$ ist dann gaußförmig bezüglich τ .

Unter dem Einfluss von Wakefeldern hochintensiver Elektronenstrahlen weicht die lineare Ladungsverteilung von der Gaußform ab und wird abhängig von der Verteilung selbst, da die Wakefelder von den Elektronen dieser Verteilung erzeugt werden. Für die Beschreibung der Wakespannung wird angenommen, dass diese durch eine Kombination aus resistiver und induktiver Impedanz erzeugt wird (vergleiche Gleichung (4.27) in Abschnitt 4.3.4)

$$V_{wake} = -L \frac{dI}{dt} - R I.$$

Mit dem Strom $I = e \cdot \lambda(\tau)$ erhält man folgende selbstbezügliche Gleichung für die lineare Teilchenverteilung

$$\lambda(\tau) = N_b A_\lambda \cdot e^{\left(-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\sigma_\tau^2} + a_1 L \cdot \lambda(\tau) + a_1 R \int_0^\tau \lambda(\tau') d\tau'\right)}\quad (4.43)$$

mit

$$a_1 = \frac{e^2}{\eta \beta^2 E_0 T_u \sigma_\delta^2}.$$

Gleichung (4.43) kann nur mit numerischen Methoden gelöst werden. Dazu differenziert man (4.43) nach der Zeit τ und löst nach $\partial\lambda(\tau)/\partial\tau$ auf

$$\frac{\partial\lambda(\tau)}{\partial\tau} = \frac{-\frac{\tau}{\sigma_\tau^2} \cdot \lambda(\tau) + a_1 R \cdot \lambda^2(\tau)}{1 - a_1 L \cdot \lambda(\tau)}.\quad (4.44)$$

Mit Hilfe eines numerischen Verfahrens (zum Beispiel mit dem *Runge-Kutta-Verfahren*¹⁸) kann aus dieser Differentialgleichung die Teilchenverteilung berechnet werden. Dabei

¹⁸Das Runge-Kutta-Verfahren ist ein Einschrittverfahren zur Lösung von Differentialgleichungen mit einem Abbruchfehler fünfter Ordnung und ist unter anderem in [37] beschrieben.

muss der Startwert $\lambda(0)$ zum Lösen der Differentialgleichung (und damit der Normalisierungsfaktor A_λ) iterativ so bestimmt werden, dass die Normalisierung $\int \lambda(\tau) d\tau = N_b$ erfüllt ist. An dieser Stelle muss eine Bemerkung zu dem Vorzeichen von Parameter a_1 in den Gleichungen (4.43) und (4.44) gemacht werden: In der Literatur gibt es bei der Herleitung der Potentialtopfverzerrung mit Hilfe der Vlasov-Theorie keine Einheitlichkeit darüber, mit welcher Polarität die Wakespannung einzusetzen ist, beziehungsweise welches Vorzeichen der Phasenschlupffaktor η hat (vergleiche [35, 36, 38, 40]). Die Vorzeichenwahl von V_{wake} und η sowie der Stromrichtung unterliegen also einer gewissen Willkür. Bei der numerischen Berechnung der Teilchenverteilung $\lambda(\tau)$ muss das Vorzeichen von a_1 so gewählt werden, dass das Ergebnis physikalisch sinnvoll ist. Das heißt, bei Teilchenenergien oberhalb der kritischen Übergangsenergie ($1/\gamma^2 < \alpha$), was in den hier betrachteten Fällen immer erfüllt ist, muss $\lambda(\tau)$ bei positivem Widerstand R sich mit steigender Teilchenzahl stärker zum Bunchkopf neigen, um den größer werdenden Energieverlust mit höherer Beschleunigungsspannung auszugleichen. Gleichzeitig muss $\lambda(\tau)$ bei positiver Induktivität L mit steigender Teilchenzahl breiter und flacher werden, um mit experimentellen Beobachtungen von Bunchverlängerungen übereinzustimmen.

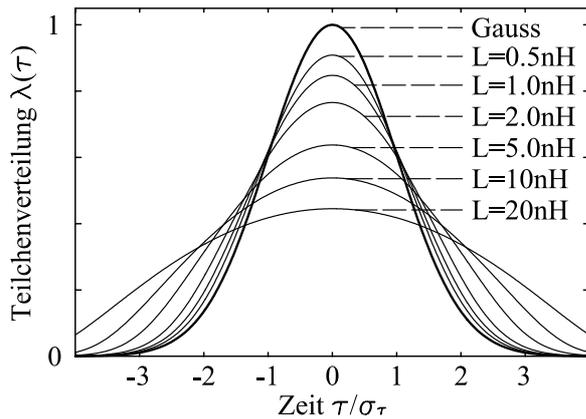


Abbildung 4.10: Verzerrung der Teilchenverteilung durch rein induktive Impedanzen. Je größer die Induktivität L ist, umso flacher wird die Teilchenverteilung. Und umso länger wird auch der Bunch. Die dargestellten Verteilungen sind jeweils normalisiert mit dem Maximalwert der Gaußkurve.

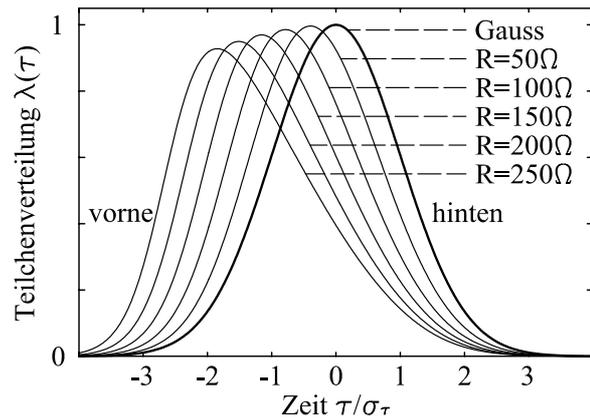


Abbildung 4.11: Verzerrung der Teilchenverteilung durch rein resistive Impedanzen. Je größer der Widerstand R ist, umso mehr verschiebt sich das Maximum in Richtung Kopf des Bunches. Die dargestellten Verteilungen sind jeweils normalisiert mit dem Maximalwert der Gaußkurve.

In den Abbildungen 4.10 und 4.11 sind mit Gleichung (4.44) gerechnete Teilchenverteilungen für rein induktive und rein resistive Kopplungsimpedanzen dargestellt. Mit größer werdender Impedanz weichen die Verteilungen immer stärker von der Gaußform ab. Als Parameter wurden eine Bunchlänge von $\sigma_\tau = 10 ps$, ein mittlerer Strahlstrom eines einzelnen Bunches von $I_b = 10 mA$ und die Werte des Speicherrings DELTA bei einer Energie von $750 MeV$ verwendet. Die Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen den Einfluss von Wakefeldern auf Teilchenverteilung, Beschleunigungsspannung und Potentialtopf in Abhängigkeit vom mittleren Strahlstrom bei konstanter Impedanz. Die Parameter dieser Simulationen sind die zuvor verwendeten Werte und $L = 2 nH$ und $R = 100 \Omega$. Je größer

die Ladungsmenge in einem Bunch ist, umso stärker wird der Einfluss der Wakefelder auf die Bunchform. Der Potentialtopf sowie die Teilchenverteilung werden flacher und breiter, das heißt der Bunch wird länger. Zusätzlich wird die Bunchform unsymmetrisch bezüglich der Bunchmitte, das heißt der Ladungsschwerpunkt verschiebt sich gegenüber der Sollphase nach vorne zu höherer Beschleunigungsspannung.

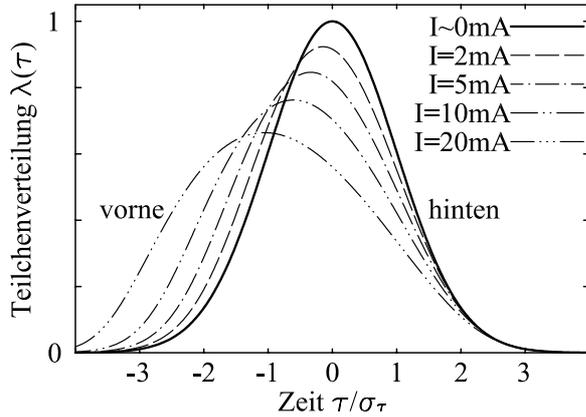


Abbildung 4.12: Verzerrung der Teilchenverteilung durch induktive und resistive Impedanzen. Je größer die Ladungsmenge im Bunch ist, umso größer wird der Einfluss der Wakefelder. Die Verteilungen sind jeweils normalisiert mit dem mittleren Strahlstrom und dem Maximalwert der Gaußkurve.

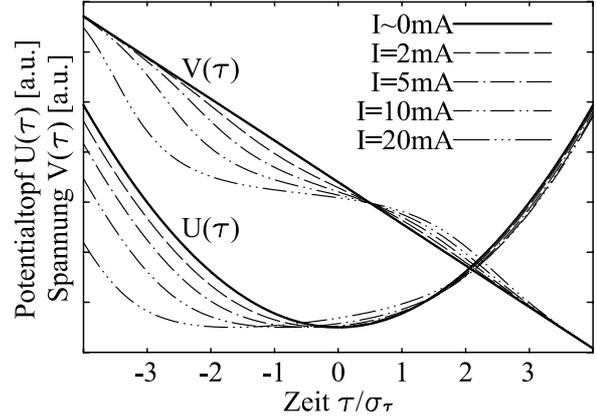


Abbildung 4.13: In diesem Diagramm sind die Verzerrungen der Beschleunigungsspannung und des Potentialtopfs durch induktive und resistive Impedanzen für die entsprechenden Teilchenverteilungen von Abbildung 4.12 dargestellt.

In den Abschnitten 7.1.4 und 7.2.1 wird Gleichung (4.44) zur Auswertung gemessener Ladungsverteilungen angewendet, um aus der stromabhängigen Änderung von longitudinalen Bunchprofilen verursacht durch Potentialtopfverzerrung den resistiven und induktiven Anteil der Speicherringimpedanz von DELTA zu bestimmen.

Für eine quantitative Bewertung der Bunchverlängerung durch Potentialtopfverzerrung werden im Folgenden rein induktive Impedanzen betrachtet. Verlängerungen durch resistive Impedanzen bleiben bei typischen Parametern von Elektronenspeicherringen $< 1\%$ und können vernachlässigt werden. Wertet man die Bunchlängen von gerechneten Teilchenverteilungen $\lambda(\tau)$ für verschiedene Speicherringparameter aus und trägt $\sigma_\tau = \tau_{FWHM}/\sqrt{8 \ln 2}$ gegen den Strahlstrom auf, so erhält man folgende Abhängigkeit:

$$I_b(\sigma_\tau) = (\sigma_\tau^3 - \sigma_\tau \sigma_{\tau 0}^2) \cdot \frac{\pi \omega_s^2 E}{e \eta L}, \quad (4.45)$$

mit der natürlichen Bunchlänge $\sigma_{\tau 0} = \frac{\eta \sigma_{E,0}}{\omega_s E}$ bei kleinen Ladungsmengen (Gleichung (3.13)). Diese Abhängigkeit von σ_τ und I_b wurde in der Literatur schon früher beschrieben, wobei die rechte Seite der Gleichung (4.45) um den Faktor $\sqrt{\pi/2} \approx 1.253$ größer als in [39] ist, was auf unterschiedliche Normalisierungen der Verteilungsfunktionen zurückzuführen ist. In Diagramm 4.14 sind beispielhaft Bunchlängen gegen Strahlströme

aufgetragen, die mit den Gleichungen (4.44) und (4.45) für DELTA bei $E = 750 \text{ MeV}$ berechnet wurden. Die Verlängerung der Bunche setzt schon bei kleinsten Ladungsmengen ein und bei hohen Strahlströmen wächst die Bunchlänge proportional zu $I_b^{1/3}$ wegen der Dominanz des σ_τ^3 -Terms.

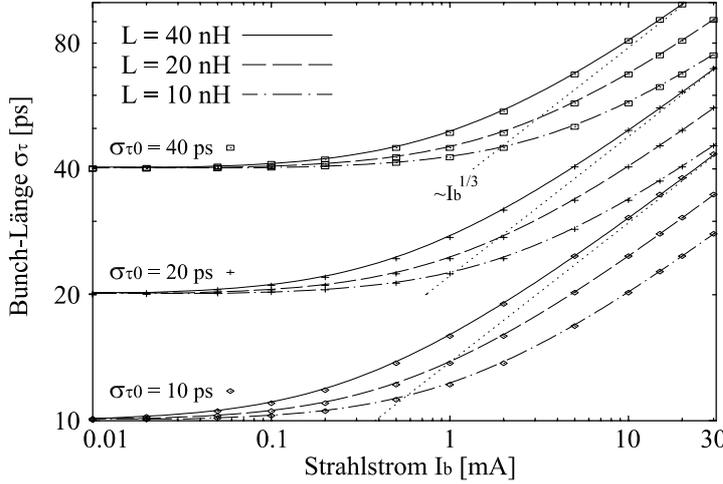


Abbildung 4.14: Bunchverlängerung durch Potentialtopfverzerrungen mit induktiven Impedanzen nach Gleichung (4.44) (Datenpunkte) und (4.45) (Datenkurven). Die Verlängerung setzt bereits bei kleinsten Ladungsmengen ein und bei hohen Strahlströmen wächst die Bunchlänge proportional zu $I_b^{1/3}$.

In den Abschnitten 7.1.5 und 7.2.2 wird Gleichung (4.45) zur Auswertung gemessener Bunchlängen angewendet, um aus der stromabhängigen Bunchverlängerung den induktiven Anteil der Speicherringimpedanz von DELTA zu bestimmen.

Der hier beschriebene Fall einer Bunchverlängerung durch Potentialtopfverzerrung gilt nicht allgemein. Für überwiegend kapazitive Impedanzen oder Teilchenenergien unterhalb der kritischen Übergangsenergie ($\eta < 0$) kann sich auch eine Bunchverkürzung ergeben [40, 41].

4.5 Turbulente Bunchverlängerung

Die zweite Hauptwirkung der longitudinalen Impedanz auf einen gespeicherten Elektronenstrahl ist die turbulente Bunchverlängerung. Sie ist eine Strahlinstabilität, die zuerst an Protonenspeicherringen beobachtet wurde. Da dort eine Instabilität mit der Emission von Mikrowellen verbunden ist, wurde sie auch unter dem Namen Mikrowellen-Instabilität bekannt. Sie setzt oberhalb einer bestimmten Ladungsmenge in einem Bunch ein, wobei der Schwellwert $I_{th,TBL}$ unter anderem von der Energiebreite und der normalisierten Impedanz abhängt (*Keil-Schnell-Boussard-Kriterium*, [42])

$$I_{th,TBL} = \frac{\sqrt{2\pi} \eta^2 \omega_u E}{e |Z_{||}/n| \omega_s} \left(\frac{\sigma_{E,0}}{E} \right)^3. \quad (4.46)$$

Bei Elektronenspeicherringen führt diese Instabilität nicht zu einem Strahlverlust, sondern der Elektronenstrahl stabilisiert sich selbst, indem es zu einer Vergrößerung der Energiebreite σ_E kommt. Über die Dynamik der Instabilität ist wenig bekannt. Durch

zunehmend nichtlineares Verhalten der longitudinalen Strahlschwingungen (Synchrotron-schwingungen) und Verschmierung der Synchrotronfrequenz über einen endlichen Bereich wird durch Dekohärenz ein stabiler Gleichgewichtszustand erreicht (Landau-Dämpfung [43]). Letztendlich ist der Imaginärteil der longitudinalen Impedanz die Ursache für die Vergrößerung der Energiebreite und damit für die Bunchverlängerung. Diese ist Untersuchungen leicht zugänglich.

Für mittlere Einzelbunchströme I_b unterhalb des Schwellwertes ist σ_E konstant und durch Gleichung (3.11) gegeben. Oberhalb von $I_{th,TBL}$ wächst die Energiebreite so weit an, dass der sich daraus ergebende Schwellwert nicht kleiner als der aktuelle Strom I_b ist. Die Vergrößerung der Energiebreite führt wegen Gleichung (3.12) zu einer Verlängerung des Bunches [44]

$$\sigma_s = \left(\frac{e \eta \omega_u^2 (L_u/2\pi)^3}{\sqrt{2\pi} \omega_s^2 E} \cdot \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| I_b \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.47)$$

Nach Gleichung (4.47) folgt die Bunchlänge dem Strahlstrom mit einer einfachen Kubikwurzel-Abhängigkeit.

Die normalisierte Impedanz $|Z_{\parallel}/n|$ wurde historisch der Breitbandresonator-Impedanz $|Z_{\parallel,BBR}/n|$ gleichgesetzt. Für einen modernen, impedanzoptimierten Elektronenspeicherring muss $|Z_{\parallel}/n|$ jedoch die sehr niedrige Induktivität und die hohen Frequenzen in den Leistungsspektren von kurzen Bunchen reflektieren. Alle anderen Parameter sind konstant und abgesehen von der normalisierten Impedanz entweder wohl bekannt oder leicht messbar. Daher kann man diese Funktion nutzen, um die normalisierte Impedanz $|Z_{\parallel}/n|$ zu bestimmen, indem man Funktionen $\sigma_s = k \cdot I_b^{1/3}$ mit Hilfe des Parameters $k = k(|Z_{\parallel}/n|)$ an gemessene $(\sigma_s; I_b)$ -Datenreihen anpasst.

Die stromabhängige Bunchverlängerung wird zum einen durch die Turbulenz, zum anderen durch die Potentialtopfverzerrung (siehe Abschnitt 4.4), die keinen Einfluss auf die Energiebreite hat, verursacht. Beide Effekte wirken sich für hohe Strahlströme proportional $I_b^{1/3}$ aus. Nach [45] wird die effektive Impedanz $Im(Z_{\parallel}/n)_{eff}^{m=1}$ ($= \omega_u L$) zur Impedanz $|Z_{\parallel}/n|$ addiert, um der Verlängerung durch Potentialtopfverzerrung Rechnung zu tragen:

$$\sigma_s = \left(\frac{e \eta \omega_u^2 (L_u/2\pi)^3}{\sqrt{2\pi} \omega_s^2 E} \cdot \left[\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| + Im \left(\frac{Z_{\parallel}}{n} \right)_{eff}^{m=1} \right] \cdot I_b \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.48)$$

Diese Gleichung wird in den Abschnitten 7.1.5 und 7.2.3 zur Auswertung der Messdaten angewendet.

Potentialtopfverzerrung und turbulente Bunchverlängerung haben dieselbe Ursache, nämlich den Imaginärteil der Impedanz. Die Wirkung auf die stromabhängige Bunchverlängerung ist bei hohen Strahlströmen auch quantitativ gleich, wie ein Vergleich von Gleichung (4.45) mit (4.47) zeigt. Dies wird durch Messergebnisse, die im Rahmen dieser Arbeit an DELTA gewonnen wurden, untermauert (siehe Abschnitt 7.2.4). Damit kann man in Gleichung (4.48) die Impedanzsumme in den eckigen Klammern bei hohen Strömen durch die doppelte, effektive Impedanz ($= 2 \cdot |Z_{\parallel}/n| = 2 \cdot \omega_u L$) ersetzen.

Kapitel 5

Berechnung der longitudinalen Kopplungsimpedanz von DELTA

Die numerische Bestimmung der longitudinalen Impedanz des Speicherrings von DELTA ist ein Hauptteil der vorliegenden Arbeit. Hierzu werden in diesem Kapitel alle relevanten Parameter zusammengestellt und die Impedanzen für DELTA im Ursprungszustand sowie für durchgeführte, geplante und erwägte Erweiterungen berechnet. Der Schwerpunkt liegt hier auf der Simulation von Wakefeldern in allen Vakuumkomponenten des Speicherrings zur Berechnung von Impedanzspektren und deren quantitativen Auswertungen mit einfachen Impedanzmodellen. Anschließend werden die möglichen Auswirkungen auf den Elektronenstrahl analysiert.

5.1 Der Speicherring im Ursprungszustand

5.1.1 Raumladungsimpedanz

Nach Gleichung (4.10) ist die normalisierte Raumladungsimpedanz frequenzunabhängig. Für verschiedene Betriebsmodi von DELTA sind die Parameter und die damit berechnete Raumladungsimpedanz in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Als Vakuumkammerradius wurde der effektive mittlere Radius $\langle r \rangle_{DELTA}$ verwendet, der im nachfolgenden Abschnitt berechnet wird. Die Werte der Raumladungsimpedanz von DELTA sind verglichen mit

Betriebsmodus	FEL	Test	Nutzer	Bemerkung
Energie E/e	540 MeV	738 MeV	1485 MeV	
rel. Energie γ	1057	1444	2906	$\beta = 1$
Strahlradius r_{Strahl}	$4.5 \cdot 10^{-5} m$	$6.2 \cdot 10^{-5} m$	$1.3 \cdot 10^{-4} m$	$\langle \sigma_z \rangle$, 10% Kopplung
Impedanz $Im \left(\frac{Z_{ sc}}{n} \right)$	$2.2 \cdot 10^{-3} \Omega$	$1.1 \cdot 10^{-3} \Omega$	$0.25 \cdot 10^{-3} \Omega$	

Tabelle 5.1: Berechnung der Raumladungsimpedanz von DELTA

den anderen Anteilen der longitudinalen Kopplungsimpedanz so klein, dass sie im Folgenden nicht mehr berücksichtigt werden.

5.1.2 Resistive-Wand-Impedanz

Die Resistive-Wand-Impedanz des Speicherrings wird mit Gleichung (4.11) berechnet. Dazu ist es zunächst nötig, den effektiven mittleren Radius der DELTA-Vakuumkammer zu bestimmen. Wenn man das Problem stationär betrachtet, geht der Strom I in die Ladungsmenge q und die lineare Stromdichteverteilung $j'(\xi)$ in die lineare Ladungsdichteverteilung $e \cdot \lambda(\xi)$ über. Damit kann man Gleichung (4.18) schreiben als

$$\langle r \rangle = \frac{q^2}{2\pi \oint_{U_{innen}} e^2 \cdot \lambda^2(\xi) d\xi}. \quad (5.1)$$

Die Ladungsdichte $e \cdot \lambda(\xi)$ wurde in Abhängigkeit von dem Ort ξ auf dem inneren Umfang mit dem Programmpaket MAFIA berechnet.

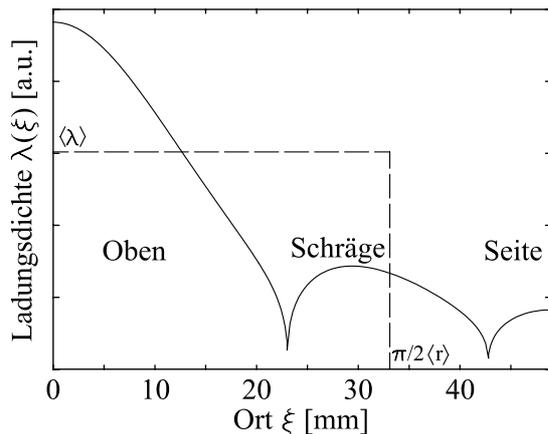


Abbildung 5.1: Ladungsdichteverteilung auf der inneren Wand der DELTA-Vakuumkammer für ein Viertel des Umfangs. Die mittlere Ladungsdichte für einen Viertelkreis mit effektivem mittlerem Radius ist gestrichelt eingezeichnet.

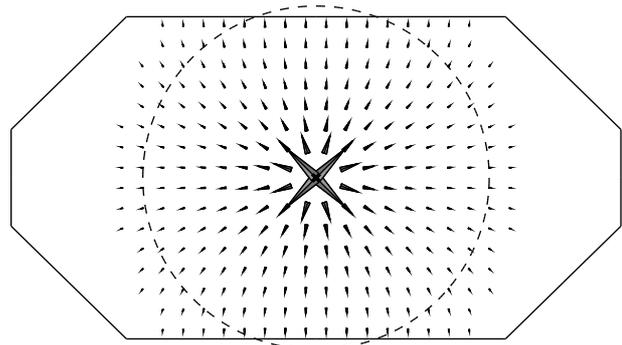


Abbildung 5.2: Querschnitt der DELTA-Vakuumkammer. In der Mitte befindet sich eine Ladungsmenge, und mit Hilfe der Dichteverteilung der Spiegelladungen auf der Wand lässt sich ein effektiver mittlerer Radius berechnen. Eine kreisförmige Kammer mit diesem Radius ist gestrichelt eingezeichnet.

In Abbildung 5.1 ist die Ladungsdichte für ein Viertel des Umfangs gegenüber ξ aufgetragen. Der Ort $\xi = 0$ befindet sich in der Mitte der oberen Fläche; bei $\xi = 23 \text{ mm}$ ist der Übergang von der Waagerechten zur Schrägen, bei $\xi = 43 \text{ mm}$ ist der Übergang von der Schrägen zur Senkrechten und bei $\xi = 49 \text{ mm}$ ist die Mitte der Seitenfläche. In Abbildung 5.2 ist der Querschnitt der DELTA-Vakuumkammer mit dem elektrischen Feld einer sich in der Mitte befindlichen Ladungsmenge dargestellt, wobei die relative Feldstärke und die Feldrichtung durch die Länge und die Ausrichtung der Dreiecke angegeben wird. In Übereinstimmung mit der Ladungsdichteverteilung (Abbildung 5.1) befinden sich an den

Seiten nur geringe Feldanteile. Für die DELTA-Vakuumkammer ergibt sich ein effektiver mittlerer Radius von

$$\langle r \rangle_{DELTA} = 21.1 \text{ mm}.$$

Eine kreisförmige Kammer mit dem Radius $\langle r \rangle_{DELTA}$ ist in Abbildung 5.2 gestrichelt eingezeichnet.

Die normalisierte Resistive-Wand-Impedanz (Gleichung (4.11)) ist frequenzabhängig und müsste für kleine Frequenzen noch modifiziert werden, wenn die Skintiefe (Gleichung (4.12)) größer als die Dicke der Vakuumkammerwand wird. Dies ist bei DELTA aber nicht der Fall, da die Skintiefe bei der Umlauffrequenz¹ kleiner als ein Zehntel der Wandstärke ist. Die Parameter, die zu der Berechnung der Resistive-Wand-Impedanz verwendet wurden, sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Die Frequenzabhängigkeit von

Parameter	Wert	Einheit	Bemerkung
Kammerradius $\langle r \rangle$	21.1	mm	effektiver Radius
spezifischer Widerstand ρ_{el}	$0.75 \cdot 10^{-6}$	Ωm	Stahl 1.4429
Permeabilitätszahl μ_r	≤ 1.004	–	Stahl 1.4429

Tabelle 5.2: Parameter für die Berechnung der Resistive-Wand-Impedanz von DELTA

$Z_{||rw}(\omega)$ ist in Abbildung 5.3 zusammen mit dem Leistungsspektrum des Dipolmodus für eine Bunchlänge von 0.01 m dargestellt. Zusätzlich ist der Impedanzverlauf der Induktivität eingezeichnet, die eine Mittelung für die Induktivität der Resistive-Wand-Impedanz bei Frequenzen mit hoher Leistungsamplitude ist.

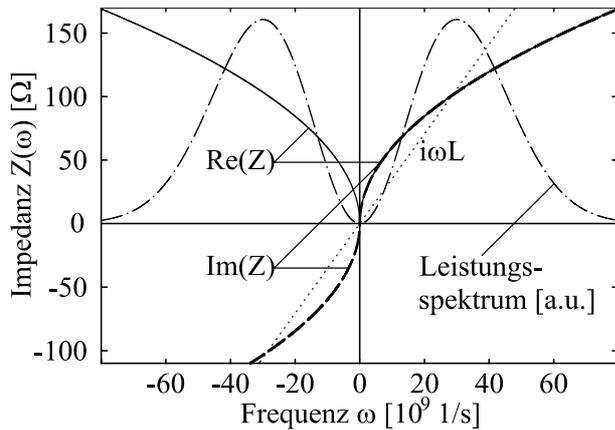


Abbildung 5.3: Frequenzabhängigkeit der Resistive-Wand-Impedanz. Neben Real- und Imaginärteil der Impedanz ist das Leistungsspektrum des Dipolmodus ($m=1$) für $\sigma_s = 0.01 \text{ m}$ dargestellt. Die Induktivität L beschreibt die Impedanz in dem Frequenzbereich hoher Leistungsamplituden.

Bei typischen Bunchlängen von 0.005 bis 0.05 m ergeben sich nach den Gleichungen (4.5) und (4.7) für Lossfaktor und effektive Impedanz Werte, die die gleiche Größenordnung haben wie die Werte, die durch Querschnittsänderungen der Vakuumkammer verursacht werden. Entgegen früheren Abschätzungen [14] kann bei der longitudinalen

¹Die Umlauffrequenz ist die kleinste Frequenz im Frequenzspektrum des Elektronenstrahls.

Kopplungsimpedanz die Resistive-Wand-Impedanz also nicht vernachlässigt werden. Wie in Tabelle 5.3 zu sehen und durch die $\sqrt{\omega}$ -Abhängigkeit zu erwarten ist, ist der Lossfaktor bei kurzen Bunchen groß. Das heißt, dass der Energieverlust bei hohen Frequenzen hoch ist. Dagegen ist die effektive Impedanz groß bei langen Bunchen: Das bedeutet, die Induktivität ist für niedrige Frequenzen hoch.

σ_s [m]	k_{wake} [GV/C]	$Im\left(\frac{Z_{ rw}}{n}\right)_{eff}^{m=1}$ [m Ω]	R [Ω]	L [nH]
0.005	1710	40.8	101	2.50
0.010	605	57.7	71.5	3.53
0.020	214	81.6	50.6	4.99
0.050	54.1	129	32.0	7.89

Tabelle 5.3: Berechnete Werte für die Resistive-Wand-Impedanz von DELTA in Abhängigkeit von verschiedenen Bunchlängen

5.1.3 Geometrische Impedanzen: Einleitung

In einer früheren Dissertation [14] wurden zwar für viele Komponenten der DELTA-Vakuunkammer Simulationsrechnungen zur Bestimmung und Optimierung der longitudinalen Kopplungsimpedanz durchgeführt, jedoch wurde dabei der Schwerpunkt auf die integrale Größe des Lossfaktors gelegt. Die Induktivität (effektive Impedanz $(Z_{||}/n)_{eff}^{m=1}$), die hauptverantwortlich für eine Bunchverlängerung durch Potentialtopfverzerrung ist, blieb unbeachtet. Der zeitliche Verlauf der Wakespannung und die Frequenzabhängigkeit der Impedanz wurden nur indirekt über die Abhängigkeit der Lossfaktoren von der Bunchlänge berücksichtigt. Für genaue Betrachtungen der Einflüsse von Impedanzen auf hohe Einzelbunchströme ist aber gerade die Frequenzabhängigkeit ein wichtiger Parameter. Daher wurde entschieden, im Rahmen dieser Arbeit die Impedanz von sämtlichen Komponenten der DELTA-Vakuunkammer inklusive nachträglicher Einbauten mit Simulationsrechnungen neu zu bestimmen. Da im Laufe der Jahre die Rechenleistung der zur Verfügung stehenden Computersysteme gestiegen ist, konnten alle Komponenten auch in ihrer komplexen Struktur genau simuliert werden.

Bei den Simulationen wird jeweils die induzierte Wakespannung für den Durchflug eines Elektronenpakets durch eine Komponente berechnet. Aus den Fourier-Transformationen von Bunchstrom und Wakespannung können die Impedanz $Z_{||geo}(\omega)$ und mit Hilfe der Gleichungen (4.29) bis (4.32) aus Abschnitt 4.3.4 die Größen Widerstand R , Induktivität L , Lossfaktor k_{wake} und effektive Impedanz $(Z_{||geo}/n)_{eff}^{m=1}$ für jede Komponente bestimmt werden. Für die Gesamtimpedanz von DELTA werden die Ergebnisse mit der jeweiligen Anzahl der Komponenten im Speicherring multipliziert und aufaddiert. Wegen der Linearität der Fourier-Transformation kann man die Gesamtimpedanz aus der Summation der Einzelimpedanzen oder aus der Fourier-Transformation der aufsummierten Wakespannungen berechnen. Das Ergebnis ist dasselbe.

5.1.3.1 Simulationsparameter und Voruntersuchungen

Wahl der Simulations-Dimensionen: Bei Simulationen ist zunächst die grundlegende Entscheidung zu treffen, ob das vorliegende Problem in zwei oder drei Dimensionen gerechnet wird. Ist die Geometrie einer Komponente rotationssymmetrisch, so vereinfacht sich die Simulation und kann zweidimensional berechnet werden. Dies ist vorteilhaft für die Rechenzeit und den Speicherplatzbedarf. Ist keine Rotationssymmetrie vorhanden oder kann diese als Näherung wegen zu großer Abweichungen nicht verwendet werden, muss die Simulationsrechnung in drei Dimensionen erfolgen. Dabei kann Rechenzeit und Speicherplatz eingespart werden, wenn vorhandene Symmetrieebenen ausgenutzt und nur Hälften oder Viertel von den Strukturen berechnet werden.

Bei den Simulationsrechnungen für den ursprünglichen Speicherring von DELTA konnten folgende Komponenten zweidimensional berechnet werden:

- das DORIS-Cavity,
- die Hochfrequenzkontaktfedern der Faltenbälge,
- die Strommonitorkammer mit der elektrischen Unterbrechung (Gap),
- die Schweißnähte und
- die Sektorventile.

Die nachträglich eingebauten Strukturen (siehe Abschnitt 5.2) wurden ebenfalls zweidimensional simuliert:

- die Vakuumkammer des supraleitenden Wigglers SAW,
- die Vakuumkammer des Undulators U55 und
- das Dritte-Harmonische-Cavity.

Folgende Komponenten des Speicherrings mussten aufgrund ihrer komplexen geometrischen Struktur in drei Dimensionen simuliert werden:

- die Injektionskicker-magnete,
- das Injektionsseptum,
- der Diagonalkicker-magnet,
- die Pumpkreuze,
- die Strahllagemonitore und
- die Scraper.

Wahl des Gitterabstands: Für jede Komponente müssen einige Testreihen gerechnet werden, um die numerische Genauigkeit und Stabilität bezüglich Simulationsparametern zu bestimmen. Ein wichtiger Parameter ist dabei der Abstand der Linien des Gitters, in dem die jeweilige Komponente geometrisch beschrieben wird. Bei den Testreihen stellte sich heraus, dass die Simulationen besonders für kurze Bunche erst bei sehr kleinen, longitudinalen Gitterabständen dz konvergieren (siehe Abbildungen 5.4 und 5.5).

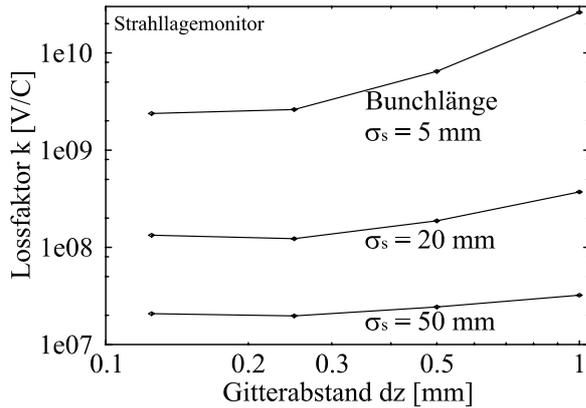


Abbildung 5.4: Konvergenztest der Simulationsrechnungen bezüglich des longitudinalen Gitterabstands dz hier am Beispiel des Strahllagemonitors. Der berechnete Lossfaktor k ist bei dem Gitterabstand $dz = 1\text{ mm}$ deutlich zu groß und konvergiert erst für $dz \leq 0.25\text{ mm}$.

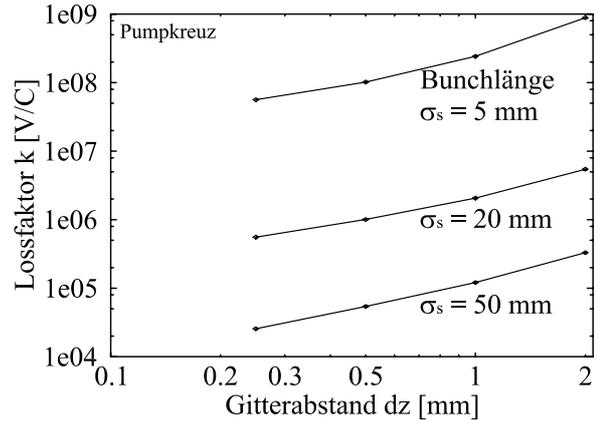


Abbildung 5.5: Konvergenztest bezüglich dz hier am Beispiel des Pumpkreuzes. Der Lossfaktor k ist bei $dz = 0.25\text{ mm}$ noch nicht konvergiert, Simulationen mit kleineren Gitterabständen konnten wegen der begrenzten Rechenleistung nicht durchgeführt werden. Aufgrund der Monotonie von $k(dz)$ ist die Simulation mit dem kleinstmöglichen dz eine Maximalwertabschätzung (*worst case*).

Bei Verkleinerung von dz wachsen der Speicherbedarf und die Rechenzeit erheblich an, da die Gitterabstände auch in transversaler Richtung angepasst werden müssen. Bei den zweidimensionalen Simulationen muss der radiale Gitterabstand dr gleich dz sein, das heißt die Gesamtzahl der Gitterpunkte wächst quadratisch mit der Linienanzahl in longitudinaler Richtung. Bei den dreidimensionalen Simulationen dürfen die Quotienten aus transversalen und longitudinalem Gitterabstand, dx/dz und dy/dz , die Zahl 10 nicht überschreiten. Die Gesamtzahl der Gitterpunkte wächst also kubisch bei einer Verkleinerung von dz . Bei dem verwendeten Computersystem² lag die Obergrenze bei etwa 4.5 Millionen Gitterpunkten, so dass der verfügbare Arbeitsspeicher nicht überschritten wurde und jede einzelne Simulation in einigen Stunden bis wenigen Tagen berechnet werden konnte.

Vakuumkammerstück für Strahleintritt und -austritt: Ein weiterer Parameter ist die Länge z_1 des Kammerstücks mit konstantem Querschnitt für Strahleintritt und

²Personal Computer mit zwei Intel Pentium III Prozessoren, CPU-Takt 800 MHz, Arbeitsspeicher 1 GByte, Betriebssystem Windows NT 4.0, Simulationsprogramm MAFIA 4.024

-austritt in die jeweils simulierte Komponente. In den Testreihen zeigte sich, dass bei den zweidimensionalen Simulationen $z_1 \geq 2 \cdot \sigma_s$ sein muss, damit die Rechnungen konvergieren. Im dreidimensionalen Fall reicht es, wenn $z_1 \geq \sigma_s$ und mindestens 10 mm lang ist. Um Rechenzeit zu sparen, wurde bei den Simulationen für verschiedene Bunchlängen jeweils der minimale Wert für z_1 verwendet.

Wahl der Bunchlänge und der Wakefeldlänge: Für die physikalische Interpretation der Simulationen sind die Parameter Bunchlänge σ_s und zu berechnende Wakefeldlänge L_{wake} von Bedeutung. Je kürzer σ_s ist, umso höher sind die Frequenzen im Stromspektrum und demzufolge auch die Frequenzen, für die die Berechnung der Impedanz aus den Simulationsdaten sinnvoll ist. Die maximale Frequenz ist bei der diskreten Fourier-Transformation normalerweise durch die halbe Abtastrate $1/dt$ bestimmt (*Nyquist Kriterium*)

$$f_{max} = \frac{1}{2dt} = \frac{c}{2dz}, \quad (5.2)$$

wobei die Abtastrate durch den longitudinalen Gitterabstand dz und die Geschwindigkeit c , mit der sich die Teilchen bei der Simulation durch die Struktur bewegen, gegeben ist. Da aber bei den Simulationen mit MAFIA für den Strompuls kein δ -Signal mit unendlichem Frequenzspektrum sondern nur ein Strompuls mit endlicher Bunchlänge möglich ist, reduziert sich die maximale Frequenz auf

$$f_{max} = \frac{1}{2\sigma_\tau} = \frac{c}{2\sigma_s}. \quad (5.3)$$

Die Simulationen wurden mit den für DELTA typischen Bunchlängen von $\sigma_s = 5 \text{ mm}$, 10 mm und 20 mm gerechnet. Zusätzlich wurden Simulationen mit $\sigma_s = 30 \text{ mm}$, 40 mm und 50 mm durchgeführt, um die Vergleichbarkeit mit früheren Rechnungen zu erlauben. In Tabelle 5.4 sind die jeweiligen Maximalfrequenzen für die verwendeten Bunchlängen aufgelistet.

σ_s [m]	σ_τ [ps]	f_{max} [GHz]	ω_{max} [10^9 1/s] $= 2\pi f_{max}$
0.005	16.68	30.0	188
0.010	33.36	15.0	94.2
0.020	66.71	7.5	47.1
0.030	100.1	5.0	31.4
0.040	133.4	3.75	23.5
0.050	166.8	3.0	18.8

Tabelle 5.4: Maximale Frequenz in Abhängigkeit des Simulationsparameters Bunchlänge

Die Frequenzauflösung einer diskreten Fourier-Transformation ist durch die Dauer der Abtastzeit T_{gesamt} bestimmt, die in diesem Fall durch die Länge des berechneten

Wakefeldes gegeben ist

$$\delta f = \frac{1}{T_{gesamt}} = \frac{c}{L_{wake}}. \quad (5.4)$$

Für die Länge des Wakefeldes wurde ein Wert von $L_{wake} = 2.048 \text{ m}$ gewählt, was in akzeptabler Rechenzeit simuliert werden konnte. Damit ergibt sich eine Frequenzauflösung von $\delta f = 146.4 \cdot 10^6 \text{ Hz}$, die ausreichend ist, um das Impedanzspektrum zu untersuchen – schmalbandige Resonanzen sollen hier nicht betrachtet werden. Der Wert für L_{wake} ist so gewählt, dass die Anzahl der Datenpunkte bei $dz = 1 \text{ mm}$ eine Potenz von zwei ist. Dieses ist wichtig für die anschließende Fourier-Transformation mit einem FFT-Algorithmus. Die Zweierpotenz bleibt bei mehrfacher Halbierung von dz natürlich erhalten.

5.1.4 Geometrische Impedanzen: Speicherringkomponenten

5.1.4.1 DORIS-Cavity

Den größten Einfluss auf die geometrische Impedanz der Vakuumkammer haben die Komponenten, bei denen sich der Querschnitt der Kammer stark ändert. Dies ist in modernen Elektronenspeicherringen für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung nur noch in den Beschleunigungsstrukturen der Fall, da diese für den Betrieb unverzichtbar sind. Die Hohlraumresonatoren sind für eine effektive Umwandlung der eingespeisten Hochfrequenzleistung in Beschleunigungsspannung auf eine hohe Shuntimpedanz optimiert, womit geometrische Änderungen für eine Reduzierung von Wakefeldern ausgeschlossen sind. Lediglich bei den Übergängen von der Strahlkammer zu den Anschlüssen an die Hohlraumresonatoren sind Optimierungen bezüglich der Kopplungsimpedanz möglich.

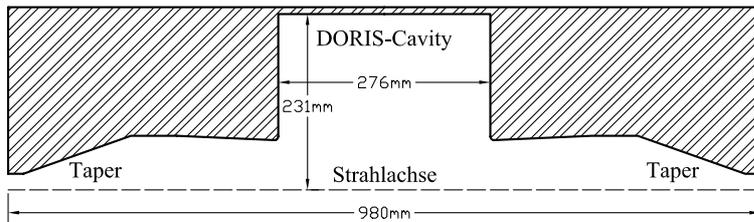


Abbildung 5.6: Geometrie des DORIS-Cavities inklusive Taperstücke für die Simulation. Die Struktur ist rotationssymmetrisch bezüglich der Strahlachse.

Bei dem DELTA-Speicherring wird zu der Beschleunigung der Elektronen ein DORIS-Cavity verwendet, dessen Anschlüsse mit zwei je 0.15 m langen Taperstücken an die Strahlkammer angepasst sind [46]. Die Geometrie des Cavities ist rein rotationssymmetrisch und die Taperstücke weichen nur an den Anschlüssen zu der DELTA-Strahlkammer von einer Rotationssymmetrie ab. Deshalb ist es zulässig, diese große Struktur aus Cavity plus Taperstücken in zwei Dimension zu simulieren. Bei dreidimensionaler Rechnung wären die Fehler wegen der zu geringen Auflösung durch ein grobes Gitter zu groß. Als Radius für die Strahlkammer wurde der effektive mittlere Radius verwendet, der für die Resistive-Wand-Impedanz in Abschnitt 5.1.2 ermittelt wurde ($\langle r \rangle_{DELTA} = 21.1 \text{ mm}$). Die Abbildung 5.6 zeigt die Geometrie der simulierten Struktur: Sie besteht aus dem DORIS-

Cavity, Strahlrohren, Taperstücken und kurzen Stücken der DELTA-Strahlkammer bei Strahlein- und -austritt.

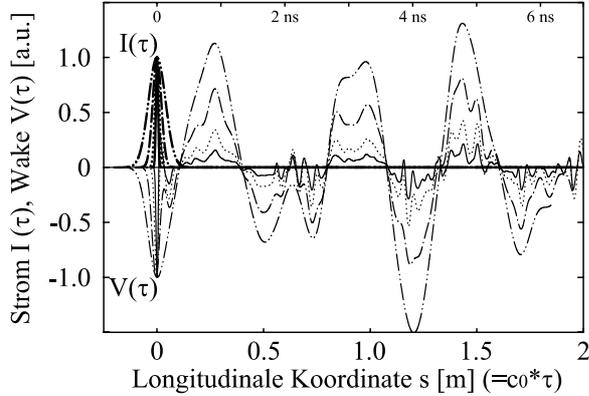


Abbildung 5.7: Strom und Wakespannung von dem simulierten DORIS-Cavity. Dargestellt sind Kurven für die Bunchlängen $\sigma_s = 5, 10, 20, 40 \text{ mm}$. Für alle Kurven $V(\tau)$ bildet sich eine Schwingung mit 2 ns Periodendauer aus: die 500 MHz -Resonanzfrequenz des Grundmodus.

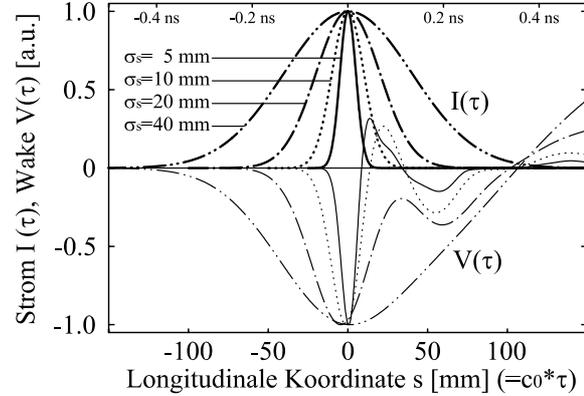


Abbildung 5.8: Ausschnittsvergrößerung des links abgebildeten Diagramms. Bei den Kurven $V(\tau)$ erkennt man neben der hauptsächlich proportionalen Abhängigkeit (resistive Impedanz) auch eine Mischung aus differentialem (induktiv) und integralem (kapazitiv) Verhalten.

Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen den simulierten Verlauf von Strahlstimpulsen mit verschiedenen Bunchlängen sowie den resultierenden Wakespannungen für den Durchgang durch ein DORIS-Cavity. Bei den Kurven $V(\tau)$ sieht man deutlich die 500 MHz -Schwingung des Grundmodus. In der Ausschnittsvergrößerung (Abbildung 5.8) erkennt man bei den Wakespannungen neben der hauptsächlich proportionalen Abhängigkeit (resistive Impedanz) auch eine Mischung aus differentialem (induktiv) und integralem (kapazitiv) Verhalten. Die simulierten Daten $I(\tau)$ und $V(\tau)$ wurden mit Fourier-Transformationen in Frequenzspektren umgewandelt und werden im Folgenden weiter analysiert.

In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind Realteil und Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums des DORIS-Cavities dargestellt, wobei für die Simulation der Wakespannung und zur Auswertung R und L eine Bunchlänge von 10 mm verwendet wurde. Man erkennt in den Kurvenverläufen die 500 MHz -Resonanzfrequenz und höhere Resonanzen beispielsweise bei etwa 700 MHz .³ Zugleich sind die Leistungsspektren des simulierten Elektronenpakets für die Modi $m = 0$ und $m = 1$ (vergleiche Abschnitt 4.2) sowie effektiver Widerstand R und effektive Induktivität L nach Gleichungen (4.29) und (4.30) eingezeichnet. Erkennbar ist der starke resistive Anteil der Impedanz mit $R = 84 \Omega$ und ein relativ großer induktiver Anteil mit $L = 1.1 \text{ nH}$. Der induktive Anteil wird durch die Taperstücke verursacht und überwiegt den leicht kapazitiven Anteil der Impedanz, der nach Abbildung 4.4 zu erwarten gewesen wäre.

³Die Frequenzauflösung dieser Rechnung erlaubt nicht, Güte oder Shuntimpedanz der einzelnen Resonanzen zu bestimmen, was auch nicht Ziel dieser Rechnung ist, sondern ermöglicht breitbandig mittlere Impedanzeigenschaften aufzuzeigen.

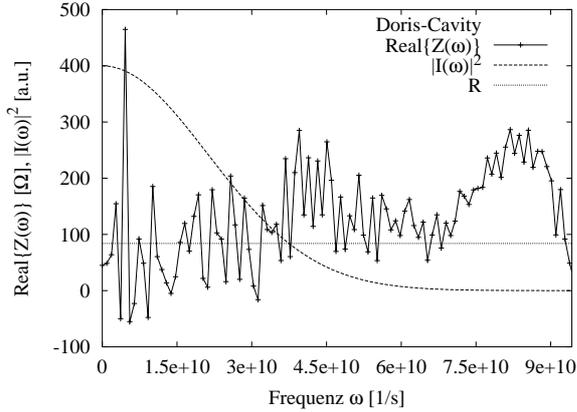


Abbildung 5.9: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums des DORIS-Cavities. Der effektive Widerstand ist $R = 83.9\Omega$ bei $\sigma_s = 10\text{ mm}$.

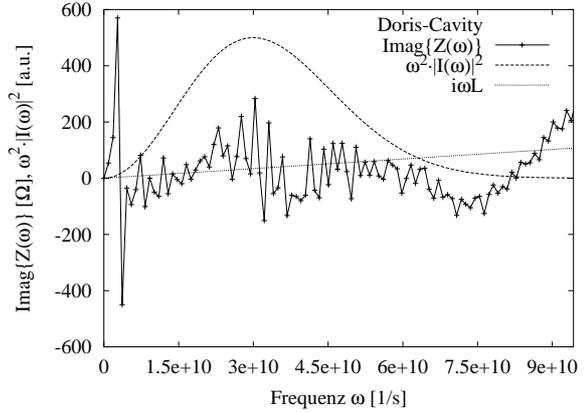


Abbildung 5.10: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums des DORIS-Cavities. Die effektive Induktivität ist $L = 1.14\text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10\text{ mm}$.

5.1.4.2 Faltenbalg mit HF-Kontaktfedern

Um fertigungsbedingte Ungenauigkeiten und Längenänderungen der Vakuumkammern bei Temperaturschwankungen ausgleichen zu können, sind im Speicherring von DELTA 28 Faltenbälge installiert.

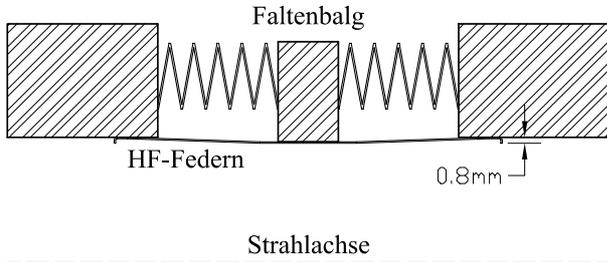


Abbildung 5.11: Geometrie eines Faltenbalgs mit Hochfrequenzkontaktfedern. Für die Simulation werden nur die HF-Federn als Impedanzgeber betrachtet. Der dahinter liegende Hohlraum wird durch diese abgeschirmt und die Struktur wird als rotationssymmetrisch bezüglich der Strahlachse angenommen.

Damit sich die cavityähnliche Struktur nicht negativ auf den gespeicherten Elektronenstrahl auswirkt oder durch Wakefelder selbst zerstört wird⁴, ist der Faltenbalg durch Hochfrequenzkontaktfedern vom Elektronenstrahl abgeschirmt. Die Querschnittsgeometrie der Vakuumkammer wird durch die HF-Kontaktfedern im Faltenbalg fortgeführt, so dass als zu simulierende Querschnittsänderung einzig die geringe Dicke der Federn selber bleibt (siehe Abbildung 5.11).

Die Abbildungen D.3 und D.4 in Anhang D zeigen die berechneten Impedanzspektren des Faltenbalgs. Die Auswertung der Impedanzspektren ergibt einen erwartungsgemäß kleinen effektiven Widerstand von $R = 0.011\Omega$ sowie eine effektive Induktivität von $L = 0.018\text{ nH}$ für eine Bunchlänge von $\sigma_s = 10\text{ mm}$. Multipliziert mit der Anzahl ist der induktive Anteil mit $L \cdot 28 = 0.5\text{ nH}$ nicht unerheblich.

⁴Die im Faltenbalg deponierte Leistung könnte das dünne Wandmaterial überhitzen.

5.1.4.3 Strommonitorkammer

Für die Messung der Stromstärke von Elektronenstrahlen ist es nötig, die Vakuumkammer elektrisch zu unterbrechen, damit geeignete Strommessgeräte an den Strahlstrom koppeln können. Die Messung funktioniert nach dem Transformatorprinzip, wobei der Elektronenstrahl die Primärwicklung und der Stromsensor die Sekundärwicklung darstellt. Durch die Unterbrechung gibt es zwischen den beiden metallischen Enden nur eine kapazitive Kopplung, der Gleichstromanteil der Spiegelladung wird außen um den Strommonitor geführt. Die Dichtigkeit der Vakuumkammer wird durch einen Keramikring gewährleistet, der in die Lücke eingelötet ist. Im Speicherring von DELTA ist eine Strommonitorkammer installiert, deren Geometrie in Abbildung 5.12 gezeigt ist.

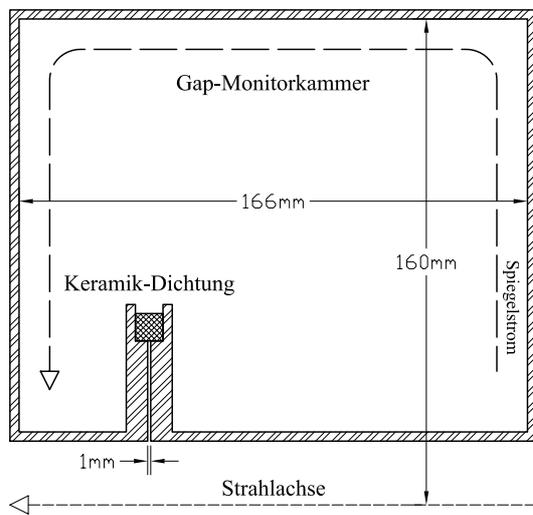


Abbildung 5.12: Geometrie der Strommonitorkammer. Die Strahlkammer ist auf einer Länge von 1 mm unterbrochen, so dass der Spiegelstrom außen herum geführt wird. Für die Simulation wurde die Struktur als rotationssymmetrisch bezüglich der Strahlachse angenommen.

Die Analyse der Impedanzspektren (Abbildungen D.5 und D.6) ergibt einen effektiven Widerstand von $R = 2.05\ \Omega$ sowie eine kleine effektive Induktivität von $L = 0.015\ \text{nH}$ für $\sigma_s = 10\ \text{mm}$. Für $\sigma_s > 20\ \text{mm}$ zeigt die Impedanz der Strommonitorkammer kapazitive Eigenschaften, was mit einer negativen Induktivität in der Gesamtimpedanz von DELTA, die hauptsächlich induktiv ist, berücksichtigt wird. Die schmalbandigen Resonanzen, die in den berechneten Spektren zu sehen sind, werden bei der realen Strommonitorkammer durch das ferritische Material der Stromsensoren, die in dieser Simulation nicht berücksichtigt wurden, stark gedämpft und zu niedrigeren Frequenzen verschoben.

5.1.4.4 Schweißnaht

Die Spezifikation der Schweißnähte ist, dass diese nur weniger als $0.5\ \text{mm}$ in die Strahlkammer hineinragen dürfen. Dies wird bei den rund 150 Schweißnähten der DELTA-Vakuumkammer mit Werten von 0.1 bis $0.4\ \text{mm}$ eingehalten. Für die Simulation wurde daher mit einem mittleren Wert von $0.25\ \text{mm}$ gerechnet, wobei angenommen wurde, dass die Schweißnaht gleichmäßig rund um eine bezüglich der Strahlachse rotationssymmetrische Geometrie in die Kammer hineinragt.

Die Abbildungen D.7 und D.8 zeigen die berechneten Impedanzspektren einer Schweißnaht. Die Auswertung der Impedanzspektren ergibt einen erwartungsgemäß kleinen effektiven Widerstand von $R = 21 \mu\Omega$ sowie eine kleine effektive Induktivität von $L = 0.001 nH$ für eine Bunchlänge von $\sigma_s = 10 mm$. Selbst durch Multiplikation mit der Anzahl 150 ergibt sich kein wesentlicher Beitrag zu der Gesamtimpedanz.

5.1.4.5 Sektorventil

Die Vakuumkammer des Speicherrings kann an sechs Stellen mit Vakuumventilen verschlossen und so in sechs Sektoren unterteilt werden. Diese können dann unabhängig voneinander vakuumtechnisch betrieben werden, um bei der Installation oder Reparatur von Vakuumkomponenten nicht den gesamten Speicherring belüften und wieder evakuieren zu müssen.

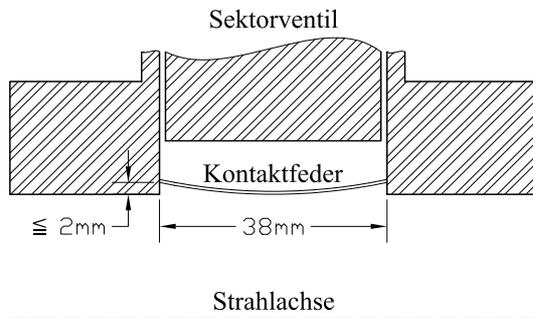


Abbildung 5.13: Geometrie eines Sektorventils mit Kontaktfedern. Im geöffneten Zustand verbinden die Kontaktfedern die Kammern in der Form des DELTA-Strahlkammerquerschnitts. Für die Simulation wurde lediglich der Raum zwischen Strahlachse und Kontaktfedern berechnet, der Hohlraum dahinter wird durch die Federn abgeschirmt. Die Struktur wird als rotations-symmetrisch bezüglich der Strahlachse angenommen.

Die im Sektorventil unterbrochene Vakuumkammer wird im geöffneten Zustand des Ventils durch Kontaktfedern in Form des Kammerquerschnitts fortgeführt, so dass die Querschnittsänderung, die verantwortlich für Wakefelder ist, minimiert wird. Für die Simulation wurde lediglich der Raum zwischen Strahlachse und Kontaktfedern berechnet, da der Hohlraum dahinter durch die Federn abgeschirmt ist (siehe Abbildung 5.13).

Die Analyse der Impedanzspektren (Abbildungen D.5 und D.6) ergibt einen kleinen effektiven Widerstand von $R = 0.186 \Omega$ sowie eine effektive Induktivität von $L = 0.081 nH$ für $\sigma_s = 10 mm$. Multipliziert mit der Anzahl sechs ist der induktive Anteil der Sektorventile an der Gesamtimpedanz mit $L \cdot 6 = 0.5 nH$ nicht unerheblich.

5.1.4.6 Injektionskickermagnet

Für die Injektion und Akkumulation eines Elektronenstrahls in den Speicherring von DELTA wird eine Orbitbeule benötigt. Diese schiebt den bereits gespeicherten Strahl in die Nähe der Injektionsseptumschiene, um den zu injizierenden Strahl innerhalb der transversalen Akzeptanz zu positionieren. Um Teilchenverluste zu minimieren, darf die Orbitbeule nur sehr kurzzeitig existieren. Bereits nach einem Speicherringumlauf ($T_u = 384 ns$) müssen die Felder der drei Magnete, die die Orbitbeule erzeugen, wieder abgeklungen

sein. Diese schnell veränderlichen Magnetfelder können mit induktionsarmen Luftspulen erzeugt werden, die in einem großen Vakuumtank montiert sind.⁵

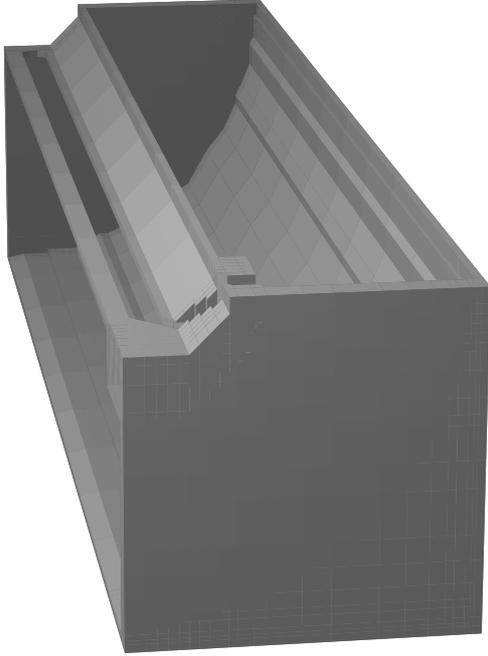


Abbildung 5.14: Modell eines Injektionskickermagneten mit Vakuumtank für die Simulation. Wegen den zwei Symmetrieebenen wurde nur das hier dargestellte Viertel eines Kickertanks berechnet.

Die cavityähnlichen Vakuumtanks der Kickermagnete wurden in der Designphase von DELTA bezüglich ihrer geometrischen Kopplungsimpedanz optimiert, was in [14] ausführlich beschrieben ist. Wegen ihrer komplexen Struktur mussten die Kickermagnete zur Berechnung der Wakefelder in drei Dimensionen modelliert werden. Zur Einsparung von Rechenzeit wurden die transversalen Spiegelsymmetrien genutzt und nur ein Viertel der Struktur simuliert. Dieses modellierte Viertel eines Kickermagneten ist in Abbildung 5.14 zu sehen.

Die Abbildungen D.11 und D.12 zeigen die berechneten Impedanzspektren eines Injektionskickermagneten. Die Auswertung der Impedanzspektren ergibt einen effektiven Widerstand von $R = 2.36 \Omega$ sowie eine effektive Induktivität von $L = 0.032 nH$ für eine Bunchlänge von $\sigma_s = 10 mm$.

5.1.4.7 Injektionsseptum

Der Septummagnet lenkt den zu injizierenden Elektronenstrahl auf den Orbit im Speicherring. Die Septumschiene und die Injektionsöffnung ragen in die Vakuumkammer des Speicherrings und engen diese an der Innenseite um $18 mm$ ein, wie in Abbildung 5.15 zu sehen ist.

⁵Zur Vollständigkeit sei erwähnt, dass man die Luftspulen auch außerhalb des Vakuums anordnen kann, wobei die Vakuumkammer dann aus Keramik sein muss, die zur Leitung der Spiegelströme von innen dünnschichtig metallisiert ist.

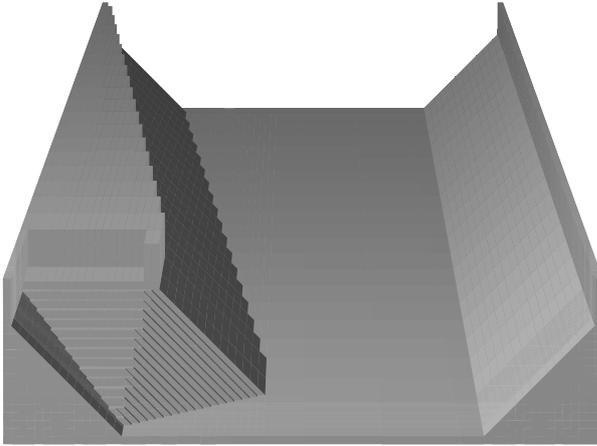


Abbildung 5.15: Untere Hälfte des Injektionsseptums: Links sind die Injektionsöffnung und die Septumschiene zu sehen. Der Querschnitt der DELTA-Vakuumkammer (oben) verjüngt sich in einem langen Taperstück bis zur Injektionsöffnung, dann erweitert sich der Querschnitt in einem kurzen Taperstück wieder auf die normalen Maße.

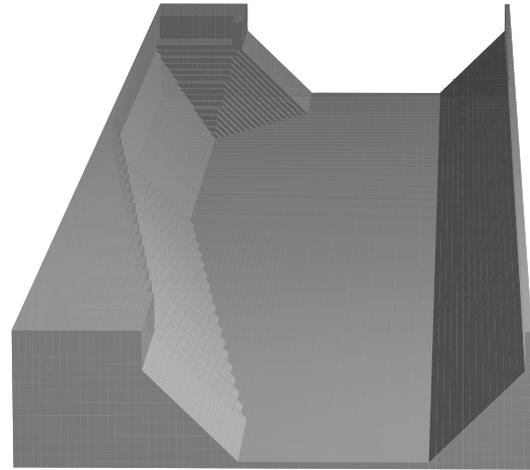


Abbildung 5.16: Inverses Modell des Injektionsseptums für die Simulation: Die Struktur beginnt im Injektionsbereich (oben), erweitert sich auf den normalen Querschnitt und verjüngt sich nach einer Länge „Speicherring“ in einem langen Taperstück bis zur Injektionsöffnung.

Bei der Berechnung der geometrischen Impedanz des Injektionsseptums trat eine Schwierigkeit auf: Die Wakefeldsimulation von MAFIA 4.0 liefert bei sich verjüngenden Strukturen unphysikalische, falsche Ergebnisse. Diese führen in der weiteren Analyse zu negativen Lossfaktoren. Daher wurde bei der Simulation des Septums ein Trick angewendet und die Struktur invers modelliert, wie Abbildung 5.16 zeigt. Das Simulationsmodell fängt im Injektionsbereich an, erweitert sich in einem Taperstück zur normalen DELTA-Vakuumkammer und verringert sich nach einem Speicherringumlauf wieder bis zur Injektionsöffnung. Hierbei ist es nicht notwendig, den kompletten Ringumfang zu simulieren; die Ergebnisse konvergieren bereits ab einer Länge von 0.8 Meter zwischen den Taperstücken. Die Geometrie des Septums hat eine horizontale Symmetrieebene, so dass nur eine Hälfte berechnet wurde.

Die Analyse der Impedanzspektren (Abbildungen D.13 und D.14) liefert für das Injektionsseptum einen effektiven Widerstand von $R = 0.784 \Omega$ sowie eine effektive Induktivität von $L = 0.202 nH$ für $\sigma_s = 10 mm$.

5.1.4.8 Diagonalkickermagnet

Der Diagonalkickermagnet wird zu der Diagnose von magneto-optischen Eigenschaften des Speicherrings eingesetzt, in dem der Elektronenstrahl mit hochfrequenten Wechselfeldern zu transversalen Schwingungen angeregt wird. Für den Diagonalkickermagnet gelten daher ähnliche Anforderungen an Spulengeometrie und Induktivität wie bei den Injektionskickermagneten, so dass er zusammen mit diesen in der Designphase von DELTA bezüglich seiner geometrischen Kopplungsimpedanz optimiert wurde [14]. Durch die dia-

gonale Führung des Magnetfeldes können mit nur einem Diagonalkickermagnet beide transversalen Schwingungen angeregt werden. Wegen seiner komplexen Struktur musste der Diagonalkickermagnet zur Berechnung der Wakefelder in drei Dimensionen modelliert werden, wobei keine Symmetrien zur Vereinfachung genutzt werden konnten (Abbildung 5.17).

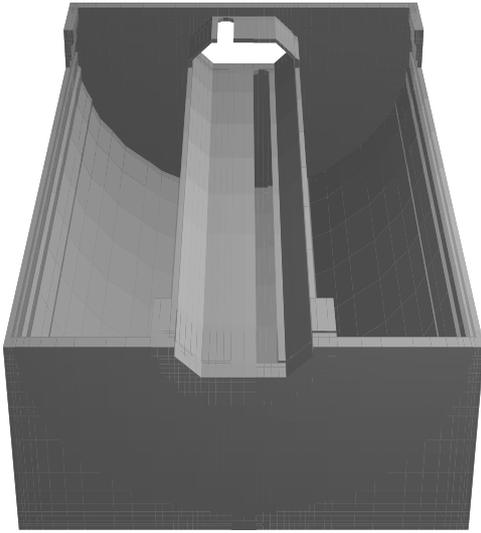


Abbildung 5.17: Modell des Diagonalkickermagneten mit Vakuumentank für die Simulation. Da bei dem Diagonalkickermagneten keine Symmetrien vorhanden sind, wurde der gesamte Kickertank berechnet. Für die dargestellte Innenansicht sind der Tank und ein Stück der Strahlkammer aufgeschnitten.

Die Analyse der Impedanzspektren (Abbildungen D.15 und D.15) ergibt einen effektiven Widerstand von $R = 2.05 \Omega$ sowie eine kleine effektive Induktivität von $L = 0.008 nH$ für $\sigma_s = 10 mm$.

5.1.4.9 Pumpkreuz

In dem Speicherring von DELTA sind sieben Pumpkreuze integriert, um externe Vakuumpumpen anschließen zu können. Bei diesen wurde ein Kompromiss zwischen großen Pumpquerschnitten und möglichst durchgängiger Vakuumkammer gefunden, um einerseits hohe Pumpleistung für die Strahlvakuumkammer zu erreichen und um andererseits Querschnittsänderungen zur Minimierung geometrischer Impedanzen abzuschirmen. Realisiert wurde dies mit Längsschlitz, die sich hauptsächlich an Positionen mit geringer Spiegelstromdichte befinden (Abbildung 5.18). Wegen ihrer komplexen Struktur mussten die Pumpkreuze zur Berechnung der Wakefelder in drei Dimensionen modelliert werden, wobei wegen vorhandenen Symmetrieebenen nur ein Viertel der Kreuze simuliert wurde.

Die Abbildungen D.17 und D.18 zeigen die berechneten Impedanzspektren eines Pumpkreuzes. Die Auswertung der Impedanzspektren ergibt einen kleinen effektiven Widerstand von $R = 0.872 m\Omega$ sowie eine kleine effektive Induktivität von $L = 0.927 pH$ für eine Bunchlänge von $\sigma_s = 10 mm$.

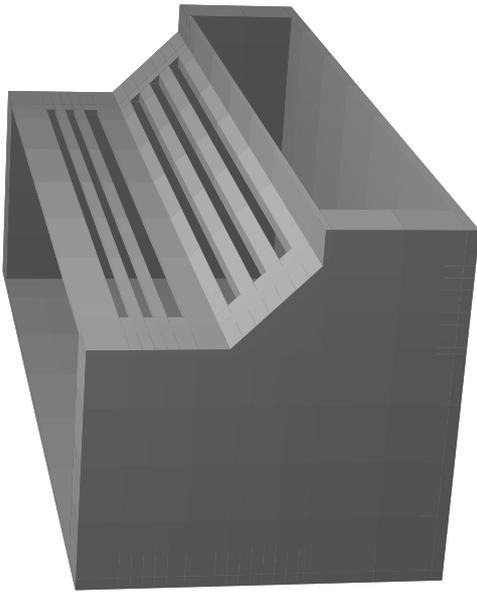


Abbildung 5.18: Da ein Pumpkreuz eine sehr komplizierte Form hat, wurde die hier dargestellte, vereinfachte Geometrie berechnet. Die Länge der Schlitz sind gleich dem Mittelwert der realen Längen und das Volumen außerhalb der Strahlkammer entspricht dem des realen Pumpkreuzes.

5.1.4.10 Strahllagemonitor

Im Speicherring von DELTA sind 43 Strahllagemonitore installiert, um während des Betriebs genaue Informationen über den Orbit, das heißt über die Position des Elektronenstrahl innerhalb der Vakuumkammer und der strahlführenden Magnete, zu erhalten. Ein Strahllagemonitor besteht aus vier Elektroden, die kapazitiv an das elektromagnetische Feld der Elektronen koppeln. Aus den Elektrodensignalen können durch Summen- und Differenzbildung horizontale und vertikale Informationen über die Lage innerhalb des Monitors gewonnen werden. Die Abbildung 5.19 zeigt das zur Simulation verwendete Modell eines viertel Strahllagemonitors mit kreisförmiger Elektrode.

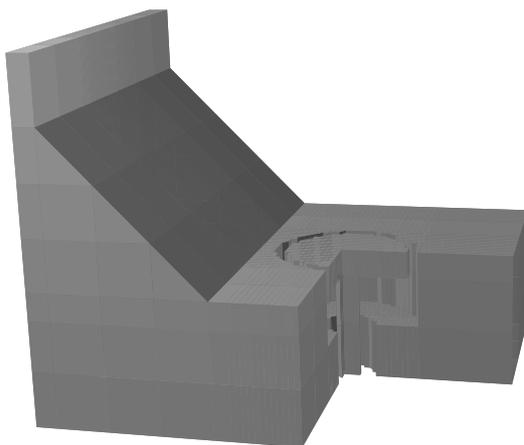


Abbildung 5.19: Strahllagemonitor mit Elektrode. Wegen den zwei Symmetrieebenen wird nur das hier dargestellte Viertel einer Monitorkammer berechnet. Für die Darstellung der Elektrode ist in dieser Abbildung ein quaderförmiges Stück herausgeschnitten. Die Abbildung zeigt nicht die Geometrie der elektrischen Koaxialleitung, die zum Zweck der $50\ \Omega$ -Terminierung auf die Begrenzungsfläche in Strahleintrittsrichtung umgebogen ist. Die longitudinalen Begrenzungsflächen bei Strahleintritt und -austritt haben die Randbedingung *Waveguide*, während die äußeren transversalen Begrenzungsflächen die Randbedingungen *elektrisch leitend* haben.

Die Analyse der Impedanzspektren (Abbildungen D.19 und D.20) liefert für den Strahllagemonitor einen effektiven Widerstand von $R = 0.281\ \Omega$ sowie eine effektive In-

duktivität von $L = -3.95 \text{ pH}$ für $\sigma_s = 10 \text{ mm}$. Das bedeutet, dass die Impedanz der Strahlmonitore einen kapazitiven Charakter hat und somit in der Gesamtimpedanz von DELTA, die hauptsächlich induktiv ist, mit einer negativen Induktivität berücksichtigt wird. Multipliziert mit ihrer Anzahl von 43 Monitoren ist der Anteil der Strahlmonitore an der Gesamtimpedanz nicht unerheblich.

5.1.4.11 Scraperkammer

Mit einem *Scraper*⁶ werden an einer Stelle im Speicherring an den Randbereichen des Strahls Elektronen zur Strahl diagnose abgestreift. Die vier Scraper (zwei horizontale, zwei vertikale) sind Rundstangen aus Edelstahl, die ferngesteuert in die Vakuumkammer gefahren werden und in Ruheposition bündig mit der Kammerwand abschließen (Abbildung 5.20). Die horizontalen Scraper können hier vernachlässigt werden, da sie sich an seitlicher Position der Vakuumkammer mit niedriger Spiegelstromdichte befinden, und deshalb einen noch geringeren Beitrag zur Impedanz liefern als die vertikalen Scraper.

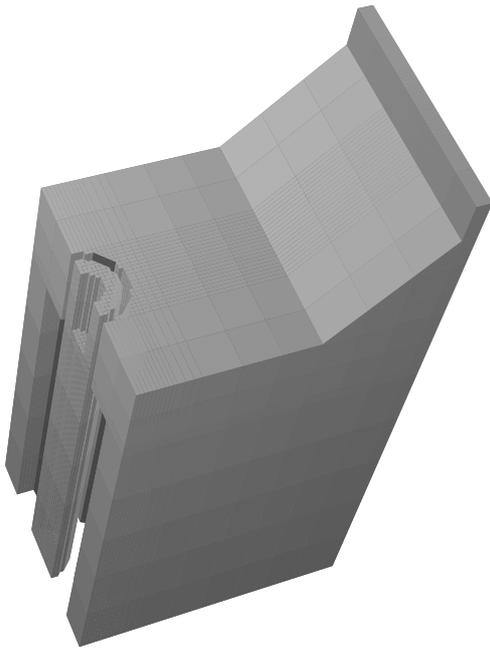


Abbildung 5.20: Vertikaler Scraper in Ruheposition. Aufgrund der zwei Symmetrieebenen wird nur das hier dargestellte Viertel einer Scraperkammer berechnet. Die horizontalen Scraper können bei der Impedanzberechnung vernachlässigt werden und sind daher nicht dargestellt.

Die Abbildungen D.21 und D.22 zeigen die berechneten Impedanzspektren des Vakuumkammerstücks mit einem vertikalen Scraper. Die Auswertung der Impedanzspektren ergibt einen kleinen effektiven Widerstand von $R = 9.1 \text{ m}\Omega$ sowie eine kleine effektive Induktivität von $L = 3.62 \text{ pH}$ für eine Bunchlänge von $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

⁶aus dem Englischen: *to scrape* = abstreifen, abkratzen

5.1.4.12 Ergebnisse aller Einzelkomponenten

In Tabelle 5.5 sind die Simulationsergebnisse bei einer Bunchlänge von $\sigma_s = 10\text{ mm}$ für alle einzelnen Komponenten zusammengefasst. Für die Berechnung der Gesamtimpedanz des Speicherrings müssen die Einzelwerte mit der Anzahl der Komponenten multipliziert werden. Eine ausführliche Analyse der Gesamtimpedanz von DELTA und ihrer Frequenzabhängigkeit wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

Komponente	k_{wake} [GV/C]	$Im\left(\frac{Z_{ geo}}{n}\right)_{eff}^{m=1}$ [mΩ]	R [Ω]	L [nH]	Anzahl
DORIS-Cavity	715.2	18.6	83.9	1.14	1
Faltenbalg	0.0947	0.295	0.011	0.018	28
Strommonitor	17.18	0.243	2.05	0.015	1
Schweißnaht	0.00018	0.017	21.3E-6	0.001	150
Sektorventil	1.597	1.33	0.186	0.081	6
Injektionskicker	21.71	0.518	2.36	0.032	3
Injektionsseptum	6.748	3.30	0.784	0.202	1
Diagonalkicker	19.82	0.130	2.05	0.008	1
Pumpkreuz	0.0075	0.015	0.001	0.001	7
Strahllagemonitor	2.351	-0.065	0.281	-0.004	43
Vertikaler Scraper	0.0783	0.059	0.009	0.004	1

Tabelle 5.5: Berechnete Werte für die geometrische Impedanz aller Speicherringkomponenten bei einer Bunchlänge von $\sigma_s = 10\text{ mm}$.

5.1.5 Gesamtimpedanz von DELTA

5.1.5.1 Impedanzspektren: DELTA Ursprung

Die Gesamtimpedanz des Speicherrings von DELTA setzt sich zusammen aus den einzelnen geometrischen Impedanzen aller Speicherringkomponenten, die in Abschnitt 5.1.4 berechnet wurden und mit der jeweiligen Anzahl multipliziert zur Impedanz beitragen. Die Abbildungen 5.21 und 5.22 zeigen den aus den Simulationen aller Komponenten berechneten Realteil und Imaginärteil des Impedanzspektrums inklusive des Leistungsspektrums eines 10 mm langen Bunches. Für $\sigma_s = 10\text{ mm}$ ergibt sich ein effektiver Widerstand $R = 109\ \Omega$ und eine effektive Induktivität $L = 2.44\text{ nH}$, wobei die Resistive-Wand-Impedanz noch dazu addiert werden muss.

In Tabelle 5.6 sind die Ergebnisse der geometrischen Impedanzspektren-Analyse und die Gesamtimpedanz inklusive der Resistive-Wand-Impedanz für verschiedene Bunchlängen zusammengefasst. Bei kurzen Bunchen ist der Lossfaktor k_{wake} groß und fällt monoton mit steigender Bunchlänge. Das DORIS-Cavity liefert mit knapp 80% den Hauptbeitrag und die Strahllagemonitore, die Injektionskicker Magnete und die Sektorventile tragen

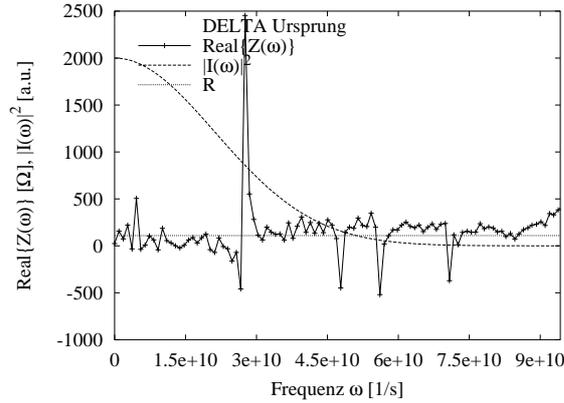


Abbildung 5.21: Realteil des geometrischen Impedanzspektrums des DELTA-Speicherrings (ohne Resistive-Wand-Impedanz). Der effektive Widerstand ist $R = 109 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

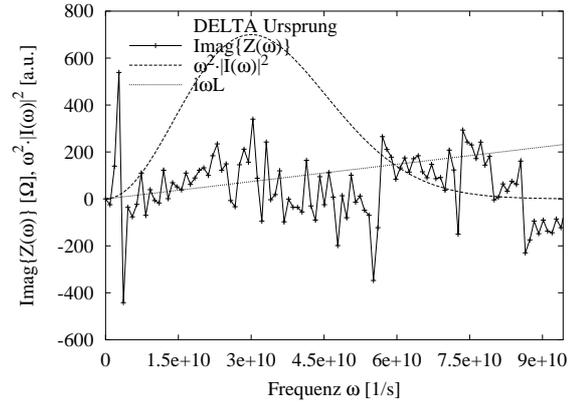


Abbildung 5.22: Imaginärteil des geometrischen Impedanzspektrums des DELTA-Speicherrings (ohne Resistive-Wand-Impedanz). Die effektive Induktivität ist $L = 2.44 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

zusammen mit knapp 20% zum Lossfaktor bei. Gleiches gilt für den Widerstand R . Bei langen Bunchen liefert das DORIS-Cavity mit gut 80% wieder den Hauptbeitrag zu k_{wake} und R ; den Rest tragen die vier Kickermagnete und der Strommonitor bei. Komplizierter sind die Verhältnisse bei der Induktivität L : Diese steigt zunächst mit wachsender Bunchlänge an, fällt bei $\sigma_s > 20 \text{ mm}$ stark ab und wird für lange Bunchlängen sogar negativ. Das heißt, die geometrische Impedanz ist für lange Bunche kapazitiv. Die Gesamtimpedanz des Speicherrings ist jedoch wegen der großen Induktivität der Resistive-Wand-Impedanz für alle untersuchten Bunchlängen induktiv, wie die Werte in Tabelle 5.6 zeigen.

σ_s [m]	k_{wake} [GV/C]	$Im\left(\frac{Z_{ rw}}{n}\right)_{eff}^{m=1}$ [mΩ]	R [Ω]	L [nH]
0.005	2307 (4018)	20.3 (61.1)	135 (236)	1.24 (3.74)
0.010	938 (1543)	40.0 (97.7)	109 (181)	2.44 (5.98)
0.020	376 (590)	51.5 (133)	83.3 (137)	3.15 (8.14)
0.030	273 (389)	12.5 (112)	92.2 (134)	0.76 (6.88)
0.040	221 (296)	-14.3 (101)	97.3 (133)	-0.87 (6.19)
0.050	183 (237)	-20.8 (108)	98.3 (130)	-1.27 (6.62)

Tabelle 5.6: Berechnete Werte für die geometrische Impedanz von DELTA im Ursprungszustand in Abhängigkeit von verschiedenen Bunchlängen. In Klammern sind die Gesamtimpedanzen (geometrische Impedanz plus Resistive-Wand-Impedanz) aufgelistet.

5.1.5.2 Berechnung der Breitbandresonator-Impedanz

An die Summe aller Lossfaktoren der Vakuumkomponenten von DELTA, die mit den Wakefeldberechnungen für verschiedene Bunchlängen bestimmt wurden, lässt sich die

Lossfaktor-Funktion $k_{wake}(\sigma_s)$ eines Breitbandresonators anpassen. Diese Funktion entsteht durch das Einsetzen des Impedanzspektrums $Z_{\parallel, BBR}(\omega)$ (Gleichung (4.19)) in die Gleichung (4.5). Die Anpassung der Lossfaktor-Funktion an die Simulationsergebnisse erfolgt durch eine kleinstes- χ^2 -Methode (Levenberg-Marquardt-Algorithmus). Dabei erhält man Werte für die Parameter R_{sh} , Q und ω_{res} des Breitbandresonator-Modells, mit denen die normalisierte Breitbandresonator-Impedanz $|Z_{\parallel, BBR}/n|$ (Gleichung (4.20)) berechnet wird.

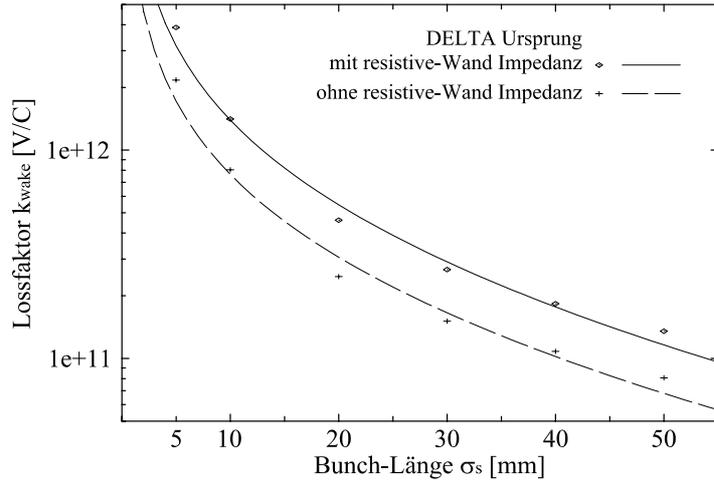


Abbildung 5.23: Berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand für verschiedene Bunchlängen (mit und ohne Resistive-Wand-Impedanz). Die Linien sind angepasste Lossfaktor-Funktionen von Breitbandresonator-Impedanzen.

Die Abbildung 5.23 zeigt als Datenpunkte die Summe aller Lossfaktoren aus den Simulationsrechnungen zur Bestimmung der geometrischen Impedanz inklusive der Lossfaktoren der Resistive-Wand-Impedanz. Um den Vergleich mit früheren Simulationen zu ermöglichen, sind auch die Daten exklusive der Resistive-Wand-Impedanz dargestellt. Die Kurven zeigen den Verlauf der angepassten Lossfaktor-Funktionen von Breitbandresonator-Impedanzen. Die Ergebnisse der Anpassung sind zusammen mit denen einer früheren Analyse in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Speicherring-Status	R_{sh} [Ω]	Q [1]	f_{res} [Ghz]	$\left \frac{Z_{\parallel, BBR}}{n} \right = \frac{R_{sh} f_u}{Q f_{res}}$ [Ω]
DELTA Ursprung	214	0.036	20.4	0.763
ohne RW-Impedanz	115	0.038	17.4	0.450
[47] (ohne RW-Impedanz)	111	0.046	17.0	0.370

Tabelle 5.7: Parameter von Breitbandresonatoren angepasst an berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand (mit und ohne Resistive-Wand-Impedanz sowie eine frühere Untersuchung als Vergleich)

Wie bereits in den Abschnitten 4.3.3 und 4.5 angemerkt wurde, ist es nicht sinnvoll, die Impedanz eines modernen Elektronenspeicherrings mit dem Modell des Breitbandresonators zu beschreiben und insbesondere nur die Näherung für kleine Frequenzen

$|Z_{\parallel, BBR}/n|$ anzugeben. Der Vergleich mit den Messergebnissen zeigt, dass die normalisierte Breitbandresonator-Impedanz $|Z_{\parallel, BBR}/n|$, die aus den Simulationsdaten berechnet wurde, um fast eine Größenordnung größer als die Impedanz ist, die aus den Messdaten bestimmt wurde (siehe Abschnitt 7.2.4). Die Breitbandresonator-Impedanz wird dennoch hier und in den folgenden Abschnitten angegeben, um die Bewertung der verschiedenen Impedanz-Modelle und die Vergleichbarkeit mit früheren Untersuchungen oder anderen Beschleunigeranlagen zu ermöglichen.

5.2 Änderung der Impedanz von DELTA durch neue Komponenten

Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme von DELTA als Synchrotronstrahlungsquelle wurde im Jahr 1999 ein supraleitender Wiggler⁷ zur Erzeugung hochintensiver, kurzwelliger Röntgenstrahlung in den Speicherring eingebaut. Im Jahr 2000 wurde als ein weiteres Insertion Device ein Permanentmagnet-Undulator⁸ installiert. Zeitgleich mit dem Undulator wurde das passive Dritte-Harmonische-Cavity in den Speicherring integriert.

5.2.1 Impedanz der Vakuumkammer des supraleitenden Wigglers SAW

Bei der Installation wurde ein gerades Vakuumkammerstück gegen den Wiggler mit einer Länge von 2.5 m plus zwei Taperstücke ausgetauscht. Zusätzlich wurden ein Faltenbalg und ein Sektorventil installiert. Die 0.125 m langen Taperstücke dienen der Anpassung der Vakuumkammerhöhe von $\pm 20\text{ mm}$ bezüglich der Strahlachse auf die im Wiggler verringerte Höhe von $\pm 5\text{ mm}$, um den Übergang möglichst glatt und impedanzoptimiert zu gestalten.

5.2.1.1 Resistive-Wand-Impedanz der Wiggler-Vakuumkammer

Durch die kleinere, vertikale Apertur der Vakuumkammer im Wiggler erhöht sich die Resistive-Wand-Impedanz. Für die quantitative Bewertung wird wie in Abschnitt 5.1.2 der effektive mittlere Vakuumkammerradius bestimmt.

Wie man in Diagramm 5.24 an der Ladungsdichteverteilung der Spiegelladungen, aufgetragen über dem Kammerumfang, sieht, sind diese in der Mitte der Kammer konzentriert. Die Abbildung 5.25 zeigt im Querschnitt der Wiggler-Vakuumkammer die relativen Feldstärken und -richtungen sowie eine kreisförmige Kammer mit dem effektiven mittleren Radius $\langle r \rangle_{\text{Wiggler}} = 5.0\text{ mm}$, der mit Gleichung (5.1) berechnet wurde.

Die Resistive-Wand-Impedanz der Wiggler-Vakuumkammer wird mit Gleichung (4.11) berechnet und zu der Speicherringimpedanz addiert. Hierbei muss die Impedanz

⁷supraleitender, asymmetrischer Wiggler mit dem Kürzel SAW

⁸Undulator mit einer Periodenlänge von 55 mm , abgekürzt U55

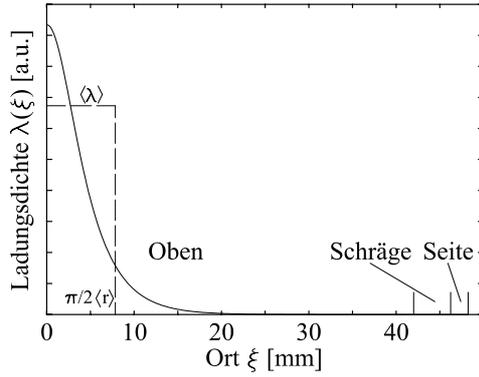


Abbildung 5.24: Ladungsdichteverteilung auf der Wand der Wiggler-Vakuummkammer für ein Viertel des Umfangs. Die mittlere Ladungsdichte für einen Viertelkreis mit effektivem mittlerem Radius ist gestrichelt eingezeichnet.

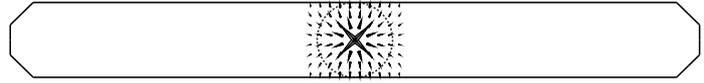


Abbildung 5.25: Querschnitt der Wiggler-Vakuummkammer. Mit Hilfe der Dichteverteilung der Spiegelladungen auf der Wand lässt sich der effektive mittlere Radius einer kreisförmigen Vakuummkammer berechnen, die gestrichelt eingezeichnet ist.

des ausgebauten Kammerstücks subtrahiert werden. In Tabelle 5.8 ist die Änderung und zum Vergleich der resultierende Gesamtwert der Resistive-Wand-Impedanz durch Einbau des Wigglers aufgelistet. Die Wiggler-Vakuummkammer hat einen Anteil von ungefähr 6.5% an der Resistive-Wand-Impedanz von DELTA.

σ_s [m]	k_{wake} [GV/C]	$Im \left(\frac{Z_{ rw}}{n} \right)_{eff}^{m=1}$ [mΩ]	R [Ω]	L [nH]
0.005	120 (1830)	2.9 (43.7)	7.1 (108)	0.17 (2.67)
0.010	42.3 (647)	4.0 (61.7)	5.0 (76.5)	0.25 (3.78)
0.020	14.9 (229)	5.7 (87.3)	3.5 (54.1)	0.35 (5.34)
0.050	3.8 (57.9)	9.0 (138)	2.2 (34.2)	0.55 (8.44)

Tabelle 5.8: Änderung und resultierender Gesamtwert (in Klammern) der Resistive-Wand-Impedanz von DELTA durch Einbau des Wigglers SAW in Abhängigkeit von verschiedenen Bunchlängen

5.2.1.2 Geometrische Impedanz der Wiggler-Vakuummkammer

Bei der Berechnung der geometrischen Impedanz der Wiggler-Vakuummkammer gibt es wie beim Injektionsseptum die Schwierigkeit, dass die Wakefeldsimulation von MAFIA 4.0 bei sich verjüngender Geometrie unphysikalische, falsche Ergebnisse liefert. Daher wurde auch bei der Simulation des Wigglers die Geometrie invers eingegeben, wie Abbildung 5.26 unten zeigt. Die Geometrie fängt in der flachen Wiggler-Vakuummkammer an, erweitert sich in einem Taperstück zur normalen DELTA-Vakuummkammer und verringert sich nach einem Speicherringumlauf wieder in der flachen Wiggler-Vakuummkammer. Hierbei ist es wiederum nicht notwendig, den kompletten Ringumfang zu simulieren. Die Ergebnisse konvergieren bereits ab einer Länge von einem Meter zwischen den Taperstücken.

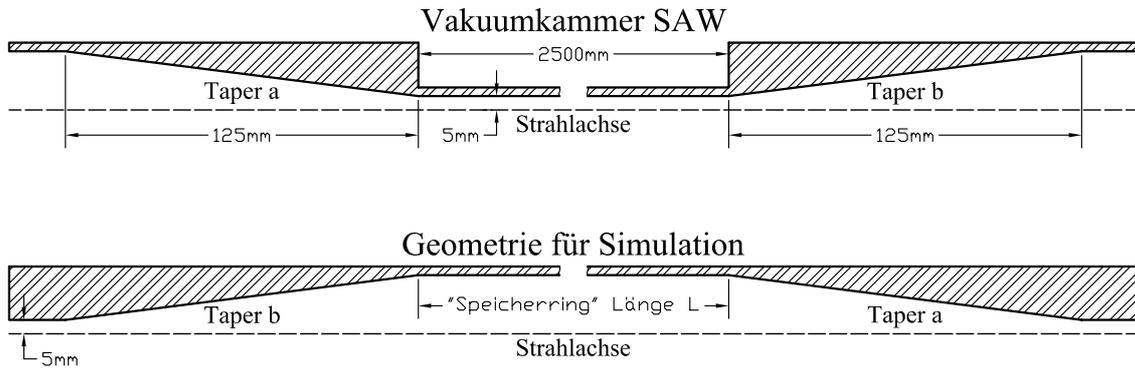


Abbildung 5.26: Längsschnitt der Vakuummutter des Wigners SAW (oben) und Geometrie für die Simulation zur Berechnung der geometrischen Impedanz (unten). Die Ergebnisse konvergieren ab einer Speicherringlänge von einem Meter.

Die Simulation der Wiggler-Vakuummutter erfolgte in rotationsymmetrischer 2D-Geometrie mit den effektiven mittleren Radien $\langle r \rangle_{Wiggler}$ und $\langle r \rangle_{DELTA}$. Diese Vereinfachung ist zulässig, da sich die Spiegelströme, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, hauptsächlich auf der oberen und der unteren Wand konzentrieren, und somit nur die Verringerung der Kammerhöhe eine Auswirkung auf Wakefelder hat. An den Seiten der sich im Wiggler verbreiternden Kammer gibt es kaum Spiegelströme, so dass diese vernachlässigt werden können. Die 2D-Geometrie beschreibt daher den ungünstigsten Fall; reale Wakefelder sind kleiner oder gleich den Simulationsergebnissen. Die daraus berechneten Impedanzspektren sind in den Diagrammen D.23 und D.24 dargestellt. Die Impedanz der Wiggler-Vakuummutter ist hauptsächlich induktiv, ihre Werte und zum Vergleich die resultierende geometrische Gesamtimpedanz sind für verschiedene Bunchlängen in Tabelle 5.9 zusammengestellt. Bei der Berechnung der Gesamtimpedanz von DELTA werden auch die zusätzlichen Einbauten (Faltenbalg und Sektorventil) berücksichtigt. Die Änderung gegenüber der Ursprungsimpedanz wird in Abschnitt 5.2.4 beschrieben.

σ_s [m]	k_{wake} [GV/C]	$Im \left(\frac{Z_{ geo}}{n} \right)_{eff}^{m=1}$ [mΩ]	R [Ω]	L [nH]
0.005	17.3 (2341)	7.4 (29.1)	1.0 (137)	0.45 (1.78)
0.010	1.4 (941)	7.4 (49.1)	0.2 (110)	0.45 (3.00)
0.020	0.008 (376)	7.3 (60.4)	0.002 (86.3)	0.45 (3.70)
0.050	0 (183)	7.2 (-12.1)	0 (98.3)	0.44 (-0.74)

Tabelle 5.9: Änderung und resultierender Gesamtwert (in Klammern) der geometrischen Impedanz von DELTA durch Einbau des Wigners SAW in Abhängigkeit von verschiedenen Bunchlängen

5.2.2 Impedanz der Vakuumkammer des Permanentmagnet-Undulators U55

Bei der Installation wurde wie bei dem Wiggler ein gerades Vakuumkammerstück gegen die Kammer des Undulators mit einer Länge von 2.885 m plus zwei Taperstücke mit einer Länge von jeweils 0.050 m und einen Faltenbalg ausgetauscht. Die Kammerhöhe verringert sich in der Undulator-Vakuumkammer, bezogen auf die Strahlachse, auf $\pm 7\text{ mm}$.

5.2.2.1 Resistive-Wand-Impedanz der Undulator-Vakuumkammer

Auch im Undulator erhöht sich die Resistive-Wand-Impedanz durch die kleinere, vertikale Apertur der Vakuumkammer. Für die quantitative Bewertung wird wieder der effektive mittlere Vakuumkammerradius nach Gleichung (5.1) bestimmt. Wie beim Wiggler ist der effektive mittlere Radius gleich der halben Vakuumkammerhöhe: $\langle r \rangle_{\text{Undulator}} = 7.0\text{ mm}$ (siehe Abbildungen 5.27 und 5.28).

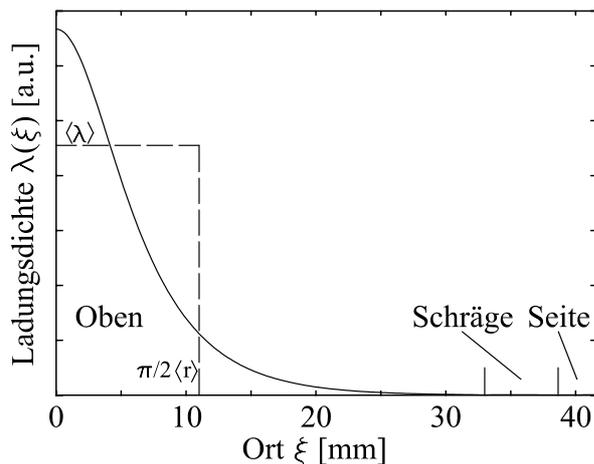


Abbildung 5.27: Ladungsdichteverteilung auf der Wand der Undulator-Vakuumkammer für ein Viertel des Umfangs. Die mittlere Ladungsdichte für einen Viertelkreis mit effektivem mittlerem Radius ist gestrichelt eingezeichnet.

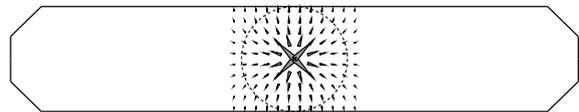


Abbildung 5.28: Querschnitt der Undulator-Vakuumkammer. Mit Hilfe der Dichteverteilung der Spiegelladungen auf der Wand lässt sich der effektive mittlere Radius einer kreisförmigen Vakuumkammer berechnen, die gestrichelt eingezeichnet ist.

Die Resistive-Wand-Impedanz der Undulator-Vakuumkammer wird mit Gleichung (4.11) berechnet und zu der Speicherringimpedanz addiert, wobei die Impedanz des ausgebauten Kammerstücks subtrahiert wird. In Tabelle 5.10 ist die Änderung und zum Vergleich der resultierende Gesamtwert der Resistive-Wand-Impedanz durch Einbau des Undulators aufgelistet. Die Undulator-Vakuumkammer hat einen Anteil von ungefähr 4.5% an der Resistive-Wand-Impedanz von DELTA.

Vergleicht man die Werte der Undulator-Kammer mit denen der Wiggler-Kammer (siehe Tabelle 5.8), so betragen die Resistive-Wand-Impedanzen der Undulator-Kammer

σ_s [m]	k_{wake} [GV/C]	$Im \left(\frac{Z_{ rw}}{n} \right)_{eff}^{m=1}$ [m Ω]	R [Ω]	L [nH]
0.005	86.3 (1917)	2.1 (45.7)	5.1 (113)	0.13 (2.80)
0.010	30.5 (678)	2.9 (64.7)	3.6 (80.2)	0.18 (3.95)
0.020	10.8 (240)	4.1 (91.4)	2.6 (56.7)	0.25 (5.59)
0.050	2.7 (60.6)	6.5 (145)	1.6 (35.9)	0.40 (8.84)

Tabelle 5.10: Änderung und resultierender Gesamtwert (in Klammern) der Resistive-Wand-Impedanz von DELTA durch Einbau des Undulators U55 in Abhängigkeit von verschiedenen Bunchlängen

etwa 70% der Werte der Wiggler-Kammer, was dem Verhältnis der Vakuumkammerhöhen entspricht.

5.2.2.2 Geometrische Impedanz der Undulator-Vakuumkammer

Bei der Berechnung der geometrischen Impedanz des Undulators wurde, wie beim Wiggler, die Kammer des Undulators invers und in rotationssymmetrischer 2D-Geometrie eingegeben (siehe Abbildung 5.29, vergleiche Abschnitt 5.2.1.2). Die Ergebnisse konvergieren hier ebenfalls ab einer Länge von einem Meter zwischen den Taperstücken.

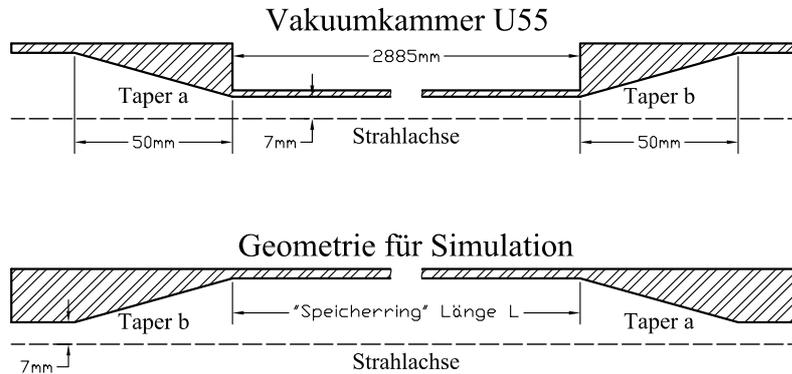


Abbildung 5.29: Längsschnitt der Vakuumkammer des Undulators U55 (oben) und Geometrie für die Simulation zur Berechnung der geometrischen Impedanz (unten). Die Ergebnisse konvergieren ab einer Speicherringlänge von einem Meter.

Die aus den Wakespannungen berechneten Impedanzspektren sind in den Diagrammen D.25 und D.26 dargestellt. Die Impedanz der Undulator-Vakuumkammer ist hauptsächlich induktiv, ihre Werte und zum Vergleich die resultierende geometrische Gesamtimpedanz sind für verschiedene Bunchlängen in Tabelle 5.11 zusammengestellt. Bei der Berechnung der Gesamtimpedanz von DELTA wird auch der zusätzliche Faltenbalg berücksichtigt. Die Änderung gegenüber der Ursprungsimpedanz wird in Abschnitt 5.2.4 beschrieben. Da der Undulator U55 zeitgleich mit dem Dritte-Harmonische-Cavity installiert wurde, konnte der Einfluss des Undulators auf die Gesamtimpedanz nicht separat gemessen werden.

Vergleicht man die geometrischen Impedanzen der Undulator-Kammer mit denen der Wiggler-Kammer (siehe Tabelle 5.9), so sind die resistiven Werte der Undulator-Kammer um einen Faktor 5 und die induktiven Werte um einen Faktor 1.7 größer als die Werte der

σ_s [m]	k_{wake} [GV/C]	$Im \left(\frac{Z_{ geo}}{n} \right)_{eff}^{m=1}$ [m Ω]	R [Ω]	L [nH]
0.005	87.9 (2429)	12.7 (42.1)	5.2 (142)	0.78 (2.58)
0.010	6.4 (947)	12.8 (62.2)	0.7 (111)	0.79 (3.81)
0.020	0.03 (376)	12.3 (73.0)	0.007 (86.3)	0.75 (4.47)
0.050	0 (183)	11.9 (0.1)	0 (98.3)	0.73 (0.01)

Tabelle 5.11: Änderung und resultierender Gesamtwert (in Klammern) der geometrischen Impedanz von DELTA durch Einbau des Undulators U55 in Abhängigkeit von verschiedenen Bunchlängen

Wiggler-Kammer, was auf die kürzeren und damit steileren Taperstücke zurückzuführen ist.

5.2.3 Geometrische Impedanz des Dritte-Harmonische-Cavities

Bei der Installation des passiven Dritte-Harmonische-Cavities wurde im Jahr 2000 ein gerades Vakuumkammerstück gegen zwei kurze Kammerstücke und dem dazwischen liegenden Cavity ausgetauscht. Die Übergänge von der DELTA-Vakuumkammer auf die kreisrunden Strahlrohröffnungen des Cavities sind platzsparend in seine Rechteckflansche integriert (siehe Seiten 75 bis 77 in Kapitel 6 „Design und Fertigung des passiven Dritte-Harmonische-Cavities“). Für die Simulationsgeometrie gilt wie beim DORIS-Cavity, dass das Dritte-Harmonische-Cavity bis auf die Taperstücke rotationssymmetrisch ist.

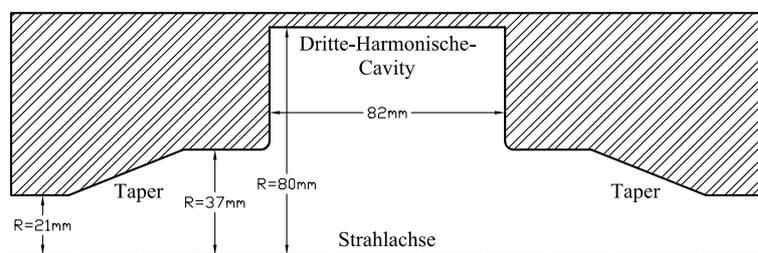


Abbildung 5.30: Geometrie des Dritte-Harmonische-Cavities inklusive Taperstücke für die Simulation. Die Struktur ist rotationssymmetrisch bezüglich der Strahlachse.

Die Abbildung 5.30 zeigt die zweidimensionale Geometrie des Cavities inklusive Übergänge auf Strahlrohr mit dem effektiven mittleren Radius $\langle r \rangle_{DELTA} = 21.1 \text{ mm}$. Diese Vereinfachung ist zulässig, da sich die Spiegelströme, wie in Abschnitt 5.1.2 gezeigt wird, zum großen Teil auf der oberen und der unteren Wand konzentrieren, und somit hauptsächlich die vertikale Anpassung der Kammerhöhe eine Auswirkung auf Wakefelder hat. An den Seiten der DELTA-Vakuumkammer gibt es wenig Spiegelströme, so dass diese vernachlässigt werden können. Die 2D-Geometrie beschreibt wieder den ungünstigsten Fall; reale Wakefelder sind kleiner oder gleich den Simulationsergebnissen.

Die daraus berechneten Impedanzspektren sind in den Diagrammen D.27 und D.28 dargestellt. Die Impedanz des Dritte-Harmonische-Cavities ist für kurze Bunche stark resistiv und etwas kapazitiv, wie man es für eine Beschleunigungsstruktur erwartet. Für lange Bunche ergeben die Analysen der Simulationsergebnisse große Induktivitäten, hier

überwiegen die Taperstücke gegenüber dem Cavity. Diese Werte und zum Vergleich die resultierende geometrische Gesamtimpedanz sind für verschiedene Bunchlängen in Tabelle 5.12 zusammengestellt. Die Änderung der Gesamtimpedanz von DELTA gegenüber der Ursprungsimpedanz wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

σ_s [m]	k_{wake} [GV/C]	$Im \left(\frac{Z_{ geo}}{n} \right)_{eff}^{m=1}$ [m Ω]	R [Ω]	L [nH]
0.005	872 (3301)	-4.3 (37.8)	51.7 (194)	-0.26 (2.31)
0.010	473 (1420)	-6.1 (56.1)	55.1 (166)	-0.38 (3.43)
0.020	224 (600)	6.2 (79.2)	49.6 (136)	0.38 (4.84)
0.050	20.6 (204)	177 (177)	11.5 (110)	10.8 (10.84)

Tabelle 5.12: Änderung und resultierender Gesamtwert (in Klammern) der geometrischen Impedanz von DELTA durch Einbau des Dritte-Harmonische-Cavities in Abhängigkeit von verschiedenen Bunchlängen

5.2.4 Berechnete Impedanzentwicklung von DELTA

Die Gesamtimpedanz des Speicherrings von DELTA wird, wie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben, durch die zusätzlichen Einbauten gegenüber der Ursprungsimpedanz vergrößert. Dieses ist in den Impedanzspektren des Speicherrings mit Wiggler SAW, Undulator U55 und Dritte-Harmonische-Cavity (Abbildungen 5.31 und 5.32) im Vergleich mit den Ursprungsspektren zu erkennen. Die Diagramme zeigen den aus den Simulationen aller Komponenten berechneten Realteil und Imaginärteil des Impedanzspektrums inklusive des Leistungsspektrums eines 10 mm langen Bunches. Es ergibt sich für $\sigma_s = 10$ mm ein effektiver Widerstand $R = 166 \Omega$ und eine effektive Induktivität $L = 3.44$ nH, wobei die Resistive-Wand-Impedanz noch dazu addiert werden muss.

In den Abbildungen 5.33 und 5.34 sind die Ergebnisse der geometrischen Impedanzspektren-Analyse inklusive der Resistive-Wand-Impedanz für verschiedene Bunchlängen zusammengefasst. Der Widerstand R des Speicherrings ändert sich wesentlich erst durch den Einbau des Dritte-Harmonische-Cavities, dann vergrößert er sich für alle Bunchlängen (um 30% bis 40% für kurze Bunche und um 10% bis 20% für lange Bunche). Die Induktivität L steigt schon durch die Erweiterung des Speicherrings mit dem Wiggler SAW und dem Undulator U55 jeweils um etwa 1 nH (15%) im Mittel für alle Bunchlängen. Der Einbau des Dritte-Harmonische-Cavities ändert die Induktivität für $\sigma_s \leq 20$ mm kaum, jedoch dominiert es die Induktivität für lange Bunche.

An die Summe aller Lossfaktoren der Vakuumkomponenten von DELTA inklusive der zusätzlichen Einbauten wurden wie in Abschnitt 5.1.5.2 die Lossfaktor-Funktionen $k_{wake}(\sigma_s)$ von Breitbandresonatoren angepasst. In Abbildung 5.35 sind als Datenpunkte die Summen aller Lossfaktoren aus den Simulationsrechnungen inklusive der Resistive-Wand-Impedanz für den Ursprungszustand und den Speicherring mit Erweiterungen

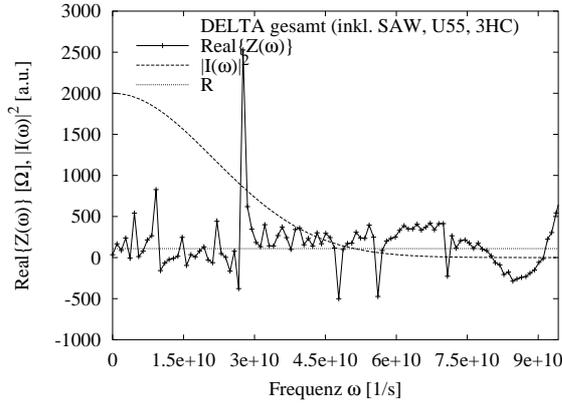


Abbildung 5.31: Realteil des geometrischen Impedanzspektrums des DELTA-Speicherrings inklusive SAW, U55 und Dritte-Harmonische-Cavity (ohne Resistive-Wand-Impedanz). Der effektive Widerstand ist $R = 166 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

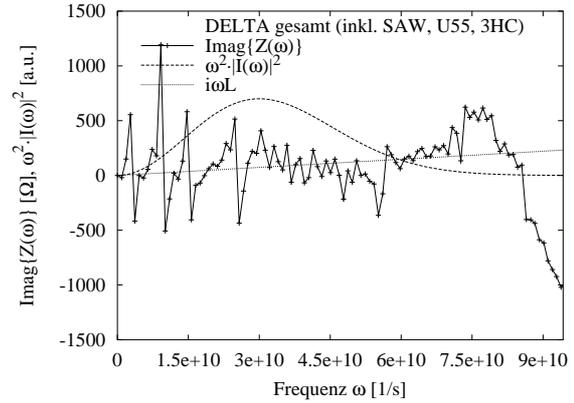


Abbildung 5.32: Imaginärteil des geometrischen Impedanzspektrums des DELTA-Speicherrings inklusive SAW, U55 und Dritte-Harmonische-Cavity (ohne Resistive-Wand-Impedanz). Die effektive Induktivität ist $L = 3.44 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

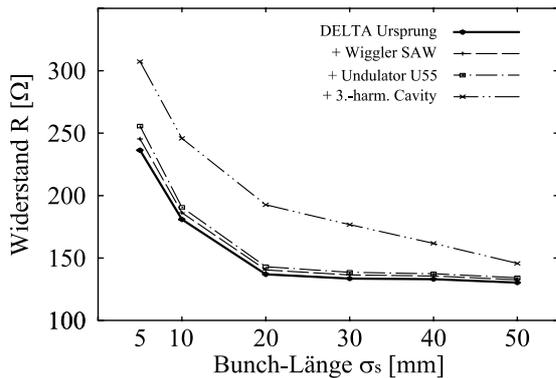


Abbildung 5.33: Berechnete Widerstände von DELTA im Ursprungszustand und mit Erweiterungen durch neue Komponenten für verschiedene Bunchlängen (inklusive Resistive-Wand-Impedanz).

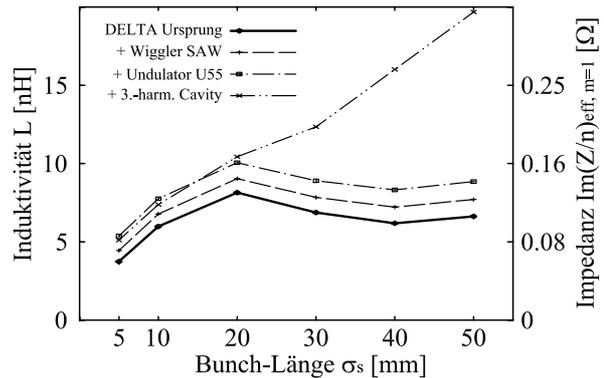


Abbildung 5.34: Berechnete Induktivitäten von DELTA im Ursprungszustand und mit Erweiterungen durch neue Komponenten für verschiedene Bunchlängen (inklusive Resistive-Wand-Impedanz).

dargestellt. Die Kurven zeigen den Verlauf der angepassten Lossfaktor-Funktionen von Breitbandresonator-Impedanzen. Wie schon die vorangegangenen Analysen der Impedanzspektren erkennen lassen, bewirkt nur der Einbau des Dritte-Harmonische-Cavities eine signifikante Vergrößerung der Speicherringimpedanz. Die Ergebnisse der Breitbandresonator-Anpassungen sind in Tabelle 5.13 zusammengefasst, wobei wiederum anzumerken ist, dass die Breitbandresonator-Impedanz die reale Speicherringimpedanz nicht gut beschreibt und hier nur zu Vergleichszwecken aufgelistet ist.

Speicherring-Status	R_{sh} [Ω]	Q [1]	f_{res} [Ghz]	$\left \frac{Z_{ ,BBR}}{n} \right = \frac{R_{sh} f_u}{Q f_{res}}$ [Ω]
DELTA Ursprung	214	0.036	20.4	0.763
+ Wiggler SAW	221	0.037	20.0	0.787
+ Undulator U55	229	0.039	19.2	0.794
+ Dritte-Harm.-Cavity	317	0.043	18.8	1.020

Tabelle 5.13: Parameter von Breitbandresonatoren angepasst an berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand und mit Erweiterungen durch neue Komponenten (inklusive der Resistive-Wand-Impedanz).

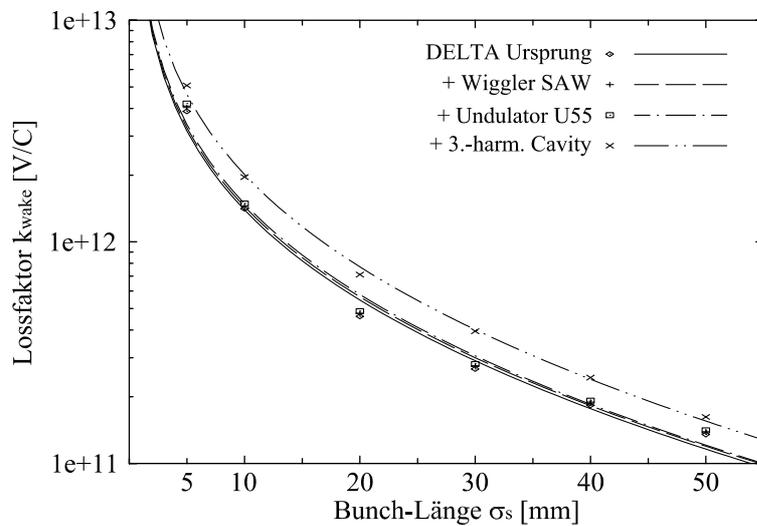


Abbildung 5.35: Berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand und mit Erweiterungen durch neue Komponenten für verschiedene Bunchlängen. Die Linien sind angepasste Lossfaktor-Funktionen von Breitbandresonator-Impedanzen (inklusive der Resistive-Wand-Impedanz).

5.3 Zukünftige Erweiterungen

Bei dem Speicherring von DELTA wurde mit hohem konstruktivem Aufwand eine kleine Kopplungsimpedanz realisiert. Um diese kleine Impedanz zu bewahren, muss bei zukünftigen Erweiterungen des Speicherrings auf ein optimiertes Impedanzdesign geachtet werden beziehungsweise eine Vorteil-Nachteil-Abwägung stattfinden. Die Analysen in den folgenden Abschnitten liefern Argumente für die Entscheidungsfindung bei zwei denkbaren Erweiterungen von DELTA.

5.3.1 Impedanz von DELTA mit mehreren Dritte-Harmonische-Cavities

Wie in den Kapiteln 2 und 3 gezeigt wurde, kann man mit dem Einsatz von passiven höherharmonischen Cavities die Touschek-Lebensdauer von Elektronen in Speicherringen durch größere Bunchlängen erhöhen. Die Bunchlängenmanipulation ist dabei umso effektiver, je größer die Shuntimpedanz des höherharmonischen Systems ist, wie Abbildung 3.2 auf Seite 20 verdeutlicht. Eine große Shuntimpedanz kann auch durch den Einbau mehre-

rer höherharmonischer Cavities erreicht werden. Im Folgenden wird daher untersucht, wie sich ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities auf die Impedanz von DELTA auswirken würden.

In den Abbildungen 5.36 und 5.37 sind die Ergebnisse der geometrischen Impedanzspektren-Analyse inklusive der Resistive-Wand-Impedanz für verschiedene Bunchlängen zusammengefasst. Der Widerstand R des Speicherrings würde sich für kurze und mittlere Bunchlängen durch jeden Einbau eines Dritte-Harmonische-Cavities um etwa $50\ \Omega$ vergrößern. Der Gesamtwiderstand würde für $\sigma_s \leq 30\ \text{mm}$ durch vier Dritte-Harmonische-Cavities mindestens verdoppelt. Der Einbau von Dritte-Harmonische-Cavities würde die Induktivität L für $\sigma_s \leq 20\ \text{mm}$ kaum ändern jedoch für lange Bunchen dominieren: Bei $\sigma_s = 30\ \text{mm}$ verdoppelt sich die Induktivität durch vier Dritte-Harmonische-Cavities, bei $\sigma_s = 50\ \text{mm}$ verfünffacht sie sich.

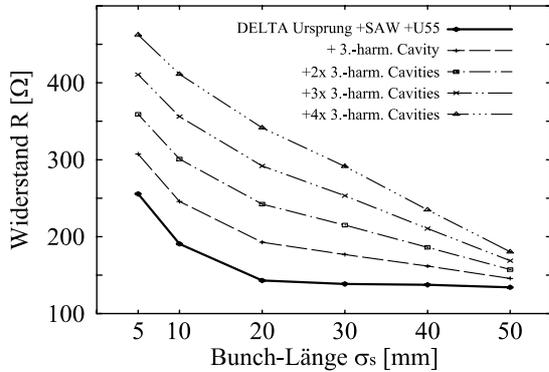


Abbildung 5.36: Berechnete Widerstände von DELTA im Ursprungszustand und mit ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities für verschiedene Bunchlängen (inklusive Resistive-Wand-Impedanz).

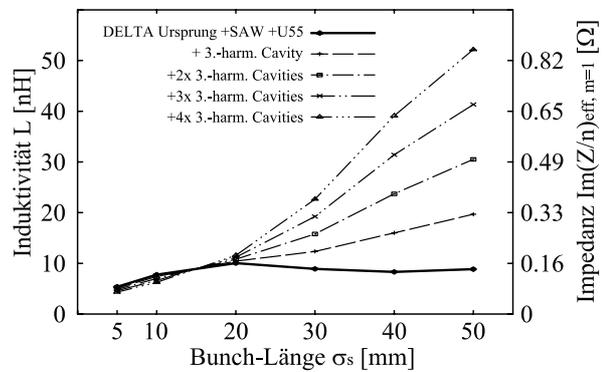


Abbildung 5.37: Berechnete Induktivitäten von DELTA im Ursprungszustand und mit ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities für verschiedene Bunchlängen (inklusive Resistive-Wand-Impedanz).

An die Summen aller Lossfaktoren der Vakuumkomponenten von DELTA inklusive der zusätzlichen Dritte-Harmonische-Cavities wurden die Lossfaktor-Funktionen $k_{wake}(\sigma_s)$ von Breitbandresonatoren angepasst. In Abbildung 5.38 sind die Summen aller Lossfaktoren inklusive der Resistive-Wand-Impedanz für den Speicherring mit den zu untersuchenden Erweiterungen eingezeichnet. Die Kurven zeigen den Verlauf der angepassten Lossfaktor-Funktionen von Breitbandresonator-Impedanzen. Wie schon die vorangegangenen Analysen der Impedanzspektren deutlich machen, verursacht jeder Einbau eines Dritte-Harmonische-Cavities eine Vergrößerung der Speicherringimpedanz, wobei die normalisierte Breitbandresonator-Impedanz $|Z_{\parallel, BBR}/n|$ durch vier Dritte-Harmonische-Cavities nahezu verdoppelt würde. Die Ergebnisse der Breitbandresonator-Anpassungen für den Einbau von ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities sind in Tabelle 5.14 zusammengefasst, wobei wiederum anzumerken ist, dass die Breitbandresonator-Impedanz die reale Speicherringimpedanz nicht gut beschreibt und hier nur zu Vergleichszwecken aufgelistet ist.

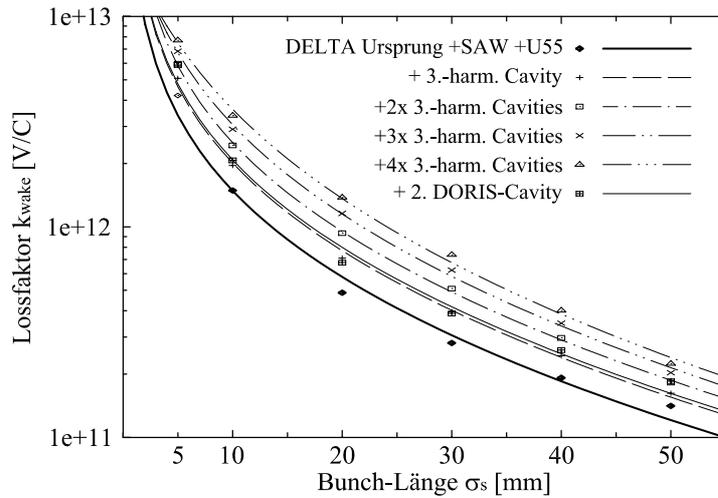


Abbildung 5.38: Berechnete Lossfaktoren von DELTA inklusive SAW und U55 mit einem bis vier Dritte-Harmonische-Cavities und mit einem zweiten DORIS-Cavity für verschiedene Bunchlängen. Die Linien sind angepasste Lossfaktor-Funktionen von Breitbandresonator-Impedanzen.

Speicherring-Status	R_{sh} [Ω]	Q [1]	f_{res} [Ghz]	$\left \frac{Z_{\parallel, BBR}}{n} \right = \frac{R_{sh} f_u}{Q f_{res}}$ [Ω]
DELTA Ursprung+SAW+U55	229	0.039	19.2	0.794
+ Dritte-Harm.-Cavity	317	0.043	18.8	1.020
+2x Dritte-Harm.-Cavities	400	0.056	15.2	1.228
+3x Dritte-Harm.-Cavities	479	0.206	4.43	1.368
+4x Dritte-Harm.-Cavities	579	0.276	3.62	1.508
+ zweites DORIS-Cavity	327	0.042	19.2	1.063

Tabelle 5.14: Parameter von Breitbandresonatoren angepasst an berechnete Lossfaktoren von DELTA mit ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities und mit einem zweiten DORIS-Cavity

Die Auswirkungen der Impedanzvergrößerungen durch den Einbau von ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities auf den Betrieb von DELTA im FEL-Modus werden in Abschnitt 5.3.3 untersucht.

5.3.2 Impedanz von DELTA mit zwei DORIS-Cavities

Wie am Ende des Abschnitts 2.5.3.3 auf Seite 13 gezeigt wurde, ist auch der Einbau eines zweiten aktiven Cavities zur Verdopplung der Beschleunigungsspannung attraktiv, um die Touschek-Lebensdauer von den Elektronen im Speicherring durch Vergrößerung der Energieakzeptanz zu erhöhen. Hierzu soll im Folgenden untersucht werden, wie sich ein zweites DORIS-Cavity auf die Impedanz von DELTA auswirken würde.

In den Abbildungen 5.39 und 5.40 sind die Ergebnisse der geometrischen Impedanzspektren-Analyse inklusive der Resistive-Wand-Impedanz für verschiedene Bunchlängen zusammengefasst. Der Widerstand R des Speicherrings würde sich durch den Einbau eines zweiten DORIS-Cavities für alle Bunchlängen um etwa 100Ω vergrößern. Der Gesamtwiderstand stiege somit um 40% bis 70%. Der Einbau eines zweiten

DORIS-Cavities würde die Induktivität L wenig beeinflussen: Die Änderungen sind für alle simulierten Bunchlängen kleiner als $\pm 1 nH$.

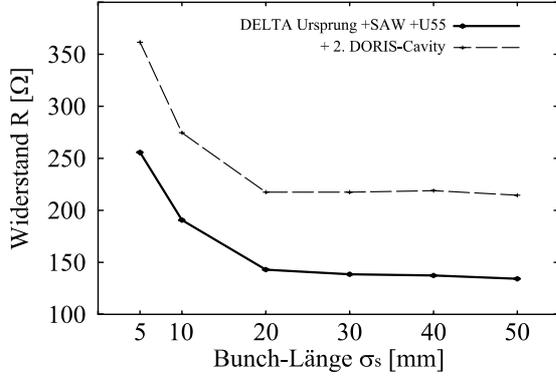


Abbildung 5.39: Berechnete Widerstände von DELTA im Ursprungszustand und mit zweitem DORIS-Cavity für verschiedene Bunchlängen (inklusive Resistive-Wand-Impedanz).

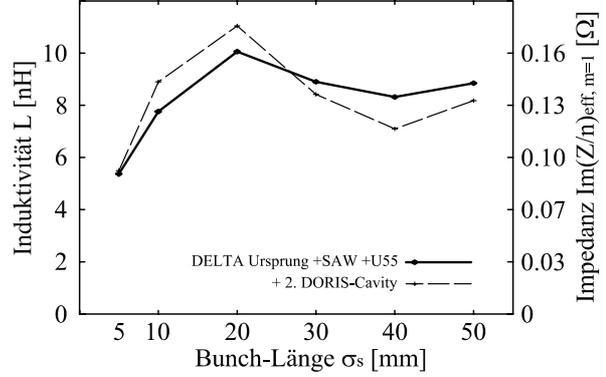


Abbildung 5.40: Berechnete Induktivitäten von DELTA im Ursprungszustand und mit zweitem DORIS-Cavity für verschiedene Bunchlängen (inklusive Resistive-Wand-Impedanz).

An die Summen aller Lossfaktoren der Vakuumkomponenten von DELTA inklusive des zusätzlichen DORIS-Cavities wurde die Lossfaktor-Funktion $k_{wake}(\sigma_s)$ eines Breitbandresonators angepasst, was in Abbildung 5.38 dargestellt ist. Die normalisierte Breitbandresonator-Impedanz $|Z_{\parallel, BBR}/n|$ würde um 34% gegenüber dem Ursprungszustand vergrößert. Das Ergebnis der Breitbandresonator-Anpassung für die Erweiterung mit einem weiteren DORIS-Cavity ist in Tabelle 5.14 aufgelistet, wobei wiederum anzumerken ist, dass die Breitbandresonator-Impedanz die reale Speicherringimpedanz nicht gut beschreibt und hier nur zu Vergleichszwecken aufgelistet ist.

Die Auswirkung der Impedanzvergrößerung durch den Einbau eines zweiten DORIS-Cavities auf den Betrieb von DELTA im FEL-Modus wird im folgenden Abschnitt untersucht.

5.3.3 Auswirkungen von zukünftigen Einbauten auf den FEL-Betrieb

Der Einbau von Dritte-Harmonische-Cavities oder eines zweiten DORIS-Cavities könnte durch die Vergrößerung der Speicherringimpedanz den Betrieb von hohen Spitzenströmen (hohe Elektronendichten in einzelnen Bunchen) beeinflussen, die zum Beispiel für den Betrieb von FELICITA I benötigt werden. Für die Bewertung der Auswirkungen sind die Potentialtopfverzerrung und die turbulente Bunchverlängerung mit den Betriebsparametern von DELTA bei FEL-Betrieb (siehe Tabellen C.2 und C.4) für die in den beiden vorhergehenden Abschnitten bestimmten Impedanzen simuliert worden. Die Nullstrom-Bunchlänge beträgt bei einer Elektronenenergie von $550 MeV$ typischerweise $\sigma_s \approx 3 mm$, so dass für die folgenden Berechnungen die Impedanzen für die kürzeste simulierte Bunchlänge ($\sigma_s = 5 mm$ entsprechend $\sigma_\tau = 16.7 ps$) verwendet wurden.

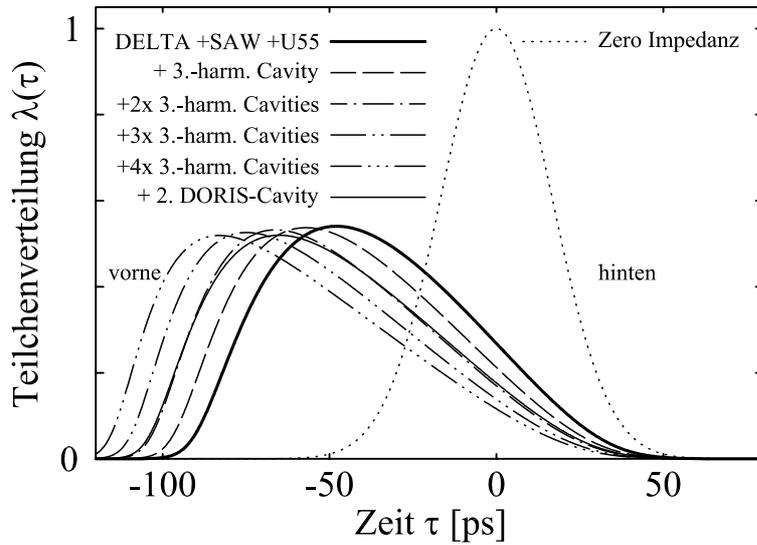


Abbildung 5.41: Simulierte Teilchenverteilungen mit Potentialtopfverzerrung für mögliche Erweiterungen von DELTA

Die Simulation der Potentialtopfverzerrungen nach Abschnitt 4.4 mit den Impedanzen R und L des Speicherrings aus den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 und einem mittleren Strahlstrom in einem einzelnen Bunch von $I_b = 10 \text{ mA}$ ergibt verzerrte Teilchenverteilungen, die in Abbildung 5.41 dargestellt sind. Schon die Teilchenverteilung für die Speicherringimpedanz ohne Erweiterungen ist gegenüber der Gaußkurve eines impedanzfreien Speicherrings um einen Faktor zwei verlängert und deutlich zum Bunchkopf verschoben. Da sich die Induktivität L des Speicherrings bei $\sigma_s = 5 \text{ mm}$ durch zusätzliche Cavities kaum ändern würde, bliebe auch die Bunchverlängerung verursacht durch Potentialtopfverzerrung kleiner als 2.4% für vier Dritte-Harmonische-Cavities und wäre 3.4% für ein zweites DORIS-Cavity. Die maximale Intensität würde sich im Mittel um etwa 1% pro Dritte-Harmonische-Cavity und um 3.9% für ein zweites DORIS-Cavity verringern. Durch die erhebliche Erhöhung des Widerstands R des Speicherrings würde die Teilchenverteilung deutlich mehr unsymmetrisch: Die Position des Intensitätsmaximums verschöbe sich im Mittel um 9 ps pro Dritte-Harmonische-Cavity und um 17 ps für ein zweites DORIS-Cavity.

Wegen der geringen Änderung der Induktivität durch den Einbau zusätzlicher Cavities würde sich auch die Bunchverlängerung verursacht durch turbulente Energieverbreiterung nur unwesentlich ändern. Dies wäre anders, wenn man die Impedanz des Speicherrings mit der konstanten Impedanz eines Breitbandresonators $|Z_{\parallel, BBR}/n|$ beschreiben würde. In Abbildung 5.42 sind mit Gleichung (4.48) berechnete Bunchlängen in Abhängigkeit vom mittleren Strahlstrom eines einzelnen Bunches für die verschiedenen Speicherringimpedanzen $|Z_{\parallel, BBR}/n| + \text{Im}(Z_{\parallel}/n)_{\text{eff}}^{m=1}$, die in den vorhergehenden Abschnitten bestimmt wurden, aufgetragen. Durch den Einbau von ein, zwei, drei oder vier Dritte-Harmonische-Cavities würde ein Bunch bei gleicher Stromstärke um 7.8%, 14.0%, 17.8% oder 21.4% verlängert werden. Die Installation eines zusätzlichen DORIS-Cavities würde sich mit einer Bunchverlängerung von plus 9.3% auswirken. Entsprechend wäre die FEL-Verstärkung nach Gleichung (2.4) um 7.2% bis 17.6% für die Dritte-Harmonische-

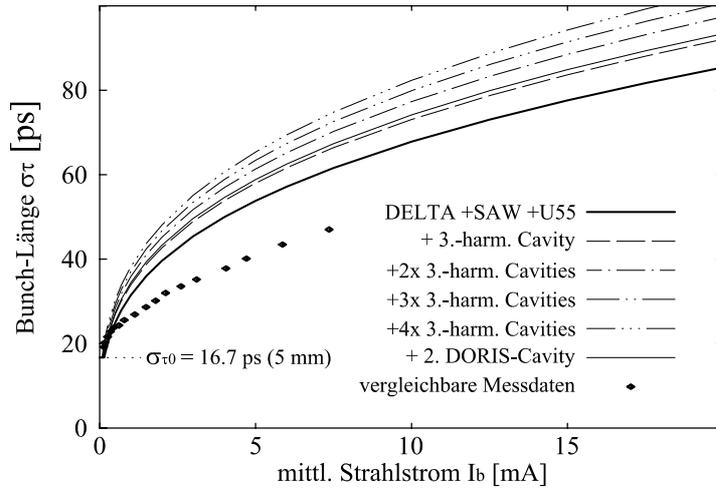


Abbildung 5.42: Bunchverlängerung durch turbulente Energieverbreiterung (berechnet mit dem Breitbandresonator-Modell) bei Impedanzvergrößerung durch mögliche Erweiterungen von DELTA. Der Vergleich mit Messdaten zeigt, dass der Effekt der Bunchverlängerung deutlich kleiner als berechnet ist und somit die reale Speicherringimpedanz erheblich kleiner als die berechnete Impedanz $|Z_{||,BBR}/n|$ ist.

Cavities oder um 8.5% für das zusätzliche DORIS-Cavity verringert.

Ein Vergleich mit Messdaten bei ähnlichen Speicherringparametern zeigt aber, dass der Effekt der Bunchverlängerung deutlich kleiner als berechnet ist und somit die reale Impedanz des Speicherrings DELTA deutlich geringer ist, als das Modell des Breitbandresonators voraussagt. Somit sind auch die Auswirkungen von zusätzlichen Cavities auf die turbulente Bunchverlängerung und damit auf den FEL-Betrieb erheblich schwächer und können in erster Näherung vernachlässigt werden.

Kapitel 6

Design und Fertigung des passiven Dritte-Harmonische-Cavities

Als Voruntersuchung für die Analyse und Bewertung einer möglichen zukünftigen Erweiterung des DELTA-Speicherring mit mehreren passiven Dritte-Harmonische-Cavities zur Verbesserung der Touschek-Lebensdauer durch Bunchlängenmanipulation wurde im Rahmen dieser Arbeit ein einzelnes 1.5 GHz -Cavity konstruiert, gefertigt, im Speicherring von DELTA installiert und in Betrieb genommen. In diesem Kapitel werden die erforderlichen Designparameter und Spezifikationen zusammengestellt, die Fertigungsbesonderheiten des Cavities und seiner Anbauteile aufgezeigt und das für seinen Betrieb entwickelte Diagnose- und Kontrollsystem beschrieben.

6.1 Designparameter und Konstruktion

6.1.1 Hochfrequenz-Eigenschaften

Die Spezifikationen des passiven, höherharmonischen Cavities sind durch verschiedene Randbedingungen bei DELTA eindeutig festgelegt: Die Wahl der Resonanzfrequenz $f_{HHC} = n \cdot f_{HF}$ beschränkt sich auf möglichst niedrige Vielfache der Beschleunigungsfrequenz, um eine effektive Vergrößerung der Bunchlänge zu erreichen (siehe Gleichungen (3.25) und (3.34)). Ein Cavity mit $n = 2$ hat den Nachteil großen Platz- und Materialbedarfs, so dass die Resonanzfrequenz mit $f_{HHC} = 3 \cdot f_{HF} = 1499.4\text{ MHz}$ spezifiziert wurde.

Der Durchmesser der Strahlrohröffnung ist durch die Breite der Speicherringvakuammer mit 74 mm gegeben: Ein kleinerer Durchmesser würde die horizontale Apertur einschränken, ein größerer die Shuntimpedanz verkleinern. Die Güte und die Shuntimpedanz sind durch die Wahl einer einfachen Zylindergeometrie (*Pill-Box-Cavity*) festgelegt und wurden mit Finite-Elemente-Programmen bestimmt.

Abbildung 6.1 zeigt die modellierte Kontur des rotationssymmetrischen Cavities und

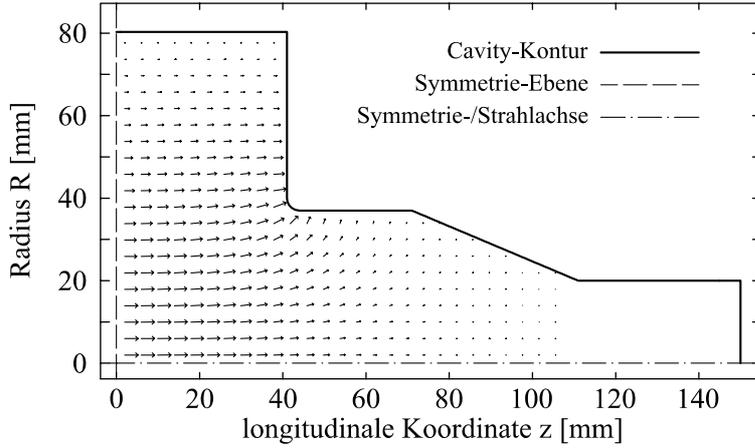


Abbildung 6.1: Modell des passiven 1.5 GHz-Cavities für die Finite-Elemente-Simulation. Die Pfeile geben Richtung und relative elektrische Feldstärke des mit *Poisson-Superfish* berechneten Hochfrequenzfeldes an.

die mit dem Computerprogramm *Poisson-Superfish*¹ berechneten elektrischen Felder. Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnung sind eine Güte von 24000 und eine Shuntimpedanz von $1.28 M\Omega$ bei der spezifizierten Resonanzfrequenz, wobei die tatsächlich erreichten Werte fertigungsbedingt immer kleiner als die theoretisch berechneten sind.

Die Leistung, die dem Elektronenstrahl zur Erzeugung des Feldes im passiven Cavity entzogen wird, ist aus zwei Gründen beschränkt: Zum einen muss diese Leistung durch das Hauptcavity-System zusätzlich zu der Leistung für den Ausgleich des Energieverlusts bereitgestellt werden, und zum anderen muss sie als in Wärme umgesetzte Verlustleistung von dem passiven Cavity wieder abgeführt werden. Die maximale Leistung des passiven Cavities wurde mit $2 kW$ spezifiziert, was an Leistungserzeugung und Wärmeabfuhr keine zu hohen Anforderungen stellt.

Bei üblichen Speicherringcavities ist der Abstimmbereich lediglich zum Ausgleich von Fertigungstoleranzen und Temperaturschwankungen ausgelegt. Der Abstimmbereich eines passiven Cavities muss deutlich größer sein, um es so weit verstimmen zu können, dass es keine oder nur eine sehr geringe Leistung aus dem Strahl aufnimmt, falls das passive Cavity nicht betrieben werden soll. Die minimale Leistungsaufnahme soll 0.01% der Maximalleistung nicht überschreiten, damit die induzierte Spannung kleiner als 1% ihres Maximalwerts bleibt. Aus den Gleichungen (3.27) bis (3.33) folgt als Spezifikation für den Abstimmbereich Δf , dass dieser größer als $12.5 MHz$ sein muss. Dieser braucht nur in einer Richtung ($+\Delta f$) vorhanden sein, da das passive Cavity zur Bunchverlängerung immer oberhalb von $3 \cdot f_{HF}$ betrieben wird und seine Park-Position bei $3 \cdot f_{HF} + \Delta f$ hat.

Die Frequenzauflösung muss so klein sein, dass die induzierte Spannung bei Maximalspannung ausreichend genau geregelt werden kann. Für eine relative Spannungsauflösung von $\Delta V_{HHC}/V_{HHC} \leq 0.5\%$ ergibt sich aus

$$\frac{\Delta V}{V} = \sqrt{1 + \frac{\Delta P}{P}} - 1 \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta P}{P} \quad (6.1)$$

¹Das Programm *Poisson-Superfish* zur Simulation von HF-Feldern und Bestimmung von Cavityeigenschaften sowie zur Berechnung von elektro- und magnetostatischen Feldern wird von der *Accelerator Code Group, Los Alamos National Laboratory, USA* gepflegt und zur allgemeinen Verfügung gestellt.

mit einer Näherung für kleine Leistungsänderungen die relative Leistungsaflösung $\Delta P_{HHC}/P_{HHC} \leq 1\%$, womit auch die relative Bunchlängenänderung kleiner als 0.5% bleibt. Dieses wird mit einer Frequenzaflösung kleiner als 600 Hz erreicht.

In Tabelle 6.1 sind alle spezifizierten Parameter des passiven Dritte-Harmonische-Cavities zusammengestellt.

Parameter	Wert	Einheit
Harmonischenzahl n	3	—
Resonanzfrequenz f_{HHC}	1499.4	MHz
Leerlauf-Güte Q_0	24000	—
Shuntimpedanz R_{sh}	1.28	MΩ
Maximale Leistung P_{HHC}	≤ 2000	W
Abstimmbereich Δf	> 12.5	MHz
Frequenzaflösung δf	< 600	Hz

Tabelle 6.1: Spezifikationen des passiven Dritte-Harmonische-Cavities

6.1.2 Optimierung der geometrischen Impedanz

Die limitierten Platzverhältnisse bei DELTA lassen nur begrenzten Raum für zusätzliche Installationen wie zum Beispiel für höherharmonische Cavities. Um die Länge des passiven Cavities zu minimieren, wurde der Übergang von der DELTA-Vakuumkammer auf die kreisrunde Strahlrohröffnung in die Cavityflansch integriert, die gegenüber Standardflanschen um 17 mm verlängert sind (Abbildung 6.2).

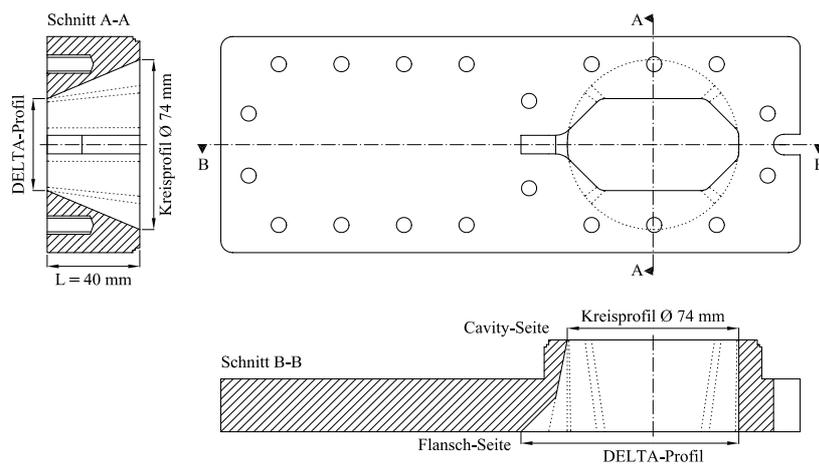


Abbildung 6.2: Konstruktion des Cavityflanschs mit integrierter Taperkontur

Dieses Design ermöglicht einen flachen Übergang bei kompakter Bauform, so dass die Installation mehrerer passiver Cavities möglich wäre. Der Übergang hat eine dreidimen-

sionale Kontur, die mit ausreichender Genauigkeit und Oberflächenbeschaffenheit durch Drahterodieren gefertigt werden kann.

6.1.3 Fertigungszeichnungen

Die Fertigungszeichnungen mit Maßen und Toleranzen für die Einzelteile wurden mit Hilfe eines CAD-Programms erstellt und den verschiedenen Werkstätten und Auftragsnehmern zur Verfügung gestellt. Zusätzlich wurden Fertigungspläne erstellt, die besondere Fertigungsschritte oder -abfolgen definieren und erläutern. Eine Zeichnung der Gesamtansicht ist in Abbildung 6.3 wiedergegeben.

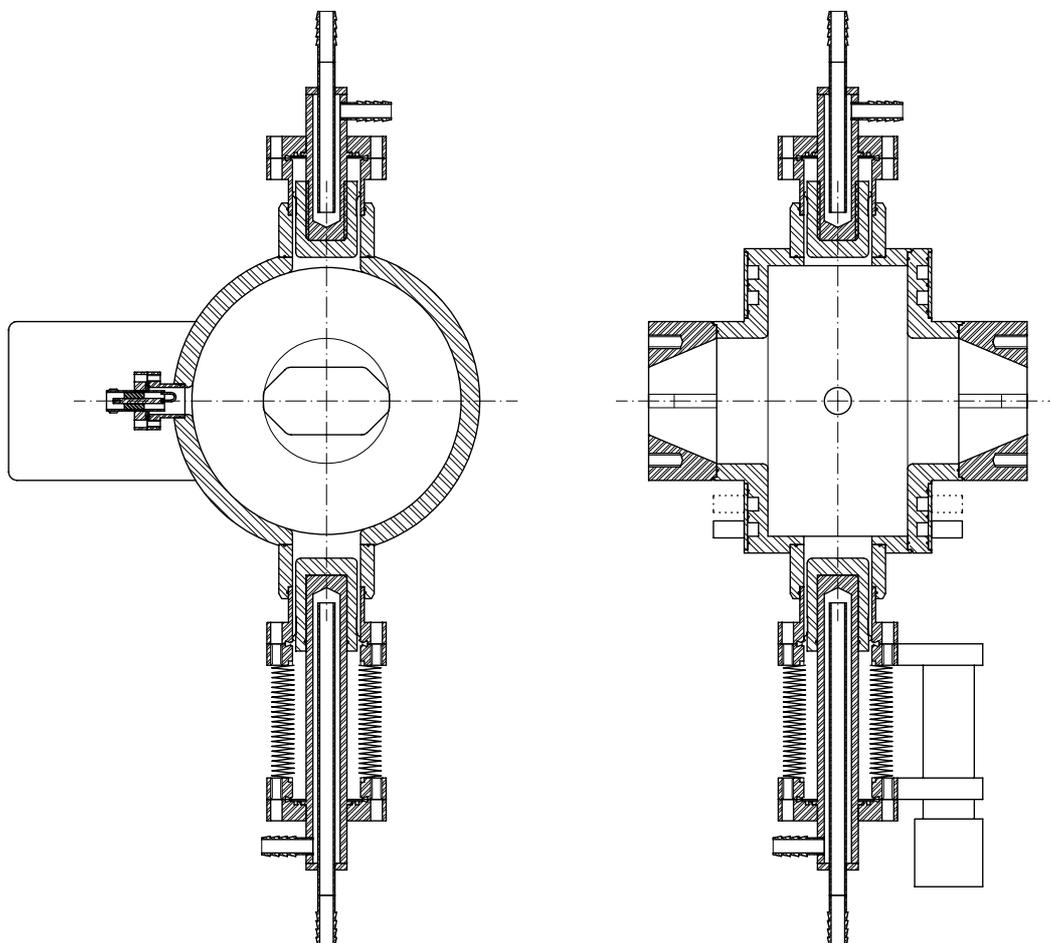


Abbildung 6.3: Konstruktionszeichnung des Dritte-Harmonische-Cavities. Links: Schnitt senkrecht zu der Strahlachse. Rechts: Schnitt parallel zu der Strahlachse.

6.2 Fertigung

6.2.1 Verwendete Materialien und Fertigungstechnologien

Das Material des Cavities sowie der Abstimmkolben ist hochreines Kupfer (sogenanntes OFHC²-Kupfer), das neben hoher Leitfähigkeit zur Optimierung der Güte und Shuntimpedanz auch die nötige Eignung für Ultrahochvakuum besitzt.

Die Rechteckflansche zum Anschluss an die DELTA-Vakuumkammern sind wie deren Flansche ebenfalls aus Edelstahl 1.4429, der neben der geforderten Festigkeit und Vakuumtauglichkeit zusätzlich die nötige geringe Permeabilität hat. Abbildung 6.4 zeigt die fertigen Flansche im ungelöteten Zustand. Die CF40-Flansche zum Anbau der Abstimmkolben, deren Kühlwasserrohre sowie der CF16-Flansch zum Anbau der Messkoppelschleife sind aus Edelstahl 1.4571 gefertigt.

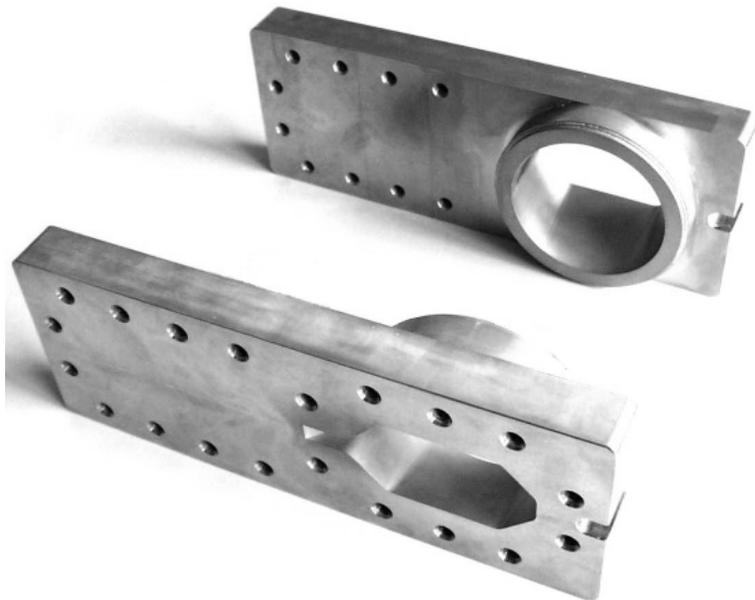


Abbildung 6.4: Fotografie der Cavityflansche mit integrierter Taperkontur vor der Lötung an das Cavity. Die dreidimensionale Kontur des Übergangs wurde durch Drahterodieren gefertigt.

Die hauptsächlich angewandten Fertigungstechnologien sind:

- Drehen, zum Fertigen der Cavitykörper- und Cavitydeckelkontur,
- Fräsen, für die Kühlkanäle, die Öffnungen der Anbauteile und die Rechteckflansche,
- Drahterodieren, zum Erstellen der dreidimensionalen Taperkontur in den Rechteckflanschen,
- Vakuumlöten, zum ultrahochvakuumtauglichen Fügen der Cavityeinzelteile und
- Schweißen, für Edelstahl-Edelstahl-Verbindungen.

²*oxygen free high conductivity* = frei von Sauerstoff, hohe Leitfähigkeit

Die mechanischen Bearbeitungen konnten zum Großteil in den Werkstätten des Instituts für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung DELTA und in den mechanischen Werkstätten des Fachbereichs Physik der Technischen Universität Dortmund durchgeführt werden. Die Vakuumlötungen erfolgten bei der Firma ACCEL Instruments GmbH in Bergisch Gladbach.

6.2.2 Fertigungsabfolge

Die Abfolge der Fertigungsschritte soll im Folgenden kurz umrissen werden:

1. Fertigung aller Einzelteile, mit Aufmaß für die Innenkontur von Cavitykörper und Cavitydeckel,
2. Lötung von Kühlkanaldeckel an Cavitydeckel, Abstimmkolben an Kühlwasserrohr, Rohre und Flansche der Anschlussöffnungen an Cavitykörper,
3. Endbearbeitung der Innenkontur iterativ mit Messung der Resonanzfrequenz,
4. Lötung von Cavitykörper, Cavitydeckel und Cavityflansche,
5. Montage der Anbauteile,
6. Vakuumlecktest und Frequenzkontrolle,
7. Installation.

Abbildung 6.5 zeigt das fertige Dritte-Harmonische-Cavity installiert im Speicherring von DELTA.

6.2.3 Anbauteile

6.2.3.1 Abstimmkolben

Die Abstimmung der Resonanzfrequenz und damit die Einstellung der Phase beziehungsweise der Leistung des Dritte-Harmonische-Cavities erfolgt mit zwei Abstimmkolben, wovon einer vor der Montage in seiner Eintauchtiefe fixiert wurde, um den Frequenzbereich grob festzulegen. Die Eintauchtiefe des zweiten Kolbens kann mit Hilfe einer Lineardurchführung während des Betriebs zur Frequenzabstimmung variiert werden. Hierzu dreht ein Schrittmotor über ein zweistufiges Zahnriemengetriebe den Antrieb der Lineardurchführung. Beide Abstimmkolben haben einen Durchmesser von 36 mm und ändern die Resonanzfrequenz des Cavities im linearen Bereich um 675 kHz/mm .

Die Lineardurchführung ZLTM50 der Firma Vacuum-Generators hat einen maximalen Hub von 50 mm und eine lineare Bewegung von 1.5 mm pro Umdrehung. Zusammen mit dem 16:1-Getriebe ergibt sich eine lineare Auflösung von $0.234375\text{ }\mu\text{m}$ pro Halbschritt bei 400 Halbschritten pro Umdrehung des Schrittmotors, so dass die Frequenzauflösung 158 Hz pro Halbschritt beträgt.



Abbildung 6.5: Fotografie des installierten Dritte-Harmonische-Cavities

6.2.3.2 Messkoppelschleife

Zur Messung der Cavityleistung und zur Bestimmung der Resonanzfrequenz ist in der Anschlussöffnung mit dem CF16-Flansch eine Messkoppelschleife installiert, die an das magnetische Feld im Cavity koppelt. Die Kopplungsdämpfung kann durch Drehung der Schleife variiert werden und ist auf 26.1 dB bei 1500 MHz eingestellt.

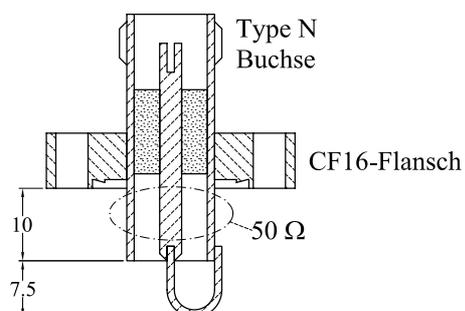


Abbildung 6.6: Messkoppelschleife des Dritte-Harmonische-Cavities

Die Messkoppelschleife besteht aus einer koaxialen Vakuumdurchführung Z-N-C16 der Firma Caburn mit einer Impedanz von $50\ \Omega$ in einem CF16-Flansch und einer angeschweißten Koppelschleife (siehe Abbildung 6.6).

6.2.4 Hochfrequenzmessungen

Vor der Installation im Speicherring wurden folgende Hochfrequenz-Eigenschaften des fertigen Cavities mit einem Netzwerkanalysator gemessen und überprüft:

Parameter	Wert	Einheit
Resonanzfrequenz f_{HHC}	1499.4	<i>MHz</i>
Leerlauf-Güte Q_0	20000	—
Shuntimpedanz $R_{sh} = Q_0 \cdot (R/Q)_{Superfish}$	1.06	<i>MΩ</i>
Abstimmbereich Δf	+14.1/ - 3.6	<i>MHz</i>
Frequenzauflösung δf	< 200	<i>Hz</i>
Dämpfung Messkoppelschleife	26.1	<i>dB</i>

Tabelle 6.2: Gemessene Hochfrequenz-Eigenschaften des Dritte-Harmonische-Cavities

6.3 Diagnose- und Kontrollsystem

Für den Betrieb des Dritte-Harmonische-Cavities ist ein umfangreiches Kontrollsystem aufgebaut worden, das neben Frequenzabstimmung und Leistungsmessung auch die Erfassung und Verarbeitung weiterer Parameter beinhaltet und dem Operateur eine grafische Bedienungsfläche zur Verfügung stellt. In Abbildung 6.7 ist das Diagnose- und Kontrollsystem als Blockdiagramm dargestellt.

6.3.1 Abstimmkolbensteuerung

Die Steuerung des Abstimmkolbens erfolgt mit einer Schrittmotorsteuerung (ITEM MSE CAN S2) und einer Schrittmotorendstufe (Bautz ZMP 92-70), die die nötige Stromstärke für den Schrittmotor zum Antrieb der Lineardurchführung liefert. Die Steuerung verarbeitet:

- die Drehrichtung, die Geschwindigkeit und die Anzahl der gefahrenen Schritte des Schrittmotors,
- die Referenzierung der Nullposition an einem Endschalter und
- die Überwachung der Endschalter, der Gerätespannung und -temperatur.

Die Anbindung an das übergeordnete Kontrollsystem erfolgt über CAN-BUS an einen VME-Rechner.

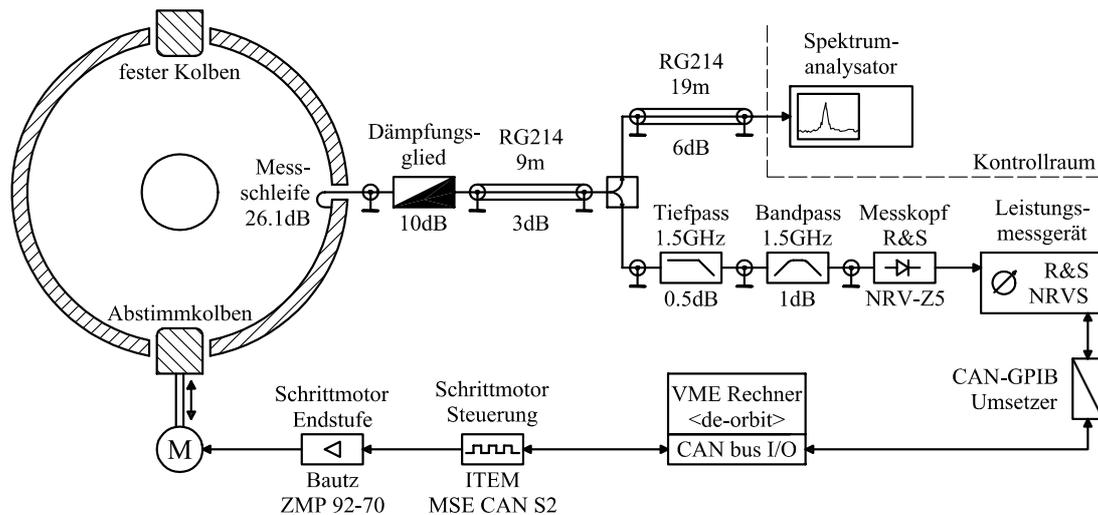


Abbildung 6.7: Diagnose- und Kontrollsystem des Dritte-Harmonische-Cavities. In diesem Blockdiagramm sind die Abstimmkolbensteuerung und die Leistungsmessung dargestellt. Die Durchgangsdämpfungen der Hochfrequenzkomponenten sind für 1500 MHz angegeben.

6.3.2 Mess- und Diagnosesystem

Der wichtigste Parameter bei dem Betrieb des Dritte-Harmonische-Cavities ist die Leistung des 1500 MHz -Grundmodus. Das Signal der Messkoppelschleife wird mit einem 3 dB -Leistungsteiler aufgeteilt und über einen 1550 MHz -Tiefpassfilter und einen 1500 MHz -Bandpassfilter dem Leistungsmessgerät (Rohde&Schwarz NRVS) mit kalibriertem Diodenmesskopf (Rohde&Schwarz NRV-Z5) zugeführt. Die Ansteuerung und die Auslesung des Leistungsmessgeräts durch das übergeordnete Kontrollsystem erfolgt über einen GPIB-CAN-Umsetzer.

Das Leistungsspektrum des Cavities kann über den zweiten Ausgang des Leistungsteilers mit einem Spektrumanalysator in dem Frequenzbereich von 1000 bis 4000 MHz gemessen werden. Wenn man das HF-Signal des HF-Ausgangs des Spektrumanalysators verstärkt über eine Antenne in die Vakuumkammer nahe des Cavities einspeist, kann man im analysierten Leistungsspektrum neben den Umlaufharmonischen bei $3 \cdot f_{HF} \text{ MHz} \pm f_u$ auch die Resonanzfrequenz des Dritte-Harmonische-Cavities erkennen (siehe Abbildung 7.22 in Abschnitt 7.3).

Weitere Parameter, die gemessen und überwacht werden, sind:

- die Cavitytemperatur,
- die Temperaturen von Kühlwasservorlauf und -rücklauf zur kalorimetrischen Leistungsberechnung,
- die DELTA Masterfrequenz f_{HF} für Frequenz- und Phasenberechnungen und
- der DELTA Elektronenstrahlstrom zur Limitierung der Leistung im Dritte-Harmonische-Cavity.

6.3.3 Kontrollsystem des Dritte-Harmonische-Cavities

Das Kontrollsystem von DELTA basiert auf *EPICS* und stellt neben den erforderlichen Schnittstellen für die Kommunikation mit externen Steuerungen und Messgeräten auch umfangreiche Funktionen für die Überwachung, Weiterverarbeitung und Darstellung der Daten zur Verfügung. Die verschiedenen Parameter des passiven Cavities stehen als EPICS-Kanäle bereit, auf die schreibend zur Steuerung oder lesend zur Überwachung und Visualisierung zugegriffen werden kann.

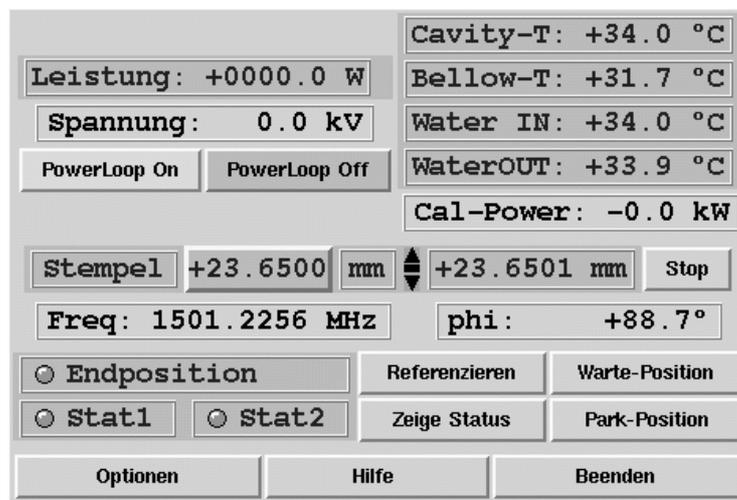


Abbildung 6.8: Grafische Benutzeroberfläche zur Steuerung des Dritte-Harmonische-Cavities

Die beim DELTA-Kontrollsystem üblicherweise verwendete Programmiersprache *tcl/tk* kann auf diese EPICS-Kanäle zugreifen und wurde zur Erstellung des Kontrollsystems und der grafischen Benutzeroberfläche des passiven Cavities genutzt (Abbildung 6.8). Die folgenden Funktionen wurden implementiert:

- Anzeige der aktuellen Cavityleistung `Leistung [W]`,
- Anzeige der induzierten Spannung `Spannung [kV]` (berechnet aus der gemessenen Leistung),
- Anzeige der Cavity- und Kühlwassertemperaturen `Cavity-T [°C]` `Bellow-T [°C]` `Water IN [°C]` `Water OUT [°C]`,
- Kalorimetrische Berechnung und Anzeige der abgeführten Wärmeleistung `Cal-Power [kW]`,
- Steuerung und Anzeige der aktuellen Abstimmkolbenposition `Stempel [mm]`,

- sofortiges Anhalten des Abstimmkolbens ,
- Statusanzeige der Schrittmotorsteuerung ,
- Anzeige von Statusdetails der Schrittmotorsteuerung ,
- Anzeige von Cavityfrequenz und Cavityphase (beide berechnet aus der Kolbenposition),
- Anfahren des Endschalters für das der Kolbenposition,
- Anfahren vordefinierter Kolbenpositionen ,
- Regelschleife für den Betrieb des Cavities mit konstanter Leistung .

Während des Betriebs können die Parameter und Messwerte in einer Textdatei mitgeschrieben und für spätere Analysen gespeichert werden.

Die Betriebstests des Dritte-Harmonische-Cavities mit gespeichertem Elektronenstrahl werden in Abschnitt 7.3 beschrieben.

Kapitel 7

Messungen an DELTA

Neben der numerischen Bestimmung der Speicherringimpedanz und der Entwicklung eines Systems zur Bunchlängenmanipulation ist die Messung von kollektiven Effekten der gespeicherten Elektronenpakete ein dritter Schwerpunkt dieser Arbeit. Durch diese Messungen werden die effektive Impedanz des Speicherrings und der Beitrag einzelner Komponenten experimentell bestimmt. Dazu werden in den folgenden Abschnitten zunächst der Messaufbau, die Messprozedur und die Auswertungsprozeduren beschrieben. Es werden unterschiedliche Verfahren zur Analyse der Messdaten angewendet und verglichen. Anschließend werden die Ergebnisse der Impedanzbestimmung präsentiert und bewertet. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden Betriebstests des passiven Dritte-Harmonische-Cavities dargestellt.

7.1 Messung von longitudinalen Profilen

7.1.1 Messaufbau

Bei der Wahl eines Messaufbaus stellt sich zunächst die Frage nach dem physikalischen Prinzip, nach dem gemessen werden soll. Zur Messung der longitudinalen Eigenschaften von kurzen Elektronenpaketen kommen elektromagnetische und optoelektrische Messmethoden in Betracht. Bei elektromagnetischen Messungen koppeln Sensoren¹ kapazitiv oder induktiv an die elektromagnetischen Felder des Elektronenstrahls. Das Ausschlusskriterium dieser Methoden ist aber ihre zu grobe zeitliche Auflösung, die bestenfalls im Zehntel-Nanosekunden-Bereich liegt und damit für Bunchlängen von einigen Pikosekunden nicht ausreicht. Optische Messmethoden bieten sich an, da die Elektronen während der Ablenkung in Magnetfeldern Synchrotronstrahlung emittieren, die die gleiche zeitliche Struktur besitzt wie die Elektronenpakete. Es bleibt die Aufgabe, die optischen Signale in elektrisch auswertbare Signale umzuwandeln.

In der Anfangszeit des FEL-Projekts FELICITA I unternahm man den Versuch, zur

¹zum Beispiel Elektroden von Strahlmonitoren oder schnelle Strommonitore, sogenannte FCT *fast-current-transformer*

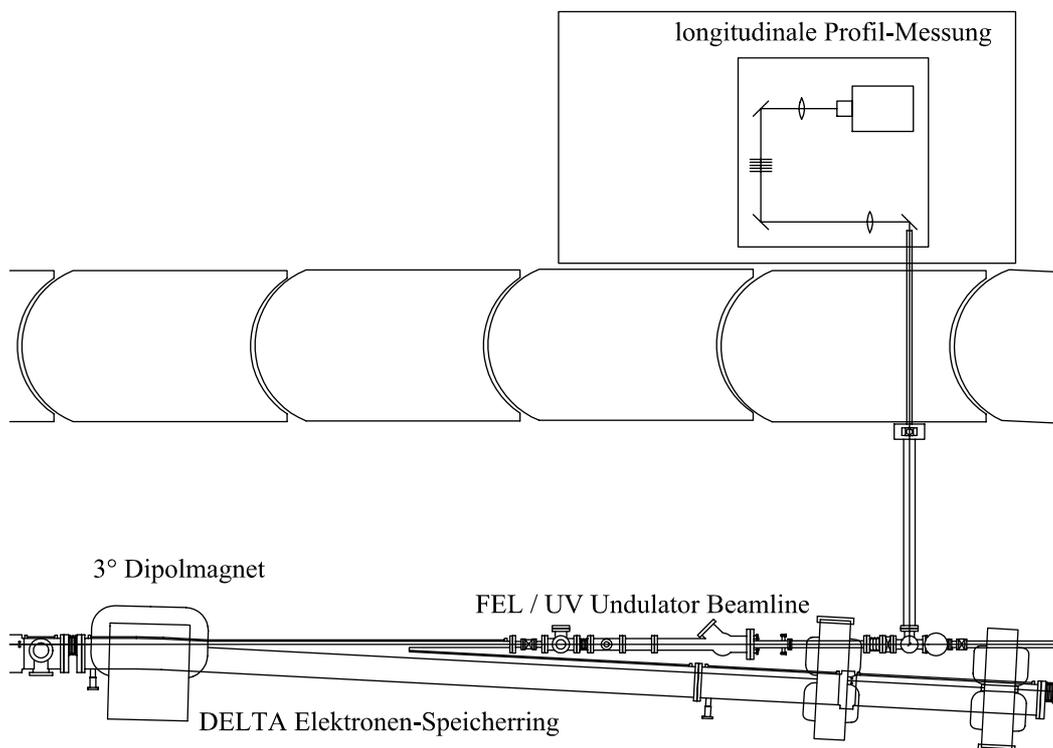


Abbildung 7.1: Strahlführung des Messaufbaus zur Bunchprofilmessung. Die Synchrotronstrahlung des 3°-Ablenkmagneten steht außerhalb der Strahlenschutzmauer auf einem optischen Tisch zur Verfügung.

Bestimmung der Bunchlänge die Synchrotronstrahlung mit Hilfe einer Photodiode und eines *Sample*-Oszilloskops auszuwerten. Aufgrund der Anstiegs- und Abfallzeit der Photodiode von je $7 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ und der Bandbreite des Oszilloskops von 50 GHz führte dies aber nicht zu zufriedenstellenden Ergebnissen.

Messgeräte, die diese hohen Anforderungen erfüllen, sind sogenannte Streak-Kameras. Zur Messung von longitudinalen Eigenschaften von kurzen Elektronenpaketen ist der Einsatz dieser Geräte fast unerlässlich, da sie die erforderliche zeitliche Auflösung im Pikosekunden- und sogar im Subpikosekunden-Bereich aufweisen. Außerdem verfügen Streak-Kameras über einen hohen Dynamikbereich bezüglich der Signalamplitude. Der apparative Aufwand ist bei kommerziell erhältlichen Systemen gering. Die Anforderungen an die Infrastruktur beschränken sich auf stabile Triggersignale und wenige optische Komponenten, um die Synchrotronstrahlung in geeigneter Intensität auf die Eintrittsöffnung der Kamera zu fokussieren und zu justieren. Inzwischen sind Streak-Kameras an vielen Synchrotronstrahlungsquellen und Beschleunigeranlagen häufig eingesetzte Messmittel [48].

Das Funktionsprinzip einer Streak-Kamera wird hier nur ansatzweise beschrieben. Für Details sei auf die Informationen der jeweiligen Hersteller verwiesen (diese finden sich zum Beispiel in [49, 50]). Das Grundprinzip besteht darin, dass zeitliche Informationen in räumliche Informationen umgewandelt werden. Dabei wandelt eine photoempfindliche

Schicht die Lichtsignale (im hier vorliegenden Fall der sichtbare Anteil von Synchrotronstrahlung) in Elektronen um, die elektrostatisch beschleunigt und transversal von einem hochfrequenten Wechselfeld abgelenkt werden. Elektronen, die einen zeitlichen Abstand haben, erfahren so eine unterschiedliche Ablenkung und treffen an unterschiedlichen Orten einer fluoreszierenden Schicht auf, die die Elektronen wieder in Licht umwandelt. Das so an unterschiedlichen Orten emittierte Licht wird von einem CCD-Sensor² aufgenommen, der von einem Computer ausgelesen werden kann. Hierbei ist der räumliche Abstand auf dem CCD-Sensor proportional zu dem zeitlichen Abstand der Lichtsignale.

Bei der vorliegenden Arbeit kam eine Streak-Kamera der Firma *Photonetics* zum Einsatz, die im Rahmen des FEL-Projekts FELICITA I angeschafft wurde. Diese Kamera besitzt eine zweite Ablenkeinheit, so dass auf dem CCD-Sensor, der eine zweidimensionale Bildpunktmatrix zur Verfügung stellt, zwei Zeitachsen abgebildet werden: Die horizontale ist die „schnelle“ Zeitachse mit Pikosekunden-Auflösung (*fast unit*), die vertikale ist die „langsame“ Zeitachse mit Nanosekunden- bis Millisekunden-Auflösung (*slow unit*). Auf diese Weise ist es möglich, gleichzeitig mit dem longitudinalen Profil eines Bunches auch dessen längerfristige Entwicklung zu betrachten (siehe Abbildungen 7.3 und 7.4).

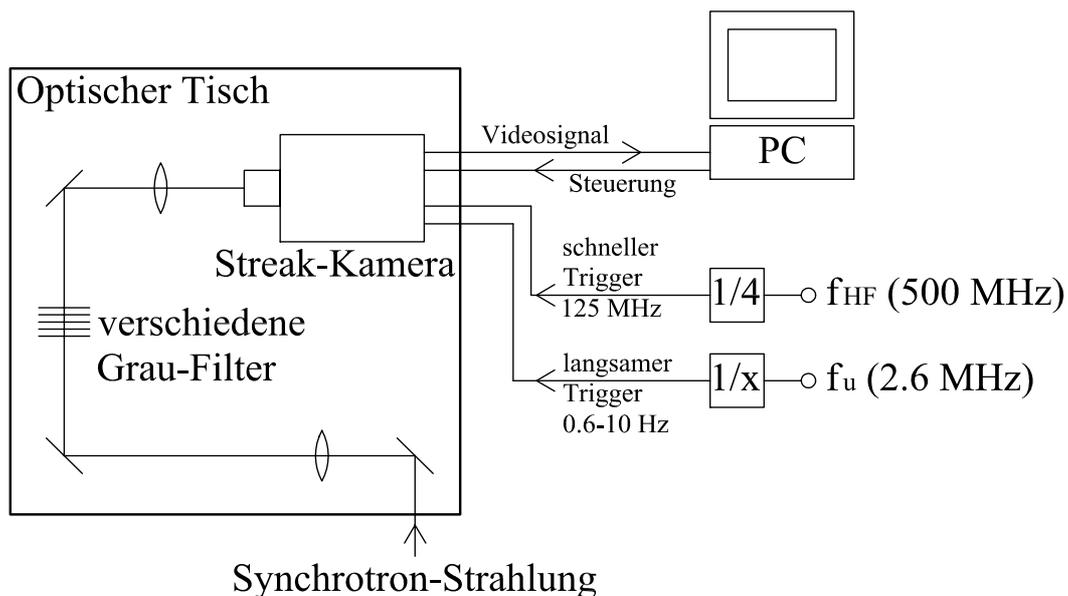


Abbildung 7.2: Blockschaltbild des Bunchprofilmessaufbaus. Die Synchrotronstrahlung kann mit Graufiltern abgeschwächt werden und wird auf den Eintrittsschlitz der Streak-Kamera fokussiert, die von einem PC gesteuert und ausgelesen wird.

Der komplette Messaufbau zur Messung von longitudinalen Profilen bestand aus

- dem 3°-Dipolmagnet nach dem FEL-Undulator zur Erzeugung der Synchrotronstrahlung und zur Trennung von Licht- und Elektronenstrahl,

²Ein CCD-Sensor (*charge-coupled device* Sensor) ist ein lichtempfindlicher Halbleiterschaltkreis.

- der FEL-Strahlführungskammer inklusive 45°-Spiegel, die den sichtbaren Anteil der Synchrotronstrahlung in Richtung „FEL-Hütte“³ lenkt,
- dem schwingungsgedämpften Tisch für optische Aufbauten in der FEL-Hütte außerhalb der Strahlenschutzmauer,
- den optischen Linsen, Graufiltern und Spiegeln, mit denen die Synchrotronstrahlung in der optimalen Intensität auf die Eingangsöffnung der Streak-Kamera fokussiert wird,
- der Streak-Kamera,
- dem Steuerungs- und Auswertungscomputer und
- der Trigger-Elektronik.

Die technischen Parameter der Streak-Kamera sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Die zeitliche Auflösung der horizontalen, schnellen Zeitachse wurde mit 0.64 ps/Pixel so

Parameter	Wert
zeitliche Auflösung (fast unit) ⇒ Messintervall (horizontal)	0.38 0.64 1.3 2.5 ps/Pixel 278 463 926 1852 ps
zeitliche Auflösung (slow unit) ⇒ Messintervall (vertikal)	$8 \cdot 10^{-12} \dots 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ s/Pixel}$ $4.6 \cdot 10^{-9} \dots 0.14 \text{ s}$
spektrale Empfindlichkeit der Optik	200 ... 850 nm
CCD-Sensor	736 × 574 Pixel
Bildübertragungsrate	max. 25 Bilder/s

Tabelle 7.1: Parameter der verwendeten Streak-Kamera. Als zeitliche Auflösungen wurden 0.64 ps horizontal und $0.24\text{ }\mu\text{s}$ vertikal gewählt.

gewählt, dass die kürzesten Bunche mit mehr als zehn Punkten pro Bunchlänge σ_τ dargestellt wurden, und dass die längsten Bunche in das Messintervall von 483 ps passten. Die vertikale, langsame Zeitachse wurde mit einer zeitlichen Auflösung von $0.24\text{ }\mu\text{s/Pixel}$ so gewählt, dass Synchrotronoscillierungen gut sichtbar waren, und dass in dem Messintervall von $140\text{ }\mu\text{s}$ über einige hundert Umläufe gemittelt werden konnte.

Die Streak-Kamera benötigt für ihren Betrieb zwei Triggersignale: Einen hochfrequenten Trigger ($f_{HF}/4 = 125\text{ MHz}$) für die schnelle Ablenkeinheit, der synchron zu der Beschleunigungsfrequenz ist, und einen niederfrequenten, mit der Umlauffrequenz

³Die FEL-Hütte ist ein um das optische Strahlrohr in der Strahlenschutzmauer gebauter Raum und beschränkt den Zugang aus Strahlenschutzgründen wegen der möglichen ultravioletten Strahlung.

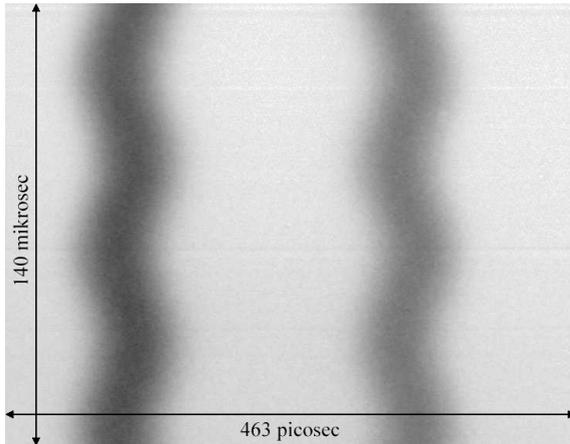


Abbildung 7.3: Typisches Streak-Kamera-Bild. Benachbarte Bunche erscheinen durch den *backtrace*-Effekt näher aneinander. Der in der Streak-Kamera erzeugte Elektronenstrahl wird hin- und zurückgewedelt, wobei der rücklaufende Strahl nicht unterdrückt wird und ein überlagertes, zweites Bild zu einem anderen Trigger-Zeitpunkt erzeugt.

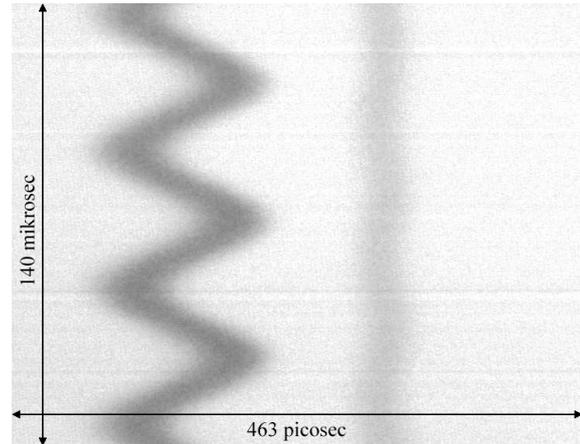


Abbildung 7.4: Streak-Kamera-Bild bei starken longitudinalen Schwingungen. Die Amplitude der Synchrotronschwingung des linken Bunches ist um ein Vielfaches größer als seine Bunchlänge, was bei der Auswertung der Bilddaten berücksichtigt werden muss.

synchronisierten Trigger ($0.6 \dots 10 \text{ Hz}$) für die langsame Ablenkeinheit. Diese Trigger-Signale werden durch Frequenzteilung aus Beschleunigungsfrequenz beziehungsweise Umlauffrequenz gewonnen, wobei das heruntergeteilte Signal zur Stabilisierung und zur Minimierung von Phasenschwankungen mit dem jeweiligen Eingangssignal synchronisiert wird.

Der Steuerungs- und Auswertungscomputer ermöglicht, Einstellungen der Streak-Kamera über eine serielle Schnittstelle vorzunehmen und zu ändern sowie mit einer Videokarte die Bilddaten des CCD-Sensors einzulesen, diese zur unmittelbaren Beurteilung zu visualisieren und zur Weiterverarbeitung in Dateien abzuspeichern. Die wichtigsten Parameter, die regelmäßig angepasst werden müssen, sind die zeitliche Phase des hochfrequenten Triggers, um die Bunche optimal auf den CCD-Sensor abzubilden, und die Verstärkung der Intensität, um den CCD-Sensor optimal auszusteuern und ihn nicht zu übersteuern.

7.1.2 Durchführung der Messungen

Die Aufnahme von Messdaten zur Analyse stromabhängiger Effekte erfolgte durch die Speicherung einer Folge von Streak-Kamerabildern eines einzelnen, gespeicherten Elektronenpakets bei unterschiedlichen Strahlstromstärken I_b und konstanten Speicherringparametern (Energie E , Beschleunigungsspannung V_{HF} , Magnetoptik, etc.). Als zweckmäßig hat es sich erwiesen, hierzu den Speicherring im Einzelbunchbetrieb bis zu einem maximalen Einzelbunchstrom (einer maximalen Ladungsmenge in einem einzelnen Bunch) zu füllen, die Injektion zu stoppen und dann die Folge der Messdaten bei dem nun durch

die endliche Lebensdauer abnehmenden Strahlstrom aufzunehmen. Bei jeder Messfolge wurden Streak-Kamerabilder für zehn bis 20 unterschiedliche Stromstärken gespeichert. Die Aufnahmen von Messfolgen wurden bei gleichen und unterschiedlichen Speicherringparametern wiederholt, um Streuung der Messergebnisse und Einflüsse von anderen Parametern wie Energie und Beschleunigungsspannung untersuchen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei umfangreiche Reihen von Messfolgen aufgenommen und ausgewertet:

Messreihe I *DELTA-Ursprung*: DELTA-Speicherring im Ursprungszustand, Aufnahme von insgesamt 22 Messfolgen bei drei verschiedenen Energien und fünf Beschleunigungsspannungen,

Messreihe II *DELTA-Ursprung + SAW*: nach Installation des Wiggers SAW, Aufnahme von insgesamt 19 Messfolgen bei zwei verschiedenen Energien und fünf Beschleunigungsspannungen,

Messreihe III *DELTA-Ursprung + SAW + U55 + passives Cavity*: nach Installation des Undulators U55 und des passiven Dritte-Harmonische-Cavities, Aufnahme von insgesamt 14 Messfolgen bei zwei verschiedenen Energien und fünf Beschleunigungsspannungen.

Zu den Messfolgen wurden die jeweiligen Speicherringparameter notiert. Die Elektronenenergie E wurde aus dem Dipolstrom und dem Ablenkradius berechnet, die Nullstrom-Bunchlänge $\sigma_{\tau 0}$ wurde bei kleinsten Strahlströmen gemessen, die Synchrotronfrequenz ω_s wurde als Seitenband von der Beschleunigungsfrequenz ω_{HF} im Spektrum des unverarbeiteten Elektrodensignals eines Strahllagemonitors bestimmt und der Phasenschlupffaktor η ist theoretisch aus der Magneto-optik bekannt (siehe Fußnote auf Seite 15) und wurde zusätzlich aus den gemessenen $\sigma_{\tau 0}$ und ω_s mit Hilfe der Gleichungen (3.11) und (3.13) bestimmt. Zusätzlich wurden die Werte von Umlauffrequenz ω_u , Speicherringumfang L_u und Umlaufzeit T_u für die Auswertung ermittelt.

7.1.3 Auswertung der Streak-Kamerabilder

Die Auswertung der Streak-Kamerabilder erfolgte durch eine automatisierte Nachbearbeitung und Analyse (*post processing*) der abgespeicherten Bilddaten mit folgenden Prozeduren:

1. Einlesen der Rohdaten in eine zweidimensionale Bildpunktmatrix,
2. *Begradigung* der Bilddaten (Eliminierung der Synchrotronschwingung) durch zeilenweise Ermittlung des Intensitätsmaximums und horizontale Verschiebung zur mittleren Position aller Intensitätsmaxima,
3. Mittelung des longitudinalen Profils über viele Umläufe durch spaltenweise Aufsummierung der Bildpunktintensitätswerte,

4. Bestimmung der Bunchlänge σ_τ durch Anpassung einer Gaußkurve an das gemittelte Profil,
5. Speicherung des gemittelten Profils $Intensität(\tau)$ und der Bunchlänge σ_τ für weitere Analysen.

Diese Auswertungssequenz der Streak-Kamerabilder wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und in der Programmiersprache DELPHI umgesetzt. Sie ist in den Abbildungen 7.5 bis 7.8 beispielhaft dargestellt.

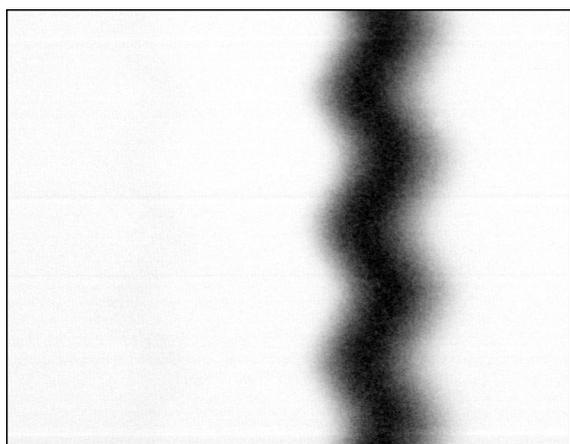


Abbildung 7.5: Rohdaten der Streak-Kamera



Abbildung 7.6: Begradigte Bilddaten

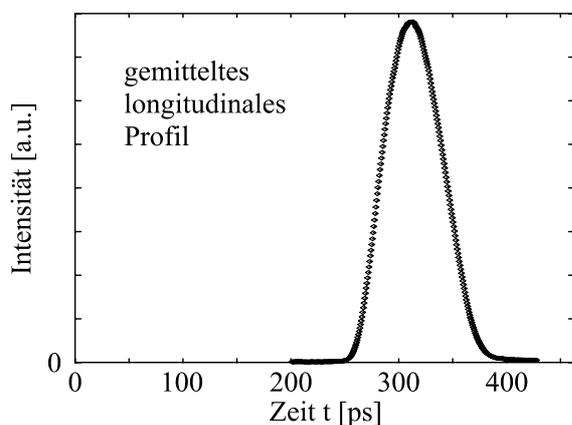


Abbildung 7.7: Gemitteltes Profil

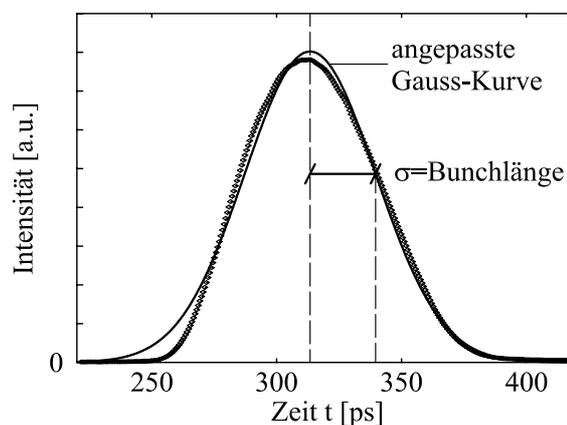


Abbildung 7.8: Angepasste Gaußkurve

Bei den Messungen war eine hundertprozentige Einzelbunchfüllung des Speicherrings von DELTA wegen etwas zu langer Elektronenpulse der Elektronenquelle (Gesamtlänge war etwa 2 ns) und zeitlichen Schwankungen der Injektionstrigger nicht möglich. Dieses wurde bei der Auswertung berücksichtigt, indem nicht nur der „Hauptbunch“ sondern auch seine Nachbarn analysiert wurden, wobei die gemessene Stromstärke des gespei-

cherten Elektronenstrahls auf die einzelnen Bunche entsprechend ihrer Intensität verteilt wurden.

7.1.4 Auswertung der Bunchprofilmessung

An die gemessenen, gemittelten Bunchprofile, gewonnen aus den Streak-Kamerabildern, wurde zur Analyse der Potentialtopfverzerrungen durch resistive und induktive Impedanzen die Teilchenverteilung $\lambda(\tau)$ (Gleichung (4.44)) angepasst. Die Anpassung bezüglich der Parameter Widerstand R , Induktivität L , relative Energiebreite σ_δ und zeitlicher Mittelpunkt τ_0 erfolgte durch eine kleinstes- χ^2 -Methode (Levenberg-Marquardt-Algorithmus), wobei $\lambda(\tau)$ numerisch mit dem Runge-Kutta-Verfahren berechnet wurde (vergleiche Abschnitt 4.4). Eine analytische Auswertung der Profile lieferte die Startwerte für R , L und τ_0 , der Startwert für σ_δ war der theoretische, aus der Magnetoptik berechnete Wert. Diese Analyse der Bunchprofile durch Anpassung einer numerisch bestimmten Differentialgleichung wurde im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls in der Programmiersprache DELPHI entwickelt.

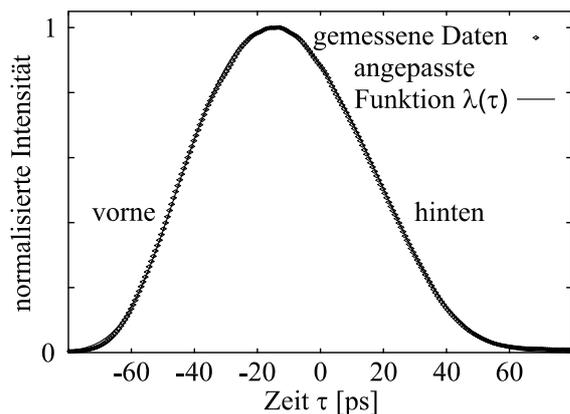


Abbildung 7.9: Typische Anpassung nach der kleinstes- χ^2 -Methode der Teilchenverteilung $\lambda(\tau)$ (Gleichung (4.44)) an ein gemessenes Profil ($E = 740 \text{ MeV}$, $I_b = 8.5 \text{ mA}$). Das Ergebnis der Anpassungsparameter ist $R = 330 \Omega$ und $L = 11 \text{ nH}$.

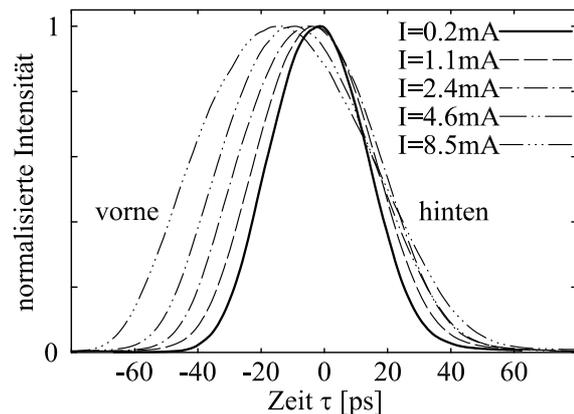


Abbildung 7.10: Gemessene und normalisierte Profile eines Einzelbunches bei verschiedenen Strahlstromstärken. Die Teilchenverteilungen verformen sich in Abhängigkeit vom Strahlstrom, wie es für Potentialtopfverzerrungen durch resistive und induktive Impedanzen in Abschnitt 4.4 beschrieben ist (vergleichbar mit Abbildung 4.12).

Ein typisches Bunchprofil mit angepasster Teilchenverteilung ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Wie dort zu erkennen ist, kann die verformte Teilchenverteilung in guter Übereinstimmung mit Potentialtopfverzerrungen durch resistive und induktive Impedanzen beschrieben werden. Die Abbildung 7.10 zeigt die Abhängigkeit der Potentialtopfverzerrung von der Strahlstromstärke, genauer gesagt von der Ladungsmenge in einem einzelnen Bunch. Wie nach Gleichung (4.44) und deren Darstellung in Abbildung 4.12 zu erwarten ist, wächst die Verzerrung mit steigender Ladungsmenge.

Die Auswertung der Bunchprofilmessungen mit dem Modell der Potentialtopfverzerrung erfolgte für alle Messdatenfolgen der Messreihe III, wobei jeweils die Anpassungsparameter L , R , σ_δ und τ_0 zusammen mit den zugehörigen Speicherringparametern gespeichert wurden. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abschnitt 7.2.1 dokumentiert.

7.1.5 Auswertung der Bunchlängenmessung

Nach Auswertung der Streak-Kamerabilder (siehe Abschnitt 7.1.3) und Speicherung der Folgen von ermittelten Bunchlängen und zugehörigen Stromstärken wurden diese Messdaten mit den in den Abschnitten 4.4 und 4.5 eingeführten Gleichungen, die die stromabhängige Bunchverlängerung beschreiben, zur Bestimmung der Impedanzwerte analysiert.

7.1.5.1 Auswertung mit dem Modell der Potentialtopfverzerrung

Zu der Auswertung einer Messdatenfolge mit dem Modell der Potentialtopfverzerrung trägt man in einem Diagramm Strahlstromstärken I_b gegen Bunchlängen σ_τ auf und passt Gleichung (4.45)

$$I_b(\sigma_\tau) = (\sigma_\tau^3 - \sigma_\tau \sigma_{\tau 0}^2) \cdot \frac{\pi \omega_s^2 E}{e \eta L}$$

mit Hilfe der Induktivität L an die Messwerte an, wobei die anderen Variablen den jeweiligen Speicherringparametern gleichgesetzt werden.

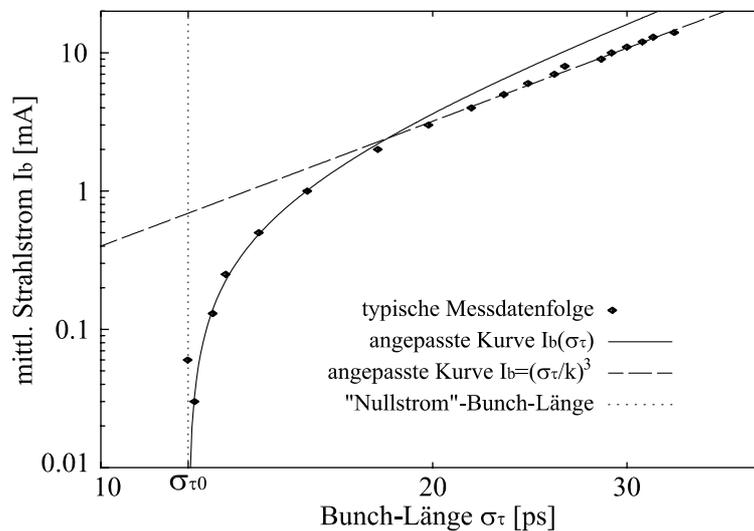


Abbildung 7.11: Typische Messdaten und eine angepasste $I(\sigma)$ -Kurve nach Gleichung (4.45) zur Bestimmung der Induktivität des Speicherrings

Die Abbildung 7.11 zeigt eine typische Messdatenfolge mit einer angepassten $I_b(\sigma_\tau)$ -Kurve. Man erkennt deutlich, dass Gleichung (4.45) die Messdaten bis zu einer

Stromstärke von 2 bis 3 mA gut wiedergibt. Bei höheren Stromstärken folgen die Messdaten einer $I_b \propto \sigma_\tau^3$ -Kurve, deren Auswertung der folgende Unterabschnitt beschreibt.

Die Auswertung der Bunchlängenmessungen mit dem Modell der Potentialtopfverzerrung erfolgte für alle Messdatenfolgen der Messreihe I, II und III, wobei jeweils die Induktivität L zusammen mit $\sigma_{\tau 0}$ und den zugehörigen Speicherringparametern bestimmt wurde. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 7.2.2 dargestellt.

7.1.5.2 Auswertung mit dem Modell der turbulenten Bunchverlängerung

Bei größeren Stromstärken wirkt zusätzlich zu der Potentialtopfverzerrung die turbulente Bunchverlängerung, so dass zu der Auswertung einer Messdatenfolge die Gleichung (4.48)

$$\sigma_s = c \cdot \sigma_\tau = \left(\frac{e \eta \omega_u^2 (L_u/2\pi)^3}{\sqrt{2\pi} \omega_s^2 E} \cdot \left[\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| + \operatorname{Im} \left(\frac{Z_{\parallel}}{n} \right)_{\text{eff}}^{m=1} \right] \cdot I_b \right)^{\frac{1}{3}}$$

mit Hilfe der Impedanzsumme

$$\sum \left(\frac{Z_{\parallel}}{n} \right) = \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| + \operatorname{Im} \left(\frac{Z_{\parallel}}{n} \right)_{\text{eff}}^{m=1} \quad (7.1)$$

an die Messwerte $\sigma_\tau(I_b)$ anzupassen ist. Die anderen Variablen sind den jeweiligen Speicherringparametern gleichzusetzen.

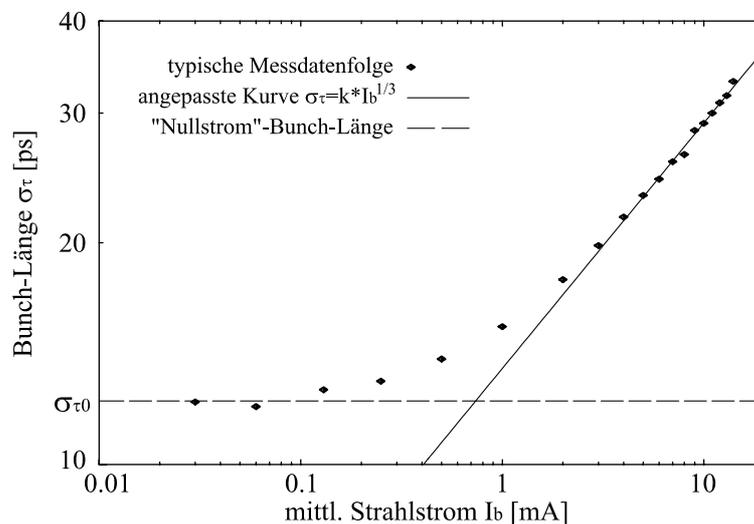


Abbildung 7.12: Typische Messdaten und eine angepasste $\sigma(I)$ -Kurve nach Gleichung (4.48) zur Bestimmung der Impedanz des Speicherrings

Eine typische Messdatenfolge mit einer angepassten $\sigma_\tau \propto I_b^{1/3}$ -Kurve ist in Abbildung 7.12 dargestellt. Wie man sieht, gibt Gleichung (4.48) die Messdaten oberhalb einer

Stromstärke von 2 bis 3 mA gut wieder. Bei niedrigeren Stromstärken ist der Strahlstrom unterhalb des Schwellwertes dieser Instabilität und die Bunchverlängerung wird nur durch Potentialtopfverzerrungen hervorgerufen.

Alle Messdatenfolgen der Messreihe I, II und III wurden mit dem Modell der turbulenten Bunchverlängerung (inklusive der Potentialtopfverzerrung) ausgewertet, wobei jeweils die Impedanzsumme $\sum(Z_{||}/n)$ für verschiedene Speicherringparameter ermittelt wurde. Die Ergebnisse dieser Analyse befinden sich in Abschnitt 7.2.3.

7.2 Ergebnisse der Impedanzmessung

7.2.1 Analyse der Potentialtopfverzerrungen mit Bunchprofil-auswertung

Die Bestimmung der Impedanzen R und L , die eine stromabhängige Potentialtopfverzerrung verursachen, erfolgte durch die Analyse einer großen Anzahl an gespeicherten Bunchprofilen der Messreihe III nach dem in Abschnitt 7.1.4 beschriebenen Verfahren. Hierbei wurden nur die Profile des Hauptbunches und nicht die seiner Nachbarn mit geringer Intensität berücksichtigt, da die Anpassung der Ladungsverteilung von der Angabe der Bunchstromstärke abhängt, und die Stromstärken der Nachbarn mit großen relativen Fehlern behaftet sind. Aus dem gleichen Grund wurden auch nur Messdaten der Hauptbunche mit $I_b > 0.2 \text{ mA}$ ausgewertet. Für hohe Intensitäten ist die Grenze auf $I_b < 3 \text{ mA}$ gesetzt, da bei größeren Stromstärken der Effekt der turbulenten Bunchverlängerung dominiert (vergleiche Abschnitt 7.1.5).

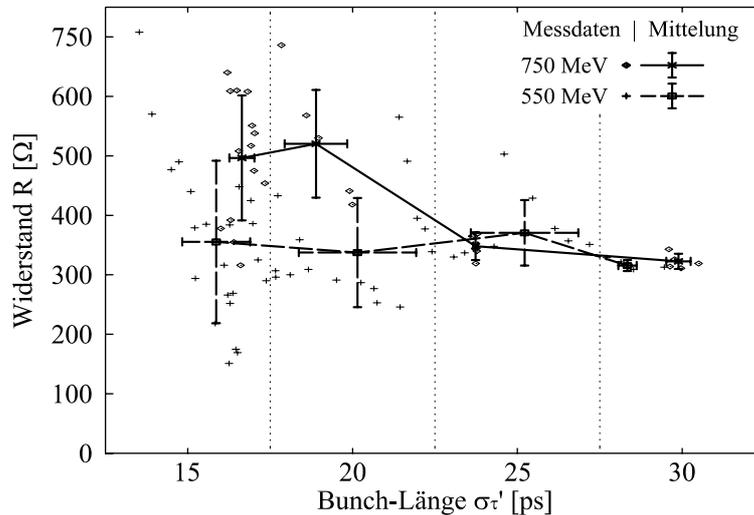


Abbildung 7.13: Messreihe III (DELTA-Ursprung + SAW + U55 + passives Cavity): Analyse der Potentialtopfverzerrungen verursacht durch Widerstand R in Abhängigkeit von σ'_τ (mit $\sigma'_\tau =$ Bunchlänge berechnet aus angepasster Energiebreite, das heißt die Verlängerung durch Potentialtopfverzerrung ist herausgerechnet, sie entspricht bei kleinen Strömen der Nullstrom-Bunchlänge).

In Abbildung 7.13 sind als ein Ergebnis dieser Analyse die Widerstände R der angepassten Ladungsverteilungen gegen Bunchlängen σ'_τ (berechnet aus angepasster Energiebreite und gemessener Synchrotronfrequenz) aufgetragen. Wie man sieht, streuen die Ergebnisse stärker bei kleineren Bunchlängen. Dies ist auf den großen relativen Fehler der Stromstärken bei geringer Intensität zurückzuführen, da kleine Bunchlängen nur bei geringer Intensität auftreten („Nullstrom“-Bunchlänge). Um eine Abhängigkeit des Widerstands von der Bunchlänge erkennen zu können, sind die Ergebnisse nach Bunchlängen sortiert und in vier Bereiche unterteilt: $15 \pm 2.5 \text{ ps}$, $20 \pm 2.5 \text{ ps}$, $25 \pm 2.5 \text{ ps}$ und $30 \pm 2.5 \text{ ps}$. Innerhalb dieser Bereiche sind die Ergebnisse von Messfolgen gleicher Energien gemittelt und zusammen mit den bei der Mittelung bestimmten Standardabweichungen in das Ergebnisdiagramm eingetragen. Für die Messfolgen, die bei einer Elektronenenergie von 550 MeV aufgenommen wurden, ergeben sich unabhängig von der Bunchlänge im Bereich von 15 bis 30 ps mittlere Widerstände von $\approx 350 \Omega$. Lediglich bei sehr kurzen Bunchlängen $< 15 \text{ ps}$ kann man eine Tendenz zu höheren Widerständen erkennen. Bei den Ergebnissen von Messungen bei 750 MeV gibt es zwei unterschiedliche Bereiche: Für Bunchlängen $> 20 \text{ ps}$ ist der mittlere Widerstand auch $\approx 350 \Omega$, für Bunchlängen $< 20 \text{ ps}$ ist der mittlere Widerstand $\approx 500 \Omega$.

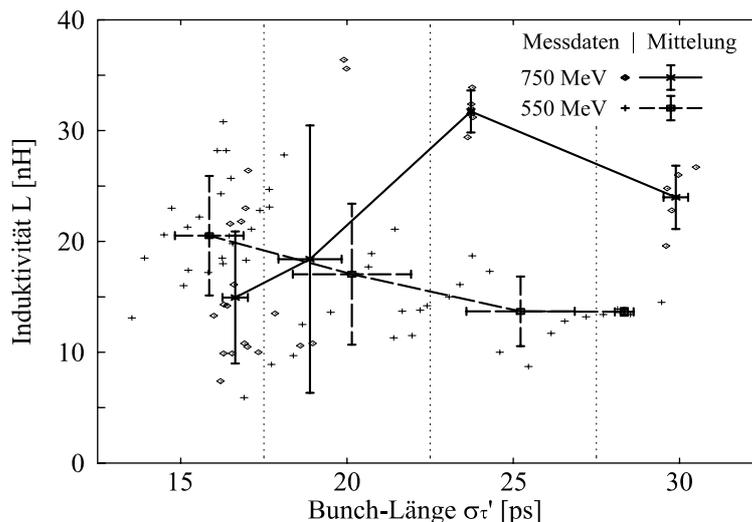


Abbildung 7.14: Messreihe III (DELTA-Ursprung + SAW + U55 + passives Cavity): Analyse der Potentialtopfverzerrungen verursacht durch Induktivität L in Abhängigkeit von σ'_τ (mit $\sigma'_\tau =$ Bunchlänge berechnet aus angepasster Energiebreite, das heißt die Verlängerung durch Potentialtopfverzerrung ist herausgerechnet, sie entspricht bei kleinen Strömen der Nullstrom-Bunchlänge).

Als zweites Ergebnis der Anpassung von Ladungsverteilungen an gemessene Bunchprofile sind in Abbildung 7.14 die Induktivitäten L gegen Bunchlängen σ'_τ aufgetragen. Auch hier streuen die Ergebnisse stärker bei kleineren Bunchlängen, was wieder auf den großen relativen Fehler der Stromstärken bei geringer Intensität zurückzuführen ist. Die Ergebnisse sind innerhalb von vier Bunchlängenbereichen für beide Energien gemittelt und mit den Standardabweichungen in das Ergebnisdiagramm eingetragen.

Für Bunchlängen $< 22 ps$ ergeben sich bei beiden Elektronenenergien mittlere Induktivitäten von $\approx 18 nH$. Bei größeren Bunchlängen unterscheiden sich die Induktivitäten, die durch Messfolgen bei unterschiedlichen Energien ermittelt wurden. Die Analyse liefert für $\sigma_\tau = 25 \dots 30 ps$ und $E = 550 MeV$ eine mittlere Induktivität von $14 nH$; für $E = 750 MeV$ steigt die Induktivität auf $L = 32 nH$ bei $\sigma_\tau = 24 ps$ und sinkt dann auf $L = 24 nH$ bei $\sigma_\tau = 30 ps$.

7.2.2 Analyse der Potentialtopfverzerrungen mit Bunchlängen- auswertung

Die Bestimmung der Induktivität L , die eine stromabhängige Potentialtopfverzerrung und damit eine stromabhängige Bunchverlängerung verursacht, erfolgte durch die Analyse der gespeicherten Folgen von Bunchlängen der Messreihen I, II und III nach dem in Abschnitt 7.1.5.1 beschriebenen Verfahren. Der Fehler dieser aus der Anpassung gewonnenen Induktivität kann mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes von Gauß wie folgt abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\delta L}{L} &= \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial L}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right)^2} \\ &= \sqrt{\left(3 \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right)^2 + \left(2 \frac{\Delta \sigma_0}{\sigma_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_b}{I_b} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \eta}{\eta} \right)^2} \approx 24\%, \quad (7.2) \end{aligned}$$

mit den Schätzwerten der Einzelfehler

$$\begin{aligned} \Delta \sigma / \sigma &\approx 2\%, \\ \Delta \sigma_0 / \sigma_0 &\approx 10\%, \\ \Delta E / E &\approx 1\%, \\ \Delta I_b / I_b &\approx 5\%, \\ \Delta \eta / \eta &\approx 10\% \end{aligned}$$

für den Bereich $I_b < 3 mA$, in dem die Gleichung (4.45) an die gemessenen Bunchlängen angepasst wird. Der Fehler ΔL ist als Fehlerbalken mit in die Ergebnisdiagramme „Induktivität L des Speicherrings in Abhängigkeit von $\sigma_{\tau 0}$ “ eingezeichnet (Abbildungen 7.15 bis 7.17).

Diese drei Diagramme zeigen die Entwicklung der Induktivität des Speicherrings durch die zusätzlich installierten Komponenten. Ein Ergebnis dieser Analyse ist, dass die Induktivität im Rahmen der Mess- und Auswertungsfehler unabhängig von $\sigma_{\tau 0}$ und bei den Messreihen II und III auch unabhängig von der Elektronenenergie ist. Die Induktivität wird durch die Installation von Wiggler und Undulator plus passives Cavity deutlich vergrößert und stimmt mit den in Abschnitt 7.2.1 aus Bunchprofilen bestimmten Werten (für die Messreihe III) innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

	mittleres L [nH]	$Im\left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{eff}^{m=1}$ [Ω]	Bemerkung
Messreihe I	3/8	0.05/0.13	energieabhängig
Messreihe II	13	0.21	
Messreihe III	21	0.34	
Messreihe III	14 ... 32	0.23 ... 0.52	aus Abschnitt 7.2.1

Tabelle 7.2: Entwicklung der gemessenen Induktivität des Speicherrings durch die zusätzlich installierten Komponenten bestimmt aus der stromabhängigen Potentialtopfverzerrung

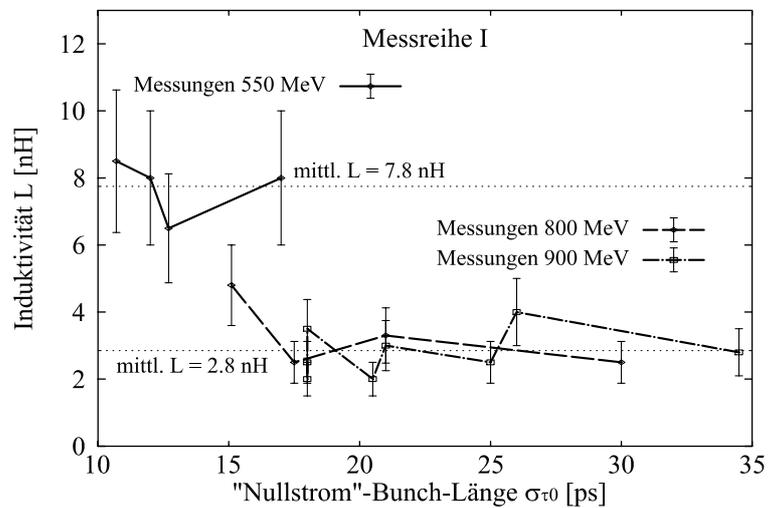


Abbildung 7.15: Messreihe I (DELTA-Ursprung): Analyse der Bunchverlängerung als Folge von Potentialtopfverzerrung, verursacht durch Induktivität L in Abhängigkeit von σ_{τ_0}

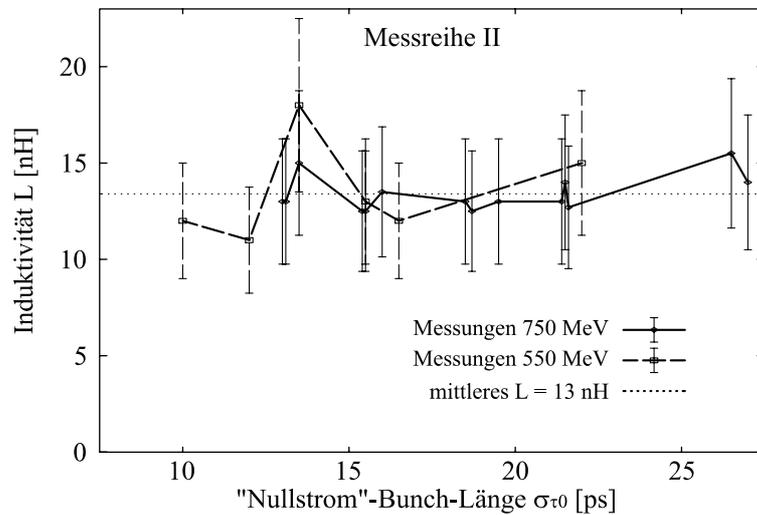


Abbildung 7.16: Messreihe II (DELTA-Ursprung + SAW): Analyse der Bunchverlängerung als Folge von Potentialtopfverzerrung, verursacht durch Induktivität L in Abhängigkeit von σ_{τ_0}

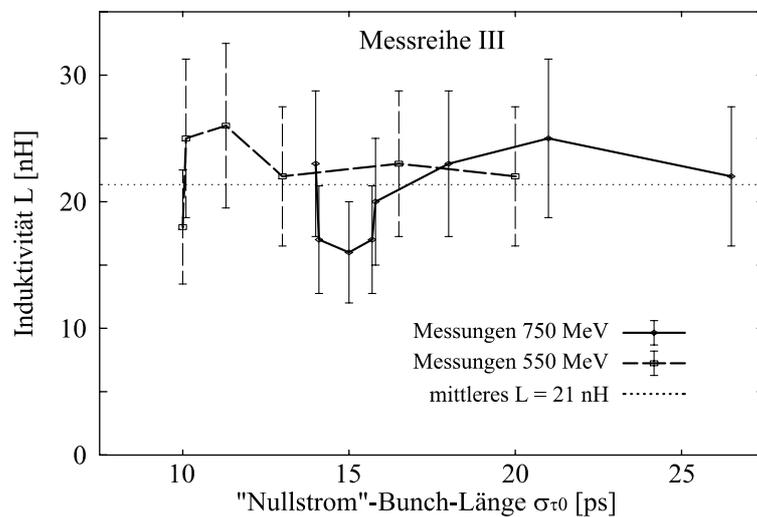


Abbildung 7.17: Messreihe III (DELTA-Ursprung + SAW + U55 + passives Cavity): Analyse der Bunchverlängerung als Folge von Potentialtopfverzerrung, verursacht durch Induktivität L in Abhängigkeit von σ_{τ_0}

7.2.3 Analyse der Bunchverlängerung

Bei der Auswertung und Darstellung von $\sigma_\tau(I_b)$ -Kurven hat es sich als zweckmäßig erwiesen, den sogenannten *Scaling*-Parameter ξ einzuführen [51]

$$\xi = \frac{\eta I_b \omega_u^2 e}{\omega_s^2 E}. \quad (7.3)$$

Dieser Scaling-Parameter skaliert die Messwerte, so dass der Vergleich von Messfolgen mit verschiedenen Speicherringparametern wie Energie oder Beschleunigungsspannung und auch der Vergleich mit anderen Beschleunigeranlagen ermöglicht wird.

In den Abbildungen 7.18 bis 7.20 sind alle Messdatenfolgen $\sigma_\tau(\xi)$ der drei Messreihen I, II und III dargestellt. Für kleine ξ streben die Bunchlängen σ_τ gegen die jeweiligen Nullstrom-Bunchlängen $\sigma_{\tau 0}$, die durch die Speicherringparameter bedingt sind. Für große ξ folgen die Datenpunkte einer $\xi^{1/3}$ -Kurve. Zusätzlich sind Kurven nach Gleichung (4.48) mit dem Mittelwert $\overline{\sum(Z_{\parallel}/n)}$ der Impedanzsummen aus allen Einzelauswertungen sowie Kurven mit $\overline{\sum(Z_{\parallel}/n)}$ plus/minus einer Standardabweichung eingezeichnet. Die Auswertungen zeigen deutlich die Impedanzzunahme durch die zusätzlichen Komponenten im Speicherring von DELTA. Die Ergebnisse der Analyse der Bunchverlängerung sind in Abschnitt 7.2.4 zusammengefasst.

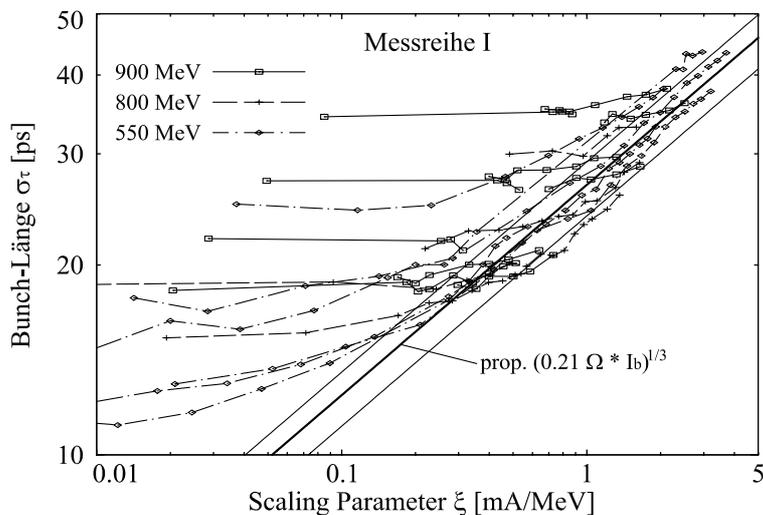


Abbildung 7.18: Messreihe I (DELTA-Ursprung): Bunchlängen σ_τ in Abhängigkeit vom Scaling-Parameter ξ für Datenfolgen mit verschiedenen Elektronenenergien und Beschleunigungsspannungen. Als Mittelwert aus den einzelnen Kurvenauswertungen ergibt sich $\overline{\sum(Z_{\parallel}/n)} = (0.21 \pm 0.06) \Omega$.

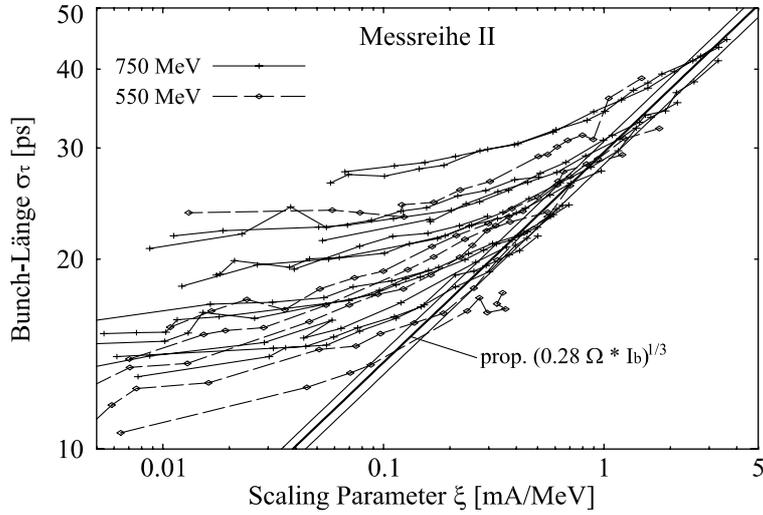


Abbildung 7.19: Messreihe II (DELTA-Ursprung + Wiggler SAW): Bunchlängen σ_τ in Abhängigkeit vom Scaling-Parameter ξ für Datenfolgen mit verschiedenen Elektronenenergien und Beschleunigungsspannungen. Als Mittelwert aus den einzelnen Kurvenauswertungen ergibt sich $\overline{\sum(Z_{\parallel}/n)} = (0.28 \pm 0.04) \Omega$.

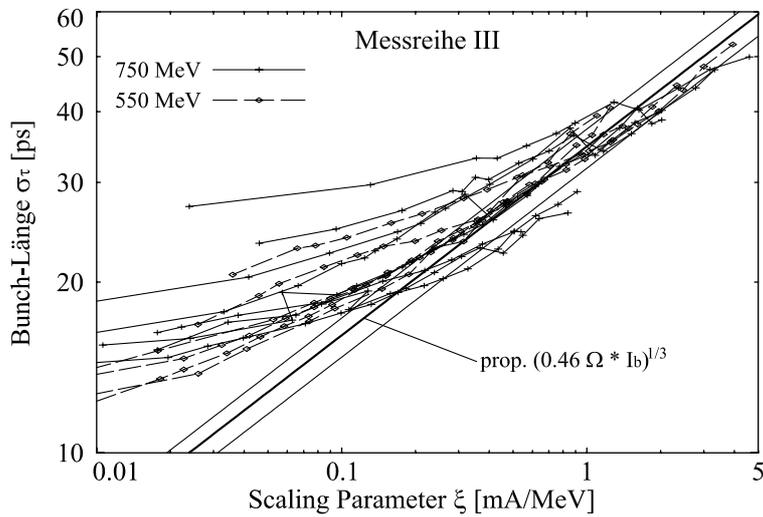


Abbildung 7.20: Messreihe III (DELTA-Ursprung + SAW + U55 + passives Cavity): Bunchlängen σ_τ in Abhängigkeit vom Scaling-Parameter ξ für Datenfolgen mit verschiedenen Elektronenenergien und Beschleunigungsspannungen. Als Mittelwert aus den einzelnen Kurvenauswertungen ergibt sich $\overline{\sum(Z_{\parallel}/n)} = (0.46 \pm 0.11) \Omega$.

7.2.4 Zusammenfassung und Bewertung der Impedanzmessungen

Die Entwicklung der Impedanzsumme $\Sigma(Z_{\parallel}/n)$ von DELTA für die durchgeführten Erweiterungen des Speicherrings ist im vorangegangenen Abschnitt analysiert worden und ist in Abhängigkeit von der Elektronenenergie in Abbildung 7.21 dargestellt. Die Impedanzvergrößerung von dem ursprünglichen Zustand des Speicherrings (Messreihe I) über die Installation des Wigglers SAW (Messreihe II) bis zu dem gleichzeitigen Einbau von Undulator U55 und Dritte-Harmonische-Cavity (Messreihe III) ist deutlich zu erkennen.

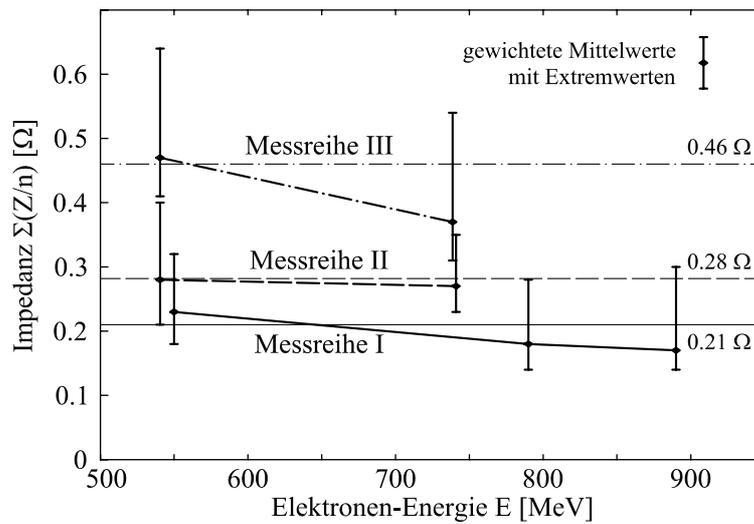


Abbildung 7.21: Entwicklung der gemessenen Impedanzsumme $\Sigma(Z_{\parallel}/n)$ von DELTA für Erweiterungen des Speicherrings. Dargestellt sind die in Abschnitt 7.2.3 aus Messreihe I bis III gewonnenen Impedanzwerte bei verschiedenen Elektronenenergien.

Im Bereich hoher Ströme sind die Ursachen der Potentialtopfverzerrung (die induktive Impedanz $\omega_u \cdot L$) und der turbulenten Bunchverlängerung (die Kopplungsimpedanz $|Z_{\parallel}/n|$) gleich (vergleiche Unterkapitel 4.5). Damit erhält man mit

$$\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right| = \omega_u \cdot L = \frac{1}{2} \cdot \Sigma \left(\frac{Z_{\parallel}}{n} \right) \quad (7.4)$$

Werte für die Kopplungsimpedanz, die die Impedanzvergrößerung durch Erweiterungen des Speicherrings wiedergeben (Tabelle 7.3). Die Werte der so bestimmten Kopplungsimpedanzen und induktiven Impedanzen stimmen unter Berücksichtigung der Messfehler mit den gemessenen Induktivitäten aus Abschnitt 7.2.2 überein, die durch Analyse der Potentialtopfverzerrung unterhalb des Schwellwerts für turbulente Bunchverlängerung bestimmt wurden.

Vergleicht man die gemessenen Kopplungsimpedanzen mit den Werten, die in Kapitel 5 aus Simulationsrechnungen gewonnen wurden, so lassen sich drei Aussagen treffen:

	$\left \frac{Z_{\parallel}}{n} \right = \frac{1}{2} \cdot \sum \left(\frac{Z_{\parallel}}{n} \right) [\Omega]$	$L = \frac{1}{2\omega_u} \cdot \sum \left(\frac{Z_{\parallel}}{n} \right) [nH]$
Messreihe I	0.11 ± 0.03	6.4 ± 1.9
Messreihe II	0.14 ± 0.02	8.3 ± 1.0
Messreihe III	0.23 ± 0.05	14.0 ± 3.3

Tabelle 7.3: Entwicklung der gemessenen Kopplungsimpedanz des Speicherringes durch die zusätzlich installierten Komponenten bestimmt aus der stromabhängigen Bunchverlängerung

1. Die Kopplungsimpedanz des Breitbandresonator-Modells $Z_{\parallel, BBR}$ ist um 600% im Vergleich zu Messreihe I bis 340% im Vergleich zu Messreihe III zu groß. Das Breitbandresonator-Modell macht also eine deutlich zu pessimistische Vorhersage der realen Kopplungsimpedanz.
2. Die Vorhersage der Induktivität der Vakuumkammer mit Hilfe der berechneten Resistive-Wand-Impedanzen und der geometrischen Impedanzen stimmt für die Messreihe I fast mit den gemessenen Werten überein. Die berechneten Werte weichen mit $3.7/6 nH$ für $\sigma_s = 5/10 mm$ nur um -42% beziehungsweise -6% ab. Bei den Messreihen II und III sind die Abweichungen mit $-46\%/ -18\%$ und $-64\%/ -47\%$ für $\sigma_s = 5/10 mm$ etwas größer.
3. Die Vorhersage der Resistivität der Vakuumkammer mit Hilfe der berechneten Resistive-Wand-Impedanzen und der geometrischen Impedanzen weicht für die Messreihe III mit $300/250 \Omega$ für $\sigma_s = 5/10 mm$ nur um -40% beziehungsweise -17% von den gemessenen Werten ab.

Das Modell der geometrischen Impedanz inklusive der Resistive-Wand-Impedanz macht zwar eine etwas zu niedrige Vorhersage der realen Kopplungsimpedanz, liegt aber im Vergleich zum Breitbandresonator-Modell deutlich näher an den gemessenen Werten.

7.3 Betrieb des Dritte-Harmonische-Cavities

Nach dem Einbau des passiven Dritte-Harmonische-Cavities in den Speicherring von DELTA wurde zunächst die Funktion des Diagnose- und Kontrollsystems getestet. Mit der Steuerung des Abstimmkolbens kann man die Resonanzfrequenz verschieben, was direkt an dem Spektrumanalysator kontrolliert werden kann. Der Spektrumanalysator in Funktion als skalarer Netzwerkanalysator zeigt als transmittiertes Signal die Resonanzkurve des $1.5 GHz$ -Cavities und bei einem gespeicherten Elektronenstrahl gleichzeitig dessen Frequenzspektrum, das ebenfalls von der Messkoppelschleife aufgenommen wird (siehe Abbildung 7.22). Das Anfahren der Park- und der Warte-Position kann mit der Abstimmkolbenposition oder der Resonanzkurve im Frequenzspektrum kontrolliert werden. Optimiert wird die Position dann durch Minimierung der Leistung im Dritte-Harmonische-Cavity. Die Leistungsmessung zeigt, dass die Leistungsaufnahme des pas-

siven Cavities in Park-Position ($f_{HHC} = 3 \cdot f_{HF} + 4.5 \cdot f_u$) kleiner als $0.5 W$ ist und in Warte-Position ($f_{HHC} = 3 \cdot f_{HF} + 0.5 \cdot f_u$) etwa $7 W$ beträgt.

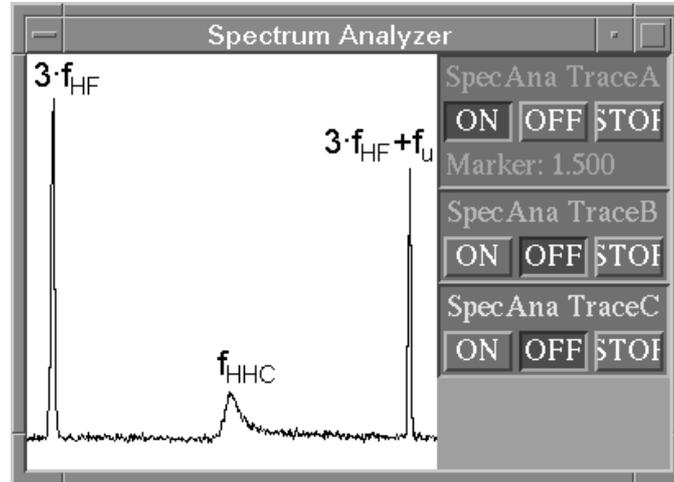


Abbildung 7.22: Stromspektrum und Resonanzfrequenz des passiven Dritte-Harmonische-Cavities gemessen an der Messkoppelschleife. Die Resonanzfrequenz ist bei einer halben Umlauffrequenz oberhalb von $3 \cdot f_{HF}$ in Warte-Position.

Verschiebt man die Resonanzfrequenz des Dritte-Harmonische-Cavities von der Warte-Position in die Nähe von $3 \cdot f_{HF}$, so erhöht sich die Leistung P_{HHC} nach Gleichung (3.33). Dadurch verringert sich die Synchrotronfrequenz und die Bunchlänge vergrößert sich. Die relative Bunchlängenänderung nach Gleichung (3.34) lässt sich zur näherungsweisen Beschreibung der Leistungsabhängigkeit folgendermaßen umformen:

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_{s,0}} \approx \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{\sqrt{2R_{sh} P_{HHC}}}{W_0}}}, \quad (7.5)$$

und mit Gleichung (3.12) ist die Leistungsabhängigkeit der Synchrotronfrequenz dann

$$\omega_s \approx \omega_{s,0} \cdot \sqrt{1 - \frac{\sqrt{2R_{sh} P_{HHC}}}{W_0}}. \quad (7.6)$$

Die Leistungsabhängigkeit von $f_s = \omega_s/2\pi$ wurde bei einer Elektronenenergie von $1.5 GeV$ und einem Strahlstrom von $\approx 100 mA$ gemessen und ist zusammen mit einer angepassten Kurve nach Gleichung (7.6) in Abbildung 7.23 dargestellt. Hierbei sind die Parameter von (7.6) $f_{s,0} = 14.5 kHz$, $R_{sh} = 1.1 M\Omega$ und $W_0 = 122 keV$, womit sich nach Gleichung (7.5) eine Bunchverlängerung von 48% bei $P_{HHC} = 2000 W$ ergibt.

Da der Vakuumkammerdruck des Speicherrings durch die Installation des passiven Cavities und des Undulator relativ hoch geworden ist, wurde die Lebensdauer des Elektronenstrahls zur Zeit der Messungen durch die Restgaslebensdauer dominiert, so dass

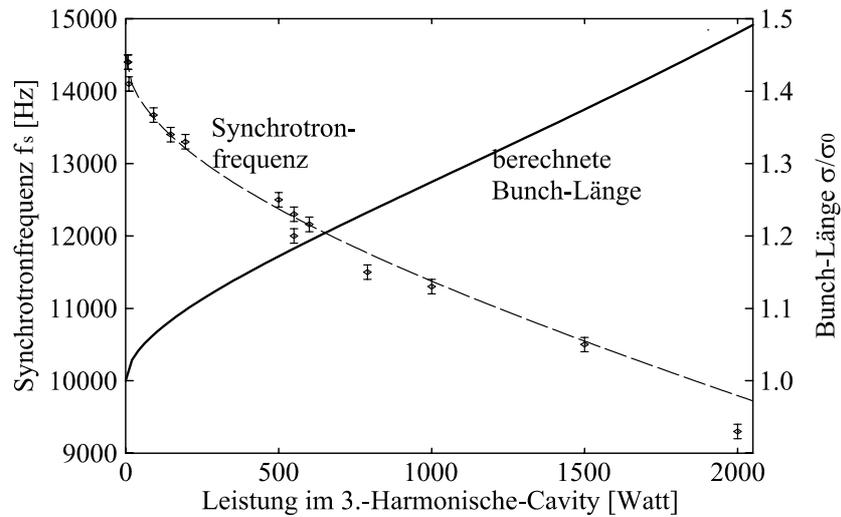


Abbildung 7.23: Betrieb des Dritte-Harmonische-Cavities: Die gemessene Synchrotronfrequenz verringert sich erwartungsgemäß mit Erhöhung der Leistung im passiven Cavity. Daraus lässt sich die leistungsabhängige Bunchlängenänderung nach Gleichung (7.5) bestimmen (durchgezogene Kurve).

die Vergrößerung der Touschek-Lebensdauer durch Bunchverlängerung nicht nachweisbar war. Der Vakuumkammerdruck wird durch das ständige Pumpen immer geringer, so dass einige Monate nach Installationen oder Reparaturen von Vakuumkomponenten und dem erneuten Evakuieren der Vakuumkammer die Restgaslebensdauer wieder in den Bereich der Touschek-Lebensdauer kommt und die Gesamtlebensdauer durch Vergrößerung der Bunchlänge weiter verbessert werden kann.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die Arbeit befasst sich mit den Möglichkeiten der Erhöhung der Strahllebensdauer durch den Einbau weiterer Hohlraumresonatoren und deren Auswirkungen auf die Impedanz des Speicherrings. Nach der Zusammenstellung der theoretischen Grundlagen für die Betriebsparameter von Synchrotronstrahlungsquellen, für die longitudinale Strahldynamik zur Bunchlängenmanipulation und für die Beschreibung und Simulation von Wakefeldern zur Impedanzbestimmung und Messdatenauswertung wurde die longitudinale Kopplungsimpedanz des Speicherrings von DELTA numerisch und experimentell bestimmt.

Die Grundlage der Impedanzbudgetierung sind numerische Wakefeldberechnungen und experimentelle Bunchlängenmessungen bei niedrigen und hohen Einzelbunchströmen. Hieraus konnte der Wert der longitudinalen Impedanz als Ursache der Potentialtopfverzerrung bei kleinen Strömen ermittelt werden. Bei hohen Strömen kommt zu diesem Effekt zusätzlich eine weitere Bunchverlängerung durch den Effekt der turbulenten Bunchverlängerung hinzu. Die Ursache für beide Effekte ist der Imaginärteil der longitudinalen Impedanz, der eine Bunchverlängerung proportional $I_b^{1/3}$ bewirkt. Beide wirken sich im Grenzfall hoher Ströme auch quantitativ gleich aus, so dass sich die Auswirkungen der Impedanz auf die Bunchlänge in einfacher Weise addieren. Dies konnte eindeutig durch Messungen belegt werden.

Die aus den Bunchlängenmessungen gewonnene Impedanz ist allerdings um einen Faktor 1.1 bis 1.9 größer als die auf numerischem Weg bestimmte Impedanz für $\sigma_s = 10 \text{ mm}$ (Faktor 1.7 bis 2.8 für $\sigma_s = 5 \text{ mm}$). Dies ist ein Hinweis darauf, dass das verwendete Impedanzmodell teilweise zu stark vereinfacht. Das Breitbandresonator-Modell hingegen lieferte Werte für die Impedanz, die um einen Faktor 4 bis 7 höher als die experimentell bestimmten Werte sind. Das aus den resistiven Anteilen der Impedanz über die Lossfaktoren berechnete Breitbandresonator-Modell erweist sich damit als unbrauchbar, sinnvolle Aussagen über den induktiven Anteil der Impedanz zu machen. Dieses gilt generell für die an Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation üblichen, niedrigen Impedanzen und konnte hier eindeutig gezeigt werden.

Basierend auf den numerischen und experimentellen Daten wurde zu verschiedenen Zeiten des Ausbaus von DELTA die Impedanz des Speicherrings bestimmt. Daraus konnten und können realistische Vorhersagen für den Fall weiterer Ausbauten und deren

Auswirkungen auf Betriebsparameter, wie zum Beispiel Spitzenstrom für FEL-Experimente, gemacht werden. Hinsichtlich zukünftiger Insertion Devices sollten lange, flache Taperstücke in den Übergängen vorgesehen werden. Ein gutes Beispiel dafür ist der supraleitende Wiggler, dessen geometrische Impedanz nur rund die Hälfte der Impedanz des Undulators U55 ausmacht, obwohl die Höhe der Vakuumkammer im Wiggler deutlich kleiner ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Dritte-Harmonischen-Cavity zur Bunchlängenmanipulation konstruiert, gefertigt, im Speicherring von DELTA installiert und getestet. Neben der Bestimmung der zusätzlichen Impedanz des Resonators konnte auch der Einfluss auf die Bunchlänge in Einklang mit der Theorie gezeigt werden. Auf der Grundlage dieses Vorexperiments können nun realistische Vorhersagen über ein geplantes vollständiges System gemacht werden. Grundsätzlich sind sowohl ein zweites, aktives DORIS-Cavity als auch mehrere passive Dritte-Harmonischen-Cavities zur Erhöhung der Touschek-Lebensdauer einsetzbar. Ersteres bewirkt dies durch Vergrößerung der Energieakzeptanz, letztere durch Vergrößerung der Bunchlänge. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass ein zweites DORIS-Cavity die Gesamtimpedanz von DELTA so stark ändern würde wie ein bis zwei Dritte-Harmonischen-Cavities. Vier Dritte-Harmonischen-Cavities vergrößern die Gesamtimpedanz mehr als doppelt so stark wie ein zweites DORIS-Cavity. Dies gilt für den Widerstand R und die Breitbandresonator-Impedanz des Speicherrings. Die Induktivität würde sich für die relevanten, nach wie vor kurzen Bunchlängen indes kaum ändern. Somit bliebe auch der Einfluss auf Bunchverlängerung durch Potentialtopfverzerrung oder turbulente Bunchverlängerung klein. Für einen effektiven, stabilen Betrieb sollte die gesamte eingesetzte Shuntimpedanz der passiven Cavities allerdings deutlich erhöht werden. Das heißt, um eine Bunchverlängerung um einen Faktor zwei bei einer dissipierten Gesamtleistung von $\leq 2\text{ kW}$ ($P \leq 1\text{ kW}$ pro Cavity) zu realisieren, müssen mindestens zwei Dritte-Harmonischen-Cavities installiert werden. Bei drei passiven Cavities wäre eine Längenverdopplung mit etwas über 1 kW , bei vier Cavities mit deutlich $< 1\text{ kW}$ Gesamtleistung möglich.

Anhang A

Verwendete Konstanten und Formelzeichen

Symbol	Einheit	Wert	Bezeichnung
c	m/s	299792458	Vakuumlichtgeschwindigkeit
e	As	$1.602177 \cdot 10^{-19}$	Elementarladung
ε_0	As/Vm	$8.854188 \cdot 10^{-12}$	elektrische Feldkonstante (Influenzkonstante)
\hbar	Js	$1.054573 \cdot 10^{-34}$	Drehimpulsquantum
k_b	J/K	$1.380658 \cdot 10^{-23}$	Boltzmann-Konstante
m_e	kg	$9.1093897 \cdot 10^{-31}$	Ruhemasse des Elektrons
μ_0	Vs/Am	$1.256637 \cdot 10^{-6}$	magnetische Feldkonstante (Induktionskonst.)
r_e	m	$2.817940 \cdot 10^{-15}$	klassischer Elektronradius

Tabelle A.1: Liste der verwendeten physikalischen Konstanten

Symbol	Einheit	Bezeichnung
$A_{\lambda_\tau}, A_{\lambda_z}$	$1/s, 1/m$	Normalisierungsfaktoren
a, b	m	halbe Vakuumkammerbreite / -höhe
a_s	$1/s$	Dämpfung
a_1	A/V	Konstante
B	$\frac{1}{s m^2 rad^2 A}$	Brillanz
C	$A s/V$	Kapazität
D_x	m	horizontale Dispersion
dr, dx, dy	m	radialer, horizontaler, vertikaler Gitterabstand für Simulationsrechnung
dz	m	longitudinaler Gitterabstand für Simulationsrechnung
dt	s	= dz/c zeitlicher Abstand der Simulationsschritte
E, E_0	J	Energie der Elektronen, Sollenergie
$\Delta E, \Delta E_{max}$	J	Energieabweichung, Energieakzeptanz
$\Delta E_{sep}(\Phi)$	J	Separatrix (phasenabhängige Energieakzeptanz)
$E_{ }$	V/m	longitudinale elektrische Feldstärke
F	$1/(s A)$	Photonenfluss
F_n	—	Formfaktor
f_{BBR}	Hz	Resonanzfrequenz des Breitbandresonators
f_{HF}	Hz	Beschleunigungsfrequenz (des Hauptcavities)
f_{HHC}	Hz	Resonanzfrequenz des höherharmonischen Cavities
f_{max}	Hz	Maximalfrequenz der Fourier-transformierten Spektren
f_s, f_u	Hz	Synchrotronfrequenz, Umlauffrequenz
$\Delta f, \delta f$	Hz	Abstimmbereich, Frequenzauflösung
G, G_{min}	—	FEL-Verstärkung (<i>Gain</i>), Mindestverstärkung
H	A	Hamiltonfunktion
h	—	Harmonischenzahl des Speicherrings
$I_1 \dots I_5$	variiert	Synchrotronstrahlungs-Integrale, siehe Anhang B
I	A	Stromstärke
I_b, I_{peak}	A	mittlerer Strahlstrom eines Bunches, Spitzenstrom
I_{Strahl}	A	= $\sum I_b$ gesamter Strahlstrom in einem Speicherring
$I_{th,FEL}$	A	Schwellwertstrom für FEL-Betrieb
$I_{th,TBL}$	A	Schwellwertstrom ab dem TBL einsetzt
j	A/m^2	Stromdichte
j'	A/m	lineare Stromdichte
k	—	Amplitudenfaktor
k_{wake}	$V/(A s)$	Lossfaktor
L	H	Induktivität

Symbol	Einheit	Bezeichnung
L_u, L_z	m	Speicherringumfang, Länge in longitudinaler Richtung
L_{wake}	m	Länge des simulierten Wakefeldes
m	—	Modusnummer
m_p	Pa/A	Druckanstieg pro Strahlstrom
N, N_b	—	Teilchenzahl, Anzahl der Elektronen pro Bunch
n	—	$= \omega_{HHC}/\omega_{HF}$ Harmonischenzahl des Zwei-Cavity-Systems
n	—	$= \omega/\omega_u$ Normalisierungsfaktor für Z/n
n_Z	—	Anzahl Atome pro Molekül
P, P_{HHC}	W	el. Leistung, Leistung im höherharmonischen Cavity
p	Pa	Druck
Q	—	Güte eines Resonators
q	As	elektrische Ladung
R, R_{sh}	Ω	elektrischer Widerstand, Shuntimpedanz
$r, \langle r \rangle$	m	Radius; effektiver mittlerer Radius
s	m	longitudinale Koordinate auf dem Orbit des Speicherrings
t	s	zeitliche Koordinate
T	K	Temperatur
T_{gesamt}	s	Abtastzeit
T_u	s	Umlaufdauer
U	J	Potential
U_{innen}	m	innerer Querschnittsumfang einer Vakuumkammer
ΔU_{wake}	J	Energieverlust durch Wakefelder
V, V_{HF}	V	Spannung, Beschleunigungsspannung
V_{HHC}	V	induzierte Spannung im höherharmonischen Cavity
V_{wake}	V	Wakespannung
Vol	m^3	Volumen
W_0	J	Energieverlust pro Umlauf
$W_{ }$	$V/(As)$	Wakefunktion
x	m	horizontale Koordinate
y	m	vertikale Koordinate
z	m	longitudinale Koordinate
z_1	m	Länge eines Vakuumkammerstücks
Z	—	Ordnungszahl
$ Z_{ }/n , Z_{ }$	Ω	(normalisierte,) longitudinale Kopplungsimpedanz

Symbol	Einheit	Bezeichnung
α	—	<i>momentum-compaction</i> -Faktor
α_x	—	$= -\beta'_x/2$ Steigung der Betafunktion
β	—	$= v/c$ relative Geschwindigkeit
β_x, β_y	m	horizontale, vertikale Betafunktion
γ	—	$= E/m_e c^2$ relative Energie (hier von Elektronen)
$\Gamma(x)$	—	Gamma-Funktion
δ	—	relative Impulsabweichung
δ_{skin}	m	Skin-Tiefe
$\varepsilon_x, \varepsilon_y$	$m \text{ rad}$	horizontale, vertikale Emittanz
ε_{akzept}	—	transversale Akzeptanz des Speicherrings
ε_{HF}	—	relative Energieakzeptanz
$\Phi, \Phi_s, \Delta\Phi$	rad	Phase, Sollphase, Abweichung von Sollphase
Φ_n, φ_{HHC}	rad	Phase des höherharmonischen Cavities
Φ_{sep}	rad	instabiler Fixpunkt der Separatrix
ζ	—	Variable
η	—	Phasenschlupffaktor
ξ	—	Variable
ξ	A/J	<i>Scaling</i> -Parameter
$\lambda(\tau)$	$1/s$	lineare, zeitliche Teilchenverteilung
$\lambda(\xi)$	$1/m$	lineare Teilchenverteilung auf innerem Querschnittsumfang
$\lambda(z)$	$1/m$	lineare, longitudinale Teilchenverteilung
$\lambda(\omega)$	—	Frequenzspektrum
μ_r	—	Permeabilitätszahl
$\Psi(\tau, \delta)$	$1/s$	Dichteverteilung des Phasenraums
ρ	$1/m^3$	Elektronendichte, Teilchendichte
ρ_{el}	Ωm	spezifische, elektrische Leitfähigkeit
σ_δ	—	relative Energie- oder Impulsbreite
$\sigma_E, \sigma_{E,0}$	J	Energiebreite, Energiebreite bei kleiner Ladungsmenge
σ_s	m	longitudinale Bunchausdehnung (Bunchlänge) in dem entlang des Orbits mitbewegten Koordinatensystem
σ_τ	s	$= \sigma_s/c$ longitudinale Bunchausdehnung in Zeiteinheiten
σ_x	m	horizontale Strahlausdehnung (Strahlbreite)
σ_y	m	vertikale Strahlausdehnung (Strahlhöhe)
σ'_x, σ'_y	rad	horizontale, vertikale Strahldivergenz
τ	s	zeitliche Koordinate
$\tau_{Quantum}, \tau_{...}$	s	Lebensdauer

Symbol	Einheit	Bezeichnung
τ_s, τ_x, τ_y	s	longitudinale, horizontale, vertikale Dämpfungszeit
ω	$1/s$	(Winkel-)Frequenz
ω_{BBR}	$1/s$	Resonanzfrequenz des Breitbandresonators
ω_{HF}	$1/s$	Beschleunigungsfrequenz (des Hauptcavities)
ω_{HHC}	$1/s$	Resonanzfrequenz des höherharmonischen Cavities
ω_s, ω_u	$1/s$	Synchrotronfrequenz, Umlauffrequenz

Tabelle A.2: Liste der verwendeten Formelzeichen

Anhang B

Synchrotronstrahlungs-Integrale

Viele wichtige Eigenschaften eines gespeicherten Strahls in einem Elektronenspeicherring sind bestimmt durch die Integrale von verschiedenen Funktionen der strahlführenden Felder gebildet über einen Ringumfang [52]

$$I_1 = \oint \frac{D(s)}{\rho(s)} ds \quad (\text{B.1})$$

$$I_2 = \oint \frac{ds}{\rho^2(s)} \quad (\text{B.2})$$

$$I_3 = \oint \frac{ds}{|\rho^3(s)|} \quad (\text{B.3})$$

$$I_4 = \oint \left[\frac{D(s)}{\rho^3(s)} + \frac{2k(s) D(s)}{\rho(s)} \right] ds \quad (\text{B.4})$$

$$I_5 = \oint \frac{H(s)}{|\rho^3(s)|} ds \quad (\text{B.5})$$

mit

$D(s)$ = Dispersionsfunktion

$\rho(s)$ = Biegeradius

$k(s)$ = Quadrupolstärke

$\beta(s)$ = Betafunktion

$H(s) = \gamma(s) D^2(s) + 2\alpha(s) D(s) D'(s) + \beta(s) D'^2(s)$

$\alpha(s) = \frac{-\beta'(s)}{2}$

$\gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)}$.

Anhang C

Parameter von DELTA

Allgemeine Speicherringparameter

Energie	E	GeV	0.3 . . . 1.5
Umfang	L_u	m	115.2
Umlaufdauer	T_u	ns	384.15
Umlauffrequenz	f_u	MHz	2.6032
Beschleunigungsfrequenz	f_{HF}	MHz	499.81
Harmonischenzahl	h		192
halbe Vakuumkammerbreite	a	mm	37
halbe Vakuumkammerhöhe	b	mm	20

Tabelle C.1: Allgemeine Parameter des DELTA-Speicherrings

Optik-Parameter *DEL006*

Synchrotronstrahlungs-Integrale	I_1	m	0.656
	I_2	$1/m$	1.793
	I_3	$1/m^2$	0.524
	I_4	$1/m$	0.0549
	I_5	$1/m$	0.0115
mittlere horizontale Betafunktion	$\langle\beta_x\rangle$	m	6.468
mittlere vertikale Betafunktion	$\langle\beta_z\rangle$	m	9.121
maximale horizontale Betafunktion	$\beta_{x,max}$	m	50.473
maximale vertikale Betafunktion	$\beta_{z,max}$	m	52.321

Tabelle C.2: Daten der Optik *DEL006*

Optik-Parameter *DEL008*

Synchrotronstrahlungs-Integrale	I_1	m	0.559
	I_2	$1/m$	1.793
	I_3	$1/m^2$	0.524
	I_4	$1/m$	0.0472
	I_5	$1/m$	0.0102
mittlere horizontale Betafunktion	$\langle\beta_x\rangle$	m	6.318
mittlere vertikale Betafunktion	$\langle\beta_z\rangle$	m	9.353
maximale horizontale Betafunktion	$\beta_{x,max}$	m	47.416
maximale vertikale Betafunktion	$\beta_{z,max}$	m	52.568

Tabelle C.3: Daten der Optik *DEL008***FEL-Betriebsparameter**

Energie	E	MeV	550
verwendete Optik			<i>DEL006</i>
Emittanz (gerechnet)	ε	$nm\ rad$	2.94
Einzelbunchstrom	I_b	mA	≤ 25
rel. Energiebreite	σ_E/E	%	0.025
rel. Energieakzeptanz	$\Delta E_{max}/E$	%	1.96
long. Dämpfungszeit	τ_s	ms	90
horiz. Dämpfungszeit	τ_x	ms	189
vert. Dämpfungszeit	τ_y	ms	183

Tabelle C.4: Parameter des DELTA-Speicherrings für FEL-Betrieb**Synchrotronstrahlungsquellen-Betriebsparameter**

Energie	E	MeV	1485
verwendete Optik			<i>DEL008</i>
Emittanz (gerechnet)	ε	$nm\ rad$	18.8
Multibunchstrom	I	mA	120
rel. Energiebreite	σ_E/E	%	0.068
rel. Energieakzeptanz	$\Delta E_{max}/E$	%	0.93
long. Dämpfungszeit	τ_s	ms	4.6
horiz. Dämpfungszeit	τ_x	ms	9.5
vert. Dämpfungszeit	τ_y	ms	9.3

Tabelle C.5: Parameter des DELTA-Speicherrings für Synchrotronstrahlungsbetrieb

Anhang D

Impedanzspektren der Einzelkomponenten

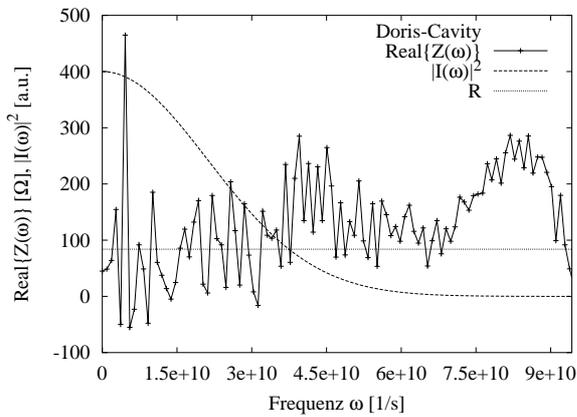


Abbildung D.1: DORIS-Cavity: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 83.9 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

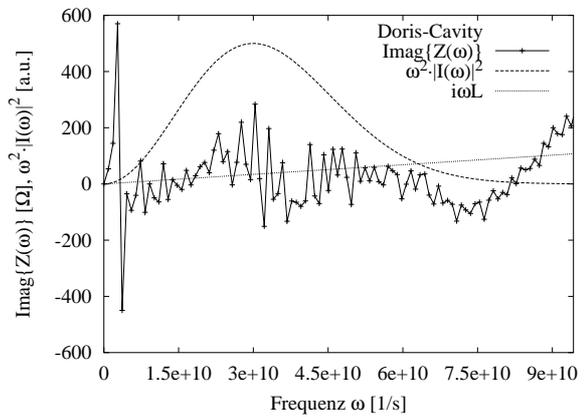


Abbildung D.2: DORIS-Cavity: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 1.14 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

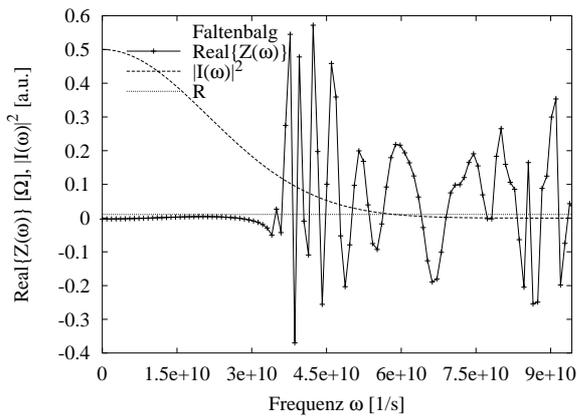


Abbildung D.3: Faltenbalg: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 0.011 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

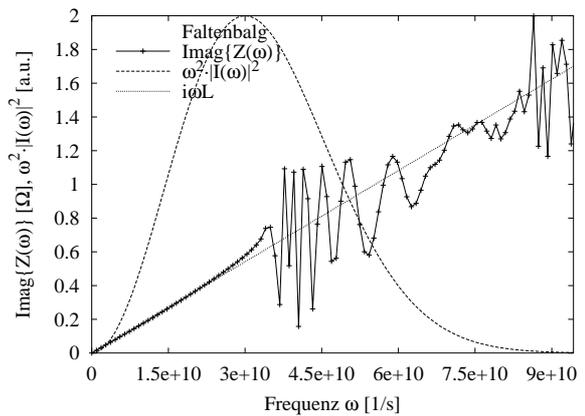


Abbildung D.4: Faltenbalg: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.018 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

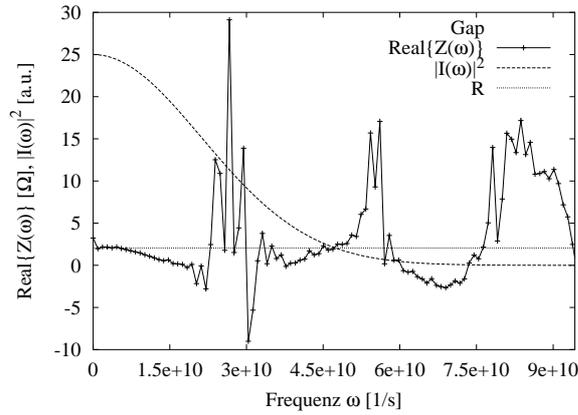


Abbildung D.5: Strommonitorkammer: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 2.05 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

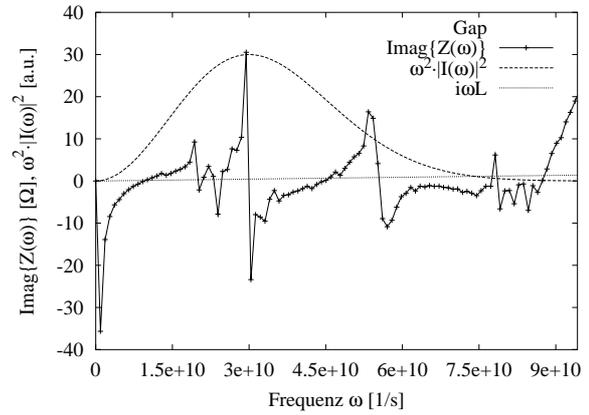


Abbildung D.6: Strommonitorkammer: Imaginärteil des Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.015 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

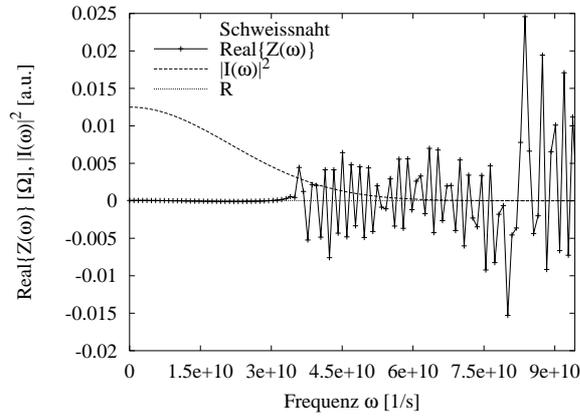


Abbildung D.7: Schweißnaht: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 21 \mu\Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

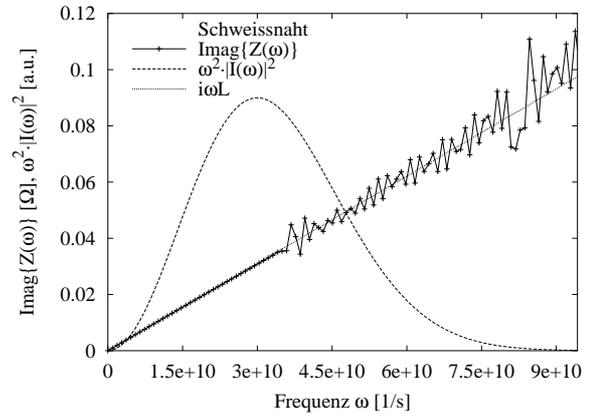


Abbildung D.8: Schweißnaht: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.001 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

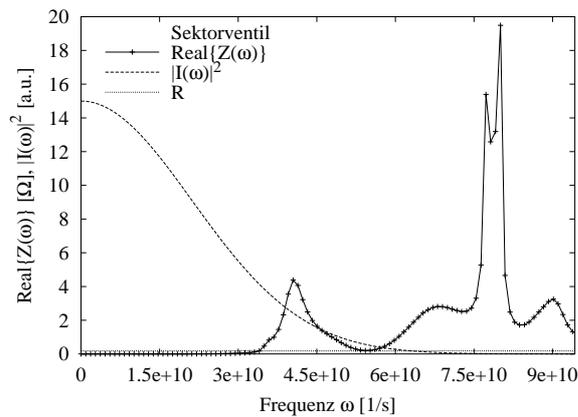


Abbildung D.9: Sektorventil: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 0.186 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

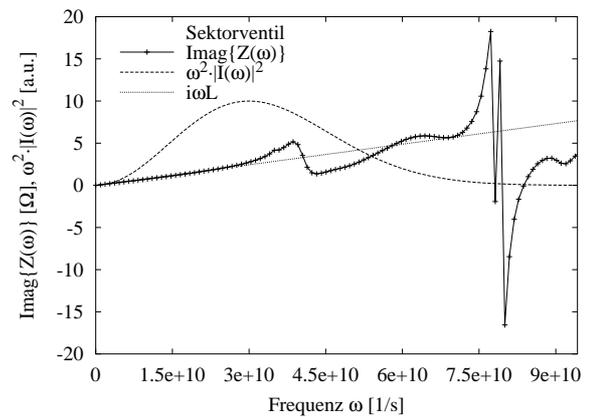


Abbildung D.10: Sektorventil: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.081 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

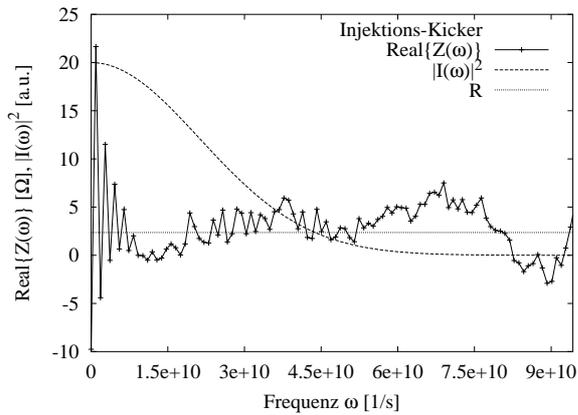


Abbildung D.11: Injektionskicker: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 2.36 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

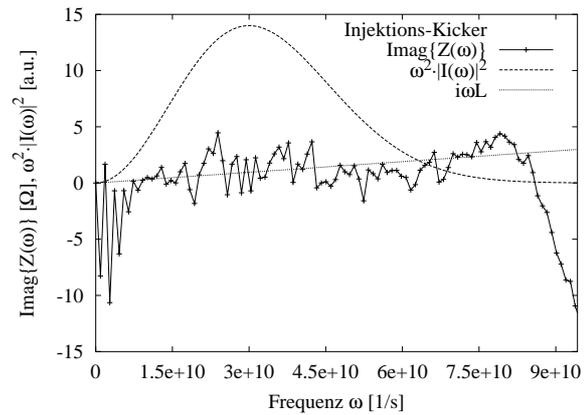


Abbildung D.12: Injektionskicker: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.032 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

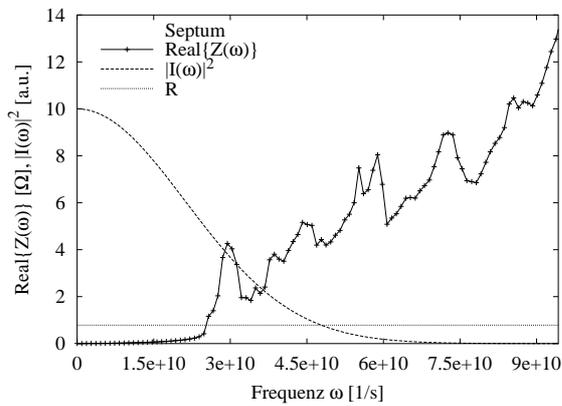


Abbildung D.13: Septum: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 0.784 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

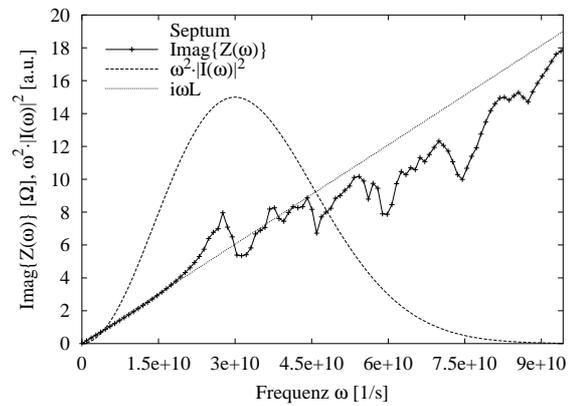


Abbildung D.14: Septum: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.202 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

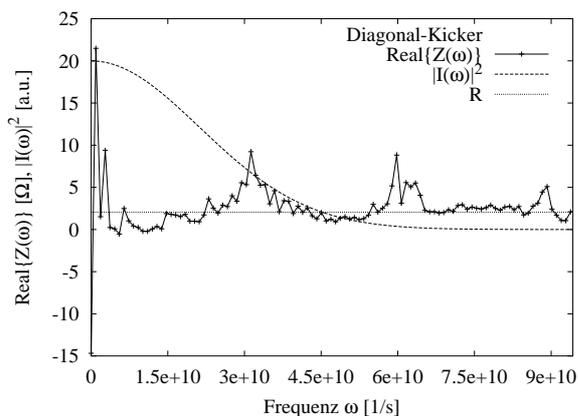


Abbildung D.15: Diagonalkicker: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 2.05 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

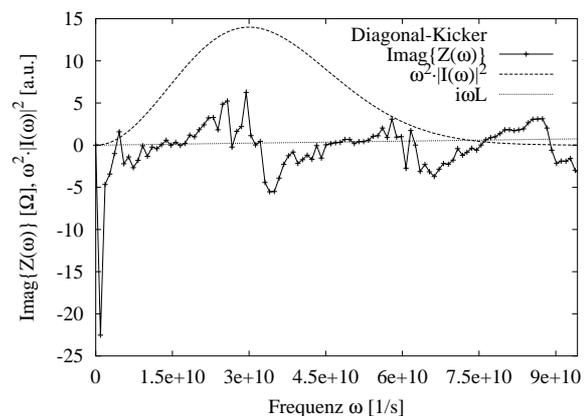


Abbildung D.16: Diagonalkicker: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.008 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

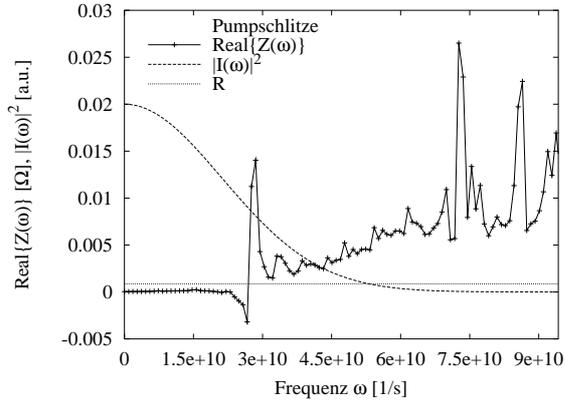


Abbildung D.17: Pumpkreuz: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 0.872 \text{ m}\Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

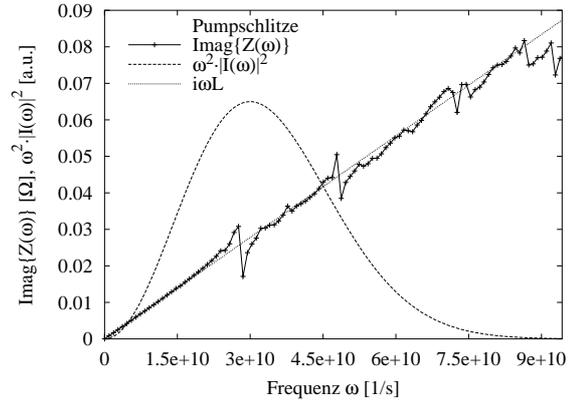


Abbildung D.18: Pumpkreuz: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.008 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

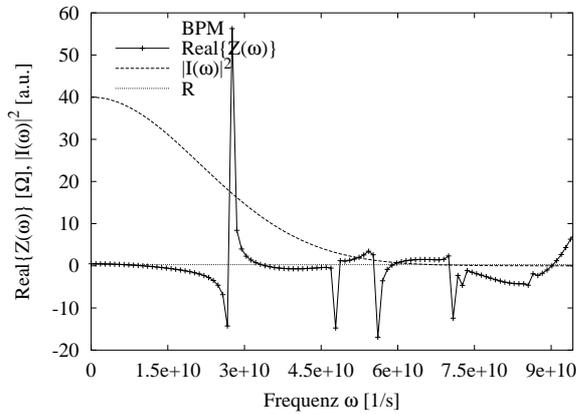


Abbildung D.19: Strahllagemonitor: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 0.281 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

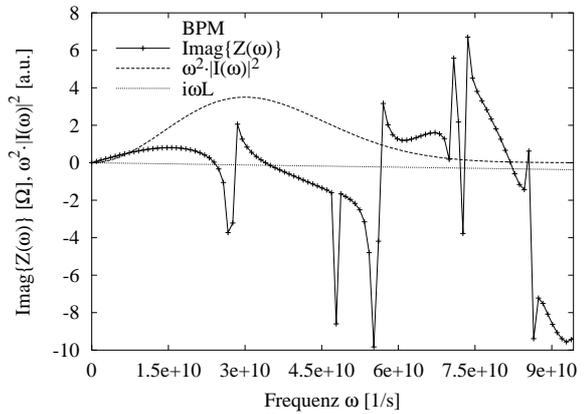


Abbildung D.20: Strahllagemonitor: Imaginärteil des long. Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = -3.95 \text{ pH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

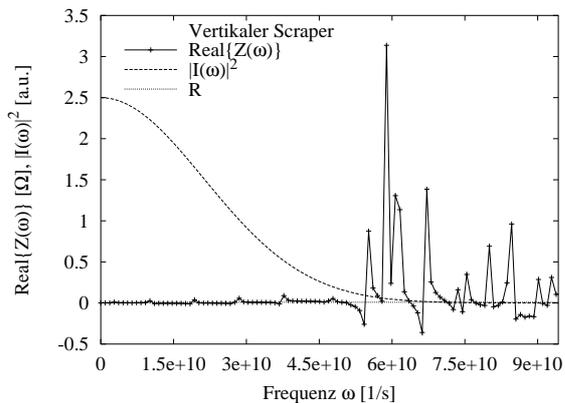


Abbildung D.21: Vertikaler Scraper: Realteil des long. Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 9.1 \text{ m}\Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

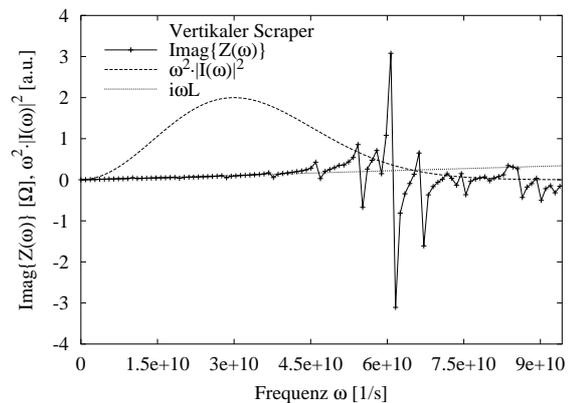


Abbildung D.22: Vertikaler Scraper: Imaginärteil des long. Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 3.62 \text{ pH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

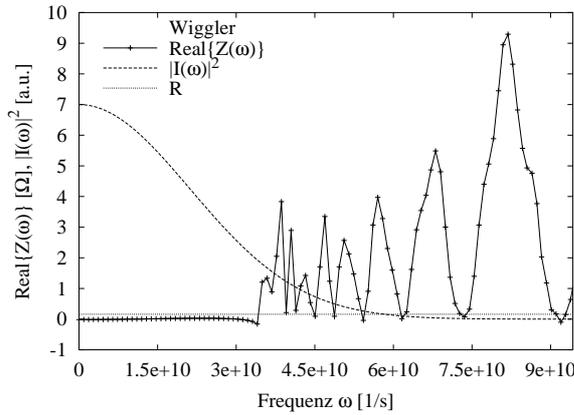


Abbildung D.23: Wiggler: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 0.159 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

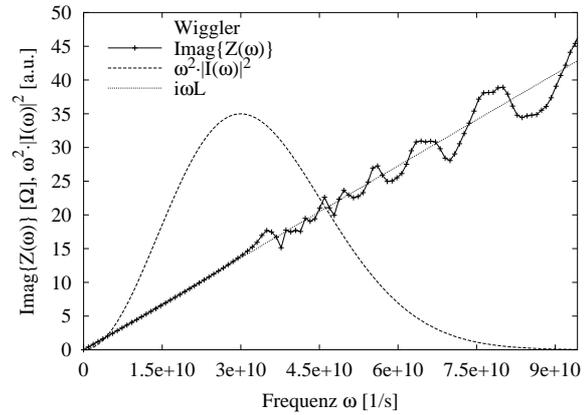


Abbildung D.24: Wiggler: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.455 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

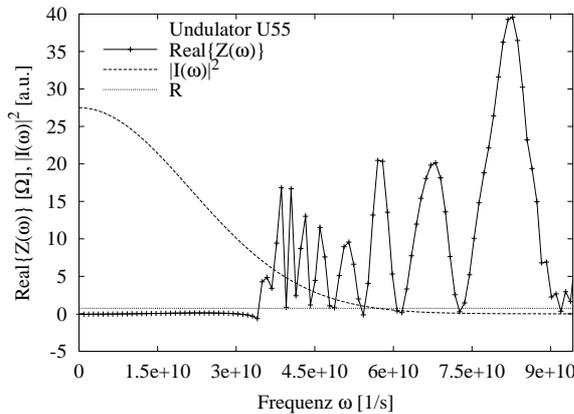


Abbildung D.25: Undulator: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 0.741 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

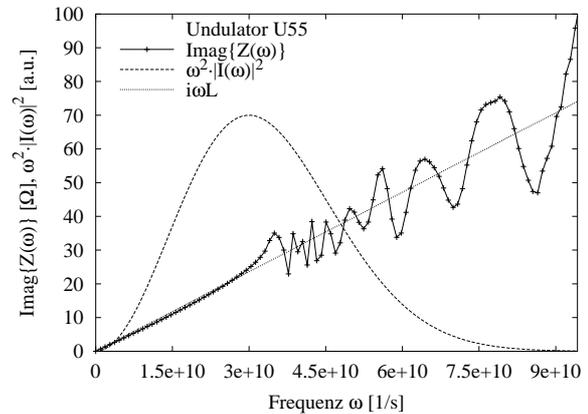


Abbildung D.26: Undulator: Imaginärteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = 0.786 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

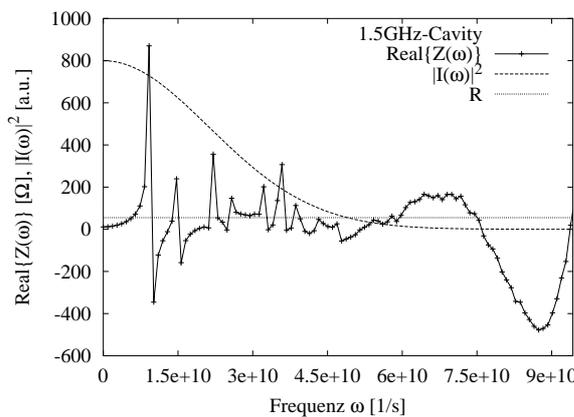


Abbildung D.27: Passives 1.5 GHz-Cavity: Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums. Der effektive Widerstand ist $R = 55.1 \Omega$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

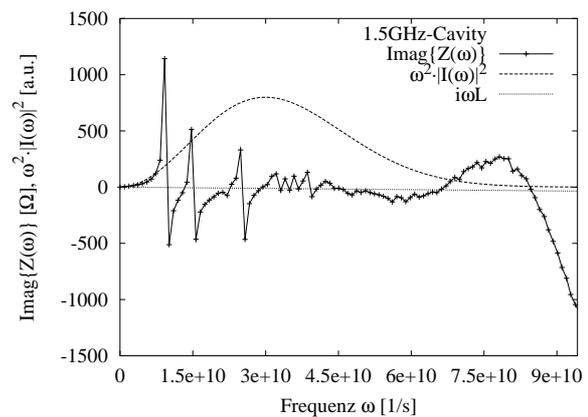


Abbildung D.28: Passives 1.5 GHz-Cavity: Imaginärteil des long. Impedanzspektrums. Die effektive Induktivität ist $L = -0.376 \text{ nH}$ bei $\sigma_s = 10 \text{ mm}$.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II*
Second Edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1999, S. 389
- [2] M. Hirsch, *Parameter Description of Storage Ring FELs and First Experimental Results of FELICITA I*
Diplomarbeit, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, Universität Dortmund, Dortmund 1999, S. 19 ff.
- [3] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*
Teubner Studienbücher, Stuttgart 1992, S. 282
- [4] mehrere Autoren, *Working Group: High Intensity/Bunch*
Proceedings of the Beam Instability Workshop, ESRF, Grenoble, Frankreich, 2000,
veröffentlicht im *World-Wide-Web* unter:
<http://www.esrf.fr/machine/conferences/BIW/PROC/proceedings.htm>
- [5] J. Murphy, *Synchrotron Light Source Data Book, Version 4*
BNL report 42333, revised, NSLS/BNL, Upton, NY, USA, 1996, S. 16
- [6] M. Sands, *The Physics of Elektron Storage Rings*
SLAC-121, Stanford, California, USA, 1970, S. 141 f.
- [7] siehe [1], S. 298 f.
- [8] siehe [5], S. 15
- [9] H. Neseman, *Teilchenverluste und Lebensdauer*
in *Physik der Elektronen-Speicherringe*
Interner Bericht, DESY H-70/21, Hamburg, 1970, S. 109
- [10] G. Schmidt, *Beam Dynamic Studies in Cycling and Storage Mode on the ESRF Fast Cycling Booster*
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Dortmund, 1997, S. 40 f.
- [11] siehe [5] S. 16
- [12] siehe [1] S. 329

- [13] D. Nölle et al., *First Lasing of the FELICITA I FEL at DELTA*
Proceedings of the 21st International FEL Conference, Hamburg 1999
- [14] M. Negrazus, *Optimierung und Messung der longitudinalen Kopplungsimpedanz des DELTA Speicherringes und Entwicklung eines neuartigen schnellen Kickermagneten*
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Dortmund, 1994
- [15] G. Blokesch et al., *A slotted-pipe Kicker for high-current storage rings*
Nuclear Instruments & Methods A338, 1994, S. 151 - 155
- [16] siehe [2] S. 76
- [17] H. Quick, *First Laser Operation of FELICITA I in the Visible*
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Dortmund, 1999, S. 66
- [18] A. Andersson und T. Weis, *Lebensdauern bei DELTA*
Interne Besprechung, DELTA, Universität Dortmund, Dortmund, September 2001
- [19] A. Jankowiak, *Strahldiagnose und Closed-Orbit-Charakterisierung mit HF-Strahllagemonitoren am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA*
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Dortmund, 1999, S. 106
- [20] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics I*
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1993, S. 265 ff.
- [21] siehe [3] S. 201 ff.
- [22] C. Bovet, *Phase Space and Dynamics for Accelerators*
CERN Lectures, Genf, Schweiz, 1970 – 1971
- [23] A. Hofmann and S. Myers, *Beam dynamics in a double RF system*
Proceedings of the 11th International Conference on High Energy Accelerators, Genf, Schweiz, 1980, S. 610 ff.
- [24] siehe [5], S. 20
- [25] M. Migliorati et al., *Bunch length control in DAΦNe by a higher harmonic cavity*
Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A354, 1995, 215-223 S. 217 ff.
- [26] A. W. Chao, *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*
John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 1993, S. 38 ff.
- [27] siehe [1] S. 353 ff.
- [28] K. H. Meß, *Time and Frequency Domain Measurements*
Proceedings of the 3rd European Workshop on Beam Diagnostics And Instrumentation For Particle Accelerators (DIPAC 97), LNF-97/048, Frascati, Italien, S. 29

- [29] B. Zotter, *Potential-well bunch lengthening*
CERN SPS/81-14 (DI), Geneva, Schweiz, 1981
- [30] siehe [1] S. 362
- [31] siehe [1] S. 363
- [32] siehe [26] S. 70 f.
- [33] A. Hofmann et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 3514, 1979
- [34] R. Klatt et al., *MAFIA - A Three-Dimensional Electromagnetic CAD system for Magnets, RF-Structures and Transient Wake-Field Calculations*
Proceedings of the Linear Accelerator Conference 1986, SLAC Report 303, USA, 1986, S. 276
- [35] M. G. Billing, *Bunch Lengthening via Vlassov Theory*
Cornell University Report No. CBN 80-2, USA, 1980
- [36] siehe [1] S. 382 ff.
- [37] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*
Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart · Leipzig, 1991, S. 770
- [38] siehe [26] S. 279 ff.
- [39] siehe [29] S. 10
- [40] R. Holtzapfle, *Single bunch longitudinal measurements at the Cornell Electron-Positron Storage Ring*
Physical review special topics - Accelerator and Beams, Volume 3, 034401, The American Physical Society, 2000
- [41] C. Limborg, *Ultimate Brilliance of Storage Ring Based Synchrotron Radiation Facilities of the 3rd Generation. Potential of Storage Ring Based Sources in the Production of Short and Intense X-Ray Pulses*
Ph D Thesis, Universite Josph Fourier, Grenoble, France, 1996, S. 60 ff.
- [42] D. Boussard, *CERN Report*
CERN MPS/DL-75/5, Geneva, Schweiz, 1975
- [43] siehe [26] S. 218 ff.
- [44] siehe [26] S. 329 ff.
- [45] A. Hofmann, *Current Dependent Phenomena in LEP*
CERN LEP-Note-168, Geneva, Schweiz, 1979

- [46] siehe [14] S. 29
- [47] siehe [14] S. 80
- [48] K.Scheidt, *Review of Streak Cameras for Accelerators: Features, Applications and Results*, Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria, S. 182 ff.
- [49] <http://www.photonetics.com/products/pages/cameras/optoscope.html>
- [50] <http://www.sales.hamamatsu.com/en/products/system-division/ultra-fast/streak-systems.php>
- [51] siehe [26] S. 330
- [52] R. H. Helm et al., *Evaluation of Synchrotron Radiation Integrals*
IEEE Trans. Nucl. Sci., 20, 1973, S. 900

Abbildungsverzeichnis

2.1	Verstärkung eines FEL in Abhängigkeit vom mittleren Strahlstrom	7
2.2	Gain und Schwellwertstrom eines FEL in Abhängigkeit von $ Z_{\parallel}/n $	7
2.3	Spitzenstrom und Bunchlänge in Abhängigkeit vom mittl. Strahlstrom . .	11
2.4	FEL-Gain pro mA mittlerer Strahlstrom bei versch. Strahlströmen	11
2.5	Lebensdauer in Abhängigkeit vom Strahlstrom bei $550 MeV$	12
3.1	Spannung, Potential und Trajektorien bei optimaler Bunchverlängerung .	18
3.2	Relative Bunchlängenänderung in Abhängigkeit von der Leistung im höherharmonischen Cavity	20
4.1	Leistungsspektren von Schwingungsmodi	25
4.2	Resistive-Wand-Impedanz für nichtkreisförmige Kammerquerschnitte . .	27
4.3	Vakuumkammer mit resistiver Impedanz	29
4.4	Strom und Wakespannung für Vakuumkammer mit resistiver Impedanz .	29
4.5	Vakuumkammer mit induktiver Impedanz	30
4.6	Strom und Wakespannung für Vakuumkammer mit induktiver Impedanz	30
4.7	Vakuumkammer mit kapazitiver Impedanz	31
4.8	Strom und Wakespannung für Vakuumkammer mit kapazitiver Impedanz	31
4.9	Ersatzschaltbild für die Impedanz der Vakuumkammer	31
4.10	Verzerrung der Teilchenverteilung durch induktive Impedanzen	35
4.11	Verzerrung der Teilchenverteilung durch resistive Impedanzen	35
4.12	Verzerrung der Teilchenvert. durch induktive und resistive Impedanzen .	36
4.13	Verzerrung der Beschleunigungsspannung und des Potentialtopfs	36
4.14	Bunchverlängerung durch Potentialtopfverzerrungen	37
5.1	Ladungsdichteverteilung der DELTA-Kammer	40
5.2	Effektiver mittlerer Radius der DELTA-Kammer	40
5.3	Frequenzabhängigkeit der Resistive-Wand-Impedanz	41
5.4	Konvergenztest bezüglich Gitterabstand dz am Beispiel BPM	44
5.5	Konvergenztest bezüglich Gitterabstand dz am Beispiel Pumpkreuz . . .	44
5.6	DORIS-Cavity: Geometrie für Simulation	46
5.7	Strom und Wakespannung von dem simulierten DORIS-Cavity	47
5.8	Ausschnittsvergrößerung: Strom und Wakespannung vom DORIS-Cavity	47

5.9	DORIS-Cavity: Realteil des Impedanzspektrums	48
5.10	DORIS-Cavity: Imaginärteil des Impedanzspektrums	48
5.11	Faltenbalg: Geometrie für MAFIA	48
5.12	Strommonitorkammer: Geometrie für MAFIA	49
5.13	Sektorventil: Geometrie für MAFIA	50
5.14	Modell des Injektionskicker magneten für die Simulation	51
5.15	Injektionsseptum	52
5.16	Inverses Modell des Injektionsseptums	52
5.17	Diagonalkickermagnet	53
5.18	Pumpkreuz	54
5.19	Strahllagemonitor	54
5.20	Scraper	55
5.21	DELTA-Speicherring: Realteil des geometrischen Impedanzspektrums . .	57
5.22	DELTA-Speicherring: Imaginärteil des geometrischen Impedanzspektrums	57
5.23	Berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand	58
5.24	Ladungsdichteverteilung der Wiggler-Vakuunkammer	60
5.25	Effektiver mittlerer Radius der Wiggler-Vakuunkammer	60
5.26	Längsschnitt des Wigglers SAW und Geometrie für die Simulation	61
5.27	Ladungsdichteverteilung der Undulator-Kammer	62
5.28	Effektiver mittlerer Radius der Undulator-Kammer	62
5.29	Längsschnitt des Undulators U55 und Geometrie für die Simulation . . .	63
5.30	Dritte-Harmonische-Cavity: Geometrie für MAFIA	64
5.31	DELTA-Speicherring inkl. SAW, U55, 3HC: Realteil des geometrischen Impedanzspektrums	66
5.32	DELTA-Speicherring inkl. SAW, U55, 3HC: Imaginärteil des geometri- schen Impedanzspektrums	66
5.33	Berechnete Widerstände von DELTA im Ursprungszustand und mit Er- weiterungen	66
5.34	Berechnete Induktivitäten von DELTA im Ursprungszustand und mit Er- weiterungen	66
5.35	Berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand und mit Er- weiterungen	67
5.36	Berechnete Widerstände von DELTA im Ursprungszustand und mit ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities.	68
5.37	Berechnete Induktivitäten von DELTA im Ursprungszustand und mit ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities	68
5.38	Berechnete Lossfaktoren von DELTA mit einem bis vier Dritte- Harmonische-Cavities und mit einem 2. DORIS-Cavity	69
5.39	Berechnete Widerstände von DELTA im Ursprungszustand und mit zwei- tem DORIS-Cavity.	70
5.40	Berechnete Induktivitäten von DELTA im Ursprungszustand und mit zweitem DORIS-Cavity	70

5.41	Simulierte Teilchenverteilungen mit Potentialtopfverzerrung für mögliche Erweiterungen von DELTA	71
5.42	Bunchverlängerung durch turbulente Energieverbreiterung (berechnet mit Breitbandresonator-Modell) bei Impedanzvergrößerung von DELTA	72
6.1	Modell des passiven 1.5 GHz-Cavities für die Finite-Elemente-Simulation	74
6.2	Konstruktion des Cavityflanschs mit integrierter Taperkontur	75
6.3	Konstruktionszeichnung des Dritte-Harmonische-Cavities	76
6.4	Fotografie der Cavityflansche mit integrierter Taperkontur	77
6.5	Fotografie des installierten Dritte-Harmonische-Cavities	79
6.6	Messkoppelschleife des Dritte-Harmonische-Cavities	79
6.7	Diagnose- und Kontrollsystem des Dritte-Harmonische-Cavities	81
6.8	GUI zur Steuerung des Dritte-Harmonische-Cavities	82
7.1	Strahlführung des Messaufbaus zur Bunchprofilmessung	85
7.2	Blockschaltbild des Bunchprofilmessaufbaus	86
7.3	Typisches Streak-Kamera-Bild	88
7.4	Streak-Kamera-Bild bei starken longitudinalen Schwingungen	88
7.5	Rohdaten der Streak-Kamera	90
7.6	Begradigte Bilddaten	90
7.7	Gemittelttes Profil	90
7.8	Angepasste Gaußkurve	90
7.9	Typische Anpassung der Teilchenverteilung	91
7.10	Gemessene Profile eines Einzelbunches	91
7.11	Messdaten und angepasste $I(\sigma)$ -Kurve zur Bestimmung der Induktivität	92
7.12	Messdaten und eine angepasste $\sigma(I)$ -Kurve zur Bestimmung der Impedanz	93
7.13	Messreihe III: Analyse der Potentialtopfverzerrungen durch Widerstand R	94
7.14	Messreihe III (DELTA-Ursprung + SAW + U55 + passives Cavity): Analyse der Potentialtopfverzerrungen durch Induktivität L	95
7.15	Messreihe I: Analyse der Bunchverlängerung als Folge von Potentialtopfverzerrung, verursacht durch Induktivität L	97
7.16	Messreihe II: Analyse der Bunchverlängerung als Folge von Potentialtopfverzerrung, verursacht durch Induktivität L	98
7.17	Messreihe III: Analyse der Bunchverlängerung als Folge von Potentialtopfverzerrung, verursacht durch Induktivität L	98
7.18	Messreihe I (DELTA-Ursprung): Bunchlängen über Scaling-Parameter	99
7.19	Messreihe II (DELTA-Ursprung + SAW): Bunchlängen über Scaling Parameter	100
7.20	Messreihe I (DELTA-Ursprung): Bunchlängen über Scaling-Parameter	100
7.21	Entwicklung der gemessenen Gesamtimpedanz von DELTA	101
7.22	Stromspektrum und Resonanzfrequenz des Dritte-Harmonische-Cavities	103
7.23	Betrieb des Dritte-Harmonische-Cavities: Leistungsabhängigkeit der Synchrotronfrequenz und der Bunchlängenänderung.	104

D.1	DORIS-Cavity: Realteil des Impedanzspektrums	115
D.2	DORIS-Cavity: Imaginärteil des Impedanzspektrums	115
D.3	Faltenbalg: Realteil des Impedanzspektrums	115
D.4	Faltenbalg: Imaginärteil des Impedanzspektrums	115
D.5	Strommonitorkammer: Realteil des Impedanzspektrums	116
D.6	Strommonitorkammer: Imaginärteil des Impedanzspektrums	116
D.7	Schweißnaht: Realteil des Impedanzspektrums	116
D.8	Schweißnaht: Imaginärteil des Impedanzspektrums	116
D.9	Sektorventil: Realteil des Impedanzspektrums	116
D.10	Sektorventil: Imaginärteil des Impedanzspektrums	116
D.11	Injektionskicker magnet: Realteil des Impedanzspektrums	117
D.12	Injektionskicker magnet: Imaginärteil des Impedanzspektrums	117
D.13	Injektionsseptum: Realteil des Impedanzspektrums	117
D.14	Injektionsseptum: Imaginärteil des Impedanzspektrums	117
D.15	Diagonalkicker magnet: Realteil des Impedanzspektrums	117
D.16	Diagonalkicker magnet: Imaginärteil des Impedanzspektrums	117
D.17	Pumpkreuz: Realteil des Impedanzspektrums	118
D.18	Pumpkreuz: Imaginärteil des Impedanzspektrums	118
D.19	Strahllagemonitor: Realteil des Impedanzspektrums	118
D.20	Strahllagemonitor: Imaginärteil des Impedanzspektrums	118
D.21	Vertikaler Scraper: Realteil des Impedanzspektrums	118
D.22	Vertikaler Scraper: Imaginärteil des Impedanzspektrums	118
D.23	Wiggler: Realteil des Impedanzspektrums	119
D.24	Wiggler: Imaginärteil des Impedanzspektrums	119
D.25	Undulator: Realteil des Impedanzspektrums	119
D.26	Undulator: Imaginärteil des Impedanzspektrums	119
D.27	Passives 1.5 GHz-Cavity: Realteil des Impedanzspektrums	119
D.28	Passives 1.5 GHz-Cavity: Imaginärteil des Impedanzspektrums	119

Tabellenverzeichnis

5.1	Berechnung der Raumladungsimpedanz von DELTA	39
5.2	Parameter für die Resistive-Wand-Impedanz von DELTA	41
5.3	Berechnete Werte für die Resistive-Wand-Impedanz	42
5.4	Maximale Frequenz gegenüber Bunchlänge	45
5.5	Berechnete Werte für die geometrische Impedanz von Speicherringkomponenten	56
5.6	Berechnete Werte für die geometrische (Gesamt-) Impedanz von DELTA-Ursprung	57
5.7	Breitbandresonatoren angepasst an berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand	58
5.8	Änderung der Resistive-Wand-Impedanz durch Einbau des Wigglers	60
5.9	Änderung der geometrischen Impedanz durch Einbau des Wigglers	61
5.10	Änderung der Resistive-Wand-Impedanz durch Einbau des Undulators	63
5.11	Änderung der geometrischen Impedanz durch Einbau des Undulators	64
5.12	Änderung der geometrischen Impedanz durch Einbau des Dritte-Harmonische-Cavities	65
5.13	Breitbandresonatoren angepasst an berechnete Lossfaktoren von DELTA im Ursprungszustand plus Erweiterungen	67
5.14	Breitbandresonatoren angepasst an berechnete Lossfaktoren von DELTA mit ein bis vier Dritte-Harmonische-Cavities und mit einem zweiten DORIS-Cavity	69
6.1	Spezifikationen des passiven Dritte-Harmonische-Cavities	75
6.2	Gemessene Hochfrequenz-Eigenschaften des passiven Dritte-Harmonische-Cavities	80
7.1	Parameter der verwendeten Streak-Kamera	87
7.2	Entwicklung der gemessenen Induktivität des Speicherrings durch zusätzlich installierte Komponenten	97
7.3	Entwicklung der gemessenen Kopplungsimpedanz des Speicherrings durch zusätzlich installierte Komponenten	102
A.1	Verwendete physikalische Konstanten	107

A.2	Verwendete Formelzeichen	111
C.1	Allgemeine Parameter des DELTA-Speicherrings	113
C.2	Daten der Optik <i>DEL006</i>	113
C.3	Daten der Optik <i>DEL008</i>	114
C.4	Parameter des DELTA-Speicherrings für FEL-Betrieb	114
C.5	Parameter des DELTA-Speicherrings für Synchrotronstrahlungsbetrieb	114

Dank

Allen Menschen, die zu dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich meinen herzlichsten Dank aussprechen. Ich danke

- meinem Doktorvater Prof. Dr. Thomas Weis, dass er mir diese Promotion ermöglicht, sie über all die Jahre betreut und durch viele Diskussionen zu der vorliegenden Qualität gebracht hat,
- Prof. Dr. Metin Tolan, der freundlicherweise das Koreferat übernommen hat,
- besonders Andreas Jankowiak und Christian Piel, die mich zur Aufnahme der Promotion ermuntert und bei der Durchführung sowie auch in der Endphase stark unterstützt haben,
- allen DELTA Kollegen und Ex-Deltarianern, die mit ihrer Mitarbeit beim DELTA-Strahlbetrieb meine Messungen ermöglichten und stets bereit waren, physikalische und betriebstechnische Probleme zu diskutieren und zu lösen,
- den Mitarbeitern der DELTA-Werkstätten für Elektronik, Mechanik und Vakuumtechnik für ihren Anteil an der Realisierung der *Hardware* dieser Arbeit,
- Hanspeter Vogel von der Firma ACCEL Instruments GmbH für die hilfreiche Kooperation,
- Carolin Skupin für ihr sorgfältiges Korrekturlesen,
- meiner Silke für ihre Geduld und ihre Ungeduld und dafür, dass sie da ist.

Außerdem danke ich allen, die mit mir trotz der langen Zeit an das Gelingen dieser Arbeit geglaubt und die Hoffnung auf einen erfolgreichen Abschluss nicht aufgegeben haben.