

Intensitäts- und Energieerhöhung an ELSA

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

von
Manuel Schedler
aus
Lebach

Bonn, 2015

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen und ist
auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Jochen Dingfelder

Tag der Promotion: 09.11.2015
Erscheinungsjahr: 2015

Meiner Oma Anneliese.

Zusammenfassung

An der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA am Physikalischen Institut der Universität Bonn werden im Zuge des Sonderforschungsbereichs SFB/TR 16 “Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme” Experimente zur Untersuchung der Hadronenstruktur durchgeführt. Dabei werden linear oder zirkular polarisierte Photonenstrahlen, erzeugt aus spinpolarisierten oder unpolarisierten Elektronenstrahlen durch Streuung an sogenannten Bremsstrahlungstargets, an spinpolarisierten Baryonen gestreut. Zur Detektion kleiner Wirkungsquerschnitte sind dabei große Streu- und Ereignisraten erforderlich. Daraus resultiert die Notwendigkeit einer Erhöhung der Intensität des Elektronenstrahls um etwa eine Größenordnung.

Der durch die Beschleunigeranlage ELSA generierte Elektronenstrahl durchläuft zwei Vorbeschleunigerstufen in Form eines Linearbeschleunigers und des Booster-Synchrotrons und wird im ELSA-Stretcherring bei einer Endenergie von maximal 3,2 GeV über mehrere Sekunden zu den Hadronenphysikexperimenten extrahiert. Die geplante Intensitätserhöhung erfordert zur Wahrung des makroskopischen Tastverhältnisses eine äquivalente Intensitätserhöhung des internen Strahls auf bis zu 200 mA. Ziel dieser Arbeit ist die Umrüstung der drei Beschleunigerstufen zum Erreichen der gewünschten Strahlintensitäten an den Experimentierplätzen.

Durch den Einsatz eines neuen Linearbeschleunigers LINAC 1 mit einer thermischen Hochstromelektronenquelle kann in Verbindung mit dem Einsatz eines mehrstufigen Bunchersystems ein intensiver Elektronenstrahl im Booster-Synchrotron vorbeschleunigt und im Stretcherring akkumuliert werden.

Die durch den Elektronenstrahl erzeugten elektromagnetischen Felder wechselwirken mit der leitenden Vakuumkammer des Speicherrings und können damit auf nachfolgende Elektronenpakete wirken. Wechselwirkungen dieser Art können sogenannte Multi-Bunch-Instabilitäten auslösen, die zu einer Minderung der Strahlqualität bis hin zu partiellem oder vollständigem Strahlverlust führen. An ELSA werden diese Instabilitäten durch ein aktives Bunch-by-Bunch-Feedback-System kompensiert. Dieses FPGA-basierte System erlaubt darüber hinaus eine detaillierte Untersuchung der dreidimensionalen Strahldynamik im Stretcherring und auch im Booster-Synchrotron.

Eine neue Hochfrequenzanlage mit zwei siebenzelligen Hochfrequenzresonatoren des Typs PETRA wird im Stretcherring aufgebaut, um den Energieverlust des Elektronenstrahls durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht auch bei hohen Strahlintensitäten kompensieren zu können. Damit ist auch eine Erhöhung der Strahlenergie auf 3,5 GeV möglich. Die bereits bestehende Hochfrequenzanlage wurde mit einer neuen FPGA-basierten Ansteuerung zur aktiven Regelung der Beschleunigungsspannung und -phase ausgestattet, die den stabilen Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems unabhängig von Strahlenergie und -intensität ermöglicht.

Mit diesen Maßnahmen ist es gelungen, die Beschleunigeranlage ELSA für den stabilen Betrieb mit Strahlintensitäten von bis zu 200 mA zu optimieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	1
1.2	Intensitätserhöhung im Stretcherring	4
2	Strahldynamik in Kreisbeschleunigern	7
2.1	Koordinatensysteme und Bezugsgrößen	7
2.2	Longitudinaler Phasenraum	8
2.3	Transversaler Phasenraum	14
2.4	Strahllebensdauer	17
3	Hochfrequenzsysteme an Teilchenbeschleunigern	19
3.1	Hochfrequenztransport in Rechteckhohlleitern	20
3.2	Hohlleiterkomponenten	22
3.3	Hohlraumresonatoren	25
4	Kohärente Multi-Bunch-Instabilitäten	31
4.1	Wakefelder und Impedanzen	31
4.2	Schwingungsmoden kohärenter Multi-Bunch-Instabilitäten	34
4.3	Robinson-Instabilitäten	36
5	Die Hochfrequenzanlage an ELSA	39
5.1	Die fünfzelligen PETRA-Resonatoren	39
5.2	Bandpassfilter für die PETRA-Resonatoren	44
5.3	Messung der synchronen Strahlphase	45
6	Das Bunch-by-Bunch-Feedback-System	49
6.1	Aufbau und Funktionsweise des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems	49
6.2	Filterkoeffizienten und -transferfunktionen	57
6.3	Diagnosemöglichkeiten und Strahlanregung	60
6.4	Hochstrombetrieb mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System	62
6.5	Betrieb auf der schnellen Energierampe	62
7	Arbeitspunktmessung und -korrektur im Stretcherring	67
7.1	Spindynamik in Kreisbeschleunigern	68
7.2	Kompensation intrinsischer Resonanzen	69
7.3	Funktionsprinzip der Arbeitspunktmessung	69

7.4	Arbeitspunkt Korrektur im Stretcherring	72
8	Analyse von Multi-Bunch-Instabilitäten	77
8.1	Identifizierung von Multi-Bunch-Instabilitäten	77
8.2	Ein Multi-Bunch-Moden-Monitor für das ELSA-Kontrollsystem	77
8.3	Berechnung der Anstiegszeiten von Multi-Bunch-Instabilitäten	79
8.4	Messung der Anstiegszeiten von Multi-Bunch-Instabilitäten	82
8.5	Temperaturabhängigkeit der Multi-Bunch-Instabilitäten	83
8.6	Zeitverhalten von Multi-Bunch-Moden	85
8.7	Frequenzspektrum der PETRA-Resonatoren	88
9	Ein schmalbandiges Multibunch-Feedback-System für ELSA	91
9.1	Funktionsprinzip des schmalbandigen Feedback-Systems	91
9.2	Schmalbandiger Korrektor des Feedback-Systems	92
9.3	Ansteuerung und Leistungsaufnahme des Resonators	92
10	Füllstrukturmanipulation mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System	95
10.1	Messung der Füllstruktur im Stretcherring	95
10.2	Bunch-Cleaning	96
10.3	Niedrige Intensitäten für Detektortests	97
10.4	Single-Bunch-Akkumulation	97
11	Diagnose der Strahldynamik im Booster-Synchrotron	99
11.1	Betriebsmodus und Hochfrequenzsystem	99
11.2	Messverfahren im Booster-Synchrotron	100
11.3	Longitudinale Strahldynamik	101
11.4	Transversale Strahldynamik	102
12	Eine neue Ansteuerung für das ELSA-Hochfrequenzsystem	105
12.1	Grundkonzept des LLRF-Systems	106
12.2	Digitale Hochfrequenz-Regelschleife	107
12.3	Digitale Resonanzregelung	115
12.4	Interlocksystem	117
12.5	Diagnosemöglichkeiten	119
12.6	Einbindung in das ELSA-Kontrollsystem	122
12.7	Regelung der Klystronhochspannung	123
12.8	Korrektur des fehlangepassten Phasenvorschubs zwischen den Resonatoren	124
12.9	Stabilisierung von Synchrotronfrequenz und Strahlphase	127
13	Eine neue Hochfrequenzanlage für ELSA	131
13.1	Strahlstromlimitierung durch die Hochfrequenzversorgung	131
13.2	Anforderungen an die neue Hochfrequenzanlage	132
13.3	Aufbau und Konzeptionierung der neuen Hochfrequenzanlage	135
13.4	Untersuchungen zu HOM-Verhalten	136
14	Studien zu Koppelimpedanzen der Strahlkammer	141
14.1	Grenzfrequenz der Vakuumkammer	142
14.2	Koppelimpedanzen und Überbrückung der keramischen Isolatoren	143

14.3 Koppelimpedanzen und Überbrückung der Kammerflansche	146
15 Ein Hochstrom- und Single-Bunch-Injektor für ELSA	151
15.1 Anforderungen an den Injektor	152
15.2 Energie-Kompressor-System am LINAC 1	153
15.3 Ein neues Hohlleitersystem für den LINAC 1	153
15.4 Diagnose im Hohlleitersystem	160
15.5 Eine Ablaufsteuerung zur Single-Bunch-Akkumulation in ELSA	161
16 Zusammenfassung und Ausblick	167
A Anhang	169
A.1 Kontrollsystemapplikationen	169
A.2 Technische Zeichnungen	170
Literatur	173
Abbildungsverzeichnis	177
Danksagung	187

Einleitung

Die Optimierung von Teilchenbeschleunigern zur Generierung hoher Strahlintensitäten ist Gegenstand zahlreicher aktueller Beschleunigerentwicklungen. Das Spektrum umfasst dabei die Erzeugung, den Transport und die Speicherung intensiver Teilchenstrahlen in Linear- und Kreisbeschleunigern. In Elektronenkreisbeschleunigern sind die maximal speicherbaren Intensitäten dabei in der Regel begrenzt durch die hohe elektrische Leistungsanforderung zur Kompensation der Energieverluste des Elektronenstrahls durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht sowie das Auftreten durch den Strahl selbst erregter Strahlinstabilitäten und die daraus resultierende Verschlechterung der Strahlqualität bis hin zu Strahlverlust.

Die Analyse der Geometrie der elektrisch leitenden Vakuumkammern und deren Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl durch aufwändige numerische Simulationen bildet dabei den Grundstein zum Verständnis der sogenannten Multi-Bunch-Instabilitäten. Durch geeignete Konstruktion der Kammergeometrie zur Reduzierung der Kopplung der einzelnen Elektronenpakete lässt sich der maximal speicherbare Strahlstrom erhöhen. Darüber hinaus setzen sowohl Elektronenbeschleuniger der Hochenergiephysik [Tob+01] als auch Synchrotronlichtquellen [Nag+99] aktive Feedbacksysteme zur Dämpfung auftretender Multi-Bunch-Instabilitäten ein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden detailliert die den Strahlstrom begrenzenden Einflüsse an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA untersucht und erfolgreich eingesetzte Gegenmaßnahmen installiert. Im Folgenden wird die Notwendigkeit einer Intensitätserhöhung an ELSA diskutiert und die Intensitätsbegrenzungen sowie deren Kompensation vorgestellt.

1.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

An der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA werden seit dem Jahr 2004 durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft geförderte Experimente zur Untersuchung der Hadronenstruktur durchgeführt. Im Rahmen eines Sonderforschungsbereiches¹ werden wahlweise spinpolarisierte oder thermisch generierte Elektronen zur Erzeugung hochenergetischer polarisierter Photonen genutzt. Diese Elektronen durchlaufen drei kaskadierte Beschleunigerstufen [Hil06], eine Übersicht der gesamten Anlage bietet Abbildung 1.1.

¹ SFB/TR16 Anregung subnuklearer Systeme

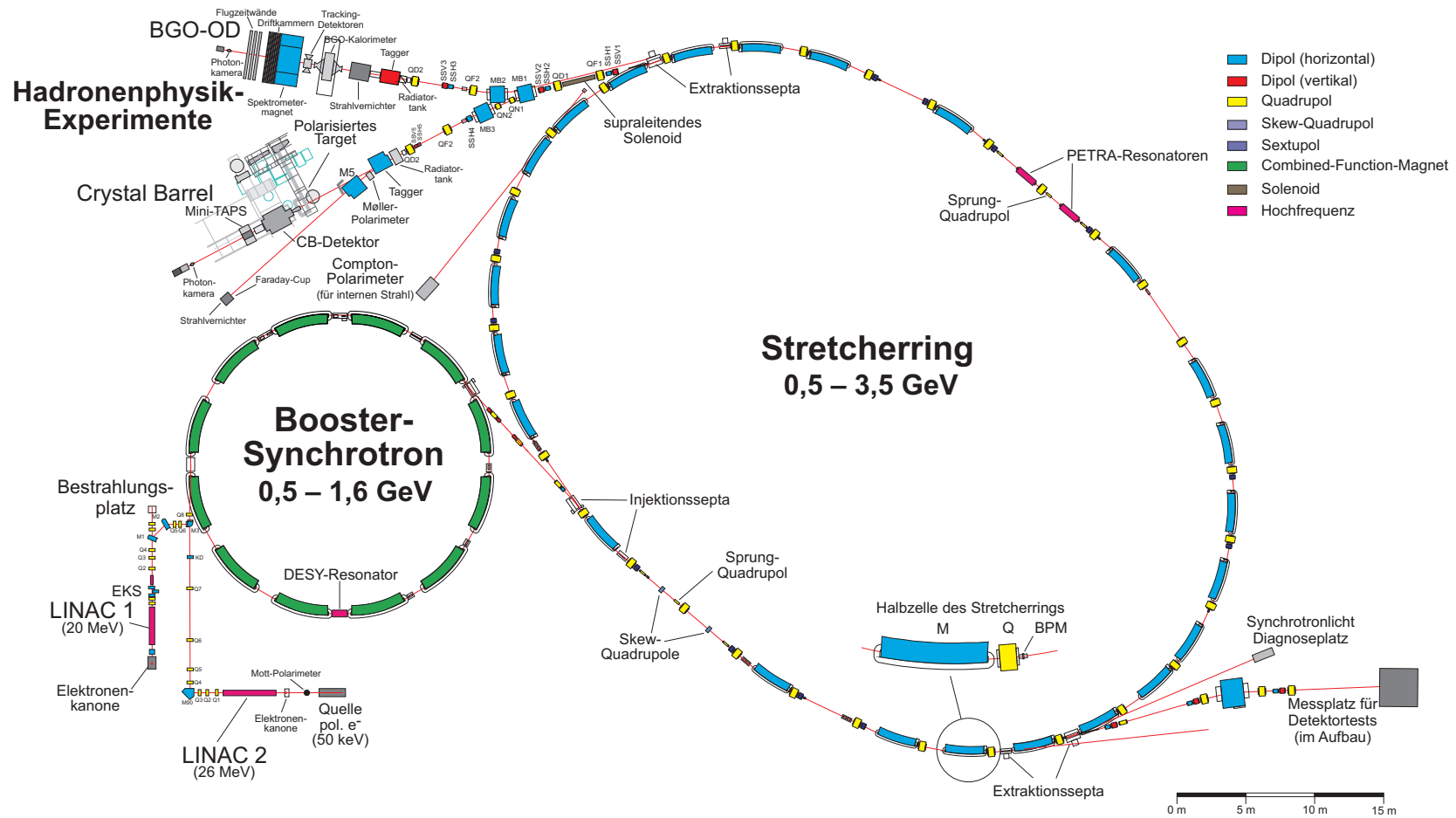


Abbildung 1.1: Die Beschleunigeranlage ELSA.

Der Linearbeschleuniger LINAC 2 liefert einen gepulsten Elektronenstrahl mit einer Strahlenergie von circa 26 MeV, der wahlweise in einer thermischen Quelle oder der Quelle für polarisierte Elektronen generiert wird. Das sich anschließende Booster-Synchrotron erlaubt die schnelle netzsynchrone Energieerhöhung der Elektronen auf typischerweise 1,2 GeV und dient als Injektor für die 1987 in Betrieb gegangene dritte Beschleunigerstufe, den ELSA-Stretcherring. Dieser verfügt über zwei mögliche Betriebsmodi:

Nachbeschleunigermodus Eine feste Anzahl von Injektionen aus dem Booster-Synchrotron wird im Stretcherring akkumuliert, gefolgt von einer schnellen Energierampe² von maximal 7 GeV/s auf die gewünschte Endenergie von bis zu 3,2 GeV. Im Anschluss werden die Elektronen über mehrere Sekunden bis zu einigen Minuten mittels Resonanzextraktion zu einem der beiden Hadronenphysikexperimente CB@ELSA oder BGO-OD geliefert. Zum Ende der Extraktion werden die Magnete des Stretcherrings für die nächste Injektion vorbereitet. Eine Übersicht zum zeitlichen Ablauf dieser Betriebsart bietet Abbildung 1.2.

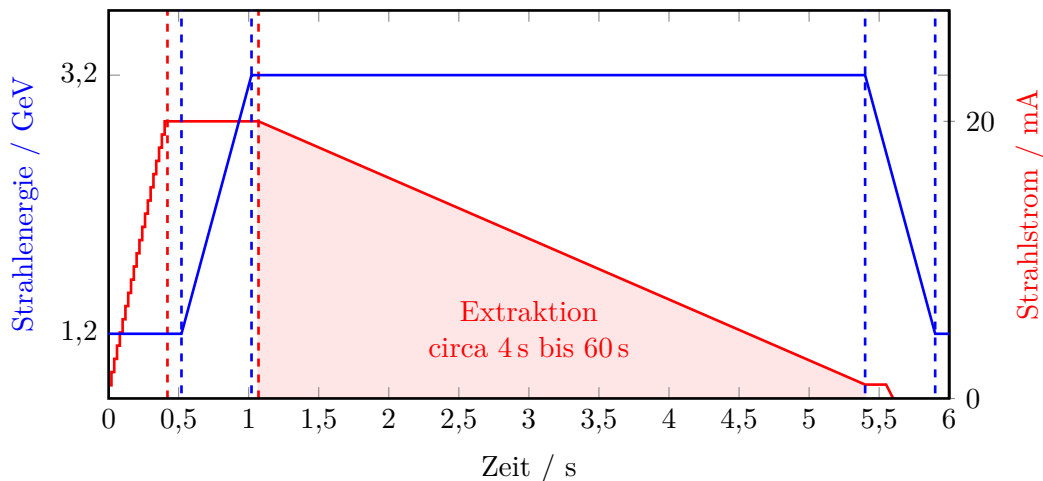


Abbildung 1.2: Beispiel des Energie- und Stromverlaufs im typischen Nachbeschleunigerzyklus mit Extraktion über wenige Sekunden.

Speichermodus Der Stretcherring akkumuliert Injektionen aus dem Booster-Synchrotron bis zur gewünschten Strahlintensität. Es folgt eine Energieerhöhung zur gewünschten Endenergie, siehe Abbildung 1.3. Die nun umlaufenden Elektronen können zu Diagnosezwecken und beschleunigerphysikalischen Untersuchungen genutzt werden. Typische Speicherzeiten sind einige Minuten bis zu mehreren Stunden.

Gegenwärtig ist ein weiterer Experimentierbereich im Aufbau. Hier sollen in Zukunft Detektoren für Hadronen- und Hochenergiephysikexperimente durch einen aus dem Stretcherring extrahierten Elektronenstrahl getestet werden. Zusätzlich entsteht ein weiterer Linearbeschleuniger LINAC 1, der als Hochstrom- und Kurzpulsinjektor die Beschleunigeranlage mit Elektronen versorgen wird.

² Im Folgenden wird die Erhöhung der Elektronenenergie auch Energierampe genannt.

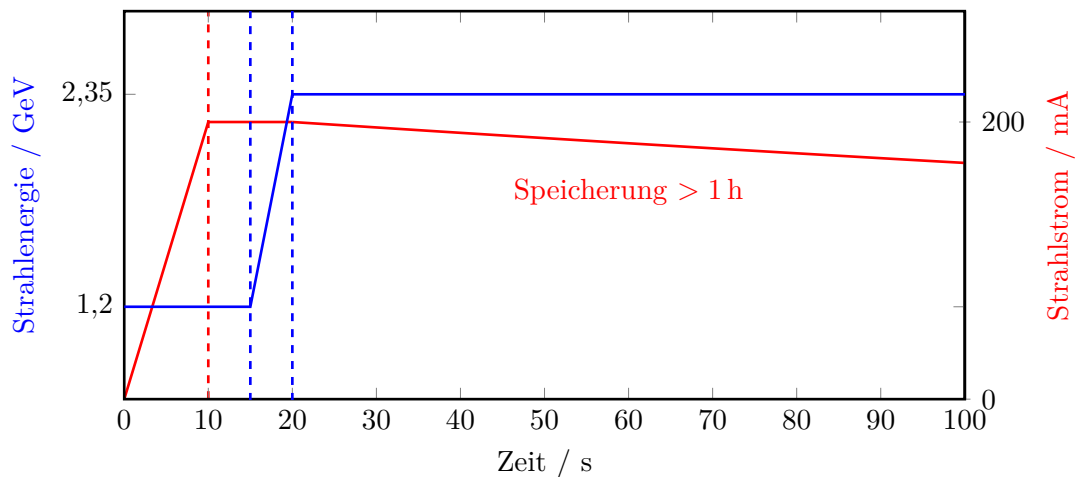


Abbildung 1.3: Beispiel des Energie- und Stromverlaufs im Speichermodus, dargestellt ist lediglich ein Ausschnitt.

1.2 Intensitätserhöhung im Stretcherring

Zukünftige hadronenphysikalische Untersuchungen von Reaktionen mit kleinen Wirkungsquerschnitten verlangen an den beiden Experimentieraufbauten Crystal Barrel/TAPS [Tho10] und BGO-OD [Sch10] eine Erhöhung der Ereignisrate um etwa eine Größenordnung. Um das makroskopische Tastverhältnis, welches das Verhältnis aus der Zeit zu der Elektronen zum Experiment geliefert werden zur gesamten Zykluszeit beschreibt, konstant zu halten, ist es erforderlich, den intern im ELSA-Stretcherring gespeicherten Strahlstrom um denselben Faktor zu erhöhen. Damit ergibt sich ein gewünschter interner Strahlstrom von etwa 200 mA, der in typischerweise 21 Akkumulationen aus dem Booster-Synchrotron injiziert, auf die Endenergie beschleunigt und zum Experiment extrahiert werden kann. Dabei zeichnet sich der Stretcherring durch die schnelle Energierampe von typischerweise 6 GeV/s und die schnelle Injektion aus dem Booster-Synchrotron binnen weniger 100 ms aus. Maßnahmen zur Erhöhung des intern gespeicherten Strahlstroms müssen also auf einen weiten Energiebereich und auf schnell veränderliche und variable Strahlparameter anwendbar sein.

Um den gewünschten Strahlstrom in der bisherigen Injektionszeit von 21 Injektionsschüssen erreichen zu können, befindet sich ein neuer Linearbeschleuniger LINAC 1 als Hochstrominjektor im Aufbau. Hier ist ein mehrstufiges Bunching- und Energie-Kompressor-System erforderlich, um eine möglichst große Transfereffizienz zum Booster-Synchrotron zu erreichen. Das gesamte Hohlleitersystem für gepulste Hochfrequenzleistungen bis 30 MW wird durch den Einsatz hybridbasierter Amplituden- und Phasensteller den Betrieb der Buncher- und Beschleunigersektionen erlauben. Ein neues Timingsystem in Kombination mit einer Single-Bunch-Elektronenquelle ermöglicht darüber hinaus die Erzeugung beliebiger Füllstrukturen im Stretcherring.

Die Wechselwirkung der elektromagnetischen Felder der einzelnen Elektronenpakete³ mit der leitenden Vakuumkammer führt bei hohen Strahlströmen zu Multi-Bunch-Instabilitäten. Die elektromagnetischen Felder eines Bunches induzieren dabei Bildladungen auf der Oberfläche der Vakuumkammer. Durch Änderungen des Kammerquerschnitts und durch die endliche Leitfähigkeit der Vakuumkammer ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Wandstroms kleiner als

³ Im Folgenden werden die Elektronenpakete auch Bunche genannt. englisch bunch: das Bündel

die des Elektronenstrahls, wodurch sich elektromagnetische Felder bilden, die mit nachfolgenden Bunchen wechselwirken. Diese Wechselwirkung führt zu einer Kopplung der Schwingungen der Einzelbunche zu sogenannten Multi-Bunch-Instabilitäten. Diese gekoppelten Schwingungen reduzieren die Strahlqualität des Elektronenstrahls und können zu partiellem oder totalem Strahlverlust führen, wenn die Schwingungsamplitude die Akzeptanz des Beschleunigers überschreitet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ursachen und die Dynamik im Stretcherring auftretender Multi-Bunch-Instabilitäten durch den Einsatz zeitauflösender Strahldiagnose untersucht und mit numerischen Simulationen der Strahldynamik verifiziert.

Ein aktives Bunch-by-Bunch-Feedback-System zur Unterdrückung auftretender Instabilitäten wurde installiert und für den Einsatz auf der schnellen Energierampe des Stretcherrings optimiert. Dabei liefert ein Strahllagemonitor das Positionssignal eines Elektronenbunches und dient als Eingangssignal für den FPGA-basierten Prozessor, der für jeden Bunch im Stretcherring ein individuelles Korrektursignal berechnet und durch einen breitbandigen Korrektor auftretende Oszillationen unterdrückt. Dabei stellt das System die Rohdaten des Strahllagemonitorsignals zur Verfügung, sodass umfangreiche Strahldiagnose und die Analyse gekoppelter Oszillationen und deren Ursachenermittlung möglich wird.

Ein stabiler Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems ist nur möglich, wenn die relative Phase zwischen Elektronenstrahl und Signal des Masterszillators konstant bleibt. Hierzu wurde eine neue Ansteuerung zur Regelung von Amplitude und Phase der beschleunigenden Hochfrequenzfelder in Betrieb genommen. Das sogenannte LLRF-System steuert dabei den Leistungsverstärker der Hochfrequenzanlage und übernimmt die aktive Regelung der elektromagnetischen Feldamplitude und -phase in den Beschleunigungsresonatoren sowie Resonanz- und Symmetrieregulierung. Durch den Einsatz einer vorprogrammierbaren Rampe der Amplitude und Phase der Beschleunigungsspannung kann mit diesem System der Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems unabhängig von der Strahlenergie insbesondere auf der schnellen Energierampe erfolgen.

Die durch Synchrotronstrahlung abgegebene Energie der Elektronen wird in den beschleunigenden Hohlraumresonatoren nachgeliefert. Die Erhöhung des Strahlstromes verlangt hierbei eine höhere Hochfrequenzleistung als das aktuelle System liefern kann. Daher befindet sich ein neues Hochfrequenzsystem, bestehend aus zwei siebenzelligen Typ-PETRA Hohlraumresonatoren und einem 250 kW-Klystron, im Aufbau. Mit diesem System wird es möglich sein, den gewünschten Strahlstrom zur Verfügung zu stellen und darüber hinaus die maximale Strahlenergie auf bis zu 3,5 GeV anzuheben.

Strahldynamik in Kreisbeschleunigern

Um die intensitätslimitierenden Effekte, die im Stretcherring auftreten, beschreiben zu können, soll zunächst die Strahldynamik in Kreisbeschleunigern, insbesondere in Elektronenbeschleunigern, behandelt werden. Die Auswirkungen der Synchrotronstrahlung auf die Strahldynamik und die Anforderungen an die im Speicherring verbauten Hochfrequenzresonatoren werden erläutert, sowie die Stabilitätsbedingungen eines stabilen Strahltransportes vorgestellt.

2.1 Koordinatensysteme und Bezugsgrößen

Die Beschreibung der Teilchenbahn in einem Kreisbeschleuniger erfolgt relativ zur Position eines mitbewegten Referenzteilchens. Als Referenzteilchen betrachtet man hierbei ein Teilchen, das sich exakt auf der gewünschten Sollbahn¹ bewegt. Für Kreisbeschleuniger, die typischerweise nur in der horizontalen Ebene Ablenkmagnete besitzen, ergibt sich damit ein Koordinatensystem, wie in Abbildung 2.1 gezeigt. Als s -Position längs der longitudinalen Strahlachse bezeichnet man

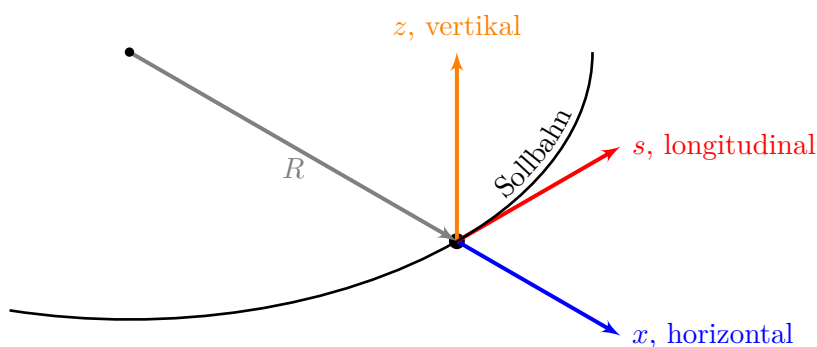


Abbildung 2.1: Mitbewegtes Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbahn in einem Kreisbeschleuniger.

die Verschiebung gegenüber des Sollteilchens in Richtung des Impulsvektors des Sollteilchens, tangential zum Sollorbit. Dazu senkrecht, parallel zum Radiusvektor des Sollorbits, definiert man die horizontale x -Achse und senkrecht zum Radius- und Impulsvektor die vertikale z -Achse.

¹ Die Teilchenbahn in einem Kreisbeschleuniger wird auch als Orbit bezeichnet.

Die Abweichung der Flugrichtung eines Teilchens von der s -Achse wird durch die Ableitungen x', z' beschrieben. Hierbei bezeichnet

$$x'(s) = \frac{d}{ds} x(s) \quad (2.1)$$

und

$$z'(s) = \frac{d}{ds} z(s). \quad (2.2)$$

Mit dem Impulsbetrag p des betrachteten Teilchens ergibt sich somit ein sechsdimensionaler Vektor \mathbf{X} , der die volle Information über die Teilchenposition und -bewegungsrichtung enthält, vergleiche [Wil96],

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} x \\ x' \\ z \\ z' \\ s \\ p \end{bmatrix}. \quad (2.3)$$

2.2 Longitudinaler Phasenraum

Die longitudinale Teilchenbewegung wird durch den Einfluss der beschleunigenden Hochfrequenzfelder und des Energieverlustes durch Synchrotronstrahlung bestimmt.

2.2.1 Synchrotronstrahlungseffekte

Ein Elektron mit der Energie E und Masse m_0 verliert bei jedem Umlauf im Kreisbeschleuniger mit dem Ablenkradius R im Mittel die Energie, vergleiche [Wil96],

$$\Delta E_{\text{rev}} = \frac{e^2 \beta^3 \gamma^4}{3\epsilon_0 R} = \frac{e^2 \beta^3}{3\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R}. \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet e die elektrische Elementarladung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, $v = \beta c$ die relativistische Geschwindigkeit der Elektronen und

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.5)$$

den relativistischen Lorentzfaktor. Im Gleichgewichtsfall wird diese Energie bei jedem Umlauf im Kreisbeschleuniger durch die beschleunigenden Hochfrequenzfelder nachgeliefert. Man bezeichnet die dafür erforderliche Beschleunigungsspannung

$$U_{\text{rev}} = \frac{\Delta E_{\text{rev}}}{e} \quad (2.6)$$

als Umfangsspannung. Über die Amplitude U des beschleunigenden Wechselfeldes, die durch die Hohlraumresonatoren erzeugt wird, ergibt sich damit eine Gleichgewichtsphase φ_s , auch synchrone Phase genannt, auf der die Verluste exakt kompensiert werden. Diese Phase berechnet

sich als

$$U_{\text{rev}} = U \cdot \sin(\varphi_s) \quad (2.7)$$

und definiert den sogenannten Überspannungsfaktor q als

$$q = \frac{1}{\sin(\varphi_s)} = \frac{U}{U_{\text{rev}}}. \quad (2.8)$$

Mit dem gespeicherten Strahlstrom I_{Strahl} ergibt sich für die abgestrahlte Leistung

$$P_{\text{rad}} = U_{\text{rev}} \cdot I_{\text{Strahl}}. \quad (2.9)$$

Diese Leistung muss durch die beschleunigenden Hochfrequenzfelder dem Strahl kontinuierlich zugefügt werden. Für den ELSA-Stretcherring liegt diese Leistung im Bereich von 330 W bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV und einem Strahlstrom von 20 mA bis zu 170 kW bei 3,2 GeV und 200 mA.

Da durch Synchrotronstrahlung erzeugte Photonen stochastisch in einem Kegel mit einem mittleren Öffnungswinkel von $\frac{1}{\gamma}$ relativ zur longitudinalen Strahlachse abgestrahlt werden, trägt jedes Photon einen kleinen Anteil an transversalem Impuls des Elektronenstrahls. Der longitudinale Impulsverlust wird durch die Beschleunigung in den Hohlraumresonatoren nachgeliefert, der transversale Impuls hingegen nicht. Damit ergibt sich in Separated-Function-Beschleunigern² eine natürliche Dämpfung horizontaler Oszillationen mit einer Zeitkonstante, vergleiche [Wal92],

$$\frac{1}{\tau_x} = \frac{1}{2T_{\text{rev}}} \frac{eU_{\text{rev}}}{E} (1 - \mathcal{D}), \quad (2.10)$$

wobei T_{rev} die Umlaufzeit der Elektronen im Kreisbeschleuniger bezeichnet. \mathcal{D} ist eine durch die Magnetoptik des Beschleunigers vorgegebene Größe. Da sich die Energie des Elektrons beim Abstrahlen eines Photons ändert, ändert sich auch die Dispersionsbahn des Elektrons. Dieser Effekt führt zu einer Anregung der Elektronenbewegung, wodurch die Dämpfungsrate um den Faktor $1 - \mathcal{D}$ verringert wird. Da dispersive Felder im Allgemeinen nur in der horizontalen Ebene in Form ablenkender Dipolfelder auftreten, ist die vertikale Dämpfungsrate gegeben durch, vergleiche [Wal92],

$$\frac{1}{\tau_z} = \frac{1}{2T_{\text{rev}}} \frac{eU_{\text{rev}}}{E}. \quad (2.11)$$

Aufgrund der durch die dispersive Bahnlängenänderung entstehenden Phasenänderung der Elektronen auf der Hochfrequenzwelle stellt sich auch im longitudinalen Phasenraum ein Dämpfungseffekt ein

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{2T_{\text{rev}}} \frac{eU_{\text{rev}}}{E} (2 + \mathcal{D}). \quad (2.12)$$

Hier ergibt sich eine Energiefokussierung durch eine dispersive Teilchenbahn, auch Phasenfokussierung genannt, vergleiche Kapitel 2.2.2, wodurch im longitudinalen die Dämpfungsrate um den Faktor $2 + \mathcal{D}$ erhöht wird.

Addiert man die Dämpfungsraten der drei Raumebenen, erhält man das allgemein gültige

² Als Separated-Function-Maschine, im Gegensatz zu Combined-Function-Maschinen, wird ein Beschleuniger bezeichnet, in dem die einzelnen Magnetfamilien, wie Dipol- und Quadrupolmagnete, räumlich voneinander getrennt sind.

sogenannte Robinson-Theorem [Rob64]

$$\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_x} + \frac{1}{\tau_z} = 2f_{\text{rev}} \frac{eU_{\text{rev}}}{E}, \quad (2.13)$$

wobei $f_{\text{rev}} = \frac{1}{T_{\text{rev}}}$ die Umlauffrequenz der Elektronen im Kreisbeschleuniger bezeichnet.

Aufgrund der E^4 -Abhängigkeit der Umfangsspannung gilt also für die Dämpfzeiten

$$\tau_{s,x,z} \propto \frac{1}{E^3}. \quad (2.14)$$

Effekte, die anregend auf die Teilchenbewegung wirken, beeinflussen diese daher in der Regel bei kleinen Strahlenergien stärker.

2.2.2 Phasenfokussierung

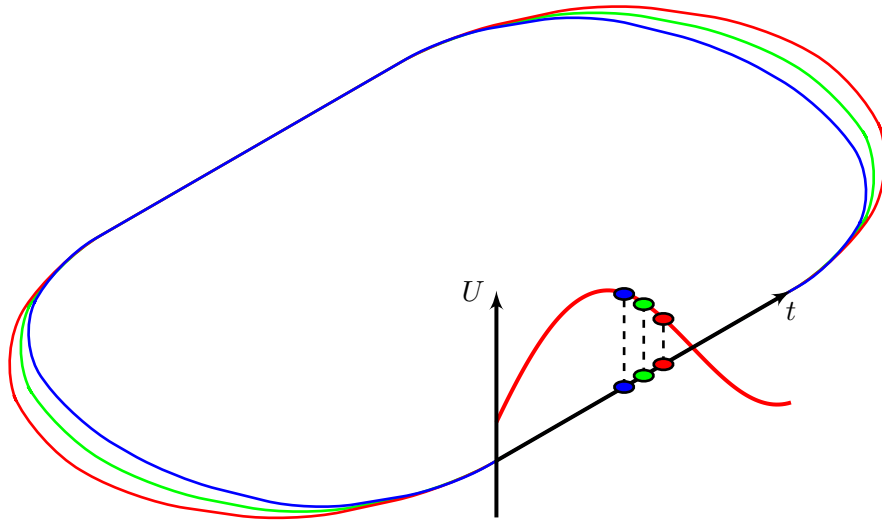


Abbildung 2.2: Prinzip der Phasenfokussierung für ultrarelativistische Teilchen durch dispersive Bahn­längenänderung im Kreisbeschleuniger.

Durch den Einsatz von Hochfrequenzfeldern zur Beschleunigung stellt sich eine longitudinale Fokussierung der Einzelteilchen zu Elektronenpaketen, auch Bunchen genannt, ein. Die Fokussierung beruht auf der Abhängigkeit der Bahnlänge L vom Impuls der ultrarelativistischen Elektronen p im Kreisbeschleuniger mit $\gamma \gg 1$. Den Proportionalitätsfaktor zwischen diesen beiden Größen bezeichnet man als Momentum-Compaction-Faktor α_c , vergleiche [Hin08], mit

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.15)$$

Der Momentum-Compaction-Faktor ergibt sich aus der Magneto­ptik des Beschleunigers über die Dispersionsfunktion D_x und den Ablenkradius R , vergleiche Kapitel 2.3, und beschreibt die energieabhängige Ablenkstärke der Dipolmagnete und die daraus resultierende Bahn­längenänderung als

$$\alpha_c = \frac{1}{L} \oint \frac{D_x(s)}{R(s)} ds. \quad (2.16)$$

An ELSA hat der Momentum-Compaction-Faktor den Wert $\alpha_c \approx 0,06$. Für ultrarelativistische Elektronenstrahlen mit $\beta \rightarrow 1, \gamma \gg 1$ lässt sich damit \mathcal{D} schreiben als

$$\mathcal{D} = \frac{\alpha_c L}{2\pi R}. \quad (2.17)$$

Elektronen, deren Impuls größer als der Sollimpuls ist, durchlaufen also eine längere Bahn im Kreisbeschleuniger als Elektronen mit einem zu kleinem Impuls. Die dadurch entstehende Modulation der Umlauffrequenz führt dazu, dass Elektronen mit zu kleinem Impuls früher in das beschleunigende Hochfrequenzfeld eintreffen und somit mehr Energie aufnehmen. Umgekehrt erreichen Elektronen mit zu großem Impuls die beschleunigenden Felder später und nehmen weniger Energie auf. Diese Art der Fokussierung nennt man daher auch Phasenfokussierung. Abbildung 2.2 zeigt das Prinzip dieser Fokussierung für ultrarelativistische Teilchen, deren Umlauffrequenz nur von der Änderung der Bahnlänge aufgrund unterschiedlicher Energien abhängt.

Durch die Phasenfokussierung ergibt sich eine Schwingung der Elektronen um die Sollphase φ_s auf der Hochfrequenzwelle. Diese Schwingung nennt man Synchrotronschwingung und deren Frequenz Synchrotronfrequenz f_s .

Aufgrund der Periodizität eines Kreisbeschleunigers muss die Wellenlänge der beschleunigenden Hochfrequenzfelder λ_{HF} ein ganzzahliges Vielfaches der Länge des Beschleunigers sein, um eine phasenfokussierte, stabile Teilchenbewegung zu erhalten. Damit definiert sich die Harmonisenzahl eines Kreisbeschleunigers als Verhältnis aus beschleunigender Hochfrequenz und der Umlauffrequenz

$$h = \frac{f_{\text{HF}}}{f_{\text{rev}}} = \frac{L}{\lambda_{\text{HF}}} \quad (2.18)$$

und definiert die maximale Anzahl möglicher Elektronenpakete und stabiler Bereiche im longitudinalen Phasenraum. An ELSA beträgt die Harmonisenzahl $h = 274$. Diese ergibt sich aus der Wellenlänge der beschleunigenden Hochfrequenz von 60 cm und der Länge des Stretcherrings von 164,4 m.

Die Bewegungsgleichung im longitudinalen Phasenraum ist eine Funktion der Energieabweichung ΔE von der Sollenergie. Die energieabhängige Bahnlängenänderung ergibt sich nach Gleichung (2.15) als

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha_c \frac{\Delta E}{E} \quad (2.19)$$

Hier wurde die Näherung

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta E}{E} \quad (2.20)$$

für ultrarelativistische Elektronen, mit $\beta \rightarrow 1, \gamma \gg 1$, eingeführt. Für den resultierenden Phasenschlupf der Elektronen auf der beschleunigenden Hochfrequenz ergibt sich damit pro Umlauf

$$(\Delta\varphi)_{\text{rev}} = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda_{\text{HF}}} \quad (2.21)$$

Die Änderung der stabilen Phasenlage auf der beschleunigenden Hochfrequenz ergibt sich in Abhängigkeit der Energieabweichung ΔE von der Sollenergie mit Gleichung (2.19) als

$$(\Delta\varphi)_{\text{rev}} = 2\pi h \alpha_c \frac{\Delta E}{E} \quad (2.22)$$

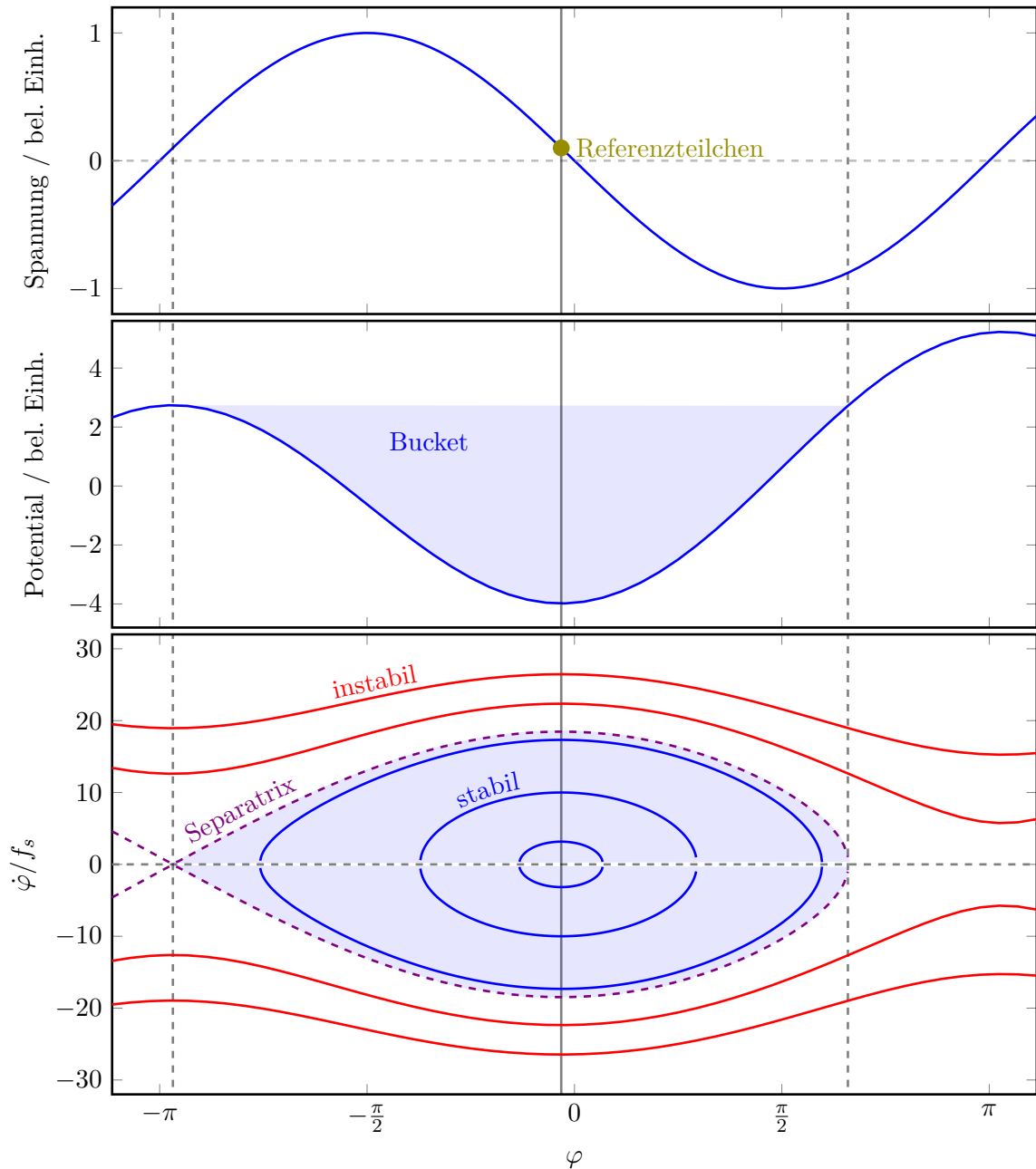


Abbildung 2.3: Stabilitätsbereiche im longitudinalen Phasenraum, von oben nach unten: Hochfrequenzspannung in den beschleunigenden Resonatoren; das resultierende Potential; die Phasenraumtrajektorien für stabile und instabile Bewegungen.

Durch Normieren auf die Umlaufzeit ergibt sich die zeitliche Änderung der Referenzphase

$$\Delta\dot{\varphi} = 2\pi\alpha_c f_{\text{HF}} \frac{\Delta E}{E}. \quad (2.23)$$

Damit erhält man unter Vernachlässigung der anregenden Eigenschaften der Abstrahlung von

Synchrotronlicht als Bewegungsgleichung für den longitudinalen Phasenraum

$$\Delta\ddot{E} + \frac{2}{\tau_s}\Delta\dot{E} + \omega_s^2\Delta E = 0. \quad (2.24)$$

Für kleine Energieabweichungen ΔE ist dies die Bewegungsgleichung eines gedämpften harmonischen Oszillators mit der Eigenfrequenz $\omega_s = 2\pi f_s$ und der Dämpfungszeit τ_s . Die Eigenfrequenz, auch Synchrotronfrequenz genannt, ergibt sich hierbei als [Wil96]

$$f_s = f_{\text{rev}} \sqrt{\frac{e\alpha_c h U \cos \varphi_s}{2\pi E}}. \quad (2.25)$$

Man definiert den longitudinalen Arbeitspunkt Q_s als Anzahl der Synchrotronoschwingungen pro Umlauf im Beschleuniger

$$Q_s = \frac{f_s}{f_{\text{rev}}}. \quad (2.26)$$

Abbildung 2.3 zeigt die stabilen und instabilen Bereiche dieser longitudinalen Bewegung für ein Elektron im Hochfrequenzfeld. Der resultierende stabile Phasenraumbereich wird auch Bucket genannt. Die Separatrix trennt die Bereiche stabiler und instabiler Teilchenbewegung.

Aufgrund der Energie- und damit Bahnlängenvariation der Elektronenbewegung stellt sich eine endliche longitudinale Bunchlänge als Gleichgewicht aus Anregung und Dämpfung der Synchrotronoschwingung ein. Dabei ist das longitudinale Intensitätsprofil aufgrund der stochastischen Anregung durch Synchrotronstrahlung stets gaußförmig. Die natürliche Energieunschärfe, die sich durch den Abstrahlungsprozess einstellt, ist gegeben durch [Wal94]

$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma \sqrt{\frac{C_q}{(2 + \mathcal{D}) R}}, \quad C_q = 3,84 \cdot 10^{-13} \text{ m} \quad (2.27)$$

Die resultierende mittlere Phasenablage

$$\Delta\varphi_{\text{rms}} = \frac{\alpha_c f_{\text{HF}}}{f_s} \frac{\Delta E}{E} \quad (2.28)$$

ergibt die natürliche Bunchlänge des Elektronenpakets

$$\frac{l_{\text{bunch}}}{2} = \lambda_{\text{HF}} (\Delta\varphi)_{\text{rms}}. \quad (2.29)$$

Aufgrund der gaußförmigen Intensitätsverteilung entspricht die Standardabweichung des räumlichen longitudinalen Profils der halben Bunchlänge

$$\sigma_s = \frac{l_{\text{bunch}}}{2} = \frac{c\alpha_c}{2\pi f_s} \frac{\Delta E}{E}. \quad (2.30)$$

2.3 Transversaler Phasenraum

2.3.1 Bewegungsgleichungen

Die Bewegung der Elektronen im transversalen Phasenraum wird durch die ablenkenden Dipol- und fokussierenden Quadrupolfelder dominiert. Die resultierende horizontale Bewegungsgleichung ist die Hill'sche Differentialgleichung [Wil96]

$$\frac{d^2}{ds^2} x(s) + \left[\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right] x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.31)$$

Da die vertikale Ebene im Falle eines ebenen Beschleunigers keine Dipolfelder ausweist, vereinfacht sich die Bewegungsgleichung zu

$$\frac{d^2}{ds^2} z(s) + k(s) z(s) = 0. \quad (2.32)$$

Hierbei bezeichnen $x, z(s)$ die horizontalen beziehungsweise vertikalen Ablagen eines Teilchens von der Sollbahn. Ein möglicher Ansatz zur Lösung der Gleichungen (2.31) und (2.32) sind

$$x(s) = \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_x} \cos(\Psi_x(s) + \Psi_x^0) + D_x(s) \frac{\Delta p}{p} \quad (2.33)$$

und

$$z(s) = \sqrt{\beta_z(s)\varepsilon_z} \cos(\Psi_z(s) + \Psi_z^0). \quad (2.34)$$

Dieser Ansatz beschreibt eine pseudoharmonische Schwingung der Teilchen um die Sollbahn, auch Betatronsoschwingung genannt, mit der Amplitude $\sqrt{\varepsilon\beta}$ und der Phase Ψ . Die positionsabhängige Betafunktion β kann dabei aus der Magnetooptik des Beschleunigers berechnet werden und liefert den Phasenvorschub

$$\Psi_{x,z}(s) = \int_0^s \frac{1}{\beta_{x,z}(\xi)} d\xi. \quad (2.35)$$

Die Anfangsphase Ψ^0 ergibt sich hierbei aus den Startbedingungen. In einem Ensemble aus vielen Elektronen ist die Startphase dabei stochastisch verteilt. $\varepsilon_{x,z}$ bezeichnet die sogenannte Emittanz. Diese definiert die Phasenraumfläche, die durch die Standardabweichungen $\sigma_x, \sigma_{x'}$ beziehungsweise $\sigma_z, \sigma_{z'}$ der Strahlpositionen beziehungsweise -winkel aufgespannt wird. Für eine feste Strahlenergie ist diese Größe eine Erhaltungsgröße.

Auch im transversalen Phasenraum stellt sich aufgrund der dispersiven Wirkung von Synchrotronstrahlung ein gaußförmiges Intensitätsprofil ein. Damit ergibt sich die positionsabhängige Strahlbreite

$$\sigma_{x,z}(s) = \sqrt{\varepsilon_{x,z}\beta_{x,z}(s) + \left(D_{x,z}(s) \frac{\Delta p}{p} \right)^2} \quad (2.36)$$

als Standardabweichung des Strahlprofils.

Abbildung 2.4 zeigt die Betafunktion des ELSA-Stretcherrings zusammen mit der horizontalen Dispersionsfunktion. Die Dispersionsfunktion $D_x(s)$ beschreibt die horizontale Ablage eines fiktiven Teilchens mit der Impulsabweichung $\frac{\Delta p}{p} = 1$ aufgrund dispersiver Bahnlängenände-

rung in den Dipolmagneten. Die optischen Funktionen wurden mithilfe der Tracking-Software

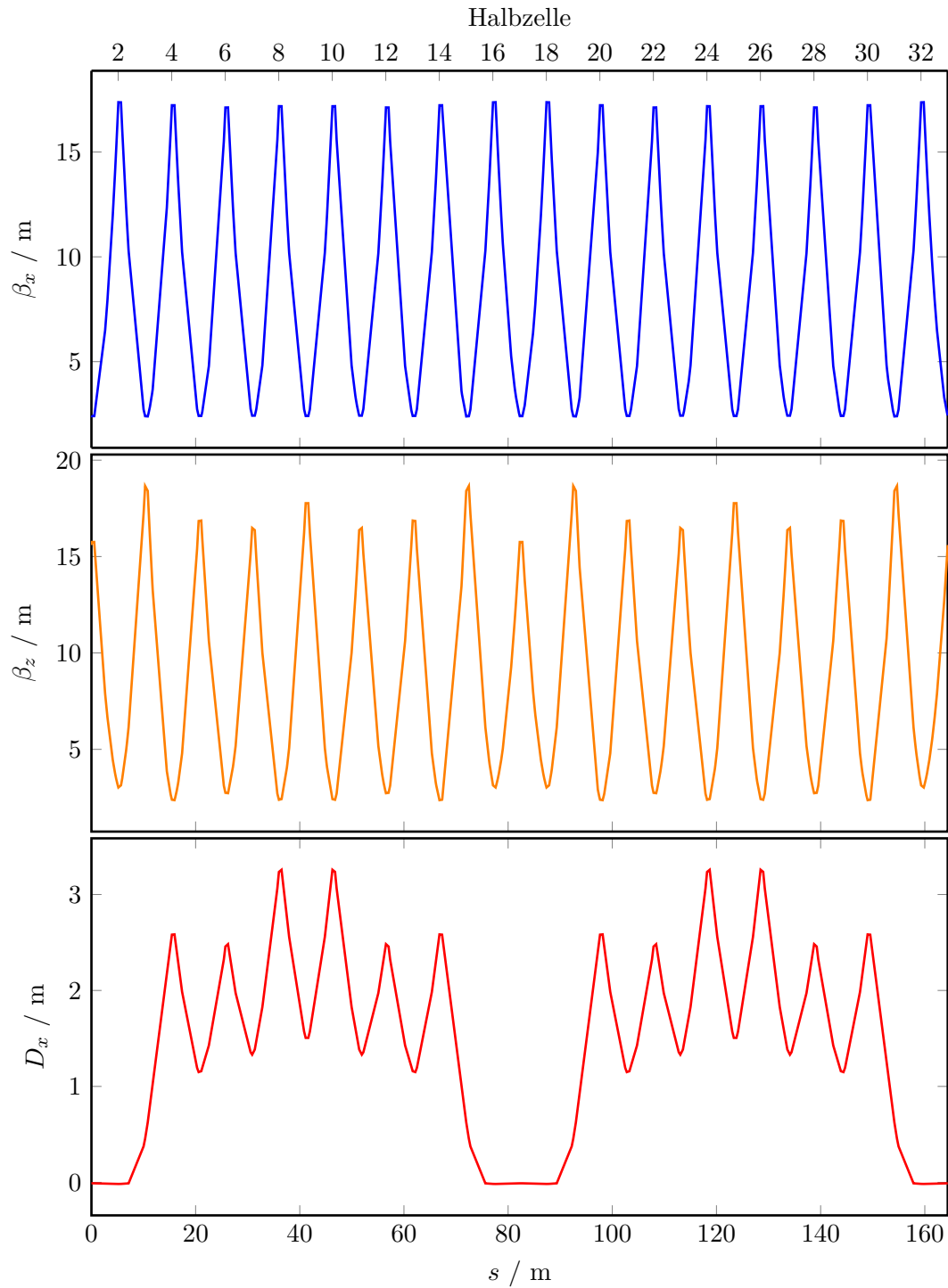


Abbildung 2.4: Optische Funktionen des ELSA-Stretcherrings, berechnet mit `elegant`.

`elegant` aus der Magnetstruktur³ des ELSA-Stretcherrings berechnet.

³ Die Magnetstruktur wird auch als Lattice bezeichnet. Lattice, englisch für Netz oder Gitter

2.3.2 Arbeitspunkt und optische Resonanzen

Die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf im Kreisbeschleuniger definieren den sogenannten Arbeitspunkt

$$Q_{x,z} := \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_{x,z}(s)}. \quad (2.37)$$

Dieser Arbeitspunkt kann nicht frei gewählt werden, es gibt Randbedingungen in Form sogenannter optischer Resonanzen. Diese Resonanzen ergeben sich aus Feldfehlern der Magnetfelder und Fehlaufstellungen der Magnete im Beschleuniger und verursachen ein exponentielles Anwachsen der Schwingungsamplitude der Betatronschwingung bei bestimmten Arbeitspunkt-kombinationen. Ein Arbeitspunktdiagramm für den ELSA-Stretcherring ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Hierbei sind Resonanzen bis zur dritten Ordnung dargestellt, die durch Feldfehler der

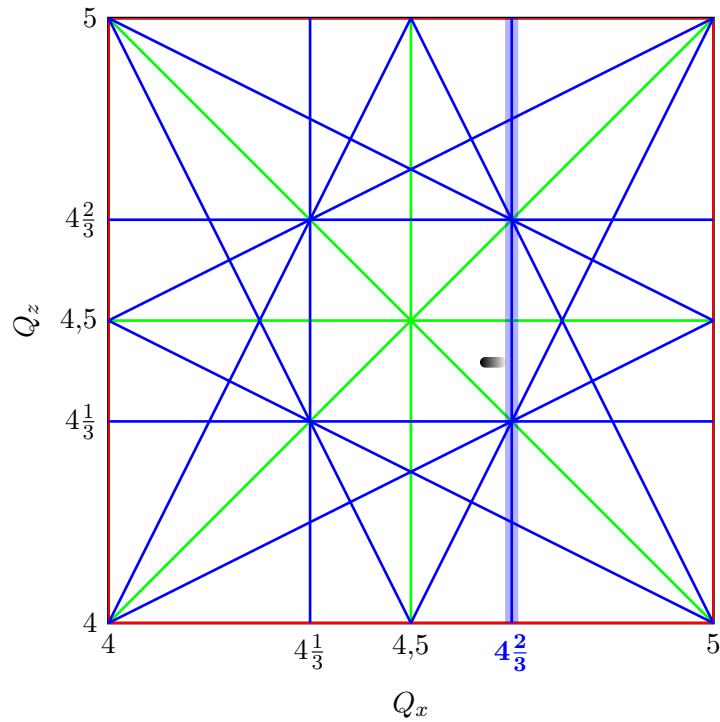


Abbildung 2.5: Arbeitspunktdiagramm mit optischen Resonanzen am Beispiel des ELSA-Stretcherrings, rot: optische Resonanzen 1. Ordnung, grün: optische Resonanzen 2. Ordnung, blau: optische Resonanzen 3. Ordnung.

Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete verursacht werden. Gezeigt ist lediglich ein Ausschnitt des für den ELSA-Stretcherring relevanten Bereichs von $4 \leq Q_{x,z} \leq 5$. Die typischen Arbeitspunkte sind $Q_x = 4,612$ und $Q_z = 4,431$. Hierbei ist zu beachten, dass der horizontale Arbeitspunkt Q_x zur Extraktion der Elektronen aus dem Stretcherring langsam über mehrere Sekunden in Richtung der optischen Resonanz $Q_x = 4 \frac{2}{3}$ geändert wird. Der dadurch entstehende horizontale Instabilitätsbereich kann zur Separation der Elektronen aus dem Kreisbeschleuniger genutzt werden, man spricht von Resonanzextraktion.

2.4 Strahllebensdauer

Das durch die Synchrotronstrahlung entstehende Strahlungsgleichgewicht zwischen Anregung und Dämpfung der Synchrotron- beziehungsweise Betatronoszillationen führt zu einem gaußförmigen longitudinalen und transversalen Strahlprofil und damit zu einer endlichen Lebensdauer des gespeicherten Elektronenstrahls und kontinuierlichem Strahlverlust im Kreisbeschleuniger.

Wird die transversale Ablage eines Elektrons, hervorgerufen durch die anregenden Effekte der Synchrotronstrahlung, so groß, dass dieses mit der Vakuumkammerwand kollidiert, trägt es nicht mehr zum umlaufenden Strahlstrom bei. Im longitudinalen Phasenraum gilt ein Teilchen als verloren, wenn es den stabilen Bereich eines Buckets verlässt, wenn es also die Separatrix überquert.

Die transversal limitierende Lebensdauer des Elektronenstrahls hängt also davon ab, wieviele Elektronen Ablagen im Bereich der Vakuumkammerradien aufweisen. Hierbei limitiert stets der Bereich im Beschleuniger, an dem das Verhältnis aus Kammerradius x, z_{\min} und Strahlbreite minimal wird. Aufgrund des gaußförmigen Intensitätsprofils gilt damit für die transversale Lebensdauer, vergleiche [Wie03],

$$\chi_{x,z} = \tau_{x,z} \cdot \frac{e \frac{\xi_{x,z}}{2}}{\xi_{x,z}} \quad (2.38)$$

mit

$$\xi_{x,z} = \left(\frac{x, z_{\min}}{\sigma_{x,z}} \right)^2 \quad (2.39)$$

Die transversale Strahllebensdauer steigt also mit dem Durchmesser der Vakuumkammer. Der tatsächlich zur stabilen Teilchenbewegung nutzbare Bereich kann wesentlich kleiner sein als der durch die rein geometrische Begrenzung vorgegebene. Hier führen nichtlineare Effekte wie das Auftreten optischer Resonanzen und die energieabhängige Fokussierstärke der Quadrupolfelder zu einer Verringerung der nutzbaren Apertur, man spricht von der sogenannten dynamischen Apertur.

Die longitudinale Lebensdauer, auch Quantenlebensdauer genannt, wird limitiert durch die endliche Höhe des Hochfrequenzbuckets. Überqueren Elektronen die Separatrix, ist keine stabile Beschleunigung mehr möglich. Auch hier ist das Intensitätsprofil gaußförmig und es ergibt sich eine Lebensdauer

$$\chi_s = \tau_s \cdot \frac{e \frac{\xi_s}{2}}{\xi_s} \quad (2.40)$$

mit, vergleiche [Lee11],

$$\xi_s = \frac{32\sqrt{3}}{55\pi\hbar c} \frac{eU_{\text{rev}}}{h\alpha_c} \frac{(2 + \mathcal{D})R}{\gamma^3} \cdot 2 \left[\sqrt{q^2 - 1} - \arccos \frac{1}{q} \right]. \quad (2.41)$$

Dabei bezeichnet man den Faktor

$$F(q) = 2 \left[\sqrt{q^2 - 1} - \arccos \frac{1}{q} \right] \quad (2.42)$$

als Energie-Apertur-Funktion. Um eine möglichst große Quantenlebensdauer zu erreichen, ist also ein großer Überspannungsfaktor erforderlich.

Die resultierende Strahllebensdauer ergibt sich aus der Summe der inversen Einzellebensdauern

$$\chi = \left(\frac{1}{\chi_x} + \frac{1}{\chi_z} + \frac{1}{\chi_s} \right)^{-1}. \quad (2.43)$$

Hochfrequenzsysteme an Teilchenbeschleunigern

Im Zuge der Intensitätserhöhung des gespeicherten und extrahierten Elektronenstrahls im Stretcherring sind mehrere Erweiterungen an der bestehenden Hochfrequenzinfrastruktur erforderlich. Diese beinhalten den Einsatz einer neuen digitalen Hochfrequenzansteuerung für die im Stretcherring genutzten Hohlraumresonatoren, vergleiche Kapitel 12, sowie den Aufbau einer neuen Hochfrequenzanlage, vergleiche Kapitel 13. Durch den Einsatz breitbandiger Korrektoren im Bunch-by-Bunch-Feedback-System, vergleiche Kapitel 6, können im Stretcherring auftretende Multi-Bunch-Instabilitäten aktiv gedämpft werden. Damit bilden Hochfrequenzresonatoren und der Transport von Hochfrequenzsignalen und deren Verarbeitung einen zentralen Bestandteil dieser Arbeit.

In Teilchenbeschleunigern werden Hohlraumresonatoren sowohl zur aktiven Beeinflussung, wie Beschleunigung und Ablenkung beziehungsweise Separation, als auch zur Diagnose geladener Teilchenstrahlen eingesetzt. Dabei umfasst das Anwendungsspektrum aktiv mit Hochfrequenzleistung gespeiste und passiv durch den Strahl angeregte Resonatoren. Hier können Leistungen von einigen 10 pW bis zu 100 MW auftreten.

Um den kontinuierlichen Leistungsverlust durch das Aussenden von Synchrotronstrahlung eines Elektronenstrahls beim Umlaufen im Kreisbeschleuniger zu kompensieren, sind hohe Beschleunigungsspannungen von einigen MV erforderlich, vergleiche Kapitel 2. Diese werden im Allgemeinen durch die Ausnutzung der resonanten Feldüberhöhung in Hohlraumresonatoren erzeugt.

Die Erzeugung von Hochleistungs-Hochfrequenzsignalen und deren Handhabung zur Beschleunigung geladener Teilchenstrahlen sind Gegenstand dieses Kapitels.

Darüber hinaus wird der Transport von Hochfrequenzwellen durch Rechteckhohlleiter und deren Einsatz als Amplituden- und Phasensteller beschrieben. Diese Methodik findet Anwendung im neuen Hochstrom- und Single-Bunch-Injektor LINAC 1, vergleiche Kapitel 15.

3.1 Hochfrequenztransport in Rechteckhohlleitern

3.1.1 Hohlleitermoden und Dispersionsrelation

Zum Transport von Hochleistungs-Hochfrequenzsignalen mit Leistungen von einigen kW bis zu 100 MW werden Rechteckhohlleiter verwendet, da diese im Vergleich zu Koaxialleitern eine geringere Signaldämpfung aufweisen. Ein Rechteckhohlleiter besteht aus vier elektrisch leitenden Wänden, die einen rechteckigen Hohlraum formen.

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Rechteckhohlleiter wird beschrieben durch die Dispersionsrelation

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 = k_c^2, \quad (3.1)$$

mit der Kreisfrequenz ω und dem Wellenvektor k . Dabei ergibt sich durch die Randbedingungen des Hohlleiters eine kleinstmögliche Wellenzahl, mit der sich eine Mode als laufende Welle im Hohlleiter ausbilden kann. Diese Wellenzahl wird als kritische Wellenzahl k_c bezeichnet und ergibt sich aus der Geometrie des Hohlleiters als

$$k_c = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}. \quad (3.2)$$

Hier bezeichnen a und b die geometrischen Abmessungen des Hohlleiterquerschnitts. Die Indizes $n, m \in \mathbb{N}$ definieren die Schwingungsmode des Hohlleiters. Die zugehörige kleinstmögliche Frequenz, auch Grenz- oder Cutoff-Frequenz genannt, ergibt sich aus

$$f_c = \sqrt{\left(\frac{nc}{2a}\right)^2 + \left(\frac{mc}{2b}\right)^2}. \quad (3.3)$$

Durch Lösen der Maxwell-Gleichungen ergeben sich als fundamentale Schwingungsmoden eines Rechteckhohlleiters die sogenannten transversal elektrischen TE- und transversal magnetischen TM-Moden. Deren Feldverteilung in Ausbreitungsrichtung z der elektromagnetischen Welle lässt sich beschreiben durch

$$H_z = H_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e^{i(\omega t - k_z z)}, \quad E_z = 0 \quad (3.4)$$

für TE- und

$$E_z = E_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) e^{i(\omega t - k_z z)}, \quad H_z = 0, \quad (3.5)$$

für TM-Wellen. Die Hohlleitermode mit der kleinsten kritischen Frequenz ist demnach die Grundmode TE₀₁-Mode, mit der Grenzfrequenz

$$f_c^{\text{TE}_{01}} = \frac{c}{2\pi a}. \quad (3.6)$$

Hier bezeichnet a die lange Seite des Hohlleiterquerschnitts. Abbildung 3.1 zeigt die Feldverteilung der Fundamentalmode eines Rechteckhohlleiters. Die nächsthöhere Cutoff-Frequenz besitzt die TE₁₀-Mode.

Abbildung 3.2 zeigt die Dispersionsrelation für zwei gängige Hohlleitertypen und die einer freien elektromagnetischen Welle im Vakuum. Der Hohlleitertyp WR284 wird an ELSA als Wellenleiter für Frequenzen um 3 GHz genutzt, vergleiche Kapitel 15, WR1800 für 500 MHz, vergleiche

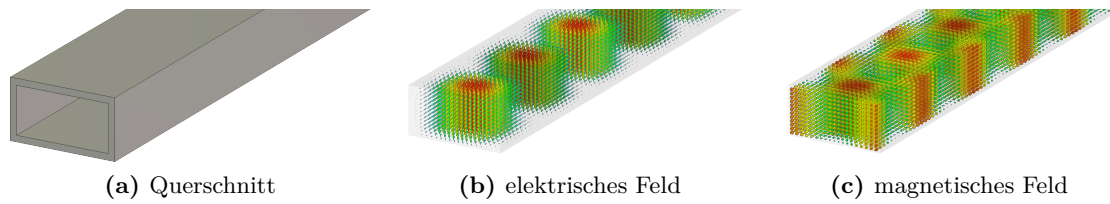


Abbildung 3.1: Querschnitt durch einen Rechteckhohlleiter und dessen elektrische und magnetische Feldverteilung der Grundmode TE_{01} .

che Kapitel 5. Da Hohlleiterkomponenten wie Richtkoppler, Filter oder Hohlleiter-Koaxialübergänge in der Regel auf die Feldverteilung einer Hohlleitermode optimiert sind, wird der Betriebsbereich eines Hohlleiters auf Frequenzen unterhalb der Cutoff-Frequenz der TE_{10} -Mode beschränkt. Die entsprechenden Frequenzbänder sind für beide an ELSA verwendeten Hohlleitertypen dargestellt. Für hohe Wellenzahlen nähert sich die Dispersionsrelation eines Hohlleiters dem Frequenzverhalten der freien Welle an.

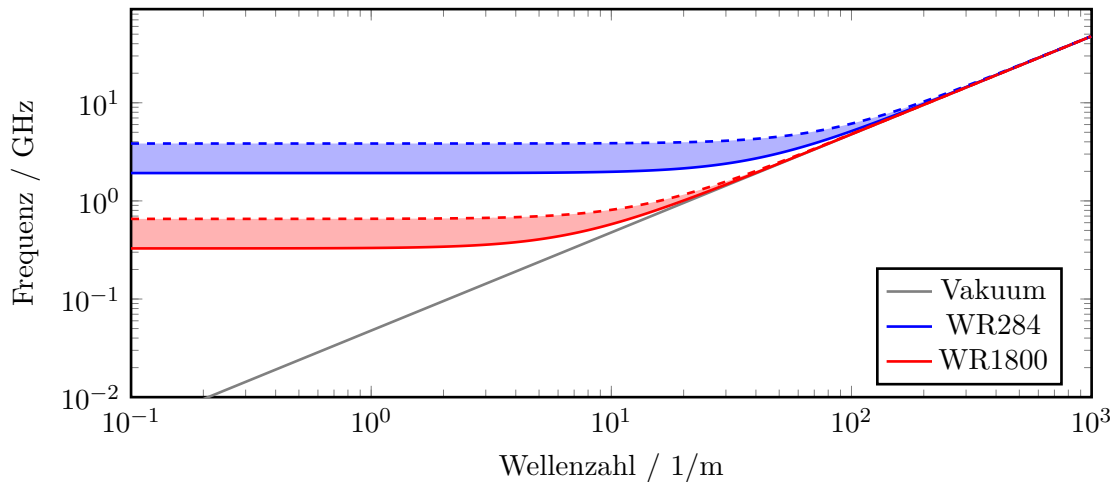


Abbildung 3.2: Dispersionsrelation eines Rechteckhohlleiters für die Hohlleitertypen WR284 und WR1800 und für eine freie elektromagnetische Welle.

3.1.2 Hohlleiterfilter

Da sich Moden aller Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz in einem Hohlleiter ausbreiten können, kann es erforderlich sein, die Ausbreitung ungewollter Moden zu unterdrücken. Hierzu nutzt man in die Hohlleitergeometrie eingearbeitete Frequenzfiltersysteme. Hier können periodische Strukturen als Resonatorfilter die Funktion eines Bandpassfilters übernehmen, ebenso eignen sich Blenden im Hohlleitersystem [Bag09]. Die Funktion von Iris-Blenden in Hohlleitern ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht.

Eine kapazitive Iris zeigt ein Hochpassverhalten im Hohlleitersystem, wohingegen eine induktive Iris als Tiefpassfilter verwendet werden kann. Kombiniert man beide Blendensysteme, so erhält man eine resonante Struktur, ähnlich einem LC -Filter, der bei geeigneter Wahl der Höhe und Breite der Iris als Bandpassfilter der gewünschten Frequenz verwendet wird.

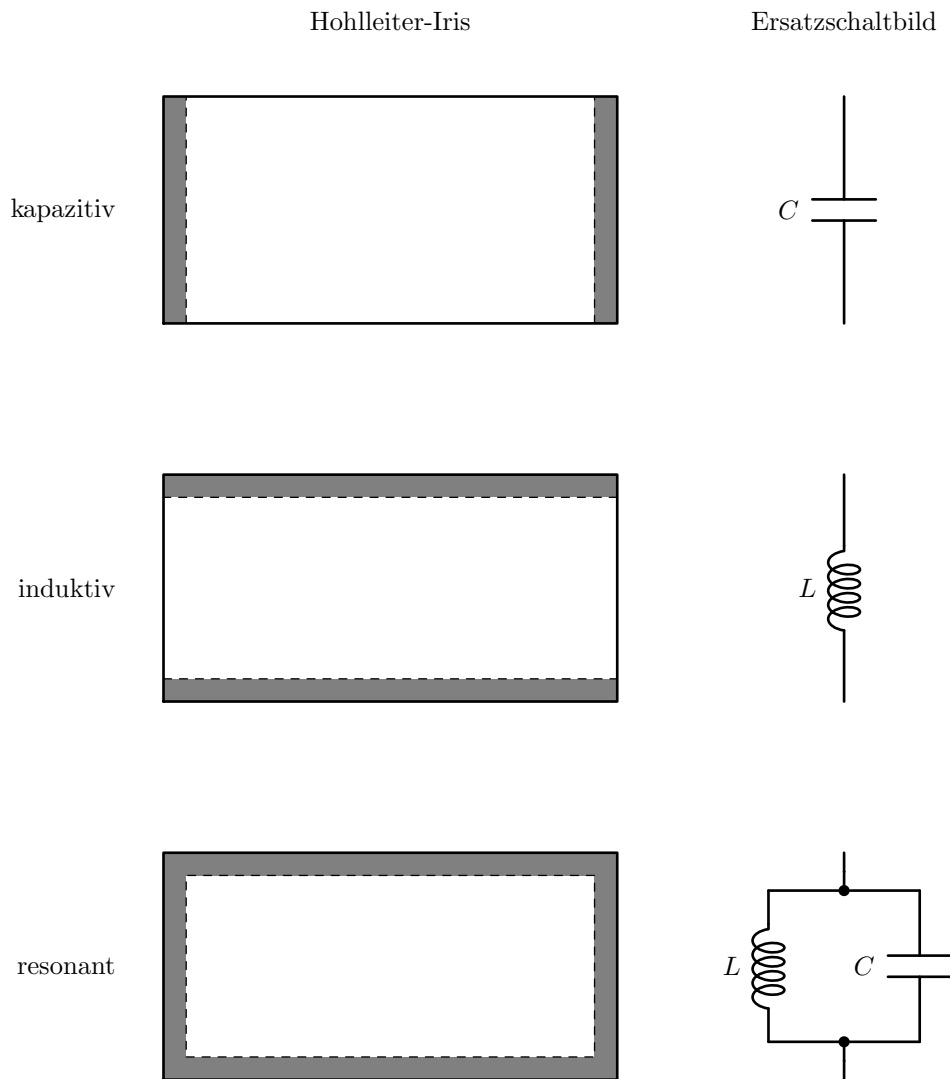


Abbildung 3.3: Typen von Hohlleiter-Iris-Filtern und deren Ersatzschaltbilder.

3.2 Hohlleiterkomponenten

Zum Aufteilen beziehungsweise Kombinieren von Hochfrequenzsignalen in Hohlleitern sowie zur Variation deren Amplituden und Phasen werden sogenannte Hohlleiterhybride eingesetzt. Diese speziellen Hohlleiterbauteilen besitzen vier Hohlleiteranschlüsse, die je nach Verwendungszweck als Signaleingänge beziehungsweise -ausgänge genutzt werden.

3.2.1 Streumatrixformalismus

Zur Beschreibung von Hochfrequenzkomponenten mit mehreren Ein- und Ausgängen¹ nutzt man den Formalismus der Streumatrizen, auch S -Matrizen genannt. Die S -Matrix transformiert eine Anzahl von Eingangssignale in entsprechende Ausgangssignale. Dabei unterscheidet man

¹ Diese werden auch als Ports bezeichnet.

Ein- und Ausgangssignale anhand ihrer Ausbreitungsrichtung, man spricht auch von hin- und rücklaufenden Wellen.

$$\mathbf{U}_{\text{aus}} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{U}_{\text{ein}}. \quad (3.7)$$

$\mathbf{U} \in \mathbb{C}^n$ bezeichnet dabei einen komplexen Spannungsvektor, der sich aus den Amplituden und Phasen der Ein- beziehungsweise Ausgangssignale einer Hochfrequenzkomponente mit n Toren zusammensetzt

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} U_1 e^{i(\varphi_1 + \omega t)} \\ \vdots \\ U_n e^{i(\varphi_n + \omega t)} \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Die Komponenten der Streumatrix $S_{ij} \in \mathbb{C}$ werden als S - oder Streuparameter bezeichnet und beschreiben die relative Ausgangssignalstärke an Port i , hervorgerufen durch die Einkopplung an Port j . So charakterisiert der Parameter S_{11} die Reflexion eines Eingangssignals am selben Port, S_{21} hingegen die Transmission eines an Port 1 eingespeisten Signals zu Port 2.

3.2.2 Magisches-T

Zum gleichmäßigen Aufteilen eines Hochfrequenzsignals in zwei gleich große Ausgangssignale wird ein sogenanntes Magisches-T verwendet, das sich durch die Streumatrix

$$S_{\text{T}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

beschreiben lässt.

Wird an Port 2 ein Signal eingespeist, so teilt sich dieses in zwei amplituden- und phasengleiche Ausgangssignale an den Ports 3 und 4. Umgekehrt werden Signale gleicher Amplitude und Phase an den Ports 3 und 4 kombiniert zu Port 2 transmittiert. Ungleiche Eingangssignale an den Ports 3 und 4 hingegen werden an Port 1 ausgekoppelt.

An ELSA werden Magische-Ts genutzt, um die Hochfrequenzleistung eines Leistungsverstärkers auf mehrere Beschleunigungsresonatoren zu verteilen. Dabei werden von den Resonatoren reflektierte Signale entweder in Port 1 abgesumpft oder kombiniert an Port 2 in einem nachgeschalteten Zirkulator², beschrieben durch die Streumatrix

$$S_{\text{Z}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

von der Vorlaufleistung getrennt und in einer externen Last abgesumpft. Beide Systeme dienen dem Schutz des Leistungsverstärkers, des Klystrons, vor stehenden Wellen großer Amplitude.

3.2.3 Hohlleiter-Hybrid-Koppler

Soll im Hohlleiter ein Hochfrequenzsignal in Signale unterschiedlicher Amplituden oder Phasen aufgespalten werden, ist eine komplexere Baugruppe aus mehreren sogenannten 3dB-Kopplern

² Ein Zirkulator koppelt Signale je nach Ausbreitungsrichtung in verschiedene Ausgangsports. So können reflektierte Signale von hinlaufenden getrennt werden.

erforderlich. Ein 3 dB-Koppler besteht aus zwei parallel laufenden Hohlleitern, die durch einen Koppelschlitz miteinander verbunden sind, wodurch Anteile der Hochfrequenzsignale in den jeweils anderen Hohlleiterzweig propagieren können. Im Falle eines 3 dB-Hybridkopplers sind die Signalstärken der transmittierten und ausgekoppelten Wellen bei geeigneter Wahl der Größe des Koppelschlitzes gleich groß. Die entsprechende S -Matrix eines 3 dB-Kopplers ist gegeben durch

$$S_{3\text{ dB}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & -1 & 0 \\ -i & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & -i \\ 0 & -1 & -i & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Treibt man einen solchen Hybrid mit Signalen gleicher Amplitude, die eine Phasendifferenz φ besitzen, an den Ports 1 und 4

$$\begin{pmatrix} U_1(t) \\ U_2(t) \\ U_3(t) \\ U_4(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & -1 & 0 \\ -i & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & -i \\ 0 & -1 & -i & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{U}{\sqrt{2}} e^{i\omega t} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{U}{\sqrt{2}} e^{i(\omega t + \varphi)} \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

so stellen sich die Ausgangspegel

$$U_1 = 0 \quad (3.13)$$

$$U_2 = \frac{U}{2} e^{i\omega t} (-i - e^{i\varphi}) \quad (3.14)$$

$$U_3 = \frac{U}{2} e^{i\omega t} (-1 - ie^{i\varphi}) \quad (3.15)$$

$$U_4 = 0 \quad (3.16)$$

ein. Die entsprechenden Leistungspegel ergeben sich aus den quadrierten Spannungswerten

$$|U_2|^2 = \frac{U^2}{2} (1 + \sin(\varphi)) \quad (3.17)$$

$$|U_3|^2 = \frac{U^2}{2} (1 - \sin(\varphi)). \quad (3.18)$$

Damit kann ein 3 dB-Hybrid als variabler Amplitudensteller im Hohlleitersystem genutzt werden. Abbildung 3.4 zeigt die normierten Ausgangsleistungen an den Ports 2 und 3 eines Hybrids in Abhängigkeit der Eingangsphasendifferenz.

Nutzt man einen Hybrid zum Aufteilen eines Eingangssignals an Port 1, so beträgt die Phasendifferenz der beiden Ausgangssignale an den Ports 2 und 3 $\Delta\varphi = 90^\circ$. Werden die beiden Ausgangsports kurzgeschlossen, so wird die reflektierte Welle rekombiniert und an Port 4 ausgekoppelt. Damit zeigt der Hybrid eine vollständige Transmission mit $|S_{41}| = 1$. In Abhängigkeit der Signallaufzeit am kurzgeschlossenen Ende ändert sich jedoch die Phase des Signals mit

$$S_{41} \propto e^{2ikL}. \quad (3.19)$$

Hier bezeichnet L die durch die Kurzschlussposition vorgegebene Wegstrecke, die von der Welle durchlaufen wird. Damit kann der Hybrid durch Variation der Kurzschlussposition als Phasenschieber in einem Hohlleitersystem verwendet werden.

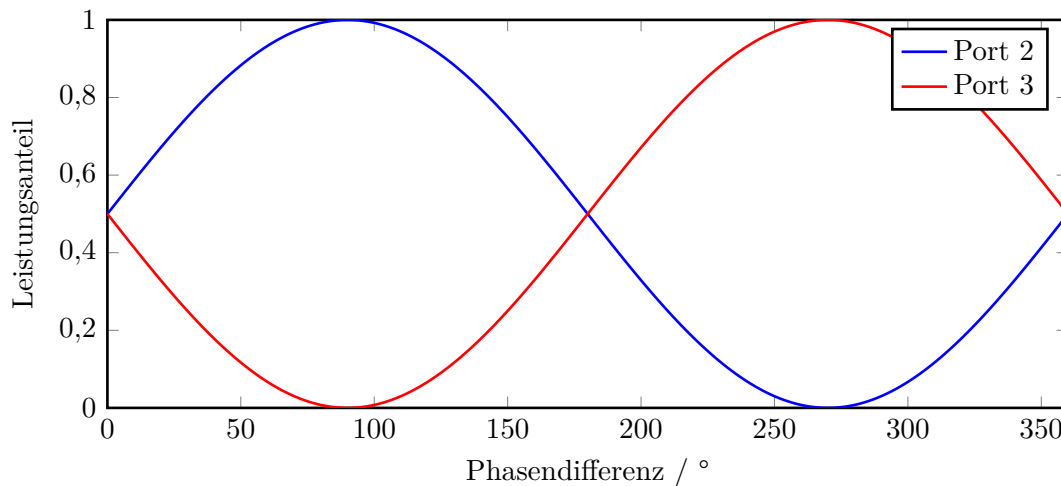


Abbildung 3.4: Ausgangsamplituden eines 3 dB-Kopplers in Abhängigkeit der Phasendifferenz der Eingangssignale an Port 1 und Port 4.

Zusammen mit dem variablen Amplitudensteller besteht damit die Möglichkeit, sowohl die Amplitude als auch die Phase eines Hochfrequenzsignals im Hohlleiter frei zu variieren.

3.3 Hohlraumresonatoren

Durch Schließen eines Hohlleiters durch zwei leitende Platten in Propagationsrichtung der elektromagnetischen Welle lassen sich zusätzliche Randbedingungen einführen, sodass sich stehende Wellen im Inneren des verbleibenden Hohlraums ausbilden können. Ein solches Gebilde bezeichnet man als Hohlraumresonator. Diese werden an Teilchenbeschleunigern zur Beschleunigung geladener Teilchen durch hochfrequente Wechselfelder sowie zur Strahldiagnose und -ablenkung eingesetzt.

3.3.1 Resonatormoden

Die elektromagnetischen Eigenschwingungen eines Hohlraumresonators mit elektrisch leitenden Wänden bezeichnet man als Moden. Frequenz und räumliche Feldverteilung der möglichen Moden eines Resonators ergeben sich durch Lösen der Maxwell-Gleichungen unter Berücksichtigung der geometrischen Randbedingungen des Hohlraums. Typischerweise verfügt ein Hohlraumresonator über elektrisch leitende Wände, sodass für einen zylinderförmigen Resonator mit Radius r und Länge l die Komponenten des elektrischen Feldes tangential zur Resonatorwand und die magnetischen Feldkomponenten, die senkrecht auf der Resonatorwand stehen, verschwinden. Abbildung 3.5 zeigt ein Beispiel eines zylinderförmigen Resonators und dessen Feldverteilung der Grundmode TM_{010} .

Durch Lösen der Maxwell-Gleichungen ergeben sich zwei Typen von Moden, die transversal elektrischen TE- und transversal magnetischen TM-Moden. Die Resonanzfrequenzen dieser

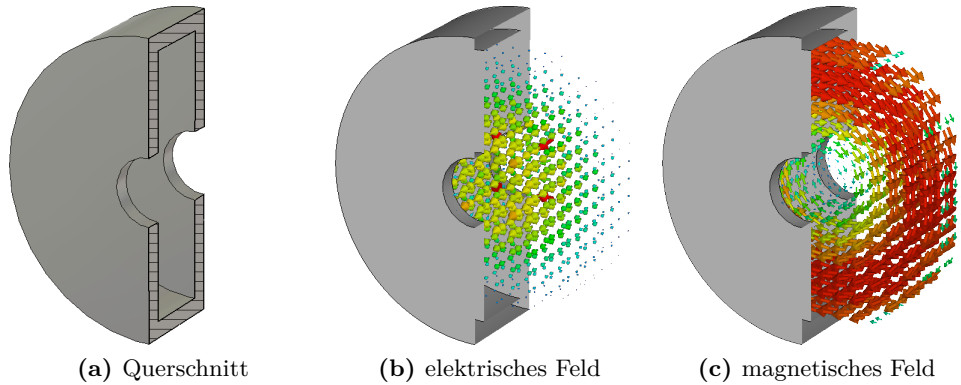


Abbildung 3.5: Schnittansicht eines Hohlraumresonators mit der elektrischen und magnetischen Feldverteilung der TM_{010} -Mode.

Moden ergeben sich aus der Geometrie des Resonators als

$$\omega_{nmp} = c \sqrt{\left(\frac{j_{mn}^{(l)}}{2r}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2} \quad (3.20)$$

Hierbei bezeichnet $j_{mn}^{(l)}$ die n -te Nullstelle der Besselfunktion m -ter Ordnung beziehungsweise deren Ableitung. Die Indizes m, n, p charakterisieren die Feldverteilung und Eigenfrequenz der spezifischen Mode. Zur Beschleunigung geladener Teilchenstrahlen wird ein longitudinales elektrisches Feld benötigt, sodass hierfür ausschließlich TM-Moden genutzt werden können. Die an ELSA verwendeten Resonatoren von Typ PETRA arbeiten daher auf der Fundamentalmode³ TM_{010} , deren elektrische Feldstärke auf der Zylinderachse maximal wird. Typische Resonanzfrequenzen zur Beschleunigung genutzter Resonatoren liegen im Bereich von einigen 100 MHz bis hin zu 10 GHz. TE-Moden, die ein Feld senkrecht zur Teilchenstrahlrichtung aufweisen, können zur Ablenkung oder Separation geladener Teilchen verwendet werden. Resonatoren, deren Feld durch einen Elektronenstrahl passiv getrieben werden, können zur zerstörungsfreien Diagnose der Strahlintensität oder -position genutzt werden, vergleiche [Pus12].

3.3.2 Shuntimpedanz und Güte

Eine der wichtigsten charakteristischen Größen neben der Resonanzfrequenz einer Resonatormode ist die Shuntimpedanz R_S . Diese gibt analog zum ohmschen Gesetz die Beschleunigungsspannung U eines Resonators in Abhängigkeit der eingespeisten Hochfrequenzleistung

$$P = \frac{U^2}{2R_S} \quad (3.21)$$

an. Kennt man die elektrische Feldstärke E einer Resonatormode entlang der Strahlachse s eines Resonators der Länge L , so kann die Beschleunigungsspannung und daraus die Shuntimpedanz

³ Als Fundamentalmode bezeichnet man die Resonatormode mit der kleinsten Resonanzfrequenz.

bestimmt werden als

$$R_S = \frac{1}{2P} \left(\int_0^L E(s) ds \right)^2. \quad (3.22)$$

Um hohe Beschleunigungsspannungen erreichen zu können, ist eine möglichst große Shuntimpedanz erforderlich. Resonatoren aus normalleitenden Materialien wie Kupfer oder Aluminium erreichen dabei Shuntimpedanzen im Bereich einiger $M\Omega$. Verwendet man supraleitendes Resonatormaterial, können Shuntimpedanzen im Bereich von $100\text{ G}\Omega$ erreicht werden. Die elektrische Anschlussleistung einer Hochfrequenzanlage, die zur Erzeugung einer Beschleunigungsspannung benötigt wird, ist damit antiproportional zur Shuntimpedanz der Hochfrequenzresonatoren.

Die effektive Beschleunigungsspannung, die ein ultrarelativistisches geladenes Teilchen in einem Hohlraumresonator erfährt, ist aufgrund der zeitlich veränderlichen Feldamplitude des Hochfrequenzwechselfeldes stets kleiner als die Resonatorspannung U . Die effektive Shuntimpedanz sinkt damit um den Faktor

$$R_S^{\text{eff}} = \Lambda \cdot R_S, \quad (3.23)$$

mit dem Laufzeitfaktor

$$\Lambda = \left| \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E(s) \cdot \cos\left(\frac{\omega_0}{c} s\right) ds}{\int_{-L/2}^{L/2} E(s) ds} \right|^2. \quad (3.24)$$

Ein Maß für die Dämpfungseigenschaften einer Resonatormode liefert die Güte

$$Q = \frac{2\pi W}{\tau P}. \quad (3.25)$$

Diese gibt das Verhältnis zwischen der im Resonatorfeld gespeicherten Energie W und der Verlustleistung P pro Oszillationsperiode τ an. Damit definiert die Güte Q die Anzahl der Oszillationen, nach der sich die elektrische Feldstärke ohne äußere Energiezufuhr um den Faktor $e^{-\pi} \approx 4\%$ verringert hat. Im Frequenzraum äußert sich dies durch eine endliche Breite der Resonanzkurve mit einer vollen Halbwertsbreite $\Delta\omega$ und die Güte kann geschrieben werden als

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}. \quad (3.26)$$

Zur Leistungszufuhr in den Resonator sind äußere Verschaltungen mit einem Generator notwendig, die eine zusätzliche externe Last bilden, und damit die Güte beeinflussen. Die sogenannte Leerlaufgüte Q_0 definiert die Güte eines ungestörten Resonators ohne äußere Einkopplung. Typische Leerlaufgüten liegen im Bereich von einigen $1 \cdot 10^4$ für normalleitende und einigen $1 \cdot 10^{10}$ für supraleitende Resonatoren.

3.3.3 Einkopplung von Hochfrequenzsignalen

Abbildung 3.6 zeigt das elektrische Ersatzschaltbild eines getriebenen Hohlraumresonators als elektrischer LRC -Parallelschwingkreis. Dieser Schwingkreis hat die Resonanzfrequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (3.27)$$

Getrieben wird der Resonator durch einen Signalgenerator über eine induktive Kopplung, für

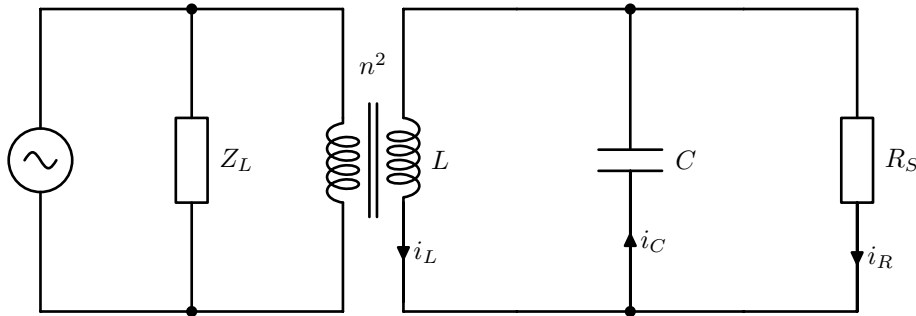


Abbildung 3.6: Ersatzschaltbild eines schleifengekoppelten Hohlraumresonators als elektrischer LRC -Schwingkreis.

einen Hohlraumresonator auch Schleifenkopplung genannt, bestehend aus einem Transformator mit dem Windungsverhältnis n . Der Transformator besteht dabei lediglich aus einer Windungsschleife, die durch Kurzschließen des Innen- und Außenleiters eines Koaxialkabels im Innenraum des Hohlraumresonators geformt wird.

Die komplexe Impedanz

$$Z_R(\omega) = \frac{R_S}{1 - iQ \left(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \right)} \quad (3.28)$$

dieses Schwingkreises vereinfacht sich im Resonanzfall zur rein ohmschen Impedanz R_S . Dabei bezeichnet

$$\tan \psi = -Q \left(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad (3.29)$$

den sogenannten Tuningwinkel. Dieser beschreibt die Phasendifferenz zwischen eingekoppeltem Hochfrequenzsignal und Resonatorfeld. Um ein Signal reflexionsfrei in den Resonator einkoppeln zu können, muss daher die Impedanz des Generators auf die Impedanz des Resonators transformiert werden. Das Verhältnis der transformierten Impedanzen $n^2 Z_L$ und R_S bezeichnet man als Koppelfaktor

$$\kappa = \frac{n^2 Z_L}{R_S}. \quad (3.30)$$

Eine kritische Kopplung $\kappa = 1$ ist erreicht, wenn ein Generatorsignal reflexionsfrei in den Resonator transmittiert wird. Bei einer Fehlanpassung $\kappa \neq 1$ treten Reflexionen an der Einkopplung auf. Da durch diese Kopplung auch Signale aus dem Resonator austreten können, hat die Kopplung eine dämpfende Wirkung auf die Resonatormode und kann durch eine Verminderung der Güte beschrieben werden. Man definiert daher die Gesamtgüte Q eines Resonators als inverse

Summe aus der Leerlaufgüte Q_0 und der durch die Kopplung verursachten externen Güte Q_{ext}

$$Q = \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \right)^{-1}. \quad (3.31)$$

Die belastete Güte ergibt sich aus dem Koppelfaktor durch

$$Q = \frac{Q_0}{1 + \kappa}. \quad (3.32)$$

Damit ist die belastete und damit messbare Güte Q stets kleiner als die Leerlaufgüte.

Neben der induktiven Schleifenkopplung ist eine kapazitive Kopplung an das elektrische Feld des Resonators möglich. Dazu wird eine Antenne in den Resonator einbracht, die sich durch Verlängern des Innenleiters eines Koaxialleiters ergibt. Die dritte Art der Einkopplung ist die sogenannte Schlitzkopplung. Hierbei wird ein Hohlleiter unmittelbar an die Resonatorgeometrie angeflanscht. Über eine Irisblende am Ende des Hohlleiters wird ein Impedanzsprung erzeugt, der die Anpassung auf die Shuntimpedanz des Resonators ermöglicht.

3.3.4 Strahlkopplung und Beamloading

Ein geladener Teilchenstrahl, der durch einen Hohlraumresonator beschleunigt wird, entzieht diesem Energie und kann daher als zusätzliche Last aufgefasst werden. Dieser Vorgang wird auch als Beamloading bezeichnet. Dadurch ändert sich die effektive Impedanz des Resonators in Abhängigkeit des Strahlstroms. Der in Kapitel 3.3.3 beschriebene Koppelfaktor, der die Impedanz des Resonators auf die Impedanz der Einkopplung transformiert, ist damit strahlstromabhängig. Dies hat zur Folge, dass nur bei einem bestimmten Strahlstrom die Impedanz der Einkopplung exakt an die Resonatorimpedanz angepasst ist und damit das Hochfrequenzsignal nur bei diesem Strahlstrom reflexionsfrei die Einkopplung passieren kann. Der für den jeweiligen Strahlstrom optimale Koppelfaktor ergibt sich aus der Resonatorleistung P_{Res} , die zum Aufbau des beschleunigenden Felds benötigt wird, und der dem Strahl zugeführten Leistung P_{Strahl} als, vergleiche [Rot08],

$$\kappa_{\text{opt}} = 1 + \frac{P_{\text{Strahl}}}{P_{\text{Res}}}. \quad (3.33)$$

Da die dem Strahl zugeführte Leistung energie- und stromabhängig ist, vergleiche Gleichung (2.9), lässt sich der Koppelfaktor lediglich für einen ausgewählten Betriebsmodus optimieren. Eine Änderung des Koppelfaktors ist für herkömmliche Resonatoren immer mit einem Eingriff in deren Vakuumsystem verbunden und daher eine zeitintensive Prozedur.

Da Elektronenstrahl und Resonatorfeld nach Gleichung (2.7) nicht in Phase sind, induziert der Strahl beim Durchqueren des Resonators ein elektromagnetisches Feld, das zum beschleunigenden Feld phasenverschoben ist. Dies führt zum Einen zu einer Abschwächung der Amplitude des Resonatorfeldes und der bereits beschriebenen Impedanzänderung, zum Anderen aber auch zu einer Phasenverschiebung des Resonatorfeldes zu dessen externer Anregung. Dies äußert sich nach Gleichung (3.29) durch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz und es treten Reflexionen an der Einkopplung auf. Um diesen Effekt zu kompensieren, kann der Resonator durch spezielle Abstimmstempel leicht in seiner Geometrie verändert werden, wodurch sich seine Resonanzfrequenz und damit die Phasenbeziehung zwischen anregendem Feld und Resonatorfeld ändert.

Die notwendige Frequenzverstimmung ist gegeben durch, vergleiche [Ng06],

$$\delta f = -f_{\text{HF}} \frac{I_{\text{Strahl}} R_S}{U_{\text{Res}} Q_0} \cos \varphi_s. \quad (3.34)$$

Damit ist auch die Verstimmung des Resonators sowohl von der Strahlenergie als auch vom Strahlstrom abhängig und muss während des ELSA-Nachbeschleunigerzyklusses permanent an den aktuellen Strahlstrom und die Strahlenergie angepasst werden.

Kohärente Multi-Bunch-Instabilitäten

Die in Kapitel 2 beschriebene Strahldynamik beschreibt lediglich den Einfluss extern applizierter elektromagnetischer Felder auf die Bewegung eines Teilchenstrahles. Felder, die durch den Strahl selbst erzeugt werden und auf nachfolgende Teilchen wirken können, gewinnen bei steigendem Strahlstrom an Bedeutung und führen zu Strahlinstabilitäten bis hin zu vollständigem Strahlverlust. Diese Art der Multi-Bunch-Instabilitäten äußert sich in Elektronenbeschleunigern in Form einer gekoppelten Oszillation der Ladungsschwerpunkte der einzelnen Elektronenpakete um die Sollbahn. Diese Art der Instabilitäten stellen im ELSA-Stretcherring eine Limitierung des Strahlstroms dar, die durch Analyse der Schwingungsformen in Kombination mit geeigneten aktiven Gegenmaßnahmen unterdrückt werden können.

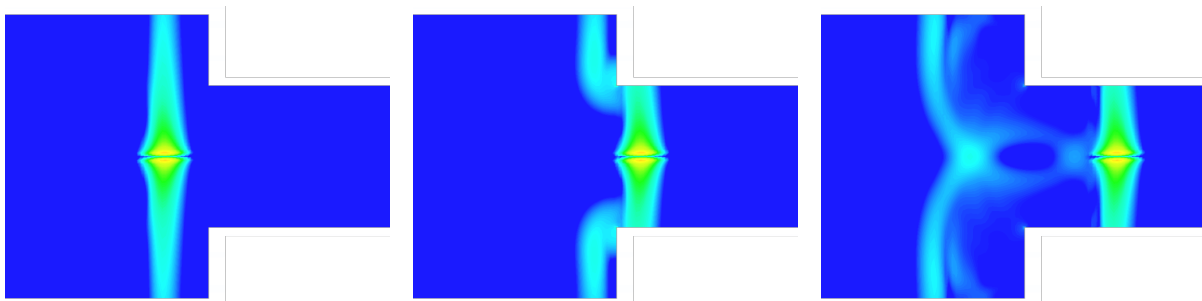


Abbildung 4.1: Elektrische Feldverteilung eines Elektronenpakets beim Durchqueren einer Querschnittsänderung der Vakuumkammer.

Die Entstehung von Multi-Bunch-Instabilitäten, deren Dynamik und mögliche Gegenmaßnahmen werden im Folgenden vorgestellt.

4.1 Wakefelder und Impedanzen

Die elektromagnetische Feldverteilung eines ultrarelativistischen Teilchens im Laborsystem ergibt sich aus dem elektrischen Feld einer Punktladung durch eine Lorentztransformation aus dem Ruhesystem des Teilchens. Mit dem Lorentzfaktor $\gamma \gg 1$ ergibt sich dabei eine Feldver-

teilung, die lediglich eine transversale Komponente mit dem mittleren Öffnungswinkel

$$\alpha \approx \frac{1}{\gamma} \quad (4.1)$$

aufweist. Da die longitudinale Komponente näherungsweise verschwindet, kann ein Teilchen keinen Einfluss auf nachfolgende oder vorausseilende Teilchen nehmen. Jedoch kann die Beeinflussung der elektromagnetischen Felder des Teilchenstrahles durch die elektrisch leitende Vakuumkammer des Beschleunigers Feldkomponenten erzeugen, die Komponenten an der Position nachfolgender Teilchen aufweisen. Diese Felder werden als Wakefelder¹ bezeichnet. Abbildung 4.1 zeigt die zeitliche Entwicklung der elektrischen Feldverteilung eines Elektronenpakets beim Durchqueren einer Querschnittsänderung der Vakuumkammer. Zu erkennen sind die zurückbleibenden Felder, die auf ein nachfolgendes Teilchenpaket einwirken können.

Ein Teilchen mit der Ladung q_1 , das sich mit der Geschwindigkeit $|\mathbf{v}| \approx c$ im räumlichen Abstand $\Delta \mathbf{u}$ und im zeitlichen Abstand τ von seiner Sollposition befindet, erzeugt auf eine Probeladung q_2 die Lorentzkraft

$$\mathbf{F}(\Delta \mathbf{u}, \tau) = q_2 \{ \mathbf{E}(\Delta \mathbf{u}, \tau) + c \mathbf{e}_s \times \mathbf{B}(\Delta \mathbf{u}, \tau) \}, \quad (4.2)$$

wobei \mathbf{e}_s den Einheitsvektor in Flugrichtung und \mathbf{E} die elektrische Feldstärke und \mathbf{B} die magnetische Flussdichte bezeichnen, vergleiche [Kha06]. Die auf das Dipolmoment $q_1 q_2 \Delta \mathbf{u}$ beziehungsweise die Ladungen $q_1 q_2$ normierte, über die gesamte Länge L des Beschleunigers integrierte Kraft bezeichnet man als Wakefunktion, vergleiche [Knu00], mit

$$w_{\parallel}(\tau) = -\frac{1}{q_1 q_2} \int_L F_{\parallel} ds \quad (4.3)$$

und

$$w_{\perp}(\tau) = -\frac{1}{q_1 q_2 |\Delta \mathbf{u}|} \int_L F_{\perp} ds. \quad (4.4)$$

Mit einer räumlich ausgedehnten Ladungsverteilung $\rho(\tau)$, bestehend aus Einzelladungen mit

$$q_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau) d\tau, \quad (4.5)$$

erhält man das Wakepotential

$$W_{\perp, \parallel}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\perp, \parallel}(\tau - t) \rho(t) dt. \quad (4.6)$$

Die Ablenkung eines Teilchenstrahls mit dem Strahlstromspektrum $I(\omega)$ durch die Auswirkungen des Wakepotentials lassen sich durch ein Impedanzspektrum $Z(\omega)$ vollständig beschreiben. In Anlehnung an das ohmsche Gesetz gilt für die Ablenkspannung

$$U(\omega) = -Z(\omega)I(\omega). \quad (4.7)$$

¹ Wakefeld, englisch für Kielwellenfeld

Die Wakeimpedanz $Z(\omega)$ ergibt sich als Fouriertransformierte der Wakefunktion

$$Z_{\parallel}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\parallel}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (4.8)$$

beziehungsweise

$$Z_{\perp}(\omega) = i \int_{-\infty}^{\infty} w_{\perp}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (4.9)$$

Die zeitliche Entwicklung des Wakepotentials ist ein Maß für die Reichweite der entstehenden Wakefelder. Ist die Abklingzeit dieser Felder wesentlich kleiner als der zeitliche Abstand zwischen zwei Teilchenpaketen, so kann nur das verursachende Elektronenpaket selbst beeinflusst werden. Instabilitäten, die durch kurzreichweitige Potentiale entstehen, nennt man daher auch Single-Bunch-Instabilitäten. Ist die Abklingzeit größer als der zeitliche Abstand zwischen zwei Paketen, so können ein oder mehrere nachfolgende Teilchenpakete beeinflusst werden. Dies führt zu einer Kopplung der Bewegung der einzelnen Pakete. Wird der Ladungsschwerpunkt eines nachfolgenden Teilchenpakets beeinflusst, bezeichnet man die resultierende Schwingung als kohärent. Schwingen die einzelnen Teilchen im Teilchenpaket mit unterschiedlicher Phase, so hat dies keinen Einfluss auf den Ladungsschwerpunkt, die Schwingung ist inkohärent.

Das Impedanzspektrum eines Kreisbeschleunigers setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Zum Einen verursachen Hohlraumresonatoren, die unter Anderem zur Teilchenbeschleunigung verwendet werden, schmalbandige Impedanzen hoher Kreisgüten und damit langer Abklingzeiten, vergleiche Gleichung (3.28). Damit entstehen langreichweitige elektromagnetische Felder, die auf viele nachfolgende Elektronenpakete wirken und verursachen damit vor allem Multi-Bunch-Instabilitäten. Hierbei beeinflusst nicht nur die Fundamentalmode eines Resonators die Strahlbewegung, auch Moden höherer Ordnung² können sowohl longitudinale als auch transversale Strahlinstabilitäten hervorrufen. Darüber hinaus bildet die nicht perfekt elektrisch leitende Vakuumkammer eine Quelle langreichweitiger Wakefelder. Deren Impedanz, die sogenannte Resistive-Wall-Impedanz, kann geschrieben werden als [Cha93]

$$Z_{\perp}^{\text{wall}}(\omega) = \frac{c}{\omega} \frac{1 - i \cdot \text{sign}(\omega)}{\pi R^3 \delta(\omega) \sigma} \cdot L \quad (4.10)$$

$$Z_{\parallel}^{\text{wall}}(\omega) = \frac{1}{\omega} \frac{1 - i \cdot \text{sign}(\omega)}{2\pi R \delta(\omega) \sigma} \cdot L, \quad (4.11)$$

wobei σ die elektrische Leitfähigkeit einer runden Vakuumkammer mit Radius R , der Skintiefe δ und Länge L bezeichnet, vergleiche [Kha06]. Aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Kammerimpedanz trägt diese ausschließlich bei kleinen Frequenzen zum Impedanzmodell des Beschleunigers bei.

Das vollständige Impedanzspektrum eines Kreisbeschleunigers ergibt sich aus der Summe der Impedanzen der Einzelkomponenten. Dabei sind neben den erwähnten Hohlraumresonatoren auch Sprünge oder Veränderungen des Kammerdurchmessers eine Quelle schmalbandiger langreichweitiger Impedanzen. Diese können in der Regel nicht analytisch berechnet werden, weshalb das Impedanzspektrum eines Kreisbeschleunigers durch aufwändige numerische Rechnungen erstellt werden muss. Im Rahmen dieser Arbeit wird dies am Beispiel einiger Komponenten des

² Diese werden auch als **H**igher **O**rdern **M**odes bezeichnet.

ELSA-Stretcherrings gezeigt, vergleiche Kapitel 14.

4.2 Schwingungsmoden kohärenter Multi-Bunch-Instabilitäten

Die durch langreichweitige Wakefelder induzierten Multi-Bunch-Instabilitäten lassen sich durch das Modell einer linearen Kette gekoppelter Oszillatoren beschreiben. Jeder Bunch im Kreisbeschleuniger bildet dabei einen Oszillator i mit der Resonanzfrequenz der Synchrotron- beziehungsweise Betatronfrequenz $f_{s,x,z}$. Die Bewegung der einzelnen Oszillatoren kann geschrieben werden als, vergleiche [Hei+],

$$\eta_{s,x,z;i}(t) = \eta_{s,x,z;i}^0 \cos(2\pi f_{s,x,z}t + \Delta\Psi_m i). \quad (4.12)$$

Aufgrund der periodischen Randbedingungen, die durch den Kreisbeschleuniger gegeben sind, kann die Phasendifferenz zwischen zwei benachbarten Oszillatoren nicht frei gewählt werden. In einem Beschleuniger mit h Buckets ist die Phasenbeziehung quantisiert auf die Zustände

$$\Delta\Psi_m = \frac{2\pi m}{h}, \quad 0 < m < h. \quad (4.13)$$

Dabei bezeichnet $m \in \mathbb{N}$ die Modennummer der Multi-Bunch-Instabilität. Als Vereinfachung zeigt Abbildung 4.4 die ersten 10 horizontalen Multi-Bunch-Moden eines fiktiven Beschleunigers mit $h = 20$ Buckets, in Abbildung 4.5 sind die longitudinalen Moden dargestellt. Zu erkennen ist die mit der Modennummer anwachsende Phasendifferenz zwischen den Schwingungen der einzelnen Bunche.

Mit wachsender Harmonischenzahl steigt die Anzahl und Komplexität der möglichen Schwingungszustände der Multi-Bunch-Moden. Im ELSA-Stretcherring bildet sich bereits bei geringen Strahlströmen von wenigen mA eine longitudinale Multi-Bunch-Instabilität mit $m = 252$, vergleiche Kapitel 8. Als Beispiel einer komplexen Multi-Bunch-Mode des Stretcherrings ist diese in Abbildung 4.2 dargestellt.

Die zeitliche Entwicklung der Schwingungsamplitude der Multi-Bunch-Mode ergibt sich aus den Anwachsrate G und Dämpfungsrate D . Damit erweitert sich die Bewegungsgleichung zu

$$\ddot{\eta}_{s,x,z}(t) + 2(D - G)\dot{\eta}_{s,x,z}(t) + 4\pi^2 f_{s,x,z}^2 \eta_{s,x,z}(t) = 0. \quad (4.14)$$

Eine Lösung der Bewegungsgleichung liefert

$$\eta_{s,x,z;i}(t) = \eta_{s,x,z;i}^0 e^{(G-D)t} \cos(2\pi f_{s,x,z}t + \Delta\Psi_m i). \quad (4.15)$$

Das Vorzeichen von $(G - D)$ bestimmt hierbei, ob die Schwingungsamplitude der Multi-Bunch-Mode exponentiell anwächst oder abklingt. Dabei ist G ein Maß für die frequenzabhängige Impedanz des Beschleunigers, die selektiv auf die Multi-Bunch-Moden wirkt. Die Dämpfung D setzt sich zum Einen aus der natürlichen Dämpfung des Elektronenstrahls im Beschleuniger, vergleiche Kapitel 2.2.1, und einer externen Dämpfung durch ein aktives Bunch-by-Bunch-Feedback-System zusammen. Ein solches Bunch-by-Bunch-Feedback-System wird im ELSA-Stretcherring zur Unterdrückung kohärenter Dipoloszillationen eingesetzt und in Kapitel 6 beschrieben.

Zur Detektion der kohärenten Oszillationen wird die Ablage des Ladungsschwerpunkts der einzelnen Teilchenpakete von der Sollbahn an einem festen Ort im Kreisbeschleuniger gemessen. Wird für jedes Bucket die Position bestimmt, kann daraus das Frequenzspektrum der Elektro-

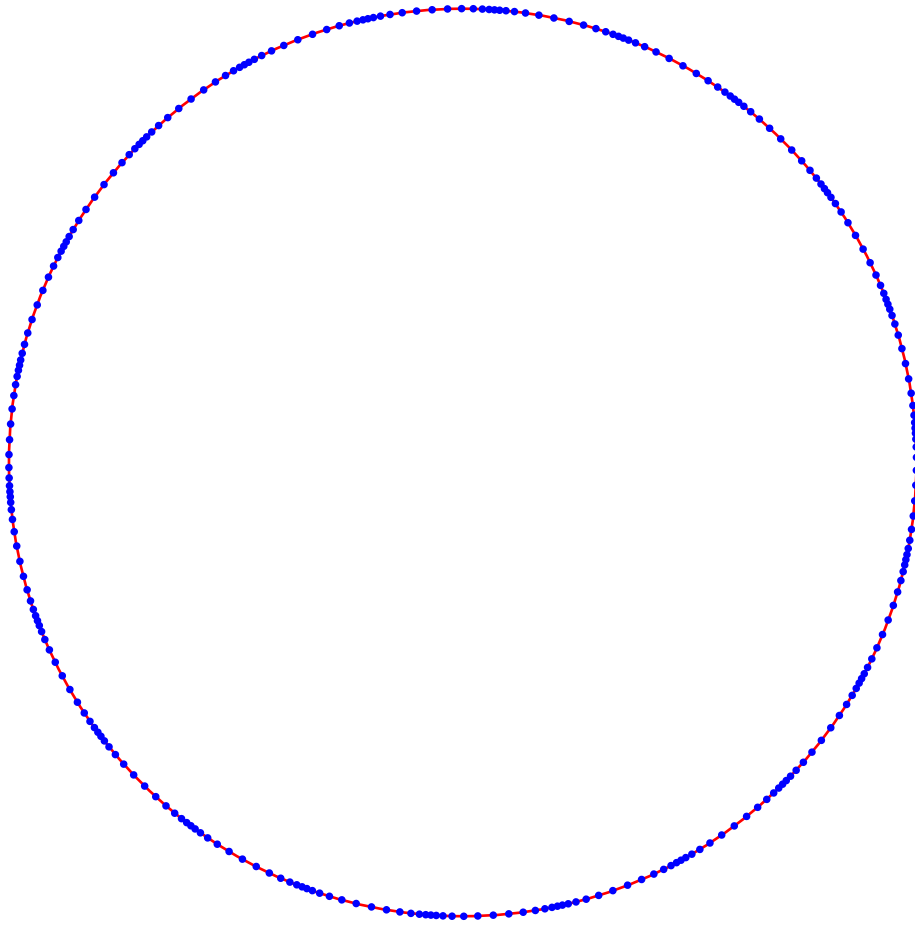


Abbildung 4.2: Momentaufnahme der longitudinalen Positionen der Einzelpakete beim Anschwingen der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 im Stretcherring mit $h = 274$.

nenbewegung berechnet werden. Dieses Spektrum lässt sich unter der Annahme infinitesimal kurzer Bunche beschreiben durch die Frequenzkomponenten

$$f_{s,x,z}^{p,m} = p \cdot f_{\text{HF}} \pm [m \cdot f_{\text{rev}} + f_{s,x,z}], \quad p \in \mathbb{N}. \quad (4.16)$$

Damit lassen sich Multi-Bunch-Instabilitäten durch das Auftreten von Seitenbändern im Abstand der Synchrotron- beziehungsweise Betatronfrequenz um die Umlaufharmonischen des Strahlspektrums bestimmen. Die Zuordnung der Multi-Bunch-Moden-Nummer erfolgt dabei durch Zuordnung zur entsprechenden Umlaufharmonischen.

Abbildung 4.3 zeigt das Frequenzspektrum eines Elektronenstrahls beim Auftreten kohärenter Instabilitäten, hervorgerufen durch den Einfluss einer schmalbandigen Impedanz. Dabei bilden sich Seitenbänder um die Umlaufharmonische, die durch eine Analyse des Frequenzspektrums detektiert werden können. Im Beispiel sind die Moden $m = 4$ und $m = h - 4$ zu erkennen. Das Frequenzspektrum setzt sich dabei im Falle unendlich kurzer Bunche periodisch für beliebige p fort.

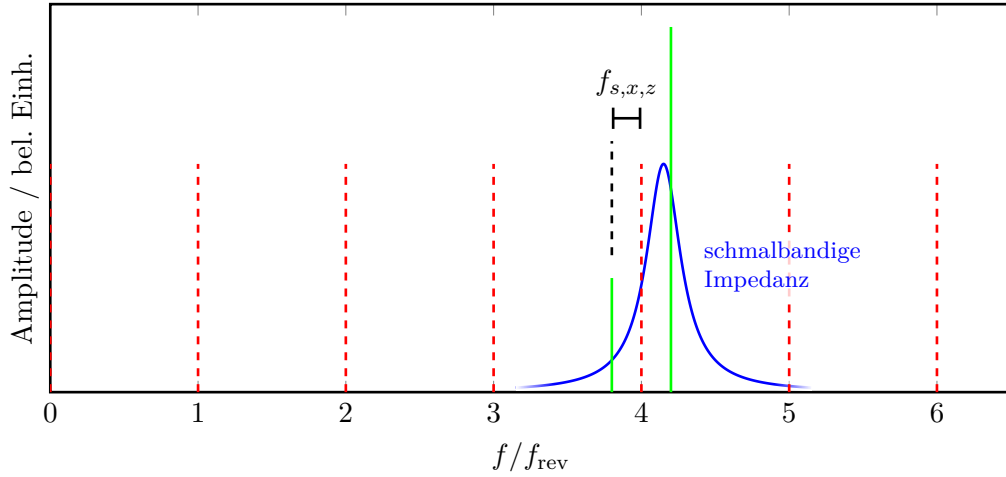


Abbildung 4.3: Strahlspektrum bei Anregung durch eine schmalbandige Impedanz.

4.3 Robinson-Instabilitäten

Die Moden eines Hohlraumresonators bilden im Allgemeinen komplexe schmalbandige Impedanzen, die mit dem Elektronenstrahl wechselwirken und so langreichweitige Wakefelder hervorrufen können. Dabei entspricht die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode der Beschleunigungsresonatoren in etwa einem Vielfachen der Umlauffrequenz, mit $f_r \approx h \cdot f_{\text{rev}}$. Durch die damit erzeugten Wakefelder wird die Synchrotronoszillation des Teilchenstrahls angeregt, die schmalbandige Impedanz überlappt mit dem oberen und dem unteren Seitenband. Unter Annahme eines punktförmigen umlaufenden Elektronenpakets im Kreisbeschleuniger mit $\gamma \gg 1$ ergibt sich dabei eine Anwachsrate der Synchrotronoszillation von, vergleiche [Cha93],

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{N \alpha_c r_0 f_{\text{HF}} f_{\text{rev}}^2}{2\gamma f_s} \left[\text{Re} Z_0^{\parallel}(f_{\text{HF}} + f_s) - \text{Re} Z_0^{\parallel}(f_{\text{HF}} - f_s) \right]. \quad (4.17)$$

Hier bezeichnet N die Anzahl der Elektronen mit dem klassischen Elektronenradius r_0 und Z_0^{\parallel} die komplexe Impedanz der Fundamentalmode des Hohlraumresonators. Für Werte $\tau < 0$ ist die Synchrotronoszillation entdämpft und wächst exponentiell an, für $\tau > 0$ ist die Strahlbewegung stabil. Damit führt eine positive Frequenzabweichung von der Umlaufharmonischen zu einer instabilen Strahlbewegung. Eine auf diese Art angeregte Instabilität wird auch Robinson-Instabilität genannt [Rob64].

Die strahlstromabhängige Frequenzverstimmung eines Resonators im Kreisbeschleuniger ist stets negativ, vergleiche Gleichung (3.34). Damit ist die Grenze der Stabilität erreicht, wenn die Frequenzverstimmung die Größenordnung der Umlauffrequenz erreicht und so als positiv verschobene Impedanz um die nächstkleinere Umlaufharmonische wirkt. Dies limitiert den maximal speicherbaren Strahlstrom im Beschleuniger. Im ELSA-Stretcherring ist das Stabilitätskriterium bis zu einem maximalen Strahlstrom von etwa 3,8 A bei 1,2 GeV erfüllt. Damit kann diese Art von Instabilität vernachlässigt werden.

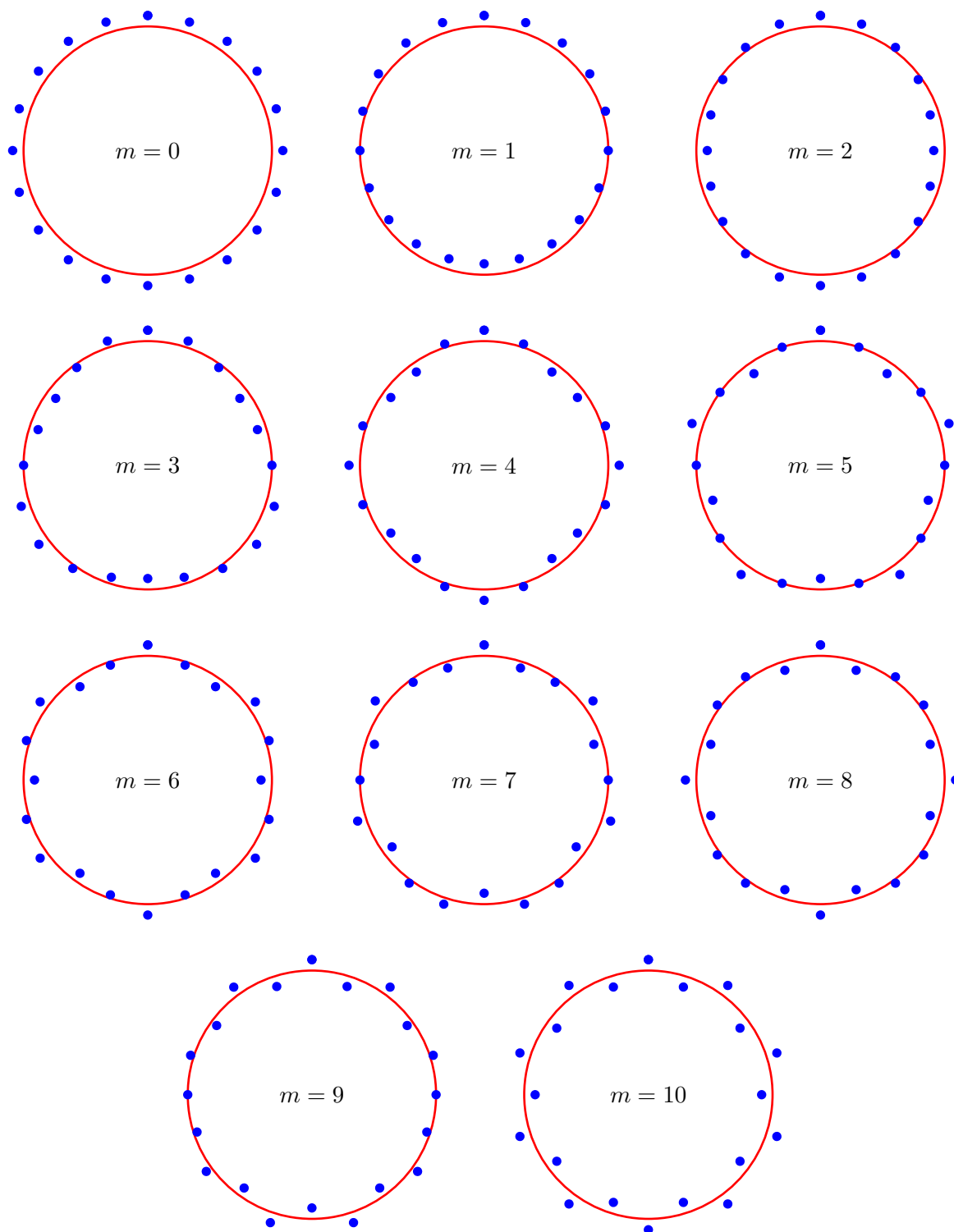


Abbildung 4.4: Die ersten 10 horizontalen Multi-Bunch-Moden für $h = 20$.

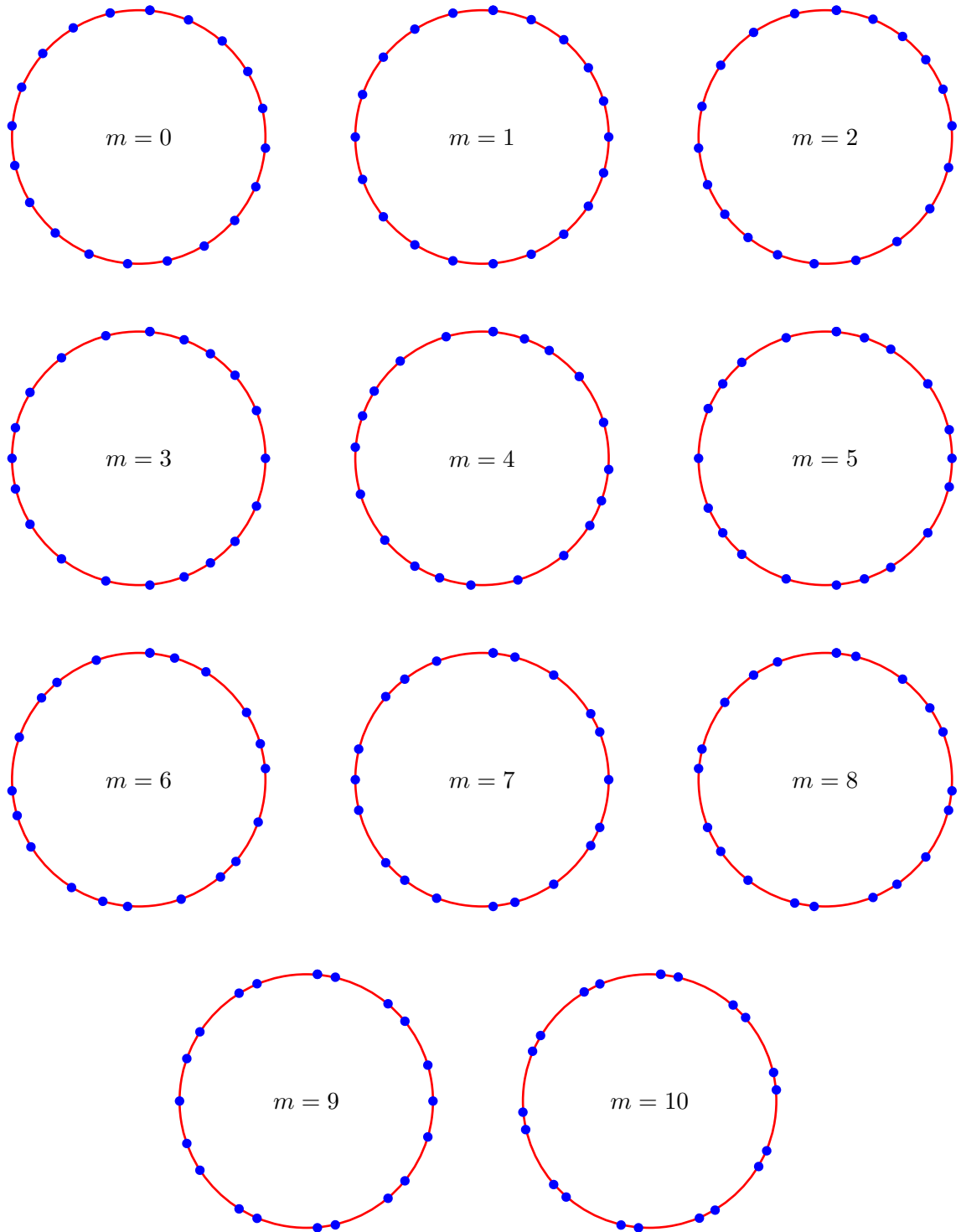


Abbildung 4.5: Die ersten 10 longitudinalen Multi-Bunch-Moden für $h = 20$.

Die Hochfrequenzanlage an ELSA

Um die Limitierungen des geplanten Hochstrombetriebs des Stretcherrings darzustellen, soll zunächst die vorhandene Hochfrequenzinfrastruktur vorgestellt werden.

Im ELSA-Stretcherring werden zwei fünfzellige Hohlraumresonatoren des Typs PETRA zur Beschleunigung des Elektronenstrahls genutzt. Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau der Beschleunigungsresonatoren im Stretcherring. Beide Resonatoren werden durch einen gemeinsamen Generator gespeist. Die Ansteuerung übernimmt hierbei ein sogenanntes LLRF-System, das in Kapitel 12 detailliert beschrieben wird. Die durch einen Rechteckhohlleiter des Typs WR1800 transportierte Hochfrequenzleistung wird durch ein Magisches-T den beiden Resonatoren zu gleichen Anteilen zugeführt. Im Folgenden werden die Eigenschaften und Funktionsweise der PETRA-Resonatoren sowie Infrastruktur und Aufbau der Hochfrequenzanlage des Stretcherrings vorgestellt.

5.1 Die fünfzelligen PETRA-Resonatoren

Die im ELSA-Stretcherring verbauten fünfzelligen Resonatoren des Typs PETRA wurden ursprünglich zum Betrieb des gleichnamigen Elektronen-Positronen-Colliders entwickelt [Ger+77]. Jeder Resonator besteht aus fünf miteinander gekoppelten Einzelresonatoren, sogenannten Zellen, die jeweils auf eine Resonanzfrequenz von circa 499,669 MHz optimiert sind.

Abbildung 5.2 zeigt eine Schnittansicht eines fünfzelligen PETRA-Resonators. Zu erkennen sind die fünf Resonatorzellen, deren Hochfrequenzfelder durch Öffnungen in den Blenden phasenstarr gekoppelt sind. Die Einkopplung der Hochfrequenz erfolgt in der mittleren Zelle. Hier befindet sich eine Koppelschleife, die an das magnetische Feld der Fundamentalmode koppelt, vergleiche Kapitel 3.3.3.

Die Elektronen, die das zeitlich veränderliche elektrische Feld der Fundamentalmode TM_{010} mit annähernd Lichtgeschwindigkeit durchqueren, erfahren abhängig vom Vorzeichen des elektrischen Feldes eine Beschleunigung oder Abbremsung. Um stets ein beschleunigendes Feld entlang der Strahlachse des Resonators aufzubauen, darf die Länge einer Resonatorzelle die halbe Wellenlänge der Hochfrequenz nicht übersteigen. Durch den Einsatz mehrerer Resonatorzellen kann bei geeigneter Auslegung der Koppelschlitze eine Feldverteilung erreicht werden, die an das elektrische Feld ihrer Nachbarzelle mit einer Phasenverschiebung von 180° koppelt. So ist sichergestellt, dass der Elektronenstrahl beim Durchlaufen eines mehrzelligen Resonators

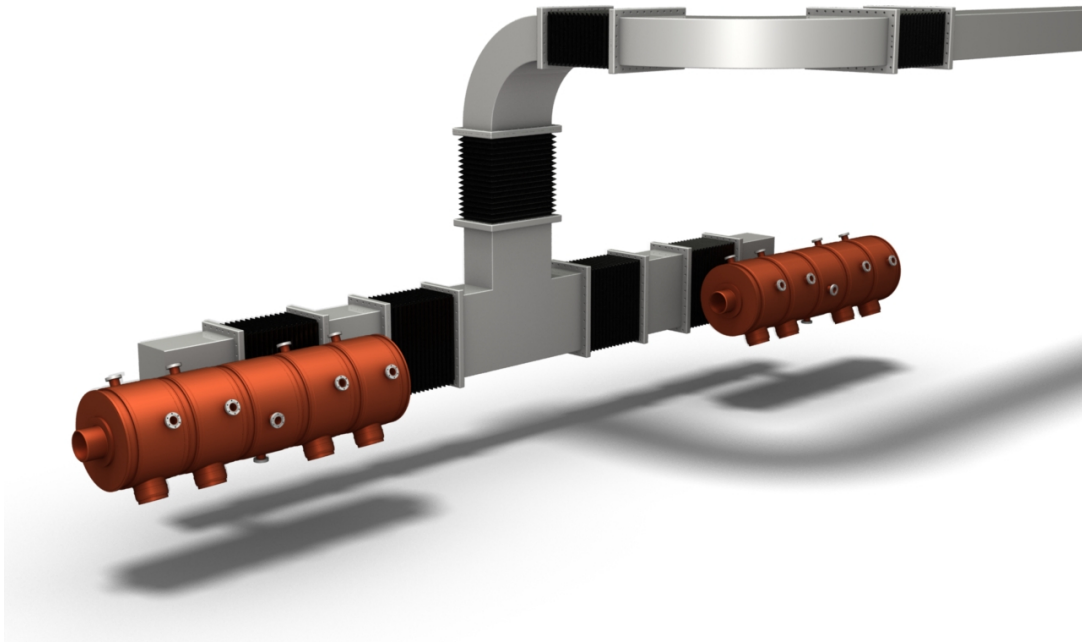


Abbildung 5.1: Überblick über die Anordnung der Beschleunigungsresonatoren und Hochfrequenzverteilung im ELSA-Stretcherring.

stets eine Beschleunigung durch das elektrische Feld entlang der Strahlachse erfährt. Die Resonatormode, die diese Feldverteilung und Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Zellen aufweist, wird auch als π -Mode bezeichnet. Durch den Einsatz mehrerer Resonatorzellen ergibt sich eine Shuntimpedanz von $15 \text{ M}\Omega$ [DES07], im Vergleich zu wenigen $\text{M}\Omega$, die durch den Einsatz einzelliger Resonatoren erreicht werden können. Damit eignet sich der Resonator zur Erzeugung hoher elektrischer Feldstärken im Elektronenbeschleuniger.

Abbildung 5.3 zeigt die mit CST Microwave Studio berechnete elektrische Feldverteilung der Fundamentalmode mit einer Leerlaufgüte von $Q_0 = 36\,800$. Zu erkennen ist der Phasenvorschub des elektrischen Feldes von 180° pro Zelle. Das elektrische Feld besitzt auf der Strahlachse maximale Amplitude, weshalb sich die Mode zur Beschleunigung geladener Teilchen eignet. Die longitudinale Feldkomponente, die der Elektronenstrahl durchläuft, ist in Abbildung 5.4 gezeigt.

5.1.1 Abstimmstempel

Da aufgrund der hohen Kreisgüte der PETRA-Resonatoren von $Q_0 \approx 36\,000$ [DES07] die Anregung der Resonatoren in einem schmalbandigen Bereich um die Resonanzfrequenz erfolgen muss, müssen die Einflüsse von Fertigungstoleranzen und Temperaturänderungen auf die Resonanzfrequenz aktiv kompensiert werden.

Um die Resonanzfrequenz der Resonatoren im laufenden Betrieb an die Frequenz des Mastergeneratorsignals anzupassen, sind in beiden Resonatoren Abstimmstempel in den Zellen 2 und 4 montiert. Durch Einfahren dieser Kupferstempel mit einem Durchmesser von circa 115 mm in das Resonatorinnere wird so die Geometrie und damit die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode beeinflusst, vergleiche Kapitel 3.3.1. Dadurch kann auch die durch das Beamloading erforderliche Frequenzverstimmung der Resonatoren im Strahlbetrieb erzielt werden, vergleiche

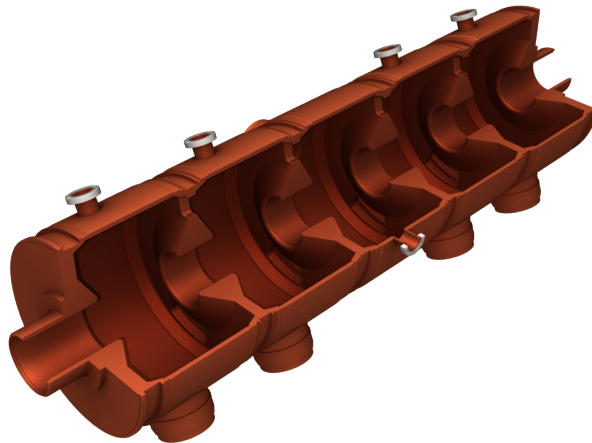


Abbildung 5.2: Schnittansicht eines fünfzelligen PETRA-Resonators.

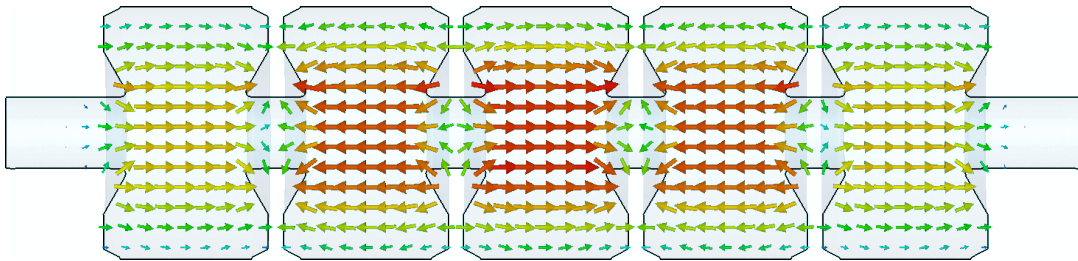


Abbildung 5.3: Mit CST berechnete elektrische Feldverteilung der Fundamentalmode TM_{010} entlang der Strahlachse eines fünfzelligen PETRA-Resonators.

Kapitel 3.3.4.

Abbildung 5.5 zeigt eine Schnittansicht eines PETRA-Resonators mit einem Abstimmstempel in der vierten Zelle. Durch Einfahren des Stempels in das Resonatorinnere erhöht sich die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode, durch Ausfahren kann sie reduziert werden. Die Funktionsweise der aktiven Resonanzregelung wird in Kapitel 12.3 beschrieben.

5.1.2 Modenspektrum und Impedanzen

Der Einfluss der PETRA-Resonatoren auf die Bewegung des Elektronenstrahls im Stretcherring ergibt sich durch ihr Impedanz- oder Modenspektrum. Wie in Kapitel 4 beschrieben, können schmalbandige Impedanzen im Speicherring kohärente Multi-Bunch-Instabilitäten verursachen, die zu einer Verschlechterung der Strahlqualität bis hin zu Strahlverlust führen können. Da ein Hohlraumresonator nach Kapitel 3.3.1 neben der Fundamentalmode unendlich viele Moden hoher Güte, sogenannte HOMs, besitzt, muss deren Kopplung an den Elektronenstrahl untersucht werden.

In der elektrisch leitenden Strahlkammer des Stretcherrings können sich elektromagnetische Wellen ausbreiten. Analog zur Betrachtung eines Rechteckhohlleiters gibt es eine Grenzfrequenz, unterhalb der keine Wellenausbreitung möglich ist, vergleiche Kapitel 3.1. Liegt die Resonanzfrequenz einer schmalbandigen Impedanz oberhalb der Grenzfrequenz der Strahlkammer, so kann die Strahlkammer als zusätzliche Last für den Resonator aufgefasst werden. Moden mit Resonanzfrequenzen oberhalb der Grenzfrequenz der Strahlkammer sind daher stark gedämpft.

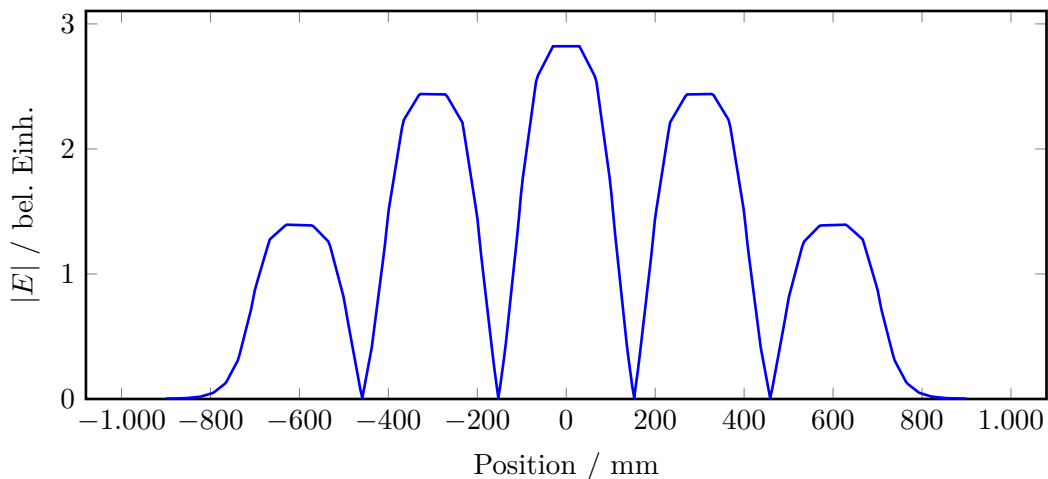


Abbildung 5.4: Mit CST berechneter Betrag der longitudinalen elektrischen Feldkomponente entlang der Strahlachse der Fundamentalmode TM_{010} eines fünfzelligen PETRA-Resonators.

Die an ELSA übliche elliptische Strahlkammer besitzt eine Grenzfrequenz von circa 1,712 GHz, vergleiche Kapitel 14. Daher sind vor allem die Resonatormoden von Interesse, deren Resonanzfrequenz unterhalb der Grenzfrequenz der Vakuumkammer liegt.

Abbildung 5.6 zeigt das mit `CST Particle Studio` berechnete Impedanzspektrum der fünfzelligen PETRA-Resonatoren. Zu dessen numerischer Berechnung wird die dreidimensionale Geometrie des Resonatorhohlraums auf einem dreidimensionalen Gitter angenähert. Durch Nachbildung einer elektromagnetischen Feldverteilung, die der eines Elektronenpakets entspricht, kann die Antwort des Resonators beim Durchqueren des Elektronenstrahls bestimmt werden. Aus dem zeitlichen Verhalten der im Resonatorinneren zurückbleibenden elektromagnetischen Felder kann das Frequenzspektrum des Resonators berechnet werden. Zu erkennen ist die zur Beschleunigung verwendete Fundamentalmode bei einer Frequenz von circa 500 MHz sowie mehrere Moden höherer Ordnung. Überlappt die Resonanzfrequenz einer Resonatormode mit einem Synchrotron- oder Betatronseitenband des Elektronenstrahls, vergleiche Kapitel 4.2, so können kohärente Multi-Bunch-Instabilitäten ausgelöst werden. Insbesondere die TM_{021} -Mode mit einer Resonanzfrequenz von circa 1,457 GHz besitzt eine nichtvernachlässigbare Shuntimpedanz entlang der Strahlachse und kann auf den Elektronenstrahl zurückwirken, wodurch im ELSA-Stretcherring die longitudinale Multi-Bunch-Mode 252 getrieben wird, vergleiche Kapitel 8. Um ihren Einfluss auf den Elektronenstrahl abschätzen zu können, ist daher eine Messung der Shuntimpedanz der TM_{021} -Mode erforderlich.

5.1.3 Bestimmung der Shuntimpedanzen der PETRA-Resonatoren

Zur Verifikation der numerischen Simulationen und absoluten Bestimmung der Shuntimpedanzen der Resonatormoden wurden Messungen zur Bestimmung der elektrischen Feldverteilung auf der Strahlachse an einem Reserveresonator durchgeführt [Sau13]. Hierzu dient ein bereits vorhandener Aufbau zur sogenannten Störkörpermessung [Sch09], der im Rahmen dieser Arbeit optimiert wurde.

Durch das Einbringen eines nichtleitenden dielektrischen Körpers in das Innere des Hohlraumresonators verschiebt sich die Resonanzfrequenz ω des Resonators gegenüber der ungestörten

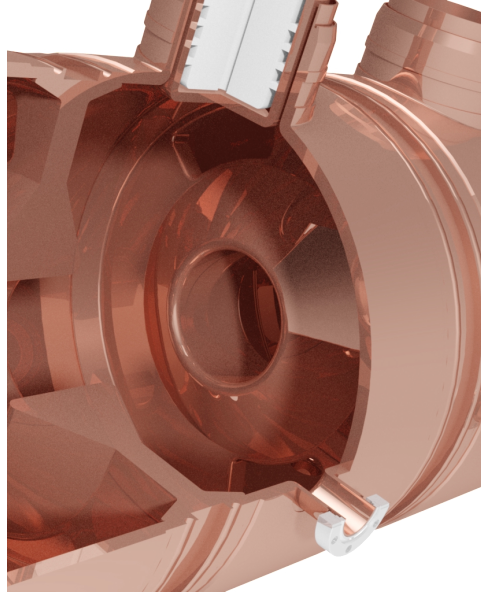


Abbildung 5.5: Schnittansicht der vierten Resonatorszelle mit Abstimmstempel (oben).

Resonanzfrequenz ω_0 in Abhängigkeit der Polarisation \mathbf{P} des Störkörpers [Sla50] gemäß

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{\iiint_{V_s} \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{P} \, dV}{\varepsilon_0 \iiint_V |\mathbf{E}_0|^2 \, dV} \approx 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{E}_0 das ungestörte elektrische Feld, V das Volumen des Resonators und V_s das Volumen des Störkörpers.

Aus der Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ lässt sich die elektrische Feldstärke an der Position z des Störkörpers bestimmen als

$$E(z) = \sqrt{\frac{2W}{\alpha_s} \frac{\Delta\omega(z)}{\omega_0}}. \quad (5.2)$$

Dabei ist W die im Resonator gespeicherte Feldenergie. α_s wird als Störkörperkonstante bezeichnet und lässt sich aus dem Volumen des Störkörpers und dessen elektrischer Permittivität ε berechnen

$$\alpha_s = \frac{1}{2} (\varepsilon - \varepsilon_0) V_s. \quad (5.3)$$

Variiert man die Position des Störkörpers entlang der Strahlachse des Resonators, lässt sich die elektrische Feldstärke entlang dieser Achse bestimmen und daraus die Shuntimpedanz der entsprechenden Resonatormode berechnen. Abbildung 5.7 zeigt den schematischen Aufbau der Störkörpermessung am Beispiel eines einzelligen Hohlraumresonators. Ein durch einen Schrittmotor verfahrbarer Teflonstörkörper verschiebt in Abhängigkeit seiner Position die Resonanzfrequenz des Resonators, die durch einen vektoriellen Netzwerkanalysator bestimmt werden kann. Sowohl Schrittmotor als auch Netzwerkanalysator werden über eine USB-Schnittstelle durch einen Einplatinen-Computer des Typs Raspberry Pi angesteuert. Hier dient ein in der

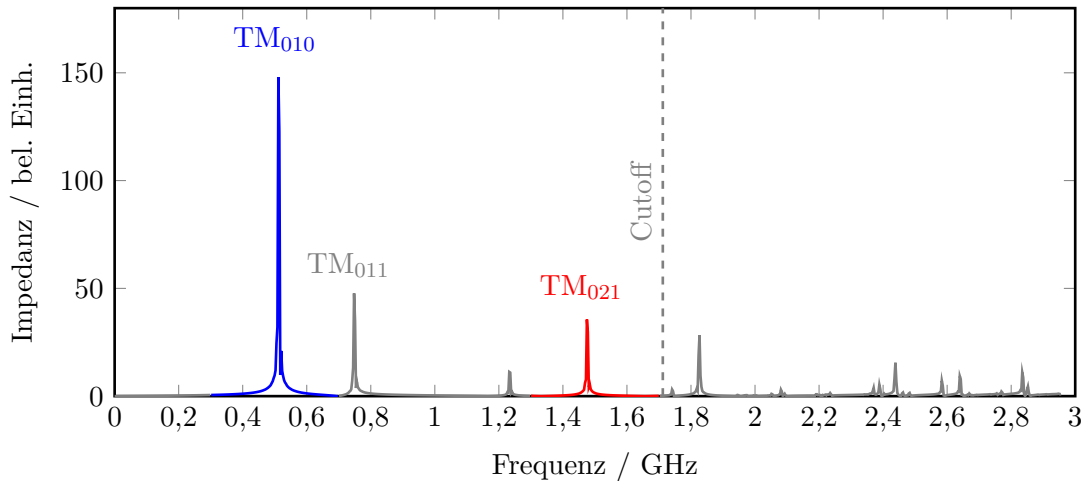


Abbildung 5.6: Mit CST berechnetes Impedanzspektrum eines fünfzelligen PETRA-Resonators.

Programmiersprache C++ entwickeltes Softwarepaket der Ansteuerung der Komponenten sowie der Ablaufsteuerung und Auswertung der Störkörpermessung.

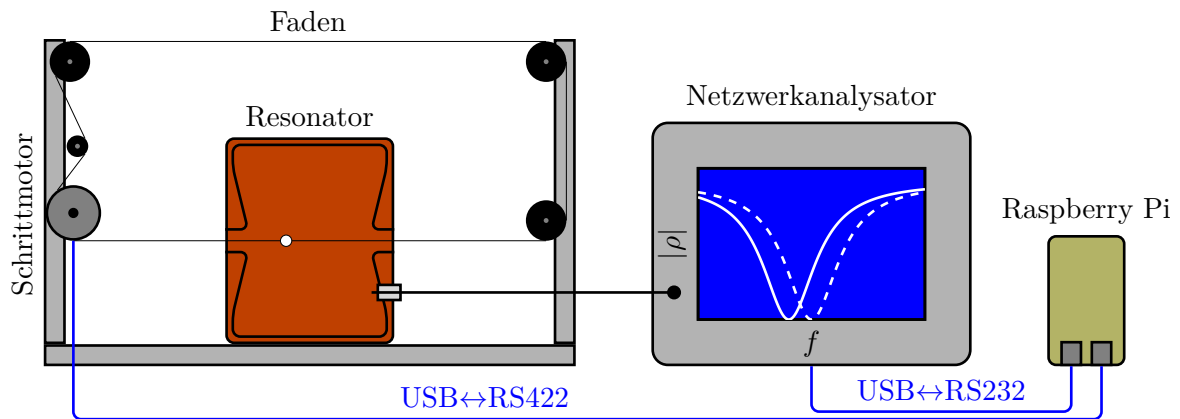


Abbildung 5.7: Schematischer Aufbau der Störkörpermessung.

Von Interesse ist hierbei insbesondere die TM_{021} -Mode, die im Beschleunigerbetrieb longitudinale Multi-Bunch-Instabilitäten auslösen kann. Deren Shuntimpedanz konnte mithilfe der Störkörpermessmethode zu

$$R_s^{TM_{021}} = (1,2 \pm 0,1) \text{ M}\Omega \quad (5.4)$$

bestimmt werden [Hin13]. Diese Shuntimpedanz liegt nur etwa eine Größenordnung unter der Shuntimpedanz der Fundamentalmode von $R_s^{TM_{010}} \approx 15 \text{ M}\Omega$. Dies erklärt die bereits bei kleinen Strahlströmen von wenigen mA auftretenden Instabilitäten im ELSA-Stretcherring, vergleiche Kapitel 8.

5.2 Bandpassfilter für die PETRA-Resonatoren

Können sich aus den Resonatoren ausgekoppelte HOM-Signale über den Hohlleiter ausbreiten, sind gekoppelte Oszillationen beider Resonatoren möglich, die zu komplexer, nichtlinea-

rer Strahlbeeinflussung führen können. Darüber hinaus sind im Hohlleitersystem keine auf die Frequenz der HOMs angepassten Absorber installiert, wodurch diese ungedämpft propagieren können. Die geplante Erhöhung des Strahlstroms I in Stretcherring um eine Größenordnung wirkt sich nach dem ohmschen Gesetz quadratisch auf die ausgekoppelte Leistung der HOMs in das Hohlleitersystem aus

$$P^{\text{HOM}} \propto R_S^{\text{HOM}} \cdot I(f^{\text{HOM}})^2. \quad (5.5)$$

Dies kann zur Entstehung stehender Wellen hoher Feldstärken an empfindlichen Hohlleiterkomponenten wie Vakuumfenstern und sogar zu deren Zerstörung führen.

Durch den Einbau von HOM-Absorbern [Sau13] an den Endplatten der Rechteckhohlleitern, in Verbindung mit Hohlleiter-Bandpassfiltern [Ebe02] kann die Ausbreitung dieser Moden verhindert werden. Ein Iris-Bandpassfilter, vergleiche Kapitel 3.1.2, wurde an beiden Ausgängen des Magischen-Ts montiert, sodass keine gekoppelten Oszillationen beider Resonatoren über das Hohlleitersystem entstehen können. Insbesondere wird dadurch die Entstehung stehender Wellen im Hohlleiterzweig zum Generator und damit dessen Beschädigung verhindert. Eine technische Zeichnung des Iris-Filters findet sich in Abbildung A.1.

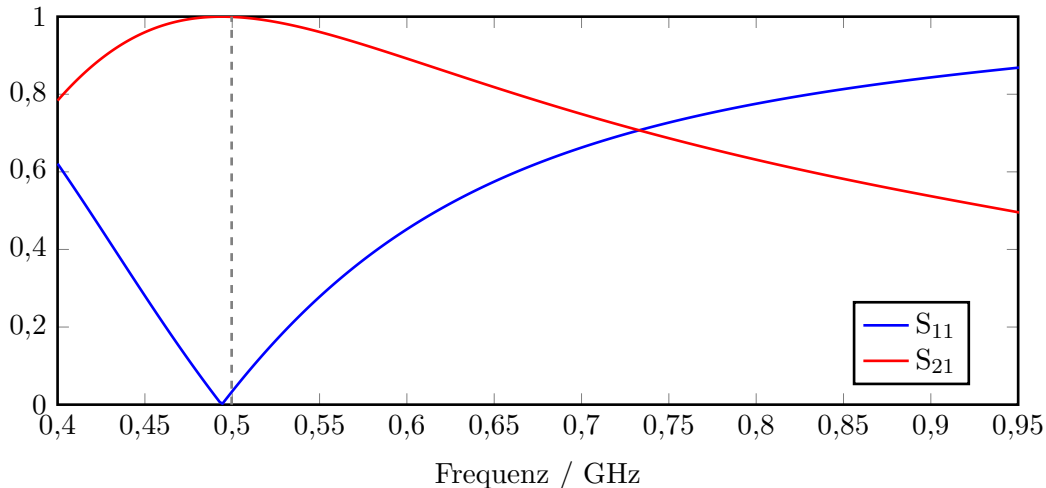


Abbildung 5.8: Mit CSTberechnete S -Parameter des Iris-Bandpassfilters im Hohlleitersystem des Stretcherrings.

Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis einer numerischen Simulation der Streuparameter des Bandpassfilters mit CST Microwave Studio, dessen Transmissionsfrequenz auf die Frequenz der Fundamentalmode der Hohlraumresonatoren von circa 500 MHz optimiert wurde. Damit ist sichergestellt, dass lediglich der zur Beschleunigung genutzte 500 MHz-Anteil der Hochfrequenz durch das Hohlleitersystem propagiert. Elektromagnetische Wellen höherer Schwingungsfrequenzen werden durch den Bandpassfilter reflektiert und ihre Energie wird im HOM-Absorber dissipiert.

5.3 Messung der synchronen Strahlphase

Da das in Kapitel 6 beschriebene Bunch-by-Bunch-Feedback-System auf eine konstante synchrone Phase während des gesamten ELSA-Booster-Zyklus angewiesen ist, ist es erforderlich, die synchrone Phase im Beschleunigerbetrieb messen zu können. Dies wird insbesondere im zukünft-

tigen Betrieb mit weiteren Beschleunigungsresonatoren unerlässlich, wenn mehrere Hochfrequenzanlagen gleichzeitig den Strahl beschleunigen, vergleiche Kapitel 13, deren relative Phase optimiert werden muss.

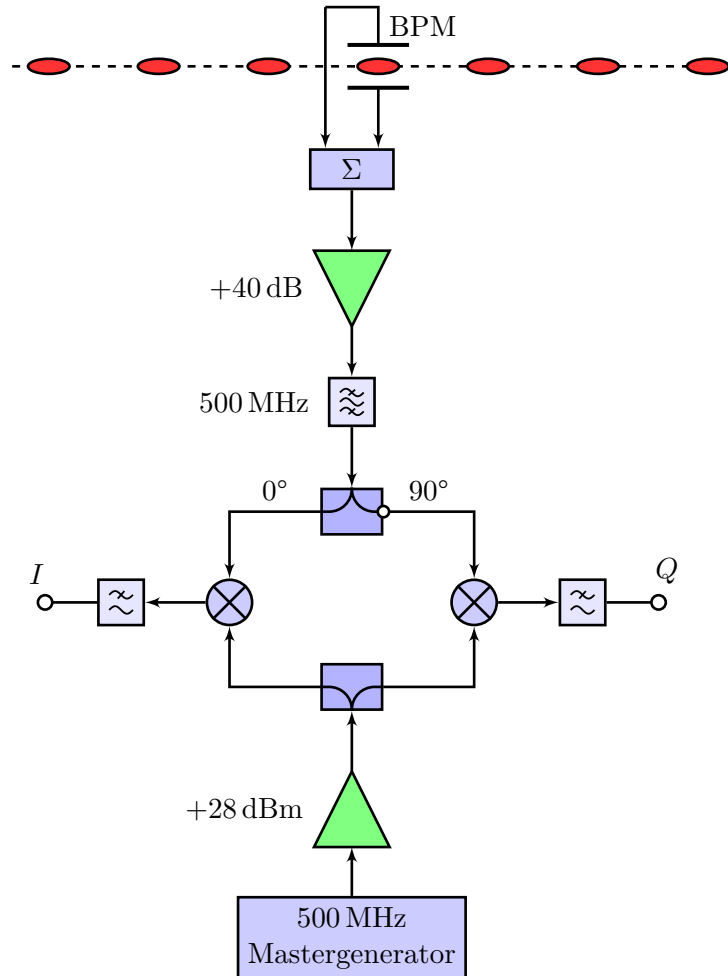


Abbildung 5.9: Aufbau der IQ -Messung zur Bestimmung der Strahlphase.

Zur Messung der synchronen Strahlphase wird eine sogenannte IQ -Demodulation als Vektort Voltmeter eingesetzt. Als Messsignal dient hierbei das Summensignal des BPM 16¹, das proportional zur Amplitude des Strahlstroms und phasenstarr zum umlaufenden Elektronenstrahl ein Hochfrequenzsignal liefert, vergleiche Kapitel 6.1.1. Durch einen nachgeschalteten Verstärker und Bandpassfilter wird die Signalkomponente bei 500 MHz, was der beschleunigenden Hochfrequenz entspricht, isoliert. Ein 90°-Splitter teilt das Signal in zwei amplitudengleiche aber phasenverschobene Signalpegel, die in den beiden nachfolgenden Mischern mit der vorverstärkten Hochfrequenz des Mastergenerators als Frequenz- und Phasenreferenz gemischt werden. Ein Tiefpass isoliert die jeweils entstehende Gleichstromkomponente, die zur Digitalisierung auf einen ADC gegeben wird. Abbildung 5.9 zeigt den schematischen Aufbau der IQ -Messung zur Bestimmung der synchronen Phase. Die so gemessenen I - und Q -Signale werden zur Berechnung der Amplitude und Phase des ursprünglichen BPM-Signals benutzt, dies ist schematisch

¹ Beam Position Monitor

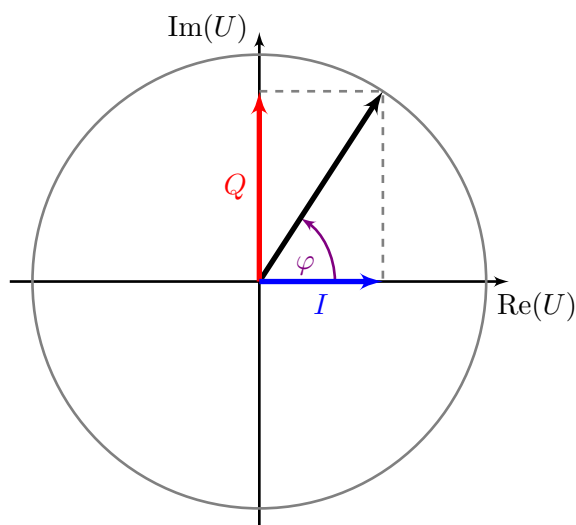


Abbildung 5.10: Prinzip einer IQ -Demodulation im Zeigerdiagramm.

in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Amplitude U ergibt sich dabei als Vektorsumme

$$U = \sqrt{I^2 + Q^2} \quad (5.6)$$

und die Phase relativ zum Mastergeneratorsignal über die Relation als

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{Q}{I} \right). \quad (5.7)$$

Die digitalisierten Spannungswerte der I - und Q -Signale stehen im ELSA-Kontrollsystem als Rohdaten zur Verfügung und können gemäß den Gleichungen (5.6) und (5.7) automatisiert in die Amplitude und Phase des Elektronenstrahls umgerechnet werden. Die Amplitude entspricht hierbei einem zum Strahlstrom proportionalen Messwert. Abbildung 5.11 zeigt die gemessenen Phasen während eines ELSA-Zyklus bei einer Energierampe von 1,2 GeV auf 2,35 GeV und 21 mA Strahlstrom. Während der Energierampe, hier nach etwa 0,5 s, verschiebt sich die Sollphase der Elektronen um wenige Grad, vergleiche Gleichung (2.7). Eine genauere Beschreibung dieses Effektes, sowie dessen Kompensation findet sich in Kapitel 12. Zur Verifikation der Bandbreite der IQ -Messung wurde zusätzlich zur Kompensation der synchronen Phase eine Rechteckform mit einer Periode von 20 ms und einer Amplitude von -8° während der Energierampe als Phasensollwert auf die beschleunigende Hochfrequenz vorgegeben. Deutlich zu erkennen sind die resultierenden Phasensprünge des Elektronenstrahls, die durch das System effektiv aufgelöst werden können. Bedingt durch Nichtlinearitäten der verwendeten Mischer und Signalteiler hängt die gemessene Phase von der Signalamplitude ab. Dies kann durch eine Softwarekalibration der I - und Q -Signale mit einem externen Referenzsignal bekannter Amplitude und Phase korrigiert werden. Der gemessene Amplitudenverlauf der IQ -demodulierten Messwerte kann durch Bestimmung eines Kalibrationsfaktors in den Strahlstrom umgerechnet werden.

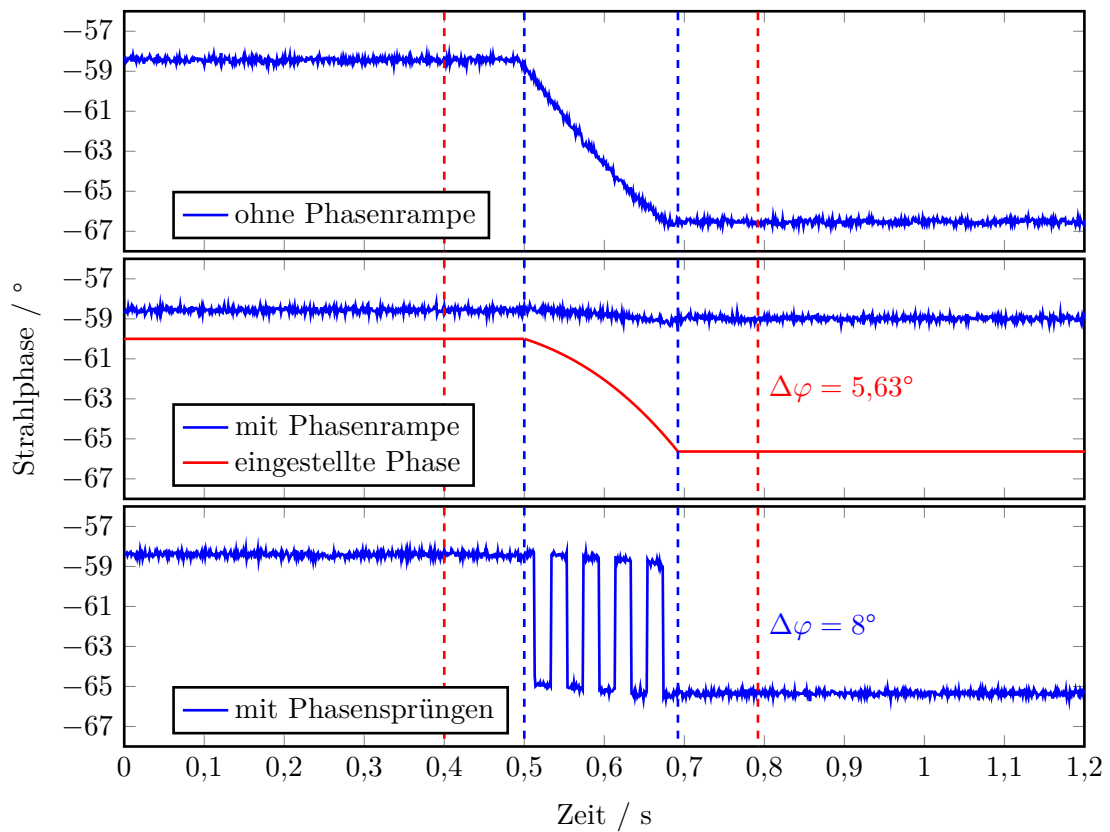


Abbildung 5.11: Gemessene Phasen des BPM-Summensignals bei einer Energierampe auf 2,35 GeV mit und ohne Phasenkorrektur, unten: Einfluss von vorgegebenen Phasensprüngen auf die gemessene Strahlphase.

Das Bunch-by-Bunch-Feedback-System

Zur Korrektur und Unterdrückung der in Kapitel 4 beschriebenen Multi-Bunch-Instabilitäten wird an ELSA ein digitales Bunch-by-Bunch-Feedback-System des Typs iGp12-274F der Firma Dimtel Inc. eingesetzt, vergleiche [Rot13].

Limitiert durch den Bunchabstand in Elektronenbeschleunigern und die damit einhergehende notwendige Bandbreite der signalverarbeitenden Elektronik und der Korrektoren können lediglich kohärente Dipoloszillationen durch aktive Maßnahmen unterdrückt werden. In Hadronenbeschleunigern mit wesentlich größeren Bunchlängen und -abständen findet auch die aktive Dämpfung höherer Schwingungsmoden kohärenter Oszillationen, die die Bunchform beeinflussen, Anwendung [Tob+10].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Bunch-by-Bunch-Feedback-System zum Einsatz auf der schnellen Energierampe optimiert sowie die transversale Korrektur durch einen neuen Stripline-Kicker implementiert, sodass die aktive Dämpfung kohärenter Multi-Bunch-Instabilitäten in allen drei Beschleunigerebenen im Standardbetrieb des Stretcherrings Anwendung findet und zur Verringerung von Strahlverlust und Verbesserung der Strahlqualität führt. Der Aufbau und die Funktionsweise sowie Dämpfungs- und Korrektoreigenschaften des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems werden im Folgenden beschrieben.

6.1 Aufbau und Funktionsweise des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems

Das Bunch-by-Bunch-Feedback-System besteht aus drei Baugruppen, die im Folgenden vorgestellt werden. Ein Strahlpositionsmonitor im Stretcherring liefert ein der Ablage eines Bunches proportionales Hochfrequenzsignal, das in der sich anschließenden FPGA-basierten Prozessoreinheit zur Berechnung eines für jeden Bunch individuellen Korrektursignals genutzt wird. Ein breitbandiger Korrektor überträgt das Korrektursignal auf den Elektronenstrahl. Im Folgenden werden die drei Komponenten Strahllagemonitor, Signalprozessor und Kickersysteme des longitudinalen sowie transversalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems vorgestellt.

6.1.1 Der Strahllagemonitor

Um kohärente Multi-Bunch-Instabilitäten aktiv dämpfen zu können, ist eine hochauflösende Messung der Position des Ladungsschwerpunktes der einzelnen Elektronenbunche erforder-

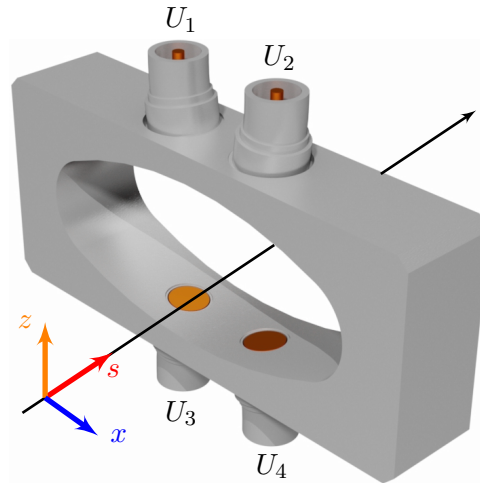


Abbildung 6.1: Der Strahlpositionsmontor zur Detektion der Position des Ladungsschwerpunktes der einzelnen Bunche.

lich. Ein solches breitbandiges Messinstrument bildet ein Hochfrequenz-Strahlpositionsmontor, auch BPM genannt, der kapazitiv über Knopfelektroden eine der elektrischen Feldstärke des Elektronenstrahls proportionale Spannung detektiert. Durch die Anordnung mehrerer Elektroden senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls erhält man an jeder Elektrode i ein Hochfrequenzsignal mit der Amplitude U_i , das für kleine Ablagen proportional zum Abstand des Ladungsschwerpunktes zur Elektrode und zum Strahlstrom ist.

Abbildung 6.1 zeigt einen ELSA-Strahlpositionsmontor mit vier BPM-Elektroden des Typs ESRF. Diese Strahlpositionsmontoren sind an jedem der 32 Quadrupolmagnete im Stretcherring installiert und dienen der Messung des Closed-Orbits. Durch Addition beziehungsweise Subtraktion der Spannungspegel kann ein Signal erzeugt werden, das proportional zur transversalen Position des Elektronenstrahls ist. Man definiert sich daher für einen BPM mit vier Elektroden die zum Strahlstrom beziehungsweise zur transversalen Ablage proportionalen Summen- und Differenzsignale

$$\Sigma = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 \quad (6.1)$$

$$\Delta_x = (U_1 + U_2) - (U_3 + U_4) \quad (6.2)$$

$$\Delta_z = (U_1 + U_3) - (U_2 + U_4) \quad (6.3)$$

Für das Bunch-by-Bunch-Feedback-System wurden zwei zusätzliche BPMs, BPM 15 zur Messung der vertikalen Strahlposition und BPM 18 für die horizontale und longitudinale Ebene, installiert. Da die transversale Ablage eines oszillierenden Elektronenbunches entlang des Closed-Orbits proportional zur Wurzel der Betafunktion ist, dient BPM 15, montiert unmittelbar vor Quadrupol QD15, als vertikaler Monitor, da hier die vertikale Betafunktion maximal wird. Analog wurde in Quadrupol QF18 ein horizontaler Strahlpositionsmontor installiert. Zusätzlich ist die Dispersion im Bereich um QD18 minimal, vergleiche Abbildung 2.4, wodurch die horizontale Position nicht durch Energie- beziehungsweise Synchrotronschwingungen beeinflusst wird. Die longitudinale Position des Elektronenstrahls ergibt sich aus der Phase des Summensignals relativ zur Phase des Mastergeneratorsignals.

Sowohl Summen- als auch Differenzsignale werden durch analoge Hybride gebildet und zum

Bunch-by-Bunch-Feedback-System übertragen. Hier erfolgt die Weiterverarbeitung und Extraktion der Positionsdaten.

6.1.2 Aufbereitung der BPM-Signale

Im sogenannten Front/Backend wird das hochfrequente BPM-Signal zur Extraktion der longitudinalen oder transversalen Position eines Elektronenbunches in das sogenannte Basisband, den Frequenzbereich von 0 bis 250 MHz, konvertiert [Tey10a]. Hierzu wird das Signal des Mastergenerators, das im Bunch-by-Bunch-Feedback-System als Eingangssignal vorliegt, zunächst in seiner Frequenz verdreifacht. Das entstehende 1,5 GHz-Signal wird mit dem Differenz- beziehungsweise Summensignal gemischt. Der nachgeschaltete Tiefpass selektiert Frequenzkomponenten kleiner als 250 MHz. Das entstehende Frequenzband zwischen 0 und der halben Hochfrequenz enthält die volle Information über kohärente Multi-Bunch-Moden des Elektronenstrahls. Abhängig von der relativen Phase zwischen verdreifachtem Mastergenerator- und BPM-Signal fungiert der Mischer als Amplituden- oder Phasendemodulator des BPM-Signals. Zur Detektion transversaler Strahlschwingungen ist eine Amplitudendemodulation des Differenzsignals, zur Detektion longitudinaler Schwingungen eine Phasendemodulation des Summensignals erforderlich.

Das Signal, das durch das Mischen zweier Signale gleicher Frequenz aber unterschiedlicher Phase entsteht, ergibt sich in diesem Fall als, vergleiche [MG92],

$$U \propto A_{\text{BPM}} \cos(2\pi 3f_{\text{HF}} \cdot t + \varphi(t)) \cdot A_{\text{LO}} \cos(2\pi 3f_{\text{HF}} \cdot t + \varphi_{\text{FE}}) \quad (6.4)$$

$$= \frac{1}{2} A_{\text{BPM}} A_{\text{LO}} \{ \cos(\varphi(t) - \varphi_{\text{FE}}) + \cos(2\pi 6f_{\text{HF}} \cdot t + \varphi_{\text{HF}} + \varphi(t)) \}. \quad (6.5)$$

Hier bezeichnet A_{BPM} die Amplitude des BPM-Signals, die proportional zum Strahlstrom ist, A_{LO} die Amplitude des Referenzsignals, das aus dem Signal des Mastergenerators erzeugt wird, $\varphi(t)$ die zeitlich veränderliche Phase des BPM-Signals und φ_{FE} die zur Mischung eingestellte Phase des Frontends. Zur Amplitudendemodulation und Detektion transversaler Strahlschwingungen wird als Eingangssignal das BPM-Differenzsignal genutzt, dessen Amplitude jeweils proportional zur Ablage in einer Strahlebene ist. Durch die Frontendphase $\varphi_{\text{FE}} = 0$ vereinfacht sich das Ausgangssignal zu

$$U_{x,z} \propto \frac{A_{\text{BPM}} A_{\text{LO}}}{2} \cos(\varphi(t)) \approx \frac{A_{\text{BPM}} A_{\text{LO}}}{2} \quad (6.6)$$

und liefert eine zur Amplitude des BPM-Differenzsignals proportionale Spannung. Im longitudinalen Fall soll das Ausgangssignal sensitiv auf die variable Phase $\varphi(t)$ sein, um so longitudinale Strahlschwingungen detektieren zu können. Hierfür wählt man $\varphi_{\text{FE}} = \frac{\pi}{2}$. Damit vereinfacht sich die Signalstärke im Falle kleiner Ablagen φ zu

$$U_s \propto \frac{1}{2} A_{\text{BPM}} A_{\text{LO}} \cos\left(\varphi(t) + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2} A_{\text{BPM}} A_{\text{LO}} \sin(\varphi(t)) \propto \sin(\varphi(t)) \approx \varphi(t). \quad (6.7)$$

Da zur Detektion longitudinaler Strahlschwingungen das Summensignal eines BPMs genutzt wird, ist hier keine Abhängigkeit mehr von der Strahllage beinhaltet.

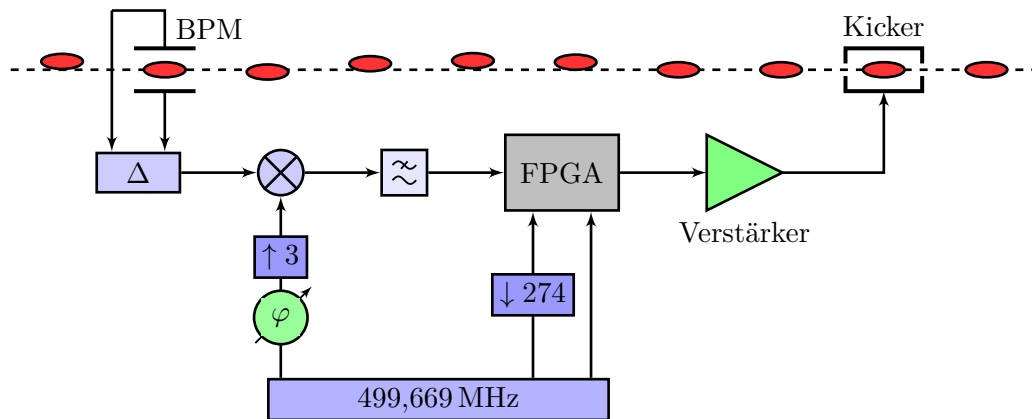


Abbildung 6.2: Funktionsschema des transversalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems.

6.1.3 Transversales Bunch-by-Bunch-Feedback-System

Das aufbereitete BPM-Signal dient nun der Feedbackprozessoreinheit als Eingangssignal. Abbildung 6.2 zeigt den schematischen Aufbau des transversalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems. Das amplitudendemodulierte Differenzsignal wird nach Durchlaufen des Tiefpassfilters einem digitalen Regelkreis zur Verfügung gestellt. Hierzu wird das Signal zunächst mit einer Rate von 500 MHz digitalisiert, sodass ein zu jedem Bucket synchrones Positionssignal vorliegt. Die schnelle Datenverarbeitung übernimmt ein FPGA¹, der durch einen PLL² aus der Frequenz des Mastergeneratorsignals ein 125 MHz-Signal erzeugt, mit dem er getaktet wird. In 274 Schieberegistern mit 32 Einträgen werden die Positionsdaten jedes einzelnen Buckets des Stretcherring der letzten 32 Umläufe separat zwischengespeichert und parallel verarbeitet, vergleiche Abbildung 6.3. Ein digitaler FIR-Filter, vergleiche Kapitel 6.2, selektiert aus den Positionsdaten die Schwingungsfrequenz und berechnet so für jeden Bunch im Kreisbeschleuniger bei jedem Umlauf ein eigenes Korrektursignal, das über einen analogen Ausgang zu einer Verstärkerkette und schließlich auf einen Korrektor im Stretcherring gegeben wird. Sowohl ADC als auch DAC werden dabei mit der Frequenz des Mastergeneratorsignals getaktet und übernehmen damit das Multiplexen beziehungsweise Demultiplexen zur parallelen Verarbeitung im FPGA.

Zur korrekten Zuordnung der Buckets im Stretcherring nach einem Neustart des Prozessors wird die Nummerierung der Buckets im FPGA durch den extern angelegten Umlauftrigger, erzeugt aus der Hochfrequenz durch Division mit der Harmonischenzahl, zwischen den Feedbackeinheiten der drei Strahlebenen synchronisiert. Um Laufzeiteffekte in den Signalleitungen ausgleichen zu können, können sowohl der analoge Ein- als auch Ausgang durch einstellbare Verzögerungen von 0 ns bis 2 ns mit einer Schrittweite von 1 ps optimiert werden. Damit ein Korrektursignal, das am Korrektor im Stretcherring anliegt, auf den richtigen Bunch wirkt, kann die Ausgabe des Korrektursignals zusätzlich um Vielfache der Periodendauer der Hochfrequenz, also 2 ns, verzögert werden. Eine detaillierte Beschreibung zum Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems findet sich in [Rot13].

¹ Field Programmable Gate Array

² Phase Locked Loop

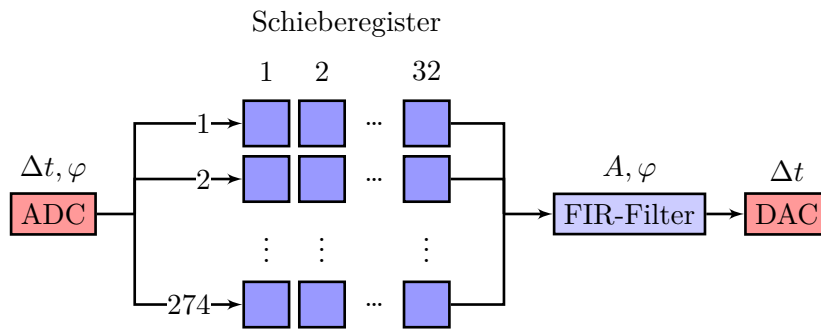


Abbildung 6.3: FPGA-interne Datenstruktur und -verarbeitung des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems.

6.1.4 Transversaler Stripline-Kicker

Das verstärkte Korrektursignal wird über eine Koaxialleitung zur Korrektur der Strahlschwingungen auf einen eigens entwickelten Stripline-Kicker gegeben [Sch11]. Dieser besteht aus vier koaxial angeordneten Leiterbahnen, die parallel zur Strahlrichtung in der Vakuumkammer angebracht sind. Über jeweils vier Ein- und Auskopplungen können Hochfrequenzsignale den Stripline-Kicker durchlaufen. Die Geometrie der Leiterbahnen und der leitenden Vakuumkammer wurden optimiert, um den Wellenwiderstand des Kickers dem Wellenwiderstand der Koaxialleitung von 50Ω anzugleichen. Damit durchläuft ein Hochfrequenzsignal den Kicker nahezu reflexionsfrei und kann an den Ausgangsports durch entsprechende Abschlusswiderstände abgesumpft werden. Betreibt man jeweils gegenüberliegende Striplines mit einem um 180° phasenverschobenen Hochfrequenzsignal, so wird ein durchlaufendes Elektronenpaket transversal abgelenkt. Damit lassen sich die an den oberen und unteren Durchführungen befestigten Striplines zur vertikalen und die horizontal befestigten Leiterbahnen zur horizontalen Lagekorrektur einzelner Elektronenbunche verwenden.

Abbildung 6.4 zeigt einen Schnitt durch die Geometrie des Stripline-Kickers. Zu sehen sind die Leiterbahnen, die an je zwei Vakuumdurchführungen befestigt sind und zusammen mit der runden Vakuumkammer einen Koaxialleiter bilden.

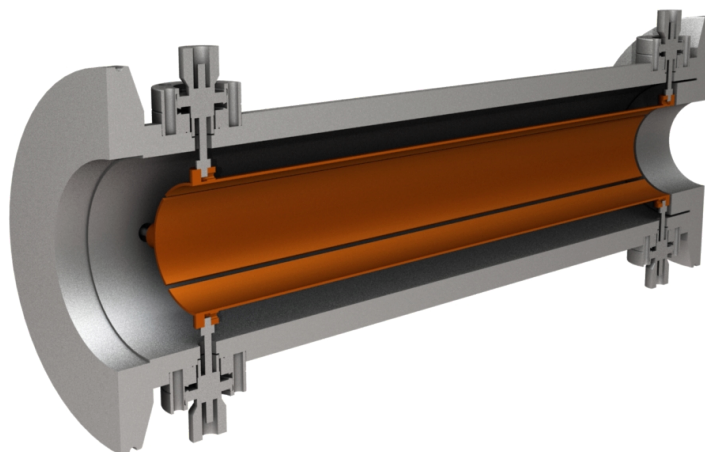


Abbildung 6.4: Schnittansicht des Stripline-Kickers zur Korrektur transversaler Multi-Bunch-Instabilitäten.

Die Länge der Leiterbahnen definiert dabei die Bandbreite des Kickers. Ein Elektronenpaket, das den Kicker durchläuft, wird durch dessen elektromagnetisches Dipolfeld transversal abgelenkt. Da die Ausbreitungsrichtung der Korrektursignale im Stripline-Kicker der Flugrichtung des Elektronenstrahls entgegengesetzt ist, darf die Länge der Leiterbahnen die Wellenlänge der beschleunigenden Hochfrequenz von 500 MHz nicht übersteigen. Andernfalls kann das elektromagnetische Feld bei hohen Frequenzen teilweise mit entgegengesetztem Vorzeichen auf den Bunch wirken. Die Ablenkspannung, die ein Elektronenpaket insgesamt erfährt ergibt sich aus

$$U_{x,z} = \int_0^L \left[E_{x,z}(s,t) + \beta c \cdot B_{z,x}(s,t) \right] ds. \quad (6.8)$$

Hier bezeichnet $E_{x,z}$ die elektrische und $B_{x,z}$ die magnetische Feldkomponente der jeweiligen Raumrichtung. Das Vorzeichen des elektrischen Feldes ist dabei unabhängig von der Ausbreitungsrichtung der Hochfrequenzwelle, jedoch ändert sich das Vorzeichen des magnetischen Feldes, wenn Strahl und Korrektursignal den Kicker in gleicher Richtung durchlaufen. Für den Fall $\beta \rightarrow 1$ kompensieren sich elektrisches und magnetisches Feld vollständig, sodass keine transversale Ablenkung auftritt.

Allgemein lässt sich die frequenzabhängige Kickstärke und damit Shuntimpedanz eines Striplinekickers schreiben als [GL92]

$$R_S(f) = \frac{8Z_L c^2}{\pi^2 r^2 f^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2\left(\frac{2\pi f}{c} \cdot L\right). \quad (6.9)$$

Hier bezeichnet Z_L den Wellenwiderstand der Striplines, r den Radius, θ den Aufspannwinkel der Leiterbahnen und L deren Länge. Um einen Energietransfer vom Elektronenstrahl zum Striplinekicker und den angeschlossenen Verstärkern und Abschlusswiderständen zu minimieren, wurde die Länge des Striplinekickers zu $L = 30$ cm gewählt.

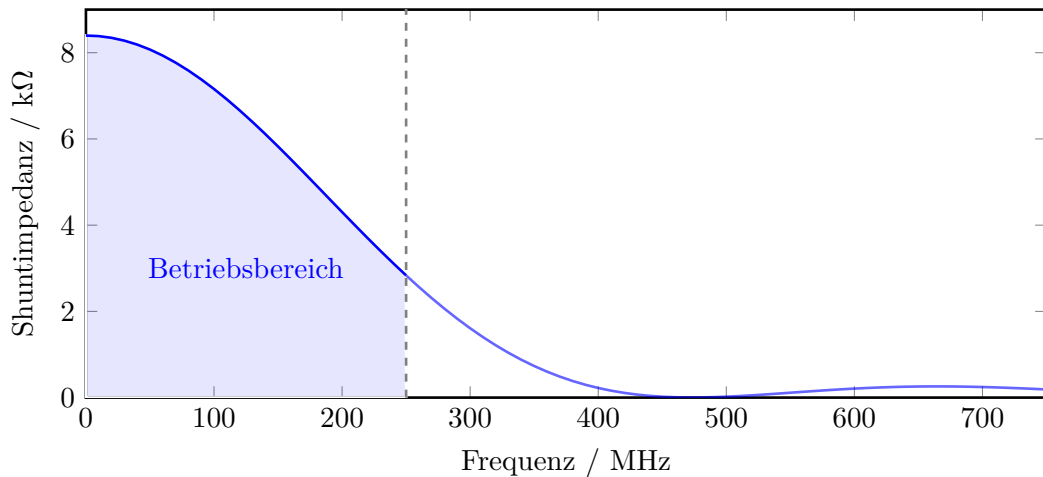


Abbildung 6.5: Berechnete Kickstärke des Stripline-Kickers.

Abbildung 6.5 zeigt die frequenzabhängige Shuntimpedanz des Stripline-Kickers und dessen Betriebsbereich bis 250 MHz. Durch die Optimierung der Länge steht eine ausreichende Kickstärke im nutzbaren Frequenzbereich zur Verfügung. Des Weiteren verschwindet die Sh-

untimpedanz bei Vielfachen der beschleunigenden Hochfrequenz, wodurch die Strahlkopplung und damit ein Energietransfer aus dem Elektronenstrahl minimiert wird.

6.1.5 Longitudinales Bunch-by-Bunch-Feedback-System

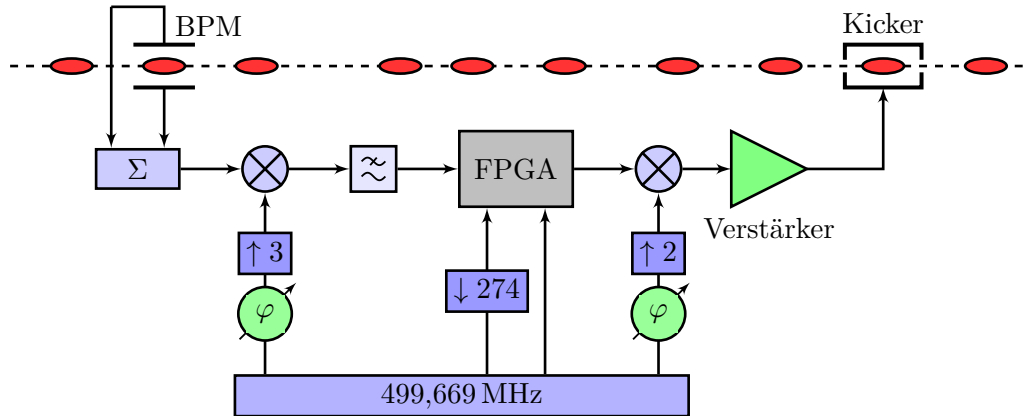


Abbildung 6.6: Funktionsschema des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems.

Das longitudinale Bunch-by-Bunch-Feedback-System nutzt das Summensignal des BPM 18 zur Extraktion der Phase eines Elektronenbunches. Hierzu wird das extrahierte Hochfrequenzsignal über einen Mischer phasendemoduliert. Das durch einen Tiefpass gefilterte Gleichspannungssignal ist dann proportional zur Phase des Elektronenpakets und zum Strahlstrom. Analog zum transversalen Fall wird im nachfolgenden FPGA durch einen FIR-Filter aus der digitalisierten Phaseninformation ein Korrektursignal generiert, das den Elektronenbunch auf die Sollphase zurücktreibt [Tey10b]. Da in der longitudinalen Ebene eine resonante Kickerstruktur als Korrektor genutzt wird, deren Arbeitsfrequenz im Bereich von 1 GHz bis 1,25 GHz liegt, ist es erforderlich, das Korrektursignal durch eine Frequenzmodulation auf das Frequenzband des Kickers anzupassen. Hierzu wird das Korrektursignal mit dem frequenzverdoppelten Signal des Mastergenerators von circa 1 GHz gemischt. Das entstehende Ausgangssignal weist nach einer Bandpassfilterung dann Frequenzen im Arbeitsbereich des Kickers auf. Abbildung 6.6 zeigt die Funktionsweise des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems.

6.1.6 Longitudinales Kicker-Cavity

Zur Dämpfung der kohärenten Synchrotronoschwingung eines Elektronenbunches ist ein longitudinales elektrisches Feld erforderlich, das der Energieschwingung des Bunches entgegen wirkt. Hierzu wurde ein sogenanntes Kicker-Cavity installiert, das als Hohlraumresonator mit der Grundmode TM_{010} betrieben wird [Zim10].

Analog zum transversalen Bunch-by-Bunch-Feedback-System müssen auch hier alle möglichen Multi-Bunch-Moden berücksichtigt werden. Damit muss auch hier eine volle Feldumkehr zwischen dem Passieren zweier Bunches sichergestellt werden. Die damit erforderliche Bandbreite von $\Delta f = 250$ MHz überträgt sich auf die belastete Güte des resonanten Kickers als

$$Q = \frac{f_{\text{res}}}{\Delta f}. \quad (6.10)$$

Abbildung 6.7 zeigt einen Schnitt durch die longitudinale Kickerstruktur. Deutlich zu erkennen

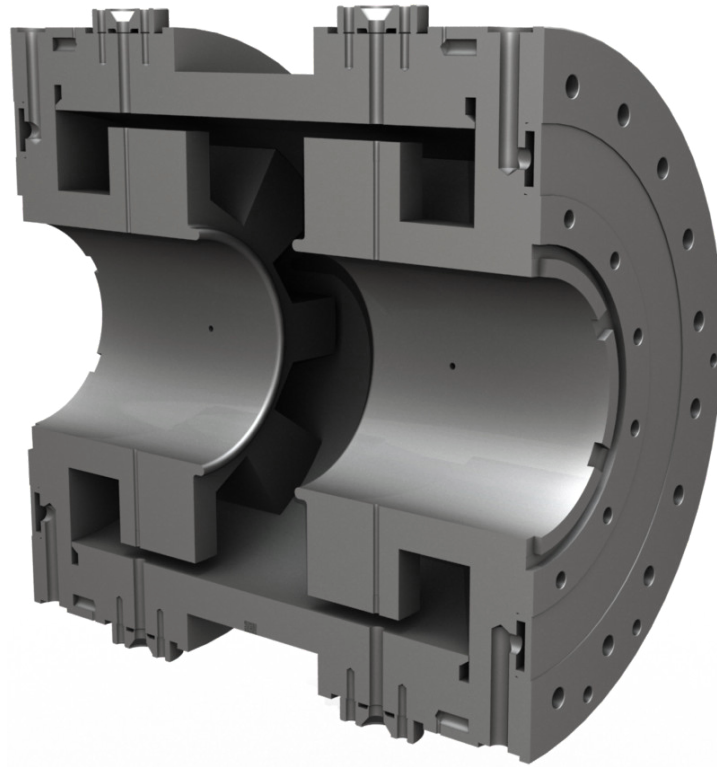


Abbildung 6.7: Schnittansicht des Kicker-Cavities zur Korrektur longitudinaler Multi-Bunch-Instabilitäten.

ist die Beschleunigungsstrecke, um die symmetrisch die Ein- und Auskopplung aufgebaut ist.

Durch die Wahl einer Resonanzfrequenz von $f_{\text{res}} = 1,125 \text{ GHz}$ ergibt sich also eine maximale belastete Güte von $Q^{\text{max}} = 4,5$. Da normalleitende Hohlraumresonatoren im Allgemeinen Güten im Bereich $> 1 \cdot 10^4$ aufweisen, ist eine spezielle Geometrie zur Reduzierung der externen Güte erforderlich. Durch acht kritisch abgestimmte Ein- beziehungsweise Auskopplungen an der Kickerstruktur wird die externe Güte so weit abgesenkt, dass die resultierende belastete Güte die Kriterien der gewünschten Bandbreite erfüllt [Heu11]. Abbildung 6.8 zeigt das gemessene Reflexionsverhalten eines Resonators und die daraus berechnete Güte. Durch Kopplung der koaxialen Signaleinspeisung über Steghohlleiter, die an ihrem Ende mit einem Koaxial-Hohlleiter-Übergang versehen sind, wird eine kritische Kopplung an den resonanten Hohlraum erreicht. Jeweils vier der Koaxialanschlüsse dienen dem Resonator als Signaleingang. Hierzu wird das Korrektursignal durch einen Signalteiler in vier amplituden- und phasengleiche Anteile aufgespalten und dem Resonator zugeführt. Die übrigen vier Koaxialanschlüsse dienen ausschließlich der Gütenreduktion und sind mit einer externen Last verbunden.

Im ELSA-Stretcherring sind zwei baugleiche Kickerstrukturen verbaut, die durch einen Signalteiler mit demselben berechneten und verstärkten Korrektursignal betrieben werden. Durch Anpassung der Kabellaufzeiten kann so ein Elektronenpaket beim Durchlaufen beider Strukturen gleichsinnig beschleunigt werden [Rot13; Heu11].

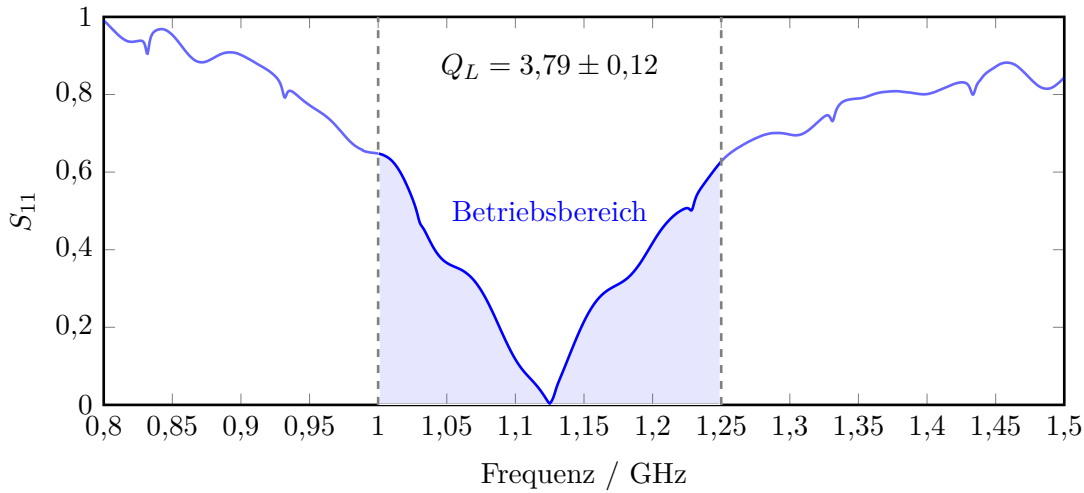


Abbildung 6.8: Gemessene Resonanzkurve des Kicker-Cavitys [Heu11].

6.2 Filterkoeffizienten und -transferfunktionen

Um die Schwingungsfrequenz der Elektronenbunche aus den digitalisierten BPM-Signalen zu extrahieren, wird ein sogenannter digitaler FIR³-Filter eingesetzt. Dabei wird die Summe aus den n letzten Positionsmesswerten eines Bunches, multipliziert mit einem Filterkoeffizienten c_i , gebildet. Der Ausgangswert des Filters ist dann

$$y(k) = \sum_{i=0}^n c_i x(k-i). \quad (6.11)$$

Die Filterkoeffizienten⁴ c_i sowie die Anzahl der Stützstellen definieren dabei das Filterverhalten. Das Bunch-by-Bunch-Feedback-System benötigt einen Bandpassfilter mit der Betatronbeziehungswise Synchrotronfrequenz als Mittenfrequenz zur Extraktion der Schwingungsfrequenz eines Elektronenpaketes. Durch Variation der Filterphase kann das Korrektursignal, das auf den Elektronenstrahl appliziert wird, auf die zur Dämpfung notwendige Phasenverschiebung zwischen gemessenem Positionssignal und Korrektur eingestellt werden. Die Koeffizienten können durch Vorgabe einer Verstärkung $G \in [0, 1]$, dem Nachkommaanteil des Arbeitspunktes $Q^{\text{frac}} < 1$, der die zu filternde Frequenz angibt, sowie einer Filterphase zur Erzielung der dämpfenden Wirkung φ berechnet werden [Kan+03] als

$$h_i = 2^g G \sin\left(2\pi Q^{\text{frac}} \cdot i + \varphi\right). \quad (6.12)$$

$g \in \mathbb{N}$ bezeichnet hier den sogenannten Shift-Gain, der durch Verschiebung der digitalen Speicherregister im analogen Ausgang jeweils eine Verdopplung der Ausgangsamplitude bewirkt. Um zusätzlich Gleichspannungssignale zu unterdrücken, werden die Filterkoeffizienten um den

³ Finite Impulse Response

⁴ Im Englischen werden die Koeffizienten auch Taps genannt.

Betrag des Mittelwertes vorschoben zu

$$c_i = h_i - \frac{1}{M} \sum_{n=0}^{M-1} h_n. \quad (6.13)$$

Die Filterkoeffizienten, die zur Dämpfung von Instabilitäten in den einzelnen Strahlebenen notwendig sind, lassen sich im Bunch-by-Bunch-Feedback-System durch einen integrierten Generator bei Angabe von Filteramplitude und -phase sowie Anzahl der Stützstellen automatisiert generieren. Damit kann bei Kenntnis des Arbeitspunktes in der entsprechenden Strahlebene ein Koeffizientensatz generiert werden, dessen Phase sich durch empirische Optimierung der Dämpfungseigenschaften ergibt.

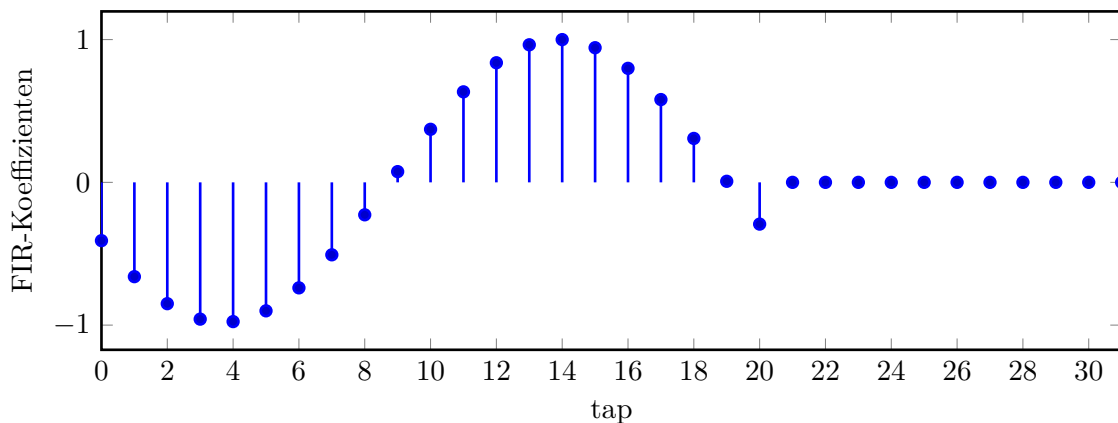


Abbildung 6.9: Filterkoeffizienten des longitudinalen FIR-Filters.

Abbildung 6.9 zeigt die Filterkoeffizienten des zur Dämpfung kohärenter longitudinaler Synchrotronoscillierungen optimierten longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems. Da die Messdaten eines einzelnen Bunches synchron zur Umlaufzeit im Kreisbeschleuniger vorliegen, beschreiben die Filterkoeffizienten in diesem Fall eine sinusförmige Schwingung mit einer Periode von circa 20 Umläufen. Dies entspricht, bei einem longitudinalen Arbeitspunkt von 0,048, der Periode einer Synchrotronoscillation im Stretcherring. Damit ist ein Filter mit circa 20 Taps ausreichend zur Detektion und Filterung der Oszillationen. Mit steigender Anzahl an Filterkoeffizienten reduziert sich die Bandbreite des Filters, es steigt jedoch seine Verstärkung [Sar93]. Insbesondere die Steigung des Phasenverlaufs limitiert daher die Anzahl der Taps, da bedingt durch die Energie- und damit Synchrotronfrequenzunschärfe des Elektronenstrahls auch bei kleinen Abweichungen von der Mittenfrequenz noch eine dämpfende Wirkung erforderlich ist. Die Phase des FIR-Filters auf der Mittenfrequenz wird dabei so gewählt, dass der Dämpfungseffekt symmetrisch um die Synchrotronfrequenz auftritt.

Abbildung 6.10 zeigt die Transferfunktion des longitudinalen FIR-Filters. Diese ist optimiert auf die Synchrotronfrequenz von circa 89 kHz im Stretcherring. Bereits die erste Harmonische des Filters ist um circa -20 dB gegenüber der Mittenfrequenz unterdrückt. Mit diesem Filter kann also die kohärente Synchrotronoscillation der einzelnen Bunches effizient gedämpft werden.

Analog zum longitudinalen Fall wird die Betatronfrequenz im transversalen Phasenraum gefiltert. Abbildung 6.11 zeigt die Filterkoeffizienten des horizontalen FIR-Filters, optimiert für den Nachbeschleunigerbetrieb des Stretcherrings. Die Anzahl der Taps wurde hier reduziert,

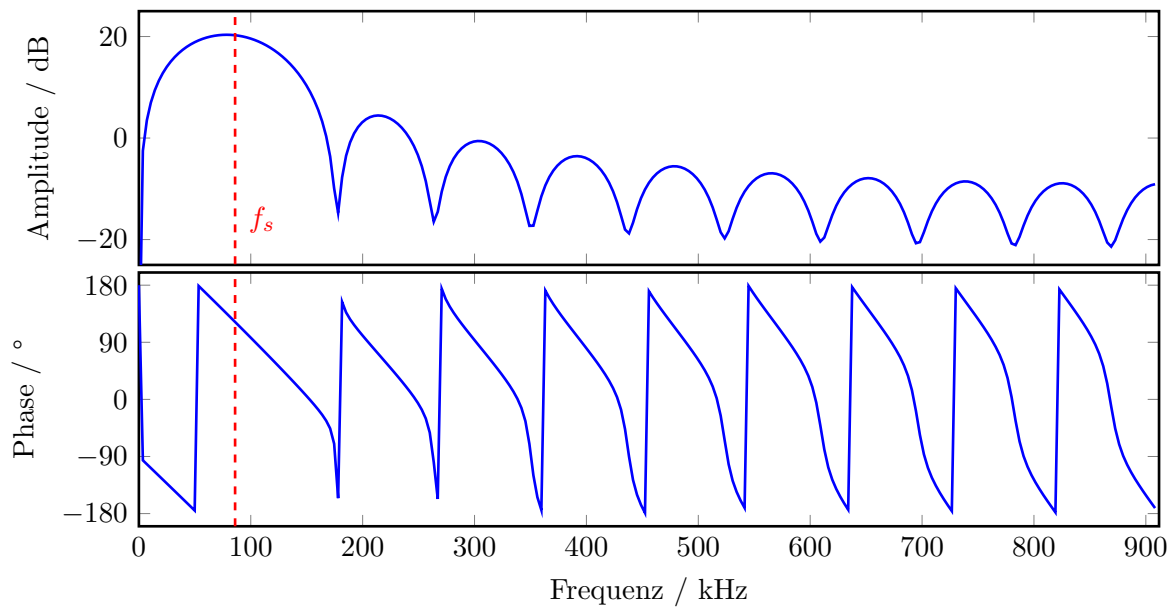


Abbildung 6.10: Transferfunktionen des digitalen FIR-Filters optimiert zur Dämpfung der Synchronschwingung.

um die Bandbreite des Filters zu erhöhen. Wie durch den schraffierten Bereich in Abbildung 6.12 verdeutlicht wird, wird die Betatronfrequenz zur Resonanzextraktion variiert, vergleiche Kapitel 2.3.2. Dadurch ist eine größere Bandbreite erforderlich, was die maximale Anzahl der Taps beschränkt. Dies äußert sich in einem flacheren Phasenverlauf und damit einer größeren Frequenzbandbreite, jedoch zu Lasten einer kleineren Verstärkung auf der Mittenfrequenz.

In der vertikalen Ebene wird der Arbeitspunkt und damit die Betatronfrequenz zur Resonanzextraktion variiert, um die Kreuzung optischer Resonanzen zu vermeiden. Die damit erforderliche Bandbreite ist sogar noch größer als im horizontalen Fall, wodurch sich die Anzahl der Taps weiter reduziert. Abbildung 6.13 zeigt die Koeffizienten des vertikalen Filters, optimiert für den Nachbeschleunigerbetrieb. Hier wurde der vertikale Arbeitspunkt nach der Energierampe von

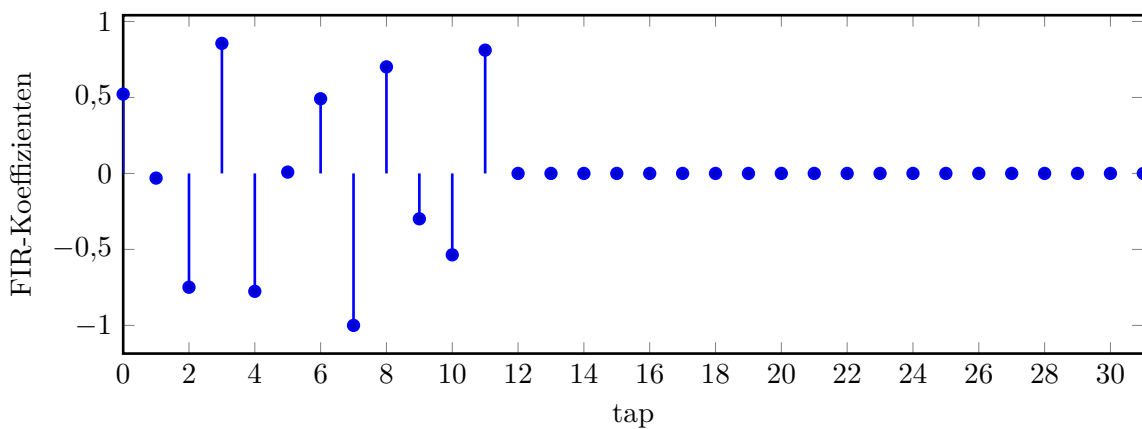


Abbildung 6.11: Filterkoeffizienten des horizontalen FIR-Filters.

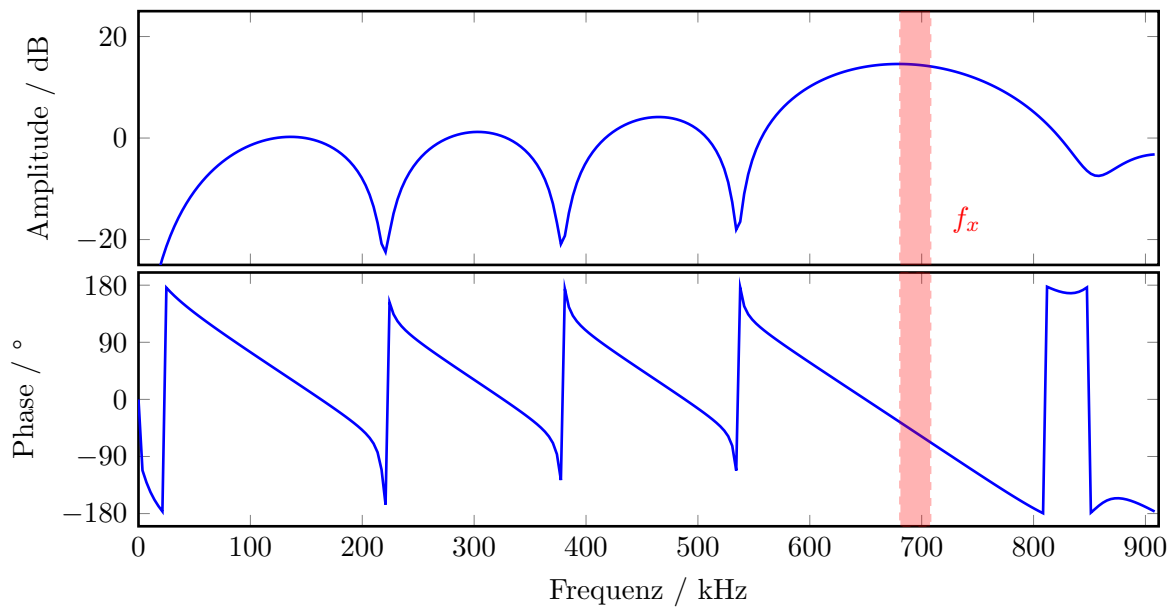


Abbildung 6.12: Transferfunktionen des digitalen FIR-Filters optimiert zur Dämpfung der horizontalen Betatronschwingung.

4,431 auf 4,385 geändert, um während der Resonanzextraktion die ungewollte Kreuzung optischer Resonanzen zu minimieren. Die in Abbildung 6.14 gezeigte Filtertransferfunktion deckt daher den breiten Bereich sowohl des Injektions- als auch Extraktionsarbeitspunktes ab. Im Kapitel 7 wird detailliert eine auf dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System basierende Messung der Arbeitspunkte auf der schnellen Energierampe und deren zeitliches Verhalten vorgestellt.

6.3 Diagnosemöglichkeiten und Strahlanregung

Zur Analyse von Multi-Bunch-Instabilitäten können die durch das Bunch-by-Bunch-Feedback-System digitalisierten Positionen der einzelnen Bunche genutzt werden. Hierzu speichert der FPGA die Positionsdaten jedes Bunches über maximal 45 928 Umläufe im internen SRAM-

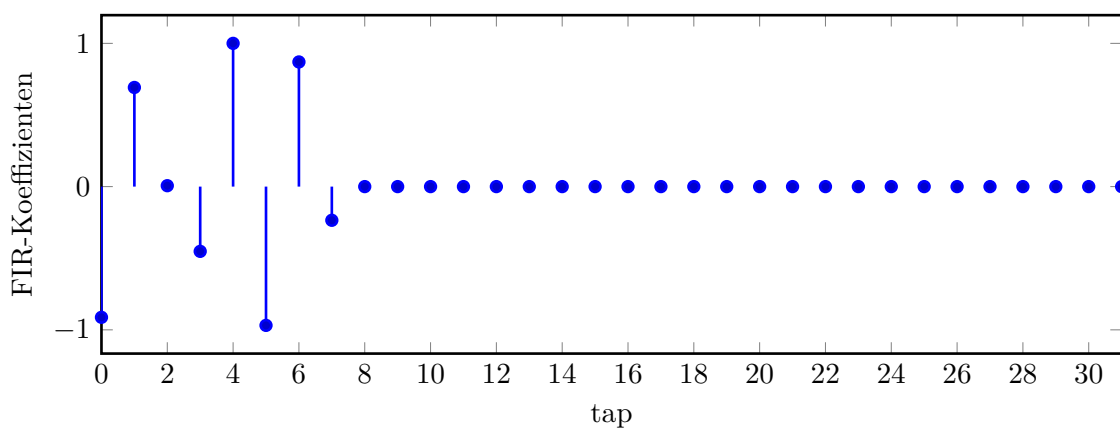


Abbildung 6.13: Filterkoeffizienten des vertikalen FIR-Filters.

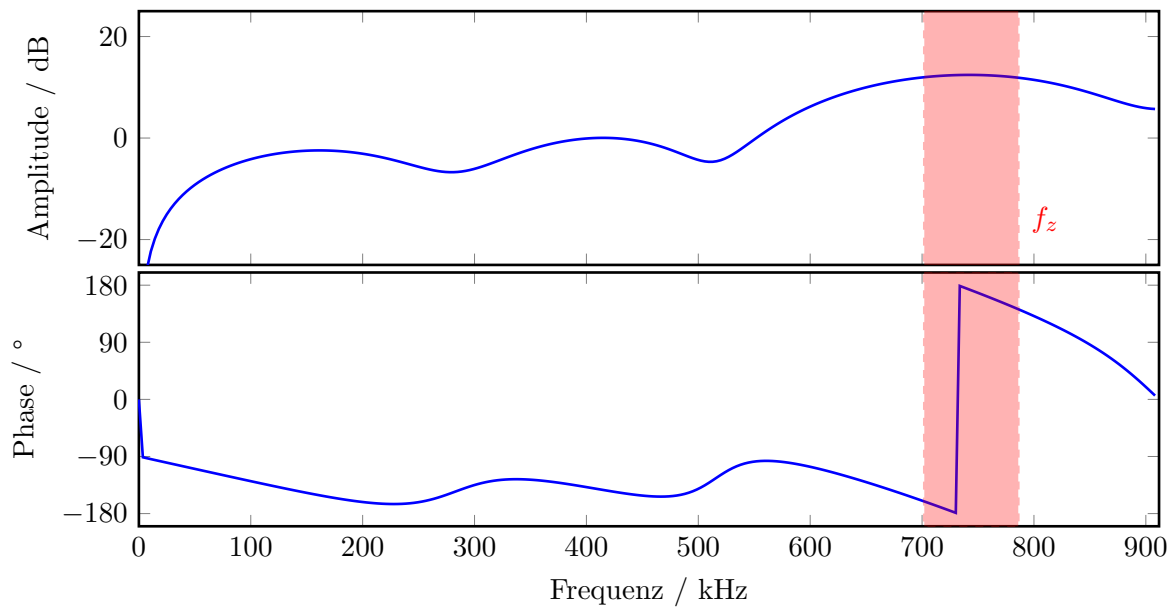


Abbildung 6.14: Transferfunktionen des digitalen FIR-Filters optimiert zur Dämpfung der vertikalen Betatronschwingung.

Modul⁵. Dies entspricht einer zeitlichen Länge von circa 25,2 ms. Nach der Übertragung dieser Rohdaten an das ELSA-Kontrollsystem stehen die Daten zur weiteren Analyse zur Verfügung. Hier lassen sich zum Beispiel die Schwingungsfrequenzen der einzelnen Elektronenpakete sowie das Spektrum der gesamten Strahlbewegung bestimmen. Durch Analyse der Seitenbänder der Umlaufharmonischen im Strahlspektrum kann so das Multi-Bunch-Modenspektrum gewonnen und die Art der auftretenden Strahlinstabilität identifiziert werden, vergleiche Kapitel 8.

Neben dem SRAM-Modul verfügt der FPGA über einen internen Speicher, der die Positionsdaten eines einzelnen, auswählbaren Bunches über 53,9 ms erfassen kann. Dies kann genutzt werden, um umlaufsynchrone Positionsdaten über einen längeren Zeitraum aufzunehmen, um so zum Beispiel den Arbeitspunkt der jeweiligen Strahlenebene zeitaufgelöst zu extrahieren. Diese Möglichkeit wird in Kapitel 7 detailliert beschrieben.

Neben der passiven Datennahme kann der Elektronenstrahl unabhängig von der rein dämpfenden Rückkopplung auch aktiv beeinflusst werden. Hierzu stellt der FPGA einen programmierbaren Signalgenerator zur Verfügung, der für ein auswählbares Ensemble an Buckets im Stretcherring Signale fester oder variabler Frequenz generiert und diese über die Verstärker- und Korrektorkette dem Strahl appliziert. Hierbei wird eine relative Signalamplitude sowie eine Mittenfrequenz, eine Frequenzbreite und die zeitliche Länge eines Frequenzhubs angegeben. Damit lässt sich der gesamte Elektronenstrahl oder ein Teil dessen aktiv zu kohärenten Schwingungen anregen. Durch Messung der Strahlantwort, das heißt der Anstiegs- und Abklingzeiten der resultierenden kohärenten Oszillationen lassen sich Rückschlüsse über die Stabilität des Elektronenstrahls ziehen, vergleiche Kapitel 8.

⁵ Static Random-Access Memory

6.4 Hochstrombetrieb mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System

Um hohe Strahlströme im Stretcherring beschleunigen und speichern zu können, ist die effiziente Dämpfung von Multi-Bunch-Instabilitäten erforderlich. Das hierzu verwendete Bunch-by-Bunch-Feedback-System ist in der Lage, kohärente Schwingungen der Elektronenbunche zu unterdrücken und damit die Strahlqualität und -lebensdauer zu erhöhen. Zur Messung der dämpfenden Wirkung des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems dient das Frequenzspektrum der Elektronenbunche. Abbildung 6.15 zeigt das über alle Bunche summierte Frequenzspektrum der drei Strahlebenen, errechnet aus den umlaufsynchronen Positionsdaten der einzelnen Elektronenpakete mit einer Länge der Datenreihe von 25,2 ms. Man erkennt die charakteristische Senke im Frequenzspektrum bei der Synchrotron- beziehungsweise Betatronfrequenz der entsprechenden Strahlebene. Diese Senke entsteht durch das Dämpfen kohärenter Strahlschwingungen, indem dem Elektronenstrahl eine phasenverschobene Modulation des gemessenen Positionssignals aufgeprägt wird. Da der Elektronenstrahl auf seiner Resonanzfrequenz die erwünschte Positionsänderung vollführt, kann so das Rauschen am Eingangskanals des ADCs über die Rückkopplung durch den Elektronenstrahl kompensiert werden, wodurch die entsprechende Frequenzkomponente scheinbar unter den Rauschpegel absinkt.

Die in den Spektren sichtbaren zusätzlichen schmalbandigen Linien entstehen durch Einkopplung von Streusignalen in die Feedbackelektronik und die Signalleitungen und sind auch im Betrieb ohne Elektronenstrahl sichtbar.

Die dämpfende Wirkung des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems ist damit bei den gewünschten Strahlströmen von bis zu 200 mA bei der Injektionsenergie von 1,2 GeV sichergestellt und verifiziert. Da die natürliche Dämpfung des Elektronenstrahls mit steigender Energie zunimmt, vergleiche Kapitel 2.2.1, sind damit kohärente Multi-Bunch-Instabilitäten keine Limitierung des Hochstrombetriebs des Stretcherrings. Die longitudinale Multi-Bunch-Mode 252, die durch die PETRA-Resonatoren angeregt wird, kann durch eine Kombination aus Bunch-by-Bunch-Feedback-System und der Temperaturänderung der Resonatoren vollständig gedämpft und unterdrückt werden. Eine detaillierte Beschreibung der Strahldynamik dieser Mode und deren Abhängigkeit von der Resonatortemperatur findet sich in Kapitel 8.

Wie in der Abbildung zu erkennen, gibt es in der horizontalen Ebene auftretende niederfrequenterer Anteile der Betatronschwingung, die zu kohärenten Strahlschwingungen führen. Diese sind auf die gekoppelten Oszillationen von Elektronenstrahl und den im Restgas der Vakuumkammer vorhandenen Ionen zurückzuführen [Sau+14].

6.5 Betrieb auf der schnellen Energierampe

Um auch auf der schnellen Energierampe des ELSA-Stretcherrings ein dämpfendes Verhalten des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems zu erreichen, muss sichergestellt werden, dass die Synchrotron- beziehungsweise Betatronfrequenzen zu jeder Zeit innerhalb der Frequenzakzeptanz der FIR-Filter liegen. Damit ergibt sich die Anforderung einer Methode zur Messung und Stabilisierung der dreidimensionalen Arbeitspunkte im Stretcherring.

Abbildung 6.16 zeigt das in Schritten von 20 ms zeitaufgelöste Strahlspektrum der drei Strahlebenen im Stretcherring auf der schnellen Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV bei einem Strahlstrom von etwa 35 mA und einer Rampgeschwindigkeit von 6 GeV/s und damit einer Rampzeit von etwa 330 ms. In allen drei Ebenen ist die charakteristische Unterdrückung der jeweiligen Schwingungsfrequenzen zu erkennen.

Durch die Stabilisierung der Synchrotronfrequenz durch ein neu installiertes LLRF-System, vergleiche Kapitel 12, tritt in der longitudinalen Ebene eine dämpfende Wirkung unabhängig von der Teilchenenergie auf. Lediglich gegen Ende der Energierampe kommt es zu einem Abfallen der Synchrotronfrequenz, der auf eine nicht ausreichende Stabilisierung der Beschleunigungsspannung zurückzuführen ist. Ursache hierfür ist die begrenzte Ausgangsleistung des Leistungsverstärkers der Hochfrequenzanlage des Stretcherrings, sodass das mit der Energie ansteigende Beamloading nur zu Lasten eines Abfalls der Beschleunigungsspannung in den Resonatoren und damit einer Verringerung der Synchrotronfrequenz kompensiert werden kann. Um dennoch den geplanten Hochstrombetrieb auch bei höchsten Strahlenergien anbieten zu können, ergibt sich damit die Notwendigkeit einer neuen zusätzlichen Hochfrequenzanlage, die im ELSA-Stretcherring zur Kompensation der Energieverluste durch Synchrotronstrahlung aufgebaut wird, vergleiche Kapitel 13.

Im den transversalen Ebenen führen auf der Energierampe schnell veränderliche Magnetfelder der Führungsmagnete im Stretcherring zu Wirbelströmen in der Vakuumkammer, die zusätzliche Multipolfelder verursachen. Damit ändern sich die Strahlfokussierung und der Arbeitspunkt in Abhängigkeit des Rampzeitpunkts. Eine auf dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System basierende Mess- und Korrekturmethode des Arbeitspunktverlaufs insbesondere in den transversalen Ebenen wird in Kapitel 7 vorgestellt. Diese Korrektur ermöglicht die Stabilisierung auch der transversalen Schwingungsfrequenzen und somit den stabilen Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems über den gesamten Nachbeschleunigungszyklus des Stretcherrings.

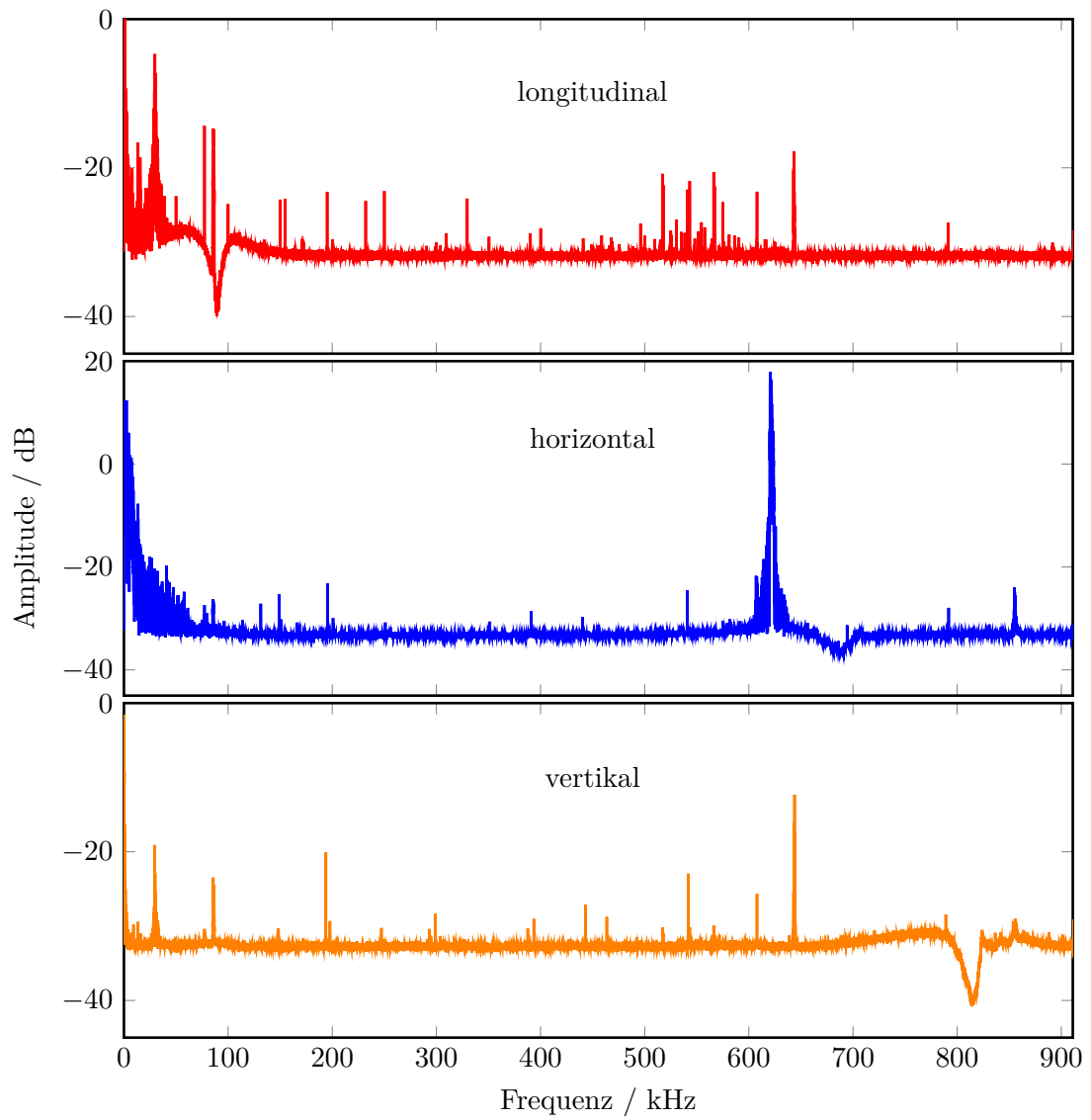


Abbildung 6.15: Gemessene Strahlspektren bei einem gespeicherten Strahlstrom von 200 mA und einer Strahlenergie von 1,2 GeV.

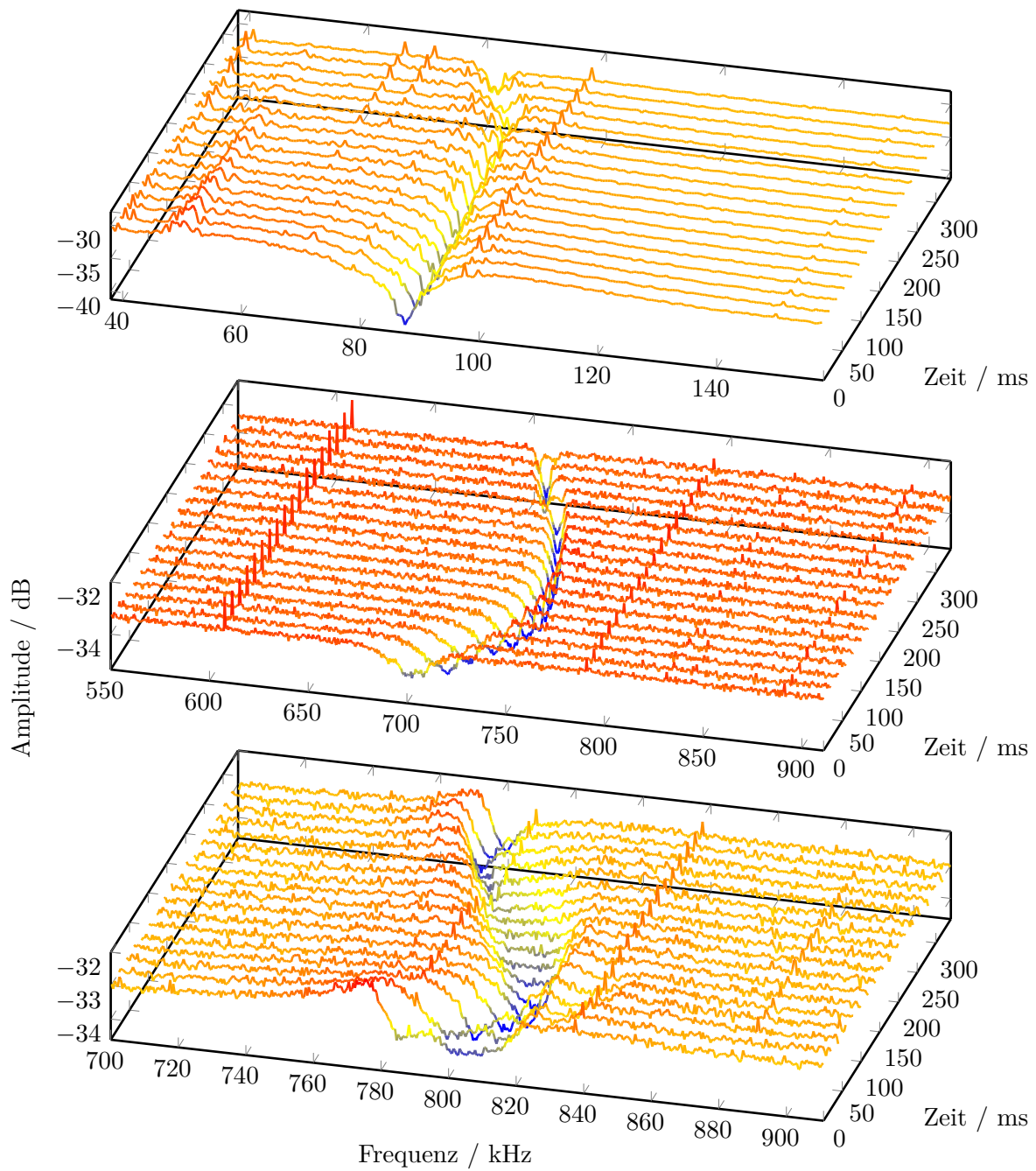


Abbildung 6.16: Mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System gemessene Strahlspektren auf der schnellen Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV im Stretcherring bei einem Strahlstrom von 35 mA, von oben nach unten: longitudinale, horizontale und vertikale Strahlebene.

Arbeitspunktmessung und -korrektur im Stretcherring

Um zuverlässig intensive Elektronenstrahlen im Stretcherring beschleunigen zu können, ist eine präzise Messung und Korrektur der Arbeitspunkte erforderlich. Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, kann ein falsch gewählter Arbeitspunkt zur Verminderung der Strahlqualität bis hin zu vollständigem Strahlverlust führen.

Beim Betrieb des Stretcherrings im Nachbeschleunigermodus mit Rampgeschwindigkeiten von einigen GeV/s werden durch die Änderung der magnetischen Führungsfelder Wirbelströme in der Vakuumkammer induziert, die zu Feldverformung und damit zu Arbeitspunktverschiebungen führen [Kei00]. Dieser auf schnell veränderliche Magnetfelder zurückzuführende Effekt ist auch Gegenstand der Optimierung der Magnet- und Vakuumkammergeometrie aktueller Beschleunigerprojekte, wie zum Beispiel dem FAIR¹-Komplex [Fis+12].

Werden darüber hinaus im Stretcherring spin-polarisierte Elektronen beschleunigt, muss der vertikale Arbeitspunkt während der schnellen Energierampe präzise auf den eingestellten Sollwert korrigiert werden. Hier führen magnetische Störfelder, die durch Betatronschwingung der Elektronen um die Sollbahn auf die Elektronenbewegung wirken, bei bestimmten arbeitspunkt-abhängigen Strahlenergien zum Verlust von Strahlpolarisation. Um geeignete Korrekturmechanismen anwenden zu können, muss der zeitliche Verlauf des vertikalen Arbeitspunktes dem eingestellten Verlauf entsprechen.

In diesem Kapitel wird eine auf dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System basierende zeitaufgelöste Messung des dreidimensionalen Arbeitspunktes vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und insbesondere auf der schnellen Energierampe Anwendung zur Korrektur im Standardbetrieb findet. Da die Arbeitspunktkorrektur insbesondere beim Betrieb mit polarisierten Elektronen eingesetzt wird, wird zunächst die Spindynamik von Elektronen in Kreisbeschleunigern diskutiert.

¹ Facility for Anti-Proton and Ion Research

7.1 Spindynamik in Kreisbeschleunigern

Die Bewegung des Elektronenspins S in elektromagnetischen Feldern kann durch die Thomas-BMT-Gleichung [Tho27]

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = -\frac{e}{m_0\gamma} \left[\left((1 + a\gamma)\mathbf{B}_\perp + (1 + a)\mathbf{B}_\parallel + \left(\gamma a + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{v}}{c^2} \right) \times \mathbf{S} \right] \quad (7.1)$$

beschrieben werden. Hier beschreibt [KPK51]

$$a = \frac{g - 2}{2} \approx 0,00116 \quad (7.2)$$

die gyromagnetische Anomalie des Elektrons. Da in Kreisbeschleunigern in der Regel keine longitudinalen Magnetfelder oder transversalen elektrischen Felder auftreten, vereinfacht sich die Bewegungsgleichung zu

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = -\frac{e}{m_0\gamma} (1 + \gamma a)\mathbf{B}_\perp \times \mathbf{S}. \quad (7.3)$$

Der Spin im Kreisbeschleuniger gespeicherter Elektronen wird im Allgemeinen entlang der z -Achse ausgerichtet. Damit präzedieren die Spinvektoren der einzelnen Elektronen um das vertikale Führungsfeld der ablenkenden Dipolmagnete. Die Präzessionsfrequenz ist dann gegeben als

$$f_{\text{spin}} = (1 + \gamma a) \cdot f_{\text{rev}} \quad (7.4)$$

wobei man den Spinarbeitspunkt γa definiert. Dieser beschreibt die Anzahl der zusätzlich zur Rotation des Impulsvektors durchgeführten Spinpräzessionen pro Umlauf im Beschleuniger.

Durchläuft ein Elektron Magnetfelder mit horizontaler Feldkomponente, wie sie unter anderem durch die zur Strahlfokussierung genutzten Quadrupolmagnete erzeugt werden, so können sich depolarisierende Resonanzen bilden, die die Strahlpolarisation vermindern. Eine Klasse depolarisierender Resonanzen bilden sogenannte intrinsische Resonanzen. Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, führen Elektronen im Kreisbeschleuniger eine Bewegung um die Sollbahn aus, die als Betatronschwingung bezeichnet wird. Dadurch durchläuft ein Elektron in den Quadrupolmagneten Magnetfelder mit horizontalen Feldkomponenten, die zu einer Rotation des Spinvektors um die horizontale Achse führen.

Wird die Spinrotation um die horizontale Achse periodisch durch auftretende Magnetfelder angeregt, so kommt es zu einer Verkippung des Polarisationsvektors in die horizontale Ebene. Aufgrund der endlichen Energieunschärfe des Elektronenstrahls führt die Präzession der Einzelspinvektoren um die Führungsfelder der Dipolmagnete zu Spindekohärenz und damit zu Polarisationsverlust. Eine Verkippung des Polarisationsvektors und damit eine resonante Anregung der intrinsischen Resonanz muss daher zur Polarisationserhaltung vermieden werden. Die Resonanzbedingung ist dabei durch die vertikale Betatronfrequenz bestimmt und kann für den ELSA-Stretcherring geschrieben werden als

$$\gamma a = 2n \pm Q_z, \quad n \in \mathbb{N}, \quad (7.5)$$

vergleiche [Hof01].

7.2 Kompensation intrinsischer Resonanzen

Zur Reduktion der depolarisierenden Wirkung intrinsischer Resonanzen wird an ELSA ein System zum schnellen Ändern des vertikalen Arbeitspunktes² verwendet, um die Kreuzungsgeschwindigkeit der depolarisierenden Resonanz zu erhöhen [Hof01].

Abbildung 7.1 zeigt einen Arbeitspunktsprung am Beispiel der intrinsischen Resonanz bei $\gamma a = 8 - Q_z$. Schnell gepulste Tunejump-Quadrupole im Stretcherring erzeugen eine Arbeitspunktverschiebung in der Größenordnung $\Delta Q_z \approx 0,05$ binnen weniger Umläufe im Stretcherring, hier etwa $4 \mu\text{s}$. Angepasst an die Geschwindigkeit der Energierampe und damit die Änderung des Spinarbeitspunktes wird die abfallende Flanke der Arbeitspunktänderung gewählt. In diesem Falle beträgt die Abfallzeit 4 ms .

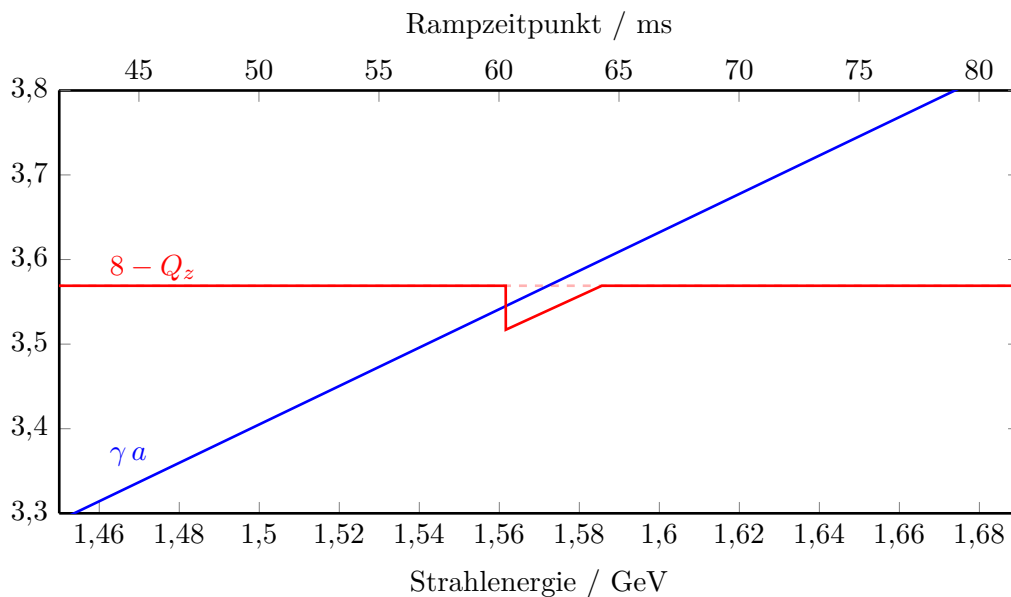


Abbildung 7.1: Prinzip eines Arbeitspunktsprunges zur Korrektur intrinsischer depolarisierender Spin-Resonanzen am Beispiel der Resonanz $\gamma a = 8 - Q_z$.

Während der schnellen Energierampe im ELSA-Stretcherring werden mehrere intrinsische Resonanzen gekreuzt. Tabelle 7.1 zeigt eine Übersicht der Resonanzen im Bereich der Betriebsenergie des Stretcherrings von $1,2 \text{ GeV}$ bis $3,5 \text{ GeV}$ und die zugehörigen Rampzeitpunkte bei einer Rampgeschwindigkeit von 6 GeV/s bei einem vertikalen Arbeitspunkt von $Q_z = 4,431$.

Zur Optimierung des Tunejump-Prozesses ist eine genaue Kenntnis des vertikalen Arbeitspunktes und dessen zeitlichen Verlaufs auf der Energierampe erforderlich. Die erforderliche zeitliche Auflösung dieser Arbeitspunktmessung muss daher unterhalb der Zeitstruktur des Arbeitspunktsprunges von einigen ms liegen.

7.3 Funktionsprinzip der Arbeitspunktmessung

Das in Kapitel 6 beschriebene Bunch-by-Bunch-Feedback-System erfüllt die zur dreidimensionalen Arbeitspunktmessung notwendigen Anforderungen. Die umlaufsynchronen Positionsdaten

² Im Englischen wird der Arbeitspunktsprung auch als Tunejump bezeichnet.

Resonanz	Strahlenergie	Rampzeitpunkt
$8 - Q_z$	1,573 GeV	62,1 ms
$0 + Q_z$	1,953 GeV	125,4 ms
$10 - Q_z$	2,454 GeV	208,8 ms
$2 + Q_z$	2,834 GeV	272,3 ms
$12 - Q_z$	3,335 GeV	365,5 ms

Tabelle 7.1: Intrinsische Resonanzen des ELSA-Stretcherrings und zugehörige Strahlenergien und Rampzeitpunkte bei einer Rampgeschwindigkeit von 6 GeV/s.

jedes Elektronenbunches stehen zur Datenauswertung zur Verfügung und können durch eine FFT³-Analyse in das Frequenzspektrum jedes Elektronenbunches und damit in den Arbeitspunkt umgerechnet werden.

Die bei jedem Umlauf digitalisierten Positionsdaten jedes einzelnen Bunches können in einem FPGA-internen Datenbaustein zwischengespeichert und anschließend zur weiteren Datenanalyse im ELSA-Kontrollsystem verwendet werden. Die Größe des FPGA-internen sogenannten SRAM-Modul limitiert dabei die Datenmenge auf Positionsdaten aus 45 928 Umläufe im Stretcherring. Hierbei werden die dreidimensionalen Positionen aller 274 Buckets im Stretcherring gespeichert. Die Anzahl der Umläufe entspricht einem Zeitfenster von maximal 25,3 ms. Durch ein sogenanntes Downsampling der Rohdaten kann lediglich die Position jedes n . Umlaufs in das SRAM-Modul geschrieben werden. Dadurch erhöht sich die Länge des Zeitfensters auf $n \cdot 25,3$ ms. Die damit erhöhte zeitliche Schrittweite der Rohdaten reduziert allerdings, bedingt durch das Abtasttheorem [Nyq28], die maximal auflösbare Frequenz der Bewegung eines Elektronenbunches auf

$$f_{\max} = \frac{f_{\text{rev}}}{2n}, \quad n \in \mathbb{N}. \quad (7.6)$$

Ist diese Frequenz kleiner als die zu erwartende Schwingungsfrequenz des Elektronenbunches, so muss die tatsächliche Frequenz aus der gemessenen Frequenz durch Verschieben des Frequenzbandes um Vielfache von f_{\max} rekonstruiert werden.

Um den zeitlichen Verlauf der gesamten Energierampe von mehreren 100 ms detektieren zu können, wird die Datennahme durch den frei programmierbaren zyklussynchronen Diagnosetrigger des ELSA-Timingsystems gesteuert. Dieser kann nach jedem Zyklus um den Betrag der zeitlichen Datennlänge verschoben werden, um so über mehrere Zyklen den Verlauf der Arbeitspunkte auf der Energierampe abzubilden.

Damit die Eigenfrequenz eines Elektronenpaketes mit dieser Methode detektiert werden kann, müssen kohärente Dipoloszillationen des Elektronenbunches auftreten. Durch eine externe Anregung eines Elektronenbunches über den im Bunch-by-Bunch-Feedback-System integrierten Signalgenerator kann dem Elektronenstrahl eine periodische Oszillation in einem variablen Frequenzbereich aufgezwungen werden, vergleiche Kapitel 6.3. Variiert man die Anregungsfrequenz, so lässt sich aus dem gemessenen Strahlspektrum die Eigenfrequenz des ausgewählten Bunches rekonstruieren. Dabei muss sichergestellt werden, dass die Periodendauer eines Frequenzdurchlaufs kleiner als die Dämpfzeit des Elektronenstrahls ist, vergleiche Kapitel 2.2.1. Da die Dämpfungszeiten im transversalen Phasenraum des ELSA-Stretcherrings in Abhängigkeit der Strahlenergie im Bereich von 1 ms bis 30 ms liegen, wird hier in der Regel eine Periodendauer

³ **F**ast **F**ourier **T**ransform, englisch für schnelle Fouriertransformation

von 1 ms gewählt.

Um eine zeitaufgelöste Frequenzmessung zu erhalten, werden die gemessenen Positionsdaten jeweils einiger Umläufe extrahiert. Damit bilden sich Datensätze, die die Energierampe in zeitlich äquidistante Abschnitte unterteilen. Durch eine Kontrollsystemapplikation wird automatisiert durch eine FFT aus jedem Abschnitt ein Frequenzspektrum gebildet.

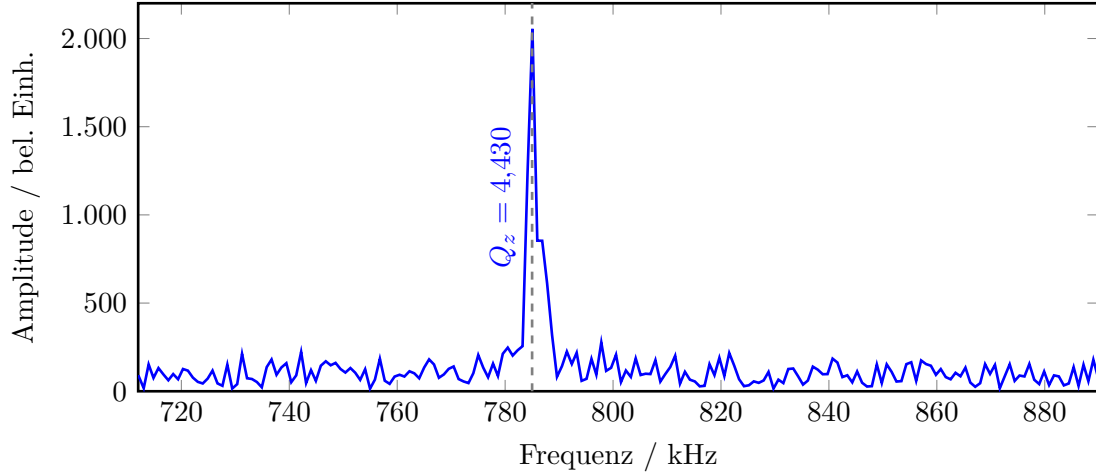


Abbildung 7.2: vertikales Strahlspektrum eines einzelnen Bunches aus Daten von 200 Umläufen im Stretcherring.

Abbildung 7.2 zeigt ein mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System gemessenes Frequenzspektrum eines einzelnen Elektronenpakets in der vertikalen Ebene in einem Zeitfenster von 200 Umläufen im Stretcherring bei aktiver Anregung des betrachteten Bunches durch den Signalgenerator des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems im Bereich von 100 kHz um die erwartete Betatronfrequenz. Dabei ergibt sich eine zeitliche Auflösung von 1,096 ms, wodurch sich die Arbeitspunktänderungen eines Tunejump-Prozesses nachweisen lassen. Die Frequenzauflösung beträgt hierbei etwa 900 Hz, was einer Auflösung des Arbeitspunktes mit einer Genauigkeit von 0,005 entspricht. Deutlich zu erkennen ist die durch kohärente Betatronschwingungen hervorgerufene Resonanzüberhöhung der Signalamplitude bei etwa (785 ± 1) kHz. Diese Betatronfrequenz entspricht einem Nachkommaanteil des Arbeitspunktes von $Q_z^{\text{frac}} = 0,430 \pm 0,005$.

Soll der Verlauf der Betatronfrequenz während nur einer schnellen Energierampe gemessen werden, ist ein Downsampling der Rohdaten erforderlich, um so die gesamte Dauer der Energierampe abtasten zu können. Die dann gemessene Frequenz beschränkt sich nach Gleichung (7.6) auf das Frequenzintervall

$$f \in \left[0, \frac{f_{\text{rev}}}{2n} \right]. \quad (7.7)$$

Die tatsächliche Eigenfrequenz \hat{f} des Elektronenstrahls liegt dann in einem der Frequenzintervalle $[k \cdot f_{\text{max}}, (k + 1) \cdot f_{\text{max}}]$ mit $k \in \mathbb{N}, k < n$. Bei Kenntnis der erwarteten Frequenz kann die tatsächliche Frequenz aus der gemessenen Frequenz f errechnet werden

$$\hat{f} = k \cdot \frac{f_{\text{rev}}}{2n} \pm f. \quad (7.8)$$

Abbildung 7.3 zeigt die mit dieser Methode gemessene und daraus rekonstruierte horizontale Betatronfrequenz bei einem Downsampling von $n = 12$. Die tatsächliche Frequenz wurde mit

$k = 8$ berechnet. Hier führen unterschiedliche Rampstartzeitpunkte, sogenannte Schlepfehler,

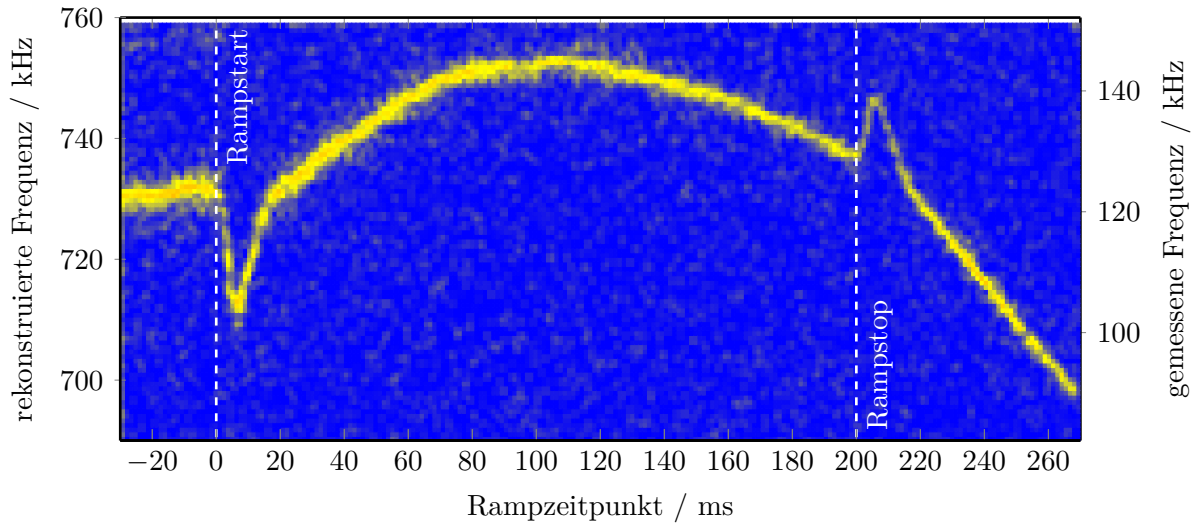


Abbildung 7.3: Aus den Positionsdaten jedes 12. Umlaufs rekonstruierte horizontale Betatronfrequenz auf der Energierampe von 1,2 GeV auf 2,4 GeV.

der drei Magnetfamilien, also der Dipol- sowie der fokussierenden und defokussierenden Quadrupolmagnete, zu einem Abfallen der Betatronfrequenz bei Beginn der Energierampe binnen weniger ms. Auf der schnellen Energierampe führen Wirbelströme, induziert in der leitenden Vakuunkammer der Dipolmagnete, zu Multipolmagnetfeldern, die zu einer Verschiebung der transversalen Arbeitspunkte führen [Kei00]. Nach der Energierampe wird der horizontale Arbeitspunkt durch eine linearen Rampe auf seinen Extraktionswert gesetzt. Analog führen hier Schlepfehler zu einer Arbeitspunktverschiebung durch die nicht perfekt synchronisierte Abarbeitung der Energierampe.

Alternativ zur Auslese der Positionsdaten jedes Bunches kann die Position eines auswählbaren einzelnen Bunches durch das Bunch-by-Bunch-Feedback-System detektiert werden. Hierdurch erhöht sich die maximale zeitliche Datenlänge eines Zyklus auf 53,9 ms.

7.4 Arbeitspunktkorrektur im Stretcherring

7.4.1 Transversale Korrektur

Die Stützstellen zur Ansteuerung der Dipol- und Quadrupolmagnete während der schnellen Energierampe werden vom ELSA-Kontrollsystem berechnet und durch Vorgabe eines Zeit- und eines Stromvektors zu den Magnetnetzgeräten gesendet. Dabei erhalten die F- und D-Quadrupole separate Ansteuervektoren, die durch die Zeit- und Stromwerte

$$\vec{t}_{F,D} = (t_{F,D}^0, t_{F,D}^1, \dots, t_{F,D}^N), \quad (7.9)$$

$$\vec{I}_{F,D} = (I_{F,D}^0, I_{F,D}^1, \dots, I_{F,D}^N). \quad (7.10)$$

gegeben sind. Durch einen durch das Timingsystem vorgegebenen Rampstarttrigger wird die Abarbeitung der Stromrampen durch die Netzgeräte synchron gestartet.

Zur Korrektur von Schleppfehlern, die sich in Form einer verzögerten Rampstartzeit einer Magnetfamilie äußern, kann das erste Element des Zeitvektors der F- und D-Quadrupole separat um $\Delta t_{F,D}^0$ verlängert oder verkürzt werden. Dadurch verschiebt sich jede nachfolgende Stützstelle der Energierampe um diesen Betrag und man erhält den korrigierten Zeitvektor

$$\hat{t}_{F,D} = (t_{F,D}^0 + \Delta t_{F,D}^0, t_{F,D}^1, \dots, t_{F,D}^N). \quad (7.11)$$

Der Einfluss der Rampstartzeitpunkte auf die Arbeitspunktverschiebung ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Insbesondere die Verschiebung des vertikalen Arbeitspunktes auf der schnellen Energierampe kann durch eine Verzögerung der Startzeit von 1,5 ms stark reduziert werden.

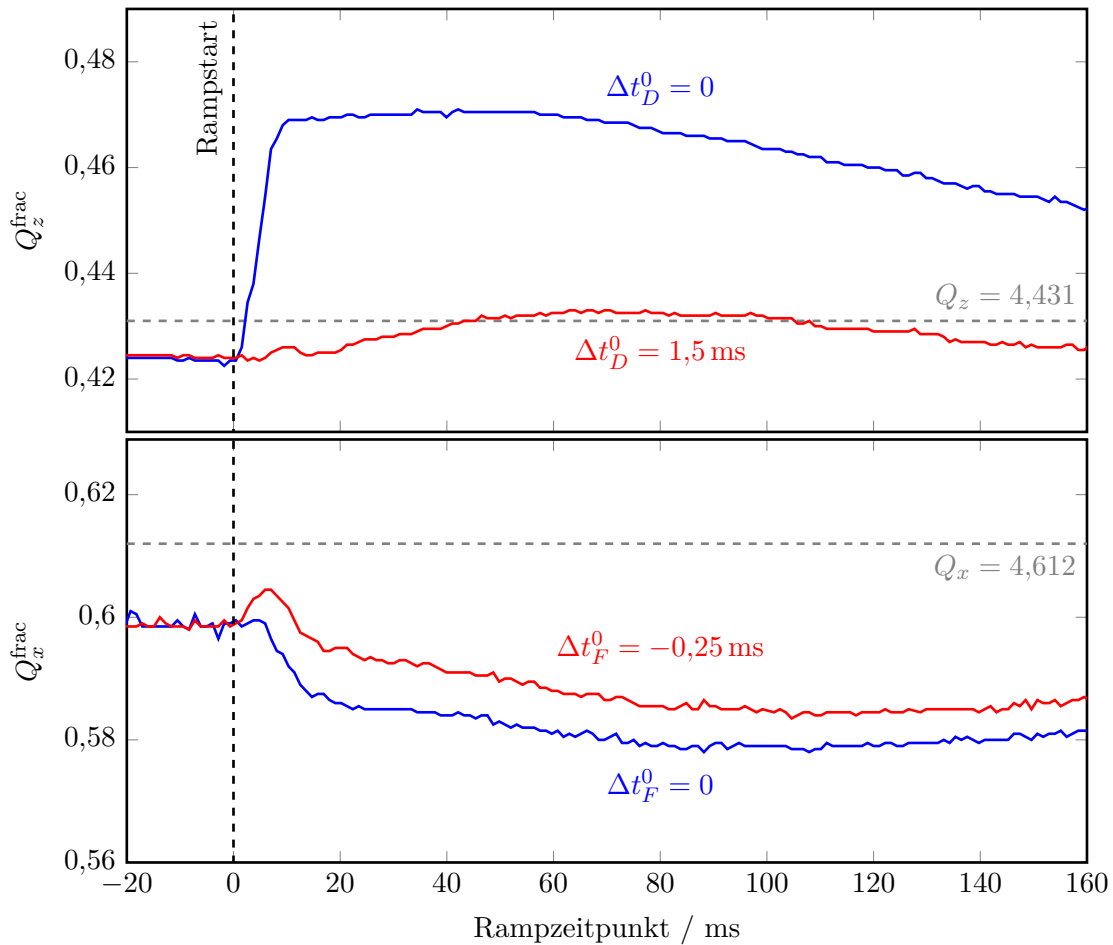


Abbildung 7.4: Gemessene Arbeitspunkte auf der schnellen Energierampe bei Variation der Startzeitpunkte der Magnetrampen.

Die verbleibende Abweichung des Arbeitspunktes von seinem Sollwert wird durch eine Variation der Stützstellen des Stromvektors korrigiert. Hierzu wird aus dem gemessenen Verlauf des Arbeitspunktes die nötige Änderung der Quadrupolstärken ermittelt, die sich durch eine Kontrollsystemapplikation in notwendige Korrekturströme umrechnen lässt. Die daraus resultie-

renden Stromänderungen werden zum ursprünglichen Stromvektor aus Gleichung (7.10) addiert

$$\hat{\vec{I}}_{F,D} = \vec{I}_{F,D} + (\Delta I_{F,D}^0, \Delta I_{F,D}^1, \dots, \Delta I_{F,D}^N). \quad (7.12)$$

Die Kombination beider Korrekturmechanismen ermöglicht eine zuverlässige Kompensation transversaler Arbeitspunktverschiebungen auf der schnellen Energierampe. Die Leistungsfähigkeit des Verfahrens zeigt Abbildung 7.5 am Beispiel der Messung der korrigierten vertikalen Betatronfrequenz auf der schnellen Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV mit vier Arbeitspunktsprüngen zur Korrektur intrinsischer Resonanzen. Man erkennt die durch die einsetzende Korrektur verursachte Arbeitspunktverschiebung zu Beginn der Energierampe. Deutlich zu erkennen sind die abfallenden Flanken der vier Tunejump-Pulse, mit jeweils wenigen ms Abfallzeit.

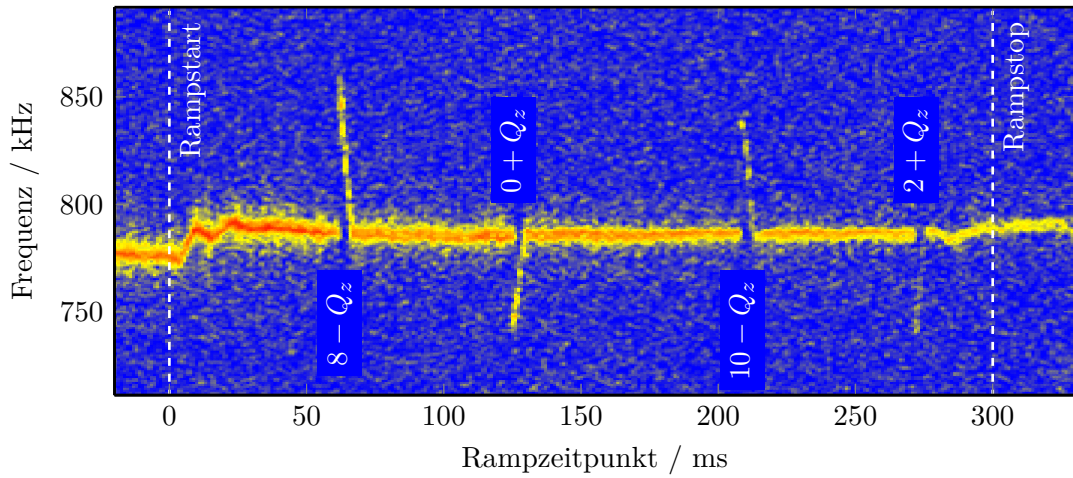


Abbildung 7.5: Korrigierte vertikale Betatronfrequenz mit vier Arbeitspunktsprüngen zur Korrektur depolarisierender Resonanzen im Stretcherring bei einer Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV.

Die transversale Arbeitspunktmessung und -korrektur ist im ELSA-Kontrollsystem als automatisierte Messprozedur implementiert. Durch Starten einer Messung, wird das Bunch-by-Bunch-Feedback-System zur Anregung kohärenter Strahloszillationen eines Bunches konfiguriert und dessen Positionsdaten an das ELSA-Kontrollsystem übertragen. Eine automatisierte Auswertungsapplikation bestimmt die Arbeitspunktverschiebung und nötige Korrekturströme, die dann automatisiert zum Magnetstromvektor addiert werden.

Durch die Arbeitspunktkorrektur und -messung kann eine reproduzierbare Korrektur depolarisierender intrinsischer Resonanzen beim Betrieb des Stretcherrings mit polarisierten Elektronen vorgenommen werden. Dies reduziert den Zeitaufwand der Polarisationsoptimierung und erhöht damit die den Hadronenphysikexperimenten zur Verfügung stehende Messzeit.

Darüber hinaus wird insbesondere beim Betrieb des Stretcherrings mit hohen Strahlströmen durch eine Korrektur der Arbeitspunkte die ungewollte Kreuzung optischer Resonanzen und damit signifikanter Strahlverlust auf der schnellen Energierampe verhindert.

Da zur Messung des Arbeitspunktes jedoch eine aktive Anregung kohärenter Dipoloszillationen erforderlich ist, kann diese nicht als parasitäre Diagnose im Strahlbetrieb genutzt werden.

7.4.2 Longitudinale Korrektur

Abbildung 7.6 zeigt die gemessene Synchrotronfrequenz bei einer Energierampe von 1,2 GeV auf 2,4 GeV mit einer Rampengeschwindigkeit von 6 GeV/s. Durch das im Stretcherring eingesetzte Hochfrequenzsystem wird eine angepasste Amplitudenrampe der beschleunigenden Hochfrequenzfelder vorgegeben, die eine konstante Synchrotronfrequenz während des Nachbeschleunigerzyklus ermöglicht. Eine detaillierte Beschreibung des Systems findet sich in Kapitel 12.9. Die Synchrotronfrequenz variiert auf der schnellen Energierampe um weniger als 2 kHz, wodurch der stabile Betrieb des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems gewährleistet werden kann. Bedingt durch die Energieabhängigkeit der Dämpfungsraten des Elektronenstrahls, vergleiche Kapitel 2.2.1, sinkt die Amplitude der kohärenten Strahloszillationen bei konstanter Anregungsstärke mit steigender Strahlenergie.

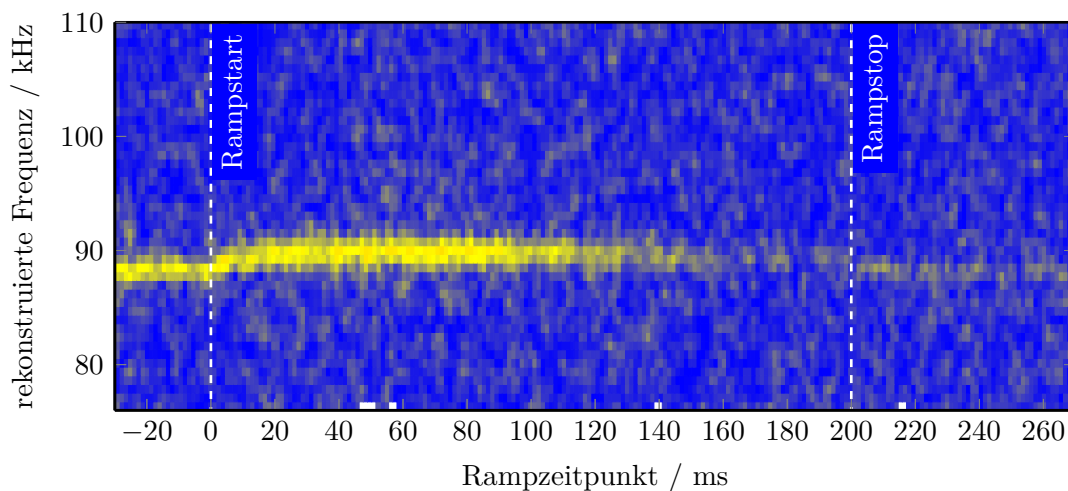


Abbildung 7.6: Gemessene Synchrotronfrequenz auf der schnellen Energierampe von 1,2 GeV bis 2,4 GeV bei Detektion jedes 12. Umlaufs im Stretcherring.

Analyse von Multi-Bunch-Instabilitäten

Zur Speicherung und Beschleunigung von Elektronenstrahlen hoher Strahlströme im Stretcher-ring ist die Kompensation auftretender Strahlinstabilitäten erforderlich. Dabei ist eine detaillierte Kenntnis des Verhaltens und der Ursachen der Multi-Bunch-Instabilitäten hilfreich, um geeignete Gegenmaßnahme ergreifen und eine effiziente Kompensation auftreten Multi-Bunch-Moden erreichen zu können.

In diesem Kapitel werden die Ursachen auftretender Multi-Bunch-Instabilitäten diskutiert sowie deren zeitliches Verhalten analysiert.

8.1 Identifizierung von Multi-Bunch-Instabilitäten

Mithilfe der durch das Bunch-by-Bunch-Feedback-System bereitgestellten umlaufsynchronen Positionsdaten der Elektronenpakete im Stretcher-ring können Informationen über die Schwingungsfrequenz und Amplitude der Einzelbunche gewonnen werden. Durch Kombinieren der Informationen über die Einzelpakete lässt sich darüber hinaus das vollständige Strahlspektrum sowie die Phasenbeziehung der kohärenten Oszillationen zweier benachbarter Bunche bestimmen, wodurch beim Auftreten von Multi-Bunch-Instabilitäten die relevante Modennummer identifiziert werden kann, vergleiche Kapitel 4.2.

Abbildung 8.1 zeigt das charakteristische longitudinale Modenspektrum des ELSA-Stretcher-rings. Die longitudinale Mode 252 ist hier der stärkste Beitrag zum Instabilitätsverhalten. In diesem Kapitel wird deutlich werden, dass diese Mode hervorgerufen wird durch Wechselwirkung des Teilchenstrahls mit der TM_{021} -Mode der PETRA-Resonatoren, vergleiche Kapitel 5.1.2.

8.2 Ein Multi-Bunch-Moden-Monitor für das ELSA-Kontrollsystem

Zunächst soll zur Analyse auftretender Instabilitäten ein System eingesetzt werden, das das Auftreten von Multi-Bunch-Instabilitäten im dreidimensionalen Phasenraum detektieren und die Multi-Bunch-Moden identifizieren kann. Hierzu dient die Rohdatenerfassung des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems, vergleiche Kapitel 6.3, in Kombination mit einer Kontrollsystemapplikation. Die in das ELSA-Kontrollsystem transferierten Positionsdaten aus einem Zeitabschnitt von 25,3 ms jeweils einer Ebene werden zur Bestimmung des Strahlspektrums genutzt.

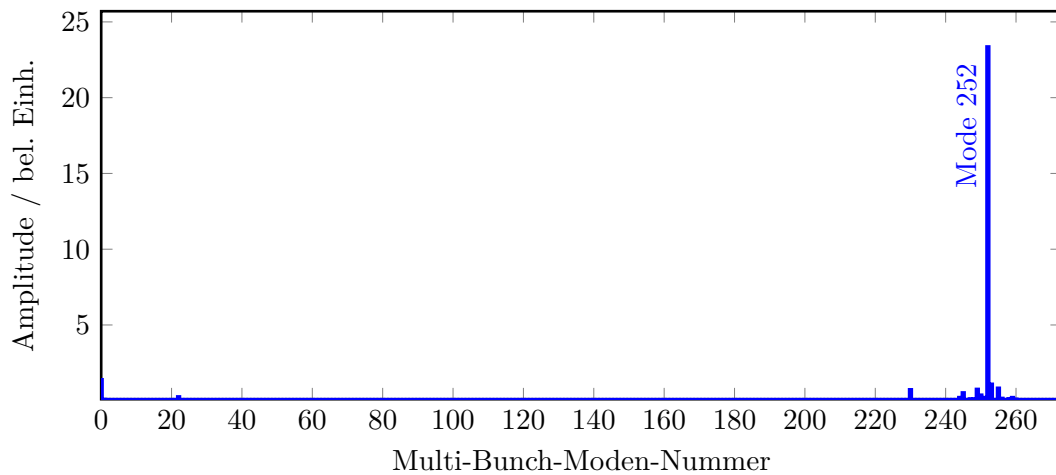


Abbildung 8.1: longitudinales Multi-Bunch-Moden-Spektrum des ELSA-Stretcherrings.

Hierzu wird durch das ELSA-Kontrollsystem automatisiert eine FFT gebildet, die eine Frequenzanalyse bis 250 MHz erlaubt. Damit kann das vollständige Spektrum kohärenter Dipoloszillationen abgebildet werden. Wird eine Multi-Bunch-Mode angeregt, so tritt im Strahlspektrum bei der entsprechenden Umlaufharmonischen ein Synchrotron- beziehungsweise Beta-tronseitenband auf, vergleiche Kapitel 4.2. Diese Seitenbänder können leicht durch eine digitale Fensterfunktion selektiert und ihre Höhe bestimmt werden.

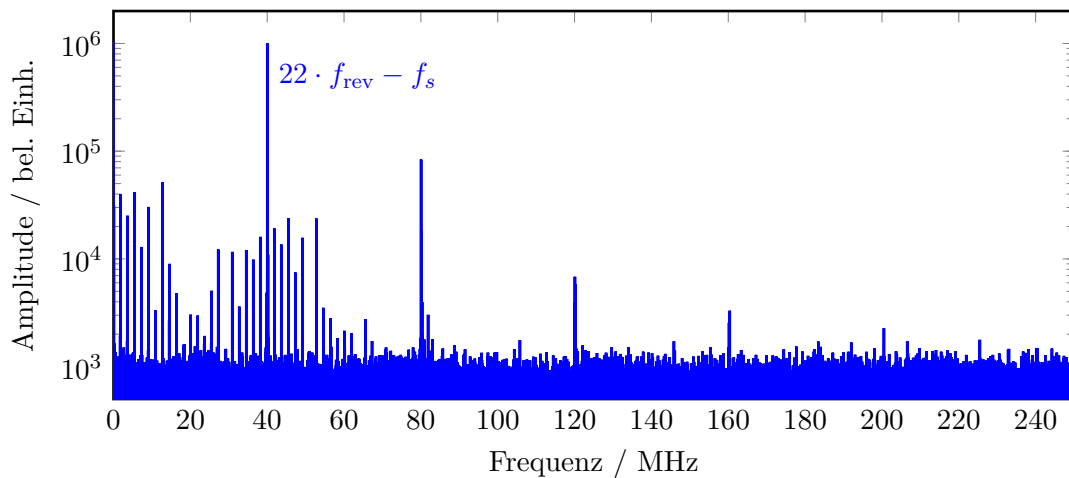


Abbildung 8.2: longitudinales Strahlspektrum des Stretcherrings bei angeregter Multi-Bunch-Mode 252.

Abbildung 8.2 zeigt das aus den Positionsdaten des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems bestimmte Strahlspektrum. Neben den Umlaufharmonischen, die durch eine inhomogene Füllstruktur des Stretcherrings entstehen, ist ein Beitrag in der Nähe der 22. Umlaufharmonischen zu erkennen sowie deren höhere Harmonische. Abbildung 8.3 zeigt einen Ausschnitt um diese Umlaufharmonische. Man erkennt das untere Synchrotronseitenband im Abstand der Synchrotronfrequenz von etwa 89 kHz zur Umlaufharmonischen, was im ELSA-Stretcherring die Multi-Bunch-Mode 252 charakterisiert. Aufgrund der endlichen Breite der anregenden Re-

sonanz trägt auch das obere Seitenband zur Instabilität bei und bildet damit die Multi-Bunch-Mode 22. Allerdings ist deren Schwingungsamplitude um etwa 20 dB unterdrückt.

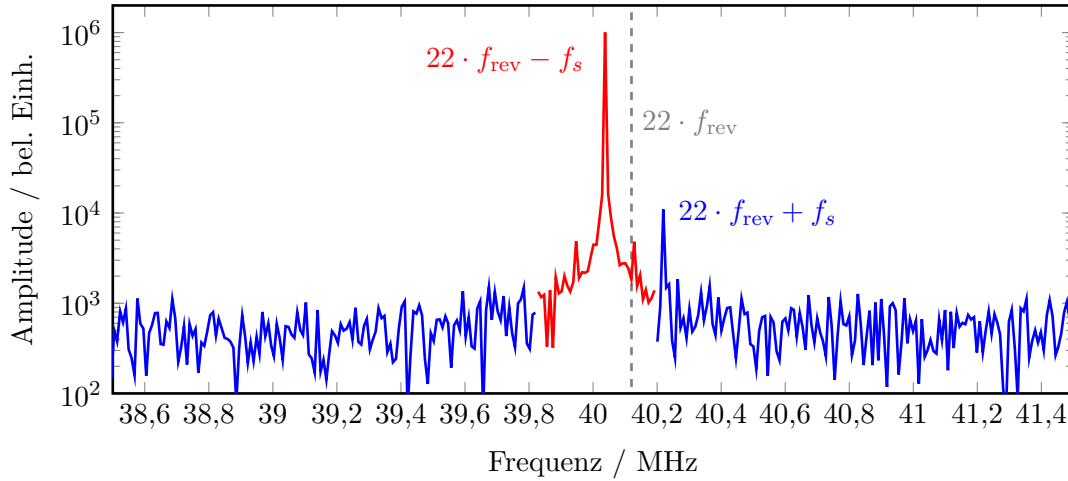


Abbildung 8.3: Ausschnitt des longitudinalen Strahlspektrums um die 22. Umlaufharmonische des Stretcherrings bei angeregter Multi-Bunch-Mode 252.

Um die Schwingungsamplitude einer Multi-Bunch-Mode bestimmen und als Modenspektrum im ELSA-Kontrollsystem anzeigen zu können, wird mittels einer Fensterfunktion der Frequenzbereich um die Umlaufharmonischen ausgewählt, in dem die Synchrotron- beziehungsweise Betatronfrequenz erwartet wird. Als Standardeinstellung sind hier aufgrund der endlichen Breite des auftretenden Resonanzpeaks und der Frequenzverschiebung im transversalen Phasenraum durch die schnelle Energierampe, vergleiche Kapitel 7, $\Delta f = 15$ kHz gewählt. Innerhalb dieses Integrationsfensters von

$$f_{\pm} \in \left[n \cdot f_{\text{rev}} \pm f_{s,x,z} - \frac{\Delta f}{2}, n \cdot f_{\text{rev}} \pm f_{s,x,z} + \frac{\Delta f}{2} \right] \quad (8.1)$$

wird jeweils über das obere f_+ und das untere f_- Seitenband numerisch integriert. Der Wert des Integrals ist dabei proportional zur Schwingungsamplitude der zugeordneten Multi-Bunch-Mode. Die resultierenden 274 Integralwerte bilden das Multi-Bunch-Modenspektrum, das im Kontrollsystem grafisch ausgegeben wird.

Abbildung 8.4 zeigt das grafische Benutzermenü des longitudinalen Modenmonitors. Hier lässt sich zwischen linearer und logarithmischer Ansicht auswählen, sowie automatisiert die Mode größter Schwingungsamplitude anzeigen. Im Beispiel zu sehen ist wieder die longitudinale Multi-Bunch-Mode 252. Die maximale Datenrate der Bunch-by-Bunch-Feedback-System-Auslese beschränkt die Aktualisierungsrate des Monitors auf eine Rate von 1 Hz.

8.3 Berechnung der Anstiegszeiten von Multi-Bunch-Instabilitäten

Ein Maß für die Stärke einer auftretenden Multi-Bunch-Instabilität ist die Anstiegszeit ihrer Schwingungsamplitude. Um die gemessenen Anstiegszeiten, beschrieben in Kapitel 8.4, in Abhängigkeit des Strahlstroms mit den theoretischen Erwartungen vergleichen zu können, wurde die Strahlbewegung im Stretcherring durch das numerische Simulationsprogramm `elegant`

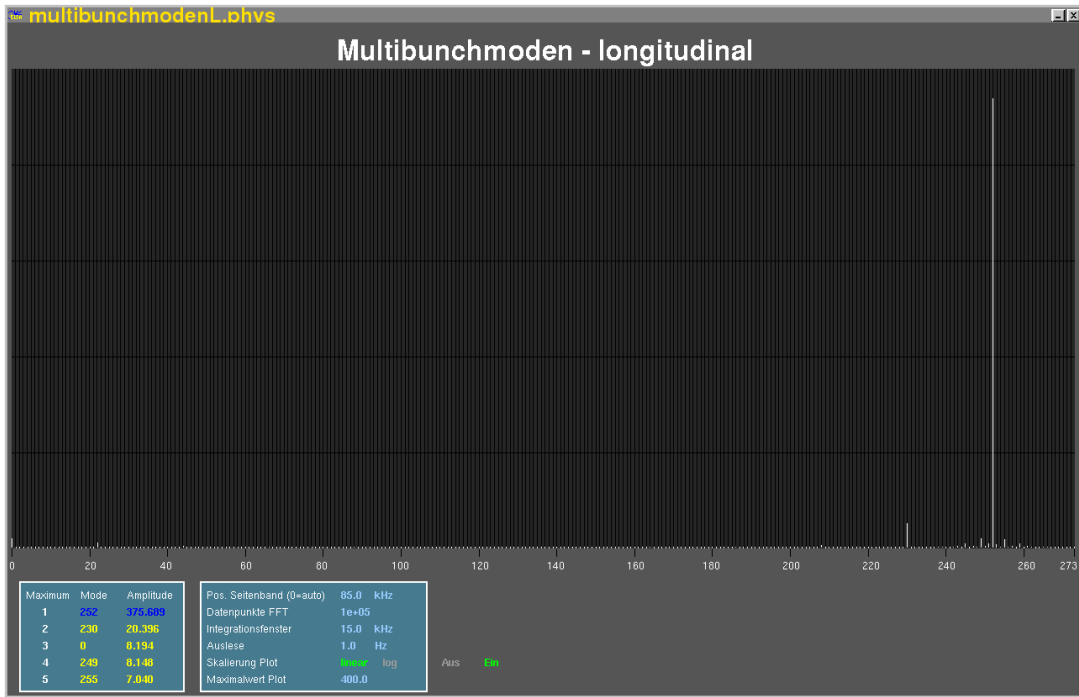


Abbildung 8.4: Kontrollsystemmenü des longitudinalen Multi-Bunch-Moden-Monitors, zu sehen ist die detektierte Multi-Bunch-Mode 252 in linearer Skalierung.

nachgebildet. Dieses berechnet durch numerisches Lösen der in Kapitel 2 vorgestellten Differentialgleichungen auf Grundlage der bekannten Magneto-optik und beschleunigender Hochfrequenzfelder die Bewegung von Einzelteilchen im Kreisbeschleuniger. Durch die Wahl statistisch verteilter Startbedingungen der Phasenraumverteilung der Einzelteilchen lässt sich durch mehrfache Ausführung der Simulation ein Ensemble von Teilchen darstellen. Dessen Phasenraumverteilung und Verhalten kann dann mit realen Messungen verglichen werden.

Um das Strahlverhalten beim Auftreten von Multi-Bunch-Instabilitäten zu berechnen, können zusätzlich zur beschleunigenden Hochfrequenz passive Resonanzstrukturen bei der numerischen Integration berücksichtigt werden. Damit können unter anderem HOMs der Beschleunigungsresonatoren nachgebildet werden. Hier wurden die bekannten Werte von Shuntimpedanz und Güte der TM_{021} -Mode der fünfzelligen PETRA-Resonatoren [Hin13] genutzt, vergleiche Kapitel 5.1.3, um das anregende Verhalten auf den Elektronenstrahl nachzubilden. In der Simulation wurden die longitudinalen Positionsdaten der einzelnen Teilchen über 13 000 Umläufe im Stretcherring an BPM 16 aufgenommen und zur späteren Auswertung abgespeichert. Dies entspricht einer zeitlichen Länge von circa 7,1 ms. Aus der Zeitreihe der Positionsdaten lässt sich die Anwachrate durch Anpassen einer Exponentialfunktion an die Einhüllende der Teilchenbewegung bestimmen.

Die resultierende Anstiegszeit setzt sich aus der natürlichen Dämpfzeit des Strahls und der passiven Anregung durch die treibende Resonanzstruktur zusammen. Damit lässt sich die Bewegungsgleichung eines Teilchens nach Gleichung (4.14) aufstellen als

$$\ddot{\eta}_{s,x,z}(t) + 2 \left(\frac{1}{\tau_{s,x,z}} - \frac{1}{\tau_A} \right) \dot{\eta}_{s,x,z}(t) + 4\pi^2 f_{s,x,z}^2 \eta_{s,x,z}(t) = 0. \quad (8.2)$$

Für den Fall $\tau_{s,x,z} > \tau_A$ tritt ein exponentielles Anwachsen der Schwingungsamplitude auf und die Bewegung des Elektronenstrahls ist entdämpft. Die resultierende und messbare Dämpfungsbeziehungswise Anwachszeit lässt sich also schreiben als

$$\tau = \left(\frac{1}{\tau_{s,x,z}} - \frac{1}{\tau_A} \right)^{-1} \quad (8.3)$$

und kann aus der Simulation bestimmt werden. Da für den Bereich $\tau_{s,x,z} \approx \tau_A$ die Anstiegsbeziehungswise Dämpfungszeit sehr groß wird, ist hier eine lange Simulationsdauer erforderlich. Daher wurde der Strahlstrombereich für die Simulation so gewählt, dass die auftretenden Anstiegszeiten innerhalb des Simulationszeitraums von wenigen ms detektierbar bleiben.

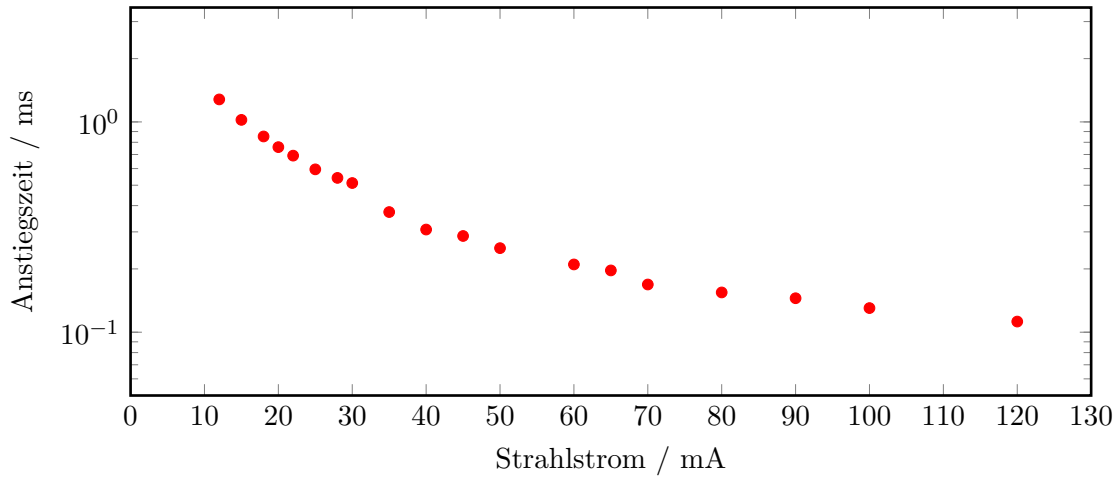


Abbildung 8.5: mit *elegant* berechnete Anstiegszeiten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV.

Abbildung 8.5 zeigt die so errechneten Anstiegszeiten bei verschiedenen Strahlströmen im Stretcherring. Da die natürliche Dämpfungsrate des Elektronenstrahls mit der Strahlenergie steigt, ist die Anregung durch Multi-Bunch-Instabilitäten bei der Injektionsenergie des Stretcherrings am größten. Daher wurden alle numerischen Berechnungen bei der typischen Injektionsenergie von 1,2 GeV ausgeführt. Vergleicht man die Anstiegszeiten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode mit der natürlichen Dämpfzeit von $\tau_s \approx 36,4$ ms, so fällt auf, dass bereits bei Strahlströmen von wenigen mA eine stark entdämpfte longitudinale Strahlbewegung zu erwarten ist.

Da die genaue Resonanzfrequenz der HOM der PETRA-Resonatoren im Strahlbetrieb nicht messbar ist, wurde in den bisherigen Berechnungen die maximale Anregungsstärke angenommen, indem die Resonanzfrequenz der TM_{021} -Mode mit der Frequenz des oberen Synchrotronseitenbands der 252. Umlaufharmonischen gleichgesetzt wurde. Im realen Betrieb des Stretcherrings kann die Resonanzfrequenz jedoch stark variieren. So können Temperaturänderungen der Resonatoren zu Geometrieänderung und damit zur Änderung der Resonanzfrequenzen führen. Für die Fundamentalmode wird diese Frequenzänderung durch Verfahren der Abstimmstempel kompensiert, vergleiche Kapitel 5.1.1. Darüber hinaus wirkt eine Verstimmung der Resonatoren zur Kompensation des Beamloadings, vergleiche Kapitel 3.3.4, durch Verfahren der Abstimmstempel ebenfalls frequenzändernd auf die HOMs. Damit unterliegen die Resonanzfrequenzen permanenten Variationen, sodass die numerischen Betrachtungen lediglich eine maximale

Anwachsrate und damit eine minimale Anstiegszeit der Multi-Bunch-Moden liefern.

Um den Effekt der Frequenzverstimmung der HOM abzuschätzen, wurde die Resonanzfrequenz in der numerischen Simulation um die Frequenz des Synchrotronseitenbands variiert und die Anwachsrate bei einem festen Strahlstrom von 100 mA bestimmt. Abbildung 8.6 zeigt

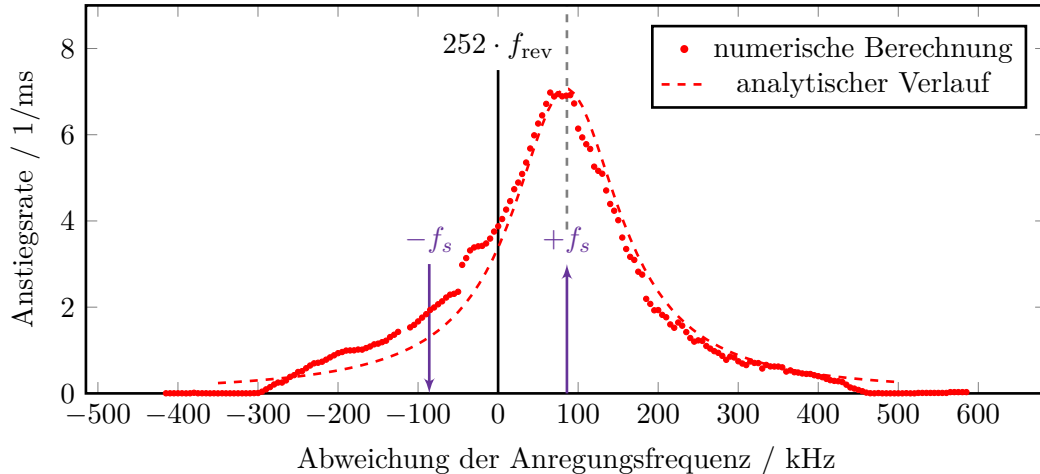


Abbildung 8.6: mit `elegant` berechnete Anstiegsraten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 in Abhängigkeit der anregenden Frequenz bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV und 100 mA Strahlstrom.

die Anwachsrate der longitudinalen Oszillationsamplitude beim Variieren der Resonanzfrequenz der HOM um die 252. Umlaufharmonische des Stretcherrings. Die Anstiegszeit folgt dabei dem erwarteten analytischen Verlauf, der durch die Resonanzbedingung der fünfzelligen PETRA-Resonatoren vorgegeben ist. Hier wird deutlich, dass die in Kapitel 4.3 beschriebene Robinson-Instabilität lediglich das obere Synchrotronseitenband beeinflusst. Überlappt die Resonanzfrequenz mit dem unteren Synchrotronseitenband, ergibt sich keine Anregung einer Multi-Bunch-Mode.

8.4 Messung der Anstiegszeiten von Multi-Bunch-Instabilitäten

Basierend auf den numerischen Berechnungen der Anstiegszeiten kann das Modell der anregenden Impedanz im Stretcherring empirisch untersucht werden. Hierzu werden analog zum numerischen Fall die longitudinalen Positionsdaten, gemessen mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System, beim Auftreten einer Multi-Bunch-Instabilität analysiert. Durch Anpassen einer Exponentialfunktion an den Verlauf der Schwingungsamplitude kann die Anstiegszeit ermittelt werden.

Für die Messprozedur ist ein zeitlich stabiler Elektronenstrahl erforderlich, dessen Schwingungsamplitude während der Datenerfassung des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems kontrolliert anwächst. Hierzu stellt das Bunch-by-Bunch-Feedback-System die Möglichkeit einer sogenannten Grow-Damp-Messung bereit. Nach einer einstellbaren Zeitspanne nach Beginn der Datenerfassung wird der Ausgang des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems abgeschaltet, sodass die dämpfende Wirkung aussetzt. Der Elektronenstrahl ist hierdurch entdämpft und die Schwingungsamplitude wächst exponentiell an. Nach einer weiteren einstellbaren Zeitspanne wird die Dämpfung wieder aktiviert und die kohärente Oszillation klingt ab. Aus der ansteigenden Flan-

ke der Schwingungsamplitude lässt sich dann nach Übertragen der Rohdaten in das ELSA-Kontrollsystem die Anstiegszeit bestimmen.

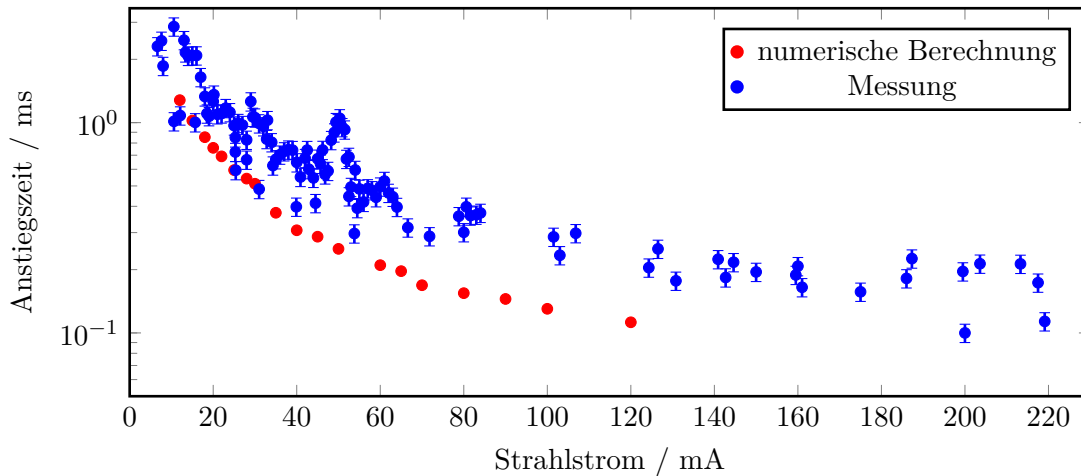


Abbildung 8.7: mit `elegant` berechnete und gemessene Anstiegszeiten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV.

Abbildung 8.7 zeigt die gemessenen Anstiegszeiten der Multi-Bunch-Instabilitäten im longitudinalen Phasenraum des Stretcherrings sowie die numerisch berechneten. Da die numerische Berechnung hier den Fall maximaler Anregungsrate darstellt, liegen erwartungsgemäß die gemessenen Anstiegszeiten über den berechneten. Damit kann bestätigt werden, dass die auftretende Multi-Bunch-Mode 252 durch die HOM der PETRA-Resonatoren verursacht wird.

8.5 Temperaturabhängigkeit der Multi-Bunch-Instabilitäten

Da die Anregungsrate der longitudinalen Multi-Bunch-Instabilität stark von der Resonanzfrequenz der HOM der PETRA-Resonatoren abhängt, liegt es nahe, die Resonanzfrequenz der TM_{021} -Mode durch Variation der Resonatortemperatur so zu verschieben, dass die Anregungsrate minimal wird.

Hierzu wurde eine Temperaturkontrolle installiert, die es erlaubt, die Temperatur der beiden Resonatoren separat im Bereich von circa 25 °C bis 60 °C zu stabilisieren [Sau13]. Abbildung 8.8 zeigt den Aufbau der Temperaturkontrolle. Zur Variation der Resonatortemperatur wird der Kühlwasserdurchfluss durch den Resonator durch Ansteuern eines Dreiwegemischers geregelt. Damit kann ein Teil des Kühlwassers am Resonator vorbei geführt werden und trägt damit nicht zur Kühlung bei, die Resonatortemperatur steigt. Die Temperatur der Resonatoren wird dabei an der Außenwand der mittleren Resonatorzelle gemessen. Ein im ELSA-Kontrollsystem implementierter PI-Regler¹ steuert das Mischventil, um so die Resonatortemperatur auf einem eingestellten Sollwert konstant zu halten.

Abbildung 8.9 zeigt die bei Variation der Resonatortemperaturen gemessenen Anstiegszeiten der Multi-Bunch-Mode 252. Wie zu erwarten ist, existiert ein Bereich, in dem die Anstiegsrate maximal wird, das heißt, in dem Synchrotronseitenband und Resonanzfrequenz der HOM maximal überlappen. Bedingt durch die Fertigungstoleranzen der Resonatoren unterscheiden sich die kritischen Temperaturen leicht mit 33,5 °C für Resonator 1 und 35 °C für Resonator 2.

¹ PI-Regler: Ein Regler mit **P**roportional- und **I**ntegralanteil

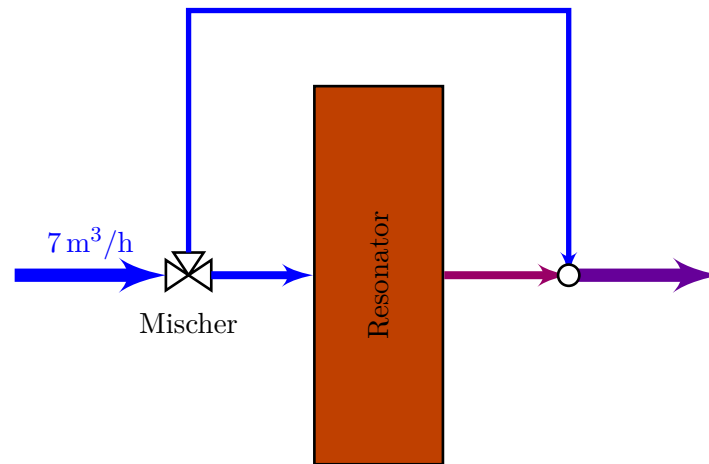


Abbildung 8.8: Schema der Kühlwasserführung zur Temperaturstabilisierung der PETRA-Resonatoren im alten Aufbau.

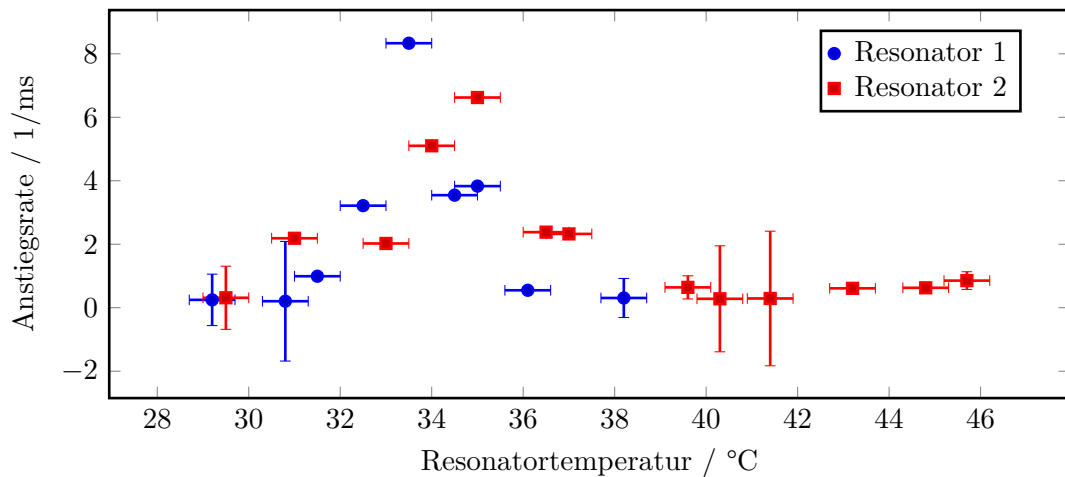


Abbildung 8.9: Anregungsrate der Multi-Bunch-Mode 252 in Abhängigkeit der Temperatur der Beschleunigungsresonatoren bei einem Strahlstrom von etwa 35 mA.

Da bei großen Hochfrequenz-Vorlaufleistungen der Resonatoren im Nachbeschleunigerbetrieb aufgrund begrenzter Kühlleistung nur Temperaturen oberhalb der kritischen Temperatur erreichbar sind, wird die Standardtemperatur zum Betrieb der Resonatoren auf 42 °C gesetzt. Damit ist sichergestellt, dass die HOMs beider Resonatoren stark verstimmte sind und damit die Anwachsraten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 minimiert werden.

Beim Betrieb der Temperatursteuerung treten aufgrund der teils kleinen Durchflussraten des Kühlwasserkreislaufes von $<0,5 \text{ m}^3/\text{h}$ starke Temperaturgradienten auf der Resonatoroberfläche auf, darüber hinaus wird der Sollwert des Wasserflusses der fünfzelligen Resonatoren von $7 \text{ m}^3/\text{h}$ [DES07] nicht erreicht. Eine sinnvolle Regelung der Temperatur ist damit nicht länger möglich. Als Alternative zum existierenden Regelmechanismus wird daher der Regelkreis gemäß des in Abbildung 8.10 gezeigten Aufbaus umgebaut. Durch den Einsatz einer weiteren Kühlwasserpumpe kann die Temperatur der Resonatoren bei konstanter Durchflussrate von $7 \text{ m}^3/\text{h}$ durch Variation des Kaltwassermischverhältnisses beeinflusst werden. Hierbei stellt sich im Re-

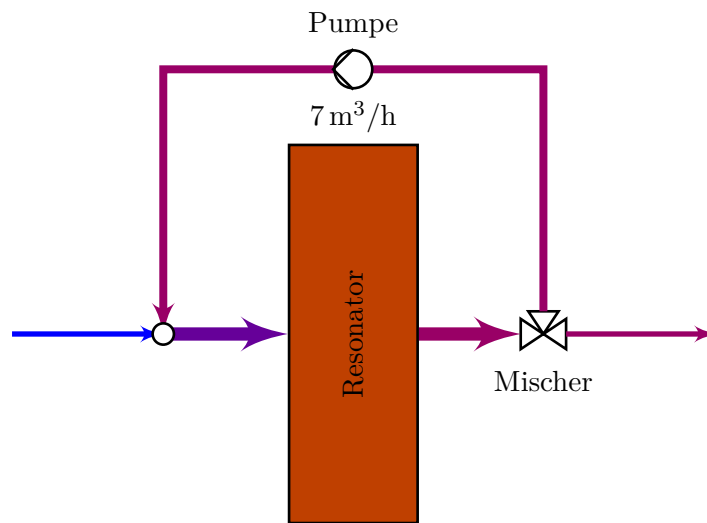


Abbildung 8.10: Schema der Kühlwasserführung zur Temperaturstabilisierung der PETRA-Resonatoren im neuen Aufbau.

sonatorkreislauf eine konstante Temperatur ein, die zu einem homogeneren Temperaturverlauf entlang der Resonatoroberfläche führt.

8.6 Zeitverhalten von Multi-Bunch-Moden

Mit Hilfe der Rohdatenerfassung des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems kann das zeitliche Verhalten des Elektronenstrahls beim Auftreten einer Multi-Bunch-Instabilität untersucht werden. Damit können Rückschlüsse auf Anregungs- und Dämpfungseffekte gezogen werden, die das Strahlverhalten beim Auftreten kohärenter Multi-Bunch-Instabilitäten erklären können.

Abbildung 8.11 zeigt das zeitliche Verhalten der longitudinalen Position der einzelnen Bunche im Stretcherring über etwa 100 Umläufe. Dabei vollführt jeder Bunch kohärente Synchrotron-schwingungen um die Gleichgewichtsphase, dies ist am Beispiel des Bunches 42 dargestellt. Es fällt auf, dass die Bewegung der einzelnen Bunche gekoppelt ist, die Phasendifferenz zweier benachbarter Bunche entspricht dabei der der Multi-Bunch-Mode 252. Diese Darstellung erlaubt es, die Multi-Bunch-Mode sowie die Schwingungsamplituden und -frequenzen der einzelnen Bunche direkt ablesen zu können. Hier ist die Schwingungsperiode exemplarisch eingezeichnet und entspricht dem longitudinalen Arbeitspunkt von circa 0,048 und damit etwa 20 Umläufen im Stretcherring.

Aus den Positionsdaten kann die bereits eingeführte Anstiegszeit der kohärenten Oszillation bestimmt werden. Abbildung 8.12 zeigt die longitudinale Position eines ausgewählten Bunches im Stretcherring beim Anschwingen der Multi-Bunch-Mode 252 bei einem Strahlstrom von 200 mA. Durch Anpassen einer Exponentialfunktion lässt sich aus der Enveloppe die Anstiegszeit bestimmen zu $\tau = (0,15 \pm 0,01)$ ms. Die Schwingungsamplitude nähert sich einem Gleichgewichtszustand, entsprechend dem Verhalten eines gedämpften getriebenen harmonischen Oszillators.

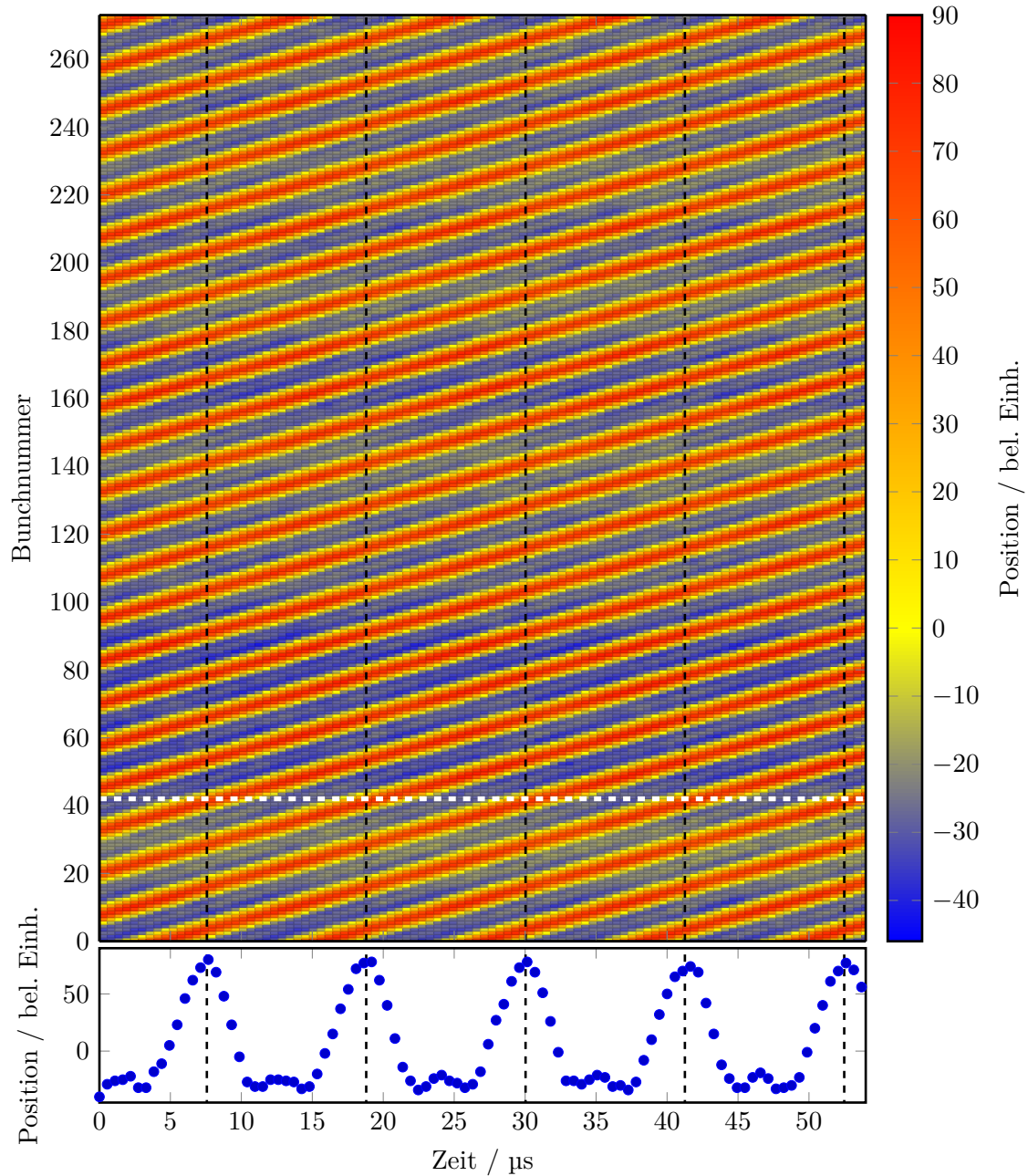


Abbildung 8.11: Zeitlicher Verlauf der Hochfrequenz-Phase der einzelnen Bunche, die Position von Bunch 42 (entlang der weißen Linie) ist exemplarisch unten dargestellt.

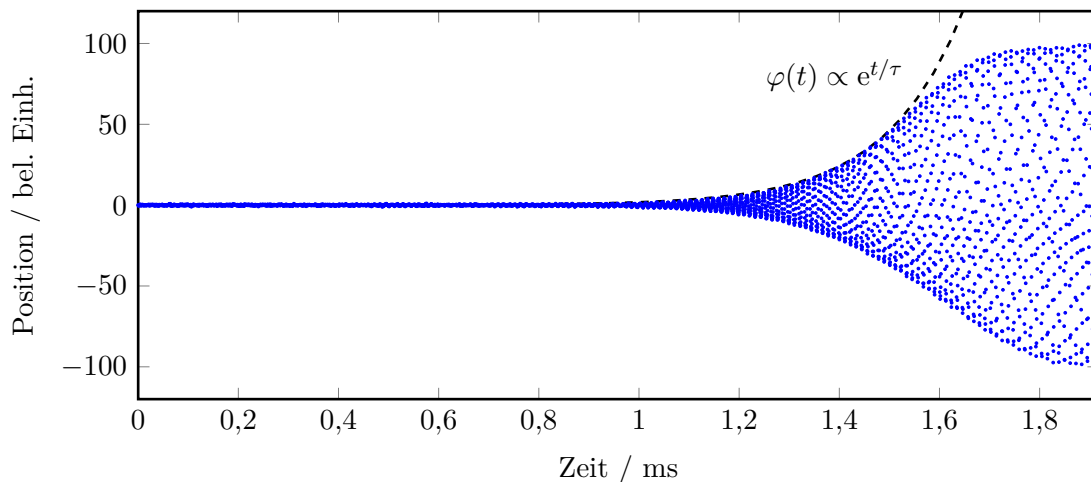


Abbildung 8.12: Zeitliche Entwicklung der longitudinalen Position des Elektronenstrahls bei einem Strahlstrom von 200 mA und einer Strahlenergie von 1,2 GeV.

8.6.1 Zeitaufgelöste Messung der Schwingungsamplitude

Die durch das Bunch-by-Bunch-Feedback-System bereitgestellte Matlab²-basierte Diagnosesoftware erlaubt es, umfangreiche Analysen der im SRAM-Modul gespeicherten Rohdaten vorzunehmen. Betrachtet man die Einhüllende der Oszillationen der Ladungsschwerpunkte der Einzelbunche im Stretcherring, so ergibt sich das in Abbildung 8.13 gezeigte Verhalten. Man erkennt den simultanen exponentiellen Anstieg der Schwingungsamplituden der Elektronenpakete, der sich nach Erreichen eines gemeinsamen Maximalwertes in einen exponentiellen Abfall umkehrt. Dies wird ebenfalls deutlich, wenn man das zugehörige longitudinale Multi-Bunch-Modenspektrum betrachtet, vergleiche Kapitel 8.6.2.

Der hier sichtbare Abfall nach Erreichen der Maximalamplitude lässt sich auf eine Kombination aus Dekohärenzeffekten und nichtlinearer Strahldynamik zurückführen. Aufgrund der endlichen Energie- und damit Synchrotronfrequenzunschärfe des Elektronenstrahls wird sich eine kohärente Oszillation in eine inkohärente umwandeln. Dieser Effekt wird auch als Landau-Dämpfung bezeichnet [Lan46]. Damit kommt es zu einem periodischen Anstieg und Abklingen der Schwindungsamplitude auf einer Zeitskala von mehreren 10 ms.

8.6.2 Zeitaufgelöste Messung des Multi-Bunch-Modenspektrums

Abbildung 8.14 zeigt die durch Analyse der Frequenzkomponenten extrahierten Schwingungsamplituden der einzelnen Multi-Bunch-Moden. Wie zu erwarten ist, steigt die Amplitude der Multi-Bunch-Mode 252 exponentiell bis zum Maximalwert an und klingt anschließend exponentiell ab. Darüber hinaus treten auch hier höhere Harmonische der Grundfrequenz auf, deren Schwingungsamplituden allerdings um mehrere Größenordnungen unterdrückt sind. Prinzipiell können mit dieser Methode aus einer Messreihe die Anstiegszeiten sämtlicher anschwingender Multi-Bunch-Moden extrahiert werden. Da im ELSA-Stretcherring jedoch nur eine Multi-Bunch-Mode mit signifikanter Amplitude sichtbar wird, lässt sich die Anstiegszeit hier auch aus der in Abbildung 8.13 gezeigten zeitlichen Entwicklung extrahieren.

² MATrix LABoratory, eine Software zur numerischen Matrixberechnung

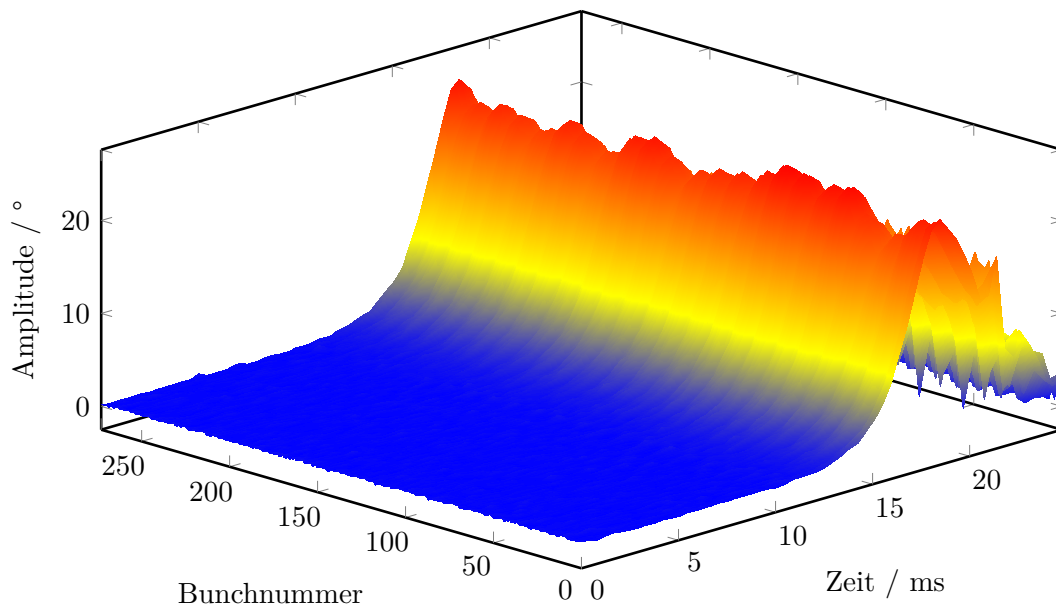


Abbildung 8.13: Amplitude der Schwingung des Ladungsschwerpunkts im Stretcherring beim Auftreten einer Multi-Bunch-Instabilität.

8.6.3 Zeitaufgelöste Messung der Synchrotronfrequenz

Die nach Gleichung (2.25) definierte Synchrotronfrequenz ist über die synchrone Phase abhängig von den Energieverlusten, die ein Elektron bei einem Umlauf im Kreisbeschleuniger erfährt. Diese Verluste werden durch das Aussenden von Synchrotronstrahlung hervorgerufen, vergleiche Gleichung (2.4). Tritt eine Multi-Bunch-Instabilität auf, so ist zusätzlich Energie erforderlich, um über die verursachende Koppelimpedanz elektromagnetische Felder aufzubauen. Damit verschiebt sich die Sollphase des Elektronenstrahls beim Umlauf im Kreisbeschleuniger, wodurch der Überspannungsfaktor sinkt und damit auch die Synchrotronfrequenz.

Abbildung 8.15 zeigt dieses Verhalten am Beispiel eines Bunches im ELSA-Stretcherring, dessen Synchrotronfrequenz beim Anschwingen der in Abbildung 8.14 vorgestellten longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 um circa 5 kHz absinkt, um Energieverluste durch Treiben der HOM der PETRA-Resonatoren ausgleichen zu können. Man erkennt ein Anwachsen der Schwingungsamplitude, wie in Abbildung 8.13 gezeigt. Mit steigender Amplitude wächst der Energieverlust und damit die Frequenzverschiebung.

8.7 Frequenzspektrum der PETRA-Resonatoren

Wird die longitudinale Multi-Bunch-Mode 252 durch eine HOM der Resonatoren verursacht, so sollte die entsprechende Frequenzkomponente im Frequenzspektrum der Resonatoren messbar sein. Nur, wenn das Frequenzspektrum des Elektronenstrahls eine Komponente im Bereich der Resonanzfrequenz einer Resonatormode aufweist, wird diese angeregt und besitzt eine messbare Feldstärke im Resonatorinneren.

Das Frequenzspektrum eines Resonators kann im Strahlbetrieb mittels des ausgekoppelten Hochfrequenzsignals einer Diagnoseschleife, die in den Zellen 2 und 4 der Resonatoren montiert sind, vergleiche Kapitel 12.1, gemessen werden. Abbildung 8.16 zeigt das gemessene Frequenz-

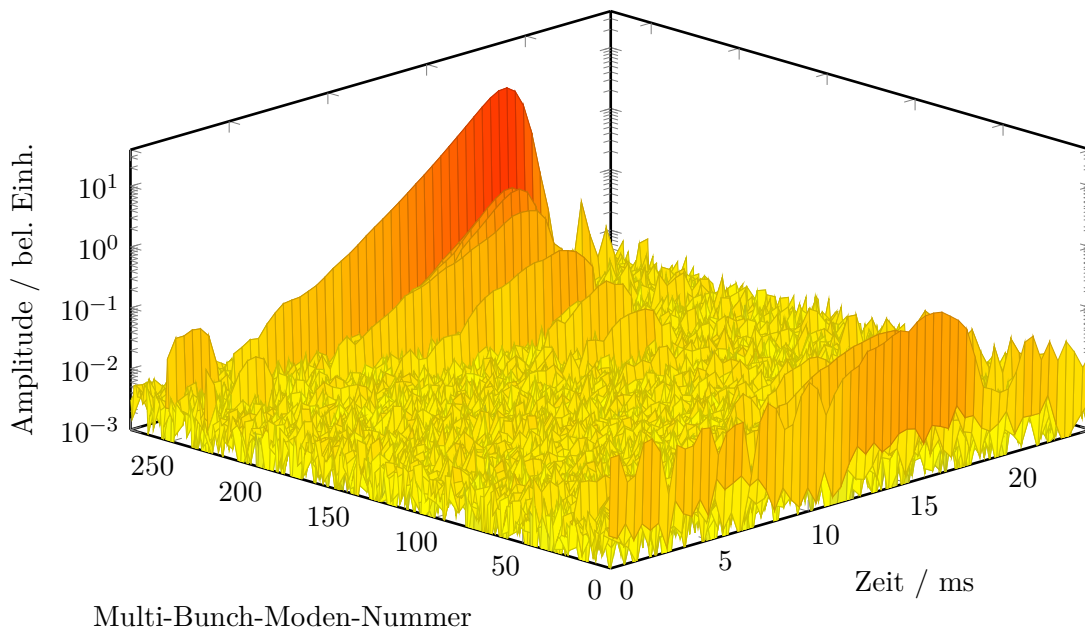


Abbildung 8.14: zeitliche Entwicklung des Modenspektrums beim Anschwingen der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252.

spektrum im Bereich der Resonanzfrequenz der TM_{021} -Mode. Man erkennt das obere Synchrotronseitenband, das im Vergleich zum unteren stark überhört ist. Die Frequenzskala wurde hier auf die Frequenz der 800. Umlaufharmonischen bezogen, die im Bereich der Resonanzfrequenz der HOM bei circa 1,458 GHz liegt. Damit kann die Ursache der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 dem Anschwingen der TM_{021} -Mode zugeordnet werden.

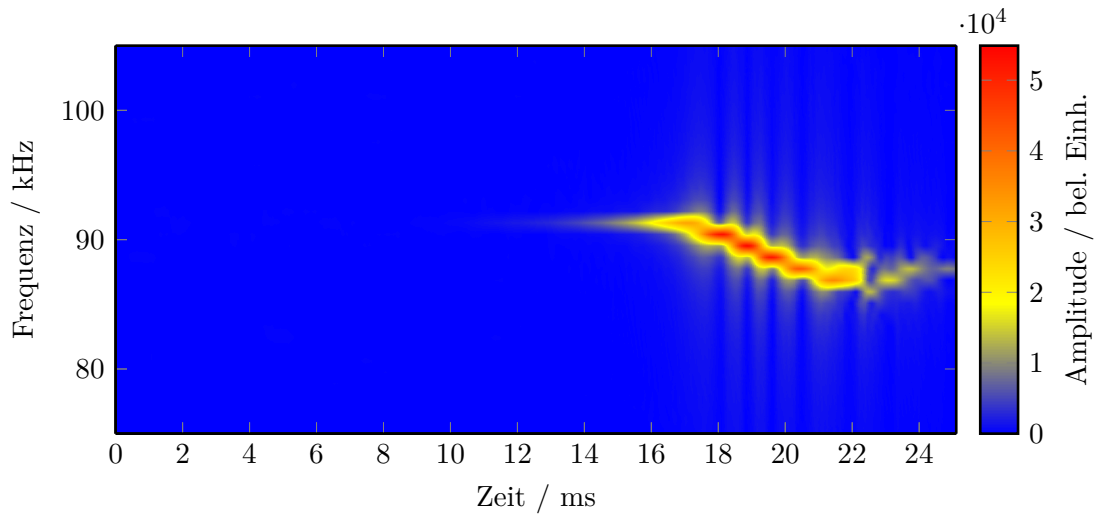


Abbildung 8.15: Synchrotronfrequenz und -amplitude eines ausgewählten Bunches im Stretcherring gegen die Zeit.

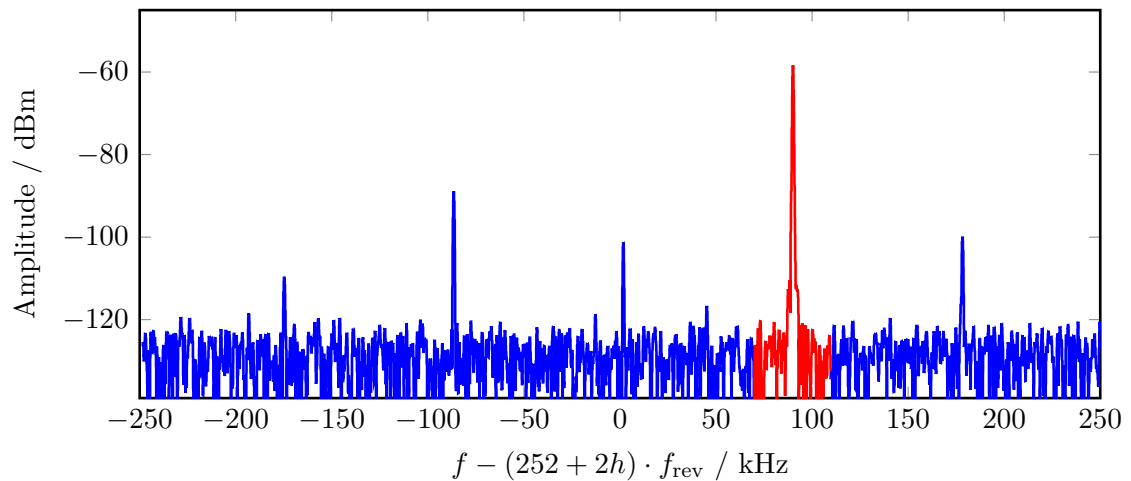


Abbildung 8.16: Frequenzspektrum des Signals aus einer Diagnosekoppelschleife der PETRA-Resonatoren beim Auftreten longitudinaler kohärenter Instabilitäten.

Ein schmalbandiges Multibunch-Feedback-System für ELSA

Wie bereits in Kapitel 8 vorgestellt werden die longitudinalen Strahlinstabilitäten im ELSA-Stretcherring durch die Multi-Bunch-Mode 252 dominiert. Bedingt durch die hohe erforderliche Bandbreite des Kicker-Cavities des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems zur Abdeckung des gesamten Modenspektrums kohärenter Dipolschwingungen und die damit einhergehende geringe Kreisgüte, vergleiche Kapitel 6.1.5, ist der Einsatz von breitbandigen und teuren Leistungsverstärkern notwendig. Ein schmalbandiges Feedback-System zur Dämpfung der longitudinalen Mode 252 kann hingegen durch den Einsatz eines Resonators mit hoher Kreisgüte die erforderliche Hochfrequenzleistung drastisch reduzieren und so den stabilen Strahlbetrieb auch bei hohen Strahlströmen im Stretcherring gewährleisten.

Im diesem Kapitel wird ein Konzept zur Dämpfung der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 vorgestellt, das als Ergänzung zum Bunch-by-Bunch-Feedback-System im Stretcherring eingesetzt werden kann. Dabei bildet ein Hohlraumresonator mit auf die Frequenz der TM_{021} -Mode der PETRA-Resonatoren angepassten Resonanzfrequenz den Korrektor des Feedback-Systems. [Rei13].

9.1 Funktionsprinzip des schmalbandigen Feedback-Systems

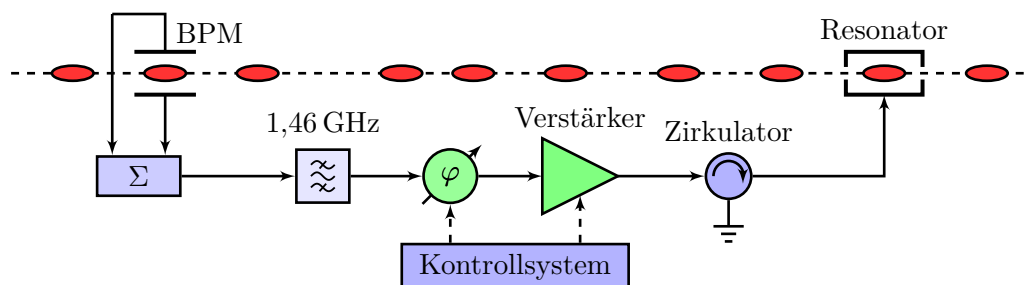


Abbildung 9.1: Schemaansicht des schmalbandigen Feedback-Systems.

Das Funktionsprinzip des schmalbandigen Feedback-Systems ist in Abbildung 9.1 schematisch dargestellt. Analog zur Funktionsweise des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems wird das

Summensignal eines Strahllagemonitors zur Detektion longitudinaler Strahlschwingungen genutzt. Ein Bandpassfilter selektiert die bekannte Schwingungsfrequenz der Multi-Bunch-Mode 252 im Basisband der verursachenden HOM bei circa 1,46 GHz. Nach einer einstellbaren Verstärkung wird das Signal in einen schmalbandigen Hohlraumresonator eingespeist, dessen Resonanzfrequenz der Fundamentalmode mit der Frequenz der Instabilitätsmode übereinstimmt. Analog zum bereits in Kapitel 6.1.5 beschriebenen longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-System ergibt sich so beim Durchgang des Elektronenstrahls durch den Resonator in Abhängigkeit eines einstellbaren Phasenvorschubs eine positive oder negative Rückkopplung auf die Schwingungsmode des Elektronenstrahls. Entspricht der Phasenvorschub zwischen gemessenem und dem Strahl appliziertem Signal 90° , so wird die gemessene Amplitude der Schwingungsmode gedämpft. Zum Schutz des Hochfrequenzverstärkers vor ungewollten Reflexionen aus dem Resonator dient hier ein Zirkulator, der rücklaufende Wellen in einen Abschluss umleitet. Sowohl Phasenschieber als auch Verstärker sind durch das ELSA-Kontrollsystem steuerbar, sodass die Phasen- und Amplitudeneinstellungen im laufenden Beschleunigerbetrieb optimiert werden können.

9.2 Schmalbandiger Korrektor des Feedback-Systems

Den Korrektor des schmalbandigen Feedback-Systems bildet ein Hohlraumresonator, der auf der Fundamentalmode TM_{010} aktiv getrieben wird. Die Resonanzfrequenz ist dabei auf die Frequenz der Mode der PETRA-Resonatoren und damit der Frequenz der Strahlinstabilität von circa 1,46 GHz optimiert.

Abbildung 9.2 zeigt einen Schnitt durch den zur Korrektur der Multi-Bunch-Mode 252 vorgesehenen Hohlraumresonator mit einer Resonanzfrequenz von 1,46 GHz. Durch zwei mechanisch einstellbare Abtimmstempel kann die Resonanzfrequenz des Resonators im Bereich von ± 5 MHz um die Grundfrequenz variiert werden. Die Fertigung des Resonators aus OFHC¹-Kupfer mit einer Leitfähigkeit von 59 MS/m minimiert die ohmschen Verluste eines eingekoppelten Hochfrequenzsignals im Resonatorinnenraum und führt so zu einer hohen Kreisgüte und damit einhergehend zu einer hohen Shuntimpedanz.

Mit einer auf CST Microwave Studio basierenden numerischen Berechnung wurden die Betriebsparameter des Resonators optimiert [Rei13]. Die Fundamentalmode des Feedbackresonators besitzt demnach eine Shuntimpedanz von $18,6 \text{ M}\Omega$ bei einer Leerlaufgüte von etwa 29 000.

9.3 Ansteuerung und Leistungsaufnahme des Resonators

Aufgrund der um mehrere Größenordnungen höheren Shuntimpedanz des Resonators im Vergleich zu den im Bunch-by-Bunch-Feedback-System eingesetzten Kicker-Cavities ergibt sich so eine wesentlich kleinere notwendige Eingangsleistung. Die Beschleunigungsspannung, die beide Kicker-Cavities des breitbandigen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems bei maximaler Eingangsleistung von 200 W erzeugen, wird durch den schmalbandigen Resonator bereits bei einer Eingangsleistung von 7 mW erreicht. Demnach kann als Richtwert für den ersten Testaufbau im Stretcherring nach Fertigung des Resonators ein schmalbandiger Hochfrequenzverstärker mit Ausgangsleistungen von wenigen 10 mW eingesetzt werden, um die auftretende Multi-Bunch-Mode 252 bei moderaten Strahlströmen von einigen 10 mA dämpfen zu können.

¹ OFHC: **O**xxygen **F**ree **H**igh **C**onductivity

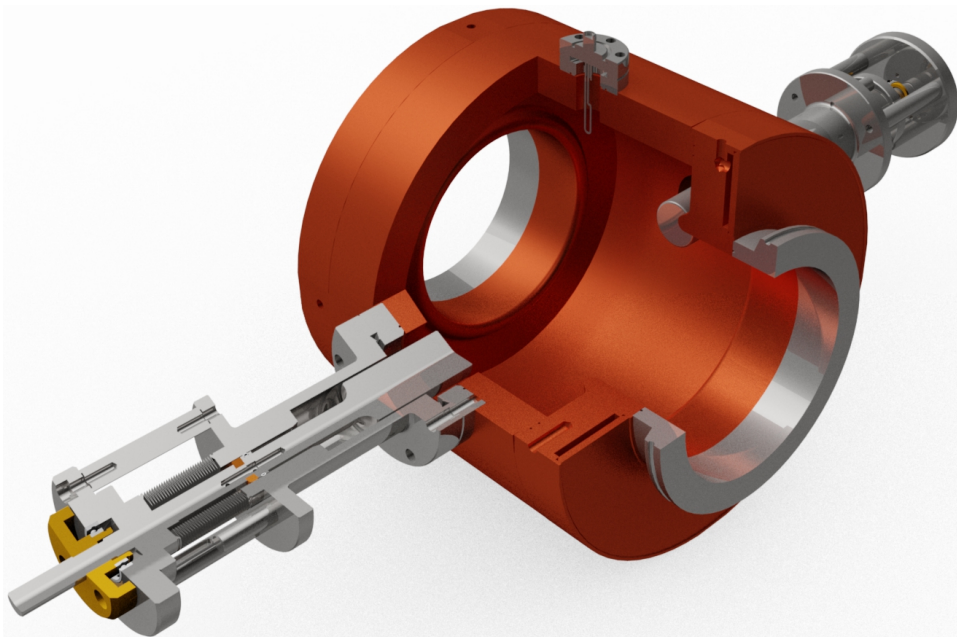


Abbildung 9.2: Schnittansicht des schmalbandigen Feedback-Resonators mit montierten Abstimmtempeln.

Füllstrukturmanipulation mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System

Verschiedene Betriebsmodi des ELSA-Stretcherrings erfordern eine Variation der Füllstruktur des gespeicherten Strahlstroms. Die Füllstruktur ist dabei definiert als die Verteilung der Ladungen auf die Hochfrequenzbuckets des Beschleunigers. Im Standardbetrieb des Stretcherrings im Nachbeschleunigermodus zur Versorgung der Hadronenphysikexperimente mit hochenergetischen Photonen ist eine möglichst homogene Füllstruktur erwünscht, da sich diese durch die langsame Resonanzextraktion aus dem Stretcherring als zeitliche Variation der Produktionsraten hochenergetischer Photonen am Bremsstrahlungstarget bemerkbar macht. Überschreitet die Rate der produzierten Photonen die maximale Verarbeitungsrate des Detektorsystems, können einzelne Ereignisse nicht mehr voneinander getrennt aufgelöst werden. Damit limitiert das Bucket mit der höchsten Ladung im Stretcherring die maximale Extraktionsrate zum Experiment.

Um eine möglichst homogene Füllstruktur zu erreichen, werden im Stretcherring mehrere Injektionsschüsse aus dem Booster-Synchrotron akkumuliert. Aufgrund des Längenverhältnisses zwischen Booster- und Stretcherring von circa $3/7$ werden typischerweise ganzzahlige Vielfache von 7 Injektionsschüssen mit einem Injektionsversatz von Vielfachen von 78 ns im Stretcherring akkumuliert.

In diesem Kapitel wird eine Möglichkeit der Füllstrukturmanipulation und -messung mithilfe des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems vorgestellt. Damit lässt sich der Injektionsversatz aus dem Booster-Synchrotron optimieren sowie ein Ensemble an Buckets kontrolliert zur Änderung der Füllstruktur vollständig oder teilweise leeren.

10.1 Messung der Füllstruktur im Stretcherring

Zur Charakterisierung und quantitativen Messung der Ladungen der einzelnen Hochfrequenzbuckets im Stretcherring bietet sich die Diagnose des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems an. Wie in Kapitel 6.3 beschrieben, können die digitalisierten BPM-Signale jedes einzelnen Bunches über maximal 45 920 Umläufe analysiert und zwischengespeichert werden. Die Amplitude der digitalisierten Spannungswerte ist dabei sowohl proportional zur Ablage des Bunches von der Sollposition als auch von der elektrischen Ladung des Bunches. Da im Falle auftretender kohärenter Oszillationen alle Bunches longitudinale Schwingungen um eine gemeinsame Referenzphase vollführen, ist dabei also der Mittelwert der Bunchposition ein Maß für die

Bunchladung. Unter der Annahme, dass alle Bunche im Stretcherring mit gleicher Amplitude um die Referenzphase oszillieren, kann auch die Standardabweichung der Bunchpositionen als Intensitätsmonitor genutzt werden. Beide Methoden liefern jedoch keine absolute Messung des Strahl- beziehungsweise Bunchstromes und müssen daher auf den messbaren Gesamtstrahlstrom im Stretcherring normiert werden.

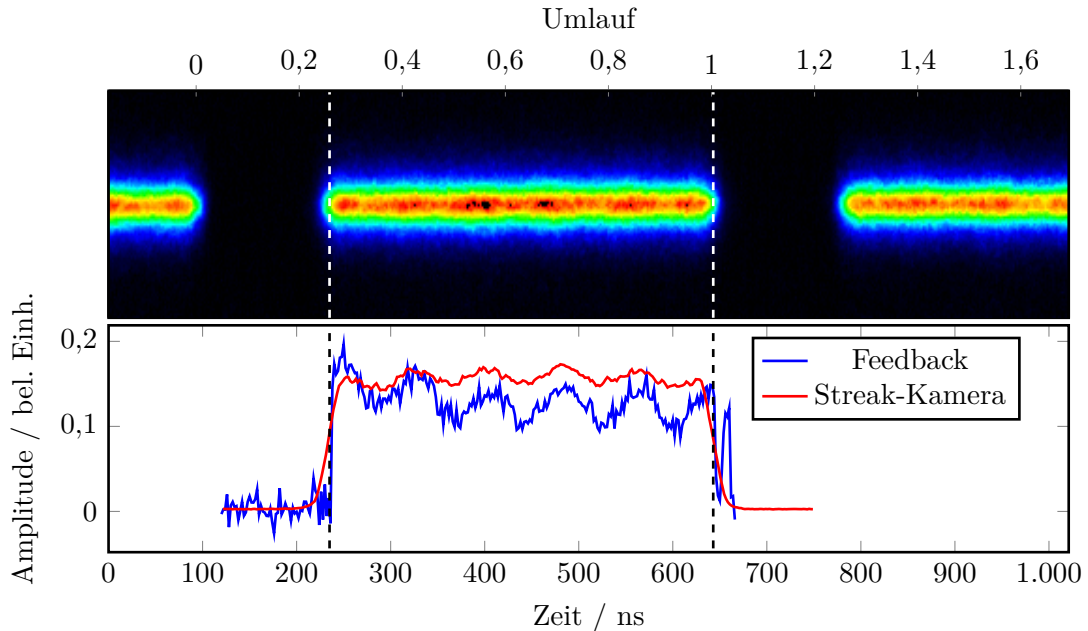


Abbildung 10.1: Gemessene Füllstruktur des ELSA-Stretcherrings bei 20 mA Strahlstrom, oben: zeit-aufgelöste Messung der Synchrotronstrahlungsintensität mit der Streak-Kamera, unten: Messung des RMS der longitudinalen Strahlposition jedes einzelnen Bunches mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System.

Abbildung 10.1 zeigt eine gemessene Füllstruktur des ELSA-Stretcherrings mit einer Füllstruktur-lücke von 70 Bunchen. Dabei wurde die zeit-aufgelöste Intensitätsverteilung der Synchrotronstrahlung mit der im Stretcherring installierten Streak-Kamera mit der Standardabweichung der Bunchpositionsdaten des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems verglichen. Beide Systeme zeigen übereinstimmend die zu erwartende Füllstruktur-lücke mit einer zeitlichen Länge von circa 140 ns. Zu erkennen ist ebenso eine Restwelligkeit der Intensität der gefüllten Buckets. Diese resultiert aus der durch die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron verursachte Intensitätsverteilung der einzelnen Injektionsschüsse [Swi+14], die im Abstand des Injektionsversatzes von 78 ns auftreten.

10.2 Bunch-Cleaning

Zur Erzeugung einer derartigen Füllstruktur ist eine Methode zur kontrollierten Reduzierung der Ladung eines beliebigen Buckets im Stretcherring erforderlich. Diese Möglichkeit bietet das Bunch-by-Bunch-Feedback-System durch aktives Anregen einer kohärenten Strahlschwingung in einer oder mehreren der drei Beschleunigerebenen. Dabei wird die sogenannte Drive-Funktion des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems genutzt um ein Signal einstellbarer Frequenz und Amplitude über die Verstärkerkette und den Stripline-Kicker auf eine einstellbare Auswahl

an Bunchen im Stretcherring aufzuprägen. Überlappt die Anregungsfrequenz mit der Resonanzfrequenz des Elektronenstrahls, also der Betatron- beziehungsweise Synchrotronfrequenz, so entsteht eine kohärente Bunchoszillation, die bei ausreichender Amplitude zu Strahlverlust durch Kollision der Elektronen mit der Vakuumkammer führt. Wie bereits in Kapitel 6.1.4 beschrieben ist die Shuntimpedanz des Stripline-Kickers stark frequenzabhängig. Um ein Bucket möglichst schnell und effizient zu leeren, ist daher die kleinstmögliche Anregungsfrequenz, also die Betatronfrequenz im Basisband, die effektivste.

10.3 Niedrige Intensitäten für Detektortests

Die vorgestellte Methode der resonanten Bunchentfernung wurde an ELSA zur Erzeugung sogenannter niedriger Intensitäten im Stretcherring genutzt. Dabei wird bereits während der Injektion aus dem Booster-Synchrotron ein Ensemble an Buckets im Stretcherring durch das transversale Bunch-by-Bunch-Feedback-System zu kohärenten Oszillationen mit der jeweiligen Betatronfrequenz angeregt und damit der Strahlstrom reduziert. Damit sind interne Strahlströme von wenigen μA bis mA erreichbar. Werden diese geringen Ströme während mehrerer Sekunden zu den Hadronenphysikexperimenten extrahiert, können Ereignisraten von wenigen kHz mit dem direkten Elektronenstrahl erreicht werden. Damit gelingt es mit Detektoren der Hochenergie- oder Teilchenphysik, auftretende Ereignisse genau einem Elektron bekannter Energie zuzuordnen. Dies kann zur Kalibration der Energiemessung von Zerfallsprodukten genutzt werden.

10.4 Single-Bunch-Akkumulation

Zur Studie von Strahlinstabilitäten kann die Untersuchung von Single-Bunch-Instabilitäten aufschlussreich sein, vergleiche Kapitel 4. Da ELSA zum aktuellen Zeitpunkt über keinen Single-Bunch-Injektor verfügt, ist eine alternative Methode zur Erzeugung eines Single-Bunches im Stretcherring erforderlich. Mithilfe des Bunch-Cleanings kann ein Single-Bunch hoher Intensität erzeugt werden.

Hierzu wird der Injektionsversatz zwischen den einzelnen Injektionsschüssen aus dem Booster-Synchrotron abgeschaltet um bei jedem Injektionsschuss dieselben Buckets im Stretcherring füllen zu können. Bei aktiviertem Drive durch das Bunch-by-Bunch-Feedback-System können alle bis auf einen Bunch angeregt werden, sodass lediglich ein einzelnes Bucket durch die Injektorkette gefüllt wird.

Abbildung 10.2 zeigt einen Ausschnitt der Füllstruktur des Stretcherrings nach erfolgreicher Single-Bunch-Akkumulation. Die unvollständige Leerung der benachbarten Buckets ist auf die begrenzte Bandbreite des dem Stripline-Kicker vorgeschalteten Hochfrequenz-Verstärkers zurückzuführen [Sch11]. Damit hat diese Methode den Nachteil, dass ein appliziertes Signal stets auch auf die benachbarten Elektronenbunche wirkt und das zu füllende Bucket eine nicht vernachlässigbare Anregung erfährt, wodurch der maximal injizierbare Strahlstrom bei Single-Bunch-Akkumulation über viele Injektionsschüsse aus dem Booster-Synchrotron durch Bunch-Cleaning auf circa 1 mA pro Bunch begrenzt wird. So ist neben dem maximal erreichbaren Strahlstrom im Single-Bunch-Betrieb auch die Isolation, also das Verhältnis der Intensitäten des Single-Bunchs und der zu leerenden Buckets, limitiert.

Diese Methode kann zu einem späteren Zeitpunkt durch Single-Bunch-Akkumulation und

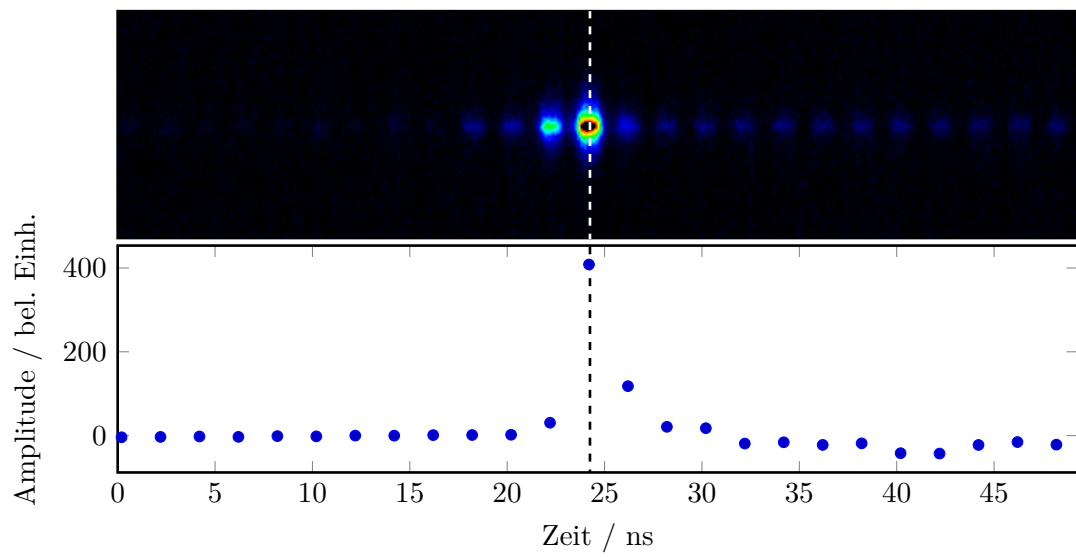


Abbildung 10.2: Akkumulierter Singlebunch im ELSA-Stretcherring, oben: Füllstruktur, aufgenommen mit der Streak-Kamera, unten: Mittelwert der longitudinalen Strahlposition, gemessen mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System.

Erstellung beliebiger Füllstrukturen durch ein neues Timing-System und den Single-Bunch-Injektor LINAC 1, vergleiche Kapitel 15, ersetzt werden.

Diagnose der Strahldynamik im Booster-Synchrotron

Der geplante Hochstrombetrieb des Stretcherrings erfordert die Optimierung der Injektorkette zur effizienten Füllung des Stretcherrings im Nachbeschleunigerbetrieb. Der neue Hochstrominjektor LINAC 1, vergleiche Kapitel 15, wird das Booster-Synchrotron mit einem intensiven Elektronenstrahl von bis zu 800 mA und einer Pulslänge von 1 μ s beliefern. Das nachfolgende Booster-Synchrotron stellt damit die letzte Strahlstromlimitierung in der Beschleunigerkette dar. Zielsetzung der nachfolgenden Untersuchung war die Beurteilung der Eignung des Booster-Synchrotrons als Hochstrominjektor für den ELSA-Stretcherring.

11.1 Betriebsmodus und Hochfrequenzsystem

Das 69,5 m lange Booster-Synchrotron, das im Jahr 1967 als zweiter Kreisbeschleuniger des Physikalischen Instituts in Betrieb genommen wurde [Alt+68], dient seit 1987 dem ELSA-Stretcherring als Injektor. Abbildung 11.1 zeigt den Aufbau des Booster-Synchrotrons mit der Injektion aus den beiden Linearbeschleunigern auf der linken Seite und der Extraktion zum Stretcherring rechts.

Typischerweise werden Elektronen aus einem der beiden Linearbeschleunigern bei Energien von etwa 20 MeV bis 26 MeV in das Booster-Synchrotron injiziert und nach einer Energieerhöhung auf 1,2 GeV bis maximal 1,6 GeV zum Stretcherring extrahiert. Die Energieerhöhung im Booster-Synchrotron erfolgt dabei aufgrund der longitudinalen Phasenfokussierung synchron zur Magnetfeldrampe der zwölf Combined-Function-Magnete¹. Die Magnete werden dabei als *LCR*-Schwingkreis mit parallel geschalteten Kondensatoren betrieben, um so einen sinusförmigen Magnetfeldverlauf zu erzeugen. Die Resonanzfrequenz des Schwingkreises ist an die Netzfrequenz von 50 Hz angepasst. Durch eine Überlagerung des magnetfelderregenden Wechselstroms mit einem Gleichstrom ergibt sich eine Magnetfeldrampe, wie in Abbildung 11.2 gezeigt. Die Beschleunigungsdauer, hier bei einer Energierampe auf 1,2 GeV beträgt dabei circa 8,52 ms.

Die Beschleunigungsstrecke im Booster-Synchrotron bildet ein dreizelliger Hohlraumresonator des Typs DESY mit einer Resonanzfrequenz von 499,669 MHz, dessen Frequenz phasenstarr

¹ Im Gegensatz zur Separated-Function-Maschine sind hier Dipol- und Quadrupolmagnete in einem Magnettyp kombiniert.

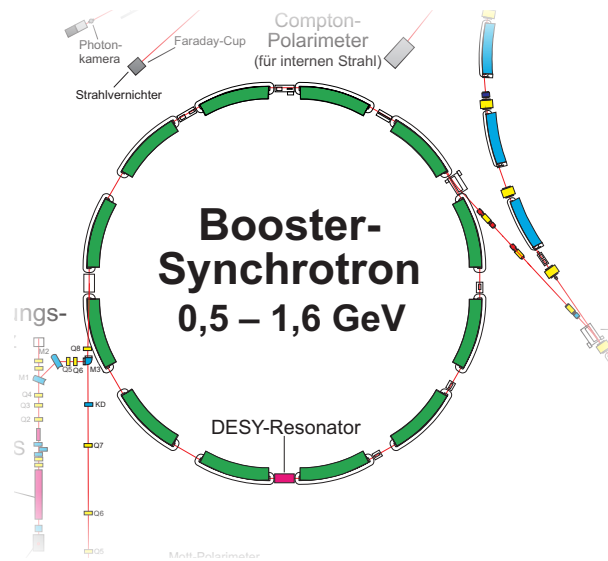


Abbildung 11.1: Das Booster-Synchrotron als Injektor des ELSA-Stretcherrings.

an die Hochfrequenz des Stretcherrings gekoppelt ist. Damit ergibt sich bei einer Umlauffrequenz von 4,307 MHz eine Harmonischenzahl von 116. Die Feldstärke der beschleunigenden Hochfrequenz wird durch ein digitales LLRF-System [Thi11] vorgegeben und über eine Verstärkerkette, bestehend aus einem Halbleiterverstärker und einem Klystron, zum Resonator geführt. Die Amplitudenrampe, die durch das LLRF-System vorgegeben wird, kann durch das ELSA-Kontrollsystem über die Koeffizienten c_i eingestellt werden. Dabei wird die Feldstärke in die Komponenten

$$A(t) = c_0 + c_{\dot{B}} \cdot \dot{B} + c_{B^4} \cdot B^4 \quad (11.1)$$

zerlegt, wobei B die Magnetfeldstärke der Führungsfelder bezeichnet. Neben dem konstanten Anteil c_0 für die Resonatorspannung stehen zwei weitere Parameter zur Verfügung, um den Überspannungsfaktor auf der schnellen Energierampe konstant zu halten. Diese beschreiben die zur Beschleunigung $\propto \dot{B}$ und der Kompensation von Synchrotronstrahlungsverlusten $\propto B^4$ nötige Feldstärke.

11.2 Messverfahren im Booster-Synchrotron

Zur Messung der dreidimensionalen Position der Bunche im Booster-Synchrotron wurde das in Kapitel 6 beschriebene Bunch-by-Bunch-Feedback-System eingesetzt. Analog zur Messung im Stretcherring wird hier das Summen- beziehungsweise Differenzsignal eines BPMs als Diagnosesignal genutzt. Im Gegensatz zum Stretcherring wird hier allerdings aufgrund des Fehlens eines geeigneten longitudinalen oder transversalen Korrektors auf die Kompensation auftretender Instabilitäten verzichtet. Das Bunch-by-Bunch-Feedback-System wird hier lediglich als Diagnoseinstrument eingesetzt. Darüberhinaus verfügt das Booster-Synchrotron lediglich über einen Strahllagemonitor, sodass jeweils nur eine Strahlebene gleichzeitig untersucht werden kann.

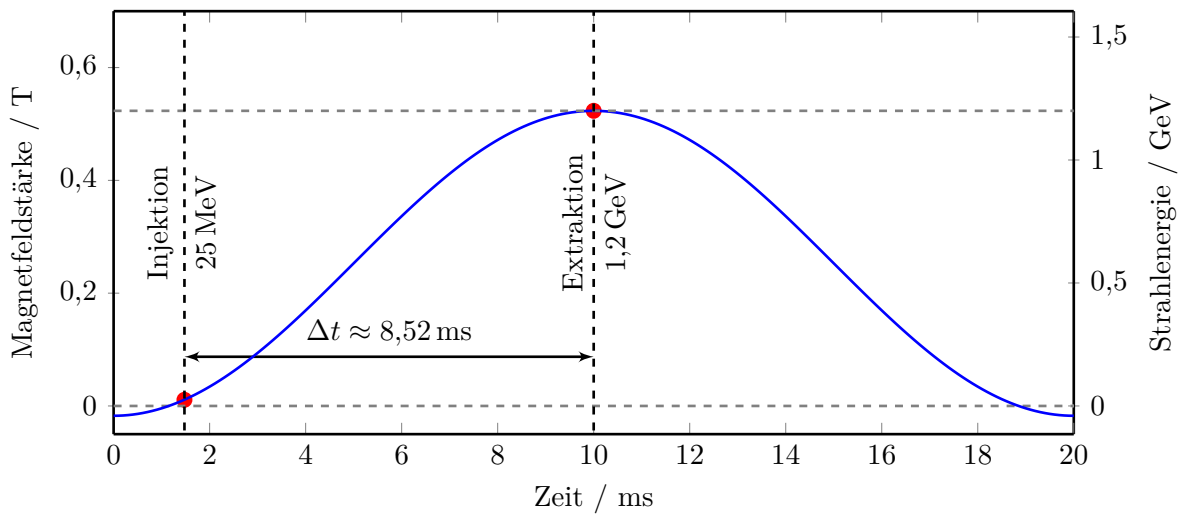


Abbildung 11.2: Zeitliche Entwicklung der Feldstärke des magnetischen Führungsfeldes und der Strahlenergie im Booster-Synchrotron.

11.3 Longitudinale Strahldynamik

Abbildung 11.3 zeigt das longitudinale Strahlspektrum eines Beschleunigungszyklusses im Booster-Synchrotron. Wie in Abbildung 11.2 dargestellt erfolgt die Injektion bei einer Strahlenergie von circa 25 MeV aus dem Linearbeschleuniger. Da dieser mit einer Hochfrequenz von circa 3 GHz betrieben wird ist die longitudinale Phasenraumverteilung zunächst unangepasst an die beschleunigende Hochfrequenz des Booster-Synchrotrons. Diese Fehlanpassung führt zu einer Oszillation der Länge der injizierten Teilchenpakete, überlagert durch eine kohärente Synchrotronschwingung des Ladungsschwerpunkts. Die dadurch entstehenden höheren Harmonischen der Synchrotronfrequenz sind bis zum Erreichen des Strahlungsgleichgewichts der Bunchlänge, vergleiche Kapitel 2.2.1, wenige Millisekunden nach der Injektion deutlich zu erkennen. Da die im LLRF-System des Booster-Synchrotrons eingestellte Amplitudenrampe nicht auf eine konstanten Synchrotronfrequenz optimiert ist sinkt diese deutlich sichtbar während des Beschleunigungsvorgangs mit steigender Strahlenergie.

Zu erkennen ist außerdem ein periodisches Anwachsen und Abfallen der Schwingungsamplitude der Synchrotronfrequenz während des Beschleunigungsvorgangs. Dies deutet auf die Bildung von Multi-Bunch-Instabilitäten hin, deren Schwingungsamplitude exponentiell anwächst. Bis zu einem Strahlstrom von 12 mA im Booster-Synchrotron führen diese Instabilitäten jedoch nicht zu signifikantem Strahlverlust während der Beschleunigung. Bei Betrieb des Booster-Synchrotrons mit dem Injektor LINAC 1 können jedoch höhere Strahlströme im Booster-Synchrotron beschleunigt werden. Ob der maximale Strahlstrom dabei durch Multi-Bunch-Instabilitäten limitiert wird kann dann mit der beschriebenen Messmethode untersucht werden.

Betrachtet man das Multi-Bunch-Modenspektrum in Abbildung 11.4 so wird deutlich, dass im Booster-Synchrotron lediglich Moden kleiner Modennummer und damit kleiner Schwingungsfrequenzen auftreten. Eine mögliche Ursache der Instabilitäten bildet nach Kapitel 4.1 die Resistive-Wall-Impedanz der Vakuumkammern des Booster-Synchrotrons.

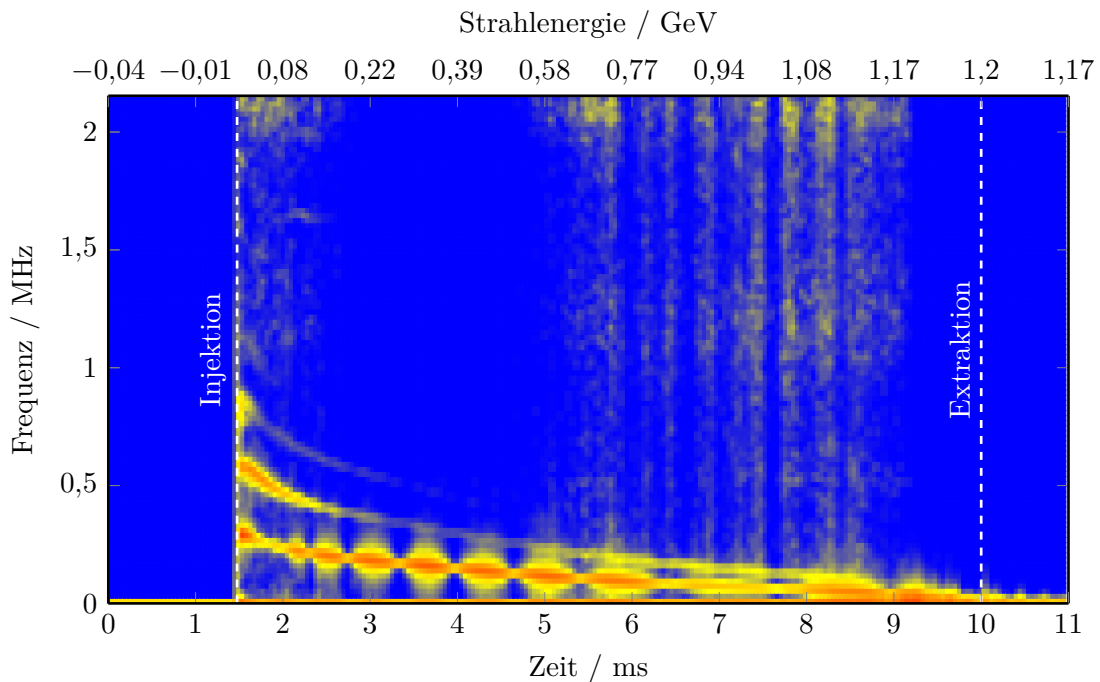


Abbildung 11.3: Zeitliche Entwicklung des longitudinalen Strahlspektrums im Booster-Synchrotron.

11.4 Transversale Strahldynamik

Da die Signalstärken der BPM-Differenzsignale einige Größenordnungen unter der des Summensignals liegt, ist eine transversale Untersuchung der Strahldynamik mit dem jetzigen Aufbau nicht möglich. Die lange Signalleitung, durch die das BPM-Signal aus dem Booster-Synchrotron zum Bunch-by-Bunch-Feedback-System im ELSA-HF-Raum transportiert wird, dämpft das BPM-Signal trotz Vorverstärkung auf ein Niveau nahe das Rauschpegels ab. Daher ist es erforderlich, das Bunch-by-Bunch-Feedback-System zur Messung der transversalen Strahldynamik im Booster-Synchrotron aus dem HF-Raum in den Bereich des Booster-Synchrotrons zu versetzen.

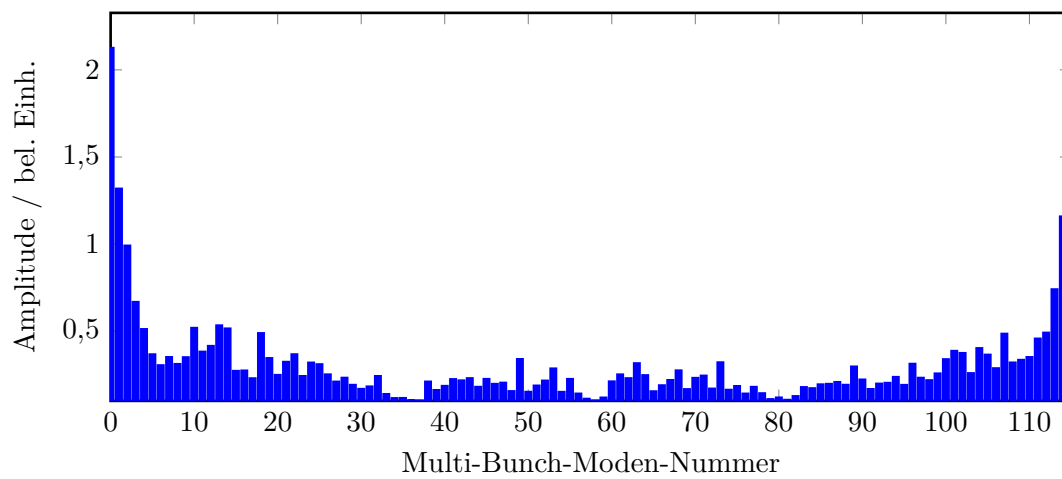


Abbildung 11.4: longitudinales Multi-Bunch-Moden-Spektrum des Booster-Synchrotrons.

Eine neue Ansteuerung für das ELSA-Hochfrequenzsystem

Der Betrieb des ELSA-Stretcherrings bei hohen Strahlströmen erfordert den Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems, das kohärente Strahlschwingungen unterdrückt. Das Bunch-by-Bunch-Feedback-System ist frequenz- und phasenstabil an den Mastergenerator der Beschleunigeranlage angebunden, vergleiche Kapitel 6. Insbesondere die digitalen Frequenzfilter erfordern ebenso eine phasenstarre Kopplung des Elektronenstrahls an das Signal des Mastergenerators, um eine dämpfende Wirkung des auf den Strahl applizierten Korrektursignals zu erreichen. Da ein fester digitaler Frequenzfilter zur Detektion der Schwingungsfrequenzen ausgewählt wird, arbeitet das longitudinale Bunch-by-Bunch-Feedback-System nur bei einer konstanten Synchrotronfrequenz, unabhängig von Strahlstrom und -energie.



Abbildung 12.1: Das neue LLRF-System an ELSA.

Ein neues digitales LLRF¹-System des Typs LLRF9/500 der Firma Dimtel Inc. [Sch+14a] wurde am ELSA-Stretcherring installiert, vergleiche Abbildung 12.1, um sowohl die Beschleunigungsspannung der Hochfrequenzresonatoren und damit die Synchrotronfrequenz als auch die relative Phase zwischen Elektronenstrahl und Mastergeneratorsignal aktiv regeln zu können. Dabei übernimmt das LLRF-System die Digitalisierung von Hochfrequenzmesssignalen, deren Analyse und die Stabilisierung der Resonatorfelder durch eine digitale Regelschleife sowie Interlockfunktionen. Darüber hinaus stellt das LLRF-System eine Reihe von Diagnose- und Messmöglichkeiten zur Verfügung, die den geregelten Betrieb der Hochfrequenzanlage sowie Fehleranalysen, wie beispielsweise Post-Mortem²-Analysen ermöglichen.

¹ Low Level Radio Frequency

² Als Post-Mortem-Diagnose bezeichnet man die nachträgliche Analyse strahlzerstörender Ereignisse im Beschleuniger.

12.1 Grundkonzept des LLRF-Systems

Das LLRF-System dient der aktiven Regulierung der Amplitude und Phase der Beschleunigungsspannung in den Hochfrequenzresonatoren. Die in Kapitel 5 beschriebene Hochfrequenzanlage umfasst zwei fünfzellige PETRA-Resonatoren zur Teilchenbeschleunigung, die über ein Magisches-T durch ein Klystron als Leistungsverstärker versorgt werden. Eine schematische Darstellung der Hochfrequenzanlage mit den beiden Resonatoren, dem Hochfrequenzleistungsteil und dem LLRF-System bietet Abbildung 12.2. Der Leistungstransport vom Klystronausgang zu den Resonatoren erfolgt über Rechteckhohlleiter des Typs WR1800, vergleiche Kapitel 3.1, bei einer maximalen Leistung von circa 200 kW.

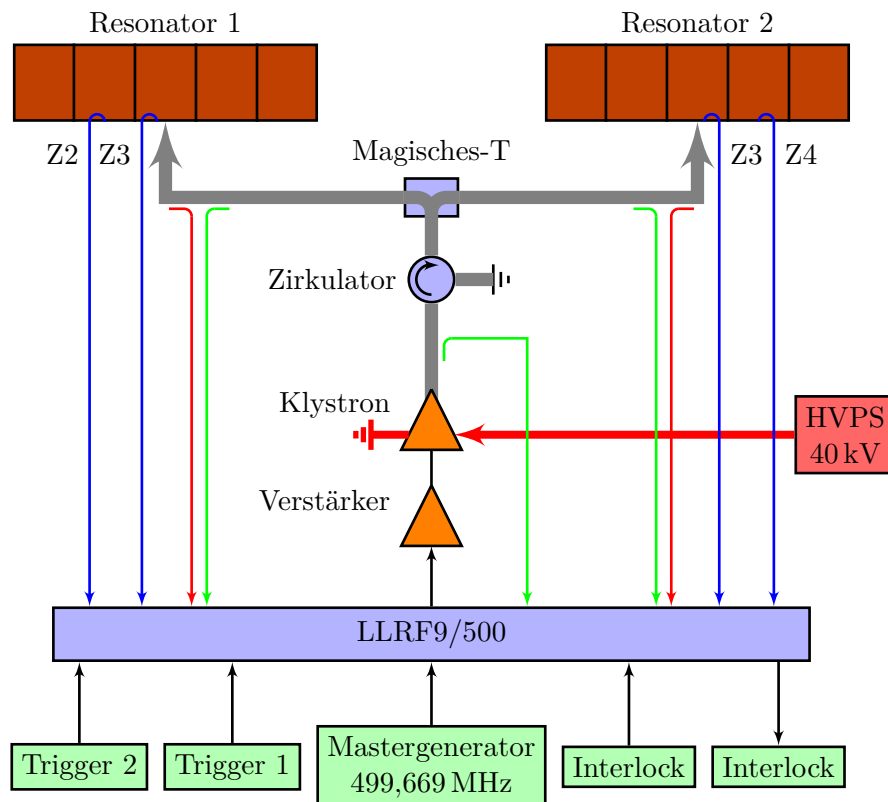


Abbildung 12.2: Aufbau der Hochfrequenzanlage mit dem neuen LLRF-System.

Neuen Kernbestandteil der Hochfrequenzanlage bildet das LLRF-System, das die Amplitude und Phase der Beschleunigungsspannung in den beiden Resonatoren aktiv regelt und damit eine alte analoge und reine Amplitudenregelung ersetzt. Als Eingangssignale des LLRF-Systems dienen hierbei Richtkopplersignale aus den Hohlleitern, deren Ausgangssignale jeweils proportional zu Vor- oder Rücklaufleistung der durch den Hohlleiter transmittierten Hochfrequenzwelle sind. Als Diagnosesignal dient dabei das Vorlaufsignal am Klystronausgang sowie die Vor- und Rücklaufsignale der beiden Hohlleiterarme unmittelbar vor den Resonatoren. Um die Feldstärke in den Resonatoren zu bestimmen, werden sogenannte Diagnoseschleifen eingesetzt. Diese Schleifen sind in der mittleren Zelle sowie den beiden benachbarten Zellen jedes Resonators montiert und koppeln induktiv an das Hochfrequenzfeld des Grundmode. Da diese Schleifen stark unterkritisch gekoppelt sind wird lediglich ein kleiner Anteil der Leistung aus dem Resonator

ausgekoppelt und kann als Messsignal verwendet werden. Das LLRF-System nutzt pro Resonator zwei dieser Diagnoseschleifen als Eingangssignale. Mit den Hohlleitersignalen ergeben sich damit insgesamt neun Hochfrequenzeingangssignale, die im LLRF-System digitalisiert werden.

Da der interne FPGA des LLRF-Systems, und damit auch die Datenerfassung der Analogsignale über ADCs, mit einer Frequenz von 114,5 MHz getaktet wird, werden die 500 MHz-Eingangssignale zunächst in einem analogen Mischerschweig auf eine Zwischenfrequenz von $f_{IF} = 1/12 \cdot f_{HF}$ von circa 42 MHz konvertiert [Sau13]. Hierzu dient ein LO³-Modul, das die zum Mischen nötige Frequenz $f_{LO} = f_{HF} - f_{IF}$ generiert und zusammen mit den Mischern die Zwischenfrequenzsignale aus den Eingangssignalen generiert. Ein Bandpassfilter selektiert die Zwischenfrequenz und unterdrückt störende Frequenzanteile, die durch den Mischvorgang entstehen. Die danach digitalisierten Spannungswerte liegen im FPGA als Eingangssignale für die weitere Datenverarbeitung und digitale Regelschleife vor. Durch Digitalisierung eines Hochfrequenzsignals, anstelle einer zum Eingangspegel proportionalen gleichgerichteten Spannung, können störende niederfrequente Spannungsschwankungen, wie zum Beispiel Gleichspannungsoffsets, leicht durch den Bandpassfilter eliminiert werden.

Zur Kommunikation mit dem ELSA-Kontrollsystem und zur weiteren Datenanalyse und Aufbereitung verfügt das LLRF-System über einen integrierten SBC⁴, der über ein EPICS⁵-Kontrollsystem die Kommunikation mit dem internen FPGA übernimmt. Die FPGA-Schnittstelle erlaubt dabei eine maximale Ausleserate von 10 Hz pro ausgelesenem Parameter, wodurch auch die schnelle Energierampe des Stretcherrings zeitlich aufgelöst und überwacht werden kann.

12.2 Digitale Hochfrequenz-Regelschleife

12.2.1 Grundprinzip

Ziel der Amplituden- und Phasenregelung der Resonatorspannungen ist die Stabilisierung der longitudinalen Strahlbewegung, das heißt eine Stabilisierung der Synchrotronfrequenz und synchronen Phase. Ein effizienter Betrieb des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems ist nur möglich, wenn sich Synchrotronfrequenz und Strahlphase relativ zum gemeinsamen Mastergeneratorsignal nicht verändern. Da sowohl die Synchrotronfrequenz als auch die synchrone Phase von der Amplitude und Phase der beschleunigenden Hochfrequenzfeldern der Resonatoren abhängen, ist eine Stabilisierung und aktive Regelung dieser Felder nötig. Auch die strahlstromabhängige Leistungsaufnahme des Elektronenstrahls in Form von Beamloading in den Resonatoren, vergleiche Kapitel 3.3.4, und dadurch hervorgerufene Verminderung der Beschleunigungsspannung kann durch eine aktive Regelung kompensiert werden.

Die Beschleunigungsspannung, die der Teilchenstrahl im Stretcherring durchläuft, bildet sich aus der komplexen Vektorsumme

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \operatorname{Re} U_1 \\ \operatorname{Im} U_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \operatorname{Re} U_2 \\ \operatorname{Im} U_2 \end{pmatrix} \quad (12.1)$$

beider Resonatorspannungen. Damit ist dies die Regelgröße, die der digitalen Regelschleife als Eingangssignal dient. Abbildung 12.3 zeigt das Funktionsprinzip der digitalen Regelschleife.

³ Local Oscillator

⁴ Single Board Computer

⁵ Experimental Physics and Industrial Control System

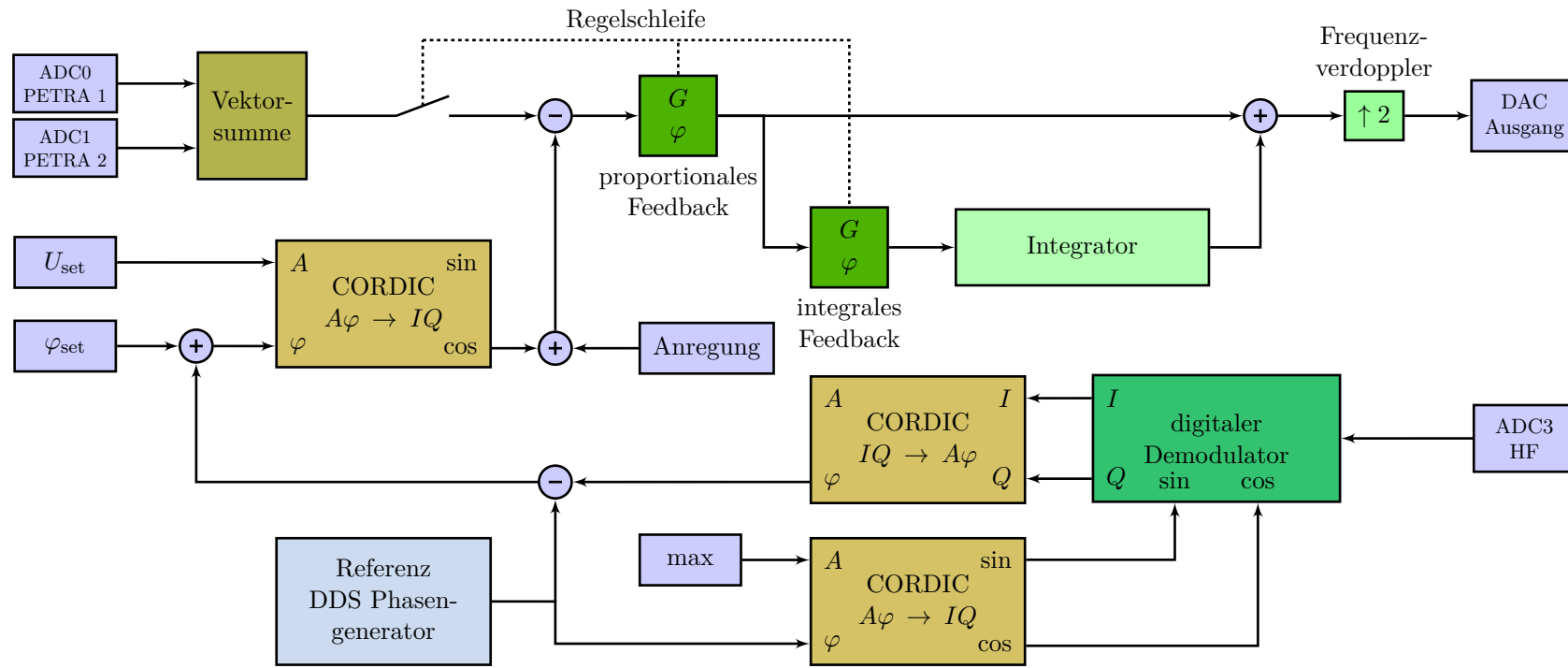


Abbildung 12.3: Digitale Signalverarbeitung im LLRF-System.

Zunächst werden die beiden komplexen Resonatorspannungen vektoriell addiert und dienen der nachfolgenden Regelschleife als Regelgröße. Die Führungsgröße des Reglers, die Spannungs- und Phasensollwerte aus dem ELSA-Kontrollsystem U_{set} und φ_{set} , werden von der Regelgröße subtrahiert. Dabei kann für die schnelle Energierampe im Stretcherring auch ein Vektor aus 512 Einzelwerten als Spannungs- und Phasenvorgabe dienen. Dieser kann sowohl durch das LLRF-System selbst, als auch durch externe Anwendungen, wie das ELSA-Kontrollsystem, frei gewählt werden. So können zum Beispiel Amplituden- und Phasenrampen der Beschleunigungsfelder erzeugt werden, die zu einer konstanten Synchrotronfrequenz und Strahlphase auf der schnellen Energierampe führen. Zur Anpassung der komplexen Darstellung werden Spannungs- und Phasensollwerte zunächst in Real- und Imaginärteile (\cos, \sin) umgewandelt. Hierzu stellt der FPGA ein sogenanntes CORDIC-Modul zur Verfügung. Die Differenz von Ist- und Sollwert, auch Regelabweichung genannt, wird zunächst dem Proportionalteil des Reglers übergeben. Dessen Ausgangssignal durchläuft zusätzlich einen integralen Regler. Die Ausgangsgrößen beider Regelzweige werden addiert und auf den Ausgang des FPGAs gegeben. Um eine höhere Abtastung und damit eine höhere Frequenz- und Phasenauflösung zu erreichen, wird das Ausgangssignal zunächst frequenzverdoppelt, aus welchem der DAC⁶ wieder ein analoges Hochfrequenzsignal erzeugt. Analog zum Eingangszweig wird durch Mischen mit dem LO-Signal ein 500 MHz-Signal erzeugt, das dann die Klystron-Verstärkerkette durchläuft und schließlich als Eingangssignal der Resonatoren dient.

12.2.2 Referenzphase

Die Regelung der Phase der Hochfrequenzfelder bedarf einer externen Phasenreferenz. Diese bildet das 500 MHz-Signal des Mastergenerators, da dieses allen phasenstarr gekoppelten Geräten der Beschleunigeranlage zur Verfügung steht. Um diese Phaseninformation auch im LLRF-System zur Verfügung zu haben, wird auch das Masterszillatorsignal analog zu den übrigen Eingangssignalen verarbeitet. Nach dem Mischen mit dem LO-Signal dient es dem FPGA als Eingangssignal und Phasenreferenz. Hierzu wird das Signal zunächst digitalisiert und anschließend mit einem synthetisierten, digitalen Hochfrequenzsignal ähnlicher Frequenz demoduliert. Eine genaue Frequenzkalibration ist hier nicht erforderlich, da die Phaseninformation dieses Referenzsignals im weiteren Verlauf keine Rolle spielt. Das digitale Referenzsignal erzeugt ein sogenanntes DDS⁷-Modul, dessen Phaseninformation mittels eines CORDIC-Moduls in Real- und Imaginärteil zerlegt wird. Diese bildet den LO-Zweig des Demodulators. Zusammen mit dem Eingangssignal ergeben sich I - und Q -Werte, die wiederum in eine Phaseninformation umgerechnet werden. Durch Subtraktion der bekannten DDS-Phase ergibt sich jetzt eine Phase, die ausschließlich von der Phase des Eingangssignals, also des Mastergeneratorsignals, abhängt. Diese Phaseninformation dient als Referenz für die im Kontrollsystem eingestellte Phase und wird zu dieser hinzu addiert. Damit ist sichergestellt, dass alle Phasen in der digitalen Regelkette immer auf die Phase des Masterszillatorsignals bezogen sind und das LLRF-System und damit die Felder der Beschleunigungsresonatoren phasenstarr an den Masterszillator gekoppelt ist.

⁶ Digital to Analog Converter

⁷ Direct Digital Synthesizer

12.2.3 Kompensation der Klystronphase

Das LLRF-System erlaubt den Betrieb der Hochfrequenzanlage im geregelten und ungeregelten Betrieb. Für letzteren wird die Subtraktion der Resonatorspannungswerte im FPGA-Zweig deaktiviert. Dadurch dient allein die Sollwertvorgabe als Referenz für den Regelkreis und die Ausgangsamplitude und Phase der Regelschleife sind unabhängig vom tatsächlichen Verhalten der Beschleunigungsspannungen. Für beide Betriebsmodi lassen sich separate Regelparameter definieren. Sowohl Proportional- als auch Integralteil des Reglers sind komplexe Regelmodule, deren Regelverhalten durch Einstellen einer Verstärkung G und einer Phase φ beeinflusst werden kann.

Dabei ergeben sich Einschränkungen beim Betrieb der Regelschleife. Analog zum Verhalten des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems stellt sich ein stabiler, geregelter Betrieb der Resonatorfelder nur dann ein, wenn das durch die Regelschleife berechnete Korrektursignal zum Eingangssignal um 180° phasenverschoben ist. Diese Phasenverschiebung wird empirisch durch Wahl des Regelparameters φ im Proportionalteil eingestellt. Da der Ausgang des Proportionalteils als Eingang des Integrators fungiert, ist die Phase des Integralreglers eine fest eingestellte Größe, die nur durch das Platinendesign des FPGAs charakterisiert ist und daher nicht verändert werden darf.

Ändert sich jedoch die Phasendifferenz zwischen Aus- und Eingangssignalen des FPGAs aufgrund nichtlinearer Phasenschwankungen in der Regelkette, so muss die eingestellte Reglerphase angepasst werden, um die für die Regelschleife erforderliche Phasendifferenz zu gewährleisten. Eine Quelle solcher nichtlinearer Phasendrifts ist das aktive Element der Hochfrequenzanlage, das Klystron.

Ein Klystron ist ein Röhrenverstärker, der einem nicht-relativistischen Elektronenstrahl über einen Hochfrequenzresonator ein zu verstärkendes Signal aufmoduliert. In einer anschließenden Driftstrecke bilden sich, ausgelöst durch die aufgeprägte Energiemodulation, Elektronenpakete aus, die im sogenannten Ausgangsresonator elektromagnetische Felder hoher Leistung deponieren. Abhängig von der Wahl der Beschleunigungsspannung ändert sich die Laufzeit der Elektronen und somit die Phasendifferenz zwischen Klystronein- und -ausgang. Im Beschleunigerbetrieb wird jedoch die Leistungsaufnahme des Klystrons, das mit einer maximalen Leistungsaufnahme von 0,5 MW den größten Verbraucher im Beschleuniger darstellt, durch Anpassung der Hochspannung an die jeweils maximal erforderliche Hochfrequenzleistung angepasst. Damit ändert sich der Phasenvorschub der Regelschleife in Abhängigkeit der Hochspannungseinstellung.

Zur Kompensation der durch den Phasendrift erforderlichen Phasenänderung der Regelschleife wurde ein kontrollsystembasiertes Korrekturverfahren implementiert. Der gemessene Phasendrift, in Abhängigkeit der eingestellten Hochspannung, dient dabei als Referenz für den Korrekturmechanismus. Abbildung 12.4 zeigt die gemessene Phasendifferenz zwischen Klystronein- und -ausgang in Abhängigkeit der eingestellten Hochspannung im für den Beschleunigerbetrieb relevanten Betriebsbereich zwischen 22 kV und 40 kV.

Basierend auf den gemessenen hochspannungsabhängigen Phasendifferenzen wurde ein Polynom dritten Grades bestimmt, das den gemessenen Phasenverlauf beschreibt. Die FPGA-internen Regelparameter werden automatisiert auf Grundlage der gemessenen Hochspannung durch das ELSA-Kontrollsystem berechnet, sodass der Phasendrift des Klystrons kompensiert werden kann. Somit kann die Hochfrequenzregelschleife für jede eingestellte Klystronspannung effizient arbeiten.

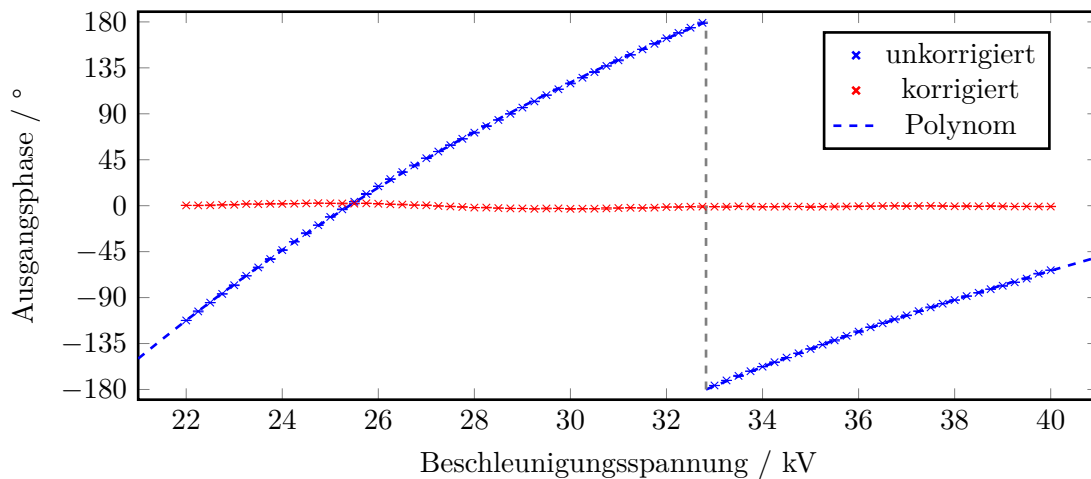


Abbildung 12.4: Korrigierte und unkorrigierte Klystron-Ausgangsphase.

12.2.4 Fehlerunterdrückung

Durch den aktiven Regelmechanismus lassen sich Abweichungen der Resonatorspannung und -phase von deren Sollwerten unterdrücken. Die Güte der Unterdrückung hängt von der Frequenz der Störung ab, die durch die Regelkette unterdrückt werden soll. Diese Frequenzabhängigkeit ist auf zwei Teilaspekte zurückzuführen. Zum Einen wird ein Hohlraumresonator für Frequenzen abseits seiner Resonanzfrequenz unempfindlicher gegen Störsignale, wodurch der Verstärkungsfaktor der Regelschleife absinkt. Zum Anderen ist hauptsächlich der Integrator im Regelkreis für die Unterdrückung wiederkehrender Signalformen geeignet. Dieser akkumuliert die Regelabweichung über viele FPGA-Zyklen, um eine angepasste Fehlerkorrektur zu erreichen. Bei hohen Störsignalfrequenzen sinkt damit die Anzahl der Integrationsschritte und somit auch die Genauigkeit und Fehlerunterdrückung des Integrators. Beide Effekte verursachen eine mit der Frequenzabweichung zunehmend schlechter werdende Fehlerunterdrückung der Regelschleife. Für große Frequenzabweichungen von einigen kHz verursacht zusätzlich die frequenzabhängige Phasenverschiebung zwischen FPGA-Aus- und -eingang eine Reduktion der Güte des Regelkreises und kann sogar Störsignale aktiv verstärken, vergleiche Kapitel 12.5.1.

Störsignale, die Resonatorfelder beeinflussen können, treten im realen Hochfrequenzsystem neben 50 Hz-Störungen auf Netzgeräten, verursacht durch eine Restwelligkeit des gleichgerichteten Wechselstromsignals des Stromnetzes, unter anderem als Hochspannungsvariationen der Beschleunigungsspannung des Klystrons auf. Dies führt zu Energie- und damit Geschwindigkeits- und Phasenvariationen des internen Elektronenstrahls und damit zu Variationen der Ausgangsamplitude und -phase der Hochfrequenzwelle des Klystrons. Die Hochspannungsversorgung des Klystrons bildet ein dreiphasiger Gleichrichter. Je nach Anschlussart treten hier 300 Hz oder 600 Hz Störsignale auf, die den sogenannten Hochspannungsripple bilden. Die bestehende Hochspannungsversorgung wird durch eine sogenannte 12-pulsige Brücke angesteuert, die eine Restwelligkeit von 600 Hz auf der Klystronspannung verursacht. Durch eine Siebkette aus Kondensatoren kann die Amplitude dieses Ripples minimiert werden, eine Restwelligkeit von etwa $1 \cdot 10^{-3}$ bleibt im realen System jedoch bestehen. Daher sollte das LLRF-System im Stande sein, Störsignale dieser Größenordnung zu kompensieren.

Abbildung 12.5 zeigt das Spektrum des Klystronausgangssignals beim Betrieb mit und ohne

Regelung durch das LLRF-System. Deutlich zu erkennen sind die Seitenbänder des 500 MHz-Signals bei ± 600 Hz, hervorgerufen durch den Hochspannungsripple der Klystronversorgung bei abgeschalteter Regelschleife. Die Amplitude der Seitenbänder ist um etwa -53 dB unterdrückt, was mit einer Restwelligkeit der Hochspannungsversorgung von $1 \cdot 10^{-3}$ verträglich ist. Die restlichen Seitenbänder um die Trägerfrequenz resultieren aus Störsignalen des Messaufbaus und sind auch bei Betrachtung des Signals des Mastergenerators sichtbar.

Durch den Einsatz der aktiven Regelung, bei einem Integratoranteil von 0,2, wird die Amplitude der Seitenbänder um mindestens weitere -21 dB bis zum Rauschpegel unterdrückt. Damit ist auch beim Betrieb der Hochfrequenzanlage eine konstante Ausgangsamplitude und -phase und somit eine konstante Beschleunigungsspannung unabhängig von den Variationen der Hochspannungsversorgung sichergestellt.

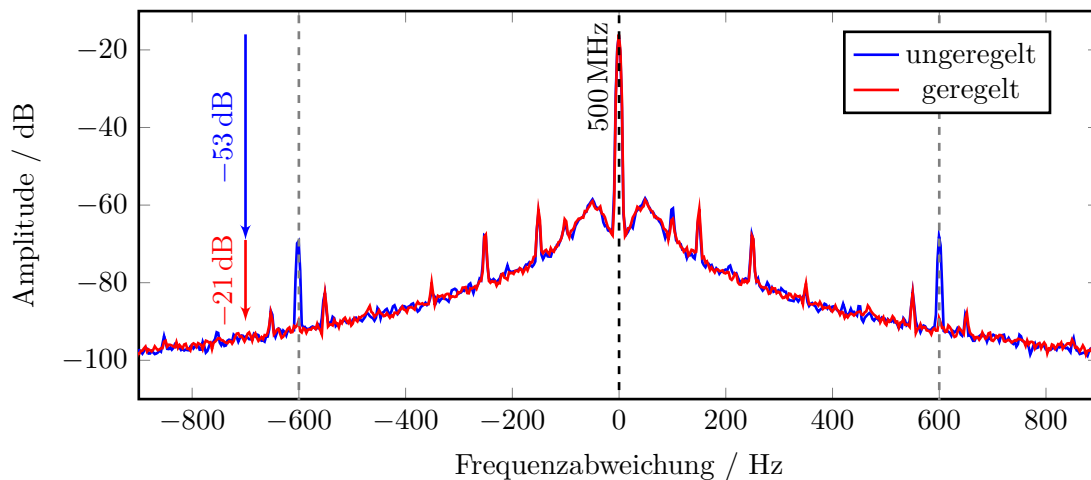


Abbildung 12.5: Unterdrückung des Hochspannungsripples auf dem Klystronausgangssignal durch das LLRF-System.

Zur Charakterisierung der Fehlerunterdrückung des LLRF-Systems wurde der frequenzabhängige Einfluss eines Störsignals auf die Regelschleife untersucht. Ein FPGA-intern zuschaltbares Störsignal wird hierzu dem digitalen Sollwert addiert, bevor dieser die Regelschleife erreicht. Abhängig von den Verstärkungseigenschaften der Regelschleife und der angeschlossenen Elemente, wie Klystron und Resonatoren, folgen die Resonatorspannungen dem eingestellten Störsignal. Durch Detektion der entsprechenden Frequenzkomponenten auf den digitalisierten Eingangssignalen kann die Verstärkung beziehungsweise Unterdrückung des Störsignals errechnet werden.

Abbildung 12.6 zeigt die gemessene Fehlerunterdrückung des LLRF-Systems als Funktion der Frequenz des auf den Sollwert aufmodulierten Störsignals. Deutlich zu erkennen ist der Einfluss des Integralreglers auf die Unterdrückung und dessen Verschlechterung zu hohen Frequenzen. Die Unterdrückung von Hochspannungsvariationen ist demnach für die bestehende Anlage kleiner als -30 dB. Damit ist ein Strahlbetrieb ohne störende Einflüsse der Hochspannungsversorgung möglich.

12.2.5 Kalibration der Resonatorspannungen

Da das LLRF-System die Signale der Koppelschleifen aus zwei Resonatoren addiert, muss die Phasenbeziehung zwischen beiden Signalen, die durch Kabellängen und Positionierung der Dia-

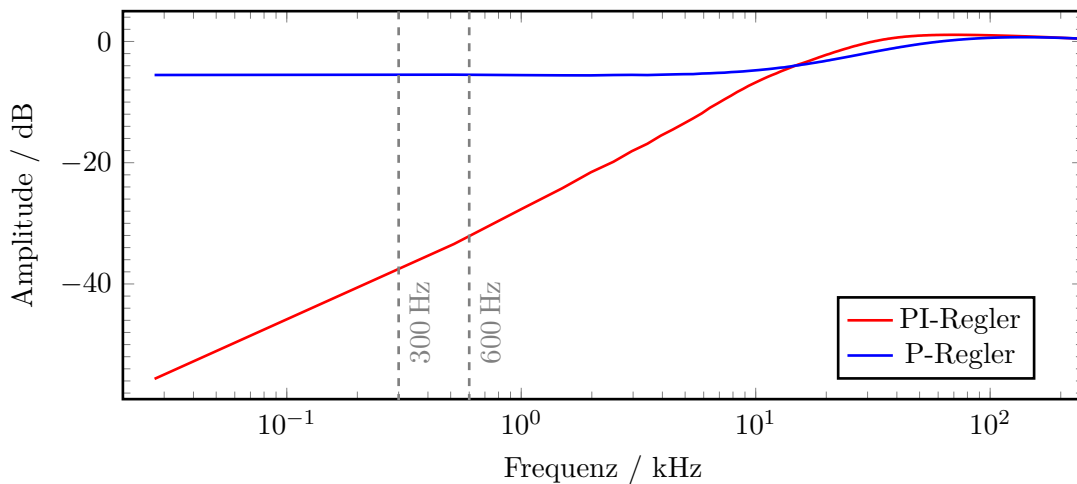


Abbildung 12.6: Störsignalunterdrückung des LLRF-Systems in Abhängigkeit der Störfrequenz.

gnoseschleifen im Resonator beeinflusst wird, angepasst werden. Hierzu bietet das LLRF-System die Möglichkeit eines digitalen Phasennoffsets, der die Phase des Resonators um einen einstellbaren Betrag verschiebt, sodass die Spannung beider Resonatoren phasengleich addiert wird. Ebenso wird die Amplitude der einzelnen Resonatorfelder kalibriert.

Da eine absolute Messung der Beschleunigungsspannung eines einzelnen Resonators nicht ohne weiteres möglich ist und Kenngrößen wie die Shuntimpedanz und Koppelfaktoren nicht exakt bekannt sind, wird die Kalibration strahlbasiert durchgeführt. Wird die Resonanzregelung jeweils eines Resonators abgeschaltet und seine Frequenz durch Fahren der Abstimmstempel stark verstimmt, trägt der Resonator nicht mehr zur Beschleunigung der Elektronen bei. Zum Einen wird so sichergestellt, dass der Elektronenstrahl keine Energie im Resonator deponieren kann, da seine Resonanzfrequenz nicht mit dem Frequenzspektrum des Strahls überlappt, andererseits wird auch die Leistungsaufnahme der Hochfrequenzanlage durch die fehlangepasste Resonanzfrequenz verhindert. Somit ist der Resonator für die Strahldynamik nicht mehr von Bedeutung. Damit übernimmt der verbleibende und noch aktiv getriebene Resonator nun die Beschleunigung des Elektronenstrahls. Durch Messen der sich einstellenden Synchrotronfrequenz kann bei bekannter Strahlenergie die im Resonator anliegende Beschleunigungsspannung ermittelt werden, vergleiche Gleichung (12.16), um damit die gemessenen Signale aus den Koppelschleifen zu kalibrieren. Durch Wiederholen dieser Messung mit dem zweiten Resonator kann so eine absolut kalibrierte Beschleunigungsspannung beim Betrieb zweier Resonatoren gewonnen werden. Dabei wird stets davon ausgegangen, dass beide Resonatoren phasengleich betrieben werden. Eine Messung zum Phasenabgleich findet sich in Kapitel 12.8.

12.2.6 Optimierung der Regelparameter

Zur Charakterisierung der Regelschleife und Optimierung der Regelparameter werden die Impuls- oder Stufenantworten des Hochfrequenzsystems auf einen Amplituden- und Phasensprung des Sollwertes betrachtet. Abbildung 12.7 zeigt die gemessenen Stufenantworten des Hochfrequenzsystems bei unterschiedlichen Integratoreinstellungen. Hier wurde eine Amplitudenänderung von 5% bei einer eingestellten Beschleunigungsspannung von 1 MV und eine Phasenänderung von 5° betrachtet. Ohne Integrator $I = 0$, und damit rein proportionalem Regler, folgt der

Istwert dem Sollwert limitiert durch die Anstiegszeiten der Resonatorfelder und damit durch die belastete Resonatorgüte. Der Proportionalteil des Regelsatzes lässt sich so einstellen, dass die Amplitude der Sprungantwort mit der Sollwertvorgabe übereinstimmt.

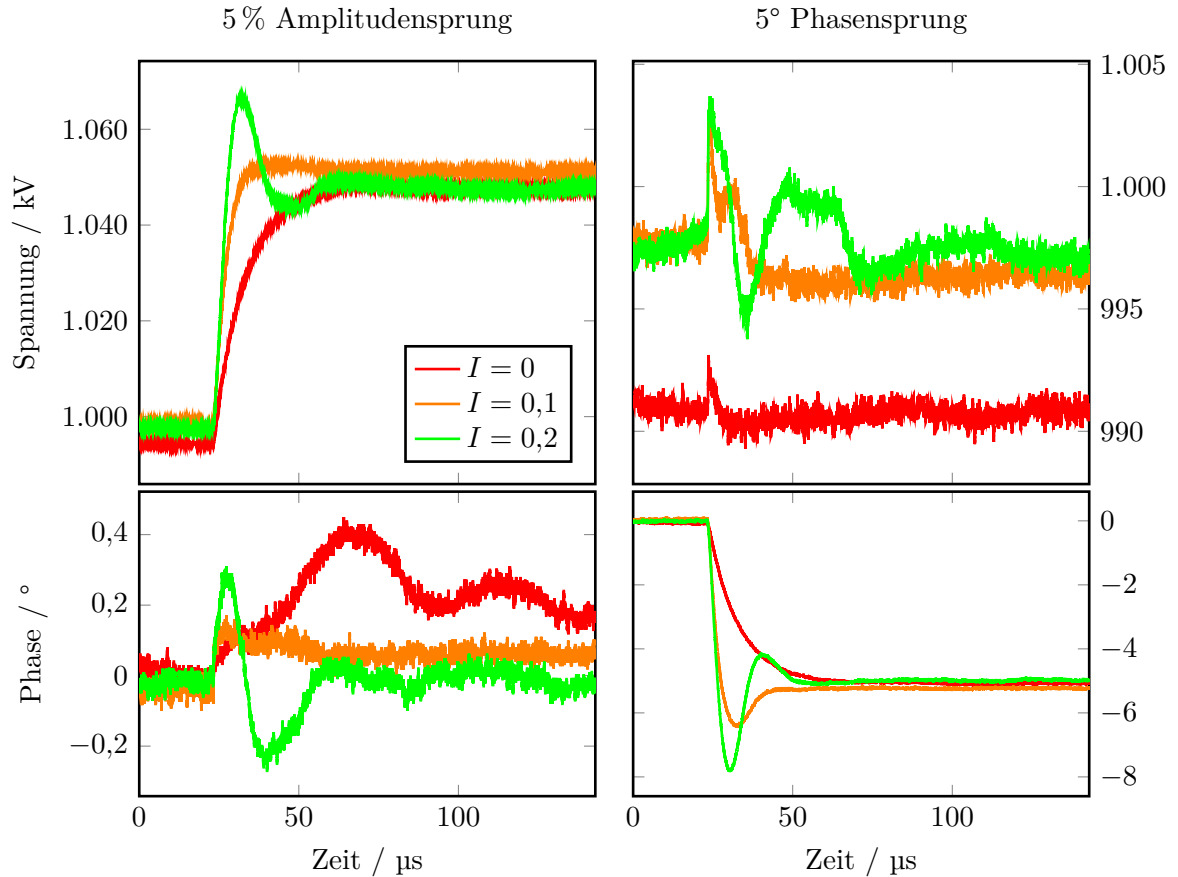


Abbildung 12.7: Stufenantwort eines Amplituden- und Phasensprungs der Hochfrequenzanlage in Abhängigkeit der Integratoreinstellung.

Die Zeitkonstante des exponentiellen Anstiegs der Amplitude beziehungsweise Phase der Vektorsumme der Beschleunigungsspannungen ergibt sich aus Anpassung einer exponentiellen Sättigungsfunktion an den rein proportional gesteuerten Verlauf als

$$\tau_{I=0} = (9,47 \pm 0,10) \mu\text{s} \quad (12.2)$$

und entspricht damit einer belasteten Güte des Gesamtsystems von

$$Q = \tau_{I=0} \cdot f_{\text{HF}} \pi = 14\,860 \pm 150. \quad (12.3)$$

Dieser Wert ist mit der erwarteten belasteten Güte der Einzelresonatoren verträglich, vergleiche Kapitel 12.5.1.

Durch Zuschalten des Integrators kann die Anstiegszeit der Resonatorspannung beziehungsweise -phase reduziert werden. Bei einem Integratoranteil von $I = 0,1$ ergibt sich eine Zeitkonstante von

$$\tau_{I=0,1} = (3,4 \pm 0,5) \mu\text{s}, \quad (12.4)$$

bei $I = 0,2$

$$\tau_{I=0,2} = (1,6 \pm 0,7) \mu\text{s}. \quad (12.5)$$

Ist der Integratoranteil zu groß, kommt es zu einem ungewollten Überschwingen der Impulsantwort. Damit ist der optimale Regelbetrieb in dieser Konfiguration bei einer Integratoreinstellung von $I = 0,1$ gegeben.

Das Übersprechen eines Amplitudensprungs auf die Resonatorphase oder eines Phasensprungs auf die Beschleunigungsspannung lässt sich durch die nichtlineare Verstärkung des Klystrons erklären. Die Änderung der Phase bei Änderung des Amplitudensollwerts ist jedoch mit optimiertem Integratoranteil vernachlässigbar. Zusätzlich wird deutlich, dass aufgrund der amplitudenunabhängigen Phasenantwort des Klystrons die Stufenantwort der Resonatorphase bereits bei $I = 0,1$ ein Überschwingverhalten zeigt. Die eingestellten Regelparameter können demnach ausschließlich für die Amplitudenregelung oder die Phasenregelung optimiert werden. Da die relative Phasenänderung auf der schnelleren Energierampe, vergleiche Kapitel 12.9, stets kleiner als die Amplitudenänderung ist, wird der Regelsatz zur Stabilisierung der Beschleunigungsspannung optimiert und ein Überschwingen der Resonatorphase in Kauf genommen. Darüber hinaus beträgt die maximal applizierte Stufenänderung der Beschleunigungsspannung auf der schnellen Energierampe von 6 GeV/s etwa 4 kV pro Rampschritt und reduziert damit auch die Amplitude des Überschwingens um etwa eine Größenordnung.

12.3 Digitale Resonanzregelung

Beim Betrieb der Hochfrequenzresonatoren muss neben Amplitude und Phase der resultierenden Beschleunigungsspannung auch die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode TM_{010} der Beschleunigungsresonatoren auf die Frequenz des Masteroszillatorsignals angepasst werden. Dies geschieht durch eine mechanische Änderung der Geometrie der Resonatoren durch verfahrenbare Abstimmstempel, vergleiche Kapitel 5.1.1. Die Position dieser Abstimmstempel wird über ein Schneckengetriebe durch einen Schrittmotor beeinflusst. Jeder Resonator besitzt zwei solcher Stempel, die individuell verfahren werden können. So kann die Resonanzfrequenz des Resonators, durch entgegengesetzte Bewegung der Stempel aber auch die Feldamplitude und -verteilung in den einzelnen Resonatorzellen, beeinflusst werden. Dies wird genutzt um eine symmetrische Feldverteilung und damit möglichst große Shuntimpedanz der Fundamentalmode zu erreichen.

Die vier Motoren der Abstimmstempel beider Resonatoren werden durch einen gemeinsamen RS-485-Bus angesteuert. Dieser ist über eine digitale Schnittstelle mit dem LLRF-System verbunden. Da das LLRF-System keinen eigenen parallelen Ausgang besitzt, wird das Signal auf USB⁸ konvertiert und an den intern verbauten SBC angeschlossen. Die Regelgröße zur Einstellung der Resonanzfrequenz ist die Phasendifferenz zwischen Vorlaufsignal im Hohlleiter und der Resonatorspannung jeweils eines Resonators, gemäß Gleichung (3.29). Dieser Tuningwinkel wird durch einen frei einstellbaren digitalen PID⁹-Regler auf den Sollwert $\psi = 0$ geregelt. Die Regelrate ist dabei die Ausleserate der FPGA-Schnittstelle von 10 Hz. Hierbei werden beide Stempel eines Resonators symmetrisch angesteuert, wodurch die Feldverteilung in den Resonatorzellen symmetrisch beeinflusst wird.

Die in Kapitel 3.3.4 beschriebene strahlstromabhängige Verstimmung der Hochfrequenzresonatoren, vergleiche Gleichung 3.34, muss durch entsprechende Stempelpositionsänderungen

⁸ Universal Serial Bus

⁹ Proportional-, Differential- und Integralanteil

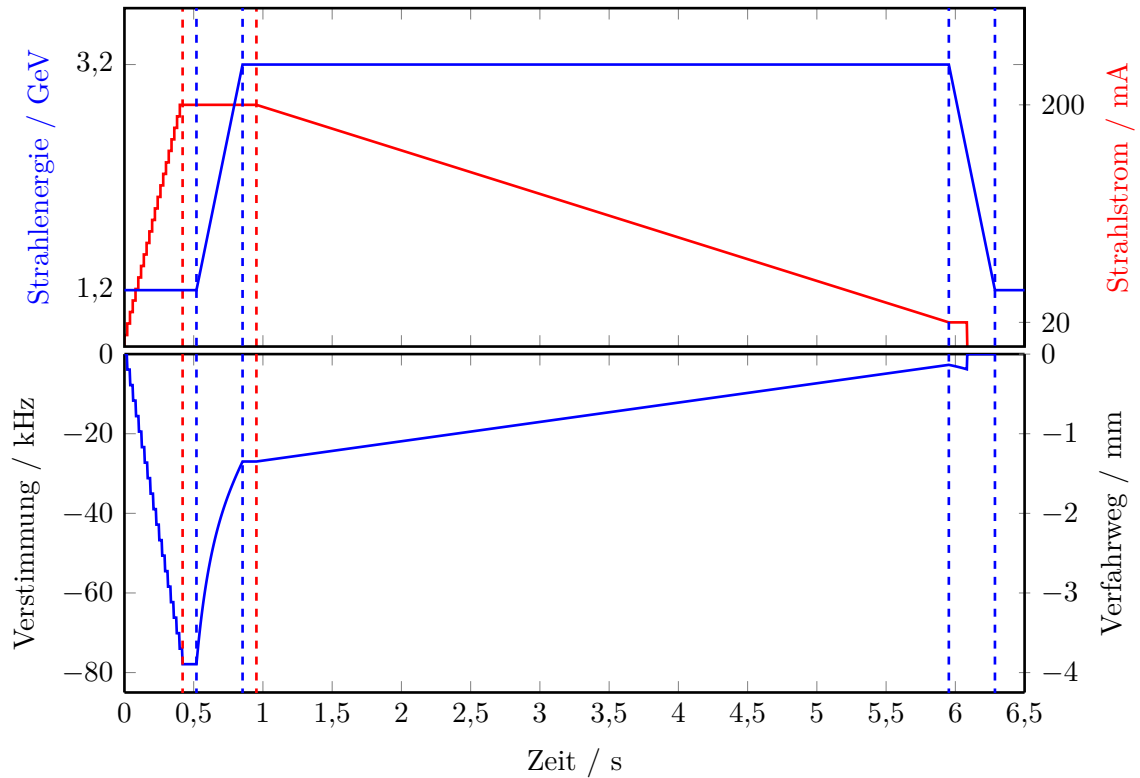


Abbildung 12.8: Strahlinduzierte Frequenzverstimmung der Hochfrequenzresonatoren im Nachbeschleunigermodus bei einer Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV und 200 mA Strahlstrom, sowie die theoretische Stempelverfahrstrecke zur Kompensation der Frequenzverstimmung.

kompensiert werden. Abbildung 12.8 zeigt die berechnete Frequenzverstimmung eines PETRA-Resonators im Nachbeschleunigermodus des ELSA-Stretcherrings bei einer Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV und 200 mA Strahlstrom, sowie die dazu nötige Stempelpositionsänderung [DES13; DES07]. Vergleicht man diese Frequenzverstimmung der Resonatoren mit der Halbwertsbreite der Resonanzkurve von

$$\Delta f = \frac{f_{\text{HF}}}{Q} = 34,5 \text{ kHz}, \quad (12.6)$$

wird die Notwendigkeit einer Kompensation der Frequenzverstimmung deutlich, da andernfalls ungewollte und nicht vernachlässigbare Reflexionen an den Koppelschleifen auftreten, die zum Abschalten der Hochfrequenzanlage führen. Da sowohl während der Injektion als auch während der Energierampe die Änderung in Zeitintervallen der Größenordnung von 100 ms erfolgen muss, ist eine schnelle Stempelsteuerung erforderlich, die die Resonanzfrequenzen der Resonatoren mit einer Rate von 10 Hz regelt. Dies wird durch das LLRF-System gewährleistet. Als Begrenzung der schnellen Regelung hat sich jedoch die Kommunikation mit dem Motorcontroller über den RS-485-Bus erwiesen, ebenso ist die mechanische Belastung der Stempel bei Bewegungen von mehr als 8 mm/s ungeklärt und muss untersucht werden.

Die Regelung der Feldverteilung zwischen den einzelnen Zellen der Resonatoren erfolgt durch eine entgegengesetzte Bewegung der beiden Abstimmstempel. Dabei dient das Amplitudenverhältnis der Signale zweier Diagnoseschleifen als Regelgröße. Da die Koppelfaktoren der Dia-

gnoseschleifen sowie die Dämpfung der Signalleitungen nicht exakt bestimmbar sind, wurde empirisch das Amplitudenverhältnis bestimmt, das die Beschleunigungsspannung der einzelnen Resonatoren und damit die Synchrotronfrequenz maximiert. Dieses gilt als Sollwert des rein integralen Reglers.

12.4 Interlocksystem

12.4.1 Aufbau und Funktionsweise

Zum Schutz der Hochfrequenzkomponenten vor unerwünschten Reflexionen und zu hohen elektrischen Felderstärken verfügt das LLRF-System über ein integriertes Interlocksystem. Jeder Hochfrequenzein- und -ausgang wird dabei mit einer individuellen, einstellbaren Abschalt-schwelle versehen. Überschreitet die digitalisierte Eingangsspannung den eingestellten Maximalwert, wird der Ausgang des FPGAs abgeschaltet, sodass keine Hochfrequenzleistung mehr erzeugt wird.

Zwei externe TTL¹⁰-Anschlüsse am LLRF-System erlauben einen externen Interlocktrigger durchzuschleusen. Hier werden alle langsamen Interlockbedingungen, überwacht durch das ELSA-Kontrollsystem beziehungsweise SPS¹¹-Systeme, wie Vakuumdruck in den Resonatoren, Kühlwasser und Hochspannungsversorgung, als externe Freigabe auf das LLRF-System gegeben. Am Ausgang liegt das kombinierte Interlocksignal von externem Eingang und LLRF-eigenem Interlock an und kann an weitere Geräte angeschlossen werden.

Die wichtigste Aufgabe dieses Interlocks ist der Schutz der Hohlleiter-Vakuum-Übergänge zu den Resonatoren, die durch ein keramisches Hochfrequenzfenster das Beschleunigervakuum zur Atmosphäre abschirmen. Treten zum Beispiel durch Reflexion im Resonator stehende Wellen im Hohlleiter auf, können Feldstärken an den Keramiken entstehen, die zu Beschädigungen und damit zu einem Zusammenbruch des Beschleunigervakuums führen. Durch das Überwachen der Vor- und Rücklaufsignale im Hohlleitersystem können solche Reflexionen detektiert werden und die Nachspeisung der Hochfrequenz kann abgeschaltet werden, bevor schädliche Feldstärken erreicht wurden.

Limitiert durch die Abtastfrequenz des IF-Signals durch den FPGA ist die Reaktionszeit des Interlocksystems auf maximal 96 ns limitiert. Nach dieser Zeit ist sichergestellt, dass mindestens ein Wellenbauch des IF-Signals detektiert wurde. Betrachtet man die Signallaufzeit der Regelstrecke, also vom LLRF-System zu den Resonatoren und zurück, so ergibt sich ein Wert von etwa 900 ns, vergleiche Kapitel 12.5. Die Detektionszeit ist hier also wesentlich kleiner als die Signallaufzeit durch das Hochfrequenzsystem. In Summe wird ein Überschreiten des maximalen Signalspegels eines Kanals also nach etwa 0,5 μ s zu einem Abschalten der Einspeisung der Resonatoren führen, wodurch die Resonatoren nach 1 μ s nicht mehr getrieben werden.

12.4.2 Post-Mortem-Analyse von Interlockereignissen

Zur Diagnose und Analyse von Interlockabschaltungen und deren Ursachenforschung verfügt das LLRF-System über einen Speicher zur Rohdatenerfassung sämtlicher ADC-Signale mit voller Datenerfassungsrate von 114,5 MHz. Hier können die ADC-Signale über einen Zeitbereich von 143 μ s erfasst und zwischengespeichert werden, um dann an das ELSA-Kontrollsystem übertragen zu werden. Die maximale Ausleserate beträgt hierbei 10 Hz. Durch Triggern der

¹⁰ Transistor-Transistor-Logik

¹¹ Speicherprogrammierbare Steuerung

Datenerfassung auf eine Abschaltung des Interlocksystems können die Signale während oder unmittelbar vor einer Abschaltung erfasst werden. Die Daten werden automatisiert an das ELSA-Kontrollsystem übertragen und dort durch ein C++-basiertes Programm in das Basisband demoduliert. Die resultierenden Amplituden der einzelnen Kanäle stehen dann in einer grafischen Oberfläche zur Analyse zur Verfügung.

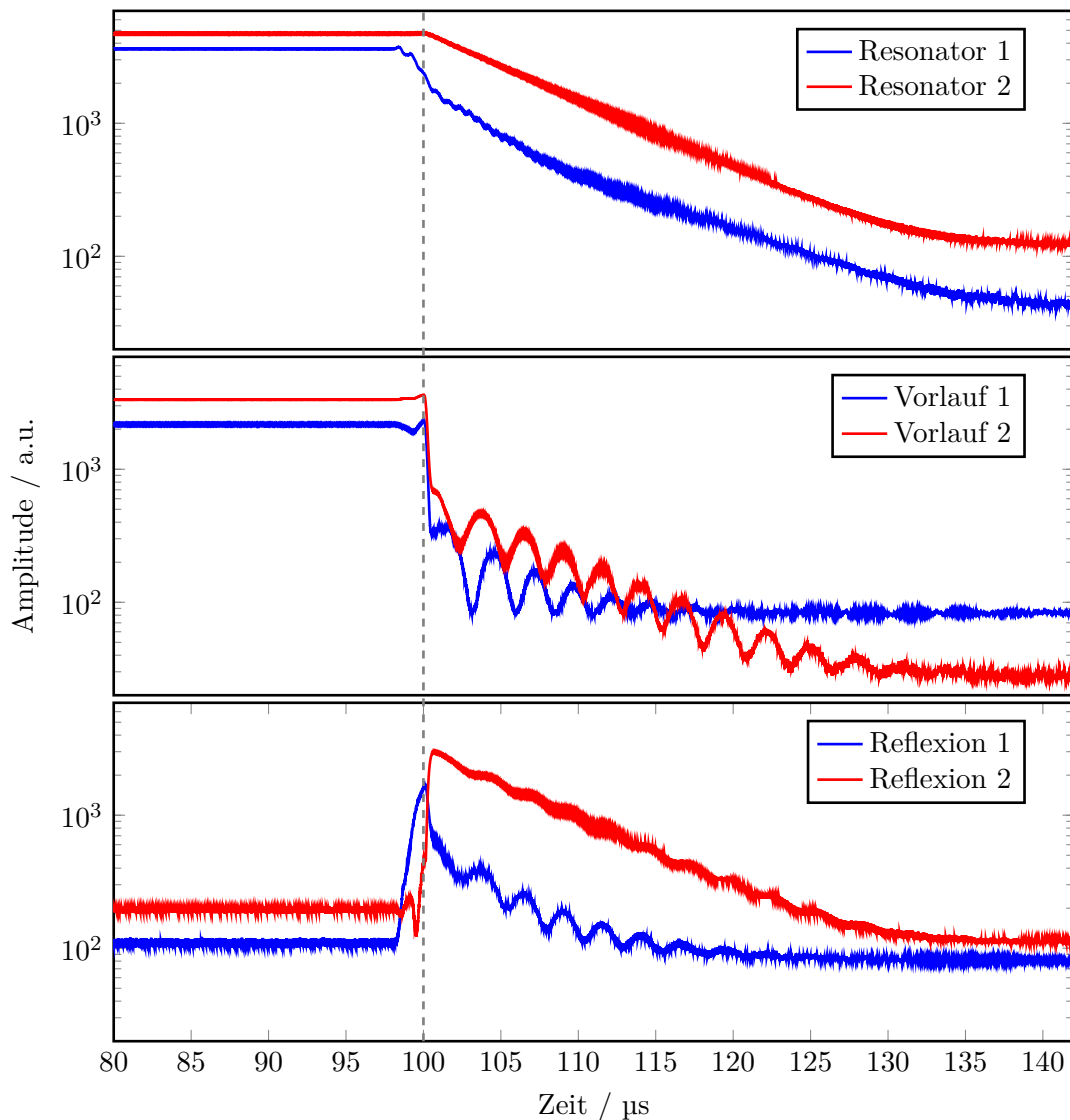


Abbildung 12.9: Interlockereignis durch Feldemission in Resonator 1 und dadurch ausgelöste Reflexionsabschaltung.

Abbildung 12.9 zeigt beispielhaft das Amplitudenverhalten der Resonatorspannungen sowie der Vor- und Rücklaufsignale im Hohlleitersystem beim Auslösen eines Interlockereignisses. Man erkennt den Abfall der Beschleunigungsspannung an Resonator 1, hervorgerufen durch eine Feldemission im Resonator. Diese führt zu einer Fehlanpassung des Resonators und damit zu Reflexion an dessen Einkopplung. Die Amplitude der reflektierten Leistung erreicht nach wenigen μs die Abschaltchwelle und löst zum Zeitpunkt 100 μs ein Interlockereignis aus, woraufhin die Vorlaufleistung einbricht. Die noch in den Resonatoren gespeicherte Energie wird

nun teilweise über die Koppelschleifen im Hohlleitersystem dissipiert, die Resonatorspannung sinkt exponentiell ab.

12.5 Diagnosemöglichkeiten

Das LLRF-System bietet neben der getriggerten Erfassung von Rohdaten die Funktion eines Spektrum- und Netzwerkanalysators. Damit kann die frequenzabhängige Transferfunktion des Hochfrequenzsystems, bestehend aus Vorverstärker, Klystron, Hohlleitersystem und Resonatoren gemessen und analysiert werden. Dies ist insbesondere beim Einstellen der Vektorsumme oder Stempelsteuerung sehr nützlich.

12.5.1 Netzwerk- und Spektrumanalysator

Durch eine in der Frequenz und Amplitude variable Modulation des komplexen Sollwertes der Regelschleife kann eine periodische Anregung der Regelschleife und damit des Hochfrequenzsystems erzwungen werden. Die frequenzabhängige Amplitude und Phase der Resonatorfelder kann dann mit der Stärke der Anregung verglichen und so die Transferfunktion des Hochfrequenzsystems bestimmt werden. Bei abgeschalteter Anregung kann das Spektrum der Resonatorsignale sowie der Regelabweichung gemessen werden und es können so die Bandbreite des LLRF-Systems identifiziert und mögliche ungewollte Anregungen und Einflüsse gefunden werden. Mit dieser Methode können Frequenzkomponenten im Bereich von 27 Hz bis 10 MHz um die Trägerfrequenz bei 500 MHz analysiert werden.

Abbildung 12.10 zeigt die gemessene Transferfunktion des zweiten Resonators, gemessen im gesteuerten Betrieb ohne Regelung. Deutlich zu erkennen ist die Resonanzkurve des Resonators in Amplitude und Phase in Abhängigkeit der Frequenzabweichung von der Frequenz des Masterszillatorsignals. Mit dieser Messmethode kann die Frequenzverstimmung des Resonators direkt gemessen werden. Damit lässt sich die Sollphase der Stempelsteuerung optimieren, indem die Resonanzkurve möglichst symmetrisch um die Sollfrequenz platziert wird.

Der Verlauf der Resonatorphase bei Variation der Anregungsfrequenz liefert Informationen über Resonatoreigenschaften und die Signallaufzeit durch die Regelstrecke. Allgemein kann die Phase in Abhängigkeit der Frequenz geschrieben werden als

$$\varphi(f) = - \left[\frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{df} \right]_{\text{Laufzeit}} \cdot f + \tan^{-1} \left(-Q \left\{ \frac{f}{f_{\text{HF}}} - \frac{f_{\text{HF}}}{f} \right\} \right) + \varphi_0, \quad (12.7)$$

wobei f_{HF} hier die Resonanzfrequenz des Resonators bezeichnet. Der erste Term beschreibt die Phasenänderung am Eingang des LLRF-Systems aufgrund der endlichen Signallaufzeit durch die Regelstrecke. Die Signallaufzeit kann somit aus der Steigung des Phasenverlaufs berechnet werden und beträgt für den vermessenen Resonator

$$\Delta t_2 = \left[\frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{df} \right]_{\text{Laufzeit}} = (980 \pm 1) \text{ ns}. \quad (12.8)$$

Durch Anpassen von Gleichung (12.7) an die Messdaten kann auch die belastete Güte des Resonators berechnet werden. Diese beträgt in diesem Fall

$$Q_2 = 14\,200 \pm 32. \quad (12.9)$$

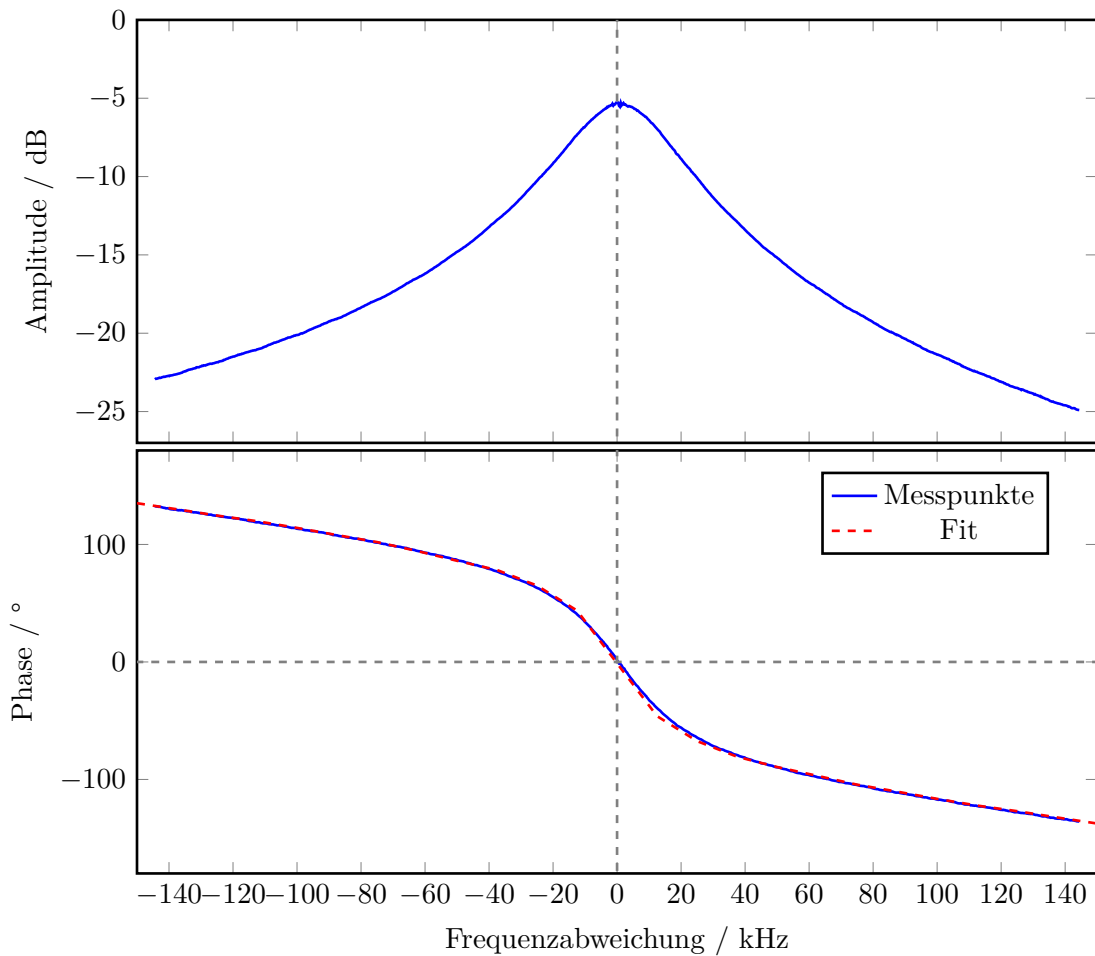


Abbildung 12.10: Frequenzantwort des zweiten PETRA-Resonators, gemessen mit dem LLRF-System.

Analog ergeben sich für Resonator 1

$$\Delta t_1 = (939 \pm 6) \text{ ns} \quad (12.10)$$

und

$$Q_1 = 13\,670 \pm 40, \quad (12.11)$$

was unter Annahme einer kritischen Kopplung mit dem erwarteten Wert der Leerlaufgüte von $Q_0 \approx 3 \cdot 10^4 = (1 + \kappa) \cdot Q$ verträglich ist, vergleiche Kapitel 5. Der Unterschied in den belasteten Güten zwischen beiden Resonatoren resultiert vermutlich aus einer ungleich eingestellten Kopplung der beiden Resonatoren. Da der Koppelfaktor im eingebauten Zustand der Resonatoren nicht vermessen werden kann, müssen die Resonatoren zur eventuellen Optimierung der in Kapitel 3.3.4 vorgestellten Vorverstimmung der Kopplung nach Gleichung (3.33) aus dem Hohlleiter- und dem Vakuumsystem des Beschleunigers ausgebaut werden.

Die unterschiedlichen Signallaufzeiten beider Resonatoren ergeben sich aus unterschiedlicher Kabelführungen zu den Diagnoseemessschleifen.

12.5.2 Rohdatenerfassung und -analyse

Die in Kapitel 12.4.2 vorgestellte Rohdatenerfassung des LLRF-Systems erlaubt die Analyse der am LLRF-System anliegenden Signale im Zeitbereich von bis zu $143\ \mu\text{s}$ bei einer Datenerfassungsrate von $114,5\ \text{MHz}$. Damit können Stufenantworten des Hochfrequenzsystems charakterisiert oder Post-Mortem-Analysen von Interlockereignissen vorgenommen werden.

Ein weiterer Einsatzbereich der Rohdatenerfassung findet sich in der Analyse der durch den Elektronenstrahl im Stretcherring hervorgerufenen Effekte auf die Beschleunigungsspannung.

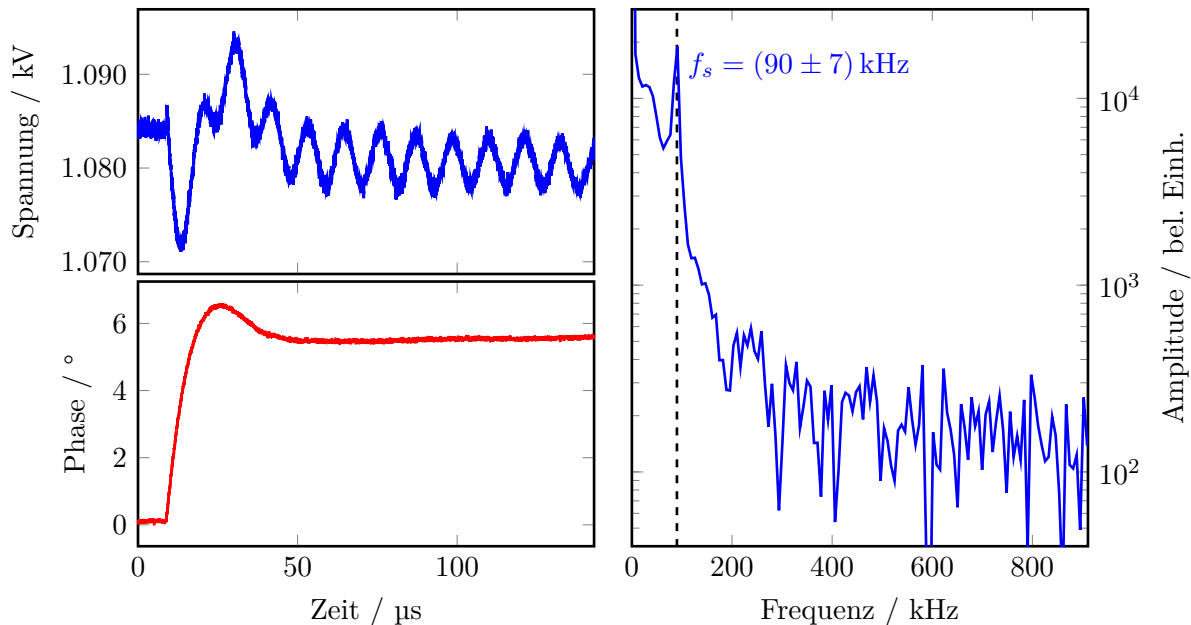


Abbildung 12.11: Stufenantwort eines Phasensprungs der Hochfrequenzanlage im Strahlbetrieb und zugehöriges Amplitudenspektrum zur Bestimmung der Synchrotronfrequenz.

Abbildung 12.11 zeigt die gemessene Stufenantwort eines 5° Phasensprungs der Vektorsumme der Resonatorfelder im Strahlbetrieb. Im Gegensatz zu dem in Kapitel 12.2.6 gezeigten Verhalten treten hier Oszillationen der Resonatorspannungen auf. Durch die Phasenverschiebung der Resonatorfelder und der damit einhergehenden Fehlanpassung der synchronen Phase wird der Elektronenstrahl zu kohärenten Synchrotronoschwingungen angeregt. Diese Energieschwingungen resultieren in einer periodischen Änderung der Synchrotronstrahlungsverluste und damit des Beamloadings, wodurch eine Oszillation der Resonatorspannungen entsteht. Eine Frequenzanalyse der Beschleunigungsspannung liefert damit die Synchrotronfrequenz, deren Auflösung hier durch die zeitliche Länge der Datenerfassung von $143\ \mu\text{s}$ auf etwa $7\ \text{kHz}$ begrenzt ist.

Dieses Verhalten des Elektronenstrahls kann durch eine parallele Messung der longitudinalen Strahlposition eines Einzelbunches im Beschleuniger verifiziert werden. Abbildung 12.12 zeigt die bei einem Phasensprung von 20° entstehende Verschiebung der synchronen Phase und die daraus resultierenden kohärenten Oszillationen. Hier wird deutlich, dass durch die mit der Oszillationsperiode der Synchrotronoschwingung vergleichbare Anstiegszeit der Phasenänderung zu einer näherungsweise adiabatischen Änderung der Referenzphase führt, sodass die Amplitude der kohärenten Strahloszillationen wesentlich kleiner als die Amplitude des Phasensprungs ist. Damit werden auf der schnellen Energierampe Phasenänderungen von $\ll 1^\circ$ pro Rampschritt zu vernachlässigbarer Anregung kohärenter Oszillationen führen.

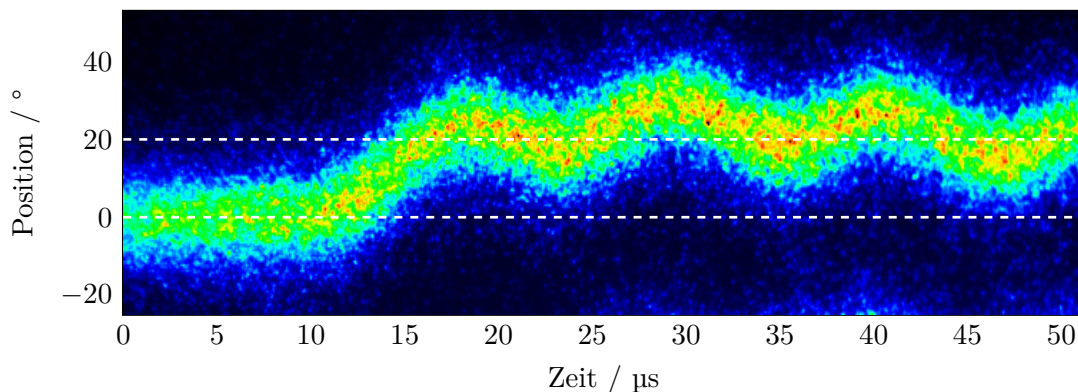


Abbildung 12.12: Mit der Streak-Kamera gemessene longitudinale Strahlposition eines Einzelbunches im Stretcherring bei einem Phasensprung der Hochfrequenzfelder von 20° .

12.5.3 Klystrontransferfunktion und -sättigung

Da das LLRF-System die gemessenen Amplituden und Phasen aller Eingangssignale im Kontrollsystem zur Datenanalyse zur Verfügung stellt ist es möglich, die Klystrontransferfunktion bei einer fest eingestellten Klystronspannung zu messen. Dazu wird die Klystron Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Ansteuerleistung aus dem LLRF-System gemessen, vergleiche Abbildung 12.13. Für kleine Ansteuerleistungen ist die Verstärkung von Vorverstärker und Klystron linear, allerdings ergibt sich eine Sättigungsausgangsleistung von circa 200 kW. Die Ausgangsphase variiert über den gesamten Dynamikbereich um weniger als 10° , was durch die Regelschleife des LLRF-Systems kompensiert werden kann.

Hervorgerufen durch den Sättigungseffekt ändert sich die Reaktion der digitalen Regelschleife in Abhängigkeit der Klystronleistung, die Nichtlinearität des Klystrons bewirkt hierbei eine Fehlanpassung der Regelparameter. Typischerweise werden die Regelparameter des Proportional- und Integralreglers im linearen Bereich des Klystrons eingestellt und optimiert. Wird die Hochfrequenzanlage bei großen Vorlaufleistungen betrieben, ändern sich jedoch die erforderlichen Regelparameter aufgrund der Abflachung und Sättigung der Klystrontransferfunktion. Dieser Effekt kann insbesondere bei einer schnellen Energierampe, wie sie am ELSA-Stretcherring genutzt wird, nicht kompensiert werden und muss beim Betrieb eines nichtlinearen Leistungsverstärkers in Kauf genommen werden. Damit steigt die Anstiegszeit der Resonatorfelder bei Änderung des Sollwertes im Bereich großer Vorlaufleistungen und führt so zu einer schwächeren Unterdrückung von Störsignalen.

12.6 Einbindung in das ELSA-Kontrollsystem

Zur Bedienung des LLRF-Systems ist eine Anbindung an das ELSA-Kontrollsystem erforderlich. Das LLRF-System selbst verfügt, wie das Bunch-by-Bunch-Feedback-System, über ein EPICS Kontrollsystem, das alle Messwerte und Konfigurationsparameter verwaltet. Durch eine C++-basierte Schnittstelle [Pro15] können Parameter zwischen dem ELSA- und dem EPICS-Kontrollsystem synchronisiert werden. Dies erlaubt die volle Integration der LLRF-Steuerung und -Diagnose in die ELSA-Bedienoberfläche, sowie die Anbindung von Kontrollsystemapplikationen, zum Beispiel zur Rampenberechnung und Automatisierung von Ein- und Ausschaltvorgängen.

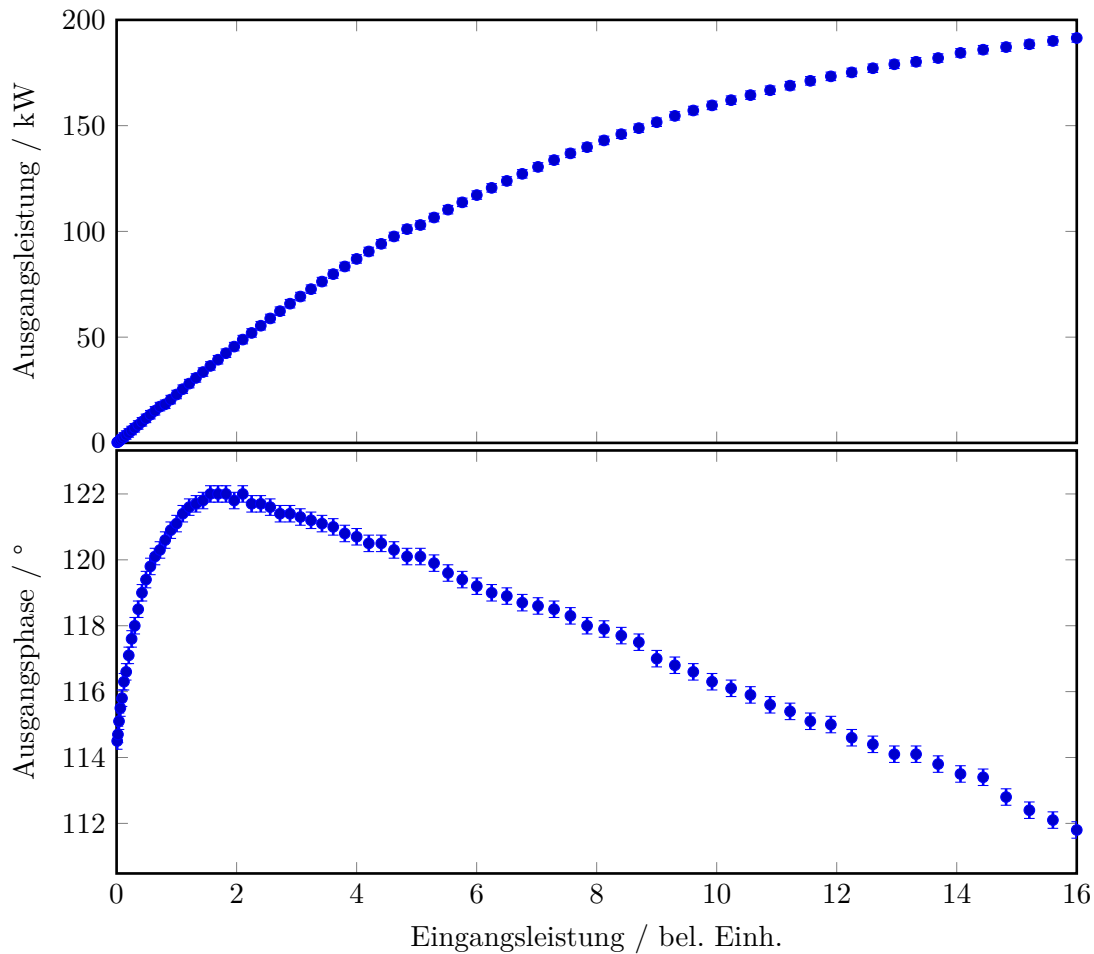


Abbildung 12.13: Klystrontransferfunktion, gemessen bei einer Hochspannung von 40 kV.

Das für den ELSA-Operateur wichtige grafische Bedienfeld zur Steuerung und Überwachung der Hochfrequenzanlage ist in Abbildung 12.14 dargestellt. Hier sind die zur Regelung notwendigen Messwerte aus Hohlleitersystem und Resonatoren zusammengefasst und schematisch angeordnet.

Die Auswahl der Spannungs- beziehungsweise Phasenrampen erfolgt in einem separaten Menü, siehe Abbildung 12.15. Hier kann per Knopfdruck eine an die einstellbare Synchrotronfrequenz angepasste Amplituden- beziehungsweise Phasenrampe berechnet und an das LLRF-System gesendet werden. Dieser Vorgang ist im ELSA-Nachbeschleunigerbetrieb sowie im Speichermodus automatisiert an die Berechnung der Magnetrampen gekoppelt.

12.7 Regelung der Klystronhochspannung

Da das Klystron der Hochfrequenzanlage im Stretcherring den größten elektrischen Verbraucher der Beschleunigeranlage darstellt ist die Anpassung der elektrischen Leistungsaufnahme des Verstärkers an die jeweiligen Betriebsbedingungen und eine daraus resultierende Kostenreduzierung erforderlich. Hierzu dient eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte C++-basierte Konstruktionsanwendung, die durch Variation der Klystronspannung die Leistungsaufnahme

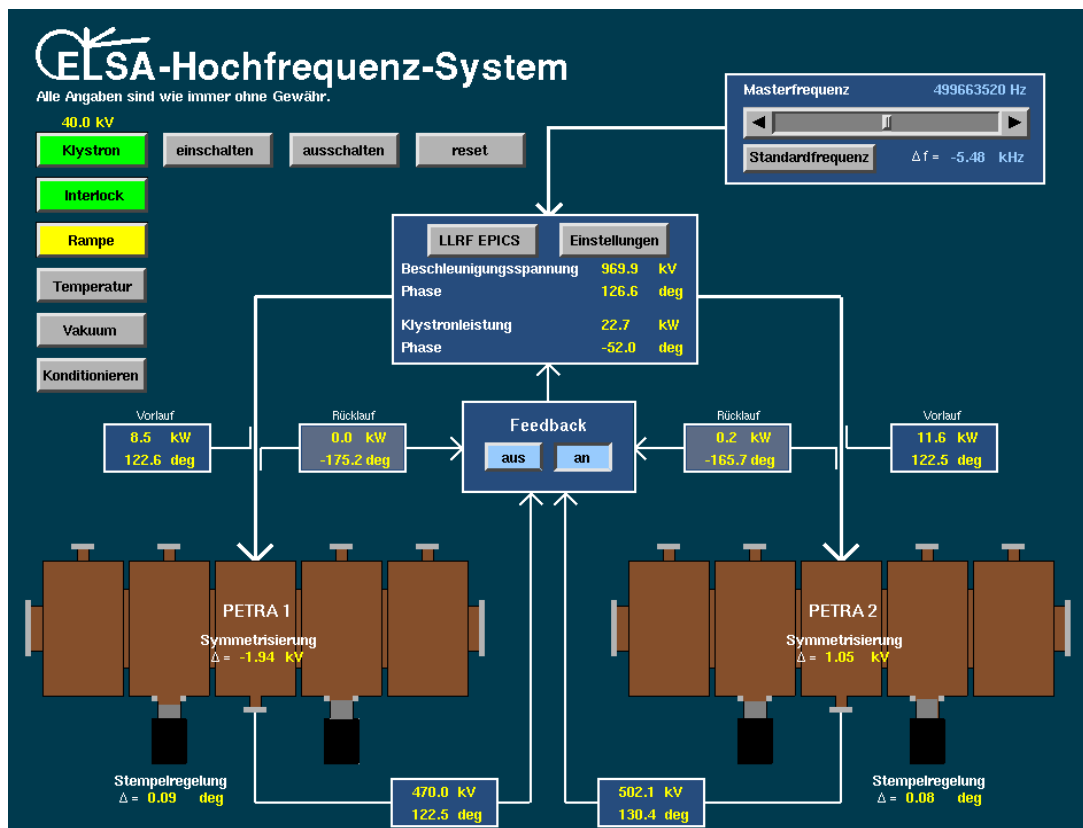


Abbildung 12.14: Kontrollsystemmenü der ELSA-Hochfrequenz-Ansteuerung.

steuert. Als Regelgröße dient hierbei die Ausgangsleistung des LLRF-Systems, die mit dem einstellbaren Sollwert verglichen wird.

Im Falle längerer Strahlpausen kann die Hochspannung automatisiert auf den Minimalwert von 22 kV reduziert werden, sodass die Leistungsaufnahme des Verstärkers auf etwa 100 kW sinkt. Die maximale Leistungsaufnahme beträgt bei einer Hochspannung von 40 kV etwa 500 kW. So wird die elektrische Leistungsaufnahme minimiert, das thermische Gleichgewicht des Klystrons bleibt jedoch bestehen. Als Indikator einer Strahlpause dient dabei der Zustand der zum Personenschutzsystem gehörigen sogenannten Schlüsselkästen. Ist mindestens ein Schlüssel eines Schlüsselkastens entfernt, wird der Standby-Modus aktiviert, sind alle Schlüssel vorhanden, wird die Hochspannungsversorgung auf den Nominalwert gesetzt.

Dieses System erlaubt zusammen mit der automatisierten Rampenberechnung und Phasen Anpassung der Regelparameter die vollständig transparente Anpassung der Hochfrequenzanlage an geänderte Maschinenbedingungen, sodass als einziger verbleibender Einstellparameter die gewünschte Synchrotronfrequenz bleibt.

12.8 Korrektur des fehlangepassten Phasenvorschubs zwischen den Resonatoren

Da beide Resonatoren der Hochfrequenzanlage durch einen gemeinsamen Generator gespeist werden ist die relative Phase der Hochfrequenzfelder in den Resonatoren lediglich abhängig

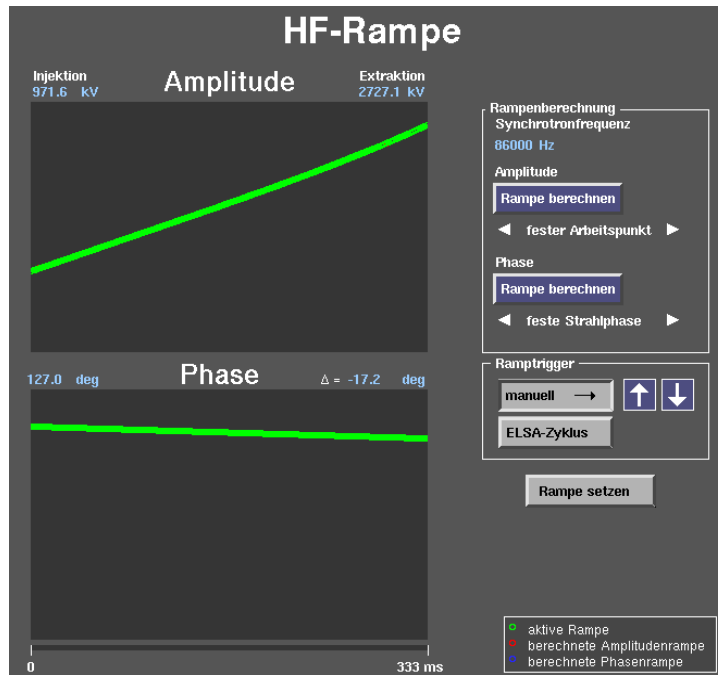


Abbildung 12.15: Kontrollsystemmenü des LLRF-Rampengenerators.

vom geometrischen Abstand der Resonatoren und den Signallaufzeiten und damit Weglängen der beiden Hohlleiterarmen. Dabei ist der Abstand der Resonatoren durch den Einbau im Beschleuniger fixiert, lediglich die Position des über Balgeinheiten verschiebbaren Magischen-Ts und damit die Länge der beiden Hohlleiterarme zu den Resonatoren kann variiert werden, vergleiche Abbildung 5.1.

Im Strahlbetrieb stellt sich durch die Phasenfokussierung des Elektronenstrahls auf dem Hochfrequenzbeschleunigungsfeld eine Gleichgewichtsphase auf der Vektorsumme beider Resonatorfelder ein. Dabei definiert die Flugzeit der Elektronen zwischen beiden Resonatoren den Phasenvorschub der beschleunigenden Hochfrequenzwelle, sodass im Idealfall in beiden Resonatoren die gleiche Beschleunigungsspannung durchlaufen wird und damit das Beamloading in beiden Resonatoren identisch ist. Der gewünschte Phasenvorschub beträgt somit ein Vielfaches einer Schwingungsperiode.

Durch einen fehlangepassten Phasenvorschub zwischen den Resonatoren ergibt sich eine ungleiche Verteilung des Beamloadings durch den Elektronenstrahl. Abbildung 12.16 zeigt schematisch die Auswirkungen einer solchen Fehlanpassung. Entspricht der Phasenvorschub nicht einem ganzzahligen Vielfachen einer Schwingungsperiode der Hochfrequenzfelder, stellen sich in den Resonatoren unterschiedliche Strahlphasen ein, wodurch die Leistungsaufnahme des Elektronenstrahls in den Resonatoren unterschiedlich ist.

Da beide Resonatoren mit dem gleichen Leistungsanteil gespeist werden und die Beschleunigungsspannung durch das LLRF-System stabilisiert wird, bleibt die Amplitude der Vektorsumme beider Resonatorfelder konstant. Durch das strahlstromabhängige Beamloading kommt es nun zu einer ungleichen Verteilung der Resonatorfelder. Durchläuft der Elektronenstrahl in einem der beiden Resonatoren eine Spannung, die größer ist als die halbe Amplitude der Vektorsumme, so entzieht er dem Resonator mehr Energie, wodurch die Energieaufnahme des Elektronenstrahls im zweiten Resonator sinkt. Damit steigt aufgrund der fehlangepassten Leis-

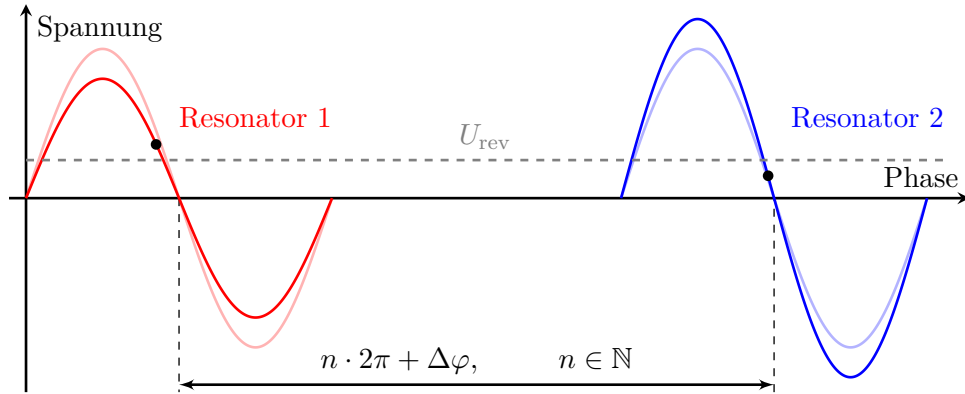


Abbildung 12.16: Auswirkungen eines fehlangepassten Phasenvorschubs zwischen den Resonatoren.

tungsnachspeisung die Feldamplitude im zweiten Resonator und sinkt im ersten. Die Stärke dieser Asymmetrie skaliert mit der Stärke des Beamloadings und damit des Strahlstroms und führt damit zu einer strahlstromabhängigen Verteilung der Resonatorspannungen. Insbesondere bei hohen Strahlströmen und -energien entstehen hierdurch große reflektierte Leistungen an den Resonatorkopplungen, sodass eine Abschaltung durch das LLRF-System ausgelöst wird.

Der Phasenvorschub zwischen beiden Resonatoren kann durch Verschiebung des Magischen-Ts variiert werden. Durch die Verschiebung ΔL ergibt sich eine Phasenverschiebung der Hochfrequenzwellen in beiden Hohlleiterarmen und damit eine relative Verschiebung der Resonatorfelder von

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot \frac{2 \cdot \Delta L}{\lambda}. \quad (12.12)$$

Dabei bezeichnet λ die Hohlleiterwellenlänge, die durch die Vakuumwellenlänge λ_0 und die geometrischen Abmessungen des Hohlleiters a und b für eine Hohlleitermode mit den Modenzahlen n und m gegeben ist als, vergleiche [Wil96],

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \lambda_0^2 \left[\left(\frac{n}{2a} \right)^2 + \left(\frac{m}{2b} \right)^2 \right]}}. \quad (12.13)$$

Abbildung 12.17 zeigt die gemessenen Resonatorspannungen in Abhängigkeit des Strahlstroms für verschiedene Positionen des Magischen-Ts. Hier wurde der Stretcherring bei einer Strahlenergie von 2 GeV im Speichermodus betrieben.

Durch leicht unterschiedlich kalibrierte Resonatorspannungen, vergleiche Kapitel 12.2.5, ergeben sich im Betrieb ohne Elektronenstrahl um wenige kV abweichende Beschleunigungsspannungen beider Resonatoren. Dabei ist die an Resonator 1 gemessene Spannung stets kleiner als an Resonator 2. Bei Verschieben des Magischen-Ts und damit des Phasenvorschubs zwischen den Resonatoren ändert sich die Steigung der strahlstromabhängigen Spannungsdifferenz. Zur Optimierung der Phaseinstellung wurde das Magische-T daher um

$$\Delta\varphi = (6,1 \pm 0,2)^\circ. \quad (12.14)$$

und damit circa 6,75 mm in Richtung Resonator 1 verschoben und so eine stromunabhängige Resonatorspannung erreicht. Der stabile Betrieb der Hochfrequenzanlage kann so auch bei

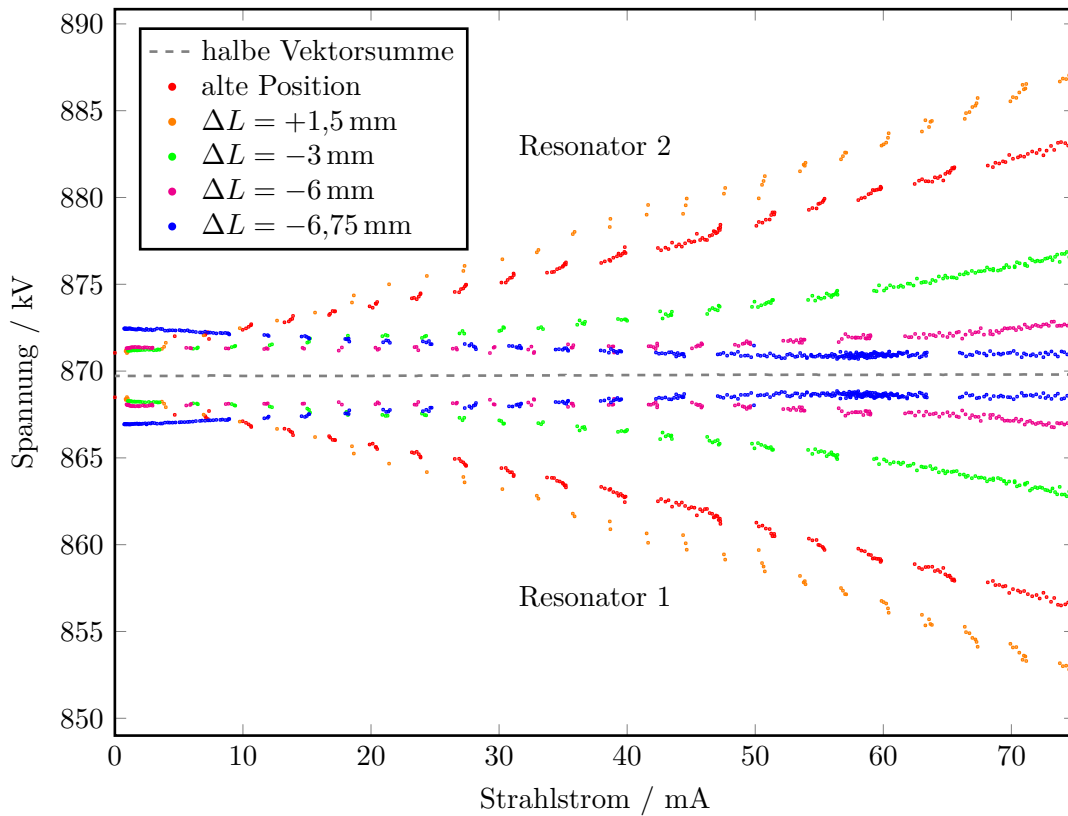


Abbildung 12.17: Kalibrierung des Phasenverschiebens durch Verschieben des Magischen-Ts bei Messung der Strahlstromabhängigkeit der Resonatorspannungen bei einer Strahlenergie von 2 GeV.

hohen Strahlströmen bis zu 200 mA gewährleistet werden.

12.9 Stabilisierung von Synchrotronfrequenz und Strahlphase

Der Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems erfordert eine feste Synchrotronfrequenz sowie eine feste Phase der BPM-Signale relativ zum Signal des Mastergenerators. Daher muss auf der schnellen Energierampe die Amplitude der beschleunigenden Hochfrequenzfelder in den Resonatoren und die synchrone Strahlphase relativ zum Mastergeneratorsignal angepasst werden. Die Strahlphase ändert sich dabei gemäß Gleichung (2.7)

$$\cos \varphi_s = \sqrt{1 - \frac{U_{\text{rev}}^2}{U^2}} \quad (12.15)$$

in Abhängigkeit der Umfangsspannung und der Beschleunigungsspannung. Die Synchrotronfrequenz lässt sich nach Gleichung (2.25) schreiben als

$$f_s = f_{\text{rev}} \sqrt{\frac{e\alpha_c h U}{2\pi E}} \sqrt{1 - \frac{U_{\text{rev}}^2}{U^2}}. \quad (12.16)$$

Für eine feste Synchrotronfrequenz bei beliebigen Strahlenergien folgt damit die Bedingung

$$\sqrt{U^2 - U_{\text{rev}}^2} \stackrel{!}{=} \frac{f_s^2}{f_{\text{rev}}^2} \frac{2\pi E}{e\alpha_c h}. \quad (12.17)$$

Eine Amplitudenrampe der beschleunigenden Hochfrequenz, die diese Bedingung in Abhängigkeit der Strahlenergie erfüllt, kann durch

$$U(E) = \sqrt{U_{\text{rev}}^2 + E^2 \frac{f_s^4}{f_{\text{rev}}^4} \frac{4\pi^2}{e^2 \alpha_c^2 h^2}} \quad (12.18)$$

berechnet werden. Dabei ändert sich die synchrone Phase um den Betrag

$$\Delta\varphi_s(E) = \sin^{-1} \frac{U_{\text{rev}}}{\sqrt{U_{\text{rev}}^2 + E^2 \frac{f_s^4}{f_{\text{rev}}^4} \frac{4\pi^2}{e^2 \alpha_c^2 h^2}}}. \quad (12.19)$$

Das LLRF-System stellt zur Kompensation dieser Effekte eine Amplituden- und Phasenrampe zur Verfügung. Dabei können die Amplituden- und Phasensollwerte während der schnellen Energierampe in zeitlich äquidistanten Schritten, bei einer maximalen Schrittanzahl von 512, geändert werden.

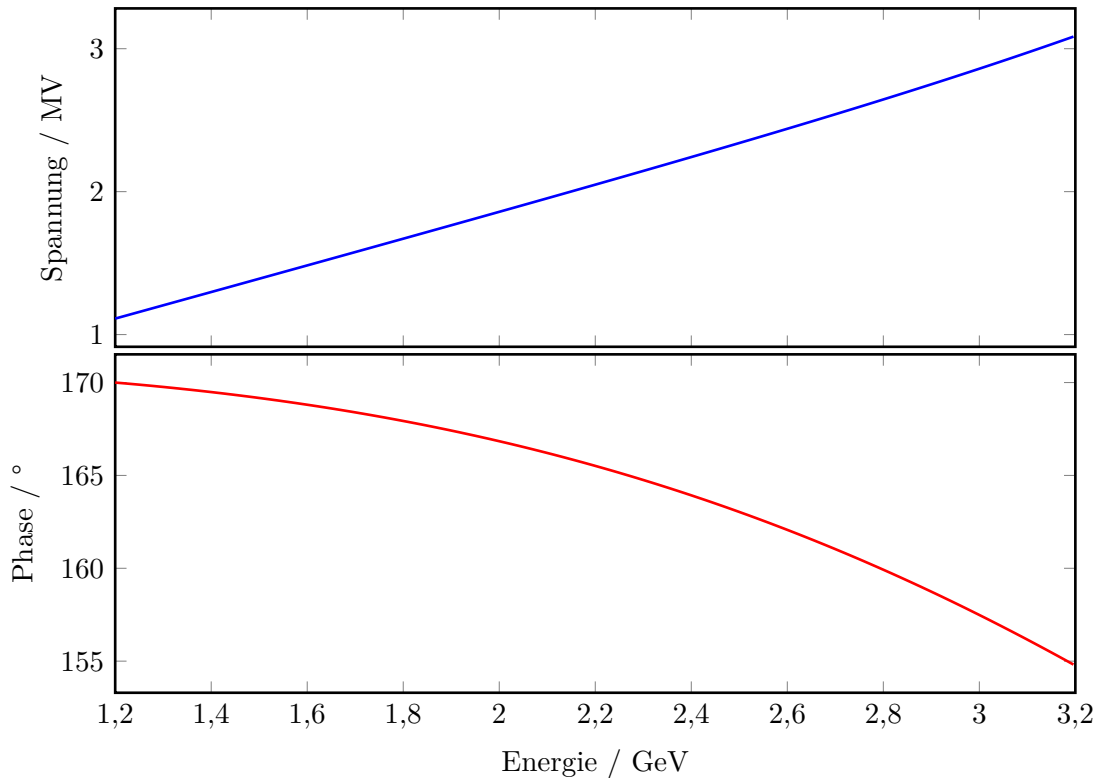


Abbildung 12.18: Berechnete Amplituden- und Phasenrampe der Beschleunigungsspannung im Stretcherring zur Stabilisierung der Synchrotronfrequenz auf 92 kHz bei fester Strahlphase.

Abbildung 12.18 zeigt die berechnete und damit applizierte Amplituden- und Phasenrampe

für die Hochfrequenzanlage des Stretcherrings bei einer Erhöhung der Strahlenergie von 1,2 GeV auf 3,2 GeV nach den Gleichungen (12.18) und (12.19). Damit ermöglicht das LLRF-System den Betrieb des ELSA-Stretcherrings mit konstanter Strahlphase, vergleiche Kapitel 5.3, und Synchrotronfrequenz, vergleiche Kapitel 7.4.2, und damit den Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems, das zur Stabilisierung der Strahlbewegung bei der Beschleunigung hoher Strahlströme benötigt wird.

Eine neue Hochfrequenzanlage für ELSA

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, hängt die Quantenlebensdauer eines im Kreisbeschleuniger gespeicherten Elektronenstrahls von der elektrischen Feldstärke der Beschleunigungsresonatoren ab. Im ELSA-Stretcherring wird die maximal erreichbare Feldstärke durch die elektrische Anschlussleistung des Leistungsverstärkers der ELSA-Hochfrequenz sowie durch die Spannungsfestigkeit der Vakuumübergänge der Resonatoreinkopplungen begrenzt, vergleiche Kapitel 5. Damit ist der maximal speicherbare Strahlstrom im Stretcherring in Abhängigkeit der Strahlenergie limitiert.

Um auch bei den höchsten erreichbaren Strahlenergien von bis zu 3,5 GeV den geplanten Hochstrombetrieb anbieten zu können, wird im Stretcherring eine zweite Hochfrequenzstation installiert. Diese besteht aus zwei siebenzelligen Resonatoren des Typs PETRA [DES11], die durch einen gemeinsamen Leistungsverstärker betrieben werden. Im Folgenden wird die Notwendigkeit der in Abbildung 13.1 gezeigten neuen Hochfrequenzanlage motiviert, ein möglicher Betriebsmodus diskutiert und das Konzept des neuen Aufbaus vorgestellt.

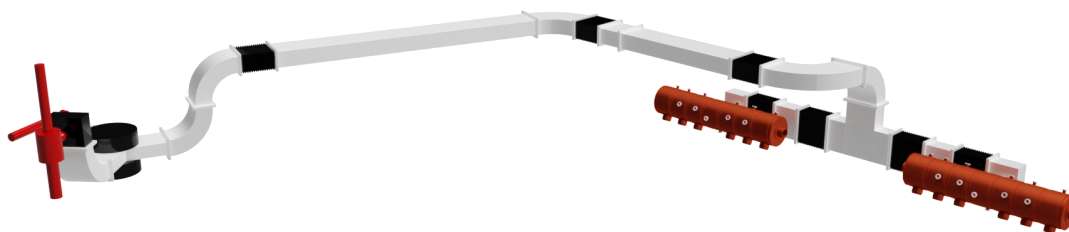


Abbildung 13.1: Darstellung der sich im Aufbau befindlichen Hochfrequenzstation im Stretcherring.

13.1 Strahlstromlimitierung durch die Hochfrequenzversorgung

Die zur Kompensation von Synchrotronstrahlungsverlusten notwendige Hochfrequenzleistung, vergleiche Gleichung (2.4), bildet zusammen mit der zur Feldgenerierung, vergleiche Gleichung (12.18), notwendigen Leistung die Gesamtleistung

$$P_{\text{ges}}(E, f_s) = \frac{U(E, f_s)^2}{4R_S} + I \cdot U_{\text{rev}}(E), \quad (13.1)$$

die durch den Hochfrequenzverstärker beim Betrieb zweier Resonatoren gleicher Shuntimpedanz R_S geliefert werden muss. Hier bezeichnen E die Strahlenergie, f_s die Synchrotronfrequenz und U die Beschleunigungsspannung. Bei Kenntnis der maximalen Ausgangsleistung des Klystrons lässt sich damit der maximal speicherbare Strahlstrom I berechnen.

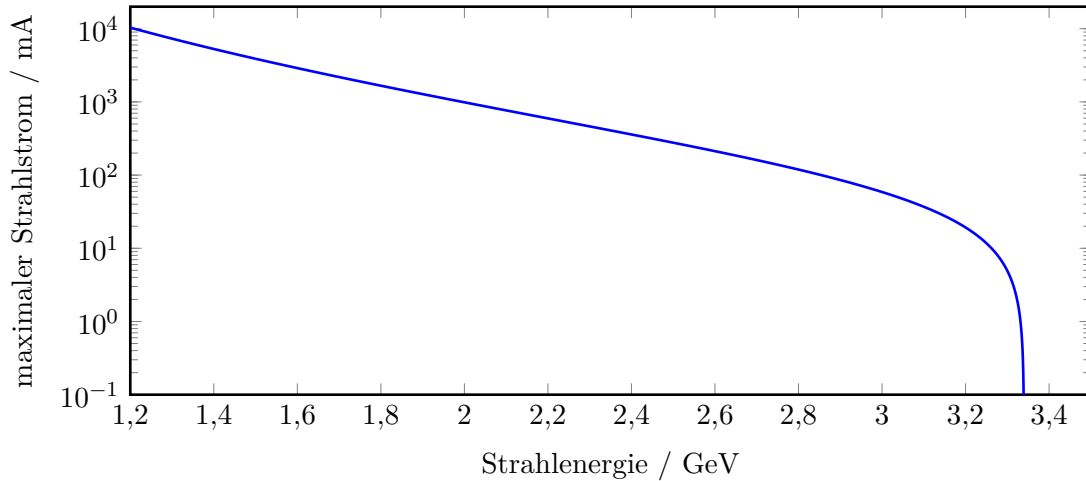


Abbildung 13.2: Maximal speicherbarer Elektronenstrom in Abhängigkeit der Strahlenergie bei einer Synchrotronfrequenz von 95 kHz bei maximal verfügbarer Hochfrequenzleistung.

Abbildung 13.2 zeigt die mit der bestehenden Hochfrequenzanlage maximale Strahlstromstärke im Stretcherring, die bei einer Klystronausgangsleistung von 200 kW erreicht werden kann. Bei einer Strahlenergie von circa 3,34 GeV wird die gesamte zur Verfügung stehende Leistung zum Aufrechterhalten der elektrischen Feldstärke benötigt, sodass keine Leistung mehr zur Kompensation der Synchrotronstrahlungsverluste zur Verfügung steht. Um auch bei der höchsten Strahlenergie von 3,5 GeV eine Quantenlebensdauer von mindestens 60 s gewährleisten zu können, wodurch eine Resonanzextraktion des Elektronenstrahls über mehrere Sekunden möglich wird, wurde hier die Synchrotronfrequenz auf 95 kHz gesetzt, vergleiche Kapitel 2.4. Soll die Quantenlebensdauer weiter erhöht werden, muss die Synchrotronfrequenz und damit der Überspannungsfaktor angepasst werden, wodurch die Beschleunigungsfeldstärke steigt und damit der maximal speicherbare Strahlstrom sinkt.

13.2 Anforderungen an die neue Hochfrequenzanlage

Betrachtet man die Hochfrequenzleistung, die in Abhängigkeit der Strahlenergie zur Erhaltung des Überspannungsfaktors notwendig ist, so steigt diese mit

$$P \propto U_{\text{rev}}(E)^2 \propto E^8. \quad (13.2)$$

Damit ist der Einsatz eines leistungsfähigeren Verstärkers zum Erreichen höherer Strahlenergien sehr kostenintensiv. Stattdessen wird eine zusätzliche Hochfrequenzanlage aufgebaut, wodurch die Gesamtimpedanz der verbauten Resonatoren steigt und die zur Erzeugung der notwendigen Beschleunigungsspannung benötigte Leistung sinkt.

Durch die Erweiterung des Stretcherrings um zwei zusätzliche Beschleunigungsresonatoren können sowohl der maximal erreichbare Strahlstrom als auch die erreichbare Strahlenergie si-

gnifikant erhöht werden.

Die geometrischen Bedingungen des Stretcherrings erlauben den Einbau zweier siebenzelliger PETRA-Resonatoren in der dispersionsfreien Strecke in den Halbzellen 32 und 1. Analog zur bestehenden Hochfrequenzanlage verschwindet hier die horizontale Dispersion, sodass durch die Teilchenbeschleunigung keine Kopplung zwischen longitudinaler und horizontaler Ebene entsteht, siehe Abbildung 2.4. Durch den Einsatz siebenzelliger Resonatoren kann die maximal erreichbare Beschleunigungsspannung aufgrund ihrer höheren Shuntimpedanz von $23 \text{ M}\Omega$ [DES11] im Vergleich zur bestehenden Anlage weiter gesteigert werden. Aufgrund der zu den fünfzelligen Resonatoren gleichen Zellengeometrie ist auch die Leerlaufgüte der TM_{010} -Fundamentalmode vergleichbar und beträgt etwa 36 000.

Der Betrieb zweier Hochfrequenzstationen mit unterschiedlichen Resonatortypen erfordert die genauere Betrachtung der Beiträge der elektrischen Felder zur Beschleunigungsspannung. Da in den Resonator eingespeiste Hochfrequenzleistung und Beschleunigungsspannung in quadratischem Zusammenhang stehen, bildet sich im Bezug auf die Vektorsumme beider Hochfrequenzstationen eine optimale Verteilung der Einzelanteile zur Beschleunigungsspannung, die die hierfür erforderliche Hochfrequenzleistung minimiert. Dabei ergibt sich unter der Annahme, dass die elektrischen Felder der Einzelresonatoren im Bezugssystem des Elektronenstrahls in Phase sind, die resultierende Beschleunigungsspannung als Summe der Einzelspannungen beider Hochfrequenzanlagen

$$U = 2\sqrt{2 \cdot \frac{P - P_2}{2} R_1} + 2\sqrt{2 \cdot \frac{P_2}{2} R_2}. \quad (13.3)$$

Hierbei bezeichnet P die gesamte Hochfrequenzleistung, die durch beide Stationen erzeugt wird, P_2 die Leistung der zweiten Hochfrequenzstation und R_1 und R_2 die Shuntimpedanzen der jeweiligen Resonatoren.

Zur Minimierung der eingespeisten Gesamtleistung kann Gleichung (13.3) zu

$$P = \frac{U^2}{4R_1} + \frac{R_2}{R_1} P_2 - \frac{U\sqrt{P_2 R_2}}{R_1} + P_2 \quad (13.4)$$

umgeformt werden, die nach Differentiation nach P_2 das Kriterium zur minimalen Leistungsaufnahme liefert

$$\left. \frac{dP}{dP_2} \right|_{\min} \stackrel{!}{=} 0 = 1 + \frac{R_2}{R_1} - U \cdot \frac{R_2}{2R_1\sqrt{P_2 R_2}}. \quad (13.5)$$

Damit ergibt sich die zum Betrieb der Anlage minimierte Gesamtleistung aus

$$P_2 = \frac{U^2}{4R_2} \frac{1}{\left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)^2} \quad (13.6)$$

und

$$P_1 = \frac{U^2}{4R_1} \frac{1}{\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)^2}. \quad (13.7)$$

Die Beiträge zur Beschleunigungsspannung unterscheiden sich demnach zu

$$U_1 = \frac{U}{1 + \frac{R_2}{R_1}} \quad (13.8)$$

$$U_2 = \frac{U}{1 + \frac{R_1}{R_2}}. \quad (13.9)$$

Abbildung 13.3 zeigt die zum Erreichen der Beschleunigungsspannung notwendige Hochfrequenzleistung bei idealer Aufteilung auf die beiden Hochfrequenzstationen im Stretcherring. Im Vergleich zum bisherigen Betrieb mit nur einer Hochfrequenzstation sinkt die benötigte Gesamtleistung mit dem neuen Aufbau auf weniger als die Hälfte ab, wodurch die verbleibende Leistung zur Beamloadingskompensation genutzt werden kann.

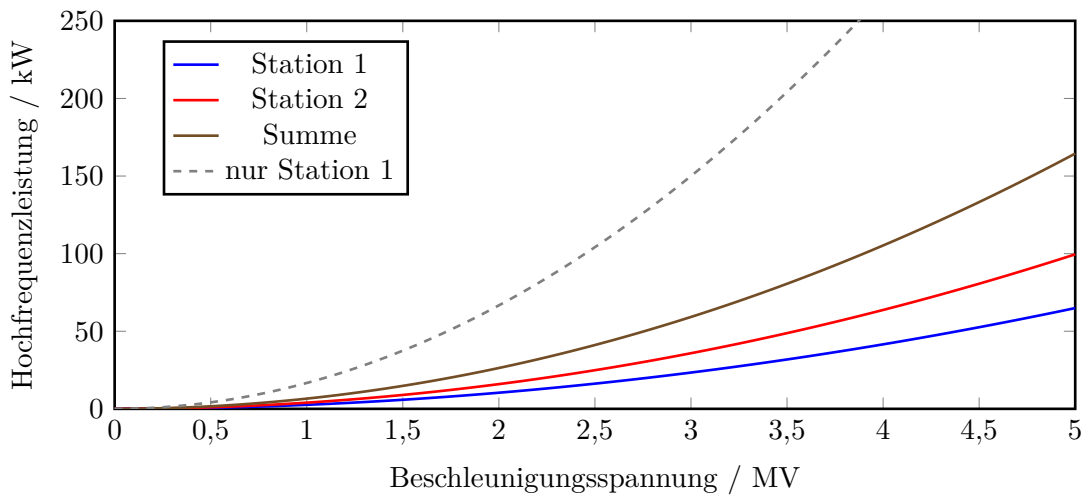


Abbildung 13.3: Leistungsanforderung zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung bei optimaler Aufteilung auf zwei Hochfrequenzstationen.

In Kombination mit einem zweiten Leistungsverstärker und einer separaten elektrischen Versorgung kann so die zur Kompensation von Synchrotronstrahlungsverlusten zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung signifikant erhöht werden. Dies erlaubt sowohl den Betrieb des Stretcherrings bei höheren Strahlströmen als auch bei höheren Strahlenergien bis zur durch die Magnetstromversorgung der Dipolmagnete limitierte Maximalenergie von 3,5 GeV [Hil06].

Die Wahl des longitudinalen Arbeitspunktes und damit der Synchrotronfrequenz bestimmt dabei die maximale Speicherzeit des Elektronenstrahls im Stretcherring. Abbildung 13.4 zeigt die Abhängigkeit der longitudinalen Quantenlebensdauer in Abhängigkeit der Strahlenergie bei verschiedenen Synchrotronfrequenzen. Man erkennt, dass bei hohen Strahlenergien die Synchrotronfrequenz ansteigen muss, um während der Resonanzextraktionszeit von mehreren Sekunden einen signifikanten Strahlverlust durch fehlenden Überspannungsfaktor zu verhindern. Hier muss im spezifischen Betriebsmodus ein Kompromiss zwischen maximalem Strahlstrom und Strahllebensdauer getroffen werden.

Abbildung 13.5 zeigt die maximal erreichbare Strahlstromstärke in Abhängigkeit der Strahlenergie beim Betrieb mit vier Resonatoren. Mit der neuen Anlage kann der gewünschte maximale Strahlstrom im Stretcherring von 200 mA zuverlässig bis zur Maximalenergie von 3,5 GeV erreicht werden. Darüber hinaus stehen genügend Leistungsreserven zur Verfügung, um auch bei

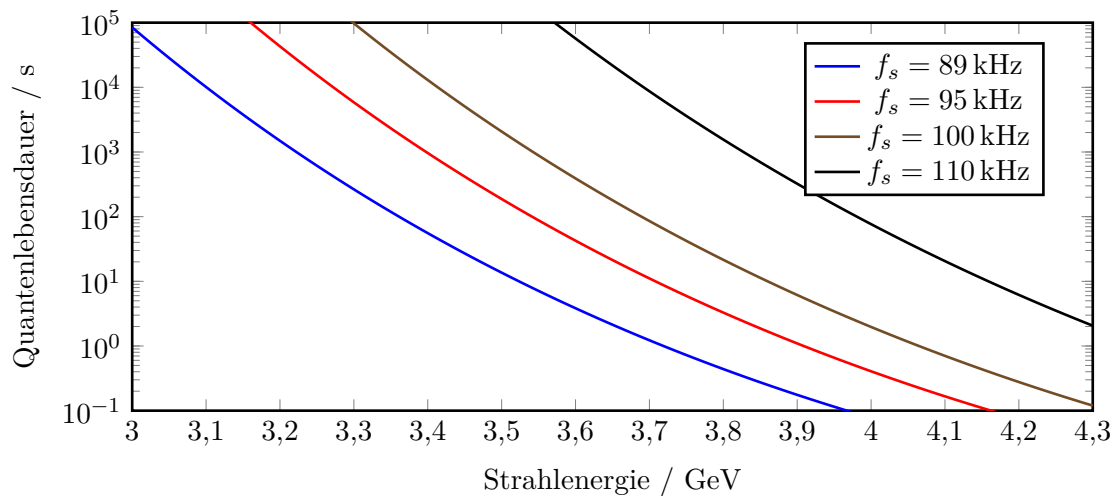


Abbildung 13.4: Quantenlebensdauer in Abhängigkeit der Strahlenergie und Synchrotronfrequenz im ELSA-Stretcherring.

einer möglichen Erhöhung der Strahlenergie auf über 4 GeV Speicherzeiten von mehr als einer Minute zu garantieren. Dabei könnte durch Anpassen der Synchrotronfrequenz auf 110 kHz ein Strahlstrom von einigen 10 mA auf Strahlenergien von bis zu 4 GeV beschleunigt und gespeichert werden.

13.3 Aufbau und Konzeptionierung der neuen Hochfrequenzanlage

Analog zu der in Kapitel 5 beschriebenen Hochfrequenzanlage besteht die neue Anlage aus zwei Resonatoren, die über ein Magisches-T durch ein gemeinsames Klystron des Typs F2055 der Firma Thomson-CSF [Tho81] versorgt werden. Zur Steuerung und Stabilisierung der Hochfrequenzfelder in den beiden Resonatoren wird ein baugleiches LLRF-System eingesetzt, vergleiche Kapitel 12.

Abbildung 13.6 zeigt den schematischen Aufbau der neuen Anlage. Das LLRF-System generiert hierbei ein Ausgangssignal, das über eine Verstärkerkette in den Hohlleiterzweig eingekoppelt und dort durch ein Magisches-T auf zwei siebenzellige Resonatoren verteilt wird. Jeweils zwei Signalkoppelschleifen in den Resonatoren dienen der Erfassung der Feldstärke und Beschleunigungsspannung sowie der Feldverteilung und können analog zur bereits beschriebenen LLRF-Signalverarbeitung zur Stabilisierung und Symmetrisierung der Hochfrequenzfelder in den beiden Resonatoren und zur Resonanzregelung genutzt werden.

Aufgrund der Nähe zum nicht mehr genutzten Teststrahlbereich des Booster-Synchrotrons wird dieser zum Standort des neuen Klystrons und dessen Hochspannungsversorgung umfunktioniert. Abbildung 13.7 zeigt die Hochspannungsversorgung sowie den Klystronaufbau im Teststrahlbereich während des Aufbaus der Hochfrequenzanlage. Zu erkennen sind der Hochspannungstransformator, der primärseitig über eine Phasenanschnittsteuerung an das 400 V-Netz angeschlossen ist und die regelbare Beschleunigungsspannung bis maximal 40 kV liefert, der nachfolgende Diodengleichrichter sowie die Kondensatorsiebplatte und der Klystronstand. Limitiert durch die Effizienz des Klystrons von etwa 40 % [Tho81] ergibt sich so eine maximale Hochfrequenzleistungsleistung von circa 200 kW. Der Hochfrequenztransport in den Stretcher-

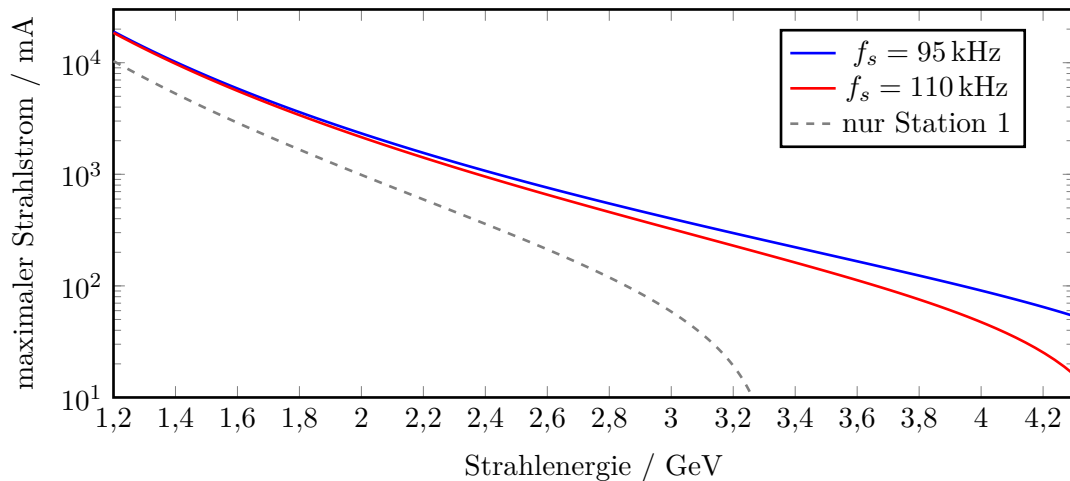


Abbildung 13.5: Maximal speicherbarer Elektronenstrom in Abhängigkeit der Strahlenergie bei Betrachtung der maximal verfügbaren Hochfrequenzleistung im Aufbau mit vier Resonatoren.

ring erfolgt durch einen Hohlleiterzweig, der durch die Strahlenschutzschleuse zu den beiden Resonatoren geführt wird. Hier dient ein hohlleiterbasierter Zirkulator mit einer maximalen Eingangsleistung von 350 kW [DES05] am Klystronausgang zu dessen Schutz vor ungewollten Reflexionen im Hohlleitersystem und den Resonatorkopplungen. Durch diese Isolation von mindestens 20 dB wird die maximal tolerierbare reflektierte Leistung am Klystronausgang von 10 kW stets unterschritten.

13.4 Untersuchungen zu HOM-Verhalten

Da die Zellengeometrie der siebenzelligen Resonatoren mit denen der fünfzelligen PETRA-Resonatoren identisch ist, ist zu erwarten, dass auch die siebenzelligen Resonatoren Moden mit ähnlichen Resonanzfrequenzen und Shuntimpedanzen aufweisen, vergleiche Kapitel 5.1.2. Aus der bekannten Geometrie der Resonatoren lässt sich mit Hilfe von CST Particle Studio das qualitative Impedanzspektrum numerisch berechnen. Eine genauere Beschreibung zur numerischen Impedanzberechnung findet sich in Kapitel 14.

Abbildung 13.8 zeigt das berechnete Impedanzspektrum der siebenzelligen Resonatoren. Neben der zur Teilchenbeschleunigung genutzten Fundamentalmode bei circa 500 MHz bilden sich einige Moden höherer Ordnung. Insbesondere die TM_{021} -Mode zeigt auch bei den siebenzelligen Resonatoren eine signifikante Shuntimpedanz, sodass auch hier eine starke Kopplung an longitudinale Multi-Bunch-Moden des im Stretcherring gespeicherten Elektronenstrahls zu erwarten ist.

Analog zu der in Kapitel 8.5 vorgestellten Temperaturkontrolle wird auch die neue Station mit zwei separaten Kühlwasserzweigen ausgerüstet, durch die eine individuelle Temperatursteuerung beider Resonatoren möglich wird. Damit kann der Einfluss strahlanregender HOMs minimiert werden, sodass der geplante Hochstrombetrieb beim Betrieb mit vier Resonatoren bis zu höchsten Strahlenergien möglich wird.

Zur experimentellen Verifikation der numerisch bestimmten Impedanzen kann die Methode der Störkörpermessung angewendet werden, vergleiche Kapitel 5.1.3. Damit wird es möglich, das Impedanzmodell der Resonatoren quantitativ zu beschreiben und mögliche Abhängigkeiten der

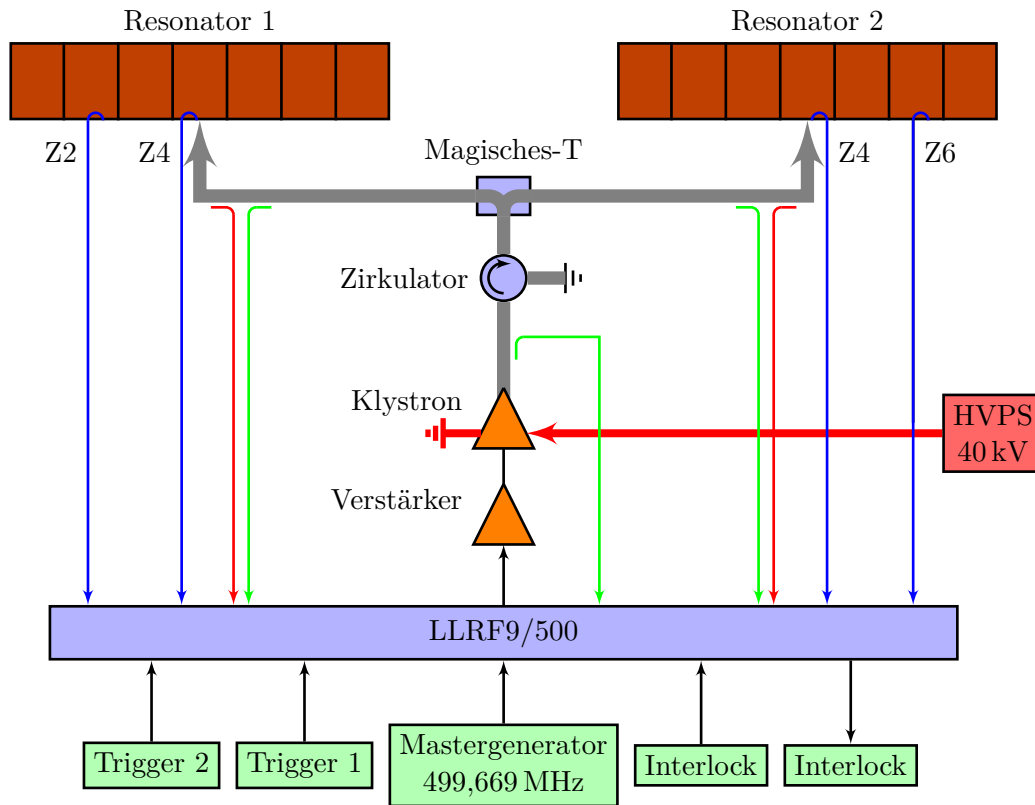


Abbildung 13.6: Schematischer Aufbau der neuen Hochfrequenzanlage.

Resonanzfrequenzen und Shuntimpedanzen der einzelnen Moden der Resonatoren von äußeren Einflüssen wie Temperatur oder Stellung der Abtimmstempel zu erfassen.

Abbildung 13.9 zeigt die mit der Störkörpermessung bestimmte Resonanzfrequenzverschiebung und daraus resultierende Feldverteilung der TM_{010} -Fundamentalmode eines siebenzelligen PETRA-Resonators. Damit ergibt sich eine Shuntimpedanz von etwa

$$R_S = 18,5 \text{ M}\Omega, \quad (13.10)$$

die aufgrund des Fehlens der Abtimmstempel und der daraus resultierenden Fehlanpassung der Resonanzfrequenzen der Zellen 2 und 6 im diesem Messaufbau deutlich kleiner als der Literaturwert von $23 \text{ M}\Omega$ ausfällt. Mit dem Werkzeug der Störkörpermessung ist es damit möglich, die Moden der siebenzelligen Resonatoren insbesondere in Abhängigkeit der Position der Abtimmstempel zu untersuchen.



Abbildung 13.7: Klystronstrahl der neuen Hochfrequenzanlage im Aufbau mit (von links nach rechts) Hochspannungstransformator, Gleichrichter, Siebkette und Klystron.

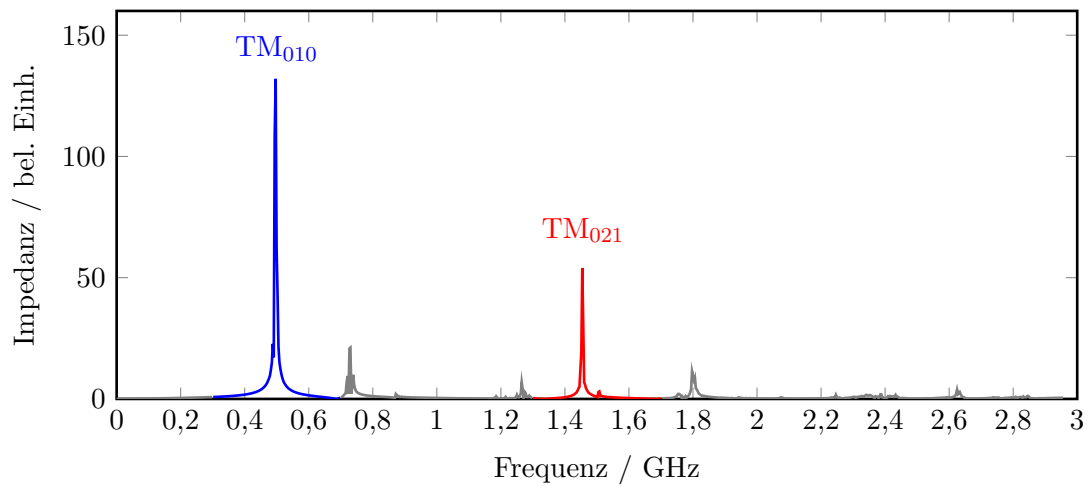


Abbildung 13.8: Mit CST Particle Studio berechnetes Impedanzspektrum eines siebenzelligen PETRA-Resonators.

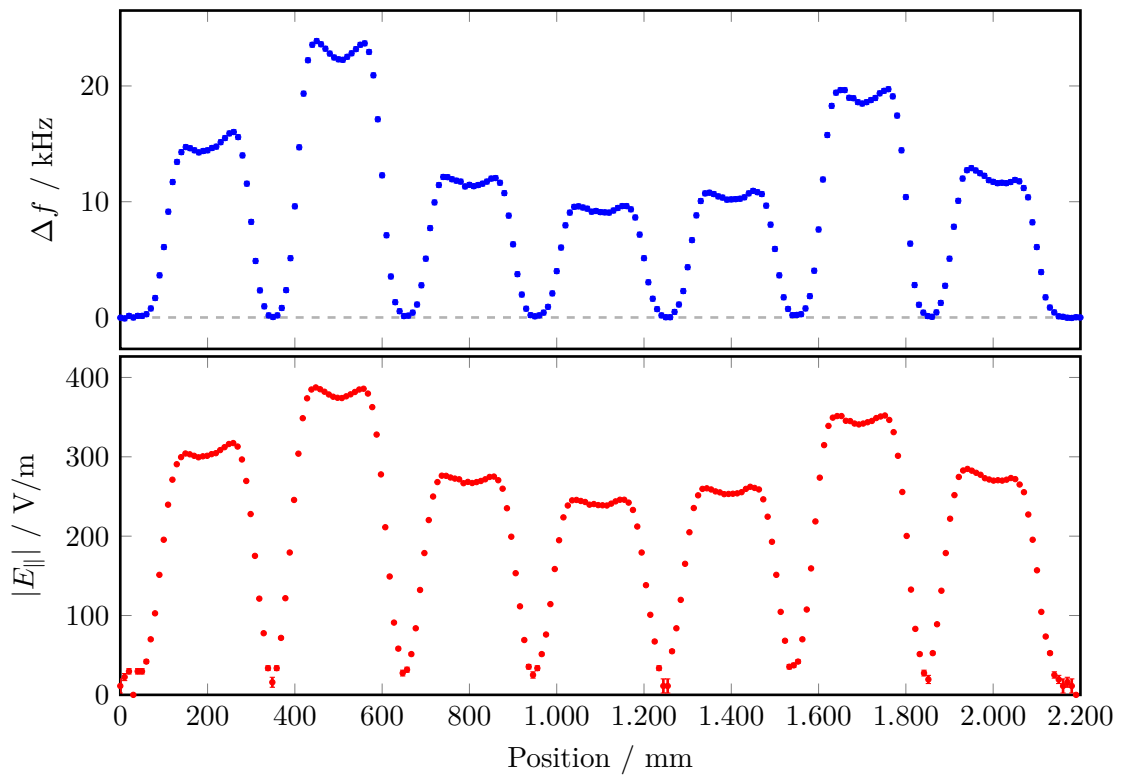


Abbildung 13.9: Aus der Störkörpermessung bestimmte Frequenzverschiebung und elektrische Feldstärke der TM_{010} -Mode entlang der Strahlachse eines siebenzelligen PETRA-Resonators bei einer Eingangsleistung von 6 dBm.

Studien zu Koppelimpedanzen der Strahlkammer

Die Amplitude im Stretcherring auftretender Multi-Bunch-Moden hängt neben den Parametern des Elektronenstrahls von den Koppelimpedanzen der Vakuumkammer ab, vergleiche Kapitel 4.1. Um diese Kopplung und damit das Auftreten möglicher Multi-Bunch-Instabilitäten zu minimieren, wurde die Geometrie einiger Komponenten des Vakuumsystems im Stretcherring überarbeitet.

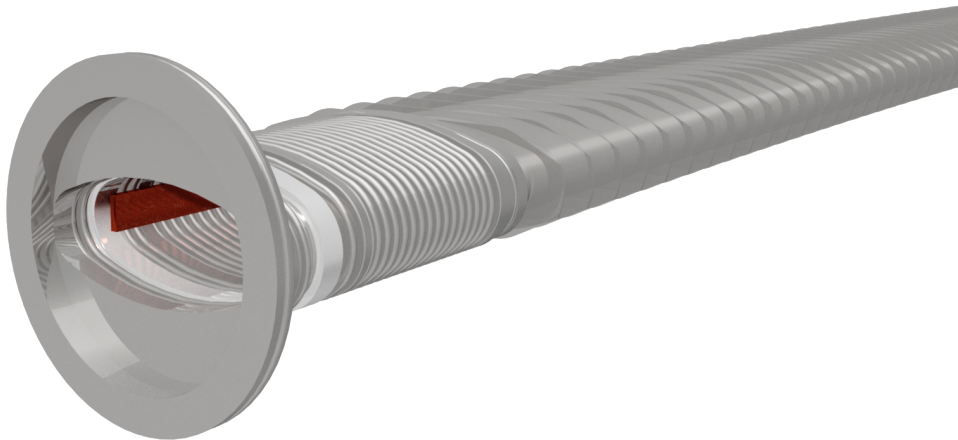


Abbildung 14.1: Ausschnitt der Vakuumkammer eines Dipolmagneten des Stretcherrings mit keramischer Unterbrechung und Mikroresonatorflansch.

Hierzu zählen insbesondere die in den ELSA-Dipolmagneten verbauten Vakuumkammern. Da der Stretcherring mit einer schnellen Energie- und damit Magnetfeldrampe betrieben wird, bilden sich durch das zeitlich veränderliche Magnetfeld der Dipolmagnete Wirbelströme in der leitenden Kammerwand aus. Diese Wirbelströme erzeugen ein Magnetfeld, das sich dem Dipolfeld überlagert und auf den Elektronenstrahl wirkt. Um diesen Effekt zu minimieren, wurden die Dipolkammern aus dünnwandigem Edelstahl mit einer Wandstärke von $300\ \mu\text{m}$ gefertigt. So wird die Bildung von Wirbelströmen in der Vakuumkammer und damit eine Felddeformation des Dipolfeldes reduziert [Kei00], wobei die mechanische Stabilität bei Belastung im Vakuumbetrieb sichergestellt ist. Abbildung 14.1 zeigt einen Ausschnitt einer solchen Vakuumkammer.

An beiden Enden befinden sich hier keramische Isolatoren, die verbleibende auftretende Wirbelströme innerhalb der Kammerwand vom restlichen Vakuumsystem isolieren sollen. Damit ergibt sich jedoch eine Unstetigkeit in der Leitfähigkeit der Kammer, die zu einer Unterbrechung des durch den Elektronenstrahl mitgeführten Wandstroms führt. Dies führt zu Wakefeldern, die auf nachfolgende Elektronenpakete wirken und damit zu kohärenten Oszillationen der Pakete führen können. Darüber hinaus erlaubt die für Hochfrequenzfelder nahezu transparente Keramik die Ausbreitung von Hochfrequenzwellen außerhalb der Vakuumkammer. Damit gelangen Signale aus dem Frequenzspektrum des gespeicherten Elektronenstrahls nach außen. In Summe aller Kammern der 24 Dipolmagnete bilden sich so 48 Hochfrequenzsender, die im Strahlbetrieb empfindliche Elektronik, die im Stretcherring und dessen Tunnel installiert ist, stören können. Dies führt beispielsweise zu Fehlmessungen der Umgebungstemperatur, was zu einer Fehlfunktion der Stabilisierung und damit einer Temperaturänderung des Beschleunigtunnels führen kann. Ab einem Strahlstrom von etwa 100 mA kommt es auch zu Störungen der Durchflussmesser einiger Kühlwasserversorgungen, wodurch fälschlicherweise eine Verminderung des Kühlwasserflusses registriert wird und eine Sicherheitsabschaltung der Stromversorgung der Magnete des Stretcherrings ausgelöst wird.

Die Endflansche der Dipolkammern bilden zudem durch eine zylinderförmige Aussparung in der Endfläche Hohlraumresonatoren, die durch den Elektronenstrahl angeregt werden können. Diese Mikroresonatoren besitzen eine Länge von 10 mm und einen Durchmesser von 102 mm. Damit beträgt die Resonanzfrequenz ihrer Fundamentalmode circa 2,755 GHz. Sowohl die keramischen Unterbrechungen als auch die Mikroresonatoren verursachen longitudinale elektrische Felder, die zu einer longitudinalen Kopplung und damit Multi-Bunch-Instabilitäten des Elektronenstrahls führen können. Um die Hochstromtauglichkeit des Stretcherrings zu gewährleisten, wurden sowohl die Einflüsse der keramischen Isolatoren als auch der Mikroresonatoren der Endflansche durch den Einbau von Hochfrequenzbrücken beseitigt.

14.1 Grenzfrequenz der Vakuumkammer

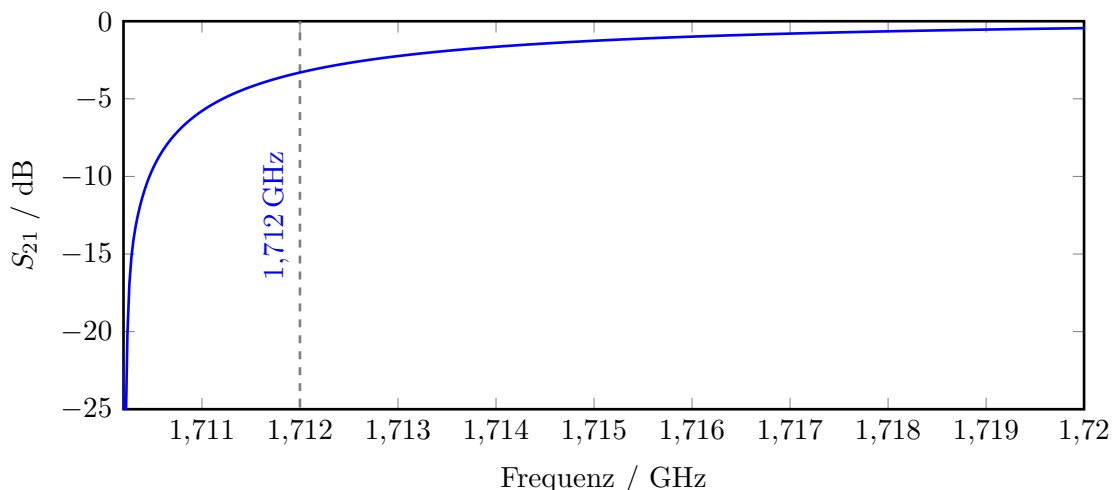


Abbildung 14.2: Mit CST berechnetes Transmissionsverhalten der elliptischen Vakuumkammer.

Welche Geometrien im Vakuumkammersystem zu resonantem Anschwingen elektromagneti-

scher Felder führen können, wird unter anderem durch die Grenzfrequenz der Vakuumkammern bestimmt. Wie bereits in Kapitel 3.1 eingeführt, stellt die Grenzfrequenz die kleinstmögliche Ausbreitungsfrequenz im Hohlleiter dar. Fasst man die elliptische Vakuumkammer des Stretcherrings als Wellenleiter auf, so existiert auch hier eine minimale Frequenz einer laufenden Welle. Aufgrund der komplexen Geometrie des elliptischen Kammerprofils kann die Grenzfrequenz hier nicht mehr analytisch bestimmt werden. Stattdessen wurden die Maxwellgleichungen mithilfe von CST Microwave Studio numerisch gelöst, um so das Frequenzverhalten der Vakuumkammern abbilden zu können. Hierzu wird die Geometrie einer Kammer endlicher Länge nachgebildet und ein Hochfrequenzsignal variabler Frequenz an einer Seite eingekoppelt. Abbildung 14.2 zeigt das Transmissionsverhalten der Vakuumkammer in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz.

Ab einer Grenzfrequenz von circa 1,712 GHz findet eine Wellenausbreitung entlang der elliptischen Vakuumkammer statt. Damit bildet das Strahlrohr für Resonatormoden, deren Resonanzfrequenz oberhalb dieser kritischen Frequenz liegt, eine zusätzliche externe Last, die die Güte der Mode reduziert und einen Teil deren Schwingungsenergie im Strahlrohr dissipiert. Moden, deren Resonanzfrequenz unterhalb der kritischen Frequenz liegt, erfahren hingegen keine Dämpfung durch die Strahlkammer. Insbesondere die in Kapitel 5 vorgestellte TM_{021} -Mode der fünfzelligen PETRA-Resonatoren besitzt eine Resonanzfrequenz unterhalb der Grenzfrequenz und wird daher nicht durch die Vakuumkammer gedämpft. Darüber hinaus sind im Bereich der PETRA-Resonatoren überwiegend Strahlrohre mit rundem Querschnitt und einem Radius von 50 mm verbaut. Deren Grenzfrequenz liegt leicht oberhalb der Grenzfrequenz der elliptischen Kammer und beträgt etwa 1,76 GHz.

14.2 Koppelimpedanzen und Überbrückung der keramischen Isolatoren

Zur Analyse der Einflüsse der keramischen Unterbrechungen der Dipolkammern wird ihre longitudinale Wakeimpedanz nach Gleichung (4.8) bestimmt. Hierzu wird durch das numerische Simulationsprogramm CST Particle Studio eine Ladungs- und damit elektromagnetische Feldverteilung simuliert, die der eines Elektronenpakets im Stretcherring entspricht. Beim schrittweisen Durchgang des Teilchenpakets durch eine vorgegebene Geometrie wird dabei jeweils die resultierende Feldstärke und damit das dreidimensionale Wakepotential bestimmt als, vergleiche [WW92],

$$\mathbf{W}(r, s) = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\mathbf{E}(r, z, t) + c \cdot \mathbf{e}_z \times \mathbf{B}(r, z, t) \right]_{t=(s+z)/c} dz. \quad (14.1)$$

Hier bezeichnet r den transversalen Abstand der Probeladung von der longitudinalen Achse, s den longitudinalen Abstand der Probeladung zum anregenden Bunch mit der Ladung q , \mathbf{E} und \mathbf{B} die elektrische beziehungsweise magnetische Feldstärke und \mathbf{e}_z den Einheitsvektor in z -Richtung. Die Fouriertransformierte des Wakepotentials liefert schließlich die Wake- oder Koppelimpedanz, die nach Normierung auf die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung des Teilchenpakets unabhängig von der zugrundeliegenden Bunchlänge ist.

Abbildung 14.3 zeigt eine solche Keramikeinheit einer Dipolkammer, die an zwei Wellbälgen befestigt wurde. Die Geometrie dieser Einheit wurde in der im Folgenden beschriebenen Simulation genutzt. In Abbildung 14.4 ist das berechnete longitudinale Wakepotential gegen die Zeit seit Eintreffen des verursachenden Bunches dargestellt. Durch die Unterbrechung des



Abbildung 14.3: Keramische Isolationen der Vakuulkammern der Dipolmagnete im Stretcherring.

Ladungsflusses des durch den Bunch mitgeführten Wandstroms wird eine Spannung über der kapazitiven Keramik erzeugt, die sich binnen weniger ns reduziert.

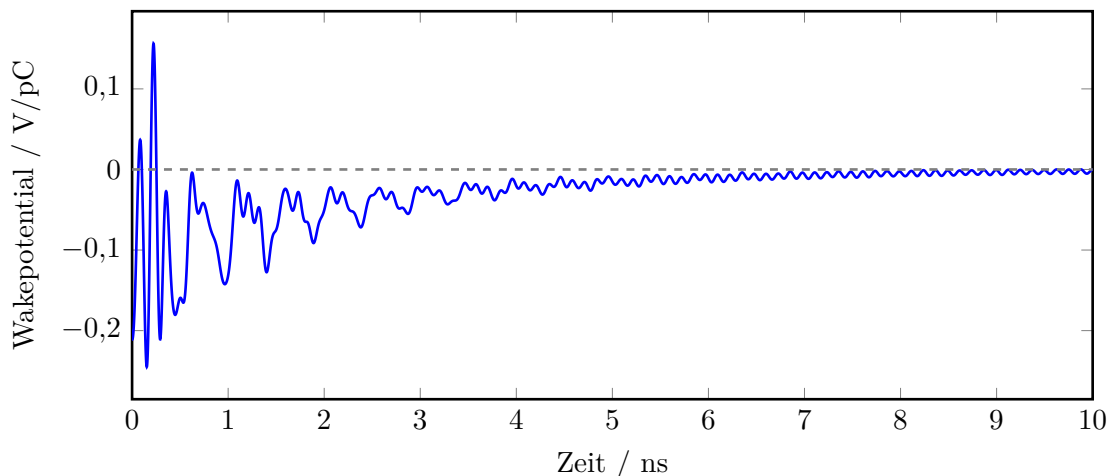


Abbildung 14.4: Mit CST berechnetes longitudinales Wakepotential der elliptischen Keramikunterbrechung.

Aus dem fouriertransformierten Wakepotential ergibt sich die charakteristische Wakeimpedanz oder Koppelimpedanz der zugrundeliegenden Geometrie. Die Real- und Imaginäranteile der Koppelimpedanz der keramischen Unterbrechung sind in Abbildung 14.5 dargestellt. Hier bildet sich durch die galvanische Isolation ein nichtverschwindender reeller Widerstand bei kleinen Frequenzen. Darüber hinaus wirkt die Unterbrechung kapazitiv, wodurch eine negative imaginäre Impedanz bei kleinen Frequenzen entsteht. Bei etwa 2,1 GHz bildet sich eine breitbandige Resonanz, bei der die Unterbrechung als resonanter Hochfrequenzsender fungiert.

Zur Reduzierung der Einflüsse der keramischen Unterbrechungen auf die Strahldynamik und die Elektronik im Stretcherring wurden elektrisch leitfähige Hochfrequenzfedern entwickelt, die im Innenraum der keramischen Isolation montiert wurden. Diese Federn bestehen aus einer biegsamen Kupfer-Berillium-Legierung, die die Montage entlang der elliptisch geformten Innenseite

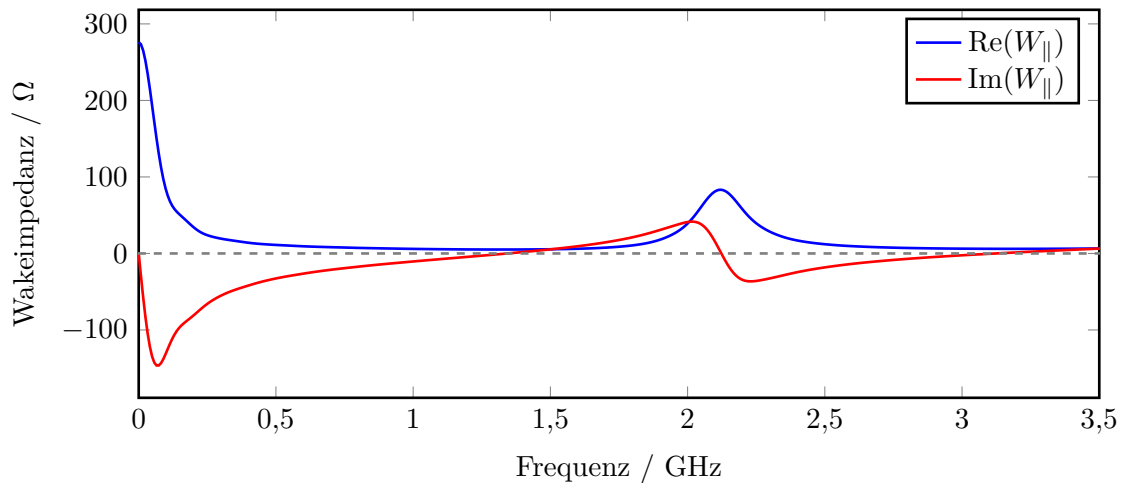


Abbildung 14.5: Mit CST berechnete longitudinale Wakeimpedanz der elliptischen Keramikunterbrechung.

der Keramikisolation erlaubt. Dies führt zu einer galvanischen Verbindung beider Balghälften, wodurch der Wandstrom die Keramikisolation überwinden kann. Eine technische Zeichnung der Federüberbrückung findet sich in Abbildung A.2.

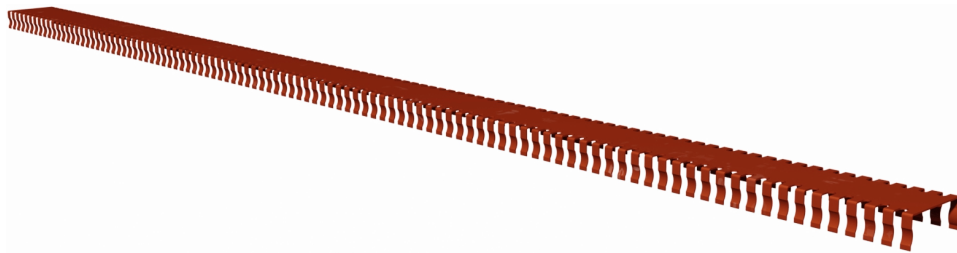


Abbildung 14.6: Hochfrequenzfedern zur Überbrückungen der keramischen Isolationen der Vakuumkammern der Dipolmagnete im Stretcherring.

Abbildung 14.6 zeigt eine Hochfrequenzfeder, wie sie in allen Dipolkammern des Stretcherrings montiert wurden. Der Träger mit einer Materialstärke von 0,2 mm passt sich dabei der Kontur der Keramikisolation an. Die um 90° gebogenen Klammern sorgen für einen elektrischen und mechanischen Kontakt mit den elektrisch leitenden Bälgen, indem sie sich durch Verspannen um die auf beiden Seiten der Keramik vorhandene Lötverbindung zwischen Balgeinheit und Keramik legen.

Abbildung 14.7 zeigt eine in der Keramikeinheit montierte Überbrückung. Die resultierende berechnete Wakeimpedanz ist in Abbildung 14.8 dargestellt. Aus dieser geht hervor, dass sowohl der kapazitive als auch der resonante Anteil des Koppelimpedanzspektrums durch die Federüberbrückung eliminiert wurde. Dadurch reduziert sich ebenso die Abklingzeit der elektromagnetischen Felder im Kammerinneren und so die Beeinflussung nachfolgender Elektronenpakete.

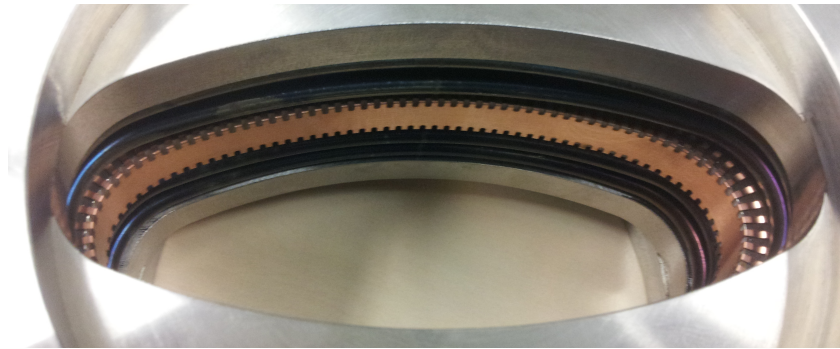


Abbildung 14.7: Montierte Federüberbrückung im Testaufbau mit einer Keramikeinheit.

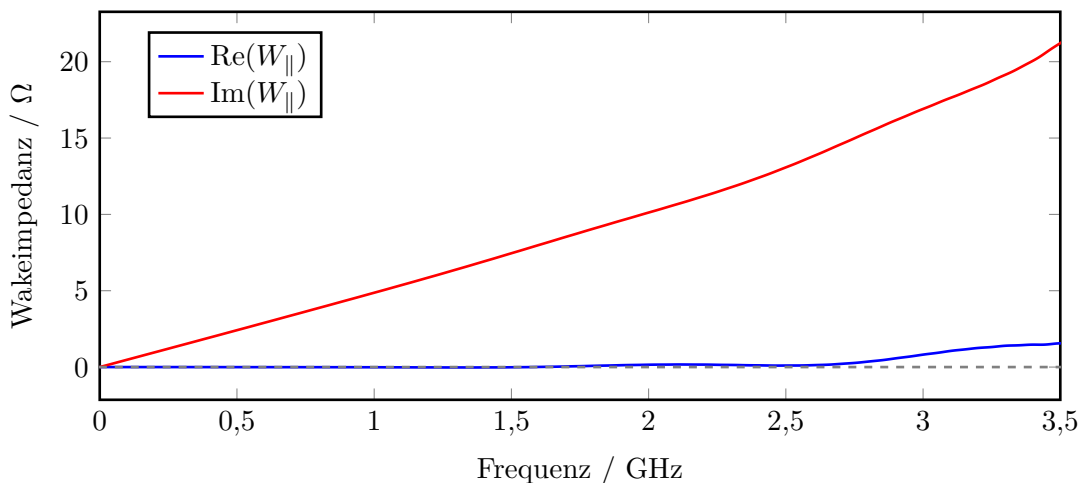


Abbildung 14.8: Mit CST berechnete longitudinale Wakeimpedanz der elliptischen Keramikunterbrechung mit Überbrückung.

14.3 Koppelimpedanzen und Überbrückung der Kammerflansche

Im Gegensatz zu den keramischen Isolatoren bilden die Mikroresonatoren der Endflansche der Vakuumkammern der Dipolmagnete im Stretcherring schmalbandige Hohlraumresonatoren. Analog zur Impedanzberechnung der Kermikisolatoren, vergleiche Kapitel 14.2, kann auch die Impedanz dieser Resonatoren numerisch bestimmt werden. Als Berechnungsgrundlage dient dabei die in Abbildung 14.9 gezeigte Geometrie, bestehend aus dem Endflansch einer Dipolkammer und der gegenüberliegenden Anschlusskammer. Hier ist zu beachten, dass die Resonanzfrequenz der Grundmode des Mikroresonators über der Grenzfrequenz der elliptischen Vakuumkammer liegt. Aus diesem Grund wurde die Geometrie beidseitig durch Anbringen einer elliptischen Kammer erweitert, um die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle und damit die zusätzliche Dämpfung in der elliptischen Kammer berücksichtigen zu können.

Das resultierende longitudinale Impedanzspektrum ist in Abbildung 14.10 dargestellt. Zu erkennen ist eine schmalbandige Resonanz mit einer reellen Resonanzimpedanz von circa 45 kΩ. Durch die große Anzahl an Mikroresonatoren im Stretcherring bildet sich so in Summe ein longitudinaler Impedanzbeitrag von etwa 2,16 MΩ zum Impedanzbudget. Dies entspricht etwa der doppelten Impedanz der instabilitätsverursachenden TM_{021} -Mode der Beschleunigungsre-

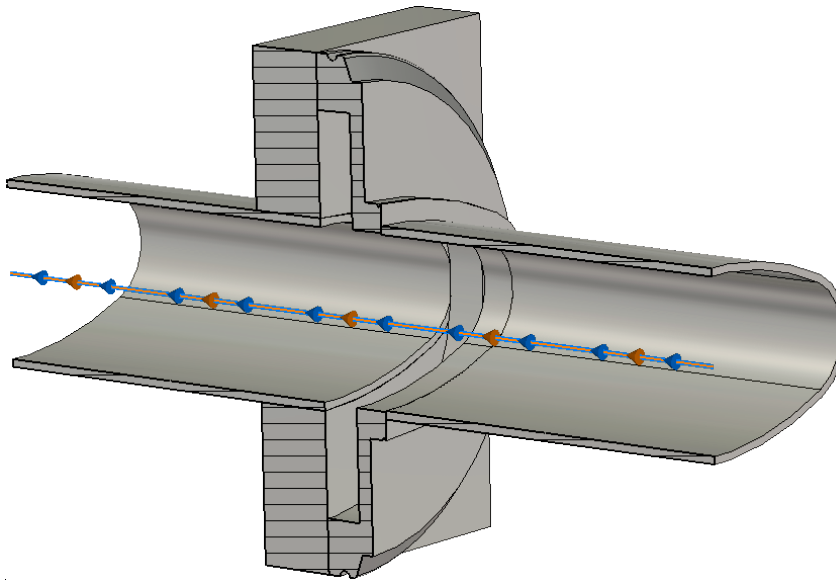


Abbildung 14.9: CST-Modell eines Mikroresonatorflansches einer Dipolvakuumkammer im Stretcher-ring.

sonatoren, vergleiche Kapitel 5.

Für einen stabilen Hochstrombetrieb muss dieser Beitrag zur Instabilitätsschwelle der longitudinalen Strahlbewegung kompensiert werden. Hierzu dienen speziell aus Aluminium gefertigte Überbrückungen, die an die elliptische Geometrie beider Strahlrohransätze der Mikroresonatoren anschließen. Abbildung 14.11 zeigt eine solche Brücke, die jeweils in der oberen und unteren Hälfte des zylinderförmigen Hohlraums eingebracht werden. Die erkennbare Ausfräsung entlang der elliptisch geformten Kante der Brücke dient als Halterung einer elektrisch leitenden Spiralfeder, die hier als mechanischer und damit elektrischer Kontakt zwischen Flansch und Brücke dient. Durch Verschraubung an den sich den Dipolkammern anschließenden ebenen Flanschen lässt sich so der resonante Hohlraum ausfüllen. Abbildung 14.12 zeigt eine schematische Darstellung einer Dipolkammer mit angebrachten Überbrückungen.

Durch den Einsatz dieser Brücken lässt sich der Wandstrom entlang des elliptischen Profils zwischen Flanschen und Brücke führen, sodass der Einfluss der Mikroresonatoren und damit deren Beitrag zum Impedanzspektrum verschwinden.

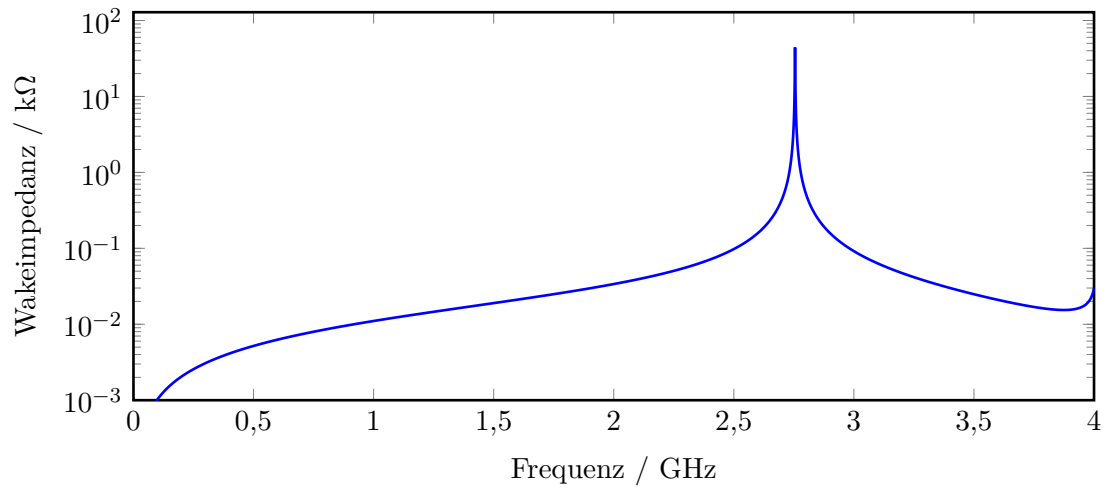
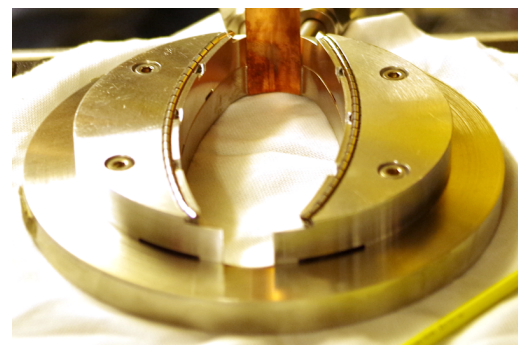


Abbildung 14.10: Mit CST berechnetes Spektrum der longitudinaler Wakeimpedanz eines hinterdrehten Flansches.



(a) Konstruktionsmodell



(b) Auf einem Gegenflansch der Dipolkammer montierte Brücke mit Hochfrequenzfedern

Abbildung 14.11: Aluminiumbrücke zur Kompensation des Einflusses der Mikroresonatoren der Kammerflansche.

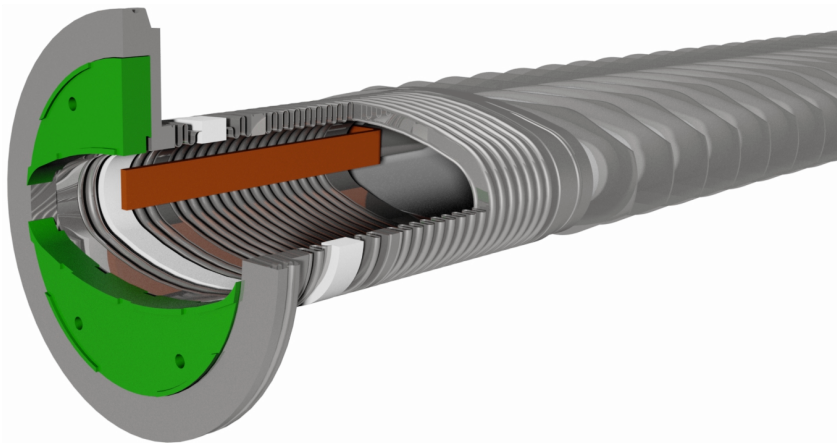


Abbildung 14.12: Schnittansicht einer Dipolkammer mit ausgefülltem Mikroresonator, zu erkennen sind außerdem die zum Schutz der Keramik vor der im Dipolmagneten entstehenden Synchrotronstrahlung eingebauten und wassergekühlten Kupferkühlfinger, die über die Keramik hinausragen.

Ein Hochstrom- und Single-Bunch-Injektor für ELSA

Um das makroskopische Tastverhältnis auch bei Erhöhung des Strahlstromes an den beiden Hadronenphysikexperimentierplätzen konstant halten zu können, darf die erforderliche Injektionszeit des Stretcherrings im Hochstrombetrieb nicht verlängert werden. Zu diesem Zweck wurde der neue Hochstrominjektor LINAC 1 konzipiert, der die Injektionseffizienz in das Booster-Synchrotron verbessert und durch einen gesteigerten maximalen Strahlstrom die gewünschte Injektionsrate in den Stretcherring bereitstellt. Eine detaillierte Beschreibung des LINAC 1 findet sich in [Kla11]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Hochfrequenzsystem des LINAC 1 vollständig überarbeitet sowie ein Konzept zur Akkumulation eines Single-Bunches im Stretcherring entwickelt.

Die Auslegung des LINAC 1 erlaubt es, lediglich ein einzelnes Bucket des Booster-Synchrotrons und damit des Stretcherrings zu füllen. Dieser sogenannte Single-Bunch-Betrieb dient der Untersuchung von Hochstrom- und Single-Bunch-Instabilitäten im Stretcherring, vergleiche Kapitel 4, und kann darüber hinaus zur Erzeugung beliebiger Füllstrukturen genutzt werden.

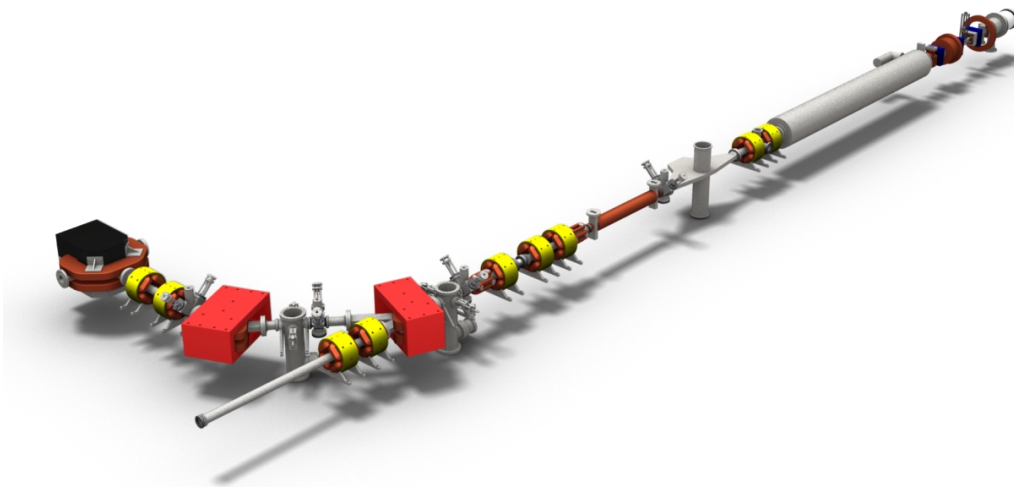


Abbildung 15.1: Gesamtansicht des neuen Single-Bunch- und Hochstrominjektors LINAC 1.

Eine Übersicht über den Linearbeschleuniger und den Einlenkweg zum Booster-Synchrotron bietet Abbildung 15.1. Die thermische Elektronenquelle generiert einen gepulsten Elektronenstrahl, der durch die angelegte statische Hochspannung auf eine Strahlenergie von 90 keV beschleunigt wird. Die nachfolgende Bunchersektion dient der Steigerung der Injektionseffizienz in die Linearbeschleunigerstruktur. Sie besteht aus einem subharmonischen Resonator, der mit einer Resonanzfrequenz von etwa 500 MHz als Pulsformer die Elektronenpakete phasenstarr an die Hochfrequenzsysteme des Booster-Synchrotrons und des Stretcherrings angebunden ist. Die durch diesen sogenannten Prebuncher dem Elektronenstrahl aufgeprägte Energiemodulation führt zu einer Laufzeitmodulation, wodurch sich am Eingang des nachfolgenden Wanderwellenbunchers Elektronenpakete ausbilden. Der Wanderwellenbuncher besteht aus vier gekoppelten Resonatorzellen, die, wie auch die Linearbeschleunigerstruktur selbst, auf eine Resonanzfrequenz der sechsfachen Hochfrequenz des Stretcherrings von circa 2,998 GHz optimiert sind. Hier wird die Länge der Elektronenpakete weiter komprimiert, sodass im nachfolgenden Linearbeschleuniger eine möglichst scharfe Energieverteilung entsteht. Um die Injektionseffizienz in das Booster-Synchrotron zu maximieren, schließt an den Linearbeschleuniger ein Energie-Kompressor-System an, das die Energieunschärfe des Elektronenstrahls unter die maximale Energieakzeptanz des Booster-Synchrotrons reduziert.

Da sowohl Prebuncher, Wanderwellenbuncher, auch Travelling Wave Buncher genannt, und Linearbeschleuniger phasenstarr an die Hochfrequenz des Stretcherrings gebunden sein sollen, wurde die bestehende Hochfrequenzinfrastruktur des LINAC 1 vollständig ersetzt. Im Folgenden werden die Anforderungen an den LINAC 1 sowie der Aufbau der neuen Hochfrequenzversorgung vorgestellt.

15.1 Anforderungen an den Injektor

Der Linearbeschleuniger LINAC 1 dient dem Booster-Synchrotron als Vorbeschleuniger. Aus diesem Grund müssen die Strahlparameter des erzeugten Elektronenstrahls auf die Akzeptanz des Booster-Synchrotrons optimiert werden. Die Transfereffizienz wird hier durch die Energieakzeptanz des Booster-Synchrotrons limitiert, die bei der Injektionsenergie von 20 MeV etwa 0,5 % beträgt [Krö09]. Die Energieunschärfe des Elektronenstrahls am Ausgang der Linearbeschleunigerstruktur beträgt dabei etwa 5 % [Kla11], sodass zur Steigerung der Injektionseffizienz ein Energie-Kompressor-System zur Reduzierung der Energieunschärfe um etwa eine Größenordnung notwendig wird.

Die Elektronenquelle des LINAC 1 verfügt über zwei Betriebsmodi, den Lang- und Kurzpulsbetrieb. Im Langpulsbetrieb werden Elektronenpulse mit einer zeitlichen Länge von 0,3 μ s bis 3 μ s und einem Maximalstrom von 900 mA generiert, die wahlweise zum Bestrahlungsplatz oder bei Pulslängen von maximal 1 μ s in das Booster-Synchrotron geleitet werden. Aufgrund der schnell rampenden Magnetfelder der Führungsmagnete des Booster-Synchrotrons auch während der Injektionsphase, vergleiche Kapitel 11.1, ist eine effiziente Injektion mit einem Elektronenstrahl fester Energie nur innerhalb eines Zeitfensters von circa 500 ns möglich [Mey12]. Der Kurzpulsbetrieb dient der Füllung einzelner Buckets im Linearbeschleuniger und damit im Stretcherring und wird auch als Single-Bunch-Modus bezeichnet. Die Pulslänge beträgt hierbei etwa 1 ns bei einem Strahlstrom von bis zu 1,5 A. Die Bunchlänge wird durch den Bunchingprozess so reduziert, dass ein einzelnes Bucket im Booster-Synchrotron gefüllt werden kann.

Wie das Booster-Synchrotron wird der LINAC 1 gepulst mit einer maximalen Wiederholrate von 50 Hz betrieben. Beliefert der LINAC 1 das Booster-Synchrotron als Injektor, so ist die

Pulserzeugung an die Magnetfeldrampe des Booster-Synchrotron gekoppelt. Eine detaillierte Beschreibung dieses Betriebsmodus findet sich in Kapitel 15.5.

15.2 Energie-Kompressor-System am LINAC 1

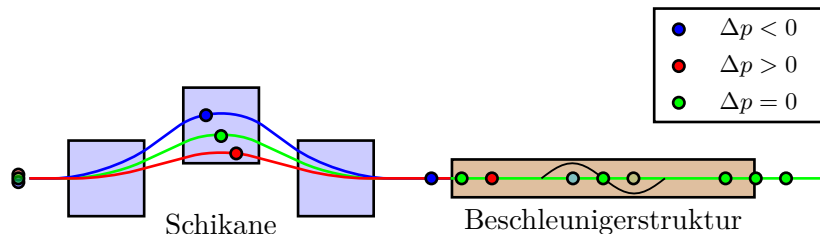


Abbildung 15.2: Funktionsprinzip des Energie-Kompressor-Systems mit dispersiver Strecke und Nachbeschleunigerstruktur.

Das Energie-Kompressor-System am LINAC 1 basiert auf einer magnetischen dispersiven Strecke in Kombination mit einer Hochfrequenzlinearbeschleunigerstruktur. Abbildung 15.2 zeigt das Prinzip der Energiekomprimierung. Nach Verlassen des Linearbeschleunigers durchläuft der Elektronenstrahl eine aus drei Dipolmagneten bestehende Dispersionsstrecke. Hier wird durch die impulsabhängige Ablenkung der Elektronen die Energieunschärfe in eine longitudinale Positionsverteilung der Elektronenbunche übersetzt. Die nachfolgende Beschleunigung in der Hochfrequenzstruktur erfolgt durch das Hochfrequenzwechselfeld in Abhängigkeit der longitudinalen Position. Damit kann in Abhängigkeit der Hochfrequenzphase relativ zum Ladungsschwerpunkt des Elektronenpakets und der Ablenkstärke der Dipolmagnete die Energieschärfe um bis zu einer Größenordnung reduziert werden. Eine detaillierte Beschreibung des Energie-Kompressor-Systems des LINAC 1 findet sich in [Krö09].

Zur Nachbeschleunigung im Energie-Kompressor-System dient eine aus 26 Zellen bestehende Linearbeschleunigerstruktur, gefertigt durch die Firma Research Instruments [Ins14]. Ihre Resonanzfrequenz ist auf die Resonanzfrequenz des Linearbeschleunigers von 2,998 GHz und damit auf das sechsfache der Hochfrequenz des Stretcherrings abgestimmt. Abbildung 15.3 zeigt die Travelling-Wave-Struktur, die über zwei Hohlleiteranschlüsse mit dem Hochfrequenzsystem des Linearbeschleunigers verbunden wird. Die nominelle Beschleunigungsspannung, die durch den Nachbeschleuniger erzeugt wird, beträgt etwa 1 MV zur optimalen Energiefokussierung des Elektronenstrahls und zur Maximierung der Injektionseffizienz in das Booster-Synchrotron [Krö09].

15.3 Ein neues Hohlleitersystem für den LINAC 1

Um eine phasenstarre Kopplung der Elektronenpakete an die Hochfrequenz der Booster-Synchrotrons zu erzielen, müssen die Hochfrequenzsysteme des LINAC 1 und Booster-Synchrotrons durch den gemeinsamen Hochfrequenzgenerator des Stretcherrings betrieben werden. Damit ergibt sich die Anforderung einer in Amplitude und Phase einstellbaren Hochfrequenzverteilung zum Betrieb der Buncher-, Linac- und Energie-Kompressor-Struktur. Die drei Hochleistungskomponenten Wanderwellenbuncher, Linac und Energie-Kompressor-Struktur werden dabei durch ein gemeinsames Klystron mit Hochfrequenzleistung versorgt. Die Hochfrequenzverteilung

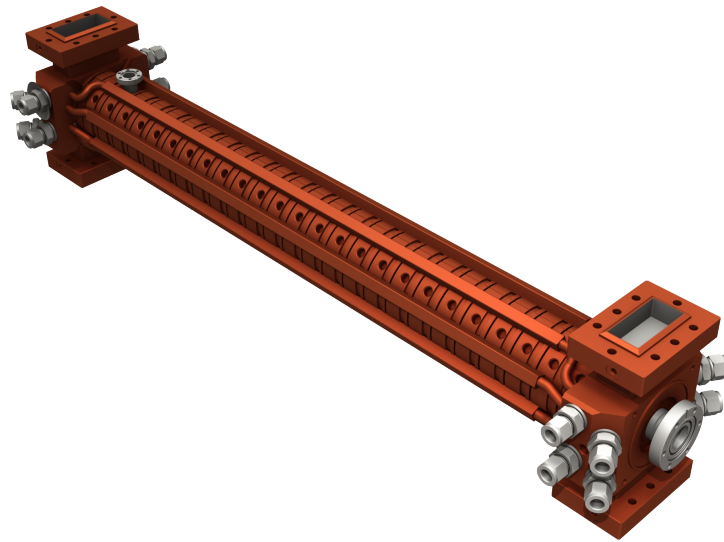


Abbildung 15.3: 26-zellige Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems [Keu13].

sowie Amplituden- und Phasen Anpassung muss damit im sich anschließenden Hohlleitersystem stattfinden. Hierzu wurde ein hybridbasiertes Hohlleitersystem auf Basis des in Kapitel 3.1 vorgestellten Standards WR284 entwickelt, das Hochfrequenzsignale mit einer maximalen Pulsleistung von 30 MW auf drei Rezipienten verteilen und Amplitude und Phase der eingespeisten Hochfrequenzwellen individuell variieren lässt. Aufgrund der hohen elektrischen Feldstärken, die sich bei Pulsleistungen bis 30 MW im Hohlleiter ausbilden, wird das gesamte neue Hohlleitersystem im Ultrahochvakuum¹ betrieben. Damit ergibt sich als zusätzliche Anforderung an die verwendeten Hohlleiterkomponenten die Dichtigkeit zum Einsatz im UHV-Bereich, erspart jedoch den Einsatz von Koppelfenstern zur Trennung des Hohlleitersystems vom Vakuumsystem der Rezipienten.

Im Folgenden werden die zur Amplituden- und Phasensteuerung verwendeten Hohlleiterkomponenten vorgestellt und ihre Einsatzfähigkeit am LINAC 1 durch numerische Simulationen untersucht.

15.3.1 3 dB-Hybridkoppler

Die hier verwendeten 3 dB-Hybride, vergleiche Kapitel 3.2.3, wurden von der Firma Research Instruments entwickelt. Abbildung 15.4 zeigt die hohlleiterbasierten Koppler, die über zwei parallele und zwei gegenüberliegende Hochfrequenzanschlüsse verfügen [Keu13]. Wie das gesamte Hohlleitersystem wurden auch die Hybride aus OFHC-Kupfer gefertigt, sodass die Verluste beim Hochfrequenztransport und damit eine Erwärmung der Hohlleiterkomponenten im Betrieb minimiert werden.

Da die interne Geometrie der 3 dB-Koppler unbekannt ist, wurde zur numerischen Simulation mit CST Microwave Studio der im Folgenden verwendeten zusammengesetzten Komponenten wie Amplituden- und Phasensteller eine eigens entwickelte Version eines Hybridkopplers genutzt. Dieser Koppler, dargestellt in Abbildung 15.5, basiert auf dem Prinzip eines schlitzgekoppelten Hohlleiterpaares, wobei die Länge des Koppelschlitzes, der beide Hohlleiterstränge

¹ Ultrahochvakuum, kurz UHV, bezeichnet den Druckbereich zwischen $1 \cdot 10^{-7}$ mbar und $1 \cdot 10^{-10}$ mbar.

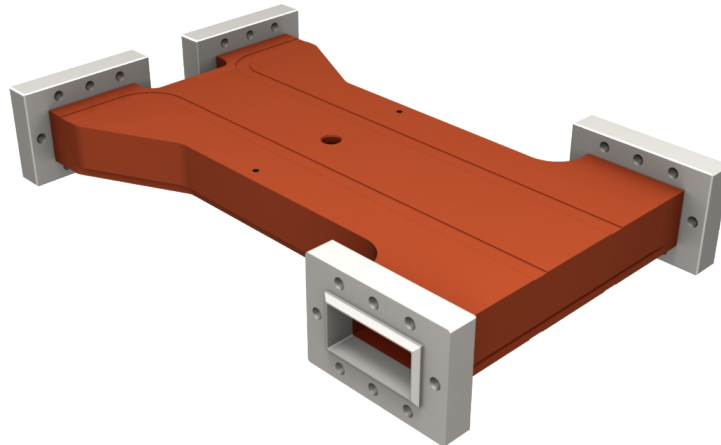


Abbildung 15.4: 3 dB-Hybrid zur Leistungs- und Amplitudenreglung im Hohlleitersystem.

verbindet, so angepasst wurde, dass die Hälfte der an einem Eingang eingekoppelten Hochfrequenzleistung in den jeweils anderen Strang transmittiert wird. Abbildung 15.6 zeigt die mit CST Microwave Studio berechnete Amplitude eines eingekoppelten elektrischen Feldes, das zu gleichen Anteilen auf beide Ausgänge des Kopplers aufgeteilt wird.

Damit ergibt sich die in Abbildung 15.7 dargestellte elektrische Leistungsdichte bei Einkopplung eines Hochfrequenzsignals in den Hybrid. Mit dieser Kenntnis lässt sich die Streumatrix bestimmen, die in Abbildung 15.8 in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz gezeigt ist. Auf der Betriebsfrequenz von circa 3 GHz ergibt sich hier eine Transmission, die für beide Stränge etwa -3 dB beträgt. Die Isolation gegen Reflexionen im Hybridkoppler steigt dabei auf über 50 dB. Damit eignet sich der Hybrid zur Aufspaltung und Rekombination von Hochfrequenzsignalen hoher elektrischer Leistungen. Beträgt die Phasendifferenz zweier eingespeister Hochfrequenzsignale gleicher Amplitude 90° , so wird die elektrische Leistung vollständig zu einem Ausgangsport kombiniert.

15.3.2 Variable Hohlleiterkurzschlüsse

Zur Anpassung der Hochfrequenzphase der elektromagnetischen Felder im Hohlleiter dienen variable Hohlleiterkurzschlüsse. Diese basieren auf einer Entwicklung der TU Dortmund [Ben98] und wurden zum Einsatz am LINAC 1 auf die Tauglichkeit im Ultrahochvakuum optimiert.

Abbildung 15.9 zeigt eine Schnittansicht eines solchen variablen Kurzschlusses. Eine elektrisch leitende Aluminiumplatte dient als Kurzschluss der transversal elektrischen Felder der Hohlleiterfundamentalmode TE_{01} am Hohlleiterende und führt somit zu Totalreflexion der Hochfrequenzwelle. Durch Variation der Position der Abschlussplatte kann die Phase der reflektierten Welle relativ zur einlaufenden verändert werden. Hierzu ist der Abschluss durch eine mechanische Vakuumdurchführung mit einem Linearmotor verbunden, der die ferngesteuerte Positionsänderung der Kurzschlussplatte durch das Kontrollsystem erlaubt.

Da sich aufgrund der hohen elektrischen Eingangsleistungen im Phasenschieber von bis zu 30 MW stehende Wellen hoher elektrischer Feldstärken im Kurzschluss ausbilden, wird zum Schutz der Abschlussplatte vor elektrischen Überschlügen eine periodische Fehlanpassung der Hohlleiterimpedanz durch einen elektrisch leitenden Aluminiumstab generiert. Jede Geometrieänderung des Hohlleiters in Ausbreitungsrichtung führt dabei zu partieller Reflexion der elektromagnetischen Welle und somit zur Abschwächung der transmittierten. Durch die Anordnung

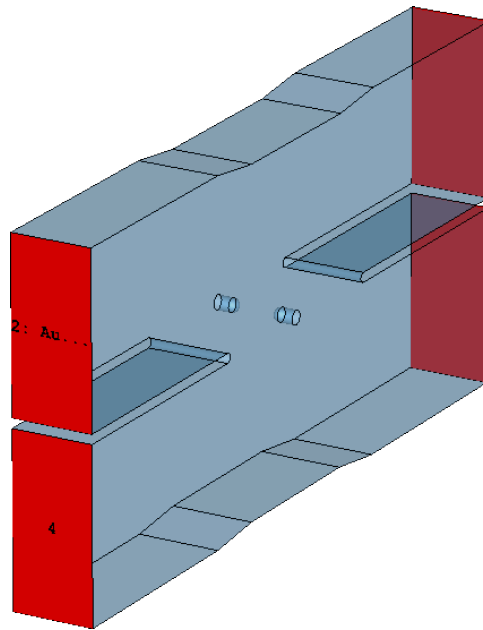


Abbildung 15.5: CST-Modell eines 3 dB-Hybrids; dargestellt ist die Geometrie des Hohlraums im Inneren des Kopplers, sowie in rot die Hochfrequenzein- und -ausgänge.

von drei solcher Störstellen im Abstand der halben Hohlleiterwellenlänge kann so die elektrische Feldstärke auf der Abschlussplatte reduziert werden. Der durch das Hochfrequenzwechselfeld induzierte Strom zwischen Abschlussplatte und Hohlleiterwand kann damit minimiert und damit eine Beschädigung der Mechanik verhindert werden [Ben98].

Abbildung 15.10 zeigt die so entlang der Fehlanpassung abnehmende elektrische Feldstärke der stehenden Welle im Inneren des variablen Kurzschlusses. Wie durch Abbildung 15.11 deutlich wird, sinkt dabei die Amplitude der elektrischen Feldstärke um etwa eine Größenordnung ab, bevor die Kurzschlussplatte erreicht wird. Da die Kurzschlussplatte nicht den gesamten Hohlleiterquerschnitt abdeckt, um so hohe Feldstärken zwischen Abschlussplatte und Hohlleiterwand zu vermeiden, wird hier ein Anteil der Hochfrequenzwelle von circa -40 dB transmittiert. Daher befindet sich hinter der Kurzschlussplatte ein mitgeführter Hochfrequenzabschluss,

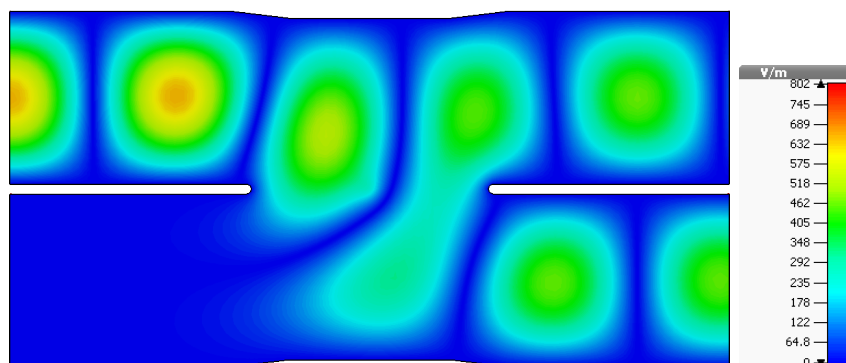


Abbildung 15.6: Betrag der elektrischen Feldverteilung bei Verwendung des 3 dB-Hybrids als Leistungsteiler oder -kombinierer.

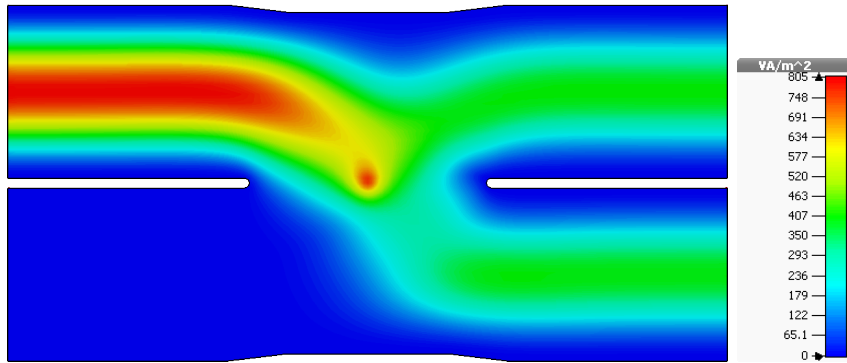


Abbildung 15.7: Leistungsfluss bei Verwendung des Hybrids als Leistungsteiler oder -kombinierer.

der durch elektrisch leitende Kontaktfedern eine Verbindung zur Hohlleiterwand aufbaut und somit zu Totalreflexion der verbleibenden Leistungskomponente führt.

Mit der Hohlleiterwellenlänge λ lässt sich der Phasenhub pro Wegstrecke l bestimmen aus

$$\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_{\text{theo}} = \frac{2 \cdot 2\pi}{\lambda} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} = 5,188^\circ/\text{mm}. \quad (15.1)$$

Hier bezeichnet λ_c die Grenzwellenlänge des Hohlleiters und λ_0 die Vakuumwellenlänge der eingekoppelten Hochfrequenz.

15.3.3 Variabler Phasenschieber

Zur Trennung der vor- und rücklaufenden Welle eines in den Kurzschluss eingespeisten Signals dient ein Hybridkoppler, an dessen Ausgängen jeweils ein Kurzschlusshohlleiter angeflanscht wird. Damit wird ein Eingangssignal durch den Hybrid auf beide Kurzschlüsse aufgeteilt, dort gleichsinnig phasenverschoben und anschließend im Hybridkoppler auf den zweiten freien Ausgang rekombiniert.

Abbildung 15.12 zeigt eine Momentaufnahme der elektrischen Feldstärke in einem solchen Phasenschieber. Da in den beiden Kurzschlusszweigen ausschließlich stehende Wellen vorhanden sind, ist der resultierende Leistungsfluss auf das Innere des Kopplers beschränkt.

Damit bildet ein Hybridkoppler in Kombination mit zwei gleichsinnig betriebenen variablen Hohlleiterkurzschlüssen einen variablen Phasenschieber für hohe Pulsleistungen im Hohlleitersystem.

Abbildung 15.13 zeigt den so einstellbaren Phasenhub des variablen Kurzschlusses in Abhängigkeit der Position der Kurzschlussplatte. Ein Verfahrensweg von 100 mm ist demnach ausreichend, um den gesamten Phasenbereich von 2π abdecken zu können.

15.3.4 Variabler Amplitudensteller

Basierend auf dem Prinzip des variablen Phasenschiebers lässt sich in Kombination mit zwei weiteren Hybridkopplern ein variabler Amplitudensteller konstruieren. Hierzu wird ein Eingangssignal zunächst durch einen Hybridkoppler in zwei Ausgangssignale gleicher Amplitude zerlegt. Durch den Einsatz eines Phasenschiebers in einem der beiden Ausgangszweige und anschließender Rekombination beider Signalwege in einem weiteren Hybrid lässt sich so abhängig

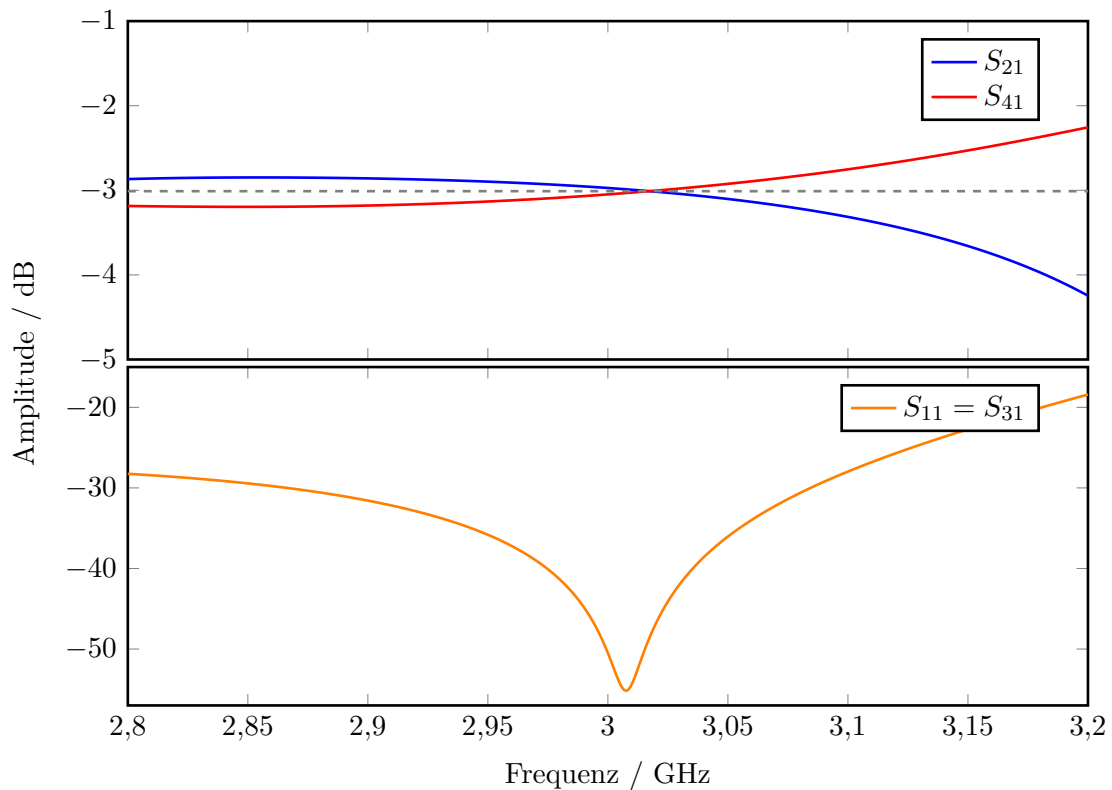


Abbildung 15.8: Mit CST Microwave Studio berechnete S -Parameter des Hybrids in Abhängigkeit der Frequenz des Eingangssignals.

von der eingestellten Phasendifferenz die Hochfrequenzleistung des Eingangs variabel auf beide Ausgangsarme aufteilen.

Abbildung 15.14 zeigt die zur Charakterisierung eines solchen Amplitudenstellers in CST Microwave Studio genutzte Geometrie. Zu erkennen sind drei Hybridkoppler, von denen zwei der Aufspaltung und Rekombination der Hochfrequenzsignale dienen. Der dritte Koppler dient in Kombination mit zwei variablen Kurzschlüssen als Phasenschieber, mit dem Signale einer der beiden Hohlleiterzweige in ihrer Laufzeit variiert werden können.

Basierend auf dem in Kapitel 15.3.2 vorgestellten Phasenschieber lässt sich so die normierte Ausgangsamplitude der beiden Hohlleiterarme angeben. Abbildung 15.15 zeigt die auf der numerisch bestimmten Phasendifferenz basierten Ausgangspegel des Amplitudenstellers in Abhängigkeit der eingestellten Kurzschlusspositionen beider Abschlüsse.

Betrachtet man die Leistungsdichte, dargestellt in Abbildung 15.16, so zeigt sich das beschriebene Verhalten. Durch den oberen Hybridkoppler wird ein Eingangssignal an einem Eingangsport in zwei Signale gleicher Amplitude aufgeteilt. Durch den variablen Phasenschieber wird das Signal einer der beiden sich anschließenden Hohlleiterzweige verzögert und im dritten Hybrid in Abhängigkeit der resultierenden Eingangsphasendifferenz auf beiden Ausgangsports rekombiniert.

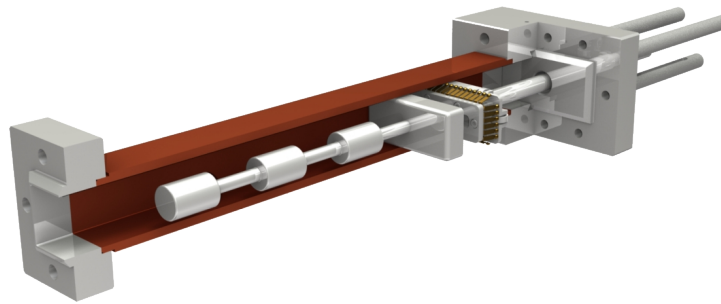


Abbildung 15.9: variabler Hohlleiterkurzschluss zur Amplituden- und Phasenregelung im Hohlleitersystem.

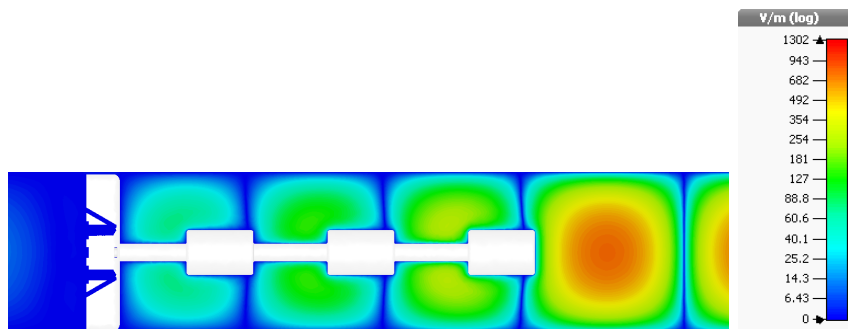


Abbildung 15.10: Mit CST Microwave Studio berechneter Betrag der elektrischen Feldstärke entlang des variablen Kurzschlusses.

15.3.5 Individuelle Amplituden- und Phasensteuerung

Durch den Einsatz variabler Amplituden- und Phasensteuerer im Hohlleitersystem lassen sich so die drei Rezipienten Travelling-Wave-Buncher, Linearbeschleuniger und Energie-Kompressor-System durch einen gemeinsamen Hochfrequenzsender mit separat einstellbarer Amplitude und Phase betreiben.

Abbildung 15.17 zeigt das Funktionsschema des neuen Hohlleitersystems. Das am LINAC 1 verwendete Klystron besitzt zwei Hochfrequenzgänge, sodass sich die Ausgangssignale in zwei Pfade gleicher Amplitude und Phase aufspalten. Der variable Phasenschieber H1 in einem der Ausgangsarme ermöglicht die variable Rekombination beider Pfade im anschließenden Hybrid H2 und bildet so einen Amplitudensteller. Einer der beiden Ausgänge treibt dabei die Linearbeschleunigerstruktur und legt damit eine Phasenreferenz bezüglich des Klystronausgangs fest. Die Hybride H3, H4 und H5 bilden zusammen mit zwei variablen Kurzschlüssen einen weiteren Amplitudensteller am zweiten Ausgang von H2, dessen Ausgangssignale durch die Kurzschlüsse an den Hybrid H6 und H7 separat in der Phase variiert werden können. Damit können die beiden Rezipienten Energie-Kompressor-System und Travelling-Wave-Buncher variabel in Amplitude und Phase relativ zur Linearbeschleunigerstruktur betrieben werden. Der zweite Eingangsport des Hybrids H3 wird durch eine Hochfrequenzlast abgeschlossen. Reflexionen, die im nachfolgenden Hohlleitersystem auftreten, werden so in H3 auf den Abschluss geleitet. Dies dient dem Schutz des Klystrons vor reflektierten Hochfrequenzwellen.

In Abbildung 15.18 ist der mechanische Aufbau des neuen Hohlleitersystems des LINAC 1 dargestellt. Bedingt durch die geometrischen Ausmaße der Hohlleiterkomponenten wird das neue Hohlleitersystem über dem Klystronmodulator des LINAC 1 installiert. Neben den beschriebenen

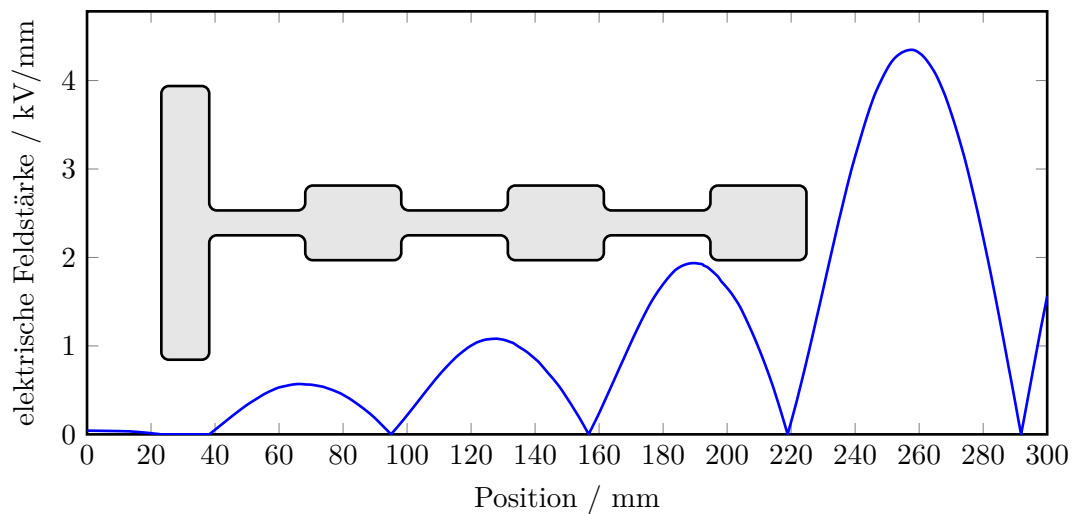


Abbildung 15.11: Mit CST Microwave Studio berechnete Amplitude der elektrischen Feldstärke im Kurzschlusshohlleiter bei einer Eingangsleistung von 30 MW.

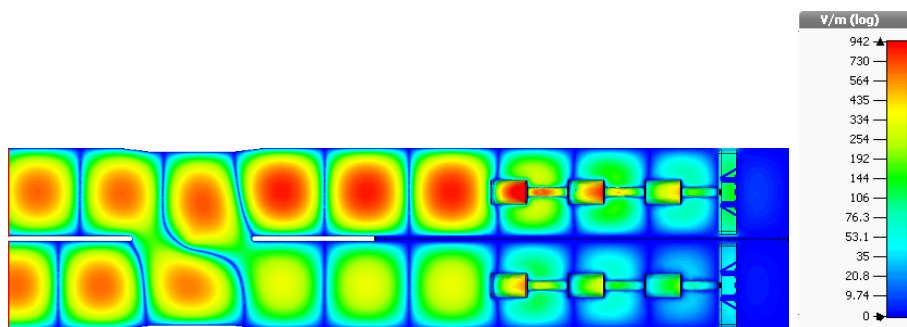


Abbildung 15.12: Mit CST Microwave Studio berechnete Amplitude der elektrischen Feldstärke eines Phasenschiebers.

nen Hybriden und Kurzschlüssen finden sich im Hohlleitersystem Richtkoppler zur Bestimmung von Amplitude und Phase der Ausgangsarme.

15.4 Diagnose im Hohlleitersystem

Basierend auf der in Kapitel 5.3 vorgestellten IQ -Messmethode werden Amplitude und Phase der Hochfrequenzfelder an den beiden Klystronarmen sowie an den Ausgängen vor den Rezipienten im Hohlleitersystem analysiert. Die verwendeten Richtkoppler mit einer Kopplung von -50 dB liefern dabei ein zur im Hohlleiter transmittierten Welle proportionales und laufrichtungsabhängiges Hochfrequenzsignal, das in einer IQ -Mischereinheit aufbereitet und anschließend über einen ADC digitalisiert und an das Kontrollsystem gesendet wird [Zap14]. Dabei stehen sowohl Amplitude als auch Phase der vor- und rücklaufenden Wellen zur Verfügung. Die hier verwendeten Hohlleiterrichtkoppler wurden durch das Forschungszentrum Maxlab entwickelt und gefertigt und finden dort im Hohlleitersystem des 3,7 GeV-Elektronenlinearbeschleunigers MaxIV Verwendung.

Zusätzlich zur Digitalisierung der Messsignale wird die Amplitude der Rücklaufsignale der

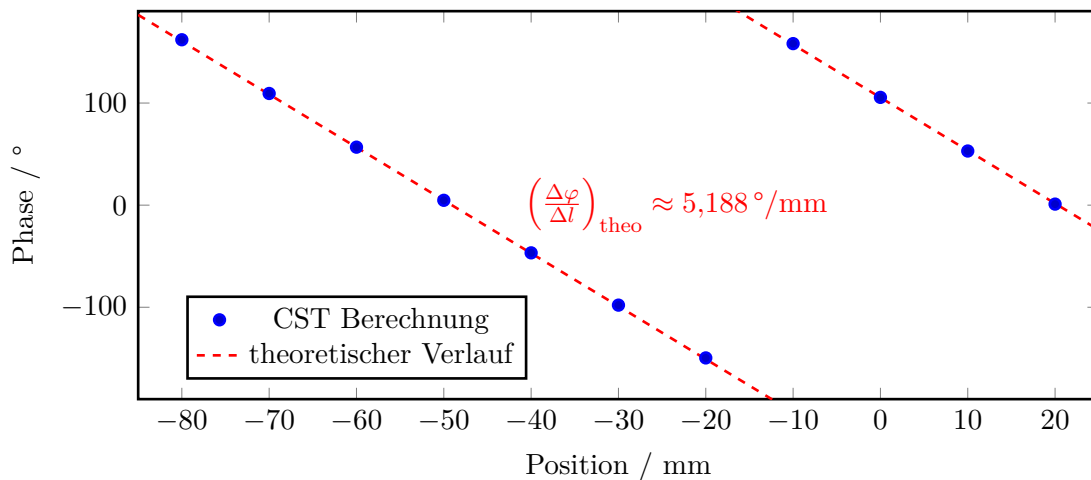


Abbildung 15.13: Phasengang des variablen Hohlleiterkurzschlusses in Abhängigkeit der Position der Abschlussplatte.

Richtkoppler zur Generierung eines Freigabesignals genutzt. Hierzu wird durch jeweils einen analogen Leistungsdetektor ein zur Eingangsleistung proportionales Signal aus den Hochfrequenzsignalen der Richtkoppler generiert, das durch eine Komparatorschaltung mit einer einstellbaren Abschaltswelle verglichen wird. Aus der Koinzidenz der Komparatorkanäle wird ein Freigabesignal generiert, das die Hochfrequenzansteuerung und damit das Eingangssignal des Klystrons aktiviert. Diese Schaltung dient dem Schutz der Hochfrequenzkomponenten vor Reflexionen im Hohlleitersystem. Durch die Reaktionszeit von wenigen 100 ns kann so die Ansteuerung innerhalb eines Hochfrequenzpulses von maximal 7 μ s Länge abgeschaltet werden. Eine detaillierte Beschreibung des Diagnose- und Interlocksystems des LINAC 1 findet sich in [Zap14].

15.5 Eine Ablaufsteuerung zur Single-Bunch-Akkumulation in ELSA

Mit der beschriebenen Hochfrequenzinfrastruktur können am LINAC 1 Elektronenpakete phasenstarr zur Hochfrequenz des Booster-Synchrotrons beschleunigt werden. Um kontrolliert ein ausgewähltes Bucket im Booster-Synchrotron beziehungsweise im Stretcherring befüllen zu können, ist ein neues Timingsystem erforderlich. Dieses übernimmt dabei die Ablaufsteuerung der Elektronenerzeugung sowie der Injektion und Extraktion des Booster-Synchrotrons [Pro15].

Um bei der Elektronenerzeugung bis hin zur Extraktion aus dem Booster-Synchrotron eine Zeitstabilität von weniger als einer Hochfrequenzperiode von 2 ns zu gewährleisten, basiert das Timingsystem auf einem mit der Hochfrequenz des Stretcherrings getakteten FPGA der Xilinx Spartan-6 Baureihe mit einer maximalen Taktrate von 375 MHz. Die zeitliche Genauigkeit der digitalen Ausgänge des FPGAs von 150 ps [Xil14] erfüllen dabei die Anforderungen zur phasenstarreren Synchronisation der Triggersignale zur Hochfrequenz des Stretcherrings.

In Abbildung 15.19 ist das Prinzip des FPGA-basierten Timingsystems dargestellt [Sch+14b]. Der FPGA wird mittels einer internen Frequenzhalbierung des Signals des Mastergenerators bei einer Taktrate von 250 MHz betrieben. Damit läuft die Signalverarbeitung des FPGAs phasenstarr zur Hochfrequenz des Stretcherrings und somit des LINAC 1 und des Booster-Synchrotron ab. Aus der halben Hochfrequenz kann durch Frequenzdivision mit den halben

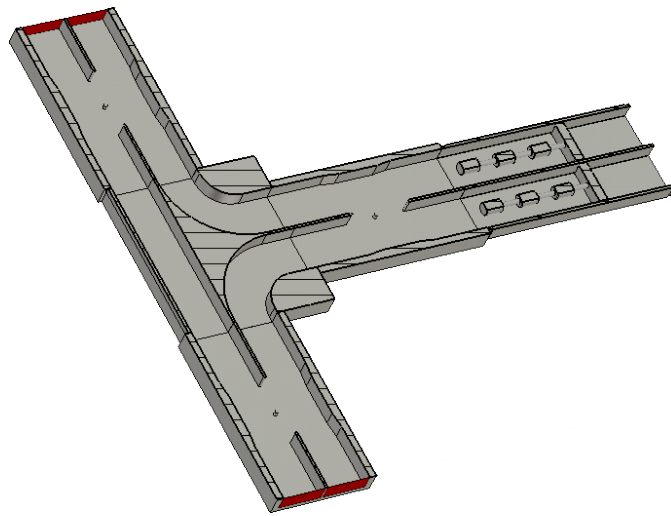


Abbildung 15.14: Schnittansicht des Modells eines Hohlleiteramplitudenstellers zur numerischen Simulation mit CST Microwave Studio, bestehend aus drei Hybridkopplern und zwei variablen Kurzschlüssen.

Harmonischenzahlen der beiden Kreisbeschleuniger die jeweilige Umlauffrequenz und damit ein Taktsignal erzeugt werden, das sich synchron zum umlaufenden Elektronenstrahl verhält. Aus der Umlaufclock des Booster-Synchrotrons wird in Kombination mit dem sogenannten Peaking-Strip-Signal, das aus der Magnetfeldrampe des Booster-Synchrotrons generiert wird, ein Triggersignal erzeugt, das als Freigabesignal für die Elektronenkanone des LINAC 1 dient. Damit wird sichergestellt, dass relativ zum Mastergeneratorsignal immer in dasselbe Bucket des Booster-Synchrotrons injiziert wird.

Die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron erfolgt nach einer einstellbaren Beschleunigungsdauer, die, wie in Kapitel 11 vorgestellt, etwa 8,52 ms beträgt. Diese Verzögerung ist in Schritten von 4 ns, was der Taktdauer des FPGAs entspricht, wählbar. Nach Ablauf dieser Zeitspanne wird in Koinzidenz mit der sogenannten synchronen Umlaufclock ein Freigabesignal zur Extraktion aus dem Booster-Synchrotron und damit zur Injektion in den Stretcherring erzeugt. Die synchrone Umlaufclock, auch Koinzidenzclock genannt, ergibt sich aus der Koinzidenz beider Umlaufclocks und beschreibt damit die Rate, mit der der Einschuss in dasselbe Bucket des Stretcherrings möglich ist.

Um ein auswählbares Bucket im Stretcherring füllen zu können, wird nach Auslösen des Koinzidenztriggers eine weitere Verzögerung von Vielfachen von Umlaufzeiten des Booster-Synchrotrons abgewartet, bevor die Extraktions- beziehungsweise Injektionselemente getriggert werden. Diese Verzögerung wird durch den Bunch-Pattern-Generator vorberechnet und ermöglicht die Füllung eines beliebigen Buckets des Stretcherrings. Da sowohl Booster-Synchrotron als auch Stretcherring geradzahlige Harmonischenzahlen besitzen, kann mit dieser Methode jedoch nur jedes zweite Bucket im Stretcherring befüllt werden. Daher kann der Trigger zur Elektronenerzeugung zur Füllung eines Buckets mit ungerader Nummer im Stretcherring mit einer zuschaltbaren Verzögerung von einer Hochfrequenzperiode von 2 ns versehen werden.

Mit diesem System ist es möglich bei Injektion in den Stretcherring beliebige Füllstrukturen zu erzeugen. Neben dem reinen Single-Bunch-Betrieb können so durch iterative Single-Bunch-Injektion in auswählbare Buckets auch Multi-Bunch-Füllungen generiert werden. Bei Verwendung des LINAC 1 als Hochstrominjektor im Langpulsbetrieb kann diese Infrastruktur ebenso

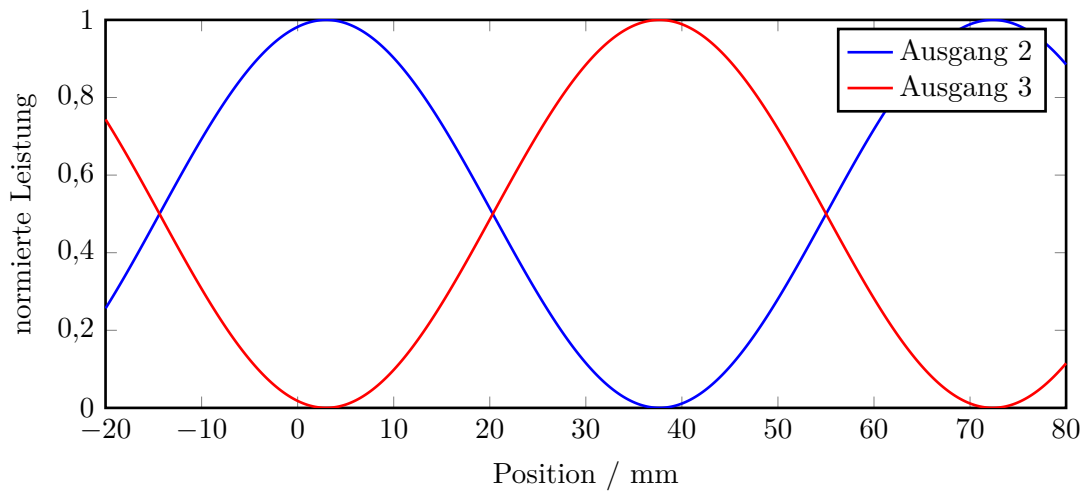


Abbildung 15.15: Berechnete Ausgangsamplituden des 3 dB-Amplitudenstellers.

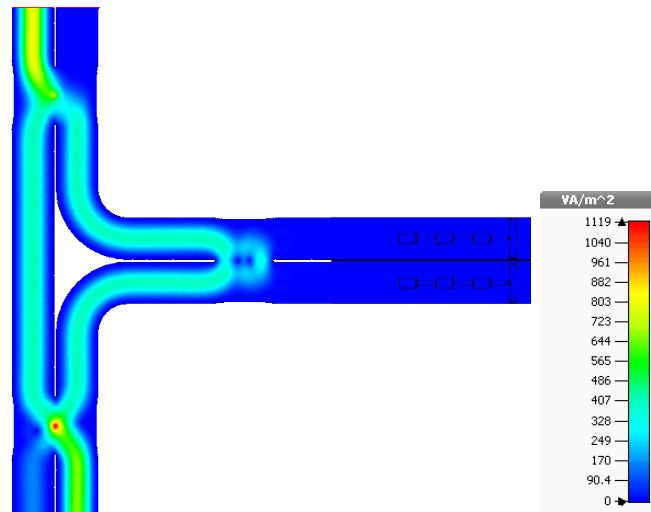


Abbildung 15.16: Mit CST Microwave Studio berechneter Leistungsfluss eines Amplitudenstellers.

zur Generierung des Injektionsversatzes genutzt werden, die im Nachbeschleunigermodus jede Extraktion aus dem Booster-Synchrotron um empirisch bestimmte zusätzliche 78 ns verzögert, um so eine homogene Füllung des Stretcherrings zu erzielen [Pic95].

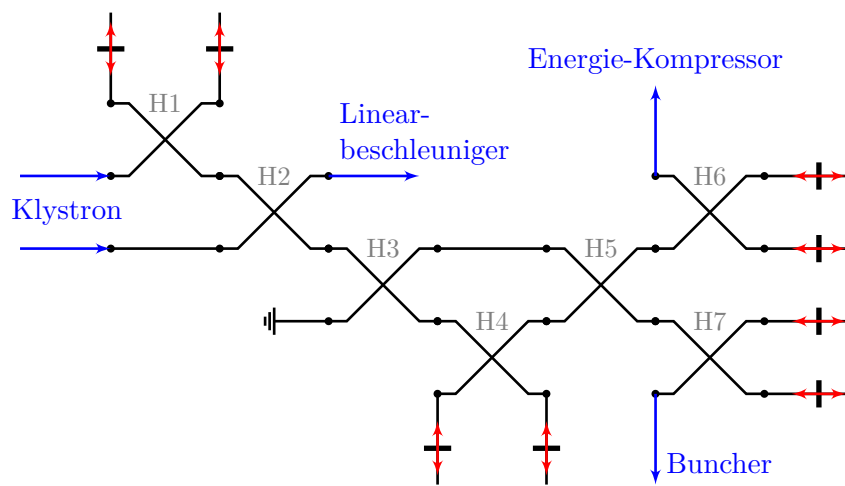


Abbildung 15.17: Schematischer Aufbau des Hohlleitersystems.

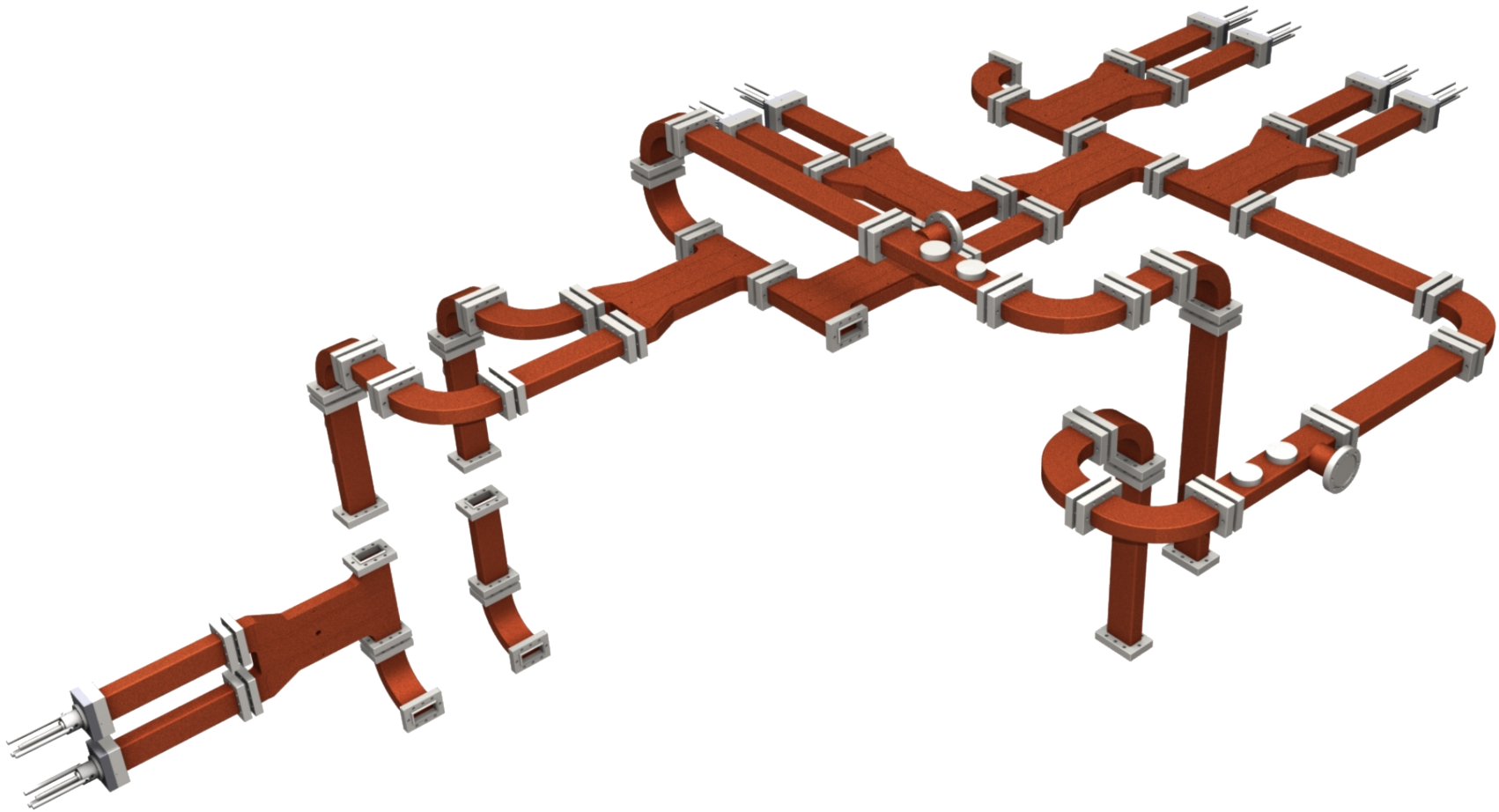


Abbildung 15.18: Neues Hohlleitersystem zur Versorgung von Travelling-Wave-Buncher, Linac und Energie-Kompressor-System mit Hochfrequenzleistung.

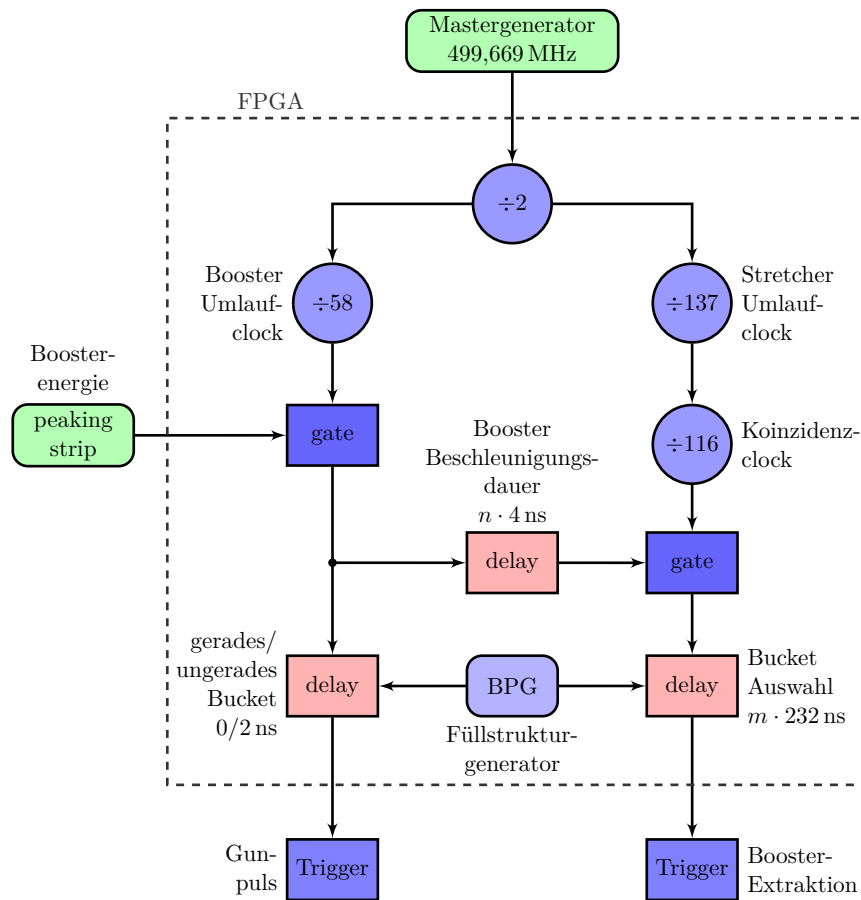


Abbildung 15.19: Schema der Ablaufsteuerung zur Single-Bunch-Akkumulation im ELSA-Stretcher.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, die Hochstromtauglichkeit des ELSA-Stretcherrings zu erreichen. Zukünftige externe hadronenphysikalische Experimente können mit etwa einer Größenordnung höherem Strahlstrom betrieben werden, um so schwache Baryonenresonanzen mit vertretbarer Messzeit nachweisen zu können.

Die Studie der strahlstromlimitierenden Faktoren an ELSA umfasst die Analyse longitudinaler Multi-Bunch-Instabilitäten, die unter anderem durch die Higher-Order-Modes der Beschleunigungsresonatoren getrieben werden sowie die Auswirkungen des Vakuumkammersystems auf den Elektronenstrahl. Als Gegenmaßnahme zur Unterdrückung auftretender Multi-Bunch-Moden wurde ein dreidimensionales Bunch-by-Bunch-Feedback-System installiert und erfolgreich in Betrieb genommen. Mit diesem System können auftretende Multi-Bunch-Instabilitäten erfolgreich über den gesamten Beschleunigungszyklus unterdrückt werden. Das Bunch-by-Bunch-Feedback-System bietet darüber hinaus eine umfassende Diagnosemöglichkeit zum Erkennen von Strahlschwingungen, Messen der Füllstruktur, sowie die Möglichkeit der aktiven Strahlanregung. Durch Kompensation schwingungsfähiger Geometrien in den Vakuumkammern konnte deren Koppelimpedanz signifikant verringert werden.

Damit das Bunch-by-Bunch-Feedback-System während der schnellen Energierampe des Stretcherrings dämpfend auf den Elektronenstrahl wirkt wurde zur Stabilisierung der Synchrotronfrequenz und synchronen Phase ein LLRF-System installiert. Dieses ermöglicht die kontrollierte Rampe der Beschleunigungsspannung und deren Phase relativ zum Signal des Mastergenerators, sodass Phasendrifts durch das Klystron kompensiert werden können. Darüber hinaus eröffnet das LLRF-System eine Reihe von Diagnosemöglichkeiten beim Betrieb der Hochfrequenzanlage und führt damit zu einer erhöhten Stabilität und Ausfallsicherheit des Stretcherrings im Strahlbetrieb.

Als Hochstrominjektor wurde LINAC 1 mit einem mehrstufigen Bunching- und Energie-Kompressor-System ausgestattet, um eine hohe Transfereffizienz bei Injektion in das vorbebeschleunigende Booster-Synchrotron zu erreichen. Hierzu wurde ein neues Hohlleitersystem, basierend auf einer Kombination aus 3dB-Hybriden und Phasenschiebern, entworfen, das die Buncher- und Beschleunigerstrukturen mit variabler Hochfrequenzleistung und -phase versorgt. Ein System zur Ansteuerung und Diagnose der Hochfrequenzsignale erlaubt eine phasenstarke Injektion der Elektronen in das Booster-Synchrotron. In Kombination mit einem präzisen Timingsystem können so Einzelpakete im Booster-Synchrotron und im Stretcherring gefüllt werden.

Nach Fertigstellung des LINAC 1 kann durch die in dieser Arbeit vorgestellte Methode mithilfe des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems die dreidimensionale Strahldynamik im Booster-Synchrotron untersucht werden, um mögliche auftretende Instabilitäten beim Hochstrombetrieb zu erkennen und gegebenenfalls Gegenmaßnahmen ergreifen zu können.

Um den Strahlstrom von 200 mA auch bei den höchsten Energien von bis zu 3,5 GeV speichern zu können, wurde eine neue Hochfrequenzanlage, bestehend aus zwei siebenzelligen Beschleunigungsresonatoren des Typs PETRA, konzipiert und aufgebaut. Hier müssen beide siebenzelligen PETRA-Resonatoren in den Stretcherring eingebaut und in Betrieb genommen werden. Eine genauere und numerische Studie zum Betrieb der Resonatoren insbesondere der möglichen Phasenbeziehungen beider Hochfrequenzanlagen ist hier wünschenswert. Nach Inbetriebnahme dieser Hochfrequenzanlage kann der gewünschte Hochstrombetrieb für die Hadronenphysikexperimente beginnen. Zusammen mit dem bestehenden Hochfrequenzsystem aus zwei fünfzelligen PETRA-Resonatoren wird eine ausreichende Beschleunigungsspannung erreicht, um den gewünschten Strahlstrom beschleunigen und speichern zu können. Damit ergibt sich auch erstmals die Möglichkeit, die Designenergie des Stretcherrings von 3,5 GeV zu erreichen.

Anhang

A.1 Kontrollsystemapplikationen

Strahlspektrum Software zur Berechnung des Strahl- und Modenspektrums aus den Rohdaten des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems

```
Code: /sgt/epics/apl/FFT/fft/fftApp/fft.cpp
Binary: /sgt/epics/apl/FFT/fft/bin/linux-x86_64/fft
Optionen:
  -l|h|v Strahlebene auswählen, jeweils eine möglich
  [-m] Modenspektrum abspeichern
  [-r] Rohdaten abspeichern
  [-w] Strahlspektrum abspeichern
  [-t] Synchrotron-/Betatronfrequenz / kHz, default: 89
  [-s] Integrationsfenster / kHz, default: 15
  [-b] Spektrum der Einzelbunche ausgeben
```

Klystronhochspannung Regelung der Klystronhochspannung auf die erforderliche Hochfrequenzleistung, steuerbar über `llrf1_expert.phys`

```
Code: /sgt/ccs/apl/llrf/hvfeedback.cpp
Binary: /sgt/ccs/apl/llrf/hvfeedback
```

Rohdaten des LLRF Software zur automatisierten Verarbeitung der Rohdaten des LLRF-Systems und Anzeige der Amplituden und Phasen im Kontrollsystem

```
Code: /sgt/ccs/apl/llrf/waveforms.cpp
Binary: /sgt/ccs/apl/llrf/waveforms
```

Benachrichtigung bei HF-Ausfall Software zur automatisierten Email-Benachrichtigung der HF-Gruppe beim Ausfall der HF und Erzeugung einer PDF-Datei mit Fehlerbericht

```
Code: /sgt/ccs/apl/llrf/waveforms2pdf.cpp
Binary: /sgt/ccs/apl/llrf/waveforms2pdf
```

Konditionierung Software zur Vakuumkonditionierung der PETRA-Resonatoren, erreichbar über `elsahfkondi.phys`

Code: `/sgt/ccs/apl/HF/konditionieren.cpp`
Binary: `/sgt/ccs/apl/HF/konditionieren`

Hochfrequenzrampe Software zur Berechnung der Beschleunigungsspannung und Phase auf der schnellen Energierampe, erreichbar über `llrf1-rampe.phys`

Code: `/sgt/ccs/apl/HF/llrf-rampe.cpp`
Binary: `/sgt/ccs/apl/HF/llrf-rampe`
Optionen:
[-a] Amplitude berechnen und laden
[-p] Phase berechnen und laden
[-b] Booster-Modus
[-s] Speichermodus

Statemachine Software zur automatisierten Steuerung der ELSA-Hochfrequenz

Code: `/sgt/ccs/apl/HF/state-machine.cpp`
Binary: `/sgt/ccs/apl/HF/state-machine`
Optionen:
[-A] Einschalten der HF-Anlage
[-a] Ausschalten der HF-Anlage
[-r] Reset bei Interlockereignissen

Störkörpermessung Softwarepaket zur Ansteuerung von Schrittmotoren, des Netzwerkanalysators sowie zur Störkörpermessung und deren Auswertung

git-Repository: `control@elsafs1:/home/control/git/apl/stoerkoerper.git`

A.2 Technische Zeichnungen

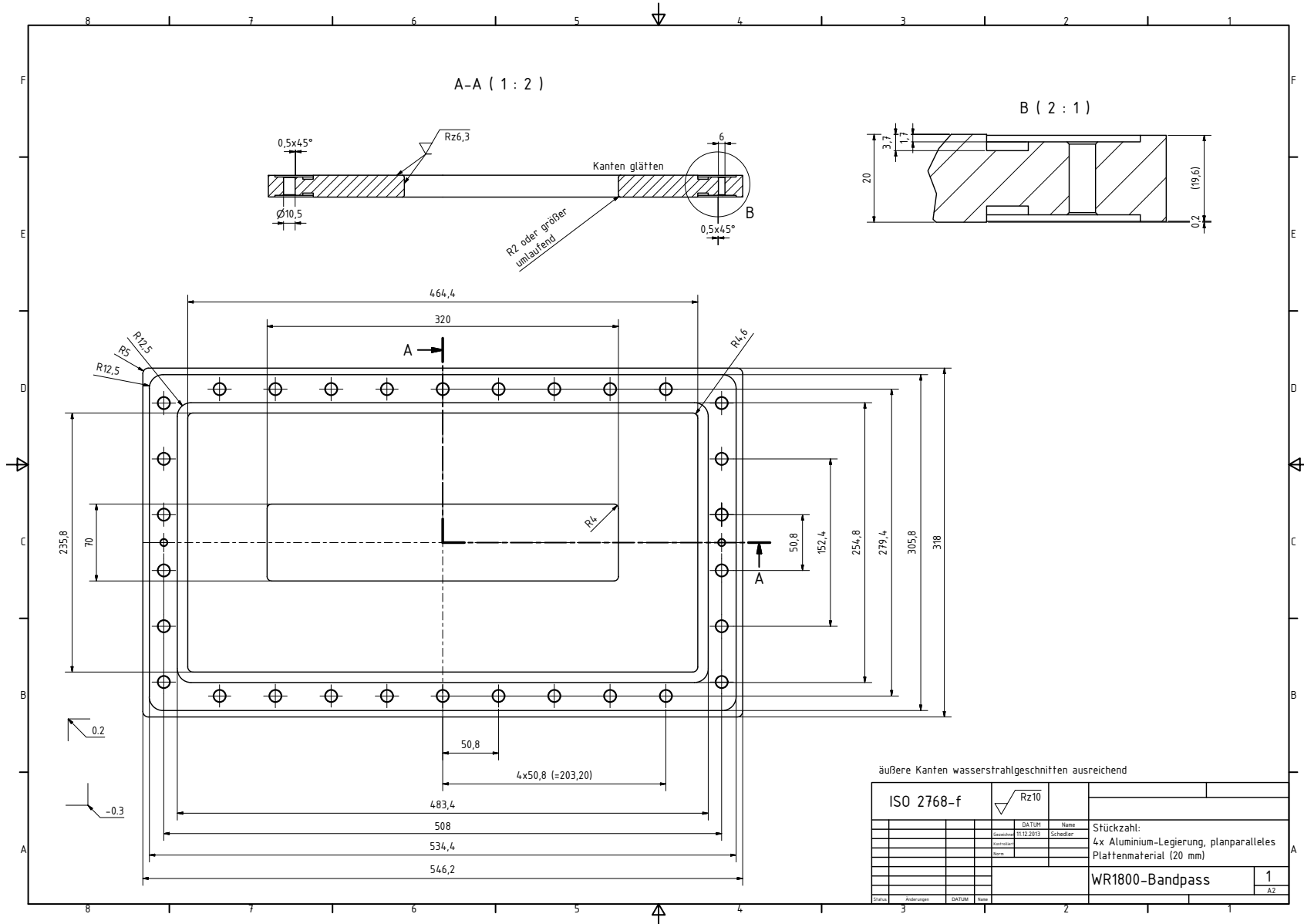


Abbildung A.1: Hohlleiterbandpassfilter für den ELSA-Stretcherring.

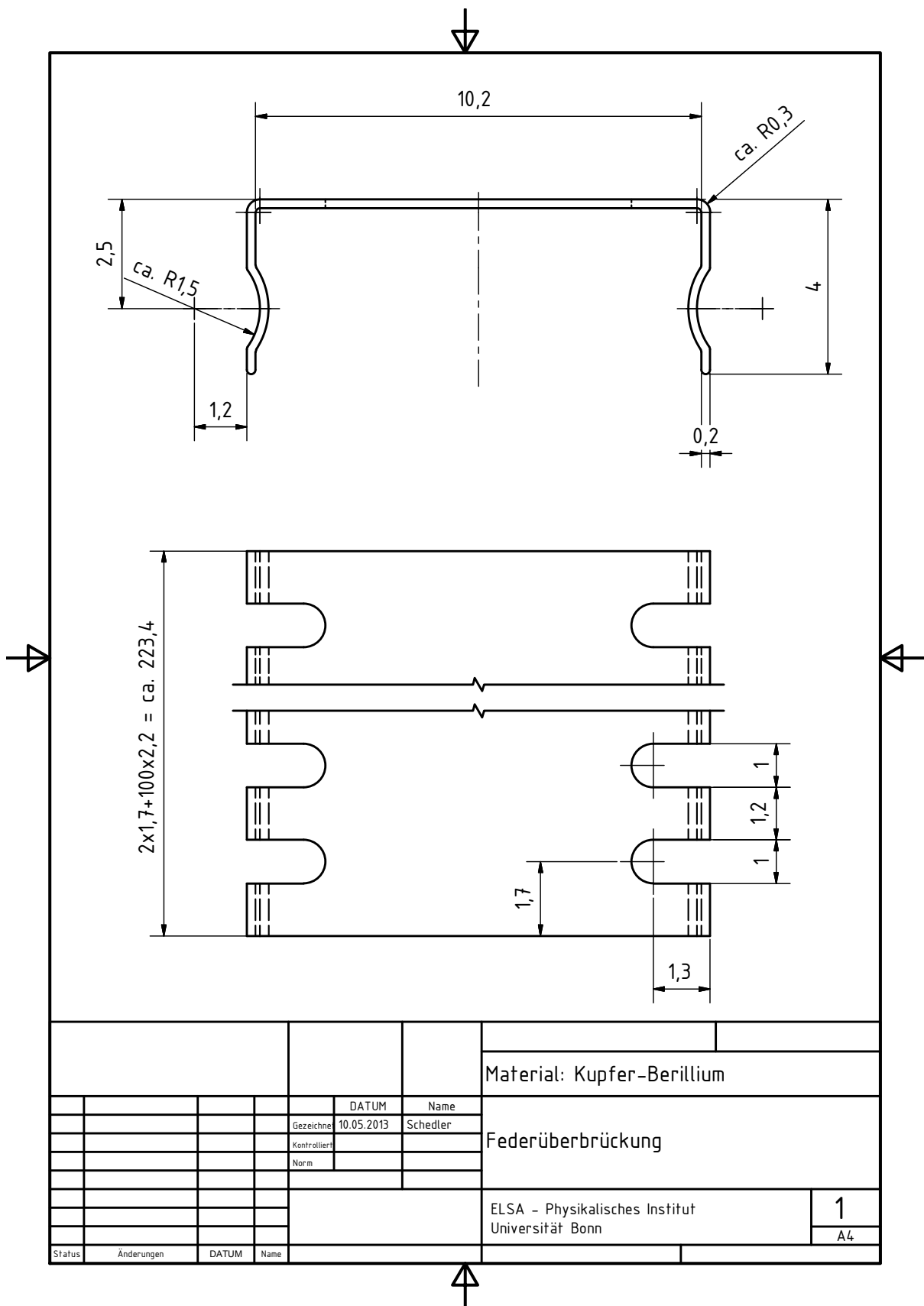


Abbildung A.2: Hochfrequenzüberbrückung der keramischen Isolatoren in den Vakuumkammern der Dipolmagnete im Stretcherring.

Literatur

- [Alt+68] K. H. Althoff u. a., „The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn“, *Nuclear Instruments and Methods* 61.1 (1968) 1–30.
- [Bag09] V. Bagad, *Microwave engineering*, Technical Publications, 2009.
- [Ben98] H. A. Bendfeldt Hoppe, „Entwicklung und Bau eines variablen Hochleistungsteilers unter Verwendung von R32-Hybridtechnologie“, Diplomarbeit: Technische Universität Dortmund, 1998.
- [Cha93] A. W. Chao, *Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators*, Wiley, 1993.
- [DES05] DESY-MHFe, „3-Port Y-Circulator 500 MHz, 350 kW“, Techn. Ber., Feb. 2005.
- [DES07] DESY-MHFe, „500 MHz, 5-Cell Cavity“, Techn. Ber., Okt. 2007.
- [DES11] DESY-MHFe, „500 MHz, 7-Cell Cavity“, Techn. Ber., Apr. 2011.
- [DES13] DESY-MHFe, „Cavity Tuning Plunger (Feinabstimmung)“, Techn. Ber., März 2013.
- [Ebe02] M. Ebert, „The Doris HOM-coupler story“, *Second CW and High Average Power RF System Users Group Meeting*, Argonne, März 2002.
- [Fis+12] E. Fischer u. a., „SC Magnet Development for SIS100 at FAIR“, *IPAC 12* (2012) 3535.
- [Ger+77] H. Gerke u. a., „Das PETRA-Cavity“, Techn. Ber. DESY PET-77/08, Aug. 1977.
- [GL92] D. A. Goldberg und G. R. Lambertson, „Dynamic devices. A primer on pickups and kickers“, *AIP Conference Proceedings* 249.1 (1992) 537–600.
- [Hei+] R. G. Heine u. a., *Investigation of Cavity Induced Longitudinal Coupled Bunch Mode Instability Behaviour and Mechanism*.
- [Heu11] N. Heurich, „Dämpfung von Strahlinstabilitäten im Elektronenbeschleuniger ELSA mithilfe von Breitbandresonatoren“, Masterarbeit: Universität Bonn, 2011.
- [Hil06] W. Hillert, „The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future“, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 28.1 (1. Mai 2006) 139–148.
- [Hin08] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.

- [Hin13] F. Hinterkeuser, „Störkörpermessung an einem PETRA-Resonator“, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2013.
- [Hof01] M. Hoffmann, „Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA“, Diss.: Universität Bonn, 2001.
- [Ins14] R. Instruments, „Factory acceptance test RF (FAT) report of 1m-S-Band accelerating structure Uni Bonn“, Techn. Ber., Juli 2014.
- [Kan+03] H. Kang u. a., „Suppression of longitudinal coupled bunch instabilities by LFS in PLS storage ring“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 498.1 (2003) 112–125.
- [Kei00] J. Keil, „Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA“, Diss.: Universität Bonn, 2000.
- [Keu13] B. Keune, persönliche Mitteilung, 2013.
- [Kha06] S. Khan, *Collective phenomena in synchrotron radiation sources: prediction, diagnostics, countermeasures*, Berlin; New York: Springer, 2006.
- [Kla11] F. Klarner, „Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines neuen Vorbeschleunigersystems an ELSA“, Diss.: Universität Bonn, 2011.
- [Knu00] T. Knuth, „Auslegung, Entwicklung und Inbetriebnahme eines longitudinalen und transversalen Feedbacksystems zur Dämpfung gekoppelter Teilchenpaket-Instabilitäten im BESSY-II-Speicherring“, Diss.: Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2000.
- [KPK51] S. Koenig, A. Prodell und P. Kusch, „The anomalous spin gyromagnetic ratio of the electron“, *Physical Review* 83.3 (1951) 687.
- [Krö09] D. Krönung, „Ein Energie-Kompressor-System für die Beschleunigeranlage ELSA“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2009.
- [Lan46] L. D. Landau, „On the vibrations of the electronic plasma“, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 10 (1946) 25.
- [Lee11] S. Y. Lee, *Accelerator Physics*, Auflage: 0003, Hackensack, NJ: Wspc, 16. Nov. 2011, 554.
- [Mey12] S. Mey, „Studien zur Single-Bunch-Akkumulation an der Beschleunigeranlage ELSA“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2012.
- [MG92] H. H. Meinke und F. W. Gundlach, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, Springer, 1992.
- [Nag+99] R. Nagoaka u. a., „Transverse instabilities in the ESRF storage ring: simulation, experimental results and impedance modelling“, *Particle Accelerator Conference, 1999. Proceedings of the 1999*, Bd. 2, IEEE, 1999 1192–1194.

- [Ng06] K.-Y. Ng, *Physics of intensity dependent beam instabilities*, World Scientific, 2006.
- [Nyq28] H. Nyquist, „Certain topics in telegraph transmission theory“, *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the* 47.2 (1928) 617–644.
- [Pic95] M. Picard, „Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigerbetrieb bis 3.5 GeV“, Diss.: Universität Bonn, 1995.
- [Pro15] D. Proft, „Promotion in Vorbereitung“, Diss.: Universität Bonn, 2015.
- [Pus12] T. Pusch, „Bestimmung von Intensität und Position des extrahierten Elektronenstrahls an ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren“, Diss.: Universität Bonn, 2012.
- [Rei13] C. Reinsch, „Ein schmalbandiges Feedbacksystem für den Elektronenbeschleuniger ELSA“, Masterarbeit: Universität Bonn, 2013.
- [Rob64] K. W. Robinson, „Stability of beam in radiofrequency system“, Techn. Ber., Cambridge Electron accelerator, Mass., 1964.
- [Rot08] A. Roth, „Studien zum Einsatz supraleitender Hochfrequenzresonatoren für Energien bis 5 GeV an der Beschleunigeranlage ELSA“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2008.
- [Rot13] A. Roth, „Breitbandige Feedback-Systeme zur Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten am Stretcherring ELSA“, Diss.: Universität Bonn, 2013.
- [Sar93] T. Saramaki, „Finite impulse response filter design“, *Handbook for digital signal processing* (1993) 155–277.
- [Sau+14] D. Sauerland u. a., „First Studies on Ion Effects in the Accelerator ELSA“, *Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany, TUPRI016*, 2014 1585–1587.
- [Sau13] D. Sauerland, „Amplituden-, Phasen- und Temperaturstabilisierung des Hochfrequenzsystems an ELSA“, Masterarbeit: Universität Bonn, 2013.
- [Sch+14a] M. Schedler u. a., „A New Digital LLRF System for a Fast Ramping Storage Ring“, *Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany, WEPME062*, 2014 2418–2420.
- [Sch+14b] M. Schedler u. a., „A New High Current and Single Bunch Injector at ELSA“, *Proceedings of LINAC2014, Geneva, Switzerland, THPP005*, 2014.
- [Sch09] M. Schedler, „Optimierung von Hochfrequenz-Intensitätsmonitoren am Elektronenbeschleuniger ELSA“, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2009.
- [Sch10] H. Schmieden, „The BGO-OpenDipole Setup at ELSA“, *International Journal of Modern Physics E* 19 (2010).
- [Sch11] M. Schedler, „Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA“, Masterarbeit: Universität Bonn, 2011.
- [Sla50] J. C. Slater, „Microwave electronics“ (1950).

- [Swi+14] M. Switka u. a., „Synchrotron Radiation Diagnostics Performance at ELSA“, *Proceedings of IPAC2014, Desden, Germany*, THPME099, 2014 3471–3473.
- [Tey10a] D. Teytelman, *FBE-500LT Bunch-by-Bunch Feedback Front/Back-End*, 1.0, Okt. 2010.
- [Tey10b] D. Teytelman, *iGp12-274F Signal Processor*, 2.1, Okt. 2010.
- [Thi11] J.-P. Thiry, „Mikrocontrollerbasierte Regelung der Hochfrequenzamplitude des ELSA Booster-Synchrotrons“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2011.
- [Tho10] U. Thoma, „Baryon Spectroscopy: Recent results from the Crystal Barrel/TAPS experiment at ELSA“, *AIP Conference Proceedings*, Bd. 1257(1), 2010 173–180.
- [Tho27] L. H. Thomas, „I. The kinematics of an electron with an axis“, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 3.13 (1927) 1–22.
- [Tho81] Thomson-CSF, „High-Power Klystron“, Techn. Ber., Juni 1981.
- [Tob+01] M. Tobiyama u. a., „Bunch by Bunch Feedback Systems for the KEKB Rings“, *Particle Accelerator Conference, 2001. PAC 2001. Proceedings of the 2001*, Bd. 2, IEEE, 2001 1246–1248.
- [Tob+10] M. Tobiyama u. a., „Bunch by Bunch Feedback Systems for J-PARC MR“, *Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan, May 2011 (2010)*.
- [Wal92] R. Walker, „Radiation damping“, *CAS - CERN Accelerator School: 5th General Accelerator Physics Course* (Sep. 1992) 461–480.
- [Wal94] *Quantum Excitation and Equilibrium Beam Properties*, Bd. 94-01, Vol. II. CERN, CERN, 1994.
- [Wie03] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics: Volume I and II*, Auflage: 2nd ed. 2001. 2nd printing, Berlin ; New York: Springer, 14. März 2003, 921.
- [Wil96] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: eine Einführung*, Stuttgart: Teubner, 1996.
- [WW92] T. Weiland und R. Wanzenberg, „Wake fields and impedances“, *Frontiers of Particle Beams: Intensity Limitations*, Bd. 400, Lecture Notes in Physics, Springer Berlin Heidelberg, 1992 39–79.
- [Xil14] Xilinx, *Spartan-6 FPGA Data Sheet: DC and Switching Characteristics*, DS162 (v3.1), Juni 2014.
- [Zap14] J. Zappai, „Steuerung und Verteilung der Hochfrequenz am LINAC1 an ELSA“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2014.
- [Zim10] R. Zimmermann, „Ein Kicker-Cavity für ein longitudinales Feedbacksystem an ELSA“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2010.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Beschleunigeranlage ELSA.	2
1.2	Beispiel des Energie- und Stromverlaufs im typischen Nachbeschleunigerzyklus mit Extraktion über wenige Sekunden.	3
1.3	Beispiel des Energie- und Stromverlaufs im Speichermodus, dargestellt ist lediglich ein Ausschnitt.	4
2.1	Mitbewegtes Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbahn in einem Kreisbeschleuniger.	7
2.2	Prinzip der Phasenfokussierung für ultrarelativistische Teilchen durch dispersive Bahnlängenänderung im Kreisbeschleuniger.	10
2.3	Stabilitätsbereiche im longitudinalen Phasenraum, von oben nach unten: Hochfrequenzspannung in den beschleunigenden Resonatoren; das resultierende Potential; die Phasenraumtrajektorien für stabile und instabile Bewegungen. . . .	12
2.4	Optische Funktionen des ELSA-Stretcherrings, berechnet mit <i>elegant</i>	15
2.5	Arbeitspunktdiagramm mit optischen Resonanzen am Beispiel des Stretcherrings	16
3.1	Querschnitt durch einen Rechteckhohlleiter und dessen elektrische und magnetische Feldverteilung der Grundmode TE_{01}	21
3.2	Dispersionsrelation eines Rechteckhohlleiters für die Hohlleitertypen WR284 und WR1800 und für eine freie elektromagnetische Welle.	21
3.3	Typen von Hohlleiter-Iris-Filtern und deren Ersatzschaltbilder.	22
3.4	Ausgangsamplituden eines 3 dB-Kopplers in Abhängigkeit der Phasendifferenz der Eingangssignale an Port 1 und Port 4.	25
3.5	Schnittansicht eines Hohlraumresonators mit der elektrischen und magnetischen Feldverteilung der TM_{010} -Mode.	26
3.6	Ersatzschaltbild eines schleifengekoppelten Hohlraumresonators als elektrischer <i>LRC</i> -Schwingkreis.	28
4.1	Elektrische Feldverteilung eines Elektronenpakets beim Durchqueren einer Querschnittsänderung der Vakuumkammer.	31
4.2	Momentaufnahme der longitudinalen Positionen der Einzelpakete beim Anschwingen der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 im Stretcherring mit $h = 274$	35
4.3	Strahlspektrum bei Anregung durch eine schmalbandige Impedanz.	36
4.4	Die ersten 10 horizontalen Multi-Bunch-Moden für $h = 20$	37
4.5	Die ersten 10 longitudinalen Multi-Bunch-Moden für $h = 20$	38

5.1	Überblick über die Anordnung der Beschleunigungsresonatoren und Hochfrequenzverteilung im ELSA-Stretcherring.	40
5.2	Schnittansicht eines fünfzelligen PETRA-Resonators.	41
5.3	Mit CST berechnete elektrische Feldverteilung der Fundamentalmode TM_{010} entlang der Strahlachse eines fünfzelligen PETRA-Resonators.	41
5.4	Mit CST berechneter Betrag der longitudinalen elektrischen Feldkomponente entlang der Strahlachse der Fundamentalmode TM_{010} eines fünfzelligen PETRA-Resonators.	42
5.5	Schnittansicht der vierten Resonatorzelle mit Abstimmstempel (oben).	43
5.6	Mit CST berechnetes Impedanzspektrum eines fünfzelligen PETRA-Resonators.	44
5.7	Schematischer Aufbau der Störkörpermessung.	44
5.8	Mit CST berechnete S -Parameter des Iris-Bandpassfilters im Hohlleitersystem des Stretcherrings.	45
5.9	Aufbau der IQ -Messung zur Bestimmung der Strahlphase.	46
5.10	Prinzip einer IQ -Demodulation im Zeigerdiagramm.	47
5.11	Gemessene Phasen des BPM-Summensignals bei einer Energierampe auf 2,35 GeV mit und ohne Phasenkorrektur, unten: Einfluss von vorgegebenen Phasensprüngen auf die gemessene Strahlphase.	48
6.1	Der Strahllagemonitor zur Detektion der Position des Ladungsschwerpunktes der einzelnen Bunche.	50
6.2	Funktionsschema des transversalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems.	52
6.3	FPGA-interne Datenstruktur und -verarbeitung des Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems.	53
6.4	Schnittansicht des Stripline-Kickers zur Korrektur transversaler Multi-Bunch-Instabilitäten.	53
6.5	Berechnete Kickstärke des Stripline-Kickers.	54
6.6	Funktionsschema des longitudinalen Bunch-by-Bunch-Feedback-Systems.	55
6.7	Schnittansicht des Kicker-Cavities zur Korrektur longitudinaler Multi-Bunch-Instabilitäten.	56
6.8	Gemessene Resonanzkurve des Kicker-Cavities [Heu11].	57
6.9	Filterkoeffizienten des longitudinalen FIR-Filters.	58
6.10	Transferfunktionen des digitalen FIR-Filters optimiert zur Dämpfung der Synchrotronschwingung.	59
6.11	Filterkoeffizienten des horizontalen FIR-Filters.	59
6.12	Transferfunktionen des digitalen FIR-Filters optimiert zur Dämpfung der horizontalen Betatronschwingung.	60
6.13	Filterkoeffizienten des vertikalen FIR-Filters.	60
6.14	Transferfunktionen des digitalen FIR-Filters optimiert zur Dämpfung der vertikalen Betatronschwingung.	61
6.15	Gemessene Strahlspektren bei einem gespeicherten Strahlstrom von 200 mA und einer Strahlenergie von 1,2 GeV.	64
6.16	Mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System gemessene Strahlspektren auf der schnellen Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV im Stretcherring bei einem Strahlstrom von 35 mA, von oben nach unten: longitudinale, horizontale und vertikale Strahlebene.	65

7.1	Prinzip eines Arbeitspunktsprunges zur Korrektur intrinsischer depolarisierender Spin-Resonanzen am Beispiel der Resonanz $\gamma a = 8 - Q_z$	69
7.2	vertikales Strahlspektrum eines einzelnen Bunches aus Daten von 200 Umläufen im Stretcherring.	71
7.3	Aus den Positionsdaten jedes 12. Umlaufs rekonstruierte horizontale Betatronfrequenz auf der Energierampe von 1,2 GeV auf 2,4 GeV.	72
7.4	Gemessene Arbeitspunkte auf der schnellen Energierampe bei Variation der Startzeitpunkte der Magnetrampen.	73
7.5	Korrigierte vertikale Betatronfrequenz mit vier Arbeitspunktsprüngen zur Korrektur depolarisierender Resonanzen im Stretcherring bei einer Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV.	74
7.6	Gemessene Synchrotronfrequenz auf der schnellen Energierampe von 1,2 GeV bis 2,4 GeV bei Detektion jedes 12. Umlaufs im Stretcherring.	75
8.1	longitudinales Multi-Bunch-Moden-Spektrum des ELSA-Stretcherrings.	78
8.2	longitudinales Strahlspektrum des Stretcherrings bei angeregter Multi-Bunch-Mode 252.	78
8.3	Ausschnitt des longitudinalen Strahlspektrums um die 22. Umlaufharmonische des Stretcherrings bei angeregter Multi-Bunch-Mode 252.	79
8.4	Kontrollsystemmenü des longitudinalen Multi-Bunch-Moden-Monitors, zu sehen ist die detektierte Multi-Bunch-Mode 252 in linearer Skalierung.	80
8.5	mit <code>elegant</code> berechnete Anstiegszeiten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV.	81
8.6	mit <code>elegant</code> berechnete Anstiegsraten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 in Abhängigkeit der anregenden Frequenz bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV und 100 mA Strahlstrom.	82
8.7	mit <code>elegant</code> berechnete und gemessene Anstiegszeiten der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252 bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV.	83
8.8	Schema der Kühlwasserführung zur Temperaturstabilisierung der PETRA-Resonatoren im alten Aufbau.	84
8.9	Anregungsraten der Multi-Bunch-Mode 252 in Abhängigkeit der Temperatur der Beschleunigungsresonatoren bei einem Strahlstrom von etwa 35 mA.	84
8.10	Schema der Kühlwasserführung zur Temperaturstabilisierung der PETRA-Resonatoren im neuen Aufbau.	85
8.11	Zeitlicher Verlauf der Hochfrequenz-Phase der einzelnen Bunche, die Position von Bunch 42 (entlang der weißen Linie) ist exemplarisch unten dargestellt.	86
8.12	Zeitliche Entwicklung der longitudinalen Position des Elektronenstrahls bei einem Strahlstrom von 200 mA und einer Strahlenergie von 1,2 GeV.	87
8.13	Amplitude der Schwingung des Ladungsschwerpunkts im Stretcherring beim Auftreten einer Multi-Bunch-Instabilität.	88
8.14	zeitliche Entwicklung des Modenspektrums beim Anschwingen der longitudinalen Multi-Bunch-Mode 252.	89
8.15	Synchrotronfrequenz und -amplitude eines ausgewählten Bunches im Stretcherring gegen die Zeit.	90
8.16	Frequenzspektrum des Signals aus einer Diagnosekoppelschleife der PETRA-Resonatoren beim Auftreten longitudinaler kohärenter Instabilitäten.	90

9.1	Schemaansicht des schmalbandigen Feedback-Systems.	91
9.2	Schnittansicht des schmalbandigen Feedback-Resonators mit montierten Abstimmstempeln.	93
10.1	Gemessene Füllstruktur des ELSA-Stretcherrings bei 20 mA Strahlstrom, oben: zeitaufgelöste Messung der Synchrotronstrahlungsintensität mit der Streak-Kamera, unten: Messung des RMS der longitudinalen Strahlposition jedes einzelnen Bunches mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System.	96
10.2	Akkumulierter Singlebunch im ELSA-Stretcherring, oben: Füllstruktur, aufgenommen mit der Streak-Kamera, unten: Mittelwert der longitudinalen Strahlposition, gemessen mit dem Bunch-by-Bunch-Feedback-System.	98
11.1	Das Booster-Synchrotron als Injektor des ELSA-Stretcherrings.	100
11.2	Zeitliche Entwicklung der Feldstärke des magnetischen Führungsfeldes und der Strahlenergie im Booster-Synchrotron.	101
11.3	Zeitliche Entwicklung des longitudinalen Strahlspektrums im Booster-Synchrotron.	102
11.4	longitudinales Multi-Bunch-Moden-Spektrum des Booster-Synchrotrons.	103
12.1	Das neue LLRF-System an ELSA.	105
12.2	Aufbau der Hochfrequenzanlage mit dem neuen LLRF-System.	106
12.3	Digitale Signalverarbeitung im LLRF-System.	108
12.4	Korrigierte und unkorrigierte Klystron-Ausgangsphase.	111
12.5	Unterdrückung des Hochspannungsripples auf dem Klystronausgangssignal durch das LLRF-System.	112
12.6	Störsignalunterdrückung des LLRF-Systems in Abhängigkeit der Störfrequenz.	113
12.7	Stufenantwort eines Amplituden- und Phasensprungs der Hochfrequenzanlage in Abhängigkeit der Integratoreinstellung.	114
12.8	Strahlinduzierte Frequenzverstimmung der Hochfrequenzresonatoren im Nachbeschleunigermodus bei einer Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV und 200 mA Strahlstrom, sowie die theoretische Stempelverfahrstrecke zur Kompensation der Frequenzverstimmung.	116
12.9	Interlockereignis durch Feldemission in Resonator 1 und dadurch ausgelöste Reflexionsabschaltung.	118
12.10	Frequenzantwort des zweiten PETRA-Resonators, gemessen mit dem LLRF-System.	120
12.11	Stufenantwort eines Phasensprungs der Hochfrequenzanlage im Strahlbetrieb und zugehöriges Amplitudenspektrum zur Bestimmung der Synchrotronfrequenz.	121
12.12	Mit der Streak-Kamera gemessene longitudinale Strahlposition eines Einzelbunches im Stretcherring bei einem Phasensprung der Hochfrequenzfelder von 20°.	122
12.13	Klystrontransferfunktion, gemessen bei einer Hochspannung von 40 kV.	123
12.14	Kontrollsystemmenü der ELSA-Hochfrequenz-Ansteuerung.	124
12.15	Kontrollsystemmenü des LLRF-Rampengenerators.	125
12.16	Auswirkungen eines fehlangepassten Phasenvorschubs zwischen den Resonatoren.	126

12.17	Kalibration des Phasenvorschubs durch Verschieben des Magischen-Ts bei Messung der Strahlstromabhängigkeit der Resonatorspannungen bei einer Strahlenergie von 2 GeV.	127
12.18	Berechnete Amplituden- und Phasenrampe der Beschleunigungsspannung im Stretcherring zur Stabilisierung der Synchrotronfrequenz auf 92 kHz bei fester Strahlphase.	128
13.1	Darstellung der sich im Aufbau befindlichen Hochfrequenzstation im Stretcherring.	131
13.2	Maximal speicherbarer Elektronenstrom in Abhängigkeit der Strahlenergie bei einer Synchrotronfrequenz von 95 kHz bei maximal verfügbarer Hochfrequenzleistung.	132
13.3	Leistungsanforderung zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung bei optimaler Aufteilung auf zwei Hochfrequenzstationen.	134
13.4	Quantenlebensdauer in Abhängigkeit der Strahlenergie und Synchrotronfrequenz im ELSA-Stretcherring.	135
13.5	Maximal speicherbarer Elektronenstrom in Abhängigkeit der Strahlenergie bei Betrachtung der maximal verfügbaren Hochfrequenzleistung im Aufbau mit vier Resonatoren.	136
13.6	Schematischer Aufbau der neuen Hochfrequenzanlage.	137
13.7	Klystronstrand der neuen Hochfrequenzanlage im Aufbau mit (von links nach rechts) Hochspannungstransformator, Gleichrichter, Siebkette und Klystron.	138
13.8	Mit CST Particle Studio berechnetes Impedanzspektrum eines siebenzelligen PETRA-Resonators.	138
13.9	Aus der Störkörpermessung bestimmte Frequenzverschiebung und elektrische Feldstärke der TM_{010} -Mode entlang der Strahlachse eines siebenzelligen PETRA-Resonators bei einer Eingangsleistung von 6 dBm.	139
14.1	Ausschnitt der Vakuumkammer eines Dipolmagneten des Stretcherrings mit keramischer Unterbrechung und Mikroresonatorflansch.	141
14.2	Mit CST berechnetes Transmissionsverhalten der elliptischen Vakuumkammer.	142
14.3	Keramische Isolationen der Vakuumkammern der Dipolmagnete im Stretcherring.	144
14.4	Mit CST berechnetes longitudinales Wakepotential der elliptischen Keramikunterbrechung.	144
14.5	Mit CST berechnete longitudinale Wakeimpedanz der elliptischen Keramikunterbrechung.	145
14.6	Hochfrequenzfedern zur Überbrückungen der keramischen Isolationen der Vakuumkammern der Dipolmagnete im Stretcherring.	145
14.7	Montierte Federüberbrückung im Testaufbau mit einer Keramikeinheit.	146
14.8	Mit CST berechnete longitudinale Wakeimpedanz der elliptischen Keramikunterbrechung mit Überbrückung.	146
14.9	CST-Modell eines Mikroresonatorflansches einer Dipolvakuumkammer im Stretcherring.	147
14.10	Mit CST berechnetes Spektrum der longitudinaler Wakeimpedanz eines hinterdrehten Flansches.	148
14.11	Aluminiumbrücke zur Kompensation des Einflusses der Mikroresonatoren der Kammerflansche.	148

14.12	Schnittansicht einer Dipolkammer mit ausgefülltem Mikroresonator, zu erkennen sind außerdem die zum Schutz der Keramik vor der im Dipolmagneten entstehenden Synchrotronstrahlung eingebauten und wassergekühlten Kupferkühlfinger, die über die Keramik hinausragen.	149
15.1	Gesamtansicht des neuen Single-Bunch- und Hochstrominjektors LINAC 1. . .	151
15.2	Funktionsprinzip des Energie-Kompressor-Systems mit dispersiver Strecke und Nachbeschleunigerstruktur.	153
15.3	26-zellige Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems [Keu13]. . .	154
15.4	3 dB-Hybrid zur Leistungs- und Amplitudenregelung im Hohlleitersystem. . . .	155
15.5	CST-Modell eines 3 dB-Hybrids; dargestellt ist die Geometrie des Hohlraums im Inneren des Kopplers, sowie in rot die Hochfrequenzein- und -ausgänge. . . .	156
15.6	Betrag der elektrischen Feldverteilung bei Verwendung des 3 dB-Hybrids als Leistungsteiler oder -kombinierer.	156
15.7	Leistungsfluss bei Verwendung des Hybrids als Leistungsteiler oder -kombinierer.	157
15.8	Mit CST Microwave Studio berechnete S -Parameter des Hybrids in Abhängigkeit der Frequenz des Eingangssignals.	158
15.9	variabler Hohlleiterkurzschluss zur Amplituden- und Phasenregelung im Hohlleitersystem.	159
15.10	Mit CST Microwave Studio berechneter Betrag der elektrischen Feldstärke entlang des variablen Kurzschlusses.	159
15.11	Mit CST Microwave Studio berechnete Amplitude der elektrischen Feldstärke im Kurzschlussrohleiter bei einer Eingangsleistung von 30 MW.	160
15.12	Mit CST Microwave Studio berechnete Amplitude der elektrischen Feldstärke eines Phasenschiebers.	160
15.13	Phasengang des variablen Hohlleiterkurzschlusses in Abhängigkeit der Position der Abschlussplatte.	161
15.14	Schnittansicht des Modells eines Hohlleiteramplitudenstellers zur numerischen Simulation mit CST Microwave Studio, bestehend aus drei Hybridkopplern und zwei variablen Kurzschlüssen.	162
15.15	Berechnete Ausgangsamplituden des 3 dB-Amplitudenstellers.	163
15.16	Mit CST Microwave Studio berechneter Leistungsfluss eines Amplitudenstellers.	163
15.17	Schematischer Aufbau des Hohlleitersystems.	164
15.18	Neues Hohlleitersystem zur Versorgung von Travelling-Wave-Buncher, Linac und Energie-Kompressor-System mit Hochfrequenzleistung.	165
15.19	Schema der Ablaufsteuerung zur Single-Bunch-Akkumulation im ELSA-Stretcherring.	166
A.1	Hohlleiterbandpassfilter für den ELSA-Stretcherring.	171
A.2	Hochfrequenzüberbrückung der keramischen Isolatoren in den Vakuumkammern der Dipolmagnete im Stretcherring.	172

Index

Symbole

3 dB-Koppler 23, 50, 154–155

A

Abklingzeit 33
Abstimmstempel . 29, 40, 115, 116, 119, 137
Abtasttheorem 70
Akzeptanz 152
Amplitudendemodulation 51
Anstiegszeit . . . 79, 82, 83, 85, 114, 121, 122
Arbeitspunkt 13, 16, 57, 61, 63, 67–75
 longitudinal 13, 58, 85
 Spin *siehe* Spinarbeitspunkt
 transversal 16
 vertikal 59
Arbeitspunktdiagramm 16

B

Bandpassfilter 45, 107
Beamloading .. 29, 40, 63, 81, 107, 115, 125
Beschleunigungsspannung 8, 19, 26,
 63, 92, 105–107, 111, 113, 115, 118,
 121, 125, 132, 134, 135, 153
Besselfunktion 26
Betafunktion 14, 50
Betatronschwingung 14, 16, 62, 68, 78
Betatronfrequenz 68
Bewegungsgleichung 11, 34
Booster-Synchrotron 3, 99–102, 151
Bucket . 13, 34, 52, 61, 70, 95, 97, 151, 161,
 162
Bunch. 10, 34, 35, 49, 51, 52, 55, 57, 58, 62,
 70, 71, 121, 143, 153, 162
Bunch-by-Bunch-Feedback-System .. 49–63,
 70, 72, 74, 100, 102, 105, 110, 127,
 167

Bunchlänge 13, 49, 101, 152

C

Closed-Orbit 50

D

Diagnoseschleife 106, 116, 135
Dispersion 10, 50, 133, 153
Dispersionsfunktion 14
Dispersionsrelation 20
Dreiwegemischer 83

E

Einhüllende 14, 85
Elektronenpaket *siehe* Bunch
ELSA 1, 9, 11, 14–16
Emittanz 14
Energie-Apertur-Funktion 17
Energie-Kompressor-System 153
Energierampe . . . 3, 107, 109, 116, 122, 128
Envelope *siehe* Einhüllende
EPICS 107, 122
Ersatzschaltbild 28
Extraktion. 16, 60, 95, 96, 99, 134, 161, 162

F

Fehlerunterdrückung 112
Feldemission 118
Feldverteilung 25, 116
FIR-Filter 57
Fouriertransformation 33, 70, 144
FPGA 52, 55, 60, 107, 161
Frequenzverstimmung .. 30, 43, 79, 115, 119
Füllstruktur 167
Fundamentalmode 26, 39, 55, 92, 142

G

Gleichgewichtsphase *siehe* synchrone Phase

Gleichrichter 135
 Gleichrichtiger 111
 Grenzfrequenz 20, 41, 143

H

Harmonischenzahl 11, 34, 52, 162
 Higher-Order-Mode .. 33, 77, 80, 82, 83, 88,
 167
 Hill'sche Differentialgleichung 14
 Hochfrequenz 8, 9, 19, 39–47, 105–129,
 131–137
 Hochspannung 110, 112
 Hohlleiter 20–25, 56, 106, 154
 Hohlleiter-
 Amplitudensteller 25, 157–158
 Kurzschluss 155–157
 Phasenschieber 157
 Hohlraumresonator . 5, 8, 19, 25–30, 39, 55,
 92, 142, 146, 152
 Hybrid *siehe* 3 dB-Koppler

I

Impedanzmodell 33
 Impedanzspektrum 32, 146
 Instabilität 16
 Integrator 111, 112
 Intensitätsprofil 13
 Interlock 117, 118, 161
 IQ-Messung 46, 160

K

Kickercavity 55
 Klystron 23, 106, 110, 122, 153
 Kohärenz 33, 87
 Kontrollsystem 107, 110, 117, 122
 Koordinatensystem 7
 Koppelfaktor 28, 29, 120
 Koppelschleife 112, 116
 Kreisgüte 27, 55, 56, 92, 119

L

Landau-Dämpfung 87
 Lebensdauer 17–18, 134
 longitudinal 17
 transversal 17
 LINAC 1 3, 151–163, 167
 LINAC 2 3
 Linearbeschleuniger 3, 152, 159

Low Level Radio Frequency 39, 105–129

M

Magisches-T 23, 39, 106
 Mastergenerator ... 40, 47, 51, 55, 105, 109,
 127, 162
 Mischer 46, 51, 55, 107, 160
 Mode *siehe* Resonatormode
 Modenspektrum 41, 77, 79
 Momentum-Compaction-Faktor 10
 Multi-Bunch-Instabilität .. 4, 34, 49, 77–89,
 167

N

natürliche Dämpfung 9, 80
 natürliche Energieunschärfe 13
 Netzwerkanalysator 119

O

optische Resonanz 16, 74

P

PETRA-Resonator 39–45, 106
 Phasendemodulation 51
 Phasendrift 110
 Phasenfokussierung 9–13, 99, 125
 Phasenraumfläche *siehe* Emittanz, 80
 Phasenschieber 24, 155
 Phasenschlupf 11
 Prebuncher 152

Q

Quantenlebensdauer 17, 131, 132, 134

R

Randbedingung 20, 25
 Rechteckhohlleiter *siehe* Hohlleiter
 Referenzphase 8, 12
 Reflexion 23, 29, 92, 116–118
 Regelparameter 110
 Regelschleife 52, 107, 110, 119, 122
 Reglerphase 110
 Resistive-Wall-Impedanz 33, 101
 Resonanzextraktion 16, 60
 Resonanzfrequenz 25, 28, 29, 39, 81, 83, 92,
 113, 115, 142, 153
 Resonanzregelung 41, 113
 Resonatormode 25, 26

Restwelligkeit 111
 Richtkoppler 106, 160
 Robinson-Instabilität 36, 82
 Robinson-Theorem 10

S

Sättigung 122
 Schleifenkopplung 29
 Schwingkreis 28
 Schwingungsamplitude ... 34, 79, 85, 87, 88
 Seitenband 35, 78, 83
 Separatrix 13, 17
 Separated-Function 9
 Shuntimpedanz .. 26, 40, 44, 54, 80, 92, 137
 Signallaufzeit 117, 119
 Single-Bunch-Instabilität 33, 151
 Sollbahn 7
 Spektrumanalysator 119
 Spin 68
 Spinarbeitspunkt 68
 stehende Welle 23, 156
 Störkörpermessung 42, 136
 Strahldynamik 7–18
 longitudinal 8
 transversal 14
 Strahllagemonitor 50, 92
 Strahlspektrum .. 32, 61, 62, 70, 77, 78, 101
 Strahlverlust 17, 31, 41, 49, 67, 74, 97, 101,
 134
 Stretcherring 3, 39, 105, 109, 152
 Streumatrix 22, 45, 155
 Striplinekicker 53
 synchrone Phase 46, 107, 128
 Synchrotron
 -frequenz 11, 105, 107, 113, 127
 -schwingung 11, 78
 -strahlung 8–10, 13, 19, 88

T

Tastverhältnis 4, 151
 Temperaturkontrolle 83
 Timingsystem 161–163
 Transferfunktion 58, 119, 122
 Tuningwinkel 28, 115

U

Überspannungsfaktor .. 9, 17, 100, 132, 134
 Umfangsspannung 8

Umlauffrequenz 10, 100, 162
 Umlaufzeit 9, 12

V

Vakuumkammer 4, 41, 67, 141–147

W

Wakefeld 32, 142
 Wakefunktion 32
 Wakeimpedanz 33, 143–145
 Wakepotential 32, 143, 144
 Wandstrom 144
 Wellenzahl 20
 Wirbelstrom 72, 141

Z

Zirkulator 23, 92, 136
 Zwischenfrequenz 107, 117

Danksagung

Ohne die Mitarbeit und Hilfe vieler Personen, wäre die Entstehung dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Hiermit möchte ich allen danken, die in jahrelanger Arbeit zu diesem Ergebnis beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert für die Themenvergabe und die Betreuung meiner Arbeit und Herrn Prof. Dr. Jochen Dingfelder für die Übernahme des Korreferates.

Ich danke meiner Realitätsversicherung Herrn Philipp Hänisch für die technische Betreuung und die vielen Stunden der Montage. Bei der Inbetriebnahme des Feedback- und LLRF-Systems war Herr Dmitry Teytelman als Ansprechpartner unersetzlich, für die technische Unterstützung möchte ich mich sehr herzlich bedanken.

Der gesamten ELSA-Mannschaft danke ich für die sehr schöne Zeit und die fantastische Arbeitsatmosphäre. Besonders bedanken möchte ich mich bei Dennis Proft und Jens-Peter Thiry, die eine große Unterstützung bei der Montage der Dipolkammerbrücken und in unendlich vielen Teststrahlzeiten waren. Ebenso danke ich meinen Bürokollegen, die mich über viele Jahre begleitet und stets für Diskussionen und Hilfestellungen zur Verfügung standen.

Jan Schmidt, Dennis Sauerland, Jens-Peter Thiry und Dennis Proft danke ich für das intensive Korrekturlesen.

Stellvertretend danke ich den Entwicklern und Unterstützern von Lua \LaTeX , TikZ und gcc, der Einsatz freier Software hat diese Arbeit erst möglich gemacht.

Meinen Eltern, die mich während des gesamten Studiums unterstützt haben, danke ich sehr herzlich.

Danke

