
Breitbandige Feedback-Systeme zur Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten am Stretcherring ELSA

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

André Roth

aus

Troisdorf

Bonn

2012

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. W. Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. H.-W. Hammer

Tag der Promotion: 11.12.2012
Erscheinungsjahr: 2013

Zusammenfassung

Für das zukünftige experimentelle Programm der an der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA betriebenen Hadronenphysik-Experimente wird eine Erhöhung der Intensität des extrahierten Elektronenstrahls angestrebt. Die dazu im ELSA Stretcherring erforderliche Speicherung und Beschleunigung interner Strahlströme von bis zu 200 mA wird insbesondere durch Strahlinstabilitäten begrenzt, bei denen es sich um angeregte, kohärente Schwingungen der Strahl-Elektronen handelt, die zu einer Verschlechterung der Qualität des Strahls führen und deren Schwingungsamplituden resonanzartig bis zum Strahlverlust anwachsen können.

Als Gegenmaßnahme wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Multi-Bunch Feedback-Systeme am ELSA Stretcherring zur aktiven Dämpfung der Strahlinstabilitäten aufgebaut. Diese Regelsysteme bestimmen nach Detektion der Auslenkung der Ladungsschwerpunkte der 274 im Stretcherring gespeicherten Bunche mittels digitaler Signalprozessoren für jeden einzelnen Bunch ein unabhängiges Korrektursignal. Die Signale steuern breitbandige Kickerstrukturen an, die durch phasenrichtige, elektromagnetische Korrekturimpulse die kohärenten Schwingungen der Elektronen dämpfen. Die für alle drei Schwingungsebenen realisierten Systeme sind durch eine analoge Bandbreite von 250 MHz und eine Datenverarbeitungsrate von 500 MHz gekennzeichnet; sie können daher bei ausreichender Dämpfungsleistung die Anregung aller möglichen Schwingungsmoden der gespeicherten Bunche unterbinden.

Neben der Auslegung und dem Aufbau der Multi-Bunch Feedback-Systeme sowie der Entwicklung longitudinaler und transversaler Kickerstrukturen wird die erfolgreiche Inbetriebnahme der Systeme für alle drei Ebenen am Stretcherring in dieser Arbeit behandelt. Die im Rahmen der Inbetriebnahme durchgeführten Messungen zeigen außerdem die zusätzlichen Einsatzmöglichkeiten der Systeme für zukünftige Instabilitätsstudien, strahl diagnostische Untersuchungen und für die Einzel-Bunch-Erzeugung am Stretcherring auf. Ferner bestätigen die während des Nachbeschleunigungsmodus aufgenommenen Messungen den erfolgreichen Betrieb des longitudinalen Feedback-Systems auch während der schnellen Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV bei einer Rampgeschwindigkeit von 4 GeV/s am Stretcherring.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation und Thema der Arbeit	2
1.2	Gliederung und Vorbemerkungen	2
2	Beschleunigerphysikalische Grundlagen	5
2.1	Strahldynamik im Ringbeschleuniger	5
2.1.1	Longitudinale Strahlschwingungen	6
2.1.2	Transversale Strahlschwingungen	9
2.2	Kohärente Strahlinstabilitäten	10
2.2.1	Wakefunktionen und Koppelimpedanzen	11
2.2.2	Kohärente Elektronenschwingungen	14
2.2.3	Anregungs- und Dämpfungsmechanismen	18
3	Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	23
3.1	Aufbau, Betriebsmodi und Parameter	23
3.2	Longitudinales HOM-Spektrum der PETRA-Resonatoren	26
3.2.1	Simulation des Wakefeldes	27
3.2.2	Simulation der Eigenmoden	30
3.2.3	Longitudinale Schwellenimpedanzen	31
3.3	Unterdrückung kohärenter Strahlinstabilitäten an ELSA	31
4	Multi-Bunch Feedback-Systeme	33
4.1	Grundkonzept	33
4.2	Detektion kohärenter Schwingungen	35
4.2.1	Longitudinal: Phasendemodulation	35
4.2.2	Transversal: Amplitudendemodulation	36
4.3	Bestimmung des Korrektursignals	36
4.3.1	Digitale Filter	38
4.4	Strahlkorrektur	38
4.4.1	Longitudinale Kickerstrukturen	39
4.4.2	Transversale Kickerstrukturen	40
4.5	Dämpfungsraten	41
4.5.1	Longitudinales System	41
4.5.2	Transversales System	41
5	Entwicklung und Aufbau der Systeme	43
5.1	Strahlpositionsmonitore und Vorverarbeitung	43
5.2	Analoge und digitale Signalverarbeitung	47
5.2.1	Analoge Demodulationseinheit (Frontend)	47

5.2.2	Digitale Prozessoreinheit	49
5.2.3	Triggersignale	51
5.2.4	Steuerung und Kontrolle der Systeme	51
5.3	Aufbau und Ansteuerung breitbandiger Kicker	60
5.3.1	Longitudinaler Modulator (Backend)	60
5.3.2	Kicker Cavities	61
5.3.3	Stripline Kicker	71
5.3.4	Fernsteuerung und Überwachung	77
6	Inbetriebnahme und Messungen	81
6.1	Inbetriebnahme des longitudinalen Systems	81
6.1.1	Einstellung des Eingangskanals	82
6.1.2	Einstellung des Ausgangskanals	85
6.1.3	Erzeugung digitaler Bandpassfilter	89
6.1.4	Fourierspektren	91
6.1.5	Grow-Damp-Messung	93
6.1.6	Strahlspektrum und Instabilitätsstudien	94
6.2	Horizontales Feedback-System	96
6.2.1	Aktivierung des Systems	96
6.2.2	Grow-Damp Messungen	100
6.3	Vertikales Feedback-System	101
6.4	Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus	103
6.4.1	Auswirkungen der schnellen Energieerhöhung	103
6.4.2	Messungen mit dem longitudinalen System	105
6.5	Erzeugung von Einzel-Bunchen	108
6.6	Ausblick	110
7	Zusammenfassung	113
	Literaturverzeichnis	115
	Danksagung	121

Kapitel 1

Einleitung

Zur Untersuchung des Aufbaus und der fundamentalen Bausteine und Kräfte der Materie werden die von Beschleunigeranlagen zur Verfügung gestellten, hochenergetischen Teilchenstrahlen seit Jahrzehnten für Experimente der physikalischen Grundlagenforschung verwendet. Gleichzeitig zum Betrieb und Neubau dieser Anlagen erfordern die stetig steigenden Anforderungen an Qualität, Energie und Intensität der Strahlen eine kontinuierliche Verbesserung und Weiterentwicklung bestehender Teilchenbeschleuniger und ihrer Instrumentierung.

Am Physikalischen Institut der Universität Bonn geht die erfolgreiche Entwicklung von Elektronenbeschleunigern bis in die Fünfziger Jahre des letzten Jahrhunderts zurück [36]. Seit dem Jahr 1987 besteht die hauseigene Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA durch die Erweiterung der Anlage um den sog. Stretcherring in ihrer jetzigen Bauform. Die dauerhaften Verbesserungen der Anlage ermöglichen inzwischen die Bereitstellung eines spinpolarisierten, nahezu kontinuierlichen Elektronenstrahls mit einer Maximalenergie bis zu 3,2 GeV und Polarisationsgraden bis zu 72 %, der für Fixtarget-Experimente zur Erforschung der hadronischen Struktur der Materie und der starken Wechselwirkung verwendet wird.

ELSA ist derzeit der Mittelpunkt des experimentellen Programms des DFG¹-Sonderforschungsbereiches Transregio 16: Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme / Subnuclear Structure of Matter. In diesem Rahmen werden mittels der an zwei Messplätzen aufgebauten Experimente (CBELSA/TAPS [81] und BGO-OD [72]) das Spektrum der Anregungszustände der Nukleonen und entsprechende Resonanzen vermessen. Dazu wird das von den Detektoren der Experimente umgebende Flüssigtarget² (Wasserstoff oder Deuterium) mit einem linear oder zirkular polarisierten Photonenstrahl beschossen, der als Bremsstrahlung des extrahierten, wahlweise unpolarisierten oder spinpolarisierten Elektronenstrahls des Stretcherrings an einem Konversionstarget gewonnen wird.

Bedingt durch die teils sehr kleinen Wirkungsquerschnitte der hadronischen Reaktionen ist neben langen Messzeiten eine hohe Intensität des Photonen- bzw. Elektronenstrahls wünschenswert, um für die Datenaufnahme der Experimente eine statistisch hinreichend große Anzahl an Ereignissen detektieren zu können. Daher ist ein Schwerpunkt der gegenwärtigen beschleunigerphysikalischen Forschung an ELSA die Umsetzung einer Erhöhung des internen Strahlstroms des Stretcherring auf bis zu 200 mA, um den Experimenten zukünftig Elektronenstrahlen mit einer um den Faktor fünf bis zehn höheren Intensität zur Verfügung stellen zu können.

¹DFG: Deutsche Forschungsgemeinschaft.

²Am Messplatz des CBELSA/TAPS Experimentes handelt es sich um ein spinpolarisiertes Target; mit diesem Aufbau sind Doppelpolarisationsmessungen mit polarisiertem Target und polarisiertem Photonenstrahl möglich.

1.1 Motivation und Thema der Arbeit

Die Beschleunigeranlage ELSA ist im Standard-Betriebsmodus der Anlage zur Bereitstellung externer Elektronenstrahlen, dem sog. Nachbeschleunigungsmodus bisher nicht für die stabile Beschleunigung und Speicherung interner Strahlströme von mehr als 20 mA ausgelegt. Signifikant höhere Strahlströme sind durch die Anregung kollektiver Strahlinstabilitäten im Stretcherring begrenzt, bei denen es sich um kohärente Schwingungen der Strahlelektronen in allen drei Raumrichtungen handelt, deren Amplituden resonanzartig bis zum Strahlverlust anwachsen können. Diese Instabilitäten vergrößern die transversalen Strahldimensionen, erhöhen die Energiebreite des Elektronenstrahls und führen wegen des Strahlverlustes letztlich zur Begrenzung des maximal speicherbaren Strahlstroms in einem Ringbeschleuniger. Sie werden von elektromagnetischen Störfeldern, den sog. Wakefeldern verursacht, die der Elektronenstrahl in Wechselwirkung mit den den Strahl umgebenden Vakuumkammern insbesondere in Bereichen von Querschnittsänderungen der Kammern erzeugt. Am ELSA Stretcherring sind longitudinale, kohärente Strahlschwingungen – je nach Strahlenergie – bereits ab 10 mA, horizontale Strahlschwingungen ab 15 mA, vertikale ab 50 mA zu beobachten.

Eine weltweit erfolgreich an Ringbeschleunigern für intensive Elektronenstrahlen aufgebaute Gegenmaßnahme, um kohärente Strahlinstabilitäten aktiv zu unterdrücken, sind breitbandige, meist mit digitalen Signalprozessoren realisierte Regelsysteme, die die anwachsenden Amplituden der Elektronen detektieren und durch einen phasenrichtigen, elektromagnetischen Korrekturimpuls die kohärenten Schwingungen der Elektronen dämpfen. Diese als Multi-Bunch Feedback bezeichneten Systeme eröffnen darüber hinaus eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Strahl diagnose sowie zum Studium der Strahlinstabilitäten selbst.

Der Aufbau solcher Systeme erfolgte in den Jahren 2009 bis 2011 am ELSA Stretcherring, um ergänzt durch weitere Maßnahmen die geplante Stromerhöhung auf bis zu 200 mA zukünftig umsetzen zu können. Die Entwicklung, der Aufbau und die Inbetriebnahme der Multi-Bunch Feedback-Systeme für alle drei Schwingungsebenen sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

1.2 Gliederung und Vorbemerkungen

Neben dieser Einführung und einer Zusammenfassung am Ende der Arbeit gliedert sich diese in fünf Kapitel: Zunächst werden in Kapitel 2 die beschleunigerphysikalischen Grundlagen behandelt, die zum Verständnis kohärenter Strahlinstabilitäten erforderlich sind. Dabei wird keine vollständige Beschreibung aller möglichen Instabilitätstypen zusammengestellt, sondern schwerpunktmäßig die longitudinalen und transversalen, gekoppelten Dipol-Schwingungen der Ladungsschwerpunkte der Elektronenpakete eines Ringbeschleunigers vorgestellt, da diese der wesentliche, limitierende Instabilitätsmechanismus für die geplante Stromerhöhung am Stretcherring sind. Diese sog. Multi-Bunch-Instabilitäten sind eine Folge von langreichweitigen Wakefeldern, die insbesondere durch die Anregung der ungedämpften Moden höherer Ordnung der am Stretcherring installierten Beschleunigungsresonatoren verursacht werden. Daher wird nach Beschreibung der Beschleunigeranlage ELSA und des Stretcherrings in Kapitel 3 im Besonderen auch auf das longitudinale Impedanzspektrum dieser Resonatoren eingegangen.

Kapitel 4 gibt anschließend einen Überblick über den grundsätzlichen Aufbau und die Funktionsweise von Multi-Bunch Feedback-Systemen mit allen Einzelkomponenten. Daran anknüpfend wird in Kapitel 5 die Auslegung und der Aufbau des longitudinalen und der beiden transversalen Feedback-Systeme am ELSA Stretcherring ausführlich dargestellt und auf die Entwicklung von breitbandigen Kickerstrukturen zur Strahlkorrektur eingegangen. Schließlich beschreibt Kapitel 6 die erfolgreiche Inbetriebnahme der Feedback-Systeme in allen drei Ebenen und präsentiert Messungen, die am Stretcherring mit den aktivierten Systemen durchgeführt wurden. Das Ka-

pitel schließt mit Messungen des longitudinalen Feedback-Systems während der schnellen Energerampe des Stretcherrings und einem Ausblick über zukünftige Einsatzmöglichkeiten der Systeme.

Da es sich beim ELSA Stretcherring um ein Elektronen-Synchrotron im GeV-Energiebereich handelt, beschränkten sich alle Ausführungen in dieser Arbeit auf ultrarelativistische Elektronen, also Elektronen deren Geschwindigkeit annähernd der Lichtgeschwindigkeit³ c entspricht. Ferner wird darauf hingewiesen, dass die Elektronenpakete in dieser Arbeit als Bunche⁴ bezeichnet werden; um außerdem zwischen einem und mehreren gespeicherten Bunchen und entsprechenden Instabilitätsmechanismen im Ringbeschleuniger zu unterscheiden, werden die Begriffe Einzel-Bunch und Multi-Bunch verwendet.

³Die Lichtgeschwindigkeit wird in dieser Arbeit durchgehend mit dem Buchstaben c angegeben.

⁴Bunch, englisch: Bündel.

Kapitel 2

Beschleunigerphysikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die Grundzüge der linearen Strahldynamik in Ringbeschleunigern vorgestellt, da diese zum Verständnis longitudinaler und transversaler Schwingungen, die die Elektronen eines Bunches um den Sollorbit ausführen, erforderlich sind. Neben den Bewegungsgleichungen werden die zugehörigen Schwingungsfrequenzen und natürlichen Dämpfungsmechanismen behandelt. Weiterhin erfolgt eine Einführung in elektromagnetische Störfelder (Wakefelder) und entsprechende Impedanzen, die zu kohärenten Elektronenschwingungen und Strahlinstabilitäten führen können. Die resultierenden Schwingungsmoden, Strahlspektren und Anregungs- und Dämpfungsmechanismen sowie mögliche aktive und passive Gegenmaßnahmen werden vorgestellt.

2.1 Strahldynamik im Ringbeschleuniger

Die Teilchenbewegung in einem Ringbeschleuniger wird ausgehend von einem mitbewegten, kartesischen Koordinatensystem beschrieben, das einem Teilchen ohne Impulsabweichung ($\Delta p/p = 0$) auf der Sollbahn, der sog. idealen Gleichgewichtsbahn folgt. Dabei bezeichnet die s -Koordinate die längs der Gleichgewichtsbahn zurückgelegte Strecke sowie die x - bzw. z -Koordinate die horizontale bzw. vertikale Ablage der Teilchen relativ zur Gleichgewichtsbahn (s. Abbildung 2.1).

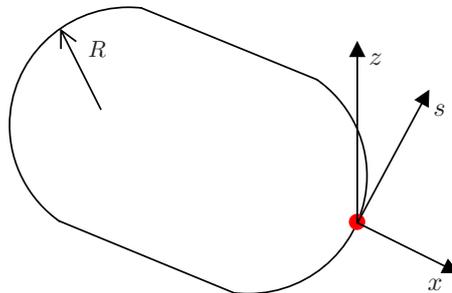


Abbildung 2.1: Skizze des mitbewegten Koordinatensystems (x, s, z) , das zur Beschreibung der Teilchenbewegung im Ringbeschleuniger mit konstantem Biegeradius R verwendet wird.

Neben den Dipolmagneten, die die Strahlablenkung auf die Kreisbahn verursachen, werden Quadrupolmagnete zur Strahlfokussierung verwendet, deren zur Auslenkung der Elektronen pro-

portionale rücktreibenden Kräfte zur Ausbildung transversaler, inkohärenter Schwingungen der Elektronen um die Gleichgewichtsbahn des Sollteilchens führen. In longitudinaler Richtung erfolgt die Beschleunigung der Elektronen mit elektrischen Wechselfeldern, die von Hochfrequenzresonatoren erzeugt werden, und es existieren für Teilchen mit Impulsabweichung ebenso inkohärente longitudinale Schwingungen um die Phase des Sollteilchens.

2.1.1 Longitudinale Strahlschwingungen

Die longitudinale Bewegung der Elektronen wird wesentlich durch die Energieverluste durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht in den Kreisbögen des Beschleunigers und die longitudinale Beschleunigung in den Hochfrequenzresonatoren bestimmt. Pro Umlauf verliert ein Elektron der Energie E auf der Sollbahn eines Ringbeschleunigers mit dem konstanten Biegeradius R die Energie W , vgl. [89]:

$$W / \text{keV} = 88,5 \cdot \frac{E^4 / \text{GeV}^4}{R/\text{m}}. \quad (2.1)$$

Dieser Energieverlust wird vollständig durch die Beschleunigung des Elektrons in longitudinaler Richtung mit hochfrequenten Wechselfeldern in den Beschleunigungsresonatoren ausgeglichen. Die dafür erforderliche Beschleunigungsspannung U_s ergibt sich nach

$$W/e \stackrel{!}{=} U_s = U_{\text{HF}} \cdot \sin \varphi_s = U_{\text{HF}} \cdot \frac{1}{q} \quad (2.2)$$

aus der Phasenlage des Elektrons relativ zur maximalen Amplitude der Hochfrequenzspannung U_{HF} , der Sollphase φ_s bzw. aus dem Überspannungsfaktor q . Dabei muss für φ_s für das nachfolgend beschriebene Prinzip der Phasenfokussierung bei der Beschleunigung ultrarelativistische Elektronen die Bedingung

$$\frac{\pi}{2} < \varphi_s < \frac{3\pi}{2} \quad (2.3)$$

erfüllt sein, vgl. [89].

Diese Wahl der Sollphase gewährleistet, dass Elektronen mit positiver Energie- bzw. Impulsabweichung ($\Delta p/p > 0$) wegen der geringeren Ablenkung durch die Dipolmagnete die nachfolgende Beschleunigungsstrecke aufgrund des längeren Weges in den Kreisbögen später als das Sollteilchen passieren und sie daher eine Beschleunigungsspannung kleiner als U_s erfahren; ebenso erreichen Elektronen mit $\Delta p/p < 0$ den Resonator früher und passieren deswegen eine Spannung größer als U_s , was mit einem entsprechend größeren Energiegewinn verbunden ist. Dadurch führen die Elektronen eines Bunches, die kleine Phasenabweichungen $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_s$, d.h. kleine Auslenkungen relativ zur Sollphase φ_s aufweisen, harmonische Phasen- bzw. Energieschwingungen um φ_s aus. Diese longitudinalen, inkohärenten Schwingungen der Elektronen werden als Synchrotronschwingungen bezeichnet.

Die zugehörige Phasenabweichung der Elektronen pro Umlauf im Ringbeschleuniger $(\Delta\varphi)_U$ lässt sich aus der Energieabweichung der Elektronen ΔE berechnen:

$$(\Delta\varphi)_U = \frac{2\pi h}{\beta_r^2 E} \left(\alpha_C - \frac{1}{\gamma_r^2} \right) \Delta E. \quad (2.4)$$

Dabei wurde der relativistische Faktor $\gamma_r = (1 - \beta_r^2)^{-1/2}$ verwendet und mit $h \in \mathbb{N}$ die Harmonischenzahl h eingeführt. h ist die Anzahl der maximal speicherbaren Bunches im Ringbeschleuniger und als das Verhältnis der verwendeten Hochfrequenz f_{HF} für die Beschleunigungsresonatoren zur Umlauffrequenz $f_U = \frac{1}{T_U} = \frac{1}{L_0/c}$ bei einem Ringumfang L_0 definiert ist:

$$h = \frac{f_{\text{HF}}}{f_U}. \quad (2.5)$$

Ferner wurde mit α_C der sog. Momentum-Compaction-Faktor eingeführt, der die durch die impulsabhängige, horizontale Ablenkung der Elektronen in den Dipolen verursachte Änderung der Umlauflänge ΔL eines Elektrons mit Impulsabweichung $\Delta p/p > 0$ (Dispersion) im Bezug auf der Länge der Sollbahn L_0 beschreibt:

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha_C \frac{\Delta p}{p} .$$

Für ultrarelativistische Elektronen ($\beta_r = v/c \approx 1$, $\alpha_C \gg 1/\gamma_r^2$) vereinfacht sich Gleichung (2.4) zu

$$(\Delta\varphi)_U = \frac{2\pi h \alpha_C}{E} \Delta E . \quad (2.6)$$

Für die Funktionsweise eines longitudinalen Feedback-Systems (s. Abschnitt 4.1) ist insbesondere die zeitliche Entwicklung der Phasenabweichung $\Delta\varphi$ von Bedeutung. Die zeitliche Ableitung von $\Delta\varphi$ ergibt sich durch Division von Gleichung (2.6) durch die Umlaufzeit T_U im Ringbeschleuniger:

$$\Delta\dot{\varphi} = \frac{2\pi h \alpha_C}{T_U E} \Delta E = \frac{2\pi \alpha_C f_{HF}}{E} \Delta E . \quad (2.7)$$

Die zugehörige Bewegungsgleichung der Synchrotronschwingung ist für kleine Abweichungen von der Sollphase die Differentialgleichung eines gedämpften, harmonischen Oszillators und lässt sich ausgehend von der Energiebilanz der Elektronen zu

$$\Delta\ddot{E}(t) + 2a_s \Delta\dot{E}(t) + \omega_s^2 \Delta E(t) = 0 , \quad (2.8)$$

herleiten, vgl. [89], wobei $\omega_s = 2\pi f_s$ die Eigenkreisfrequenz der Schwingung ist. Die als Synchrotronfrequenz bezeichnete Größe f_s wird mit

$$f_s = f_U \sqrt{\frac{\alpha_C h}{2\pi E/e} U_{HF} \cos \varphi_s} \quad (2.9)$$

für ultrarelativistische Elektronen berechnet, vgl. [89]. Mit f_s wird weiterhin der longitudinale Arbeitspunkt Q_s als

$$Q_s = \frac{f_s}{f_U} \quad (2.10)$$

definiert, der die Anzahl der Synchrotronschwingungen pro Umlaufperiode des Ringes angibt und wegen der sehr viel längeren Periodendauer der Synchrotronschwingung im Vergleich zur Umlaufzeit typischerweise deutlich kleiner als Eins ist.

Die Synchrotronschwingungen werden durch den Energieverlust der Elektronen in Folge der Photonenemission in den Bögen des Beschleunigers (die sog. Synchrotronstrahlung), der mit steigender Elektronenenergie zunimmt (vgl. Gleichung (2.1)), und die Nachbeschleunigung in longitudinaler Richtung in den Hochfrequenzresonatoren gedämpft, was in Gleichung (2.8) durch die longitudinale, natürliche Dämpfungsrate a_s ausgedrückt wird. a_s bzw. die longitudinale Dämpfungszeit τ_s wird bei gegebener Energie E der Elektronen nur von der Magnetstruktur des Ringes, d.h. durch den Biegeradius der Dipole, die Stärke der Quadrupole und die Anordnung dieser Magnete im Ring bestimmt, vgl. [84]:

$$a_s = \frac{1}{\tau_s} = \frac{W}{2T_U E} (2 + \mathcal{D}) , \quad (2.11)$$

wobei der Parameter \mathcal{D} die Magnetstruktur des Rings berücksichtigt und für Beschleuniger mit getrennt angeordneten Di- und Quadrupolen, sog. Separated-Function-Maschinen, über

$$\mathcal{D} = \frac{\alpha_C L_0}{2\pi R} \quad (2.12)$$

berechnet werden kann, vgl. [84]. Die Dämpfrate ist demnach für Separated-Function-Beschleuniger immer positiv, woraus eine stets gedämpfte Synchrotronschwingung folgt. Dabei ist die Rate typischerweise so klein, dass die Dämpfungszeit τ_s groß gegenüber der Periode der Synchrotronschwingung T_s ist und

$$\tau_s = \frac{1}{a_s} \gg T_s = \frac{1}{f_s}$$

gilt. Vernachlässigt man die Dämpfung, so kann die Bewegungsgleichung durch

$$\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi_0 \cdot \sin(\omega_s t) \quad (2.13)$$

gelöst werden. Die Amplitude der Synchrotronschwingung $\Delta\varphi_0$ lässt sich für den Fall der maximalen Energieabweichung der Elektronen ΔE_{\max} bestimmen, indem man die zeitliche Ableitung von Gleichung (2.13) bildet und diese mit Gleichung (2.7) gleichsetzt. Für $\Delta\varphi_0$ erhält man dann

$$\Delta\varphi_0 = \frac{\alpha_C f_{\text{HF}}}{f_s} \cdot \frac{\Delta E_{\max}}{E}, \quad (2.14)$$

wobei $\Delta E_{\max}/E$ die natürliche Energiebreite des Elektronenstrahls bezeichnet. Die Energiebreite ergibt sich aus dem Gleichgewicht aus schon beschriebener Dämpfung der Schwingung durch Synchrotronstrahlung und einer gleichzeitigen Anregung der Schwingung, die eine Folge des stochastischen Prozesses der Photonemission der Synchrotronstrahlung ist. $\Delta E_{\max}/E$ ist linear von der Energie der Elektronen abhängig und lässt sich wie folgt für einen Ringbeschleuniger mit konstantem Biegeradius R berechnen, vgl. [83]:

$$\frac{\Delta E_{\max}}{E} = \sqrt{\frac{C_q}{(2 + \mathcal{D}) R}} \cdot \gamma_r \quad \text{mit} \quad C_q = 3,84 \cdot 10^{-13} \text{ m}. \quad (2.15)$$

Schließlich lässt sich unter Verwendung des Zusammenhangs zwischen Phasen- und Energieamplitude der Synchrotronschwingung die natürliche Länge l_B des Elektronenbunches unter Verwendung von

$$\frac{l_B}{2} = \frac{c}{\omega_{\text{HF}}} \cdot \Delta\varphi_0 \quad (2.16)$$

bei vorgegebener Energiebreite $\Delta E_{\max}/E$ mit

$$l_B = 2 \cdot \frac{c \alpha_C}{\omega_s} \cdot \frac{\Delta E_{\max}}{E} \quad (2.17)$$

angeben. Wegen der zufälligen Energieverteilung der Photonenemission ist die longitudinale Intensitätsverteilung des Bunches gaußförmig; die zugehörige Standardabweichung σ_s (σ_t) der räumlichen bzw. zeitlichen Verteilung der Elektronen eines Bunches entspricht der halben natürlichen Bunchlänge:

$$\sigma_s = \sigma_t \cdot c = \frac{l_B}{2}. \quad (2.18)$$

2.1.2 Transversale Strahlschwingungen

In der linearen Strahloptik, bei welcher nur konstante Magnetfelder der Dipole zur horizontalen Strahlablenkung und linear vom Abstand abhängige Felder der Quadrupolmagnete zur transversalen Strahlfokussierung behandelt werden, wird die horizontale und vertikale Bewegung, $x(s)$ und $z(s)$ der Teilchen durch die folgenden, linearen Bewegungsgleichungen, die sog. Hillschen Differentialgleichungen beschrieben¹, vgl. [89]:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) \cdot x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.19)$$

$$z''(s) + k(s) \cdot z(s) = 0. \quad (2.20)$$

Dabei ist mit $R(s)$ der lokale Biegeradius der Sollbahn in den Dipolmagneten, mit $k(s)$ die lokale Fokussierungsstärke der Quadrupole² und mit Δp die Impulsabweichung der Elektronen zum Sollteilchen bezeichnet und es wird vorausgesetzt, dass es bei einem planar aufgebauten Beschleuniger keine Kopplung zwischen den Bewegungen in den beiden Ebenen gibt³. Die Lösungen der Bewegungsgleichungen lauten, vgl. [89]

$$x(s) = \sqrt{\epsilon_x \cdot \beta_x(s)} \cos(\phi_x(s) + \phi_{x,0}) + D_x(s) \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.21)$$

$$z(s) = \sqrt{\epsilon_z \cdot \beta_z(s)} \cos(\phi_z(s) + \phi_{z,0}) \quad (2.22)$$

und beschreiben eine quasi-harmonische Amplitudenschwingung der Elektronen um die Sollbahn, die auch als horizontale bzw. vertikale Betatronschwingung bezeichnet wird.

Der invariante Anteil der Schwingungsamplitude $\epsilon_{x,z}$ wird als (Einteilchen-) Emittanz bezeichnet; für eine gegebene lineare Magneto-optik und eine feste Energie des Elektrons ist $\epsilon_{x,z}$ erhalten und ein Maß für die konstante Fläche $A = \pi \cdot \epsilon_{x,z}$ der horizontalen bzw. vertikalen Phasenraumellipse⁴ in der Ebene der Phasenraumkoordinaten (x, x') bzw. (z, z') .

$\beta_{x,z}(s)$ sind die Werte der horizontalen bzw. vertikalen Betafunktionen, die durch die Magneto-optik des Beschleunigers vorgegeben sind und die den ortsabhängigen Anteil der Schwingungsamplitude in Folge der Strahlfokussierung beschreiben. Für Teilchen mit Impulsabweichung $\Delta p/p \neq 0$ verschiebt sich die Sollbahn wegen der impulsabhängigen Ablenkung in den Dipolmagneten horizontal um $D_x(s) \frac{\Delta p}{p}$, wobei die Dispersionsfunktion $D_x(s)$ für den Spezialfall eines Teilchens mit $\Delta p/p = 1$ definiert ist. Die Funktionen $\beta_x(s)$, $\beta_z(s)$ und $D_x(s)$ charakterisieren die Magneto-optik vollständig und werden auch als optische Funktionen des Beschleunigers bezeichnet.

Die ortsabhängigen Phasenvorschiebe $\phi_{x,z}(s)$ der Betatronschwingungen sind von den zugehörigen Betafunktionen abhängig; der Phasenvorschub $\Delta\phi_{x,z}$ pro Umlauf liefert die Anzahl der Betatronschwingungen, die ein Elektron im Ringbeschleuniger während eines Umlaufs ausführt und die als der horizontale bzw. vertikale Arbeitspunkt Q_x bzw. Q_z des Beschleunigers bezeichnet wird:

$$Q_{x,z} = \frac{\Delta\phi_{x,z}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{L_0} \frac{1}{\beta_{x,z}(s)} ds, \quad (2.23)$$

¹Dabei bezeichnen die gestrichelten Koordinaten die Ableitungen nach der longitudinalen Koordinate s .

²Das Vorzeichen von k gibt die Fokussierungsebene des Quadrupols an: Nach Konvention gilt für horizontal (vertikal) fokussierende Quadrupole $k < 0$ ($k > 0$).

³In der Praxis ist dies nicht der Fall, so dass eine Kopplung der Bewegung im Bereich von 1% bis 10% anzunehmen ist, vgl. [84].

⁴Die Phasenraumellipse gibt alle Orts- und Winkelkoordinaten (x, x') bzw. (z, z') an, die die stabile Bewegung eines Teilchens bei einer großen Anzahl von Umläufen für eine bestimmte Position s im Ringbeschleuniger beschreiben. Dabei ist die Ausrichtung und Form der Ellipse abhängig von s , die Ellipsenfläche aber nach dem Satz von Liouville konstant, falls nur konservative Kräfte auf die Teilchen wirken.

wobei im Gegensatz zur SynchrotronSchwingung die BetatronSchwingung mehrere Schwingungsperioden pro Umlauf durchföhrt und damit $Q_{x,z} > 1$ gilt. Für die Bestimmung der entsprechenden Schwingungsfrequenzen f_x bzw. f_z der horizontalen bzw. vertikalen BetatronSchwingung ist daher nur der Nachkommaanteil $Q_{x,z}^N$ des Arbeitspunkte $Q_{x,z}$ entscheidend:

$$\text{falls } Q_{x,z}^N < 0,5 : \quad f_{x,z} = Q_{x,z}^N \cdot f_U , \quad (2.24)$$

$$\text{falls } Q_{x,z}^N > 0,5 : \quad f_{x,z} = (1 - Q_{x,z}^N) \cdot f_U . \quad (2.25)$$

Analog zur Dämpfung der SynchrotronSchwingung wird auch die BetatronSchwingung durch die Synchrotronstrahlung und die Nachbeschleunigung des Strahls gedämpft: Die Emission des Synchrotronlichtes in den Ablenkmagneten erfolgt in Flugrichtung der Elektronen, so dass sowohl die longitudinale wie auch die transversale Impulskomponente der Elektronen kleiner wird, jedoch durch die Nachbeschleunigung in den Beschleunigungsresonatoren nur die longitudinale Komponente ausgeglichen wird. Diese Dämpfung der BetatronSchwingung lässt sich wie bei der SynchrotronSchwingung (vgl. Gleichung (2.11)) durch entsprechende Dämpfungsraten $a_{x,z}$ bzw. Dämpfungszeiten $\tau_{x,z}$ angeben, vgl. [84]:

$$a_x = \frac{1}{\tau_x} = \frac{W}{2T_U E} (1 - \mathcal{D}) , \quad (2.26)$$

$$a_z = \frac{1}{\tau_z} = \frac{W}{2T_U E} , \quad (2.27)$$

wobei bei der Dämpfung der horizontalen BetatronSchwingung die Dispersion des Ringbeschleunigers durch den Parameter \mathcal{D} (vgl. Gleichung (2.12)) berücksichtigt wird.

Betrachtet man nicht mehr die horizontale Bewegung eines einzelnen Elektrons, sondern ein Teilchenensemble aus Elektronen, so kann man wie in der longitudinalen so auch in der horizontalen Ebene von einer gaußförmigen Intensitätsverteilung der Elektronen und ihrer Phasenraumkoordinaten ausgehen, die wiederum eine Folge des stochastischen, die BetatronSchwingung anregenden Prozesses der Photonenemission der Elektronen und der gleichzeitigen Dämpfung der Schwingung ist. Die horizontale Strahleinhüllende, also die horizontale Breite $\sigma_x(s)$ des Strahls ergibt sich lokal am Ort s aus der Amplitude der horizontalen BetatronSchwingung sowie der zusätzliche Verschiebung der Sollbahn durch die Dispersion:

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \cdot \beta_x(s) + \left(D_x(s) \cdot \frac{\Delta p}{p} \right)^2} , \quad (2.28)$$

wobei hier mit ϵ_x die horizontale (natürliche) Emittanz des Teilchenensembles und damit die horizontale Emittanz des Gesamtstrahls bezeichnet wurde. Im Gegensatz zur horizontalen Strahlemittanz sollte die vertikale Emittanz des Strahls Null sein, da der Elektronenstrahl bei ideal aufgestellten Magneten vertikal nicht abgelenkt wird. In der Praxis tritt aber durch verkippete Magnete eine Kopplung der horizontalen und vertikalen Teilchenbewegung auf, die zu einer vertikalen Emittanz von 5 bis 10 % der horizontalen Strahlemittanz führt.

2.2 Kohärente Strahlinstabilitäten

Bei den im vorherigen Abschnitt beschriebenen longitudinalen und transversalen Schwingungen handelt es sich um inkohärente, harmonische Schwingungen der einzelnen Elektronen, die keine feste Phasenbeziehung zueinander besitzen. Daher befindet sich der Ladungsschwerpunkt

eines Bunches auf der Sollbahn und führt selbst keine Oszillation aus, so dass die Bewegung des Elektronenstrahls insgesamt stabil ist. Im Gegensatz dazu können kohärente Schwingungen der Elektronen, d.h. longitudinale und transversale Schwingungen des Ladungsschwerpunktes oder eines Teiles des Bunches zu kollektiven Strahlinstabilitäten führen, welche zwangsläufig zu einer Verschlechterung der Strahlqualität (Vergrößerung des Strahlquerschnitts und der Energiebreite des Strahls) führen. Des Weiteren begrenzen kohärente Strahlinstabilitäten den speicherbaren Strahlstrom des Beschleunigers, da im ungünstigsten Fall die Elektronen wegen ihrer exponentiell anwachsenden Schwingungsamplituden mit den Kammerwänden kollidieren und Strahlverlust auftritt.

Die Anregung einer kohärenten Elektronenbewegung wird durch elektromagnetische Störfelder, sog. Kielwellenfelder verursacht, die im Weiteren als Wakefelder⁵ bezeichnet werden. Diese werden durch die Wechselwirkung der ultrarelativistischen Elektronen mit der den Strahl umgebenden Vakuumkammer und den teils unvermeidbaren und periodisch wiederkehrenden Querschnittsänderungen im Ringbeschleuniger erzeugt und können die Bewegung der nachfolgenden Elektronen in allen drei Raumrichtungen beeinflussen. Neben der longitudinalen oder transversalen Ausrichtung der Wakefelder unterscheidet man deren zeitliches Verhalten: Kurzreichweitige Wakefelder klingen schnell ab und verursachen Instabilitäten innerhalb des Einzelbunches, langreichweitige Wakefelder hingegen können bis zu mehrere Umläufe der Bunche im Beschleuniger existieren und sind der Grund für Multi-Bunch-Instabilitäten. Die Wirkung der Wakefelder kann sowohl im Zeitbereich durch Wakefunktionen als auch im Frequenzbereich durch die entsprechenden, breit- bzw. schmalbandigen, sog. Koppelimpedanzen beschrieben werden.

Im Folgenden sollen zunächst die den Strahl beeinflussenden Wakefelder mittels Wakefunktionen und Koppelimpedanzen behandelt werden. Anschließend wird auf Multi-Bunch-Instabilitäten, deren Schwingungsmoden sowie Anregungs- und Dämpfungsmechanismen eingegangen. Für eine ausführliche Behandlung dieser kollektiver Effekte des Elektronenstrahls wird zusätzlich auf die entsprechenden Lehrbücher verwiesen: vgl. [12, 43, 55, 91].

2.2.1 Wakefunktionen und Koppelimpedanzen

In Abbildung 2.2 ist die Anregung eines Wakefeldes, das von einer in s -Richtung entlang der

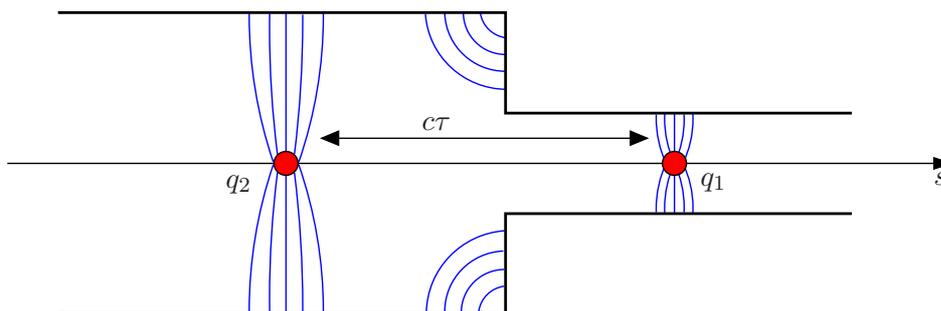


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Anregung eines Wakefeldes durch die punktförmige Ladung q_1 an einer Querschnittsänderung der Vakuumkammer, vgl. [46]. Die Wirkung des Wakefeldes auf die Probeladung q_2 wird im zeitlichen Abstand τ von q_1 bestimmt.

Strahlachse vorausfliegenden, punktförmigen Ladung q_1 an der Querschnittsänderung einer Vakuumkammer verursacht wurde, schematisch dargestellt. Da die hier betrachteten Elektronen

⁵Wake, englisch: Kielwasser.

annähernd Lichtgeschwindigkeit besitzen, verlaufen deren elektromagnetischen Feldlinien entsprechend des Öffnungswinkel $1/\gamma_r$ nahezu vollständig senkrecht zur longitudinalen Bewegungsrichtung der Elektronen. Wegen der endlichen Leitfähigkeit der Kammer sowie der Querschnittsänderung und der daher längeren Wegstrecke für die induzierten Oberflächenladungen des Wandstroms auf der Kammer bleiben jedoch Feldlinienanteile hinter der führenden Ladung q_1 zurück. Unter Berücksichtigung eines möglichen transversalen Abstandes Δd der Ladung q_1 zur Strahlachse s übt das induzierte Wakefeld auf die im longitudinalen Abstand $c\tau$ auf der Strahlachse nachfolgende Probeladung q_2 die Lorentzkraft \vec{F}_W

$$\vec{F}_W(\Delta d, \tau, t) = q_2 \cdot \left(\vec{E}(\Delta d, \tau, t) + c \cdot \vec{e}_s \times \vec{B}(\Delta d, \tau, t) \right) \quad (2.29)$$

aus [43]. Durch Integration über den Weg s , bzw. wegen $s = c \cdot t$ über die Zeit t und Aufspaltung der Lorentzkraft in ihre longitudinalen und transversalen Anteile wird die longitudinale bzw. transversale Wakefunktion $W_{\parallel, \perp}$ in Abhängigkeit der Zeit τ definiert:

$$W_{\parallel}(\Delta d, \tau) = \frac{c}{q_1} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\parallel}(\Delta d, \tau, t) dt, \quad (2.30)$$

$$W_{\perp} = W_{x,z}(\Delta d, \tau) = \frac{c}{q_1} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\vec{E}(\Delta d, \tau, t) + c \cdot \vec{e}_s \times \vec{B}(\Delta d, \tau, t) \right]_{x,z} dt, \quad (2.31)$$

wobei auf die Ladungen q_1 und q_2 normiert wurde.

Der Übergang in den Frequenzbereich und die Bestimmung der zugehörigen komplexen Koppelimpedanzen $Z(\omega) \in \mathbb{C}$ ist nützlich, um ein Maß für die Stärke der Wakefelder in Abhängigkeit möglicher Anregungsfrequenzen $\omega = 2\pi f$ zu erhalten. Die Fourier-Transformierte⁶ der Wakefunktionen liefert dann nach

$$Z_{\parallel}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau, \quad (2.32)$$

$$Z_{\perp} = Z_{x,z}(\omega) = i \int_{-\infty}^{\infty} W_{x,z}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau. \quad (2.33)$$

die zugehörige longitudinale bzw. transversale Koppelimpedanz $Z_{\parallel, \perp}(\omega)$ [43].

Mittels dieser Koppelimpedanzen lässt sich ein zum Ohmschen Gesetz analoger Zusammenhang angeben, der den Einfluss der Wakefelder auf den Elektronenstrahl anschaulich beschreibt. Betrachtet man die Anregung longitudinaler Wakefelder und berücksichtigt die gaußförmige, longitudinale Intensitätsverteilung der Elektronen innerhalb eines Bunches, so muss man zu einer ausgedehnten Ladungs- bzw. Stromverteilung übergehen. Der zugehörige (Bunch-)Strom als Funktion der Zeit

$$I_B(t) = \frac{q_B}{\sqrt{2\pi} \sigma_t} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (2.34)$$

wobei q_B die Gesamtladung des Bunches ist, ist durch die Standardabweichung σ_t der Intensitätsverteilung des Bunches nach Gleichung (2.18) charakterisiert. Transformiert man diese Stromverteilung in den Frequenzraum, so ergibt sich

$$I_B(\omega) = q_B \cdot \exp\left(-\frac{\sigma_t^2 \omega^2}{2}\right). \quad (2.35)$$

⁶Die komplexe Fourier-Transformierte $F(\omega)$ der realen Funktion $f(t)$ ist dabei wie folgt definiert, vgl. [8]: $F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt$, wobei $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz ist.

In Analogie zum Ohmschen Gesetz gilt dann für die durch das longitudinale Wakefeld induzierte Spannung $U_{\parallel}(\omega)$:

$$U_{\parallel}(\omega) = Z_{\parallel}(\omega) \cdot I(\omega) , \quad (2.36)$$

die je nach Stärke und Frequenzabhängigkeit der Koppelimpedanz $Z_{\parallel}(\omega)$ und des Stroms $I(\omega)$ zu einer zusätzlichen longitudinalen (positiven oder negativen) Beschleunigung der Elektronen führt.

Da im folgenden Abschnitt die Anregung von Multi-Bunch-Instabilitäten behandelt wird, die durch langreichweitige Wakefelder verursacht werden, sollen exemplarisch die (schmalbandigen) Impedanzen eines Hohlraumresonators behandelt werden, dessen hochfrequenten, longitudinalen elektrischen Wechselfelder der Grundmode zur Strahlbeschleunigung verwendet werden. Neben der Grundmode mit der niedrigsten Eigenfrequenz besitzen Hohlraumresonatoren zahlreiche weitere Schwingungsmoden mit höheren Frequenzen und verschiedenartigen elektromagnetischen Feldverteilungen, die auch als Higher Order Modes⁷ oder kurz HOM bezeichnet werden. Die zugehörigen stehenden Wellen dieser Schwingungsmoden sind dann durch die Resonanzfrequenzen $f_R = \frac{\omega_R}{2\pi}$, Kreisgüten Q und Shuntimpedanzen⁸ R_S charakterisiert. Die longitudinale Koppelimpedanz eines Resonators ergibt sich schließlich aus Überlagerung aller Einzelimpedanzen, die jeweils durch

$$Z_{\parallel}^{\text{Res}}(\omega) = \frac{R_S}{1 + iQ \left(\frac{\omega}{\omega_R} - \frac{\omega_R}{\omega} \right)} \quad (2.37)$$

gegeben sind [91], und weist wegen der üblicherweise sehr hohen Kreisgüten nur signifikante, schmalbandige Beiträge im Bereich der einzelnen Resonanzfrequenzen ω_R der Moden auf. Ferner lautet die zugehörige longitudinale Wakefunktion einer einzelnen Resonanz mit $Q \gg 1$ in Abhängigkeit des zeitlichen Abstandes τ nach Anregung des Wakefeldes [91]

$$W_{\parallel}^{\text{Res}}(\tau) = \frac{\omega_R R_S}{Q} \exp\left(-\frac{\omega_R \tau}{2Q}\right) \cos(\omega_R \tau) , \quad (2.38)$$

welche eine gedämpfte Schwingung mit kleiner Dämpfung beschreibt. Daher wechselwirkt das angeregte Wakefeld einer solchen Impedanz auch mit zahlreichen folgenden Bunche und kann zu gekoppelten Schwingungen unter den Bunchen führen.

Neben den HOM der Beschleunigungsresonatoren ist eine weitere Ursache langreichweitiger Wakefelder die endliche Leitfähigkeit der Vakuumkammern, die zur sog. Resistive-Wall-Impedanz⁹ führt. Für eine zylindrische Vakuumkammer des Radius R und der Länge L kann der transversale Anteil der Impedanz in Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit σ des Materials der Kammerwände analytisch bestimmt werden [43]:

$$Z_{\perp}^{\text{RW}}(\omega) = \frac{1 - i \operatorname{sgn}\{\omega\}}{\sqrt{2\varepsilon_0 \sigma \pi R^3}} \frac{1}{\sqrt{\omega}} L . \quad (2.39)$$

Wegen der Abhängigkeit proportional zu $1/\sqrt{\omega}$ ist die Resistive-Wall-Impedanz im niedrigen Frequenzbereich von Bedeutung und verursacht nur eine geringe Anzahl transversaler gekoppelter Schwingungsmoden.

⁷Higher Order Modes, englisch: Moden höherer Ordnung.

⁸Die Shuntimpedanz einer Mode beschreibt wie effektiv die Hochfrequenzleistung zur Anregung dieser Mode in ein (longitudinales) elektrisches Feld innerhalb des Resonators umgesetzt werden kann, s. auch Abschnitt 4.4.1 und Gleichung (4.11).

⁹Resistive, englisch: ohmsch. Wall, englisch: Wand.

Im Idealfall können die den Strahl umgebenden verschiedenen Kammerstrukturen (Vakuumkammern, Verbindungsstücke, Kreuzstücke, Hohlraumresonatoren, Elemente für die Strahlinjektion und -extraktion, Elemente zur Strahldiagnose, usw.) durch ein komplexes Impedanzmodell beschrieben werden, dessen breit- und schmalbandige Frequenzbeiträge die verschiedenartigen Anregungsmöglichkeiten von Wakefeldern vollständig beschreiben. In der Praxis lassen sich Wakefunktion und Impedanz für eine bestimmte Komponente eines Beschleunigers jedoch nur in seltenen Fällen analytisch bestimmen. Üblicherweise bedient man sich daher bei der Entwicklung dieser Strukturen numerischer Simulationsmethoden¹⁰: Für die in den Hohlraumresonatoren zu erwartenden schmalbandigen Impedanzen werden dabei typischerweise deren Eigenmoden im Frequenzbereich bestimmt; außerdem können die zeitabhängigen Wakefelder nach Anregung mit einer ausgedehnten Ladungsverteilung simuliert und daraus das Impedanzspektrum berechnet werden. Am Beispiel der an ELSA verwendeten Beschleunigungsresonatoren werden solche numerischen Simulationen in Abschnitt 3.2 vorgestellt.

2.2.2 Kohärente Elektronenschwingungen

Durch die Wechselwirkung der Elektronenbunche mit Wakefeldern werden die Elektronen eines Bunches zu kohärenten Schwingungen angeregt. Die Eigenzustände dieser Schwingungen bezeichnet man als Schwingungsmoden, die durch eine Modenzahl $m \in \mathbb{N}$ charakterisiert werden. Diese Moden sind beispielhaft für mögliche Dipol- und Quadrupolschwingung eines einzigen Bunches zunächst für den longitudinalen Phasenraum in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

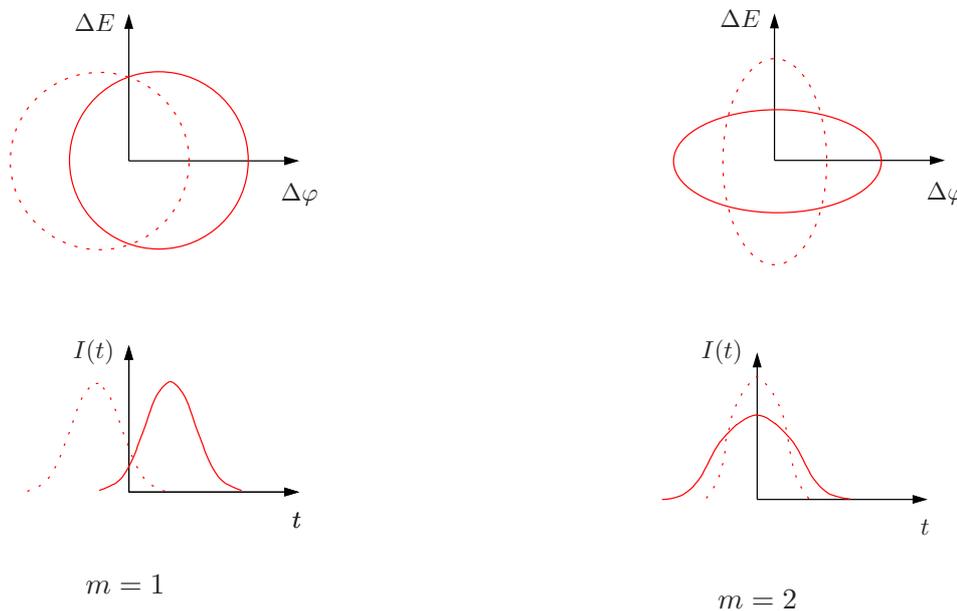


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung Kohärenter (Phasen-) Schwingungen der Elektronen eines Bunches: Dipolmode (links) und Quadrupolmode (rechts) dargestellt im longitudinalen Phasenraum ΔE vs. $\Delta\varphi$ und als Variation des Bunchstroms $I(t)$, vgl. [37, 64].

Die Dipolmode ($m = 1$) ist durch die phasengleiche Schwingung aller Elektronen eines Bunches

¹⁰Für solche Simulationsrechnungen stehen mittlerweile zahlreiche Softwarepakete zur Verfügung (bspw.: [1]), die die Maxwell-Gleichungen auf einer Gitterstruktur durch die sog. Methode der finiten Differenzen [87, 88] lösen und die Ergebnisse im Zeit- und Frequenzbereich ausgeben.

in longitudinaler Richtung gekennzeichnet, so dass der Ladungsschwerpunkt des Bunches mit der Synchrotronfrequenz f_s um die Sollphase φ_s oszilliert. Im longitudinalen Phasenraum ist diese kohärente Dipolschwingung durch eine Rotation der Dichteverteilung des Bunches gekennzeichnet. Ferner sind höhere Schwingungsmoden möglich, bei denen es sich um longitudinale Modulationen der Intensitätsverteilung des Bunches handelt: Im Falle der abgebildeten Quadrupolmode ($m = 2$) ist dies eine Atmungsschwingung, bei der Anfang und Ende eines Bunches gegenphasig mit $2f_s$ oszillieren und sich die Intensitätsverteilung und damit auch die Bunchlänge periodisch ändern. Im longitudinalen Phasenraum entspricht die Quadrupolmode einer rotierenden Ellipse. Die Anregung solcher Schwingungsmoden erfolgt nicht nur durch longitudinale Wakefelder, sondern für Dipolmoden z.B. auch durch einen falsch gewählten Injektionszeitpunkt oder eine Modulation der Phase der beschleunigenden Hochfrequenz. Quadrupolmoden können durch eine Modulation der Amplitude U_{HF} der Hochfrequenz angeregt werden.

Robinson-Instabilität

Bevor auf die gekoppelten Schwingungsmoden eines Ringbeschleunigers mit vielen Elektronenbunchen eingegangen wird, soll zunächst die Wechselwirkung eines Einzel-Bunches mit der schmalbandigen longitudinalen Impedanz (s. Gleichung (2.37)) der Grundmode eines Hohlraumresonators mit der Resonanzfrequenz f_R beschrieben werden. Diese Wechselwirkung ist von Bedeutung, da sie das Entstehen einer Strahlinstabilität durch den Überlapp des Strahlspektrums mit dem Impedanzspektrum des Beschleunigers grundsätzlich veranschaulicht, vgl. [24, 37].

Die Harmonischen der Umlauffrequenz des Bunches kf_U mit $k \in \mathbb{N}$ bilden im Wesentlichen das zugehörige Strahlspektrum und regen für den Fall $f_R \approx kf_U$ die Resonanz an, so dass dem Bunch Energie entzogen wird. Jedoch ist zu beachten, dass die Elektronen eines Bunches, die den Resonator früher als das Sollteilchen passieren, wegen des Prinzips der Phasenfokussierung (s. Abschnitt 2.1.1) eine negative Energieabweichung bezüglich des Sollteilchens und die Elektronen, die den Resonator später erreichen, eine positive Energieabweichung aufweisen. “Frühe” Elektronen haben also eine zu geringe, “späte” Elektronen eine zu große Energie im Vergleich zur Sollenergie. Aus dem Verlauf des Realteils der Resonatorimpedanz in Abbildung 2.4

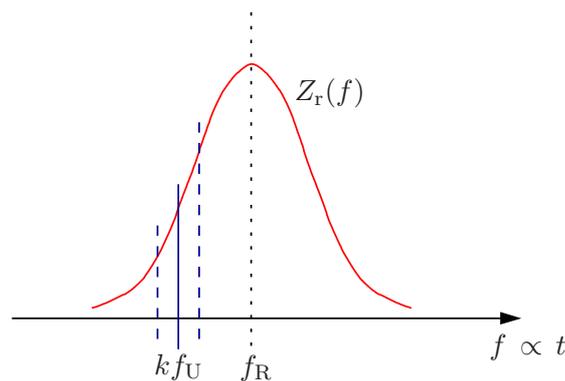


Abbildung 2.4: Realteil $Z_r(f)$ einer schmalbandigen Impedanz eines Hohlraumresonators mit der Resonanzfrequenz f_R : Da $f_R > kf_U$ gilt, tritt die sog. Robinson-Instabilität auf, vgl. [37]. Die beiden gestrichelten Seitenlinien der Umlauf-Harmonischen kf_U markieren Elektronen mit positiver (links) bzw. mit negativer Energieabweichung (rechts).

wird allerdings deutlich, dass sich diese Energieabweichungen noch erhöhen, da für $f_R > kf_U$ die “frühen” Elektronen des Bunches einen höheren Energieverlust als die “späten“ Elektronen

erfahren, was zu einer Entdämpfung der Synchrotronschwingungen führt. Diese longitudinale Instabilität ist als sog. Robinson Instabilität [61] der Grundmode eines Hochfrequenzresonators bekannt. Sie ist durch das Stabilitätskriterium $f_R < kf_U$ stets zu vermeiden, um eine stabile Hochfrequenzbeschleunigung zu gewährleisten.

Longitudinale Multi-Bunch-Moden

Die möglichen kohärenten, gekoppelten Schwingungsmoden eines Ringbeschleuniger, der mit M Bunchen gefüllt ist, werden neben der schon eingeführten Modenzahl m durch eine weitere Multi-Bunch Modenzahl $n \in \mathbb{N}$ gekennzeichnet, die den Phasenvorschub der Schwingungen aufeinanderfolgender Bunche angibt. Betrachtet man den Einzelbunch als Makroteilchen in einem Einteilchen-Modell [43] und die Gesamtheit der Bunche als ein System äquidistanter, longitudinal durch langreichweitige Wakefelder gekoppelter Oszillatoren, so können sich M unabhängige Schwingungsmoden ausbilden, die durch den Phasenvorschub $\Delta\Phi_n$ zwischen den Bunchen und deren Schwingungen charakterisiert sind:

$$\Delta\Phi_n = 2\pi \frac{n}{M} \quad \text{mit } n = 0, 1, \dots, (M-1). \quad (2.40)$$

Dabei schwingen für $n = 0$ alle Bunche phasengleich, während für $n = M/2$ (falls M gerade) benachbarte Bunche gegenphasig zueinander oszillieren.

Anschaulich werden diese kohärenten (Phasen-) Schwingungen im gemessenen Strahlspektrum sichtbar [56]. Dieses wird als die Ladungsdichteverteilung der einzelnen Bunche in Abhängigkeit der Zeit mit einem Strahlpositionsmonitor¹¹ an einer festen Position des Ringbeschleuniger detektiert und bspw. mit einem Gerät zur spektralen Analyse hochfrequenter Signale im Frequenzbereich dargestellt.

Falls die Elektronen keine kohärenten Schwingungen ausführen, so besteht das Strahlspektrum zum einen aus Frequenzbeiträgen bei der Wiederholrate der Bunche pMf_U mit $p \in \mathbb{Z}$ und zum anderen aus M dazwischenliegenden Umlauf-Harmonischen nf_U , die eine Folge von Ladungsunterschieden der M Bunche sind. Führen die Elektronen ferner kohärente Synchrotronschwingungen aus, so variiert die Ankunftszeit des Ladungsschwerpunktes der Bunche im Monitor, was sich für den positiven Bereich des Strahlspektrums in zusätzlichen (oberen) Seitenlinien im Abstand von Vielfachen der Synchrotronfrequenz $mf_s = mQ_s f_U$ zu den Umlauf-Harmonischen äußert.

Insgesamt befinden sich also die Seitenlinien aller möglichen Multi-Bunch Schwingungsmoden bei den folgenden Frequenzen

$$f_{p,n,m}^{\parallel} = (pM + n + mQ_s) \cdot f_U \quad \text{mit } -\infty < p < +\infty \quad (2.41)$$

und markieren im Strahlspektrum kohärente, longitudinale Elektronenschwingungen im Beschleuniger, die auch als als Synchrotron-Seitenbänder bezeichnet werden.

Da bei der Vermessung des Strahlspektrums nicht zwischen negativen und positiven Frequenzkomponenten der Schwingungen unterschieden werden kann, werden die oberen Synchrotron-Seitenbänder der Umlauf-Harmonischen des negativen Frequenzbereichs in den positiven Bereich gespiegelt und dort als untere Synchrotron-Seitenbänder dargestellt, was mathematisch mit der Betragsbildung von Gleichung (2.41) identisch ist, vgl. [56]. Abbildung 2.5 zeigt exemplarisch für einen mit $M = 4$ Bunchen vollständig gefüllten Ringbeschleuniger das longitudinale Strahlspektrum mit allen möglichen Seitenlinien der Multi-Bunch Moden ($n = 0, 1, 2, 3$) für den positiven Frequenzbereich in Einheiten der Umlauffrequenz f_U , wobei die aus dem negativen Frequenzbereich gespiegelten Seitenlinien durch nach unten gerichtete Pfeile markiert sind.

¹¹Ausführlich wird auf den Aufbau und die Auslese von Strahlpositionsmonitoren in Abschnitt 5.1 eingegangen.

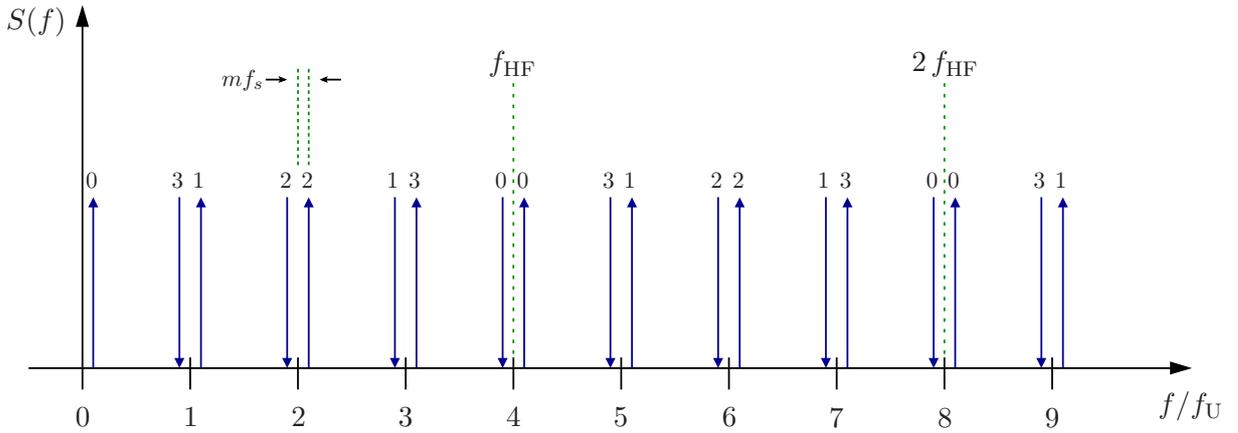


Abbildung 2.5: Longitudinales Strahlspektrum in Einheiten der Umlauffrequenz f_U eines vollständig gefüllten Ringbeschleunigers mit 4 Bunchen: Oberen bzw. unteren Synchrotron-Seitenbänder aller longitudinaler Multi-Bunch Moden ($n = 0, 1, 2, 3$) des Elektronenstrahls befinden sich im Abstand von $\pm m f_s$ zu den Umlauf-Harmonischen und sind sämtlich jeweils oberhalb oder unterhalb der Hochfrequenz-Harmonischen $p f_{HF}$ in einem Frequenzbereich der Breite $f_{HF}/2$ detektierbar.

Da für einen vollständig gefüllten Beschleuniger die Bunchanzahl M der Harmonischenzahl h entspricht, handelt es sich bei den Frequenzbeiträgen $p M f_U$ mit $p = 0, 1, 2, \dots$ um die Hochfrequenz-Harmonischen $p f_{HF}$. Wie auch aus der Abbildung 2.5 ersichtlich sind alle M möglichen longitudinalen Multi-Bunch-Moden in einem Frequenzintervall der Breite $f_{HF}/2$ oberhalb oder unterhalb der Harmonischen $p f_{HF}$ zu finden. Die Grenzen dieses Frequenzbereiches sind dabei durch die Modennummer $n = 0$ und $n = M/2$ gekennzeichnet, wobei M als gerade angenommen wurde.

Transversale Multi-Bunch-Moden

Zunächst sollen wiederum die Moden transversaler kohärenter Elektronenschwingungen für einen einzelnen Bunch betrachtet werden. Um auch die longitudinale Bewegung der Elektronen innerhalb des Bunches zu berücksichtigen, wird hier von einem Zweiteilchen-Modell [43] ausgegangen, wobei die Elektronen im vorderen Bereich des Bunches als Head¹²-Teilchen und die hinteren Elektronen als Tail¹³-Teilchen bezeichnet werden. Die möglichen Moden sind durch die Modenzahl $m \in \mathbb{Z}$ charakterisiert und für die niedrigsten Schwingungsfrequenzen ($m = 0, \pm 1$) in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt.

Im Fall der Dipolmode ($m = 0$) schwingt der Ladungsschwerpunkt des Bunches bzw. es oszillieren die Head- und Tailteilchen des Bunches in Phase¹⁴ mit der Betatronfrequenz $f_{x,z}$ transversal um die Sollbahn. Ferner kann in Folge kurzreichweitiger Wakefelder ein sog. Head-Teil-Effekt auftreten [43], dessen Mode ($m = \pm 1$) zusätzlich durch das gegenphasige Schwingen von Anfang und Ende des Bunches in longitudinaler Richtung gekennzeichnet ist.

Wie schon im longitudinalen Fall für einen mit M Bunchen gefüllten Ringbeschleuniger beschrieben, verursachen langreichweitige Wakefelder eine Kopplung zwischen den Bunchen. Die sich daher ausbildenden transversalen Multi-Bunch-Moden sind wiederum durch den Phasenvorschub benachbarter Bunche entsprechend Gleichung (2.40) und die Multi-Bunch Modenzahl $n \in \mathbb{N}$

¹²Head, englisch: Kopf.

¹³Tail, englisch: Schwanz.

¹⁴Eine Beschreibung dieser Dipolschwingung wäre also wiederum durch ein Einteilchen-Modell möglich.

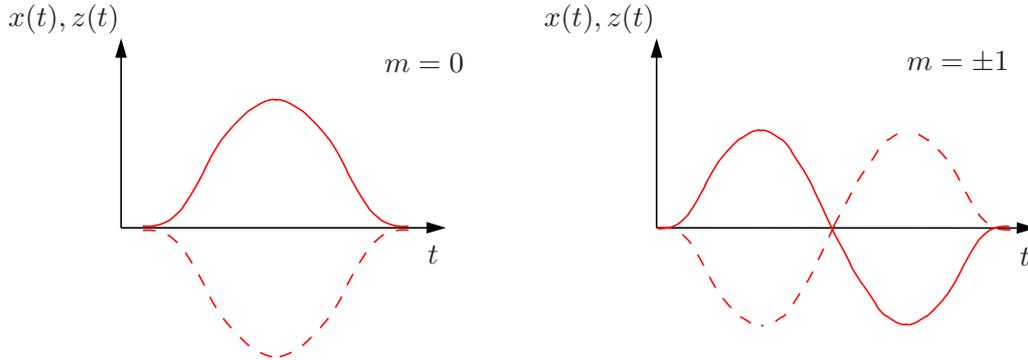


Abbildung 2.6: Transversale Intensitätsverteilung zur schematischen Darstellung kohärenter transversaler (Amplituden-) Schwingungen der Elektronen eines Bunches: Dipolmode (links) und sog. Head-Tail-Mode (rechts), vgl. [46].

charakterisiert. Für eine Dipolmode ($m = 0$) ist im Strahlspektrum die zugehörige Seitenlinie bei der Frequenz

$$f_{p,n}^{\perp} = (pM + n) \cdot f_U + f_{x,z} \quad \text{mit} \quad -\infty < p < +\infty \quad (2.42)$$

gegeben und markiert das Betatron-Seitenband im Abstand $f_{x,z}$ zu den Umlauf-Harmonischen nf_U .

2.2.3 Anregungs- und Dämpfungsmechanismen

Wie im Fall der Robinson-Instabilität bereits gezeigt, treten kohärente Strahlinstabilitäten dann auf, wenn die Frequenzbeiträge des Impedanzspektrums des Beschleunigers mit den zahlreichen Linien des Strahlspektrums entsprechend der möglichen Schwingungsmoden des Strahls zusammenfallen, was eine exponentiell anwachsende Schwingungsamplitude in der longitudinalen bzw. transversalen Ebene zur Folge haben kann. Betrachtet man z.B. die oft hohe Anzahl ungedämpfter HOM der Beschleunigungsresonatoren¹⁵, so ist die resonante Anregung der Felder dieser Schwingungsmoden durch den Strahl wahrscheinlich. Dem entsprechend ist die Existenz von Strahlinstabilitäten durch HOM-Anregung aus der Praxis vieler Beschleuniger wohlbekannt [10, 13, 52].

Anregungszeiten von Multi-Bunch-Instabilitäten

Für die in Folge der Anregung von Multi-Bunch-Schwingungsmoden auftretenden longitudinalen und transversalen Instabilitäten können entsprechende Anregungszeiten berechnet werden. Dazu wird die Schwingung des Ladungsschwerpunktes der Bunche (Dipolmode) wiederum in einem Einteilchen-Modell und als angeregter harmonischer Oszillator zunächst ohne Dämpfung beschrieben. Die Anregung ist durch ein longitudinal oder transversal ausgerichtetes Wakefeld und dessen Wakefunktion gegeben und übt die Kraft $F_W(t)$ auf den Bunch mit der Masse m_B aus. Die zeitabhängige Auslenkung¹⁶ $r(t)$ ergibt sich dann aus folgender Bewegungsgleichung [43]:

$$\ddot{r}(t) + \omega^2 r(t) = \frac{F_W(t)}{\gamma_r m_B}, \quad (2.43)$$

¹⁵Ausführlich wird auf die Schwingungsmoden höherer Ordnung auch in Abschnitt 3.2 anhand der Simulation des Impedanzspektrums der Beschleunigungsresonatoren des ELSA-Stretcherrings eingegangen.

¹⁶Die allgemeine Ortskoordinate r kann auch durch die Koordinate (s, x, z) der entsprechenden Schwingungsebene ersetzt werden.

wobei die Kreisfrequenzen ω der Schwingungen in der longitudinalen Schwingungsebene durch die Synchrotronfrequenz f_s und in den transversalen Ebenen durch die Betatronfrequenzen $f_{x,z}$ gegeben sind. Führt man die Kreisfrequenz Ω der erzwungenen Schwingung ein, die nur geringfügig von diesen Eigenfrequenzen ω abweicht, so lässt sich mit dem Ansatz

$$r(t) = r_0 \cdot \exp(i\Omega t) \quad (2.44)$$

die Bewegungsgleichung (2.43) umschreiben:

$$(-\Omega^2 + \omega^2) \exp(i\Omega t) = -(\Omega - \omega)(\Omega + \omega) \exp(i\Omega t) = \frac{F_W(t)}{\gamma_r m_B}. \quad (2.45)$$

Da $\Omega \approx \omega$ gilt, lässt sich, falls $F_W(t)$ bekannt ist, mit $\Delta\omega = \Omega - \omega$ die komplexe Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ berechnen:

$$\Delta\omega \approx -\frac{F_W(t)}{2\omega \gamma_r m_B r_0} \exp(-i\Omega t), \quad (2.46)$$

wobei der Realteil von $\Delta\omega$ die eigentliche (messbare) Frequenzänderung der erzwungenen Schwingung durch das Wakefeld angibt.

Ausgehend von Gleichung (2.44) gilt dann mit $\Omega = \Delta\omega + \omega$ für die zeitliche Entwicklung der Amplitude der Schwingung

$$r(t) \propto \exp(i [\operatorname{Re} \{\Delta\omega\} + i \operatorname{Im} \{\Delta\omega\} + \omega] t) \quad (2.47)$$

$$\propto \exp(-\operatorname{Im} \{\Delta\omega\} t). \quad (2.48)$$

Es folgt unmittelbar, dass die Anregungsrate a_A bzw. die Anregungszeit τ_A der erzwungenen Schwingung durch den Imaginärteil der Frequenzverschiebung

$$a_A = \frac{1}{\tau_A} = -\operatorname{Im} \{\Delta\omega\} \quad (2.49)$$

gegeben ist. Daher ist die kohärente Elektronenschwingung des Ladungsschwerpunktes des Bunches genau dann gedämpft und die Strahlbewegung stabil, wenn für den Imaginärteil der komplexen Frequenzverschiebung gilt

$$\operatorname{Im} \{\Delta\omega\} > 0, \quad (2.50)$$

während im Fall eines negativen Imaginärteils

$$\operatorname{Im} \{\Delta\omega\} < 0, \quad (2.51)$$

die Amplitude der kohärenten Schwingung exponentiell, möglicherweise bis zum Strahlverlust anwachsen kann.

Zur Bestimmung von Anregungszeiten τ_A ist also die Berechnung von $\operatorname{Im} \{\Delta\omega\}$ erforderlich und nach Gleichung (2.46) die Kenntnis der Kraft $F_W(t)$ oder der von ihr induzierten Spannung entscheidend, die im Frequenzbereich im Wesentlichen vom Impedanzspektrum und Strahlstrom I des Beschleunigers abhängt (vgl. auch Gleichung (2.36)). Auf weitergehende Herleitung der entsprechenden Ausdrücke wird in dieser Arbeit verzichtet, s. stattdessen: [12, 31, 43].

Für eine longitudinale Multi-Bunch-Schwingung der Elektronen eines Bunches in der Multi-Bunch-Mode n , die für eine Dipolmode ($m = 1$) im Frequenzspektrum des Strahls nach Gleichung (2.41) durch ein Synchrotron-Seitenband bei $f_{p,n}^{\parallel}$ gekennzeichnet ist, lässt sich die Anstiegszeit dieser Schwingung τ_A^n durch Summation über den Realteil des longitudinalen Impedanzspektrums $Z_{\parallel}(f = f_{p,n}^{\parallel})$ nach

$$\frac{1}{\tau_A^n} = \operatorname{Im} \{\Delta\omega^n\} = \frac{\alpha_c I f_U}{2f_s E/e} \sum_{p=-\infty}^{\infty} (pMf_U + nf_U + f_s) \operatorname{Re} \{Z_{\parallel}(pMf_U + nf_U + f_s)\} \quad (2.52)$$

berechnen [43], wobei durch die Summe von $p = -\infty$ bis $p = \infty$ die Linien des Strahlspektrums und deren Überlapp mit der Impedanz bei negativen, wie positiven Frequenzkomponenten berücksichtigt werden. Grundsätzlich ergibt sich deswegen aus dieser Summe – je nach Lage der Synchrotron-Seitenbänder zu den Impedanzbeiträgen im Frequenzspektrum – ein positiver oder negativer Wert für $\text{Im}\{\Delta\omega^n\}$ und damit eine Anregung oder Dämpfung der Dipolschwingung der Elektronen.

Da die Anregungsraten der Moden insbesondere proportional zum im Ringbeschleuniger gespeicherten Strahlstrom I sind, wird ferner deutlich, dass – je nach Stärke der im nächsten Abschnitt vorgestellten Dämpfungsmechanismen für die Instabilitäten – Multi-Bunch-Instabilität grundsätzlich erst ab bestimmter Schwellenströme auftreten.

Schließlich soll ebenso die Anstiegszeit für eine transversale Multi-Bunch-Schwingung in der Dipol-Mode n , die durch ein Betatron-Seitenband bei $f_{p,n}^\perp$ charakterisiert ist, in Abhängigkeit von I und der transversalen Impedanz $Z_\perp(f)$ des Beschleunigers angegeben werden [43]:

$$\frac{1}{\tau_A^n} = \text{Im}\{\Delta\omega^n\} = \frac{c I f_U}{4\pi f_{x,z} E/e} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \text{Re}\{Z_\perp(pM f_U + n f_U + f_{x,z})\} . \quad (2.53)$$

Im Allgemeinen sind die schmalbandigen, longitudinalen wie transversalen Impedanzen der Beschleunigungsresonatoren (HOM) die Hauptverursacher für die Anregung von longitudinalen bzw. transversalen Multi-Bunch-Schwingungen. Zusätzliche sind für niedrige Moden $n = 0, 1, 2$ transversaler Multi-Bunch-Schwingungen vor allem die Resistive-Wall-Impedanz (s. Gleichung (2.39)) der Vakuumkammer des Beschleunigers verantwortlich.

Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten

Bei der bisherigen Betrachtung von kohärenten Strahlinstabilitäten wurde noch nicht darauf eingegangen, dass sowohl Synchrotron- wie auch Betatronschwingungen der einzelnen Elektronen wegen der Emission von Synchrotronlicht natürlicherweise gedämpft sind, was quantitativ in den natürlichen Dämpfungszeiten τ_D (s. Gleichungen (2.11), (2.26) und (2.27)) der Schwingungen zum Ausdruck kommt. Ausgehend von Gleichung (2.43) müssen diese Dämpfungszeiten in einem zusätzlichen Dämpfungsterm proportional zu $\dot{r}(t)$ berücksichtigt werden. Weiterhin können anstelle der anregenden Kraft $F_W(t)$ auch die Anregungszeiten τ_A nach Gleichung (2.52) bzw. (2.53) der entsprechenden Multi-Bunch-Schwingung mit negativem Vorzeichen verwendet werden. Insgesamt ergibt sich dann die folgende Bewegungsgleichung, vgl. [50]:

$$\ddot{r}(t) + 2\gamma\dot{r}(t) + \omega^2 r(t) = 0 , \quad (2.54)$$

wobei der Faktor γ die Dämpfungs- und Anregungszeiten der kohärenten Schwingung zusammenfasst:

$$\gamma = \tau_D^{-1} - \tau_A^{-1} . \quad (2.55)$$

Demnach klingt die momentane Schwingungsamplitude $r(t)$ des Ladungsschwerpunktes des Bunches dann ab, falls

$$\tau_D < \tau_A \quad (2.56)$$

erfüllt ist. Andernfalls wird γ negativ und die Amplituden der Schwingung wachsen exponentiell an und kohärente Strahlinstabilitäten treten auf.

Die natürlichen Dämpfungszeiten τ_D sind energieabhängig (proportional zu E^3), aber unabhängig

vom gespeicherten Strahlstrom I des Ringbeschleunigers, während die Anregungszeiten der Instabilitäten τ_A insbesondere proportional zu I sind. Infolgedessen lassen sich im Allgemeinen und unter der Voraussetzung, dass das Impedanzspektrum $Z_{\parallel,\perp}(f)$ der Maschine bekannt ist bzw. eine realistische Abschätzung möglich ist, energieabhängige Stromschwellen berechnen, ab denen $\tau_D > \tau_A$ gilt und kohärente Strahlinstabilitäten nicht mehr (auf natürliche Weise) gedämpft werden.

Aktive und passive Gegenmaßnahmen

Bei einer signifikanten Erhöhung des gespeicherten Strahlstromes eines Ringbeschleunigers ist üblicherweise die Bedingung aus Gleichung (2.56) nicht mehr erfüllt. Daher gibt es unterschiedliche Gegenmaßnahmen, um kohärente Strahlinstabilitäten zu unterdrücken und damit eine stabile Speicherung und Beschleunigung von Elektronenstrahlen hoher Intensität zu ermöglichen. Im Folgenden sollen zunächst entsprechende passive Maßnahmen vorgestellt werden:

- Grundsätzlich sind Querschnittsänderungen innerhalb der Strahlumgebung (Vakuumkammer) beim Entwurf neuer Komponenten oder durch Austausch bestehender Kammerelemente des Beschleunigers so weit wie möglich zu minimieren.
- Der Einfluss von schmalbandigen Impedanzen der beschriebenen HOM der Beschleunigungsresonatoren kann durch den gezielten Einsatz von sog. HOM-Kopplern (Antennen bzw. Schleifen) reduziert werden. Diese werden für bestimmte HOM ausgelegt, entziehen den angeregten Wakefeldern Energie und verringern dadurch die Güte dieser Schwingungsmoden. Die Entwicklung dieser HOM-Dämpfer ist allerdings wegen der oftmals sehr zahlreichen höheren Moden eines Hohlraumresonators und insbesondere für mehrzellige Strukturen sehr aufwendig.
- Wegen dieser Schwierigkeiten liegt es nahe, die Geometrie von Hohlraumresonatoren bereits grundsätzlich so zu entwerfen, dass deren HOM-Spektren nahezu vollständig unterdrückt sind. Für einzellige Strukturen sind solche Resonatoren bereits entwickelt [86] und erfolgreich in Betrieb genommen worden.
- Eine gezielte Frequenzverschiebung des Impedanzspektrums der Hohlraumresonatoren relativ zum Strahlspektrum des Ringbeschleunigers kann die Anregung entsprechender Wakefelder verhindern. Eine solche Verschiebung wird durch den Einbau einer präzisen Temperaturregelung ($\pm 0,1$ °C) des Wasserkreislaufs zur Kühlung der Resonatorstrukturen über einen großen Temperaturbereich (typischerweise im Bereich von 20 bis 70 °C) erreicht. Wegen der relativ einfachen Umsetzung ist dies eine sehr verbreitete Maßnahme, um erfolgreich die Anregung von HOM zu unterbinden, z. B. [74].

Im Gegensatz zu diesen passiven Methoden stellt der Einsatz eines Multi-Bunch Feedback-Systems eine aktive Maßnahme zur Dämpfung von Strahlinstabilitäten dar, da unmittelbar nach Anregung einer kohärenten Schwingung und Detektion der Auslenkung eines Bunches über eine Regelschleife die Strahlbewegung selbst aktiv korrigiert wird. Da Multi-Bunch Feedback-Systeme üblicherweise sehr breitbandig ausgelegt werden können, ist unabhängig von der Mode der angeregten kohärenten Elektronenschwingung bei ausreichender Leistungsfähigkeit der Systeme eine erfolgreiche Dämpfung aller möglichen Multi-Bunch Instabilitäten möglich. Daher wird in Ergänzung zu den beschriebenen passiven Maßnahmen ebenfalls der Aufbau solcher Systeme zur Dämpfung von Strahlinstabilitäten an vielen Elektronenbeschleunigern verfolgt, vgl. [5, 50].

Kapitel 3

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

In diesem Kapitel werden der Aufbau der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA und insbesondere der Stretcherring beschrieben. Ferner wird anhand des simulierten longitudinalen Impedanzspektrums der am Stretcherring installierten PETRA-Beschleunigungsresonatoren die wichtigste Quelle langreichweitiger Wakefelder und Multi-Bunch-Instabilitäten am Stretcherring behandelt. Das Kapitel schließt mit einem kurzen Überblick der Maßnahme, die zur Unterdrückung kohärenter Strahlinstabilitäten am Stretcherring geplant sind.

ELSA ist eine mehrstufige Beschleunigeranlage, die sowohl einen unpolarisierten als auch einen polarisierten Elektronenstrahl mit Energien zwischen 1,2 und 3,5 GeV liefern kann. Bei der Beschleunigung polarisierter Elektronen kann je nach Strahlenergie des Stretcherrings ein Polarisationsgrad von bis zu 72 % erreicht werden [35]. Im Standardbetrieb von ELSA, im Nachbeschleunigungsmodus, werden derzeit Stromstärken im Bereich von 10 bis 20 mA im Stretcherring gespeichert und beschleunigt sowie ein extrahierter Elektronenstrahl mit Stromstärken bis zu etwa 2 nA zur Verfügung gestellt. Hauptnutzer des Beschleunigers sind die beiden Mittelenergieexperimente Crystal-Barrel und BGO-OD (Bismuth Germanate Oxide - Open Dipole), die an zwei Messplätzen Untersuchungen der hadronischen Struktur der Materie durchführen. Darüber hinaus wird derzeit eine zweite Extraktionsmöglichkeit aufgebaut, an der zukünftig ein neuer Messplatz für Detektortests entstehen wird [32].

Abbildung 3.1 zeigt in einer Übersichtsdarstellung den aktuellen Aufbau der Beschleunigeranlage ELSA; Entwicklung und Aufbau der Anlage sind außerdem ausführlich in [36] dargestellt.

3.1 Aufbau, Betriebsmodi und Parameter

Die spinpolarisierten Elektronen werden in einer Quelle für polarisierte Elektronen erzeugt und dort auf Energien von 50 keV vorbeschleunigt [35]; die unpolarisierten Elektronen werden von einer thermischen Elektronenquelle erzeugt. Im folgenden Linearbeschleuniger LINAC 2 erfolgt die Beschleunigung der Elektronen auf eine Energie von maximal 26 MeV. Der inklusive neuer thermischer Elektronenquelle umgebaute LINAC 1 soll zukünftig für einen Hochstrombetrieb der Beschleunigeranlage einen Elektronenpuls bis 3 μ s Länge mit einem Strom bis zu 900 mA liefern [45]. Zusätzlich wird LINAC 1 einen Einzel-Bunch-Betrieb mit einem Maximalstrom von 1,5 A ermöglichen.

Die von den Linearbeschleunigern vorbeschleunigten Elektronen werden in das Booster-Synchrotron über mehrere Umläufe eingeschossen und auf der ansteigenden Flanke des mit 50 Hz netz-

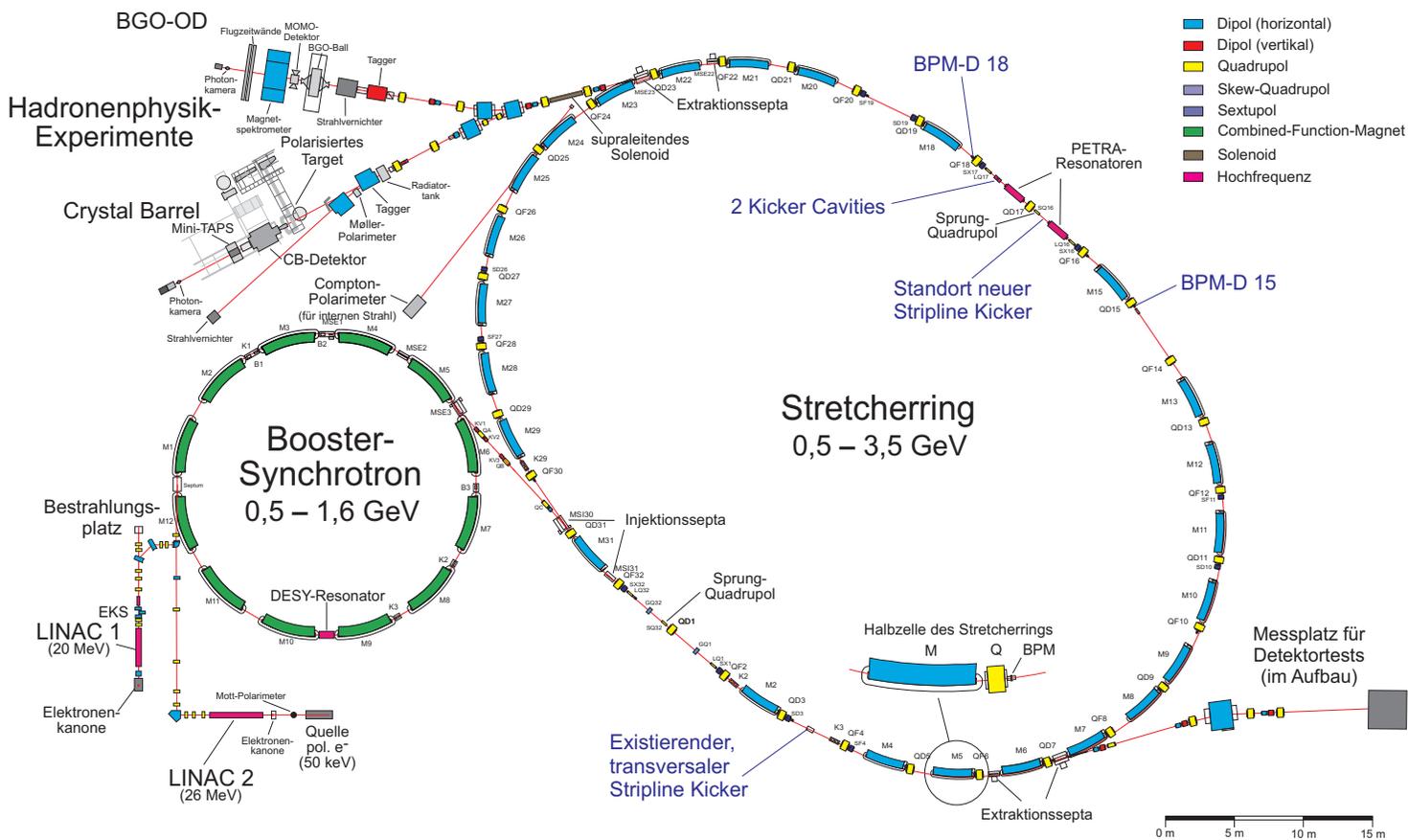


Abbildung 3.1: Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA mit ihren wichtigsten Komponenten: Elektronenquellen, LINAC 1 und 2, Booster-Synchrotron, Stretcherring sowie die Messplätze der Hadronenphysik-Experimente und für die geplanten Detektortests; Stand Mai 2012. Im Vordergrund auf Kapitel 5 sind zusätzlich die Standorte wichtiger Einzelkomponenten der am Stretcherring installierten Multi-Bunch Feedback-Systeme gekennzeichnet.

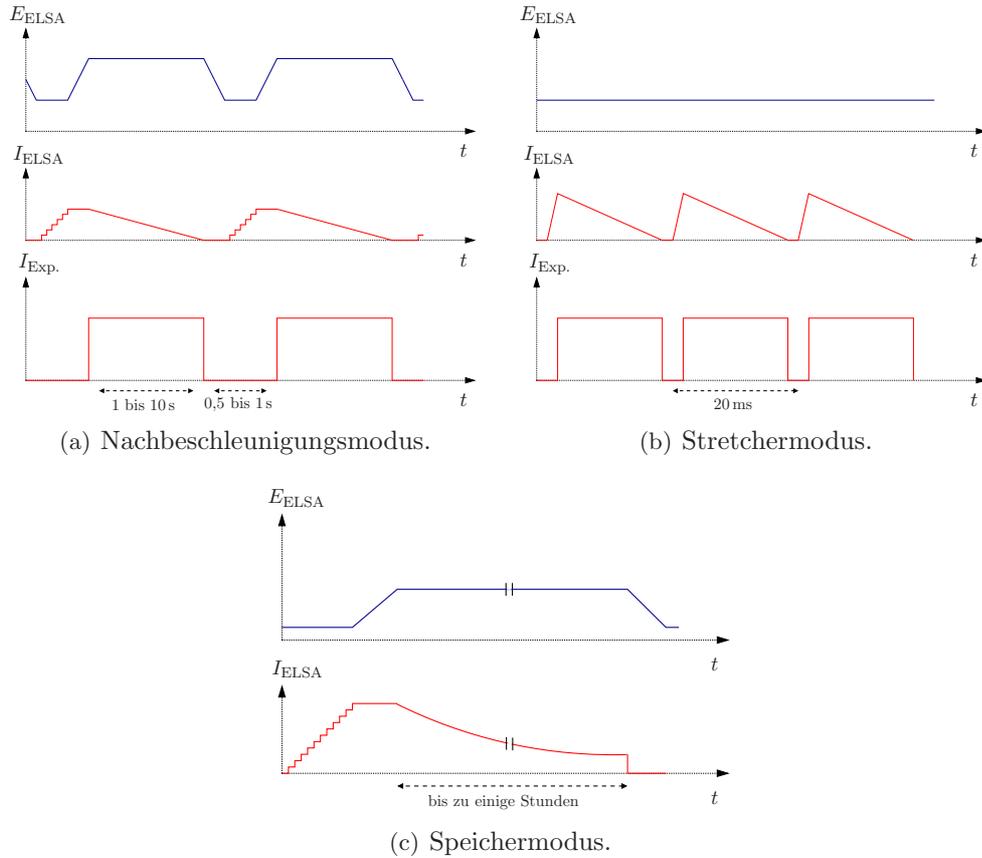


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der drei Betriebsmodi der Beschleunigeranlage ELSA: Zeitlicher Verlauf von Energie und Strahlstrom im Stretcherring sowie des extrahierten Stromes für die externen Experimente an ELSA.

synchron oszillierenden magnetischen Feldes der strahlführenden Dipolmagnete auf typischerweise 1,2 GeV, maximal 1,6 GeV beschleunigt. Dazu wird das longitudinale elektrische Wechselfeld eines dreizelligen Hohlraumresonators verwendet, welches mit hochfrequenten elektromagnetischen Wellen hoher Leistung angeregt wurde. Dabei legt die Frequenz¹ des Wechselfeldes von 499,67 MHz den zeitlichen Abstand zweier aufeinander folgender Bunche auf 2 ns fest. Nach etwa 10 ms des insgesamt 20 ms langen Betriebszyklus des Booster-Synchrotron werden die Bunche über einen oder mehrere Umläufe zum Stretcherring extrahiert.

Der Stretcherring von ELSA ist ein Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 164,4 m, einer Umlaufdauer von 548 ns und kann bei vollständiger Füllung insgesamt 274 Bunche speichern und beschleunigen. Dabei kann der Stretcherring als Synchrotron mit einer schnellen Energierampe und als Speicherring jeweils im Energiebereich von 1,2 bis 3,5 GeV betrieben werden. Die Strahlbeschleunigung erfolgt mit zwei fünfzelligen Hohlraumresonatoren, die mit der ELSA-HF von 499,67 MHz angesteuert werden.

Die folgenden drei Modi werden beim Betrieb des Stretcherrings unterschieden:

¹Sowohl die Frequenz selbst als auch die zugehörigen elektromagnetischen Wechselfelder werden als Hochfrequenz oder kurz HF eines Beschleunigers bezeichnet; im Weiteren wird im Rahmen dieser Arbeit der Begriff ELSA-HF verwendet.

- Nachbeschleunigungsmodus (s. Abbildung 3.2(a)): Zunächst werden mehrere Füllungen des Synchrotrons im Abstand von 20 ms extrahiert und in den Stretcherring injiziert, um eine vollständige, möglichst homogene Füllung des Stretcherrings mit 274 Bunchen zu erzielen. Anschließend folgt die schnelle Energierampe, d.h. die Energieerhöhung des Strahles von 1,2 GeV auf die gewünschte Endenergie, die maximal 3,5 GeV betragen kann. Da während der Injektions- und Rampphasen den Experimenten kein Elektronenstrahl zur Verfügung gestellt werden kann, müssen diese Zeiten sehr kurz gehalten werden. U. a. deswegen erfolgt die Energieerhöhung am Stretcherring mit einer Geschwindigkeit von bis zu 7,5 GeV/s (typisch: 4 GeV/s). Die Extraktion des Elektronenstrahls erfolgt kontinuierlich, im derzeitigen Standardbetrieb über 4 bis 6 Sekunden und mit konstanter Strahlintensität zum ausgewählten Experimentierplatz. Dadurch wird der Elektronenstrahl in Bezug auf die gesamte Länge des Betriebszyklus den Experimenten zu etwa 80 % zur Verfügung gestellt und ein hohes Tastverhältnis kann gewährleistet werden. Bevor ein neuer Zyklus beginnt, wird der Stretcherring wieder auf die Energie von 1,2 GeV eingestellt, anschließend können neue Injektionen aus dem Booster-Synchrotron erfolgen.
- Stretchermodus (s. Abbildung 3.2(b)): In diesem Modus bleibt die Energie des Stretcherrings konstant bei 1,2 GeV. Um eine möglichst homogene Füllung des Stretcherrings zu erreichen, werden die Elektronen über drei Umläufe aus dem Synchrotron extrahiert. Im Anschluss werden die Elektronen bis zur nächsten, alle 20 ms stattfindenden Füllung des Stretcherrings kontinuierlich zu den Experimentierplätzen extrahiert, so dass den Experimenten ein – bis auf die relativ kurzen Injektionszeiten – quasi-kontinuierlicher Strahl mit einem Tastverhältnis von nahezu 100 % zur Verfügung steht.
- Speichermodus (s. Abbildung 3.2(c)): Dieser Betriebsmodus wurde früher zur gezielten Erzeugung von Synchrotronlicht verwendet. Nach Abbau der Synchrotronstrahlungsexperimenten an ELSA wird dieser Modus nur noch für beschleunigerphysikalische Untersuchungen eingesetzt. Zunächst wird über viele Zyklen des Booster-Synchrotrons der Stretcherring gefüllt, um einen möglichst hohen Strahlstrom im Stretcherring zu speichern. Anschließend wird der gespeicherte Elektronenstrahl auf die gewünschte Endenergie beschleunigt, wobei eine Extraktion des Strahls nicht stattfindet. Je nach Lebensdauer des Strahl, die u. a. durch kohärente Strahlinstabilitäten und die Vakuumbedingungen begrenzt ist, können Speicherzeiten von mehreren Stunden für den Strahl erreicht werden.

Wichtige Kenndaten und energieabhängige Parameter des Stretcherrings sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 für die Strahlenergien 1,2 GeV, 2,35 GeV und 3,2 GeV bei typischen Hochfrequenzspannungen der Beschleunigungsresonatoren² zusammengefasst.

3.2 Longitudinales HOM-Spektrum der PETRA-Resonatoren

Bei den zwei am Stretcherring installierten Beschleunigungsresonatoren des Typs PETRA handelt es sich um fünfzellige, aus Kupfer gefertigte Hohlraumresonatoren, die vor allem hinsichtlich einer möglichst großen longitudinalen elektrischen Feldstärke für die Grundmode der Frequenz

²Die Summe der Hochfrequenzspannungen der beiden PETRA Beschleunigungsresonatoren am Stretcherring, U_{HF} , wird über das ELSA-Kontrollsystem in Skalenteilen als Sollwert eines analogen Reglers vorgegeben, der ein einstellbares Hochfrequenzdämpfungsglied im Ansteuerzweig des Klystrons der Beschleunigungsresonatoren kontrolliert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde mittels der in [22] beschriebenen schnellen Messung der Synchrotronfrequenz f_s während des Nachbeschleunigungsmodus und deren Abhängigkeit von U_{HF} eine (vorläufige) Kalibration durchgeführt, die die Umrechnung der Skalenteilenvorgabe (Skt.) in die zugehörige Summe der Hochfrequenzspannungen in den PETRA-Resonatoren nach: $U_{\text{HF}}/\text{MV} = 0,785 \cdot \text{Skt.}$ ermöglicht.

Umfang	L	164,395	m
Biegeradius	R	10,879	m
Umlauffrequenz	f_U	1,8236	MHz
Umlaufdauer	T_U	548,36	ns
Hochfrequenz (ELSA-HF)	f_{HF}	499,67	MHz
Harmonisenzahl	h	274	
Momentum Compaction Faktor	α_C	0,063	
max. Betafunktion, horizontal	β_x^{\max}	17,97	m
max. Betafunktion, vertikal	β_z^{\max}	19,20	m
max. Dispersion, horizontal	D_x^{\max}	3,331	m
Magnetstruktur-Parameter	\mathcal{D}	0,15	
Arbeitspunkt, horizontal (typisch)	Q_x	4,612	
Betatronfrequenz, horizontal (typisch)	f_x	708	kHz
Arbeitspunkt, vertikaler (typisch)	Q_z	4,431	
Betatronfrequenz, vertikaler (typisch)	f_z	786	kHz

Tabelle 3.1: Ausgewählte energieunabhängige Kenndaten des ELSA Stretcherrings, vgl. [36], [58].

499,67 MHz für die Beschleunigung des Elektronenstrahles optimiert wurden [27]. Im Allgemeinen stellen die Moden höherer Ordnung (HOM) eines solchen Resonators eine der potentiellen Quellen für langreichweitige Wakefelder und daher für longitudinale bzw. transversale Multi-Bunch-Instabilitäten dar.

Anhand des nachfolgend exemplarisch vorgestellten longitudinalen Impedanzspektrums eines PETRA-Resonators zeigt sich, dass bereits für geringe interne Strahlströme im Bereich von 10 mA bis 20 mA kohärente Strahlschwingungen am Stretcherring zu erwarten sind. Abbildung 3.3 zeigt das geometrische Modell des PETRA-Resonators, wie es mit dem Softwarepaket CST STUDIO SUITETM [1] erstellt wurde, das für die numerische Simulation der Feldverteilung des Resonators zur Bestimmung des Impedanzspektrums mittels zweier Methoden (Wakefeld-/Eigenmoden-Solver) verwendet wurde.

3.2.1 Simulation des Wakefeldes

Mittels des Wakefeld-Solvers des CST-Programmpaketes lassen sich die elektromagnetischen Felder, die innerhalb einer vorgegebenen Resonatorstruktur durch das Passieren einer ausgedehnten Ladungsverteilung angeregt werden, simulieren. Bei der durchgeführten Simulation erfolgte die Anregung mit einer in longitudinaler Richtung gaußförmigen Ladungsdichteverteilung

$$\lambda(s) = \frac{q_B}{\sqrt{2\pi} \sigma_s} \exp\left(-\frac{s^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (3.1)$$

mit der Standardabweichung $\sigma_s = 25$ mm; der entsprechende Bunch der Länge $l_B = 5$ cm durchquert den Resonator auf der Strahlachse und verursacht die Anregung (longitudinaler) Wakefelder. In Analogie zu Gleichung (2.30) erhält man durch Integration der Lorentzkraft, die die resultierende elektromagnetische Feldverteilung der angeregten Wakefelder auf eine nachfolgende Probeladung ausübt, entlang der Strahlachse das longitudinale Wakepotential $W_{\parallel}^{\text{pot}}(s)$, welches jedoch von der longitudinalen Wakefunktion nach Gleichung (2.30) für die Anregung durch eine

Energie	E	1,2	2,35	3,2	GeV
Energieverlust pro Umlauf	W	0,02	0,25	1,22	MeV
natürliche Strahlemittanz	ϵ_x	0,3	0,6	0,9	mm mrad
natürliche Energiebreite	$\Delta E_{\max}/E$	0,03	0,06	0,08	%
Dämpfungszeit, longitudinal	τ_s	36,3	4,8	1,9	ms
Dämpfungszeit, horizontal	τ_x	92	12,2	4,8	ms
Dämpfungszeit, vertikal	τ_z	78,0	10,4	4,1	ms
Hochfrequenzspannung (typisch)	U_{HF}	1,01	1,98	2,73	MV
Überspannungsfaktor (typisch)	q	59,9	8,0	3,2	
Synchrotronfrequenz (typisch)	f_s	87,7	87,5	86,0	kHz
natürliche Bunchlänge (typisch)	l_B	2,1	4,1	5,6	cm

Tabelle 3.2: Wichtige energieabhängige Parameter bei typischen Strahlenergien (1,2 / 2,35 / 3,2 GeV) am ELSA Stretcherring. Dabei wurden die natürlichen Dämpfungszeiten mit den Gleichungen (2.11), (2.26) und (2.27) berechnet; für Überspannungsfaktor, Synchrotronfrequenz und Bunchlänge sind die zu erwartenden Werte aufgeführt, die sich theoretisch anhand der Gleichungen (2.1), (2.2), (2.9) und (2.17) bei Kenntnis der Summe U_{HF} der Hochfrequenzspannungen der beiden PETRA-Beschleunigungsresonatoren ergeben.

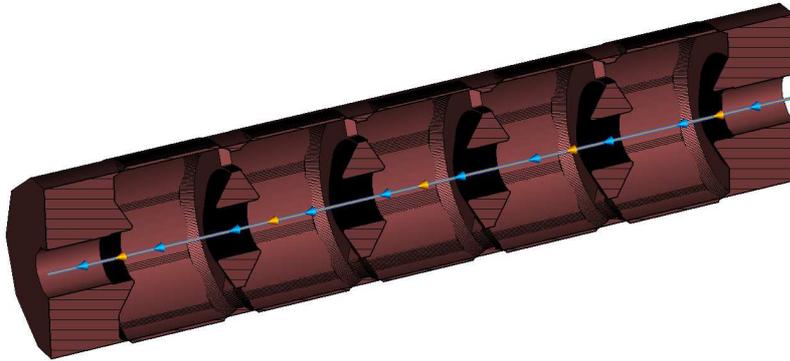


Abbildung 3.3: Geometrisches Modell des fünfzelligen PETRA-Resonators, das mit CST Studio SuiteTM erstellt wurde. Durch Pfeile sind die beiden, in diesem Fall mit der Strahlachse identischen Wege markiert, auf den die anregende Ladungsverteilung und die Probeladung zur Bestimmung des Wakefeldes den Resonator passieren.

punktförmige Ladung zu unterscheiden ist. Außerdem wird hier $W_{\parallel}^{\text{pot}}(s)$ in Abhängigkeit des Abstandes s angegeben, in dem die Probeladung auf die anregende Ladungsverteilung folgt. In Abbildung 3.4 ist das Ergebnis der durchgeführten Simulation des longitudinalen Wakepotentials $W_{\parallel}^{\text{pot}}(s)$ für den Bereich $0\text{ m} \leq s \leq 20\text{ m}$ sowie die anregende Ladungsverteilung $\lambda(s)$ dargestellt. Dabei ergibt sich das Wakepotential aus einer Überlagerung unterschiedlicher Schwingungen, die eine Folge der verschiedenen angeregten longitudinalen HOM des Resonators sind. Das Wakepotential wird durch die Grundschwingung des PETRA-Resonators bei rund 500 MHz dominiert, die mit der entsprechenden Wellenlänge von 60 cm deutlich zu erkennen ist und deren Amplitude wegen ihrer hohen Kreisgüte Q kaum sichtbar abnimmt. Insgesamt wurde die

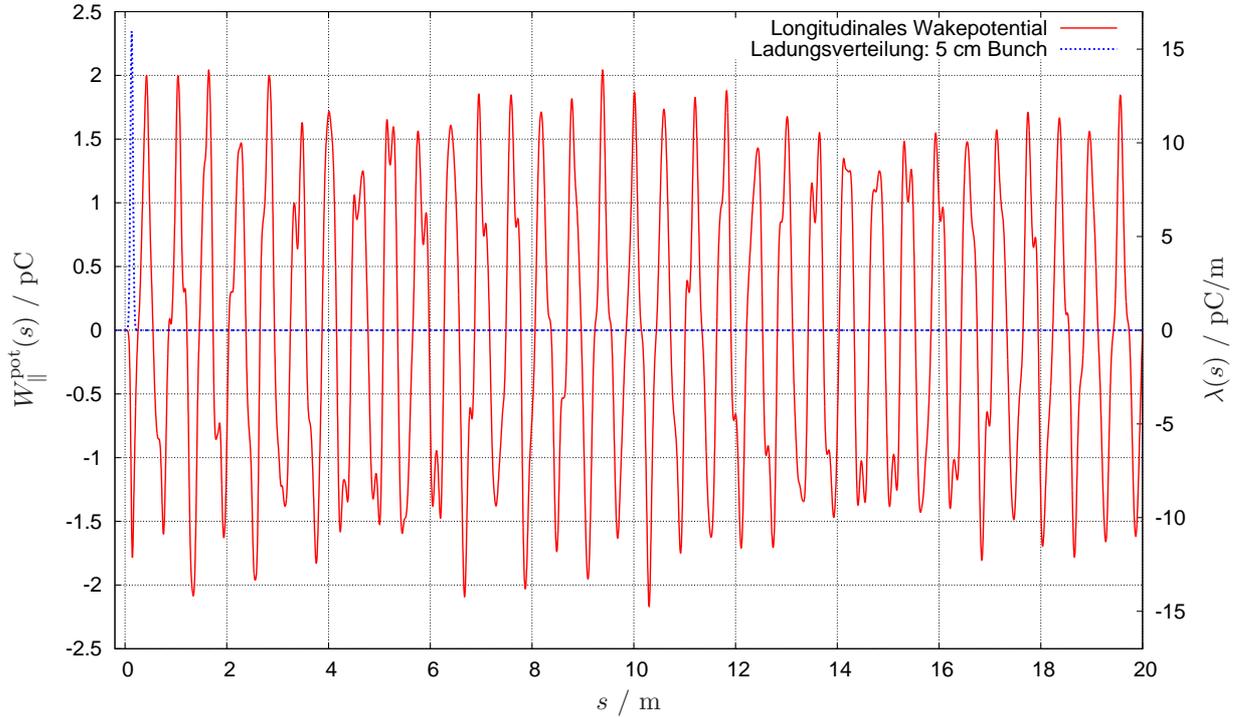


Abbildung 3.4: Ausschnitt des simulierten longitudinalen Wakefeldes des PETRA-Resonators, das mit einem gaußförmigen Bunch angeregt wurde.

Simulation im Bereich von $0 \text{ m} \leq s \leq 2000 \text{ m}$ durchgeführt, was der Beobachtung des angeregten Wakefeldes über $6,67 \mu\text{s}$ oder rund 12 Umläufe im Stretcherring entspricht und für die spätere Bestimmung des Impedanzspektrums eine ausreichende Frequenzauflösung von $0,15 \text{ MHz}$ garantiert.

Entsprechend Gleichung (2.32) wird aus dem simulierten Wakepotential $W_{\parallel}^{\text{pot}}(s)$ mittels diskreter Fouriertransformation die longitudinale Impedanz bestimmt: Um die Auswirkungen des Leakage-Effektes, vgl. [59], zu reduzieren, der eine unvermeidbare Folge der endlichen Beobachtungszeit des Wakepotentials ist, werden die Werte des Wakepotentials zunächst mit einer Fensterfunktion³ multipliziert. Des Weiteren wird wegen der großen Anzahl von 982939 Datenpunkten der Algorithmus einer schnellen Fouriertransformation [14] zur Berechnung von $Z_{\parallel}(f)$ eingesetzt. Ferner wurde die berechnete Impedanz auf die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung $\lambda(s)$ normiert, so dass die resultierende Impedanz $Z_{\parallel}(f)$ unabhängig von der zu Grunde gelegten Ladungsverteilung für die Simulation sind, was mit anderen Worten der Bestimmung der Impedanz aus der Wakefunktion entspricht. Der Realteil des so bestimmten longitudinalen Impedanzspektrums $\text{Re}\{Z_{\parallel}(f)\}$ des PETRA-Resonators ist in Abbildung 3.5 in einfach logarithmischer Darstellung gegen die Frequenz f aufgetragen.

³Es wurde das sog. Hanning-Fenster, vgl. [30], in der Form $f(i) = 0,5 \cdot (1 - \cos(2\pi \cdot i/N))$ verwendet, mit dem jeder Datenpunkt $i = 1, \dots, N$ multipliziert wird.

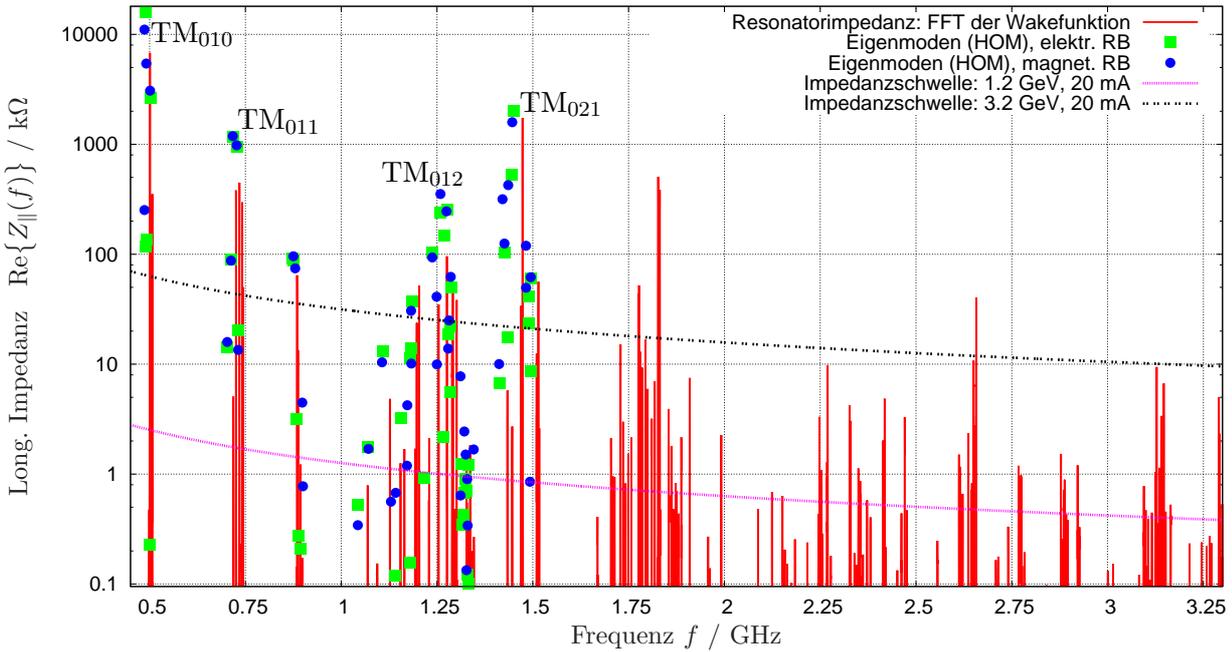


Abbildung 3.5: Longitudinales Impedanzspektrum (Grundmode und HOM) des fünfzelligen PETRA-Resonators sowie berechnete Impedanzschwellen für longitudinale kohärente Instabilitäten am ELSA Stretcherring.

3.2.2 Simulation der Eigenmoden

Bei einer zweiten Simulation des PETRA-Resonators wurde der Eigenmoden-Solver des CST-Programmpaketes verwendet, um die Resonanzfrequenzen und elektromagnetische Feldverteilungen der Moden (Grundmode und HOM) des PETRA-Resonators zu bestimmen. Da nur das longitudinale Impedanzspektrum betrachtet wird, handelt es sich bei den Moden ausschließlich um Monopol-Moden, deren Feldverteilungen durch longitudinale, zur Strahlachse rotationssymmetrische elektrische Felder und dazu transversal ausgerichtete magnetische Felder gekennzeichnet sind. Aus der longitudinalen Verteilung des elektrischen Feldes auf der Strahlachse lassen sich jeweils die zugehörigen longitudinalen Shuntimpedanzen R_S der Moden berechnen, deren Werte ebenfalls in Abbildung 3.5 für zwei verschiedene, bis 1,5 GHz durchgeführte Simulationen mit elektrischen bzw. magnetischen Randbedingungen⁴ (RB) dargestellt sind. Da der PETRA-Resonator aus fünf durch Schlitze gekoppelten Einzelzellen aufgebaut ist, sind jeweils bis zu fünf Resonatormoden mit nahezu identischen Resonanzfrequenzen identifizierbar, die sich nur durch den Phasenvorschub der Felder in den benachbarten Zellen unterscheiden.

Bei der Grundmode des PETRA-Resonators bei 500 MHz handelt es sich um die TM_{010} -Mode⁵,

⁴Da die Simulation mit dem Eigenmoden-Solver innerhalb einer zuvor festgelegten Box durchgeführt wird, müssen die elektromagnetischen Eigenschaften der Oberflächen der Box durch Randbedingungen (RB) festgelegt werden: Bei elektrischen RB bilden perfekte elektrische Leiter die Ränder der Box, bei magnetischen RB perfekte magnetische Leiter; daher verschwinden die Tangentialkomponenten der entsprechenden Felder jeweils auf diesen Oberflächen.

⁵Zur Charakterisierung der Feldverteilung einer beliebigen Mode TM_{mnp} weist TM (transversal magnetisch) auf die ausschließlich senkrecht zur Strahlachse des Resonators existierenden magnetischen Feldkomponenten der Mode hin. Außerdem beschreiben drei ganzzahlige Indizes (m, n, p) den Verlauf des elektrischen Feldes in allen drei Raumrichtungen: m gibt die Anzahl der Halbwellen des Feldes über einen Vollkreis in azimuthaler Richtung

deren longitudinales elektrisches Feld in benachbarten Zellen gegenphasig schwingt (π -Mode). Diese Mode wird zur Strahlbeschleunigung verwendet und ist durch den größten Wert der Shuntimpedanz und eine hohe Güte gekennzeichnet: $R_S = 15,9 \text{ M}\Omega$ und $Q = 35154$ (Simulation mit elektrischen RB) bzw. $R_S = 11,0 \text{ M}\Omega$ und $Q = 37624$ (Simulation mit magnetischen RB). Der Verlauf des aus dem simulierten longitudinalen Wakefeld gewonnenen longitudinalen Impedanzspektrums wird durch zahlreiche schmale Peaks bestimmt und größtenteils durch die Lage und Höhe der Werte der Shuntimpedanzen der bestimmten Monopol-Moden des PETRA-Resonators bestätigt. Sämtliche HOM mit Shuntimpedanzen oberhalb von $1 \text{ k}\Omega$ besitzen dabei Güten größer als 30000, was Lebensdauern der angeregten longitudinalen Wakefelder im Bereich von einigen μs oder mehreren Umlaufdauern des Stretcherrings entspricht. Diese langreichweitigen Wakefelder sind daher potentielle Quellen für die in Kapitel 2.2.2 behandelten Multi-Bunch Instabilitäten.

3.2.3 Longitudinale Schwellenimpedanzen

Nach Gleichung (2.56) werden kohärente Elektronenschwingungen dann gedämpft, wenn die natürlichen Dämpfungszeiten τ_D durch Synchrotronlichtabstrahlung kleiner als die Anregungszeiten kohärenter Multi-Bunch-Instabilitäten sind. Falls eine mögliche Schwingungsfrequenz $f_{p,n}^{\parallel}$ einer longitudinalen Multi-Bunch-Mode nahezu identisch ist mit der Frequenz f_H einer HOM, so kann wegen der Schmalbandigkeit der Impedanz der HOM bei der Berechnung der Anregungszeit τ_A der longitudinalen Multi-Bunch-Instabilität nach Gleichung (2.52) auf die Summation über p verzichtet werden:

$$\frac{1}{\tau_A} = \frac{\alpha_c f_U}{2 E/e f_s} I f_H \text{Re} \{ Z_{\parallel}(f_H) \} . \quad (3.2)$$

Falls die Anregungszeit τ_A gleich der longitudinalen Dämpfungszeit τ_s ist, lässt sich eine longitudinale Schwellenimpedanz Z_{\parallel}^S in Abhängigkeit von Strahlenergie E , Strom I und Frequenz der HOM f_H definieren:

$$Z_{\parallel}^S(f_H) = \frac{2 E/e f_s}{\alpha_c f_U \tau_s I} \frac{1}{f_H} . \quad (3.3)$$

Ist der Realteil der longitudinalen Impedanz einer Monopol HOM kleiner als diese Schwelle Z_{\parallel}^S , so sind die zugehörigen Multi-Bunch-Schwingungen gedämpft, andernfalls sind Multi-Bunch-Instabilitäten zu erwarten.

Unter Verwendung der entsprechenden Parameter (f_U und α_c) des Stretcherrings aus Tabelle 3.1 und der longitudinalen Dämpfungszeiten τ_s und Synchrotronfrequenzen aus Tabelle 3.2 sowie bei Berücksichtigung zweier PETRA-Resonatoren lassen sich entsprechende longitudinale Schwellenimpedanzen für den ELSA Stretcherring berechnen. Diese sind für einen gespeicherten Strahlstrom von 20 mA und für die Energien $1,2 \text{ GeV}$ und $3,2 \text{ GeV}$ ebenfalls in Abbildung 3.5 dargestellt. Da die Mehrzahl der longitudinalen HOM durch Shuntimpedanzen charakterisiert sind, die (deutlich) größer als die berechneten Impedanzschwellen sind, ist über den gesamten Energiebereich des Stretcherrings bereits bei kleinen Strahlströmen die Anregung longitudinaler Multi-Bunch-Instabilitäten zu erwarten.

3.3 Unterdrückung kohärenter Strahlinstabilitäten an ELSA

Um zukünftig eine signifikante Erhöhung des internen Strahlstroms des ELSA-Stretcherrings erfolgreich zu realisieren, werden die in Abschnitt 2.2.3 vorgestellten Gegenmaßnahmen, um

an, n die Anzahl der Halbwellen in radialer Richtung und p die Anzahl der longitudinalen Nulldurchgängen, also in Strahlrichtung an. Für alle Monopolmoden gilt: $m = 0$.

kohärente Strahlinstabilitäten zu verhindern bzw. diese zu dämpfen, größtenteils auch an der Beschleunigeranlage ELSA verfolgt: Die Anregung der HOM der PETRA-Beschleunigungsresonatoren soll durch die gezielte Verschiebung des Impedanzspektrums relative zum Strahlenspektrum mittels einer präzisen Temperaturstabilisierung ($\pm 0,1$ °C) für den Kühlwasserkreislauf der Resonatoren verhindert werden [65]. Ferner wird derzeit die mögliche HOM-Dämpfung durch die Modifikation von HF-Einkopplung und Rechteckhohlleiter für den HF-Transport der PETRA-Resonatoren geprüft. Außerdem sind bereits eine große Anzahl an Kreuzstücken, die zum Anschluss der Vakuumpumpen erforderlich und bisher durch große, nicht abgeschirmte Querschnittänderungen gekennzeichnet waren, durch neue Strukturen mit einer verbesserten, querschnittsarmen Geometrie des Strahlrohrs ersetzt worden, die zu erheblich geringeren Impedanzbeiträgen führen sollten [4]. Schließlich ist zukünftig die Überprüfung aller kritischer Elemente der Anlage mittels numerischer Simulationen geplant, die die angeregten Wakefelder in den betreffenden Strukturen und einen möglichen Austausch oder eine Modifikation der Geometrie dieser Elemente untersuchen sollen.

Da diese Maßnahmen für sich alleine zur Dämpfung von kohärenten Strahlinstabilitäten nicht ausreichend sind, wurden am Stretcherring longitudinale und transversale Multi-Bunch Feedback-Systeme als aktive Gegenmaßnahme aufgebaut, die im Weiteren im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen.

Kapitel 4

Multi-Bunch Feedback-Systeme

Mit breitbandigen longitudinalen und transversalen Multi-Bunch Feedback-Systemen können die in einem Ringbeschleuniger angeregten kohärenten Schwingungen der Elektronen und damit Strahlinstabilitäten in allen drei Schwingungsebenen aktiv unterdrückt werden. Dazu detektiert ein solches System die Schwingungen aller Elektronenbunche unabhängig voneinander, d.h. jeweils Bunch für Bunch¹, stellt ein phasenrichtiges Korrektursignal für jeden Bunch zur Verfügung und dämpft dessen Schwingung mit elektromagnetischen Feldern, die von breitbandigen Kickern erzeugt werden, vgl. [5, 24, 80].

Bevor in Kapitel 5 die Realisierung an ELSA im Detail dargestellt wird, soll in diesem Kapitel zunächst der grundsätzliche Aufbau und die Funktionsweise dieser Systeme beschrieben werden.

4.1 Grundkonzept

Im Gegensatz zu sogenannten Moden Feedback-Systemen, die die Signale proportional zur Bewegung der Bunche hinsichtlich der angeregten Instabilitätsmode im Frequenzbereich verarbeiten, arbeiten Multi-Bunch Feedback-Systeme im Zeitbereich und detektieren die Schwingung für jeden Bunch einzeln und daher unabhängig von der Bewegung benachbarter Bunche. Ein Moden Feedback-System ist nur dann eine geeignete Wahl, wenn alle zu dämpfenden möglichen Instabilitätsmoden bekannt sind und deren Anzahl klein bleibt. Andernfalls bieten sich Multi-Bunch Feedback-Systeme an, da mittels dieser die Bewegung jedes Bunches einzeln gedämpft wird und damit – bei ausreichender Dämpfungsleistung des Systems – alle möglichen Instabilitätsmoden kontrolliert werden können [5]. Dabei ist das im Anschluss an die Detektion der Schwingung des Ladungsschwerpunktes des Bunches bestimmte Korrektursignal nur von der gemessenen Bewegung dieses Bunches abhängig. Betrachtet man die zugehörige Bewegungsgleichung (s. Abschnitt 2.2.3) der Schwingung, so muss für deren Dämpfung ein Signal zur Verfügung gestellt werden, das proportional zur zeitlichen Ableitung der Auslenkung $\dot{r}(t)$ des Ladungsschwerpunktes des Bunches ist [9]. Dies führt unter Berücksichtigung der natürlichen Dämpfungsrate τ_D^{-1} und der Anregungsrate τ_A^{-1} der Instabilität zur Einführung der Dämpfungszeit τ_{FB} eines Feedback-Systems:

$$\ddot{r}(t) + 2 \left(\frac{1}{\tau_D} - \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_{FB}} \right) \dot{r}(t) + \omega^2 r(t) = 0. \quad (4.1)$$

Damit der Dämpfungsterm positiv bleibt und somit die kohärente Elektronenschwingung gedämpft wird, ist also eine möglichst kleine τ_{FB} erforderlich. Die Berechnung von τ_{FB} für die charakteristischen Parameter eines im Ringbeschleuniger betriebenen Multi-Bunch Feedback-Systems erfolgt in Abschnitt 4.5.

¹Daher werden diese Systeme auch mit dem englischen Begriff Bunch-by-Bunch Feedback-Systeme bezeichnet.

Die Auslenkung $r(t)$ der Schwingung lässt sich mit einem Monitor zum Zeitpunkt t detektieren und stellt als das gemessene Fehlersignal die eigentliche Eingangsgröße des Feedback-Systems dar. Da zudem die Frequenz der kohärenten (Dipol-) Schwingung (Synchrotron- bzw. horizontale oder vertikale Betatronfrequenz) im Prinzip bekannt ist, lässt sich durch Einführen einer Phasenverschiebung von 90° im Bezug auf $r(t)$ ein zu $\dot{r}(t)$ proportionales Korrektursignal als das Ausgangssignal des Systems generieren, vgl. [43]. Dieses Signal wird demselben Bunch im Folgenden, d.h. im Idealfall und je nach Verarbeitungszeit des Systems im nächsten oder übernächsten Beschleunigerumlauf, mittels eines leistungsstarken Kickers zugeführt, der eine Energie- (longitudinal) bzw. Impulskorrektur (transversal) des Bunches bewirkt und damit die kohärente Elektronenschwingung dämpft.

Betrachtet man die Dynamik der Elektronenbewegung im longitudinalen Phasenraum (s. Abschnitt 2.1.1), so wird der Zusammenhang zwischen erforderlicher Energiekorrektur und $\dot{r}(t)$ unmittelbar einsichtig: Die detektierte longitudinale Position $r(t)$ entspricht der Phasenabweichung $\Delta\varphi(t)$ der Elektronen relativ zur Phase φ_s des Sollteilchens. Nach Gleichung (2.7) ist dann die zugehörige Energieabweichung der Elektronen und damit die Korrektur ΔE proportional zur Ableitung der Phasenabweichung $\Delta\dot{\varphi}$ und durch Gleichung (2.7) vorgegeben.

Insgesamt ergibt sich für den grundsätzlichen Aufbau eines Multi-Bunch Feedback-Systems für eine Schwingungsebene das in Abbildung 4.1 dargestellte Schema, bestehend aus Strahlmonitor, Signalverarbeitung zur Detektion der Schwingung, Prozessoreinheit zur Bestimmung des phasenrichtigen Korrektursignals und zum Zeitabgleich, sowie Verstärker und Kicker zur leistungsstarken Dämpfung der Schwingung.

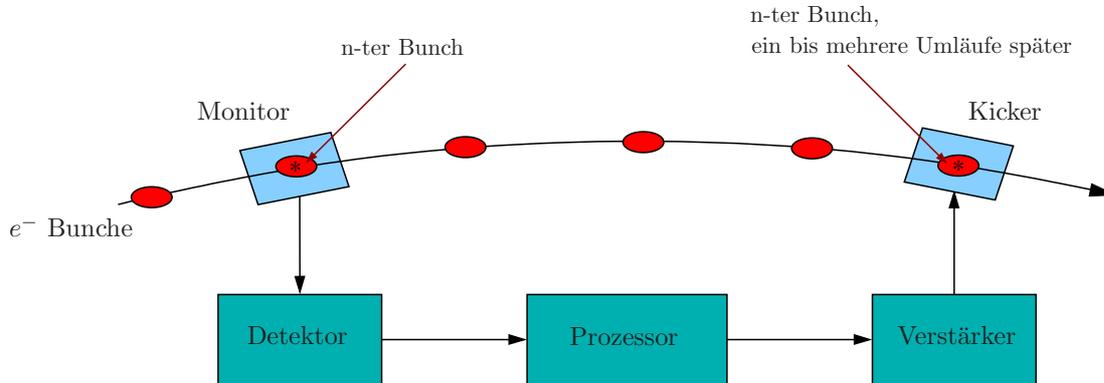


Abbildung 4.1: Grundsätzliches Aufbauschema eines Multi-Bunch Feedback-Systems für eine Schwingungsebene (vgl. [46]).

Für die Auslegung und den Aufbau eines solchen Systems sind vor allem die Bandbreite aller Einzelkomponenten, als auch die Abtastrate bei der Korrektursignalbestimmung, die gewöhnlich mittels eines digitalen Signalprozessors realisiert ist, ausschlaggebend. Für die Bandbreite ist die Frequenz derjenigen Instabilitätsmode entscheidend, bei der sich zwei benachbarte Bunches genau gegenphasig zueinander bewegen, da es sich dabei um die zu dämpfende Schwingungsmode mit der höchsten Frequenz handelt. Da der zeitliche Abstand T_B benachbarter Bunches bei vollständiger Füllung des Beschleuniger-Rings über $T_B = 1/f_{HF}$ durch die Hochfrequenz f_{HF} bestimmt ist, tritt diese Schwingungsmode im Strahlspektrum als Seitenband der Frequenz $f_{HF}/2$ auf (vgl. Abbildung 2.5), so dass die erforderliche Bandbreite des ganzen Systems rund $f_{HF}/2$ beträgt.

Ferner ist es erforderlich, dass die Abtastrate des Signalprozessors gleich f_{HF} ist, damit die Messung der Auslenkungen der Bunche und die Bestimmung der Korrektursignale jeweils Bunch für Bunch erfolgen können.

4.2 Detektion kohärenter Schwingungen

Die Messung der longitudinalen und transversalen Auslenkung der Bunche erfolgt in der Regel mit Hilfe von Strahlpositionsmotoren, die im Wesentlichen aus vier Knopfelektroden bestehen, die symmetrisch um den Monitormittelpunkt angebracht sind und auf denen das nahezu transversal ausgerichtet elektrische Feld des Elektronenbunches je nach Lage relativ zu den Elektroden entsprechende Ladungen induziert. An den Elektroden stehen damit Hochfrequenzsignale zur Verfügung, mittels derer Amplituden- und Zeitstruktur – nach geeigneter breitbandiger Weiterverarbeitung und Demodulation – die kohärente Elektronenschwingung detektiert werden kann. Abbildung 4.2 zeigt die dazu erforderliche Schaltung, deren Funktionsweise im Folgenden erläutert wird.

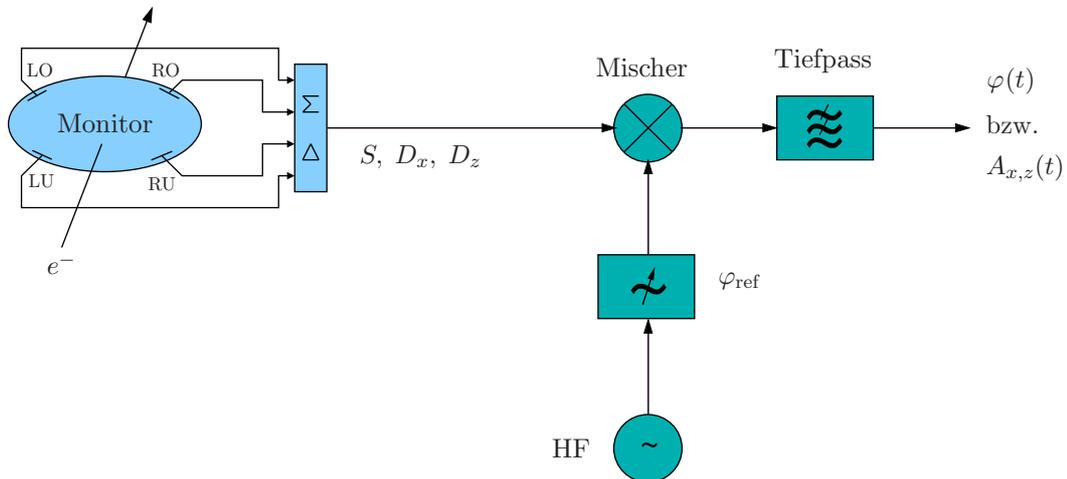


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der Hochfrequenzelektronik zur Phasen- und Amplitudendemodulation der Summen- und Differenzsignale eines Strahlpositionsmotors für die Detektion longitudinaler bzw. transversaler, kohärenter Elektronenschwingungen.

4.2.1 Longitudinal: Phasendemodulation

Zunächst wird das Summensignal S der an den vier Monitorelektroden anliegenden Spannungen gebildet:

$$S = U_{\text{LO}} + U_{\text{RO}} + U_{\text{RU}} + U_{\text{LU}}, \quad (4.2)$$

welches aus Spannungsimpulsen im zeitlichen Abstand τ_{B} der Bunche, die den Monitor passieren, besteht, deren Höhe proportional zum Strom I_{B} der einzelnen Bunche ist (vgl. auch Abbildung 5.4). Da τ_{B} durch die Hochfrequenz des Beschleunigers bestimmt ist, wird das Frequenzspektrum von S durch Beiträge bei f_{HF} und höheren Harmonischen von f_{HF} dominiert. Wenn die Elektronen des Bunches longitudinale kohärente Schwingungen ausführen, so variiert auch die Ankunftszeit des Ladungsschwerpunktes des Bunches im Monitor und somit auch dessen Phasenlage φ relativ zur Sollphase φ_{s} der Bunche. Diese Phasenschwingungen $\varphi(t)$ der

einzelnen Bunche können mittels eines Hochfrequenzmischers, vgl. [53], der im Wesentlichen eine Multiplikation von S mit der Hochfrequenz² als Referenzoszillator mit einstellbarer Phase φ_{ref} durchführt, demoduliert werden:

$$I_B \cdot \sin(\omega_{\text{HF}}t + \varphi(t)) \cdot \sin(\omega_{\text{HF}}t + \varphi_{\text{ref}}) = \frac{I_B}{2} (\cos(\varphi(t) - \varphi_{\text{ref}}) - \cos(2\omega_{\text{HF}}t + \varphi(t) + \varphi_{\text{ref}})) , \quad (4.3)$$

wobei für S nur der Frequenzanteil bei ω_{HF} betrachtet wird. Um die Phasendemodulation zu realisieren, wird φ_{ref} auf $\pi/2$ eingestellt und im Ausgangssignal des Mischers mit Hilfe eines Tiefpassfilters der hochfrequenten Anteil unterdrückt, so dass sich für kleine $\varphi(t)$ ergibt:

$$\cos(\varphi(t) - \pi/2) = \sin(\varphi(t)) \approx \varphi(t) . \quad (4.4)$$

Das Ausgangssignal der Schaltung $\varphi(t)$ ist damit für jeden Bunch proportional zu dessen longitudinaler, momentanen Auslenkung. Weiterhin ist das Frequenzspektrum von $\varphi(t)$ durch das Demodulationsverfahren auf das sogenannten Basisband, d.h. auf den Frequenzbereich von $[0; f_{\text{HF}}/2]$ begrenzt und entspricht damit dem Frequenzbereich, in dem alle Instabilitätsmoden liegen.

4.2.2 Transversal: Amplitudendemodulation

Die Höhe der Spannungsimpulse der horizontalen D_x bzw. vertikalen Differenzsignale D_z der Monitorelektroden

$$D_x = (U_{\text{LO}} + U_{\text{LU}}) - (U_{\text{RO}} + U_{\text{RU}}) \quad (4.5)$$

$$D_z = (U_{\text{LO}} + U_{\text{RO}}) - (U_{\text{RU}} + U_{\text{LU}}) \quad (4.6)$$

sind für kleine transversale Auslenkungen des Strahls proportional zum Produkt aus Strom I_B des einzelnen Bunches und dessen transversaler, momentaner Auslenkung $A_{x,z}$ relativ zum Mittelpunkt des Monitors. Transversale Schwingungen der Bunche zeigen sich somit in einer Variation von $A_{x,z}$, so dass in diesem Fall eine Amplitudendemodulation der Monitorsignale durch das Einstellen von $\varphi_{\text{ref}} = 0$ erforderlich ist und für kleine $\varphi(t)$ nach der Tiefpassfilterung gilt:

$$I_B \cdot A_{x,z}(t) \sin(\omega_{\text{HF}}t + \varphi(t)) \cdot \sin(\omega_{\text{HF}}t + \varphi_{\text{ref}}) \propto A_{x,z}(t) \cos(\varphi(t)) \approx A_{x,z}(t) . \quad (4.7)$$

Das Ausgangssignal der Schaltung $A_{x,z}(t)$ ist damit für jeden Bunch proportional zu dessen horizontaler bzw. vertikaler, momentaner Auslenkung. Das Frequenzspektrum von $A_{x,z}(t)$ ist wiederum auf das Basisband $[0; f_{\text{HF}}/2]$ begrenzt.

4.3 Bestimmung des Korrektursignals

Mit $\varphi(t)$ und $A_{x,z}(t)$ liegen nun für jeden Bunch Signale vor, die dessen longitudinale und transversale Schwingungen beschreiben. Die nun erforderliche Bestimmung der Korrektursignale erfolgt mit digitalen Signalverarbeitungsprozessoren, da die dazu erforderlichen Komponenten³ mit entsprechend hohen Bandbreiten und Digitalisierungsraten inzwischen kommerziell erhältlich sind und diese gegenüber einer reinen analogen Realisierung zahlreiche Vorteile besitzen. Hier sind die flexibler und präziser steuerbaren Parameter und Algorithmen der Signalverarbeitung,

²Eine Multiplikation mit einer höheren Harmonischen der Hochfrequenz ist ebenso möglich und wird auch zur besseren Phasenauflösung in der Praxis verwendet (vgl. Abschnitt 5.2.1).

³Analog-Digital- bzw. Digital-Analog-Wandler sowie insbesondere die inzwischen verwendeten FPGAs (englisch: field-programmable gate array), auf denen eine große Anzahl komplexer, logischer Schaltungen mit hohen Datenverarbeitungsraten und großer Flexibilität zur digitalen Signalverarbeitung programmiert werden kann (vgl. auch [20]).

wie die Einstellung der Abtastzeitpunkte und der erforderlichen Signalverzögerungen, die Filterimplementierung zur Bestimmung des Korrektursignals selbst, die einfachere Anbindung an das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage sowie die Möglichkeiten der Strahldiagnose, die sich aus den digital vorliegenden Eingangssignalen des Feedback-Systems ergeben, zu nennen, vgl. [43]. Die typische Struktur einer digitalen Signalprozessoreinheit für ein Multi-Bunch Feedback-System ist anhand eines Blockdiagramms in Abbildung 4.3 dargestellt.

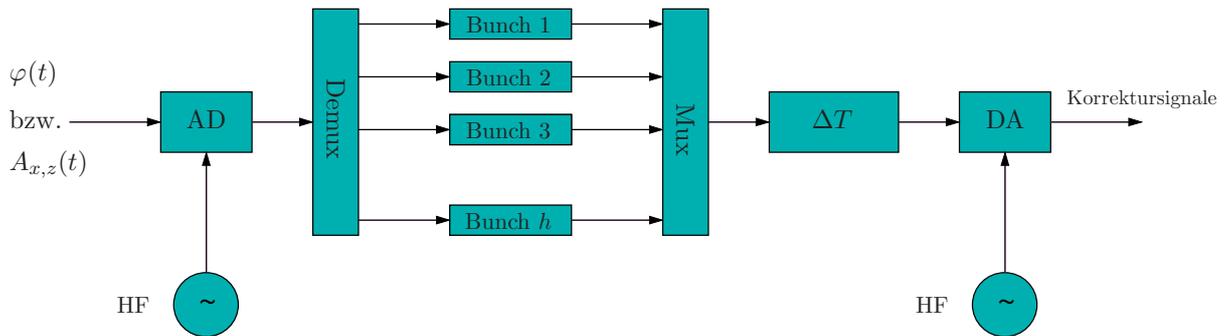


Abbildung 4.3: Blockdiagramm der Signalverarbeitungsstruktur des digitalen Signalprozessors zur Bestimmung des Korrektursignals eines Multi-Bunch Feedback-Systems, nach [50].

Zunächst werden die analogen Spannungssignale $\varphi(t)$ und $A_{x,z}(t)$ Bunch für Bunch mittels eines Analog-Digital (AD)-Wandlers, der mit der Hochfrequenz f_{HF} getaktet ist, digitalisiert. Für den einzelnen Bunch bedeutet dies eine maximale Abtastrate f_U , der Umlauffrequenz des Beschleunigers, wenn die Position des Bunches Umlauf für Umlauf gemessen wird. Die Bewegung jedes Bunches, wobei die Gesamtanzahl der Bunches bei vollständiger Füllung des Beschleunigers durch die Harmonischenzahl h vorgegeben ist, wird jeweils einzeln mittels eines Filters ausgewertet. Da in Folge der Digitalisierung zeitdiskrete Signale vorliegen, kommen hier digitale Filter zum Einsatz, welche nach einem vorgeschalteten Verteiler (Demultiplexer) innerhalb von h unabhängigen Kanälen in der Regel als digitale Bandpassfilter realisiert sind, die das individuelle Korrektursignal für jeden Bunch, Umlauf für Umlauf berechnen. Die Bandpassfilter setzen die Filterung des Eingangssignals bei der entsprechenden Schwingungsfrequenz, für kohärente Dipolschwingungen der Ladungsschwerpunkte der Bunches also bei der Synchrotronfrequenz f_s (longitudinales System) bzw. bei der Betatronfrequenz $f_{x,z}$ (horizontales/vertikales System) um, so dass ungewünschte Beiträge, wie verbleibende Gleichspannungs⁴- und Rauschsignale unterdrückt werden. Die Phase der digitalen Filter wird so eingestellt, dass das Ausgangssignal der Filter die erforderliche Phasenverschiebung von insgesamt 90° zwischen momentaner Auslenkung und Korrekturimpuls an der Kickerposition für den zu korrigierenden Bunch aufweist. Ferner muss das digitale Ausgangssignal um $\Delta T = [1, \dots, h] \cdot \tau_B$ in Einheiten des zeitlichen Bunchabstandes T_B so verzögert werden, dass beim nächsten oder den folgenden Umläufen

⁴Diese für jeden Bunch umlaufunabhängigen Signale führen zur Sättigung des Feedback-Systems und können verschiedene Ursachen haben: Sie können transversal eine Folge von statischen Auslenkungen der Bunches in den Strahlpositionsmonitoren, so genannten Fehlern des geschlossenen Strahlorbits sein, die nur begrenzt reduziert werden können. Des Weiteren ergeben sich diese Gleichspannungsanteile, wenn die mechanische Justage des Monitors fehlerhaft ist, so dass der ideale Strahl den Monitor nicht mittig passiert, oder, wenn die vier Elektroden inklusive der angeschlossenen Kabel unterschiedliche Dämpfungen und Signallaufzeiten aufweisen. Bei der Detektion der longitudinalen Bunchposition können sich die individuellen Sollphasen der einzelnen Bunches teilweise deutlich unterscheiden, so dass die feste Einstellung der Referenzphase φ_{ref} auf $\pi/2$ für die Phasendemodulation nicht für alle Bunches optimal ist und somit zusätzliche Gleichspannungsbeiträge für die entsprechenden Bunches auftreten.

das Korrektursignal dem Bunch zugeführt wird, aus dessen Bewegung es zuvor abgeleitet wurde. Abschließend erfolgt die Umwandlung in ein analoges Ausgangssignal mit einem Digital-Analog(DA)-Wandler, der wiederum mit f_{HF} getaktet ist, so dass ein Korrektursignal für jeden Bunch in jedem Umlauf zur Verfügung steht.

Für die eigentlichen hardwaretechnische Umsetzung der in Abbildung 4.3 dargestellten digitalen Signalverarbeitungsstruktur (AD- und DA Wandler, (De-)Multiplexer, Filterkanäle, usw.) auf FPGAs⁵ wird auf [20, 21, 77, 78] verwiesen. In [77] wird insbesondere gezeigt, wie die Verteilung (Demultiplexing) der digitalen Signale auf die Filterkanäle für jede beliebige Harmonischenzahl h realisiert werden kann.

4.3.1 Digitale Filter

Bei der Realisierung digitaler Filter unterscheidet man Filter mit endlicher Impulsantwort⁶ (FIR-Filter⁷) und Filter mit unendlicher Impulsantwort (IIR-Filter⁸), vgl. [59]. FIR-Filter sind in der Regel nicht-rekursive Filter, d.h. sie bestimmen die diskreten Ausgangssignale ausschließlich aus den diskreten Eingangssignalen des Filters. Im Gegensatz dazu arbeiten IIR-Filter rekursiv: sie verwenden zusätzlich eine Anzahl an früheren Ausgangssignalen zur Bestimmung des aktuellen Ausgangssignals. Als entscheidender Unterschied zeichnen sich FIR-Filter dadurch aus, dass nach einer endlichen Anzahl von Zeitschritten das aus einem Eingangsimpuls generierte Ausgangssignal immer auf Null abgeklungen ist, vgl. [43], so dass das Filterverhalten garantiert stabil bleibt. FIR-Filter bieten sich daher für den vergleichsweise unkritischen Einsatz in Multi-Bunch Feedback-Systemen an.

Ein FIR-Filter ist durch seine Länge M und die Filterkoeffizienten c_k vollständig charakterisiert und berechnet das diskrete Ausgangssignale a_n aus M diskreten Eingangssignalen e_{n-k} nach folgender Vorschrift [59]:

$$a_n = \sum_{k=0}^{M-1} c_k \cdot e_{n-k} . \quad (4.8)$$

Die Filtercharakteristik wird dabei durch die Koeffizienten c_k bestimmt, welche durch eine inverse Fouriertransformation aus dem für die Anwendung erforderlichen Amplituden- und Phasenverhalten des Filters im Frequenzbereich bestimmt werden [46]. Das konkrete Vorgehen zur Entwicklung von FIR-Bandpassfiltern wird anhand der erforderlichen Filter zur Inbetriebnahme des an ELSA aufgebauten Feedback-Systems in Abschnitt 6.1.3 beschrieben. Für eine ausführliche Behandlung der Auslegung verschiedener digitaler Filter, insbesondere auch von möglichen IIR-Filtern für Multi-Bunch Feedback-Systeme wird auf [77] verwiesen.

4.4 Strahlkorrektur

Die eigentliche Korrektur der kohärenten Elektronenschwingung erfolgt durch Kickerstrukturen, die für jeden Bunch ein elektromagnetisches Wechselfeld erzeugen, das die Bewegung des Bunches in der entsprechende Schwingungsebene beeinflusst. Die zur Dämpfung erforderliche Eingangsleistung der Kicker wird mit Verstärkern, die mit dem generierte Korrektursignal angesteuert werden, zur Verfügung gestellt. Die Bandbreite der Verstärker und Kickerstrukturen muss wiederum mindestens $f_{\text{HF}}/2$ betragen, damit jeder Bunch seine individuelle Korrektur

⁵FPGA, s. Fußnote 3.

⁶Unter der Impulsantwort eines Filters versteht man das Ausgangssignal des Filters, falls dessen Eingangssignal ein Dirac-Impuls war.

⁷FIR-Filter, englisch: finite impulse response Filter.

⁸IIR-Filter, englisch: infinite impulse response Filter.

erhält und benachbarte Bunche möglichst nicht mit beeinflusst werden.

Aufbau und die Ansteuerung typischer longitudinaler und transversaler Kickerstrukturen sind im Aufbauschema des an ELSA installierten Feedback-Systems in Abbildung 5.1 dargestellt. Die an ELSA verwendeten Strukturen und die Auslegung der Geometrie zur Fertigung neuer Kicker wird in Abschnitt 5.3 ausführlich beschrieben. Hier sollen zunächst einige grundsätzlichen Eigenschaften solcher Komponenten besprochen werden.

4.4.1 Longitudinale Kickerstrukturen

Zur Dämpfung der longitudinalen Schwingungen werden Hohlraumresonatoren verwendet, die ein möglichst großes, longitudinales rein elektrisches Wechselfeld auf der Strahlachse zur Energiekorrektur der Bunche zur Verfügung stellen und deren Geometrie hinsichtlich der erforderlichen Breitbandigkeit angepasst wird. Die Grundmode dieser sog. Kicker Cavities⁹ sind durch die Resonanzfrequenz f_{Res} der Schwingung, eine kleine Kreisgüte Q und eine dabei möglichst große Shuntimpedanz R_S gekennzeichnet.

Die Kreisgüte als Maß für die Dämpfung des Resonators ergibt sich aus f_{Res} und der Halbwertsbreite Δf der Resonanzkurve

$$Q = \frac{f_{\text{Res}}}{\Delta f}. \quad (4.9)$$

Hinsichtlich der geforderten Breitbandigkeit ist es hinreichend, wenn die Halbwertsbreite Δf dem Frequenzbereich von $f_{\text{HF}}/2$ entspricht [26]. Im Vergleich zu einem herkömmlichen Resonator hoher Kreisgüte muss das Kicker Cavity also stark bedämpft betrieben werden, was im Wesentlichen durch eine zusätzliche Wellenleitergeometrie innerhalb des Cavities und damit zusätzlich auftretende Leistungsverluste umgesetzt wird.

Der Frequenzbereich, in dem das Kicker Cavity betrieben wird, ist dann durch die Resonanz- oder Zentralfrequenz f_Z und die Bandbreite $f_{\text{HF}}/2$ auf

$$f_Z \pm f_{\text{HF}}/4$$

festgelegt. Die Zentralfrequenz f_Z wird des Weiteren nach

$$f_Z = \left(N \pm \frac{1}{4} \right) \cdot f_{\text{HF}}, \quad N \in \mathbb{N} \quad (4.10)$$

mit N üblicherweise gleich 2 oder 3, so gewählt, dass mögliche Anregungen des Resonators bei den HF-Harmonischen Nf_{HF} reduziert werden. Das von der Prozessoreinheit generierte Korrektursignal, das im Basisband $[0; f_{\text{HF}}/2]$ vorliegt, muss daher zunächst auf ein Trägersignal der Frequenz Nf_{HF} in geeigneter Weise moduliert werden, bevor es das Kicker Cavity ansteuern kann.

Von großer Bedeutung für die Dämpfungsleistung eines longitudinalen Feedback-Systems ist die longitudinale Shuntimpedanz R_S eines Kicker Cavities, welche die Effizienz der Umsetzung der Ansteuerleistung P eines Hohlraumresonators in ein longitudinales elektrisches Wechselfeld und damit in eine Beschleunigungsspannung U_a zur Energiekorrektur der Elektronen angibt [11]:

$$R_S = \frac{U_a^2}{2P}. \quad (4.11)$$

Dabei wird die Ansteuerleistung P des Kicker Cavities durch die Leistung des vorgeschalteten Verstärkers und die Dämpfungen der Zuleitungskabel festgelegt. Die Beschleunigungsspannung U_a ergibt sich aus der zeitabhängigen Integration des longitudinalen elektrischen

⁹Hohlraumresonatoren werden im Folgenden auch mit dem englischen Begriff Cavity bezeichnet.

Feldes $E_s(s, t)$, das der ultrarelativistische Elektronenstrahl auf der Strahlachse s des Kicker Cavities über die Strecke L erfährt:

$$U_a = \int_0^L E_s(s) \exp\left(i\omega_Z \frac{s}{c}\right) ds, \quad (4.12)$$

wobei die zeitliche Änderungen des elektrischen Feldes während der Laufzeit des Bunches durch das Cavity durch die Resonanzfrequenz $f_Z = \omega_Z/(2\pi)$ der Schwingungsmode zu berücksichtigen ist. Wird der Resonator nicht ausschließlich bei der Resonanzfrequenz, sondern wie bei einem Kicker Cavity in einem weiten Frequenzbereich betrieben, so ist die Größe der Shuntimpedanz stark frequenzabhängig: R_S ist für f_Z maximal und reduziert sich bei den Frequenzen, die die Halbwertsbreite Δf des Cavities bestimmen, bis um den Faktor 2.

Insgesamt ist somit das Ziel bei der Entwicklung einer geeigneten Geometrie für ein Kicker Cavity die Maximierung der Shuntimpedanz unter Beachtung der erforderlichen Halbwertsbreite der Grundmode.

4.4.2 Transversale Kickerstrukturen

Zur Dämpfung der transversalen Bunchschwingungen werden in der Regel Strukturen verwendet, die im Wesentlichen aus gegenüberliegenden, horizontalen und vertikalen, symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Streifenelektroden aufgebaut sind und als sogenannte Stripline¹⁰ Kicker bezeichnet werden, vgl. [28]. Das Korrektursignal, das zunächst mit einem breitbandigen 0°-/180°-Splitter in zwei gegenphasige Signale aufgeteilt wird, steuert die beiden Eingänge der gegenüberliegenden Elektroden an. Dabei ist der Stripline Kicker so zur Strahlrichtung positioniert, dass sich die Elektrodenausgänge, die mit 50 Ω Widerständen reflexionsfrei abgeschlossen sind, auf der Eintrittsseite des Strahles befinden. Dadurch ist die Bewegungsrichtung des Elektronenstrahls zur Ausbreitungsrichtung der eingekoppelten Hochfrequenzwelle entgegengesetzt, so dass die resultierenden elektrischen und magnetischen Anteile der Lorentzkraft parallel ausgerichtet sind. Andernfalls würde sich das Vorzeichen der magnetischen Kraftwirkung umkehren und die beiden Anteile würde sich aufheben [25].

Der Stripline Kicker wird direkt im Basisband, d.h. im Frequenzbereich bis $f_{HF}/2$ betrieben. Die transversale Shuntimpedanz $R_{S,\perp}$ muss in diesem Frequenzbereich möglichst groß sein, so dass zwischen den Streifenleitern eine ausreichende Ablenkspannung $U_{x,z}$ für eine horizontale (x) bzw. vertikale (z) Impulskorrektur der Bunche zur Verfügung steht [28]:

$$R_{S,\perp} = \frac{U_{x,z}^2}{2P}. \quad (4.13)$$

Dabei ergibt sich die transversale Ablenkspannung $U_{x,z}$, die der ultrarelativistische Elektronenstrahl auf der Strahlachse s erfährt, aus der zeitabhängigen Integration der transversalen, elektrischen und magnetischen Wechselfelder $E(s, t)$ und $B(s, t)$ über die Länge L der Streifenleiter:

$$U_{x,z} = \int_0^L [E_{x,z}(s, t) + c \cdot B_{z,x}(s, t)] ds. \quad (4.14)$$

Bei der Auslegung einer geeigneten Geometrie für einen Stripline Kicker ist neben Form und Abstand der Streifenleiter insbesondere deren Länge von Bedeutung, da diese wegen der Zeitabhängigkeit der elektromagnetischen Felder die Frequenzabhängigkeit der Shuntimpedanz bestimmen (vgl. Abschnitt 5.3.3).

¹⁰Stripline, englisch: Streifenleitung.

4.5 Dämpfungsraten

Die Dämpfungszeit τ_{FB} eines Multi-Bunch Feedback-Systems gibt die Zeitspanne an, nach der die Amplitude einer kohärenten Elektronenschwingung auf den Anteil $1/e$ des ursprünglichen Wertes der Amplitude durch die dämpfenden Wirkung des Systems reduziert wurde. Die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems wird daher durch die erreichbaren Dämpfungsraten τ_{FB}^{-1} bestimmt.

4.5.1 Longitudinales System

Die Dämpfungsrate τ_{FB}^{-1} eines longitudinalen Feedback-Systems ergibt sich aus der vom Kicker Cavity zur Verfügung gestellten Korrekturspannung U_a pro Umlaufzeit T_U des Beschleunigers bezogen auf die Amplitude der Energieabweichung ΔE der kohärent schwingenden Elektronen zum Sollteilchen:

$$\frac{1}{\tau_{\text{FB}}} = \frac{1}{2} \frac{U_a/T_U}{\Delta E/e}, \quad (4.15)$$

wobei wegen der sinusförmigen Bewegung der Elektronen die detektierte Auslenkung der Schwingung nicht stets dem Maximum entspricht, was im Mittel zu einer Reduzierung der Dämpfungsrate um den Faktor 2 führt [43].

Die Energieabweichung ΔE der Elektronen relativ zum Sollteilchen der Energie E ist nach Gleichung (2.14) mit der Amplitude der Phasenschwingungen verknüpft, so dass sich unter Verwendung von $T_U = 1/f_U = h/f_{\text{HF}}$ insgesamt ergibt, vgl. [46]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{FB}}} = \frac{1}{2} \frac{f_{\text{HF}}^2 \alpha_C}{E/e h f_s} \frac{U_a}{\Delta\varphi}. \quad (4.16)$$

Das Verhältnis aus erzeugter Korrekturspannung U_a bei einer gemessenen Phasenabweichung $\Delta\varphi$ liefert den Verstärkungsfaktor G des Feedback-Systems

$$G = \frac{U_a}{\Delta\varphi}. \quad (4.17)$$

Dieser ist zum einen von der Amplitude (Verstärkung) des verwendeten digitalen Bandpassfilters bei der Synchrotronfrequenz (s. auch Abschnitt 6.1.3 und insbesondere Abbildung 6.10), also von der Umsetzung der eingelesenen Eingangssignale in das generierte Korrektursignal der digitalisierten Prozessoreinheiten abhängig. Zum anderen ist nach Gleichung (4.11) die maximale Korrekturspannung durch die longitudinale Shuntimpedanz des Kicker Cavities, die maximale Ausgangsleistung des verwendeten Verstärkers sowie mögliche Leistungsverluste der Zuleitungen bestimmt. Daher sollte bei Einstellung der Verstärkung des Bandpassfilters beachtet werden, dass aus einer willkürlichen Erhöhung der Verstärkung grundsätzlich keine weitere Vergrößerungen der Dämpfungszeiten folgen muss; im Gegenteil würden ggf. bereits Rauschsignale, die von der Prozessoreinheit digitalisiert wurden und deren Amplituden im Bereich des Auflösungsvermögen für die Detektion der Phasenabweichungen der oszillierenden Bunche liegen, zu einer Sättigung des Feedback-Systems führen, vgl. [24].

4.5.2 Transversales System

Der Verstärkungsfaktor eines transversalen Feedback-System ergibt sich aus dem Verhältnis von transversaler Ablenkspannung $U_{x,z}$ des Stripline Kickers und detektierter Ortsablage $A_{x,z}$ des Ladungsschwerpunktes des Bunches:

$$G = \frac{U_{x,z}}{A_{x,z}}, \quad (4.18)$$

wobei die maximale Ablenkspannung wiederum durch die Kickerstruktur und deren frequenzabhängige, transversale Shuntimpedanz $R_{S,\perp}$ sowie die Ansteuerleistung des Kickers bestimmt ist (vgl. Gleichung (4.13)). Ferner müssen die Betafunktionen an den Positionen der verwendeten Strahlpositionsmonitoren β_M und an der Position des Stripline Kickers β_K bei der Berechnung berücksichtigt werden [50]. Insgesamt ergibt sich somit in Analogie zur longitudinalen Dämpfungsrate die transversale Dämpfungsrate eines Feedback-Systems zu:

$$\frac{1}{\tau_{\text{FB}}} = \frac{1}{2} \frac{f_U \sqrt{\beta_M \beta_K}}{E/e} G . \quad (4.19)$$

Kapitel 5

Entwicklung und Aufbau der Systeme

Nach der allgemeinen Einführung in Kapitel 4 wird in diesem Kapitel die Entwicklung und der Aufbau von Multi-Bunch Feedback-Systemen für alle drei Schwingungsebenen für den ELSA Stretcherring vorgestellt. Abbildung 5.1 gibt einen Gesamtüberblick der aufgebauten Systeme mit allen Einzelkomponenten, deren Auslegung, Entwicklung und Funktionsweise im Folgenden beschrieben werden (vgl. auch [62]).

5.1 Strahlpositionsmonitore und Vorverarbeitung

Zur Detektion der longitudinalen und horizontalen, kohärenten Elektronenschwingungen wird ein Strahlpositionsmonitor¹ (BPM-D 18², s. Abbildung 5.2(a)) des Typs DESY³ verwendet, der Bestandteil des ersten, teilweise noch bestehenden Monitorsystems [71] am Stretcherring war und in unmittelbarer Nähe des horizontal fokussierenden Quadrupols QF18 angeordnet ist. Der Monitor ist aus vier Knopfelektroden mit einem Radius von 9 mm aufgebaut, deren strahlageabhängige Spannungssignale an BNC-Steckverbindern abgegriffen werden können.

Zur Detektion der vertikalen Schwingungen wurde ein neuer Monitor des Typs ESRF⁴ [41], dessen Knopfelektroden einen Radius von 5,4 mm und SMA-Anschlüsse besitzen, unmittelbar vor den vertikal fokussierenden Quadrupol QD15 in den Ring eingebaut (BPM-D 15, s. Abbildung 5.2(b)).

Durch die Wahl der Monitorpositionen (s. auch Abbildung 3.1) in der Nähe dieser Quadrupole, welche durch große horizontale (BPM-D 18 an QF18, β_x etwa 16,5 m) bzw. vertikale (BPM-D 15 an QD15, β_z etwa 17,5 m) Betafunktionen gekennzeichnet sind, ist gewährleistet, dass die Auslenkung der Bunche infolge der transversalen Schwingungen in den Monitoren groß ist. Gleichzeitig sind die Monitore im Ring so angeordnet, dass die Entfernung zum sogenannten Hochfrequenz-Raum (HF-Raum) von ELSA, in dem der Großteil der Komponenten des Feedback-Systems aufgebaut ist, relativ gering ist (Kabellängen zum HF-Raum: BPM-D 18 etwa 15 m, BPM-D 15: etwa 30 m). An der Position des Monitor BPM-D 18 ist weiterhin die horizontale Dispersions-

¹Strahlpositionsmonitoren werden im Folgenden auch kurz als BPM (englisch: beam position monitor) bezeichnet.

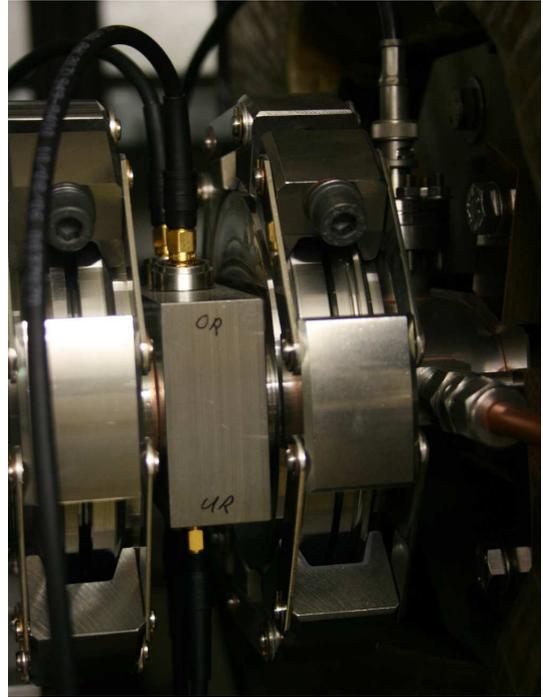
²Die für das Feedback-System und die Arbeitspunktmessungen [23] verwendeten Monitore werden zusätzlich mit D für Diagnose gekennzeichnet, um diese vom am Stretcherring installierten Monitorsystem zur Messung der Gleichgewichtsbahn [41] zu unterscheiden.

³Dieser Monitortyp wurde erstmals für das DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) in Hamburg entwickelt.

⁴Dieser Monitortyp wurde erstmals für die ESRF (englisch: European Synchrotron Radiation Facility) in Grenoble, Frankreich entwickelt.



(a) Strahlpositionsmonitor des Typs DESY: BPM-D 18 zur Detektion der Bunchbewegungen in der longitudinalen und horizontalen Ebene.



(b) Strahlpositionsmonitor des Typs ESRF: BPM-D 15 zur Detektion der Bunchbewegungen in der vertikalen Ebene.

Abbildung 5.2: Strahlpositionsmonitore zur Detektion kohärenter Elektronenschwingungen.

funktion nahezu Null, so dass die Gleichgewichtsbahn für Elektronen mit Impulsabweichungen nicht horizontal verschoben ist.

Die Spannungssignale der vier Elektroden eines BPMs werden mit 1,5 m langen Koaxialkabeln einer breitbandigen Vorverarbeitungselektronik (s. Abbildung 5.3) zugeführt, die für BPM-D 18 das Summensignal S (s. Gleichung (4.2)) für das longitudinale Feedback-System und das horizontale Differenzsignal D_x (s. Gleichung (4.5)) für das horizontale Feedback-System zur Verfügung stellt. Eine zweite (baugleiche) Elektronik wird für BPM-D 15 verwendet, die das Summensignal für zusätzliche Strahldiagnosezwecke und das vertikale Differenzsignal D_z (s. Gleichung (4.6)) für das vertikale Feedback-System liefert. Bei beiden Verarbeitungselektroniken erfolgt die Summen- und Differenzbildung mittels jeweils zweier Hochfrequenz-Combiner (Mini-Circuits, ZN2PD2-50, 0,5 bis 5 GHz) und jeweils eines Hochfrequenz-Hybriden (Macom, H-9, 2 MHz bis 2 GHz), der die beiden Eingangssignale phasengleich und gegenphasig kombiniert. Diese insgesamt vier Signale werden schließlich über dämpfungsarme Koaxialkabel (Aircom Plus) in den HF-Raum geleitet. Exemplarisch ist in Abbildung 5.4 das im HF-Raum vorliegende Summensignal S des BPM-D 18, das mit einem digitalen schnellen Speicheroszilloskop hoher analoger Bandbreite (Tektronix, TDS6124C, 12 GHz)⁵ aufgenommen wurde, für eine Zeitreihe von 12,5 ns dargestellt. Die Elektronenbunche, die eine gaußförmige longitudinale Ladungsverteilung aufweisen und wegen der ELSA-HF $f_{\text{HF}} = 499,67 \text{ MHz}$ den Monitor in einem zeitlichen Abstand T_B von etwa 2 ns passieren, sind durch die bipolaren Spannungspulse, deren Höhe zur Ladung des einzelnen Bunches proportional ist, im Abstand T_B dargestellt [6, 71].

⁵Dieses breitbandige Oszilloskop wird im Folgenden für alle in dieser Arbeit dargestellten Messungen mit einem Oszilloskop verwendet.

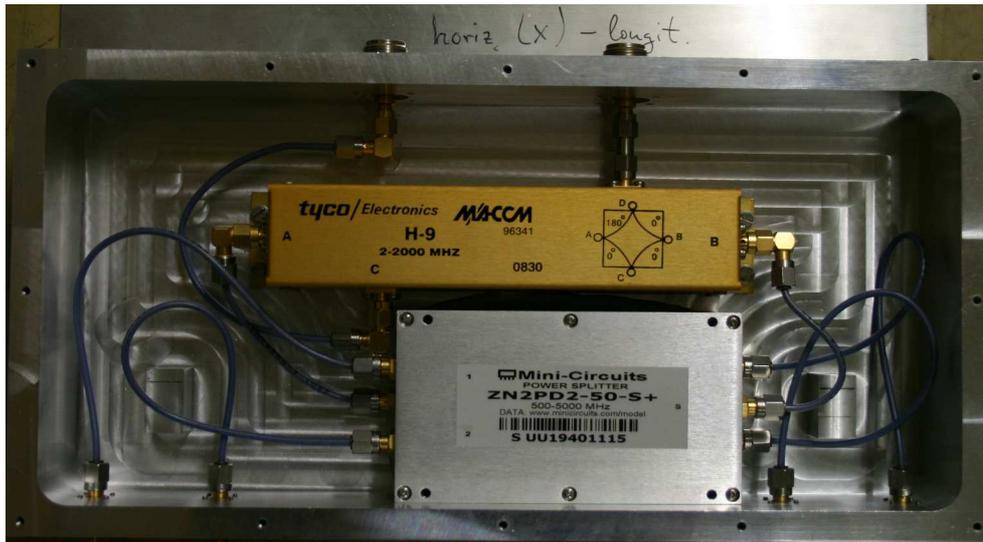


Abbildung 5.3: Hochfrequenzelektronik zur breitbandigen Bildung des Summen- und horizontalen Differenzsignals der vier Elektroden des BPM-D 18. Für die phasenrichtige Summen- und Differenzbildung besitzen die entsprechenden Koaxialkabel die gleichen Längen. Die zwei Mini-Circuits Combiner sind übereinander montiert, so dass nur einer der Combiner sichtbar ist.

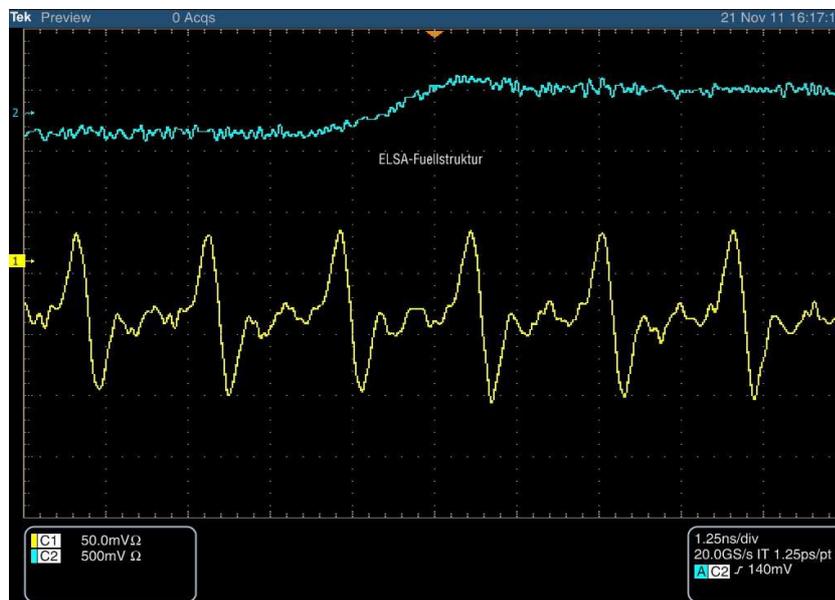


Abbildung 5.4: Messung des Summensignals des BPM-D 18 mit einem Speicheroszilloskop über 12,5 ns: Die sechs in Kanal 1 (gelb) dargestellten bipolaren Pulse repräsentierten sechs Bunche mit einem zeitlichen Abstand von 2 ns innerhalb des Stretcherrings. Kanal 2 (blau) zeigt zusätzlich das Triggersignal der Messung. Die Messung wurde am Stretcherring bei einem Strahlstrom von etwa 16 mA und einer Energie von 3,2 GeV durchgeführt.

Im HF-Raum werden die drei für die Feedback-Systeme erforderlichen BPM-Signale (S , D_x , D_z) zunächst auf jeweils einen Richtkoppler (Mini-Circuits, ZFDC-10, 1 MHz bis 2 GHz) gegeben. Damit stehen sie am Transmissionsausgang der Richtkoppler zur nachfolgenden Demodulation für das Feedback-System zur Verfügung und können zusätzlich an den Richtkopplerabzweigen zur separaten Weiterverarbeitung für die schnelle Messung aller drei Arbeitspunkte am Stretcherring abgegriffen werden [22, 23].

5.2 Analoge und digitale Signalverarbeitung

Weltweit sind in den beiden zurückliegenden Jahrzehnten an zahlreichen Kreisbeschleunigern analoge und digitale Multi-Bunch Feedback-Systeme entwickelt und erfolgreich in Betrieb genommen worden (z.B. an den Beschleunigern ALS/PEP-II/DAΦNE [76], BESSY-II [42], KEKB [82] und ELETTRA [49]). Aufbauend auf diesen Arbeiten bieten inzwischen kommerzielle Anbieter digitale Signalprozessoreinheiten zur Bestimmung des Korrektursignals für Multi-Bunch Feedback-Systeme an [15, 38]. Da zudem eine zuverlässige Eigenentwicklung und Programmierung solcher Prozessoren und der Aufbau der erforderlichen Elektronik innerhalb kurzer Zeit nicht zu realisieren ist, wurden sowohl eine analoge 3-Kanal Demodulationseinheit als auch drei digitale Signalprozessoren des Herstellers Dimtel [15] für den Aufbau eines Systems für alle drei Schwingungsebenen am Stretcherring erworben. Diese sind jeweils für die ELSA-HF $f_{\text{HF}} = 499,67 \text{ MHz}$ und die daher erforderliche analoge Bandbreite von $f_{\text{HF}}/2 \approx 250 \text{ MHz}$ ausgelegt.

Für diese Wahl war zunächst ausschlaggebend, dass die Prozessoren ohne zusätzliche Modifikationen für einen Betrieb am Stretcherring und dessen Harmonischenzahl $h = 274$ geeignet sind, da das implementierte Demultiplexingverfahren dieser Prozessoren für die nachfolgenden Filterkanäle eine Verarbeitung für jede beliebige Harmonischenzahl eines Beschleunigers ermöglicht, vgl. [77]. Weiterhin basieren die Prozessoren auf den schon erfolgreich in Betrieb genommenen Entwicklungen einer SLAC⁶/KEK⁷/INFN-LNF⁸ Kollaboration [20, 21, 78].

5.2.1 Analoge Demodulationseinheit (Frontend)

Zur analogen Amplituden- und Phasendemodulation der drei BPM-Signale (S , D_x , D_z) wird ein sogenanntes Frontend (Dimtel, FBE-500LT [16], s. Abbildung 5.5) mit drei breitbandigen Verarbeitungskanälen verwendet. Im Elektronikeinschub des Frontend ist zusätzlich auch das sogenannte Backend des longitudinalen Feedback-Systems aufgebaut (vgl. Abschnitt 5.3.1). Jeder Kanal des Frontend ist im Wesentlichen aus der in Abbildung 4.2 dargestellten Schaltung aufgebaut, besitzt eine analoge Bandbreite von mindestens 700 MHz ⁹ und liefert als Ausgangssignale entsprechend der Gleichungen (4.3), (4.4) und (4.7) für jeden Bunch dessen demodulierten Signale $\varphi(t)$ bzw. $A_{x,z}(t)$. Dabei kann die Phase des Referenzoszillators φ_{ref} getrennt für jeden der Kanäle im Bereich von mindestens 0° bis 360° eingestellt werden. Zusätzlich erfolgt eine Verstärkung der Eingangssignale S , D_x und D_z , welche ggf. auch durch einen variablen einstellbaren Abschwächer (0 bis $31,5 \text{ dB}$, in $0,5 \text{ dB}$ Schritten) bei zu großen Strahlströmen im Beschleuniger reduziert werden können¹⁰ [16].

Die ELSA-HF wird als phasenstarres Referenzsignal für die Feedback-Systeme verwendet und

⁶Stanford Linear Accelerator, USA.

⁷High Energy Accelerator Research Organization, Japan.

⁸Istituto Nazionale di Fisica Nucleare-Laboratori Nazionali di Frascati, Italien.

⁹Gemessene 3 dB-Bandbreite longitudinaler Kanal: $(1,513 \pm 0,352) \text{ GHz}$, horizontaler Kanal: $(1,538 \pm 0,352) \text{ GHz}$, vertikaler Kanal: $(1,525 \pm 0,365) \text{ GHz}$, vgl. [17].

¹⁰Der maximal erlaubte Pegel für die Eingangskanäle des Frontends beträgt 33 dBm .



Abbildung 5.5: Foto der Elektronikeinschübe zur Signalverarbeitung im HF-Raum. Oben: analoges 3-Kanal Front-/Backendeinheit (Dimtel, FBE-500LT), unten: eine von drei Prozessoreinheiten (Dimtel, iGp12) zur digitalen Signalverarbeitung, hier für das longitudinale Feedback-System.

aus dem Zuleitungszweig zur Ansteuerung des Klystrons für die Strahlbeschleunigung am Stretcherring mittels eines Richtkopplers abgegriffen. Dabei ist wichtig, dass diese Auskopplung nach dem Phasensteller erfolgt, mit welchem die Phase des elektrischen Feldes in den Beschleunigungsresonatoren so eingestellt wird, dass die vom Booster-Synchrotron injizierten Elektronen möglichst die zur Injektionsenergie des Stretcherrings zugehörige Sollphase treffen.

Die abgegriffene HF wird in einem Verteilereinschub verstärkt und zum einen für die schnelle Arbeitspunktmessung [23] sowie den Füllstrukturmonitor [40] Stretcherrings, zum anderen als Eingangssignal mit einem Pegel von 3 dBm für das Frontend zur Demodulation zur Verfügung gestellt. Davon abgeleitet liefert das Frontend zusätzlich an drei Ausgängen die Referenzsignale zur Taktung der drei digitalen Prozessoren mit einem Pegel von -4 dBm.

Die Demodulation erfolgt im Frontend bei der 3. HF-Harmonischen, also bei 1,499 GHz, indem das Referenzsignal nach einer vorgeschalteten Frequenzverdreifung und der Einstellung der Phase φ_{ref} den Referenzeingang des Mixers ansteuert. Die Verwendung der 3. HF-Harmonischen ergibt eine um den Faktor drei höhere Phasenauflösung für die Phasendemodulation des longitudinalen Systems. Außerdem wird für die Mischung mit der 3. HF-Harmonischen auch die Zeitstruktur der BPM-Signale verbessert: Mittels eines breitbandigen 2-Kanal Kammfilters (Bandpassfilter bei 1,5 GHz, 3 dB-Bandbreite: 750 MHz) wird der bipolare Puls eines Bunches verarbeitet und auf zwei Pulse im Abstand von 0,667 ns verdoppelt, so dass die Mischung effektiv mit zwei Wellenzügen der 1,449 GHz Referenz erfolgt [16].

Ein typisches Ausgangssignal des longitudinalen Kanals des Frontend ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Dabei wurde zuvor die Referenzphase φ_{ref} dieses Kanals mit dem in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Vorgehen für die longitudinale Ebene auf die erforderliche Phasendemodulation eingestellt. Deutlich sichtbar sind im Abstand von 2 ns breite Spannungspulse mit relativ kurzen Anstiegs- und Abfallzeiten, deren jeweilige Höhe entsprechend der Gleichungen (4.3) und (4.4) proportional zur longitudinalen Auslenkung der einzelnen Bunche sind.

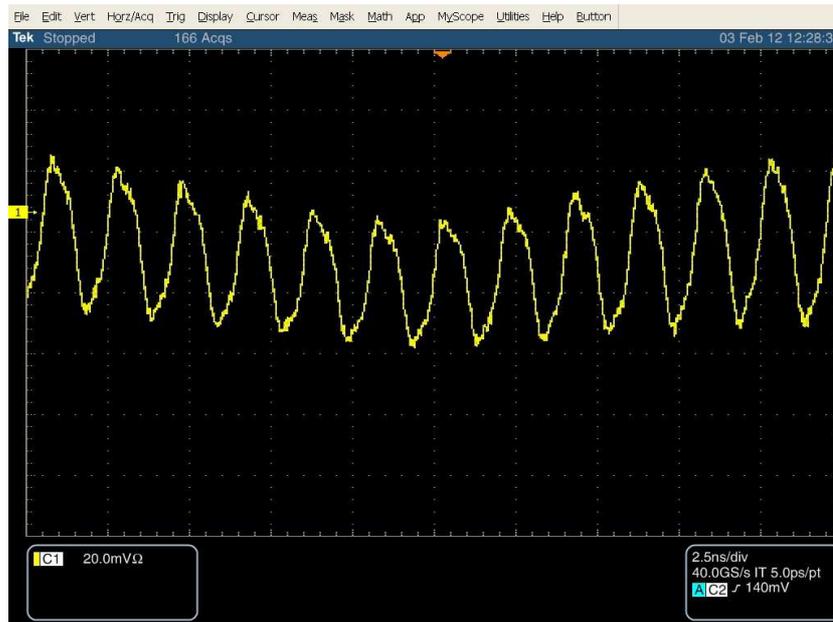


Abbildung 5.6: Messung des longitudinalen Kanals des Frontends mit einem Speicheroszilloskop (Tektronix, TDS6124C, 12 GHz) während des Speicherringbetriebs (Strahlstrom: 8 mA, Energie: 2,35 GeV) am Stretcherring: Die Höhe der Spannungsimpulse im Abstand von 2 ns sind ein Maß für die longitudinale Auslenkung der einzelnen Bunche.

5.2.2 Digitale Prozessoreinheit

Drei digitale Signalprozessoren (Dimtel, iGp12-274F [19], s. Abbildung 5.5) verarbeiten die im Basisbandbereich $[0; 250 \text{ MHz}]$ vorliegenden demodulierten Ausgangssignale $\varphi(t)$ und $A_{x,z}(t)$ des Frontends weiter. Der Aufbau einer solchen Prozessoreinheit ist in Abbildung 5.7 schematisch dargestellt. Zunächst erfolgt die Digitalisierung der Eingangssignale mit einem schnellen 12-Bit AD-Wandler (3 dB Bandbreite: 1,35 GHz, maximaler Eingangspegel: 1,4 dBm, Signalan- und Absteigszeiten im Bereich von $(359 \pm 6 \text{ ps})$ [18]) und einer Rate von 499,67 MHz, also mit der ELSA-HF, die allen drei Prozessoreinheiten vom Frontend zur Verfügung gestellt wird. Auf dem eigentlichen FPGA-Chip (Xilinx, Virtex-5) ist das Demultiplexingverfahren für die Filterkanäle realisiert, die die Verarbeitung der 274 Bunche des Stretcherrings ermöglichen und die digitalen Signale, die proportional zur momentanen Auslenkung jedes Bunches sind, mit einem digitalen FIR-Filter (s. auch Abschnitt 4.3.1) auswerten. Dadurch ist die Kontrolle jedes Bunches des Stretcherrings gegeben und für jeden Bunch kann ein individuelles Korrektursignal bestimmt werden.

Bevor diese Korrektursignale mit einem schnellen 12-Bit DA-Wandler (Signalanstiegs- und Abfallzeiten im Bereich von $(385 \pm 10 \text{ ps})$ [18]), der wiederum mit 499,67 MHz getaktet ist, im Ausgangskanal der Prozessoreinheit in analoge Ausgangssignale (maximaler Signalpegel: 2,0 dBm [18]) konvertiert werden, erfolgt zusätzlich eine Verzögerung dieser Signale: Dieser sogenannte OUTPUT DELAY¹¹ (s. auch Abbildung 5.10) kann in Einheiten des zeitlichen Abstandes der Bunche von 2 ns von 0 bis 548 ns, also bis zur Dauer eines vollständigen Umlaufes im Stretcherring

¹¹Zur besseren Kennzeichnung der relevanten Parameter der Feedback-Systeme und in Übereinstimmung mit Schreibweise der in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Benutzeroberfläche der Systeme werden im Weiteren der Arbeit Großbuchstaben verwendet.

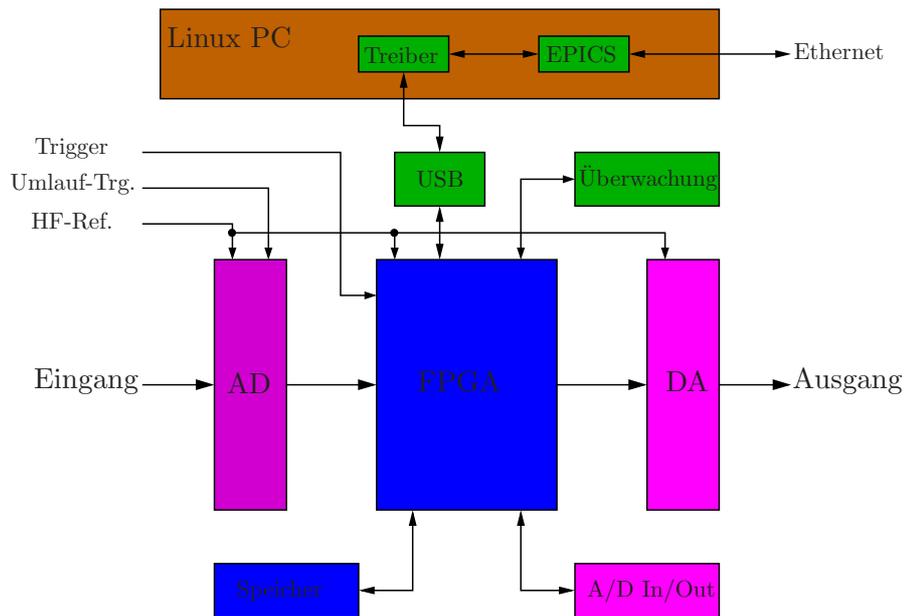


Abbildung 5.7: Blockdiagramm der digitalen Prozessoreinheit iGp12, vgl. [21].

verzögert werden. Durch die richtige Einstellung dieser Verzögerung wird sichergestellt, dass das generierte Ausgangssignal der Einheit auch dem Bunch zugeführt wird, für dessen Korrektur es bestimmt wurde. Die Datenverarbeitung der gesamten Prozessoreinheit ist insgesamt durch eine kurze Verzögerungszeit (Latenz) von 248,3 ns gekennzeichnet [18], die durch die Gruppenlaufzeit der verarbeiteten Signale bei einem OUTPUT DELAY von 0 Buncheinheiten gegeben ist.

Da die Signalein- und ausgangskanäle der Prozessoreinheit für differentielle Signale ausgelegt sind¹², wird bei der Standardbeschaltung einer der jeweils zwei SMA-Anschlüsse mit einem 50 Ω -Abschluss versehen und der zweite Anschluss für das Ein- bzw. Ausgangssignal verwendet. In diesem Fall liegt die maximale bzw. minimale Spannung des Ausgangssignal bei rund ± 400 mV.

Weiterhin ist der FPGA zwecks Datenverarbeitung in Echtzeit mit einigen Komponenten direkt verbunden: Zur Datenakquisition über den 12-Bit AD-Wandler dient ein externer SRAM¹³-Speicher mit einer Speichertiefe von mehr als $12 \cdot 10^6$ Datenpunkten, so dass – bei einem Bunchabstand von 2 ns – Zeitreihen mit einer Länge von rund 25 ms zur späteren Analyse aufgenommen werden können. Des Weiteren stehen jeweils acht langsame analoge 12-Bit Eingänge und 14-biet DA-Ausgänge zur freien Nutzung zur Verfügung, die mit einer Rate von 1 Hz eingelesen bzw. angesteuert werden¹⁴. Außerdem erfolgt eine direkte Überwachung der Temperatur und der unterschiedlichen Versorgungsspannungen des FPGA.

Auf den FPGA kann über eine interne USB-Schnittstelle von einem Rechner mit einem Linux-Betriebssystem zugegriffen werden, der sich ebenfalls im Elektronikeinschub der Prozessoreinheit befindet. Als Benutzeroberfläche zur Steuerung, Auslese und Überwachung aller drei Prozes-

¹²Dies ermöglicht beispielsweise für die transversalen Feedback-Systeme - bei Verwendung zweier Verstärker und zeitlich abgeglicherer Zuleitungen für eine Ebene - den direkten Anschluss der beiden Elektroden der entsprechenden Ebene des Stripline Kickers, ohne einen breitbandigen 180°-Leistungssteiler verwenden zu müssen.

¹³SRAM, englisch: static random access memory.

¹⁴Diese langsamen AD-Ein- und DA-Ausgänge werden zur Fernsteuerung und Pegelauslese der Verstärker und zur Temperaturüberwachung der Kickerstrukturen, vgl. Abschnitt 5.3.4 verwendet.

soreinheiten und der Front-/Backendeinheit dient das Softwarepaket EPICS¹⁵ (s. dazu auch Abschnitt 5.2.4), welches auf einem externen Rechner des ELSA Kontrollsystems installiert ist und via Ethernet mit dem lokalen Rechner der Prozessoreinheit verbunden ist. Die Steuerung der Parameter der Front-/Backendeinheit erfolgt über die Prozessoreinheit des longitudinalen Feedback-Systems, die zu diesem Zweck über ein zusätzliches, rückwärtig angebrachtes Kabel miteinander verbunden sind.

Für weitere Details zur Spezifikation und zur ersten Inbetriebnahme (Kommunikation und Netzwerkeinbindung, Selbsttestprozedur) der Prozessoreinheit sowie zur Registerbelegung und -veränderung des FPGA wird auf [19] verwiesen.

5.2.3 Triggersignale

Die von der Prozessoreinheit digitalisierten Signale jedes Bunches können unmittelbar zur Strahl-diagnose verwendet werden. Für die in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen grafische Benutzeroberfläche erfolgt eine Zuordnung der bearbeiteten Signale auf 274 Darstellungskanäle. Für eine eindeutige Zuordnung der Signale zu den Kanälen ist ein Triggersignal erforderlich, das den Beginn eines neuen Umlaufes im Stretcherring angibt. Dazu erhält jede Prozessoreinheit einen Umlauftrigger des Stretcherrings, relativ zu diesem wird eine Verzögerung¹⁶ in zeitlichen Bunchabständen (0 bis 273) so eingestellt, dass in Kanal 1 die Signale des Bunch Nummer 1, usw. ausgegeben werden. Außerdem wird dadurch sichergestellt, dass alle drei Feedback-Systeme miteinander synchronisiert sind, d.h. das ein Bunch in allen drei Systemen die gleiche Zuordnung (1, ..., 274) erhält. Für den grundsätzlichen Betrieb, d.h. zur Dämpfung der kohärenten Elektroschwingungen, ist der Anschluss dieses Triggersignals aber nicht erforderlich.

Das Triggersignal wird im HF-Raum im Elektronikeinschub des Füllstrukturmonitors [40] lokal aus der ELSA-HF mittels Division durch 274 gebildet und als rechteckförmiger Spannungspuls der Periode 584 ns an die drei Prozessoreinheiten geleitet. Langfristig sollte allerdings der derzeit im HF-Raum noch nicht vorliegende, vom ELSA Injektionsgenerator erzeugte Umlauftrigger verwendet werden, da relativ zu diesem die Injektion in den Stretcherring erfolgt und damit Veränderungen im Betriebszyklus, insbesondere des Injektionszeitpunktes berücksichtigt werden (vgl. zum ELSA Timingsystem: [29, 57]).

Um die Datenakquisition der Feedback-Systeme zeitlich zu steuern, besitzen die Prozessoreinheiten zwei weitere Triggereingänge, von denen jeweils einer permanent mit dem im HF-Raum vorliegenden Diagnosetrigger [29, 57] des ELSA Timingsystems verbunden ist. Der Diagnosetrigger ermöglicht die Bereitstellung einer oder mehrerer Triggerpulse zu einem frei wählbaren Zeitpunkt während des ELSA Betriebszyklus und wird vom ELSA Kontrollsystem aus angewählt und programmiert.

5.2.4 Steuerung und Kontrolle der Systeme

Mit der EPICS-Benutzeroberfläche¹⁷, welche mit dem Kommandozeilenbefehl `iGp_display X` aufgerufen wird und wobei `X` durch `FBL`, `FBH` oder `FBV` als Kennzeichnung für die entsprechende Ebene zu ersetzen ist, besteht Zugriff auf die drei Prozessoreinheiten und das Front-/Backend. Dabei ist jeder setz- und lesbare EPICS-Parameter durch seinen Namen `N` und die Bezeichnung durch `IGPF:X:N` einer Prozessoreinheit zugeordnet. Jeder dieser Parameter kann zum einen mittels einer Softwareschnittstelle durch das Programm `MATLAB` [3] kontrolliert werden; dies

¹⁵EPICS, englisch: experimental physics and industrial control system. Mit der EPICS Software werden verteilte Kontrollsysteme für Teilchenbeschleuniger und andere Großgeräte realisiert [2].

¹⁶In der Benutzeroberfläche (s. Abbildung 5.10) der sogenannte FIDUCIAL DELAY.

¹⁷Diese ist derzeit auf dem ELSA Kontrollsystem Rechner `elsapc82h` installiert.

ermöglicht insbesondere die Auslese der momentan abgespeicherten Rohdaten der Prozessoreinheit, also der durch den AD-Wandler digitalisierten Eingangsdaten des Systems. Dazu wird ein MATLAB-Programm `iGp_read` [19] verwendet, das für die Benutzung am Stretcherring geringfügig modifiziert wurde (`iGp_read_ELSA`). Zum anderen bietet die EPICS-Oberfläche eine unmittelbare, bereits aufbereitete grafische Darstellung der Eingangsdaten der Prozessoren und die direkte Einstellung aller systemrelevanter Parameter.

Da diese Oberfläche zur Inbetriebnahme der Feedback-Systeme und für erste Messungen im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich verwendet wurde, ist bis auf eine Statusanzeige und die Fernsteuerung der Verstärker für die Kickerstrukturen (s. Abschnitt 5.3.4) keine vollständige Einbindung aller für die Systeme relevanten Parameter in das ELSA Kontrollsystem realisiert worden. Zudem ist derzeit noch unklar, welche Parameter im Routinebetrieb ständig im Kontrollsystem verfügbar sein müssen. Grundsätzlich ist es aber möglich, auf alle EPICS-Parameter der Feedback-Systeme mittels einer vorhandenen, in der Programmiersprache C geschriebenen Schnittstelle zuzugreifen und damit eine Einbindung in das ELSA Kontrollsystem zukünftig zu gewährleisten¹⁸ [60]. Im Folgenden werden die für den Betrieb der Feedback-Systeme an ELSA relevanten Menüs der EPICS-Oberfläche vorgestellt¹⁹.

Hauptmenü der Prozessoreinheit

Das in Abbildung 5.8 dargestellte Hauptmenü zeigt die wichtigsten Bedienungs- und Überwachungselemente einer Prozessoreinheit: Oben links die grundsätzlichen Einstellungen des Feedback-Systems: Auswahl der Filterbank (COEFFICIENT SET, SET 0 oder 1), Ausgangskanalverstärkung g der Prozessoreinheit um den Faktor 2^g mit $g = 0, 1, \dots, 7$ (g : SHIFT GAIN) und die Schwelle der Sättigungsanzeige des Feedback-Systems in Prozent (SAT. THRESHOLD). Für diese Anzeige im Statusfeld des Hauptmenüs (links unten) registriert ein interner Zähler die Anzahl der innerhalb einer Sekunde für alle Bunche erzeugten Korrektursignale, die die maximale mögliche Ausgangsspannung von etwa ± 400 mV (2 dBm) des Ausgangskanal der Prozessoreinheit erreichen. In diesem Fall befindet sich das Feedback-System in Sättigung, was eine Folge einer zu groß eingestellten Verstärkung G des Systems (vgl. Abschnitt 4.5) ist und z.B. durch eine zu groß gewählte Ausgangskanalverstärkung g bedingt sein kann. Ist dieser Anteil gesättigter Ausgangssignale bezogen auf alle generierten Korrektursignale innerhalb einer Sekunde größer als die eingestellte Schwelle, so wird in der Sättigungsanzeige ein Fehlerereignis ausgegeben. Eine Schwelle von 0% führt dazu, dass die Anzeige die Anzahl aller gesättigten Ausgangssignale innerhalb einer Sekunde ausgibt [19].

Unten links werden die für die Datenaufnahme erforderlichen Parameter eingegeben, insbesondere die Länge der Zeitreihe (RECORD LENGTH, maximal rund 25 ms). Weiterhin erfolgt in der Mitte des Fensters die Auswahl des Triggers (INT, EXT, TRIG1/2) und Speicherortes (ACQ MEMORY) für die Datenaufnahme: Diese wird entweder automatisch mit einem internen 1 Hz Trigger gesteuert oder erfolgt durch einen der zwei möglichen, extern angeschlossenen Trigger, was beispielsweise bei Verwendung des ELSA Diagnosetriggers der Fall ist. Zur Datenspeicherung wird standardmäßig der externen SRAM (rund $12 \cdot 10^6$ Punkte) und nicht das BLOCK-RAM des FPGA (nur $192 \cdot 10^3$ Speicherpunkte) verwendet.

Auf der linken Seite des Hauptmenüs wird über den Status der angeschlossenen Trigger (HF-Referenz und Umlauftrigger: Clock bzw. Fiducial), der internen Zeitablaufsteuerung des FPGA zur Signal- und Datenverarbeitung (DCM1²⁰ bzw. DCM2) und über die schon erwähnte Sättigung

¹⁸Die im Kontrollsystem vorhandene Statusanzeige aller drei Feedback-Systeme (vgl. Abbildung 5.30) sowie die Fernsteuerung der Verstärker (vgl. Abbildung 5.31) ist mit Hilfe dieser Schnittstelle realisiert worden.

¹⁹Dabei können hier nicht alle in den Abbildungen sichtbaren Parameter eingeführt und erklärt werden. Es wird deshalb zusätzlich auf die ausführlichen Erläuterungen in [19] verwiesen.

²⁰DCM, englisch: digital clock manager: internen Taktgeber zur Zeitablaufsteuerung auf dem FPGA.

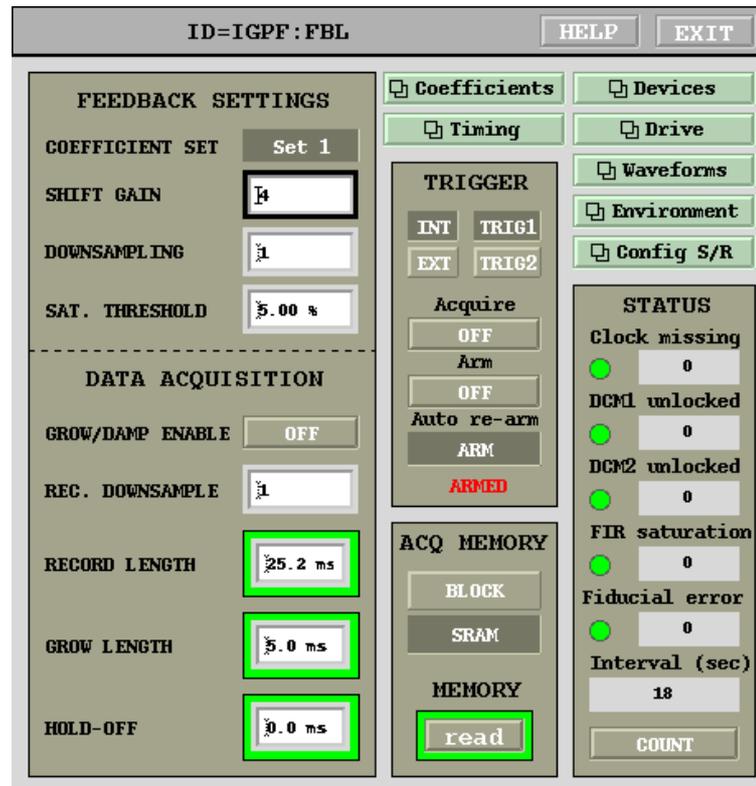


Abbildung 5.8: Hauptmenü zur Steuerung und Statusanzeige sowie zur Einstellung der Datenaufnahme, hier für die Prozessoreinheit des longitudinalen Feedback-Systems.

des Ausgangssignals der Prozessoreinheit (FIR saturation) informiert sowie die Anzahl der Fehlerereignisse seit dem letzten Zurücksetzen des internen Sekundenzählers ausgegeben. Schließlich können weitere Untermenüs – insbesondere einige der nachfolgend näher beschriebenen – durch die oben rechts im Hauptmenü angeordneten Einträge geöffnet werden.

Front-/Backend-Parameter

Zur Einstellung der regelbaren Abschwächer (ATTEN) für jeden der drei Ausgangskanäle des Frontends sowie der Phasensteller (PHASE) für die drei Referenzoszillatoren dient die linke Seite des in Abbildung 5.9 gezeigten Menüs. Ebenso kann dort für das Backend des longitudinalen Feedback-Systems (vgl. Abschnitt 5.3.1) die Abschwächung im Ausgangskanal und die Phase des Trägersignals eingegeben werden. Die rechte Seite des Fensters beinhaltet im Wesentlichen die Überwachung der Temperatur und die Lüftersteuerung in der Front-/Backendeinheit sowie die Möglichkeit mittels einer Regelschleife, die Phase des Referenzoszillators für den longitudinalen Kanal des Frontends automatisch einstellen zu lassen.

Zeitablaufsteuerung innerhalb der Prozessoreinheit

Die Einstellung der internen zeitlichen Verzögerungen für eine Prozessoreinheit erfolgt auf der rechten Seite des in Abbildung 5.10 dargestellten Menüs: Die Taktung des 12-Bit AD-Wandlers der Prozessoreinheit mit der ELSA-HF wird mit dem ADC DELAY (0 bis 1999 ps) so verzögert, dass ein maximales Eingangssignal nach der Digitalisierung für jeden Bunch vorliegt. Damit

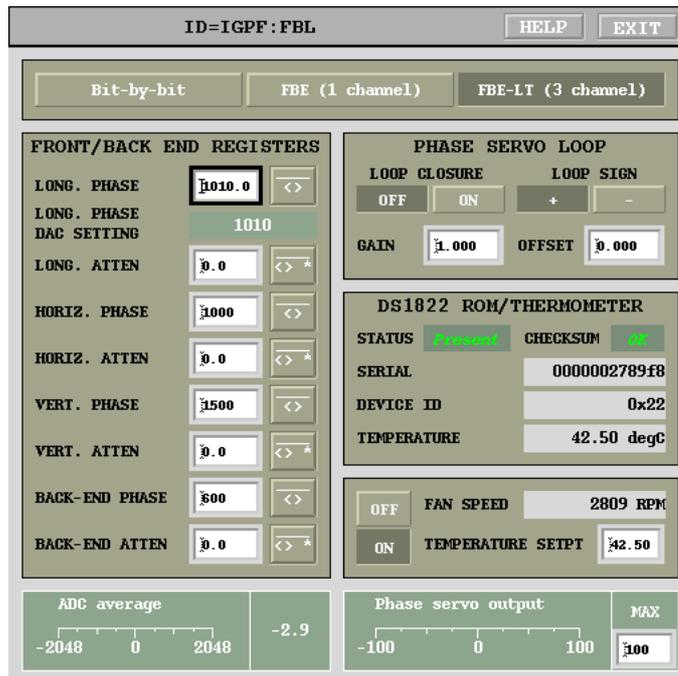


Abbildung 5.9: Menü zur Einstellung der Parameter für die kombinierte Front-/Backendeinheit, welches von der Prozessoreinheit des longitudinalen Systems aufgerufen werden kann.

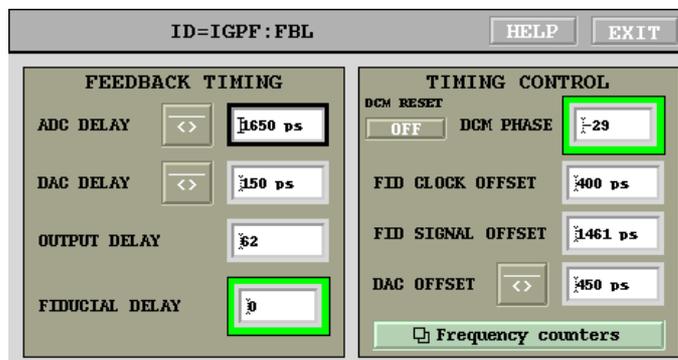


Abbildung 5.10: Menü zur Einstellung der zeitlichen Verzögerungen für die Ablaufsteuerung einer Prozessoreinheit.

das von der Prozessoreinheit ausgegebene Korrektursignal denjenigen Bunch erreicht, für den es generiert wurde, ist die Verzögerung in Einheiten des zeitlichen Bunchabstandes von rund 2 ns durch den OUTPUT DELAY (0 bis 273 zeitliche Bunchabstände) erforderlich. Zur Feinjustage, so dass das Korrektursignal den Bunches wirklich trifft, dient zusätzlich der DAC DELAY (0 bis 1999 ps). Weiterhin wird hier die Verzögerung des ELSA Umlauftriggers (FIDUCIAL DELAY, 0 bis 273 zeitliche Bunchabstände) eingegeben, um die drei Prozessoreinheiten untereinander und relativ zur Injektion in den Stretcherring zu synchronisieren (vgl. Abschnitt 5.2.3).

Sollte ein permanenter Fehler in der internen Zeitablaufsteuerung des FPGAs auftreten (s. Ab-

bildung 5.8: Statusanzeige DCM1 und DCM2), so kann auf der linken Seite des Menüs durch DCM RESET ein Zurücksetzen erfolgen. Zusätzlich sind hier einige Parameter (DCM Phase, FID Clock Offset und DAC Offset) aufgeführt, welche der Hersteller für jede Prozessoreinheit bereits konfiguriert hat. Schließlich kann über die Schaltfläche Frequency counters die permanente Messung der relevanten Frequenzen (u.a. HF-Referenz, DCM-Taktgeber) für die Ablaufsteuerung eingesehen werden.

Erzeugung digitaler Bandpassfilter

Auf dem FPGA sind zwei auswählbare Filtersätze (SET 0 bzw. 1) für FIR-Filter, die die digitalisierten Eingangssignale der Prozessoreinheit verarbeiten (s. Gleichung (4.8)), mit jeweils maximal 32 Filterkoeffizienten implementiert, welche mit Hilfe des in Abbildung 5.11 gezeigten Fensters konfiguriert werden. Dazu müssen zunächst der Verstärkungsfaktor G_F (GAIN: 0 bis

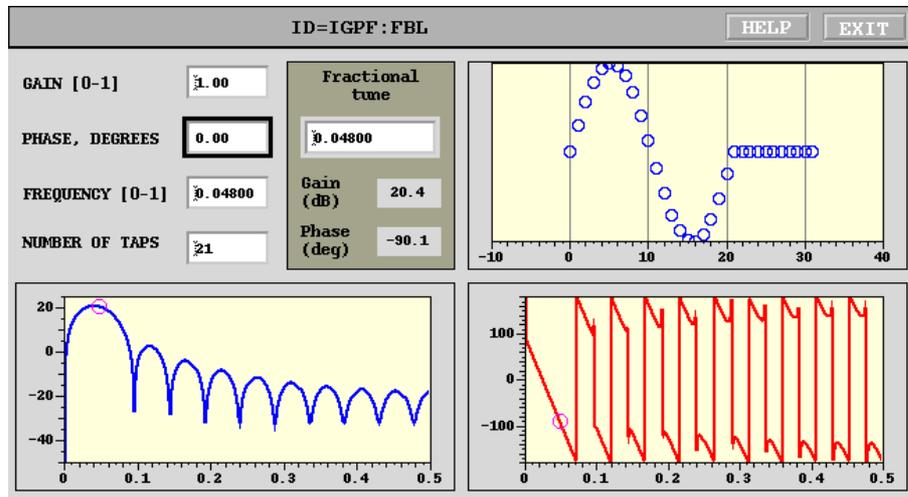


Abbildung 5.11: Fenster zur Erzeugung digitaler FIR-Bandpassfilter, hier für das longitudinale Feedback-System.

1), die Anzahl M der Filterkoeffizienten (TAPS: 0 bis 32), die gewünschte Phase (PHASE) und der Arbeitspunkt²¹ Q (FREQUENCY) des zu erzeugenden Bandpassfilters vorgegeben werden. Bei der Schwingungsfrequenz der kohärenten Elektronenbewegung (f_s bzw. $f_{x,z}$) soll der Bandpassfilter maximale Verstärkung und die für die Dämpfung der Schwingung erforderliche Phase aufweisen.

Für den hier dargestellten 21-Tap Bandpassfilter des longitudinalen Feedback-Systems führt dies im Falle einer Synchrotronfrequenz f_s von 87,5 kHz und mit der Umlauffrequenz des Stretcherings f_U zu einem longitudinalen Arbeitspunkt $Q_s = \frac{f_s}{f_U}$ von 0,048. Die resultierenden 21 Filterkoeffizienten c_k werden im Fenster oben rechts, sowie der Amplitudenverlauf des Filters in dB und der Phasengang im Bereich von $\pm 180^\circ$ im unteren Bereich des Fensters angezeigt. Durch Platzierung eines Markers (Fractional Tune) können Verstärkung und Phase des Filters für den entsprechenden Arbeitspunkt ausgegeben werden. Auf die eigentliche Erzeugung der Koeffizienten wird in Abschnitt 6.1.3 anhand des für die Inbetriebnahme des longitudinalen Feedback-Systems am Stretcherring verwendeten Filters eingegangen.

²¹Dabei ist der Arbeitspunkt Q – im Gegensatz zur Definition der transversalen Arbeitspunkte in Abschnitt 2.1.2 – hier wie folgt definiert: $Q = f_{s,x,z}/f_U$.

Nachdem die Koeffizienten des Filters festgelegt sind, können diese als Filtersatz (SET 0 bzw. 1) in die Register des FPGA geladen werden und werden je nach aktivierten Satz für den Betrieb des Feedback-Systems verwendet. Zusätzlich ist es möglich, innerhalb der Prozessoreinheit die Filterung und damit die Erzeugung eines Korrektursignals nur für eine beliebige Auswahl der 274 Bunche im Stretcherring zu aktivieren (FEEDBACK PATTERN) sowie jede Ausgabe von Ausgangssignalen und damit den Betrieb der Feedback-Systeme insgesamt zu deaktivieren (FEEDBACK ON/OFF).

Interner Signalgenerator

Neben dem eigentlichen Betrieb der Feedback-Systeme zur Dämpfung der Bunchschwingungen, besitzt jede Prozessoreinheit einen internen, digitalen Signalgenerator, der - unabhängig von den Eingangssignalen der Einheit - unterschiedliche Signalformen (sinus- und rechteckförmig, sowie Signale konstanter Amplitude) im Frequenzbereich bis rund 250 MHz zur Verfügung stellt. Dazu wird der Ausgangskanal und damit der DA-Wandler der Prozessoreinheit von einem digitalen Signalmuster angesteuert, das entsprechend des gewünschten Signals erzeugt und aus einem Speicher kontinuierlich abgerufen wird. Mit den analogen Ausgangssignalen der Einheit können alle Bunche, eine individuelle Auswahl der 274 Bunche sowie ein einzelner Bunch im Stretcherring angeregt werden. Dies ist vor allem für die Inbetriebnahme der Feedback-Systeme (vgl. Abschnitt 6.1.2) sowie zur Erzeugung von verschiedener Füllstrukturen (Einzel-Bunch-Betrieb, vgl. Abschnitt 6.5) hilfreich.

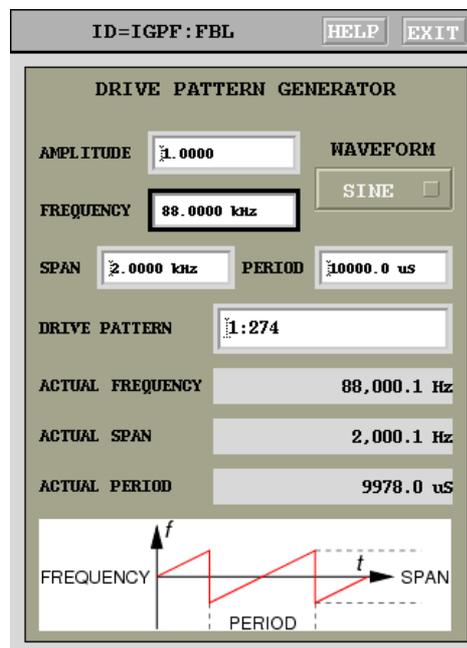


Abbildung 5.12: Fenster zur Einstellung des internen Signalgenerator der longitudinalen Prozessoreinheit.

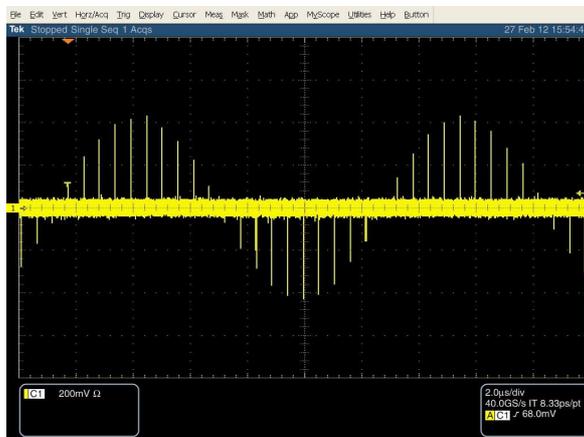
Innerhalb des in Abbildung 5.12 dargestellten Fensters werden dazu Amplitude (AMPLITUDE: 0 bis 1), Schwingungsfrequenz (FREQUENCY: 0 bis 249,8 MHz), Signalform (WAVEFORM) und die damit anzusteuernenden Bunche (DRIVE PATTERN) festgelegt. Zusätzlich kann das Signal nach Eingabe des Frequenzbereiches (SPAN) und der Periodendauer (PERIODE) fre-

quenzmoduliert werden.

Die Messung eines mit den in Abbildung 5.12 angegebenen Parametern, in diesem Fall ohne aktivierte Frequenzmodulation (SPAN: 0 kHz), erzeugten Ausgangssignal der longitudinalen Prozessoreinheit zur Ansteuerung alle 274 Bunches (Drive Pattern 1:274) bzw. eines einzigen Bunches (Drive Pattern 1) ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Ein solches Signal wird bspw. zur



(a) Ansteuerung aller 274 Bunches: Sinusschwingung mit 88 kHz und einer Amplitude von ± 400 mV, was der maximalen Ausgangsspannung der Prozessoreinheit entspricht.



(b) Ansteuerung nur eines Bunches (Bunch Nr. 1).



(c) Vergrößerte Ansicht: Der mit den Markern vermessene Abstand zwischen zwei Ausgangsimpulsen entspricht bei der Absteuerung eines Bunches der Umlaufzeit des Stretcherrings von 548 ns.

Abbildung 5.13: Messung des Ausgangskanals der longitudinalen Prozessoreinheit über $20 \mu\text{s}$ beim Betrieb des internen Signalgenerators, der für ein sinusförmiges Signal von 88 kHz und maximale Ausgangsamplitude programmiert wurde.

Anregung longitudinaler kohärenter Elektronenschwingung verwendet und kann bei aktivierter Frequenzmodulation zur Bestimmung der Synchrotronfrequenz dienen.

Datenaufnahme und Strahldiagnose

Die mit dem 12-Bit AD-Wandler mit einer Rate von 499,67 MHz digitalisierten Eingangssignale der Prozessoreinheit, die über eine maximale Zeitreihenlänge von rund 25 ms Umlauf für Umlauf für jeden Bunch als Maß für dessen Auslenkung aufgenommenen wurden, werden wie nachfolgend beschrieben ausgewertet und mit einer Aktualisierungsrate von 1 Hz²² innerhalb der in Abbildung 5.14 vier gezeigten Fenster - im Normalfall kontinuierlich (CONTINUOUS/SINGLE ACQUISITION CONTROL) - dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine beispielhafte Datenaufnahme mit der longitudinalen Prozessoreinheit während des aktiven Betriebs des longitudinalen Feedback-Systems bei einer Energie von 2,35 GeV am Stretcherring.

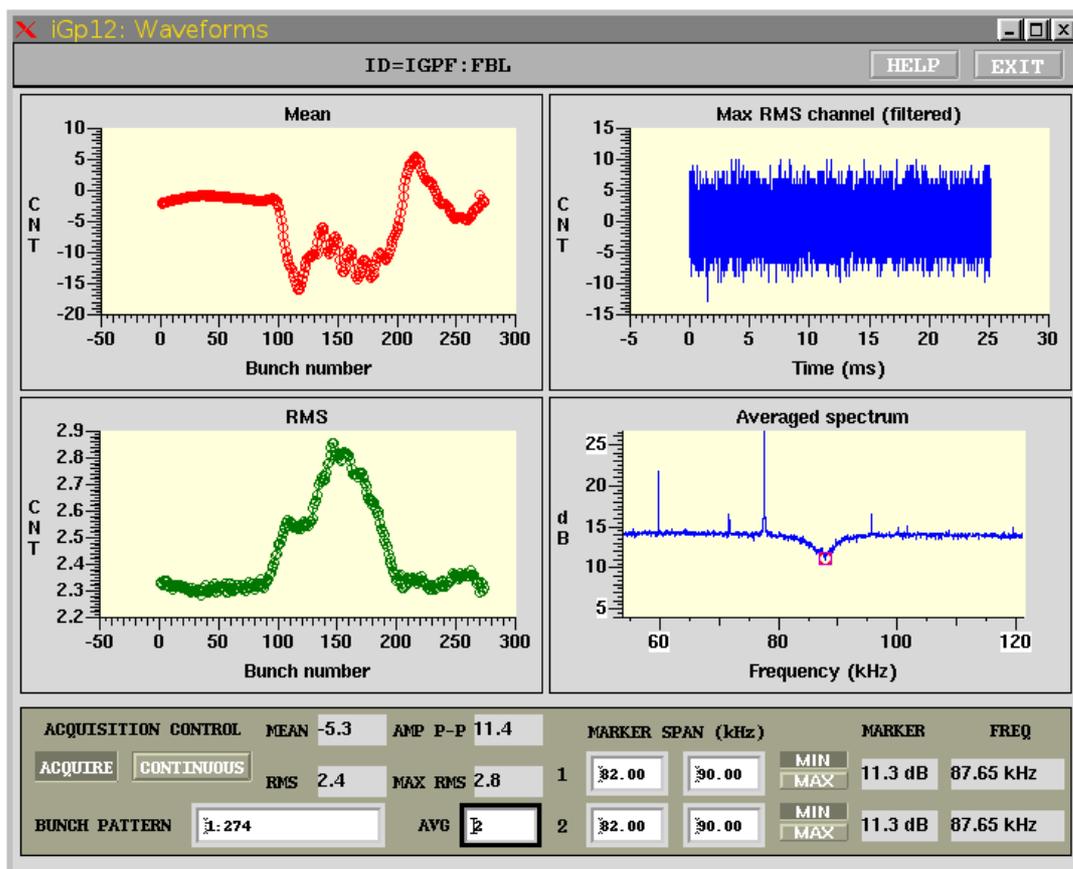


Abbildung 5.14: Darstellung der im Zeit- und Frequenzbereich ausgewerteten Eingangsdaten, hier für das aktive longitudinale Feedback-System.

Zunächst werden jeweils – für jeden Bunch separat – das arithmetische Mittel (Mean, s. Abbildung 5.14 oben links) und die Standardabweichung (RMS, unten links) der Eingangsdaten berechnet. Diese Werte sind wegen des verwendeten 12-Bit AD-Wandlers in Biteinheiten im Bereich von -2048 bis 2048 Skalenteilen (Skt. bzw. CNT) gegen die Bunchnummern (1 bis 274) aufgetragen. Weiterhin werden Mittelwert und Standardabweichung des vollständigen Datensatzes sowie die Differenz zwischen Maximum und Minimum der Mittelwerte (AMP P-P) und das Maximum der Standardabweichung (MAX RMS) als Zahlenwerte ausgegeben.

²²Dies ist dann der Fall, wenn im Hauptmenü (s. Abbildung 5.8) die interne Triggerung zur Datenaufnahme ausgewählt wurde.

Im Falle der longitudinalen Prozessoreinheit ist der dargestellte Mittelwert der Eingangsdaten für alle Bunche nahezu Null, was aus der im longitudinalen Kanal des Frontends realisierten Phasendemodulation folgt: Entweder werden kohärente longitudinale Schwingungen der einzelnen Bunche um deren Sollphase φ_s detektiert, welche sich dann allerdings wegen der variierenden Ankunftszeiten der einzelnen Bunche im Detektionsmonitor im zeitlichen Mittel aufheben, oder aber die Elektronen schwingen nur inkohärent und longitudinale Auslenkungen relativ zu φ_s können nicht gemessen werden. Dabei ist für die hier gezeigte Datenaufnahme zu beachten, dass diese während des Speicherringbetriebs mit einer Füllung von etwa 43% des Stretcherrings durchgeführt wurde und die im gefüllten Bereich (etwa Bunch 95 bis 215) sichtbaren, aber sehr geringen Abweichungen des Mittelwertes von Null eine Folge von leicht unterschiedlichen Sollphasen φ_s der einzelnen Bunche sind.

Die Standardabweichung der Eingangsdaten eines Bunches ist ein Maß für die Streuung dieser Messwerte um deren Mittelwert und damit - im Falle einer kohärenten Schwingung der Elektronen - auch ein Maß für die Größe der Amplitude dieser Schwingung. Im dargestellten Beispiel sind jedoch die Standardabweichungen im Bereich der Bunche 95 bis 215 relativ klein und weichen nur unwesentlich von den Werten für die nicht gefüllten Bereichen des Rings (Bunche: 1 bis 94 und 216 bis 274) ab, die Ergebnis der gemessenen Rauschsignale sind. Daraus folgt, dass keine longitudinalen Strahlschwingungen vorhanden sind, was durch das aktivierte longitudinale Feedback-System erreicht wurde. Dies wird außerdem in der zeitliche Entwicklung der Eingangsdaten des Bunches mit der größten Standardabweichung (Max RMS channel, oben rechts) entlang der aufgenommenen Zeitreihe von 25 ms bestätigt: Die hier gezeigten Messwerte im Bereich von ± 10 Skt liegen im Bereich der Amplituden typischer Rauschsignale, welche auch ohne Elektronenstrahl im Stretcherring gemessen werden; kohärente Schwingungen hingegen sind in dieser Darstellung typischerweise durch (Schwingungs-)Amplituden im Bereich von mindestens einigen 10 Skt gekennzeichnet.

Die Wirkung des aktiven longitudinalen Feedback-Systems wird schließlich auch im Frequenzbereich bei der Auswertung der Eingangsdaten mittels einer diskreten Fouriertransformation, vgl. [73], deutlich: Die in dB aufgetragenen Amplituden²³ gegen die Frequenz in kHz (Averaged spectrum, s. Abbildung 5.14 unten rechts) zeigen bei der Synchrotronfrequenz f_s von etwa 87,7 kHz statt eines Peaks, der eine kohärente Synchrotronschwingung der Elektronen anzeigen würde, eine Vertiefung, die die erfolgreiche Dämpfung der Strahlschwingungen belegt. Die im Spektrum auch sichtbaren, sehr schmalen Peaks sind eine Folge von Stör- und Rauschsignalen, die die Prozessoreinheit auch ohne Strahl im Stretcherring detektiert.

Die Auswertung der Eingangsdaten erfolgt für jeden Bunch getrennt, so dass insgesamt 274 Einzelspektren zur Verfügung stehen, welche durch entsprechende Auswahl (BUNCH PATTERN) entweder einzelnen oder gemittelt²⁴ dargestellt werden. Da die die Abtastfrequenz der Datenaufnahme für den einzelnen Bunch der Umlauffrequenz f_U entspricht, ist der Frequenzbereich der Spektren wegen des Abtasttheorems, vgl. [73], auf den Bereich von 0 Hz bis zur halben Umlauffrequenz $f_U/2$, also bis etwa 900 kHz begrenzt²⁵. Außerdem ist das Spektrum bei der zugrunde liegenden maximalen Zeitreihenlänge von etwa 25 ms durch eine maximal erreichbare Frequenzauflösung von rund 0,04 kHz charakterisiert. Ferner ermöglicht eine automatische Suchfunktion zweier Marker die Auslese von Minima bzw. Maxima innerhalb eines festlegbaren Frequenzbereich des Spektrums und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann bei der Darstellung des Spektrums durch eine Mittelung über eine bestimmte Anzahl (AVG) der zuletzt aufgenommenen Datensätze verbessert werden.

²³Die Umrechnungen der Amplituden A_{spec} des Fourierspektrums in die Einheit dB erfolgt nach: $20 \cdot \log(A_{\text{spec}})$.

²⁴Dabei wird eine quadratische Mittelung der Spektren umgesetzt.

²⁵Zur Verbesserung der Ansicht ist das in Abbildung 5.14 dargestellte Spektrum auf den Bereich von 54 kHz bis 122 kHz eingeschränkt worden.

5.3 Aufbau und Ansteuerung breitbandiger Kicker

Die an den Ausgängen der DA-Wandler der Prozessoreinheiten zur Verfügung stehenden Korrektursignale zur Dämpfung sämtlicher angeregter Instabilitätsmoden im Stretcherring liegen in den folgenden Frequenzbereichen vor (vgl. Abbildung 2.5):

- longitudinales Feedback-System: $\left[f_s ; \left(\frac{f_{\text{HF}}}{2} - f_s \right) \right]$,
- transversale Feedback-Systeme: $\left[f_{x,z} ; \left(\frac{f_{\text{HF}}}{2} - f_{x,z} \right) \right]$.

Da die für die longitudinale Strahlkorrektur verwendeten Kicker Cavities aber oberhalb von 1 GHz betrieben werden müssen, ist es in diesem Fall erforderlich, das Korrektursignal auf ein Trägersignal von 1 GHz zu modulieren.

5.3.1 Longitudinaler Modulator (Backend)

Die im Front-/Backend-Einschub vorliegende ELSA-HF wird zunächst frequenzverdoppelt, so dass eine Trägerschwingung mit einer Frequenz von 0,999 GHz für das anschließende Modulationsverfahren entsprechend der in Abbildung 5.15 schematisch dargestellten Schaltung vorliegt, die eine Einseitenband-Amplitudenmodulation, vgl. [53], im Backend durchführt. Das

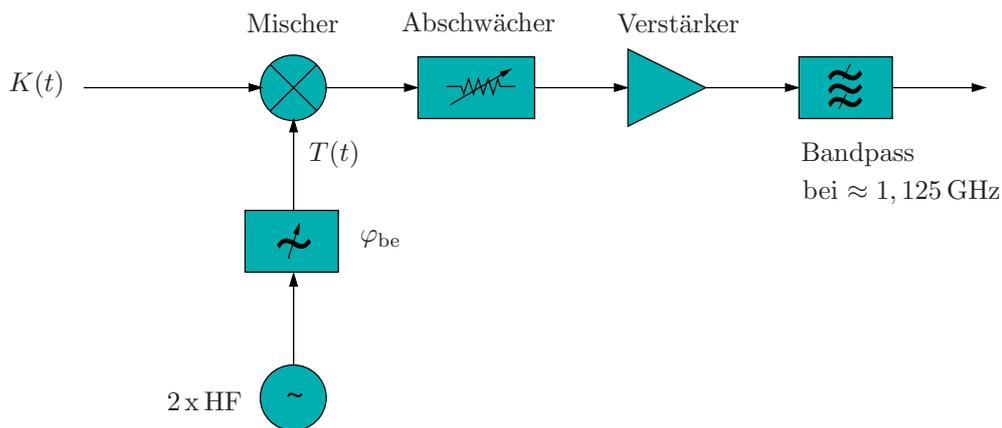


Abbildung 5.15: Schematischer Aufbau der Hochfrequenzelektronik in der Backend-Einheit für das longitudinale Feedback-System.

Trägersignal $T(t) = T_0 \cdot \sin(\omega_T t)$ mit $\omega_T = 0,999 \text{ GHz}$ wird auf den Referenzoszillatoreingang eines Hochfrequenzmischers gegeben. Das von der Prozessoreinheit des longitudinalen Systems generierte Korrektursignal (maximale Ausgangsspannung von etwa $\pm 400 \text{ mV}$) wird im Zuleitungszweig zum Backend zusätzlich mit einem 4 dB Dämpfungsglied²⁶ abgeschwächt, da das Backend nur für eine maximale Eingangsspannung von $\pm 250 \text{ mV}$ ausgelegt ist. Das Korrektursignal der Form $K(t) = K_0 \cdot \sin(\omega_M t)$ steuert als modulierendes Signal den Mischer an, wobei ω_M entsprechend der zu dämpfenden Instabilitätsmode im oben beschriebenen Frequenzbereich liegt. Das Vorgehen zum optimalen Einstellen der Phase φ_{be} , der sogenannten Backend-Phase, wird in Abschnitt 6.1.2 beschrieben; für die hier folgenden Überlegungen wird $\varphi_{\text{be}} = 0^\circ$ angenommen. Das Ausgangssignal des Mixers ergibt sich daher zu

$$\frac{T_0 K_0}{2} [\cos((\omega_T + \omega_M) t) - \cos((\omega_T - \omega_M) t)]$$

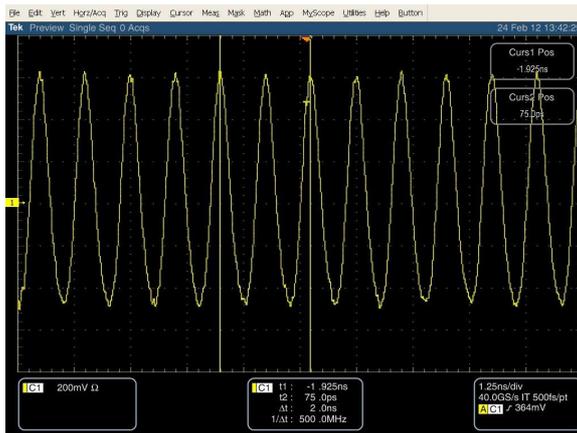
²⁶Dies entspricht einer Reduzierung der Spannungsamplitude um den Faktor 1,6.

und ist durch ein Frequenzspektrum mit einem oberen Seitenband bei $\omega_T + \omega_M$ bzw. einem unteren bei $\omega_T - \omega_M$ gekennzeichnet. Nach einer zusätzlichen Verstärkung und ggf. einer Abschwächung um 0 bis 31,5 dB, um den Pegel des Ausgangssignals des Backends (maximaler Pegel: 4 dBm) an die maximal erlaubten Eingangspegel des folgenden Verstärkers anzupassen, wird das Signal auf das obere Seitenband mit einem Bandpassfilter (Zentralfrequenz: 1,143 GHz, 3 dB Bandbreite: 0,463 GHz [17]) begrenzt, so dass zur Ansteuerung des Verstärkers für das longitudinale Feedback-System ein Signal im Frequenzbereich von $(1,125 \pm 0,125)$ GHz zur Verfügung steht.

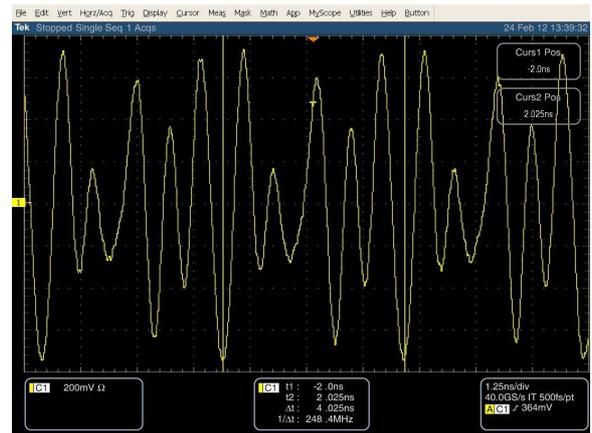
In Abbildungen 5.16 ist beispielhaft eine Messung des Ausgangssignals des Backends für zwei verschiedene Korrektursignale der longitudinalen Prozessoreinheit dargestellt, die mit dem internen Signalgenerator für zwei longitudinale Multi-Bunch-Moden (Modennummer n , s. Gleichung (2.41)) mit den folgenden Frequenzen erzeugt wurden:

- Instabilitätsmode $n = 0$: $\frac{\omega_M}{2\pi} = f_s = 88 \text{ kHz}$, s. Abbildung 5.16(a),
- Instabilitätsmode $n = 137$: $\frac{\omega_M}{2\pi} = f_{HF}/2 - f_s = 249,7465 \text{ MHz}$, s. Abbildung 5.16(b).

Die zur Dämpfung der entsprechenden Mode erforderlichen Signale für die Strahlkorrektur sind als schmale Spannungsspitzen alle 2 ns deutlich im Ausgangssignal des Backend zu erkennen.



(a) Entsprechend der Instabilitätsmode $n = 0$, bei der alle Bunche mit gleicher Phase schwingen, erhalten benachbarte Bunche im Abstand von 2 ns ein nahezu gleiches Korrektursignal. Die maximale Ausgangsspannung des Backend liegt bei etwa $\pm 0,54 \text{ V}$.



(b) Entsprechend der Instabilitätsmode $n = 137$, bei der benachbarte Bunche gegenphasig schwingen, erhält jeder Bunch im Abstand von 2 ns ein gegenphasiges und jeder zweite Bunch im Abstand von 4 ns ein nahezu gleiches Korrektursignal

Abbildung 5.16: Gemessenes Ausgangssignal der Backendeinheit über 12,5 ns für zwei mit dem internen Signalgenerator erzeugte Korrektursignale der longitudinalen Prozessoreinheit. Das amplitudenmodulierte Trägersignal des Backends mit einer Frequenz von rund 1 GHz ist bei beiden Aufnahmen deutlich sichtbar.

5.3.2 Kicker Cavities

Die zwei für das longitudinale Feedback-System verwendeten breitbandigen Kicker Cavities wurden im Rahmen von zwei begleiteten Arbeiten konzipiert, am Physikalischen Institut gefertigt und vor dem Einbau in den Stretcherring ausführlich vermessen [33, 90]. Um die Beschleunigungsspannung zur Energiekorrektur der Bunche zu vergrößern und damit die Dämpfungszeiten des longitudinalen Feedback-Systems zu reduzieren, wurden zwei Cavities in die dispersionsfreie

Gerade zwischen der Sektion der Beschleunigungsresonatoren und Quadrupol QF18, wie in Abbildung 5.17 gezeigt, installiert (s. auch Abbildung 3.1). Der dort vorhandene Platz zum Einbau der Cavities ermöglichte zudem kurze Kabelverbindungen zum für beide Cavities verwendeten Leistungsverstärker im HF-Raum.

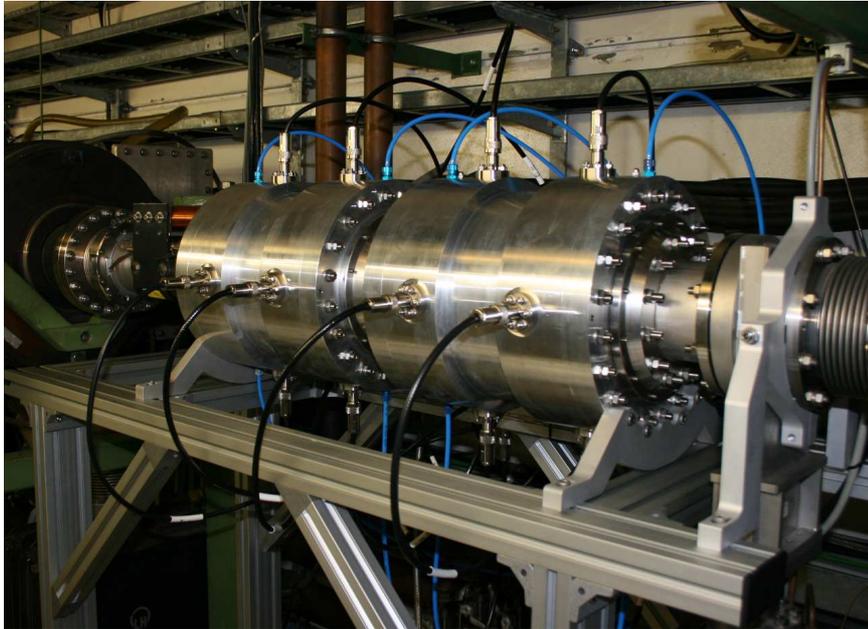


Abbildung 5.17: Foto der beiden im Stretcherring installierten Kicker Cavities für das longitudinale Feedback-System. Links: Cavity 1, rechts: Cavity 2. Neben den Schläuchen zur Wasserkühlung (blau) sind die im Winkel von 90° rotationssymmetrisch angebrachten Hochfrequenz-Durchführungen zu erkennen.

Auslegung und Geometrie

Ausgehend von den Überlegungen in Abschnitt 4.4.1 muss zunächst die Zentralfrequenz f_Z und damit die zugehörige Wellenlänge $\lambda_Z = c/f_Z$ des elektrischen Feldes für das Kicker Cavity festgelegt werden. Dabei müssen die für den Stretcherring typischen Bunchlängen l_B im Bereich von 1,2 bis 6,0 cm für den Energiebereich von 1,2 bis 3,2 GeV (vgl. zur Bestimmung von: l_B [23]) berücksichtigt werden, um eine Beschleunigung eines Teiles der Bunchelektronen mit falschem Vorzeichen zu verhindern, die bei einer Flugzeit des Bunches länger als die halben Periodendauer des Hochfrequenzfeldes erfolgen würde. Dies führt bei der Wahl von f_Z und der Länge der Beschleunigungsstrecke L_{Res} des Cavities zur Bedingung

$$\frac{\lambda_Z}{2} - l_B > L_{\text{Res}} ,$$

welche für die Beschleunigung möglichst aller Elektronen eines Bunches in die gleiche Richtung zu erfüllen ist. Andererseits soll das Kicker Cavity eine möglichst große longitudinale Shuntimpedanz $R_{S,\parallel}$ besitzen, was grundsätzlich – wegen der dann kleineren Leistungsverluste in den Cavitywänden – durch die Wahl relativ großer Resonanzfrequenzen (d.h. aber auch kleinere Wellenlängen λ_Z) begünstigt wird. Schließlich muss die Einschwingzeit $\tau_K = 2Q/\omega_Z$ des Cavities mit der belasteten Kreisgüte Q deutlich unter dem zeitlichen Bunchabstand von 2 ns liegen, um

Vollständige Länge der Cavitystruktur, L	300 mm
Innenradius des Strahlrohres	50 mm
Innenradius des Pillbox-Cavities	103 mm
Breite des Pillbox-Cavities	68 mm
Abstand Nasenkegel	54 mm
Abstand Hohlleitersteg - Cavitywand	6,5 mm

Tabelle 5.1: Ausgewählte Geometrieparameter des Kicker Cavities, vgl. [34].

eine unabhängige Korrektur jedes Bunches sicherzustellen.

Insgesamt führen diese Anforderungen in Gleichung (4.10) zur Wahl von N gleich 2 und unter Berücksichtigung der ELSA-HF f_{HF} und der erforderlichen Bandbreite $f_{\text{HF}}/2$ zu den folgenden charakteristischen Parametern für die gesuchte Resonatorstruktur:

- Frequenzbereich: $(1,125 \pm 0,125)$ GHz ,
- Belastete Güte: $Q = 4,5$,
- Einschwingzeit: $\tau_K = 1,3$ ns ,
- Länge Beschleunigungsstrecke: < 73 mm ,
- Strahlrohrdurchmesser: > 42 mm .

Dabei orientiert sich der minimale Strahlrohrdurchmesser an der an der Einbauposition zu erwartenden, maximalen horizontalen Strahlbreite ($2\sigma_x$, vgl. Gleichung (2.28)) von rund 6 mm, welche für eine Strahlenergie von 3,2 GeV aus den simulierten Werten für horizontale Emittanz-, Beta- und Dispersionsfunktionen berechnet wurde (zu den optischen Funktionen des Stretcher-rings: [58]).

Für die angegebenen Kenngrößen und orientiert an den Entwicklungen anderer Ringbeschleuniger [7, 44] wurde zunächst ein dreidimensionales Modell des Kicker Cavities entworfen, das mit dem Softwarepaket CST STUDIO SUITETM [1] erstellt wurden und die Simulation der elektromagnetischen Felder innerhalb des Cavities durch die numerische Lösung der Maxwell-Gleichungen auf einem Gitter ermöglicht. Dadurch und nach Anfertigung und Vermessung eines Prototyps für das Cavity war es möglich, einen endgültigen Entwurf für die Fertigung zweier Cavities festzulegen. Die Geometrie dieser Cavities ist in Abbildung 5.18 dargestellt und einige relevante Geometrieparameter sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Für die zugehörigen technischen Konstruktionszeichnungen sowie für Details der Fertigung und des Zusammenbaus der Bauteile (Außenmantel und jeweils zwei identische Inneneinsätze), insbesondere bezüglich der elektrischen Federkontakte und der verwendeten Vakuumdurchführungen, wird auf [33, 90] verwiesen. Bei der Entwicklung der Geometrie wurde zunächst von einem einfachen rechteckförmigen, zylindrischen Hohlraumresonator, einem sogenannten Pillbox-Cavity ausgegangen, da dessen Grundmode ein longitudinales elektrisches Feld auf der Strahlachse besitzt, welches für eine Energiekorrektur der Elektronen für das longitudinale Feedback-System unbedingt erforderlich ist. Die Resonanzfrequenz f_{Res} der Grundmode wird im Wesentlichen durch den Radius des Resonatorinnenraums bestimmt, so dass dieser so angepasst wurde, dass f_{Res} im Bereich der geforderten Zentralfrequenz f_Z des Kicker Cavities von 1,125 GHz liegt. Um im Gegensatz zu

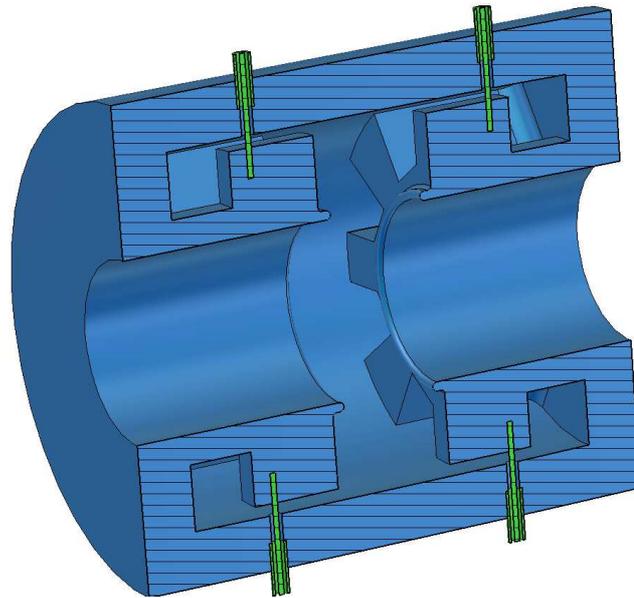


Abbildung 5.18: Schnittdarstellung des Kicker Cavities, wie es zur Simulation mit CST Studio SuiteTM entworfen wurde. Die Geometrie besteht aus einem rechteckförmigen, zylindrischen Hohlraumresonator im Zentrum (Pillbox-Cavity) mit acht, seitlich angeschlossenen Wellenleiterstrukturen und einem runden Strahlrohr. Außerdem sind vier der acht Koaxial-Durchführungen zu erkennen.

einem herkömmlichen Pillbox-Cavity hoher Kreisgüte einen Breitbandresonator mit einer angestrebten Güte von 4,5 zu realisieren, wurden die Pillbox-Geometrie auf jeder Seite um jeweils vier, rotationssymmetrisch angeordnete spezielle breitbandige Steghohlleiterstrukturen [7] inklusive eines Koaxialleiterübergangs erweitert, deren Geometrie in Abbildung 5.19 gezeigt ist. Die Maße dieser Wellenleiterstrukturen wurden so gewählt, dass die Kopplung im erforderlichen Frequenzbereich ($1,125 \pm 0,125$) GHz und damit der dämpfende Einfluss auf die Grundmode des Cavities groß ist. Das Vorgehen zur Entwicklung der Strukturen wird ausführlich in [90] behandelt; die endgültigen Abmessungen und technischen Zeichnungen sind in [33] aufgeführt.

Insgesamt besitzt das Cavity damit acht koaxial aufgebaute Vakuumdurchführungen, die mit einer Impedanz von 50Ω für hochfrequente Signale bis in den Bereich einiger GHz ausgelegt sind: Alle vier auf einer Seite des Cavities angeordneten Anschlüsse werden als Eingänge für das vierfach – möglichst phasen- und amplitudengleich – aufgesplittete Korrektursignal des longitudinalen Feedback-Systems verwendet. Die vier verbleibenden Anschlüsse der anderen Seite werden mit 50Ω -Widerständen reflexionsfrei abgeschlossen. Neben den deutlich erhöhten Wandverlusten durch die zusätzlichen Wellenleiterstrukturen führt die zusätzliche Kopplung der Grundmode an diese vier externen Lasten zur gewünschten Dämpfung der Mode des Resonators und damit zur erheblichen Reduzierung der belasteten Kreisgüte Q des Cavities. Im Vergleich dazu führt die zur Fertigung verwendete Aluminiumlegierung (AlMgSi) mit einer um den Faktor 2 kleineren elektrischen Leitfähigkeit nur noch zu einer geringfügigen Reduzierung der Güte.

Das Strahlrohr des Cavities ist als zylindrischer Hohlleiter durch eine kritische Frequenz f_{krit} (Cut-Off Frequenz) gekennzeichnet, oberhalb derer sich elektromagnetische Wellen ungedämpft ausbreiten können und deren Größe antiproportional zum Rohrdurchmesser ist. Dadurch ist es möglich, die Anregung weiterer unerwünschter Eigenschwingungen (Moden höherer Ordnung) des Kicker Cavities zu unterdrücken, falls deren Eigenfrequenzen oberhalb von f_{krit} liegen. Da-

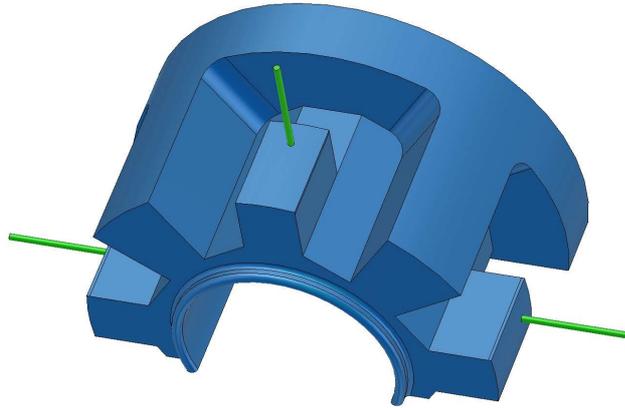


Abbildung 5.19: Geometrie des Steghohlleiters inklusive Übergang auf den Innenleiter der Vakuumdurchführungen.

her wurde ein im Vergleich zum erforderlichen Mindestdurchmesser von 42 mm deutlich größerer Durchmesser von 100 mm gewählt, da dadurch eine Unterdrückung der Moden höherer Ordnung oberhalb der zugehörigen kritischen Frequenz von 2,295 GHz gewährleistet ist [90].

Wegen des daher vergrößerten Strahlrohrdurchmessers muss allerdings auch eine Verkleinerung der longitudinalen elektrischen Feldstärke der Grundmode auf der Strahlachse in Kauf genommen werden, was auch in einer Reduzierung der Shuntimpedanz zum Ausdruck kommt. Dieser Verkleinerung der Feldstärke wird andererseits durch das Anbringen sogenannter Nasenkegel an die Kante von Pillbox-Cavity und Strahlrohr entgegengewirkt, was die effektive Breite des Pillbox-Cavities, über welche das elektrische Feld aufgebaut wird, verringert und daher dessen Stärke vergrößert.

Simulationsergebnisse

Die im Folgenden vorgestellten Simulationsergebnisse basieren auf der endgültigen Geometrie, nach welcher die beiden Exemplare der Kicker Cavities gefertigt wurden. Zunächst ist in Abbildung 5.20 die Frequenzabhängigkeit des Betrages des Reflexionsfaktors²⁷ ρ dargestellt, welcher mit dem Transient-Solver von CST Microwave Studio für Frequenzen bis 3 GHz an allen vier Eingängen des Cavities bestimmt wurde²⁸. Für die Simulation wurden dazu die vier koaxialen Anschlüsse einer Seite des Cavities als Eingangstore (sog. Waveguide-Ports) mit simultaner, phasen- und amplitudengleicher Anregung definiert. Der Verlauf des Reflexionsfaktors weist bei etwa 1,1 GHz die gewünschte breitbandige Resonanz der Grundmode sowie oberhalb der kritischen Frequenz des Strahlrohrs weitere Minima auf, die Moden höherer Ordnung des Cavities zuzuordnen sind. Insgesamt lassen sich die folgende Simulationsergebnisse zusammenfassen:

- Minimum des Reflexionsfaktors bei $f_Z = 1,101$ GHz: $|\rho_0| = 0,005$,
- Koppelfaktor²⁹: $\kappa_0 = 1,01$,

²⁷Der komplexe Reflexionsfaktor ρ ist als Verhältnis aus rücklaufender (reflektierter) Welle U_r zu hinlaufender U_h Welle auf einer Leitung definiert: $\rho = U_r/U_h$; der Betrag $|\rho|$ liegt je nach Impedanzanpassung zwischen 0 (ideale Anpassung, keine Reflexion) und 1 (Totalreflexion), vgl. [53].

²⁸Wegen der Rotationssymmetrie des Cavities sind dabei die vier Simulationsergebnisse für jeden Eingang identisch.

²⁹Der Koppelfaktor κ_0 beschreibt, wie effektiv, d.h. wie reflexionsfrei die Einkopplung der Hochfrequenz zu

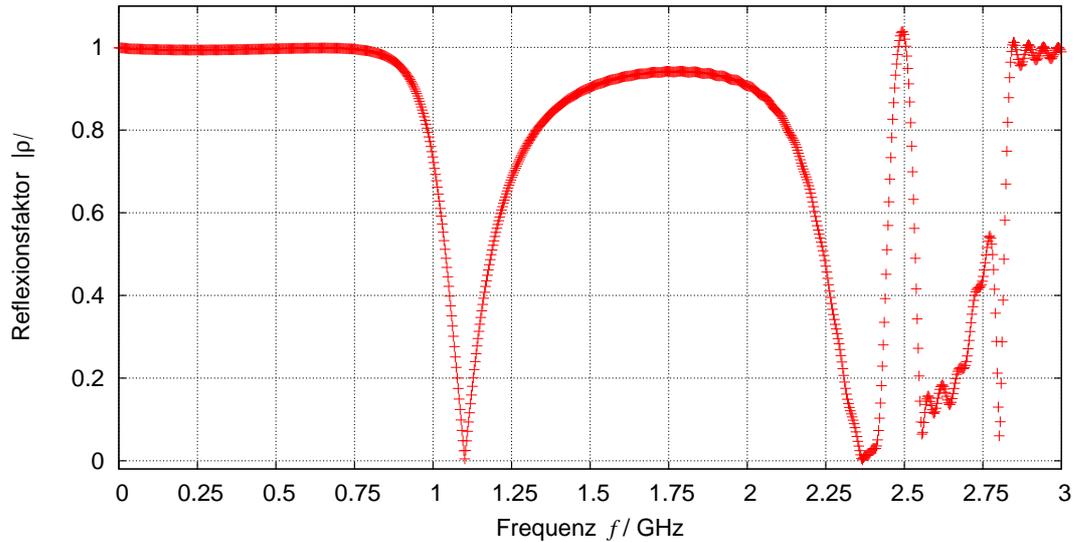


Abbildung 5.20: Simulation der Frequenzabhängigkeit des Betrages des Reflexionsfaktors bis 3 GHz für die endgültige Geometrie der Kicker Cavities. Deutlich sichtbar ist die breitbandige Resonanz bei rund 1,1 GHz und Resonanzen der Moden höherer Ordnung erst für Frequenzen oberhalb von etwa 2,3 GHz.

- Volle Halbwertsbreite³⁰ der Resonanz, $\Delta f = 0,258$ GHz ,
- Zugehörige belastete Güte: $Q = 4,27$,
- 1. Mode höherer Ordnung bei 2,367 GHz .

Wie für das Kicker Cavity gefordert, ist die Breitbandigkeit von mindestens 250 MHz für die Grundmode gegeben und wegen der realisierten kritischen Kopplung ($\kappa_0 = 1$) wird die Hochfrequenz zumindest für f_Z nahezu reflexionsfrei in das Cavity eingekoppelt. Da nach Vermessung des Prototyps des Kicker Cavities eine geringe, nicht eindeutig zu erklärende Frequenzverschiebung für den Reflexionsfaktorverlauf zwischen simulierter und gefertigter Geometrie festgestellt wurde, wurde beim endgültigen Geometrieentwurf eine Abweichung von etwa 25 MHz in der Simulation bewusst angestrebt, so dass f_Z hier leicht vom geforderten Zielwert von 1,125 GHz abweicht.

Weiterhin ist in Abbildung 5.21 die dreidimensionale Simulation des elektrischen Feldes \vec{E} der Grundmode, welche mit dem Eigenmoden-Solver von CST Microwave Studio berechnet wurde, für einen Längsschnitt durch das Cavity dargestellt. Um die Feldverteilung innerhalb des Cavities näher zu beschreiben, wird diese Mode als TM_{010} -Mode bezeichnet³¹. Diese ist durch ein rein longitudinal ausgerichtetes elektrisches Feld gekennzeichnet, das auf der Strahlachse maximal ist und ohne Vorzeichenwechsel radial nach außen hin, anfangs nur geringfügig kleiner wird. Das magnetische Feld der Mode ist rotationssymmetrisch und transversal zum elektrischen Feld

Anregung einer Schwingungsmode des Resonators realisiert ist (Impedanzanpassung). Er ist über das Minimum des Betrages des Reflexionsfaktors $|\rho_0|$ – je nach, meist aber unbekanntem Vorzeichen von ρ_0 – wie folgt definiert: $\kappa_0 = \frac{1 \pm |\rho_0|}{1 \mp |\rho_0|}$, vgl. [53].

³⁰Da der Koppelfaktor nahezu 1 ist, wird die volle Halbwertsbreite bei $|\rho|$ gleich $1/\sqrt{2}$ (3dB-Halbwertsbreite) gemessen.

³¹Siehe Fußnote 5 in Abschnitt 3.2 zur näheren Charakterisierung der Feldverteilung von TM_{mnp} -Moden.

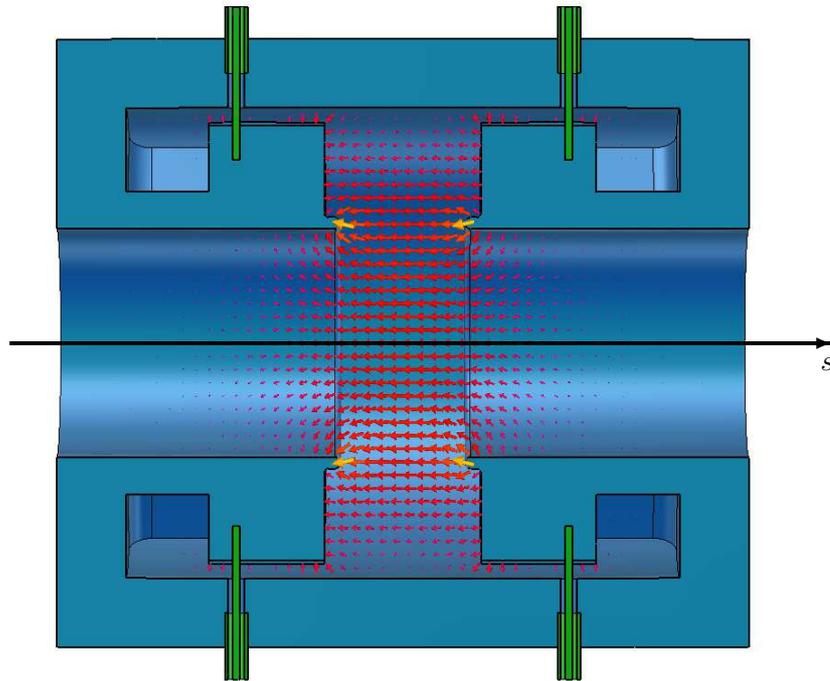


Abbildung 5.21: Längsschnitt der Simulation des elektrischen Feldes der Grundmode (TM_{010}) des Kicker Cavities.

angeordnet, verschwindet auf der Strahlachse und ist auf den Oberflächen des Resonatormantels maximal. Da die Feldverteilung keine Variation in azimuthaler Richtung aufweist, handelt es sich um eine Monopol-Mode.

Für die Energiekorrektur durch das longitudinale Feedback-System ist insbesondere der Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang der Strahlachse s des Cavities von Bedeutung, die in Abbildung 5.22 dargestellt ist. Die elektrische Feldstärke ist erwartungsgemäß in der Mitte des Cavities maximal und weist weit über die eigentliche Resonatorbreite von 68 mm hinaus deutliche Beiträge im Strahlrohr im Bereich von bis zu ± 125 mm auf.

Die hier dargestellte Feldverteilung der TM_{010} -Mode wird allein durch die Geometrie des rechteckförmigen Pillbox-Cavities bestimmt und darüber hinaus nicht von den beschriebenen Erweiterungen durch die Wellenleiterstrukturen beeinflusst. Um aber die longitudinale Shuntimpedanz R_S , die die Effizienz der Umsetzung der Ansteuerleistung des Cavities in eine Beschleunigungsspannung U_a zur erforderlichen Energiekorrektur angibt (vgl. auch die Gleichung (4.11) und (4.12)), bei Anregung der TM_{010} -Mode durch die vier Eingänge des Kicker Cavities abzuschätzen, muss auch die durch die Wellenleiterstrukturen realisierte Breitbandigkeit bzw. die belastete Güte Q berücksichtigt werden. Dazu wird der von CST Microwave Studio im Anschluss an die Simulation des elektrischen Feldes bestimmte R/Q_0 -Wert³², der sich für die TM_{010} -Mode zu $48,2 \Omega$ ergibt, verwendet. R_S berechnet sich schließlich nach [44]

$$R_S = \frac{R}{Q_0} \cdot Q (1 + \kappa_0) \quad (5.1)$$

³²Der R/Q_0 -Wert ist als Quotient aus Shuntimpedanz und unbelasteter Kreisgüte Q_0 der betrachteten Schwingungsmode definiert und charakterisiert als reiner Geometrieparameter die Mode unabhängig vom Material des Resonators.

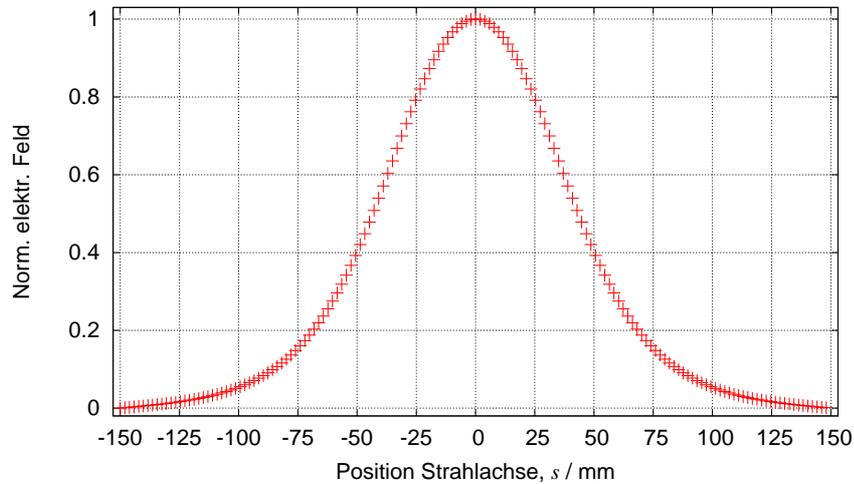


Abbildung 5.22: Simulationsergebnisse des longitudinalen elektrischen Feldes E_s entlang der Strahlachse s des Kicker Cavities. Die Werte der elektrischen Feldstärke wurden auf den Maximalwert im Zentrum des Cavities bei $s = 0$ normiert.

unter Berücksichtigung des bestimmten Koppelfaktors $\kappa_0 = 1,01$ und der belasteten Güte $Q = 4,27$ zu

$$R_S = 414 \Omega .$$

Abschließend soll mit Blick auf den Verlauf des Reflexionsfaktors in Abbildung 5.20 auf die Zunahme von $|\rho|$ von nahezu 0 bei dessen Zentralfrequenz bei rund 1,1 GHz auf bis zu $1/\sqrt{2}$ an den Rändern des Arbeitsbereiches des Cavities von ± 125 MHz hingewiesen werden, was je nach Korrektursignal der zu dämpfenden Instabilitätsmode zu einer Reduzierung der mögliche Beschleunigungsspannung des Kicker Cavities um den Faktor $\sqrt{2}$ bzw. der Shuntimpedanz um den Faktor 2 führt [7].

Messergebnisse

In Tabelle 5.2 sind die wesentlichen Ergebnisse der Vermessung der beiden gefertigten Kicker Cavities zusammengestellt. Das dabei verwendete Messverfahren und die Darstellung der Frequenzabhängigkeit des Betrages des Reflexionsfaktors im Bereich von 0 bis 3 GHz sind ausführlich in [33] dokumentiert.

Die beiden gefertigten Kicker Cavities erfüllen mit einer Zentralfrequenz f_Z von jeweils nahezu 1,125 GHz und Halbwertsbreiten von 297 bzw. 339 MHz die gestellten Anforderungen für den Arbeitsbereich der Cavities von $(1,125 \pm 0,125)$ GHz mehr als deutlich, was sich auch in den im Vergleich zur Simulation um 12 % bzw. 23 % kleineren belasteten Kreisgüten widerspiegelt. Da bei der Vermessung der Cavities eine annähernd kritische Kopplung ($\kappa_0 \approx 1$ [33]) bei f_Z entsprechend der Simulation realisiert wurde, ist dies auf eine Reduzierung der unbelasteten Kreisgüte zurückzuführen. Dieser für die Breitbandigkeit der Cavities positive Umstand führt aber gleichzeitig zu einer Reduzierung der Shuntimpedanz der Cavities.

Die longitudinale Shuntimpedanz der beiden Cavities wurde mit der resonanten Störkörpermethode [51] bestimmt, bei der die Verschiebung der Resonanzfrequenz der Grundmode in

	Simulation	Cavity 1	Cavity 2
f_Z / GHz	1,101	$1,125 \pm 0,001$	$1,126 \pm 0,001$
$\Delta f / \text{MHz}$	254	297 ± 32	339 ± 18
Q	4,3	$3,8 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,1$
R_S / Ω	414	338 ± 15	316 ± 12
$\frac{R}{Q_0} / \Omega$	48	48 ± 2	47 ± 3

Tabelle 5.2: Vergleich zwischen Simulations- und Messergebnissen der wichtigsten Parameter der beiden im Stretcherring eingebauten Kicker Cavities, vgl. [33].

Abhängigkeit der Position z eines auf der Strahlachse mit einem Faden eingebrachten, dielektrischen oder leitenden Körpers³³ gemessen wird. Aus der Verschiebung der Resonanzfrequenz lässt sich zunächst das elektrische Feld auf der Strahlachse gewinnen und daraus die Shuntimpedanz der Grundmode berechnen. Für Details zum Messaufbau und zur Auswertung wird wiederum auf die Ausführungen in [33] verwiesen. Der dort dargestellte und vermessene Verlauf des elektrischen Feldes beider Cavities ist nahezu identisch mit der in Abbildung 5.22 gezeigten Simulation des Feldes, was sich quantitativ auch bei den übereinstimmenden $\frac{R}{Q_0}$ -Werten in Tabelle 5.2 zeigt. Wegen der jedoch schon angesprochenen, reduzierten Kreisgüten erreichen die bestimmten Shuntimpedanzen der Kicker Cavities von 338Ω bzw. 316Ω nicht den Wert von 414Ω , der in Folge der Simulationsergebnisse abgeschätzt wurde.

Ansteuerung zweier Cavities

Die Ansteuerung der beiden Kicker Cavities erfolgt, wie im Aufbauschema der Feedback-Systeme in Abbildung 5.1 dargestellt, mit speziellen, breitbandigen und leistungsstarken HF-Bauteilen: Das Ausgangssignal der Backeneinheit ist mit dem HF-Eingang eines breitbandigen Halbleiterverstärkers (Milmega, AS0102-200, (1 – 2) GHz, 200 W) verbunden. Dieser Verstärker stellt ein maximales Ausgangssignal von 206 W zur Verfügung, das im relevanten Frequenzbereich von 1 bis 1,25 GHz durch nur sehr geringe Amplitudenschwankungen von $\pm 0,2 \text{ dB}$ sowie Phasenvariationen von $\pm 2^\circ$ gekennzeichnet ist.

Das Ausgangssignal steuert über einen internen Doppel-Richtkoppler des Verstärkers (Abschwächung der Kopplerabgriffe: $(-53 \pm 1) \text{ dB}$), der die Überwachung der vorlaufenden und reflektierten Leistung ermöglicht, sowie einen zusätzlichen extern angeschlossenen Zirkulator³⁴ (Bocen, (0,95 – 1,45) GHz, maximale Belastung: 400 W) mit einem dämpfungsarmen, möglichst kurzen Koaxialkabel (etwa 15 m, Aircom Plus, abgeschätzte Dämpfung bis 1,25 GHz: bis etwa $-2,3 \text{ dB}$, maximal 300 W) einen breitbandigen Zweifachsplitter (Werlatone, 0,8 bis 4,2 GHz, maximale Belastung: 250 W) an. Dieser Zweifachsplitter teilt das Korrektursignal für die beiden Kicker Cavities auf und befindet sich bereits unmittelbar am Montagegestell der beiden Cavities im Stretcherring.

³³Bei den durchgeführten Messungen wurde eine Eisenkugel mit einem Durchmesser von 10 mm verwendet.

³⁴Dieser zusätzliche Zirkulator, der im Reflexionszweig mit einem $50\text{-}\Omega$ Widerstand (Bird, 300-WT, maximale Belastung: 300 Watt) abgeschlossen ist, schützt den Verstärker insbesondere vor vom Elektronenstrahl im Kicker Cavity induzierter Leistung. Der Verstärker selbst besitzt standardmäßig einen internen Zirkulator, der vor Reflexionen, bis hin zu einer vollständigen Reflexion der Ausgangsleistung des Verstärkers bei offenem oder kurzgeschlossener Leitung schützt.

Die beiden phasen- und amplitudengleichen Ausgangssignale des Zweifach-Splitters werden mit zwei Koaxialkabeln (Aircell 7) unterschiedlicher Länge mit jeweils einem vierfach Splitter (Microlab, D4-55FN, 0,7 bis 2,7 GHz, maximale Belastung: 500 W) verbunden. Die unterschiedlichen Kabellängen dienen zum Zeitabgleich der Korrektursignale, da die Bunche nach Passage des ersten Cavities (Cavity 1) eine Strecke von 380 mm zurücklegen, bevor sie das Zentrum des zweiten Cavities (Cavity 2) erreichen, das in Richtung der Strahlachse in einem Abstand von 80 mm zum Cavity 1 montiert ist, was einer erforderlichen zeitlichen Verzögerung der Signale von etwa 1,27 ns entspricht. Diese wird unter Berücksichtigung der Kabeleigenschaften³⁵ durch ein um 315,4 mm längeres Zuleitungskabel für den Vierfach-Splitter des zweiten Kicker Cavities umgesetzt. Die Ansteuerung der vier Eingänge des Kicker Cavities erfolgt schließlich über vier, flexible, jeweils 80 cm lange Koaxialkabel (Aircell 7). Die verbleibenden vier Ausgänge des Cavities sind mit jeweils einem 50 Ω -Abschlusswiderstand (Bird, 100-CT-SA, maximale Belastung: 100 W) verbunden, die zur Wärmeabfuhr auf einer wassergekühlten Aluminiumplatte angebracht sind. Der realisierte Zeitabgleich zwischen den Cavities wird bei Ansteuerung mit einem beliebigen Korrektursignal durch den Vergleich jeweils eines Ausgangssignals der zwei Cavities bestätigt: Die Messung der Signale mit einem breitbandigen Oszilloskop ergibt eine Verzögerung von $(1,26 \pm 0,01)$ ns [33].

Wegen der unvermeidlichen Dämpfungen in den Zuleitungskabeln und den verwendeten HF-Bauteilen steht zur Ansteuerung der Cavities effektiv nur noch etwa eine um den Faktor 2 reduzierte Hochfrequenzleistung zur Verfügung. Insgesamt beträgt die Dämpfung für jeden der zwei Zuleitungspfade $(-2,5 \pm 0,4)$ dB [33], so dass sich eine maximale Ansteuerleistung P von (58 ± 5) W pro Cavity ergibt. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Shuntimpedanzen der Kicker Cavities aus Tabelle 5.2 ergeben sich mit Gleichung (4.11) die folgenden maximal zu erreichenden Beschleunigungsspannungen:

$$\text{Kicker Cavity 1: } U_a = (198 \pm 22) \text{ V} \quad ,$$

$$\text{Kicker Cavity 2: } U_a = (191 \pm 21) \text{ V} \quad .$$

Im Vergleich zum Einsatz nur eines Kicker Cavities, ist durch den Einbau zweier Exemplare eine im Mittel um den Faktor $\sqrt{2}$ höhere Gesamtbeschleunigungsspannung von 389 V gegeben, die zur Energiekorrektur für das longitudinale Feedback-System zur Verfügung steht.

In Zukunft ließe sich eine weitere Erhöhung der Beschleunigungsspannung um den Faktor $\sqrt{2}$ auf insgesamt etwa 550 V durch die Verwendung eines zweiten Hochfrequenzverstärkers und der in Abbildung 5.23 dargestellten Verschaltung umsetzen: Das Ausgangssignal des Backends wird dabei zunächst mit einem breitbandigen Zweifachsplitter für Kleinsignale, (z.B. Mini-Circuits, ZN2PD2-50, 0,5 bis 5 GHz) zur Ansteuerung der beiden Verstärker aufgeteilt. Im Anschluss daran sind alle Kabellängen zur Ansteuerung beider Cavities bis auf einen einstellbaren Phasensteller und die Zuleitung für den Verstärker des 2. Cavities identisch. Die erforderliche Länge dieser Verzögerungsleitung kann wiederum durch den Vergleich der in den Cavities vorliegenden Korrektursignale und den Abstand der Cavities bestimmt werden; ggf. ist eine zusätzliche Feinjustage der Verzögerung auch während des Betriebes durch den einstellbaren Phasensteller möglich.

Korrektursignal im Cavity

Zu Diagnosezwecken kann das Signal einer Ausgangsdurchführung von Kicker Cavity 2 mit einem Koaxialkabel (RG 213, 15 m) verbunden werden, das im HF-Raum über ein Dämpfungsglied (Microlab, AP-30N, -30 dB, maximal: 10 W) und mit einem 50 Ω -Widerstand abgeschlossen

³⁵Die Signalgeschwindigkeit im Aircell 7 Kabel beträgt $0,83 \cdot c$.

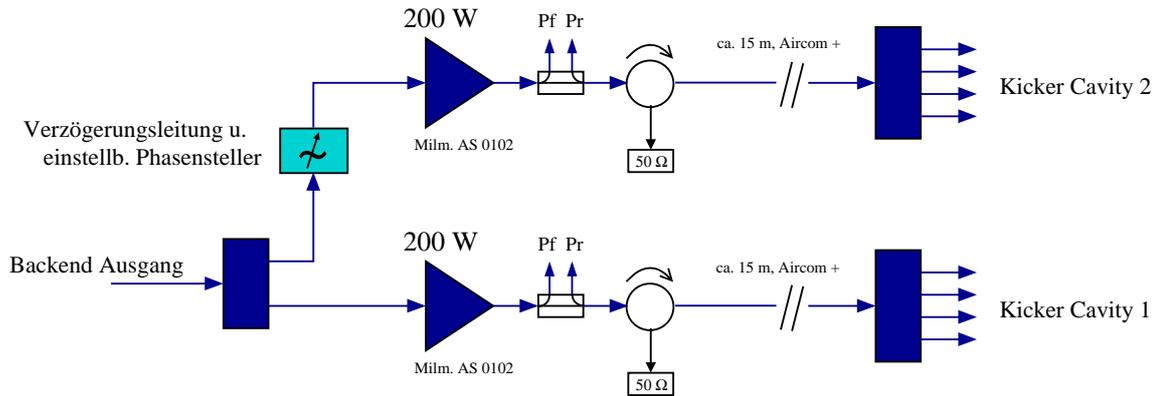


Abbildung 5.23: Schema zur Ansteuerung zweier Kicker Cavities mit zwei Verstärkern für das longitudinale Feedback-System.

vorliegt, so dass auch während des Betriebes des Stretcherrings die im Kicker Cavity zur Strahlkorrektur erzeugten elektrischen Felder und deren Signale beobachtet werden können. In Abbildung 5.24 ist eine solche Messung mit einem Speicheroszilloskop über 5 ns dargestellt, wobei das Korrektursignal mit dem internen Signalgenerator³⁶ der longitudinalen Prozessoreinheit als rechteckförmiges Signal von 249,7465 MHz erzeugt wurde, das zur Korrektur der Instabilitätsmode 137 dient und über Backend und Verstärker beide Kicker Cavities ansteuert. Deutlich sind die mit etwa 350 ps relativ breiten Spannungsspitzen zu erkennen, deren zugehörige elektrischen Felder für den zeitlichen Abstand der Bunche von 2 ns mit nahezu gleichem Betrag und alternierendem Vorzeichen entsprechend der Mode 137 die Energiekorrektur der Bunche im Cavity bewirken. Zum Vergleich liegt die zeitliche Bunchlänge bei einer Energie von 3,2 GeV für den Stretcherring bei etwa 200 ps und nimmt zudem für geringere Energien deutlich kleinere Werte an [23].

5.3.3 Stripline Kicker

Die in Kapitel 6 beschriebene Inbetriebnahme der horizontalen Feedback-Systems wurde mit einem am Stretcherring bereits installierten Stripline Kicker durchgeführt, da zu diesem Zeitpunkt die Fertigung eines neu entworfenen, verbesserten Stripline Kickers noch nicht abgeschlossen war [67]. Bevor auf die Entwicklung des neuen Stripline Kickers eingegangen wird, folgt zunächst die Beschreibung dieses existierenden Kickers.

Dieser Stripline Kicker, der in Abbildung 5.25 dargestellt ist, besitzt innerhalb seiner runden Vakuumkammer sowohl horizontal als auch vertikal angeordnete Streifenleiter und ist im Stretcherring auf der gegenüberliegenden Seite zum HF-Raum zwischen den Quadrupolen QD3 und QF4 (s. auch Abbildung 3.1) eingebaut³⁷, was zu sehr langen Zuleitungen (bis zu 90 m) mit entsprechend hohen Dämpfungen führt. Ein weiteres Problem ist, dass zur inneren Geometrie und zum Aufbau des Stripline Kickers, insbesondere zu Länge, Form und Abstand der Elektroden keine Unterlagen vorhanden sind. Der äußere Abstand der Vakuumdurchführungen von etwa 43 cm weist aber, wie nachfolgend gezeigt, auf eine im oberen Frequenzbereich der gewünschten Bandbreite von $f_{\text{HF}}/2 = 250$ MHz erheblich reduzierte transversale Shuntimpedanz hin.

³⁶Dazu wurde die Amplitude des Generators (vgl. Abbildung 5.12) auf 0,25 eingestellt, was eine Ausgangsspannung für die Prozessoreinheit zur Folge hat, mit der die maximale Ausgangsleistung des Verstärker erreicht wird, und somit jedes Cavity mit einer Leistung von etwa 56 W angesteuert wird.

³⁷Diese Einbauposition weist die folgenden Betafunktionen auf: β_x etwa 6,2 m und β_z etwa 8,5 m.

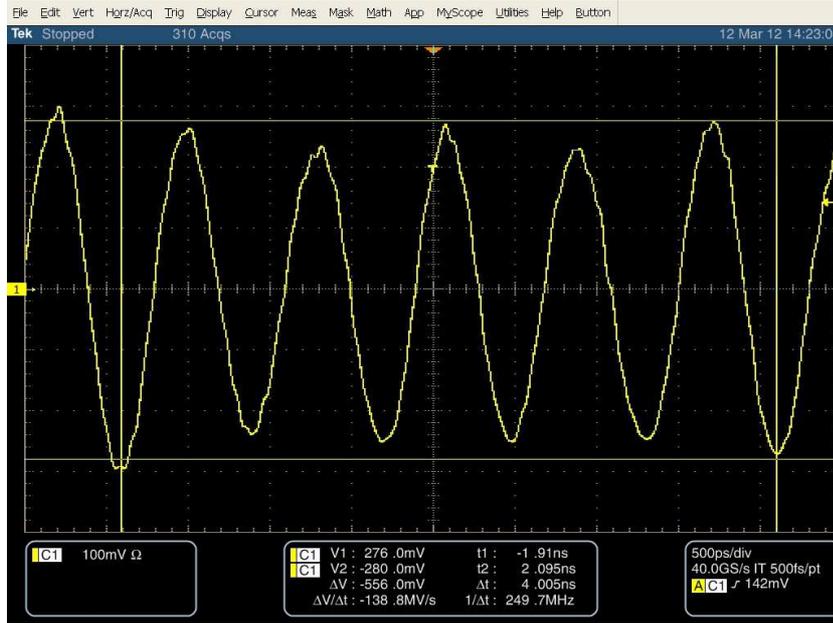


Abbildung 5.24: Messung des Korrektursignals für die Instabilitätsmode 137 im Kicker Cavity 2 über die im HF-Raum aufliegende Diagnoseleitung; Spannungsimpulse annähernd gleichen Betrages (280 mV) und alternierenden Vorzeichens im Bunchabstand von 2 ns.

Transversale Shuntimpedanz und Bandbreite

Falls die elektrische und magnetische Feldstärke auf der Strahlachse des Stripline Kickers bekannt sind, lässt sich die transversale Shuntimpedanz $R_{S,\perp}$ des Kickers mit den Gleichungen (4.13) und (4.14) bestimmen. Dabei ist die zeitliche Variation der transversalen E - und B -Felder durch die eingekoppelte Frequenz f sowie die Laufzeit der ultrarelativistischen, den Kicker passierenden Elektronen durch die Länge L der Streifenleiter vorgegeben. Die Bandbreite des Stripline Kickers ergibt sich aus dem frequenzabhängigen Verlauf von $R_{S,\perp}$, der sich theoretisch nach

$$R_{S,\perp}(k) = 2Z_0 \frac{g_{\perp}^2}{r^2} \frac{\sin^2(kL)}{k^2} \quad (5.2)$$

berechnen lässt [47, 54], wobei Z_0 die auf 50Ω optimierte Wellenleiterimpedanz der Streifenleiter, r deren halber Abstand und k die zur Frequenz f zugehörige Wellenzahl $k = 2\pi f/c$ angibt. Die Geometrie der Streifenleiter wird dabei durch den Faktor g_{\perp} berücksichtigt, der üblicherweise nahe bei Eins liegt und ein Maß für die Überdeckung des Strahles durch die Oberfläche der Streifenleiter ist [25]. Die Frequenzabhängigkeit von $R_{S,\perp}$, die alleine durch die Proportionalität zu $\frac{\sin^2(kL)}{k^2}$ bestimmt ist, ist in Abbildung 5.26 für drei verschiedene Streifenleiterlängen L dargestellt, wobei jeweils im Vorgriff auf den übernächsten Abschnitt die Geometrie des neuen Stripline Kickers zu Grunde gelegt wurde³⁸.

Der Verlauf von $R_{S,\perp}(f)$ verdeutlicht, dass eine Verlängerung der Streifenleiter zwar im Wesentlichen zu einer Vergrößerung der Shuntimpedanz führt, dies im relevanten Frequenzbereich bis 250 MHz aber gleichzeitig mit einem deutlich steileren Abfall von $R_{S,\perp}$ und damit mit einer verminderten Bandbreite einhergeht. So fällt die Shuntimpedanz für den am Stretcherring

³⁸Der Geometriefaktor wurde dabei nach $g_{\perp} = \frac{4}{\pi} \sin(\theta/2)$ berechnet [85] und nimmt für den Überdeckungswinkel θ von 85° der gebogenen Streifenleiter der neu entworfenen Kickergeometrie den Wert 0,86 an.

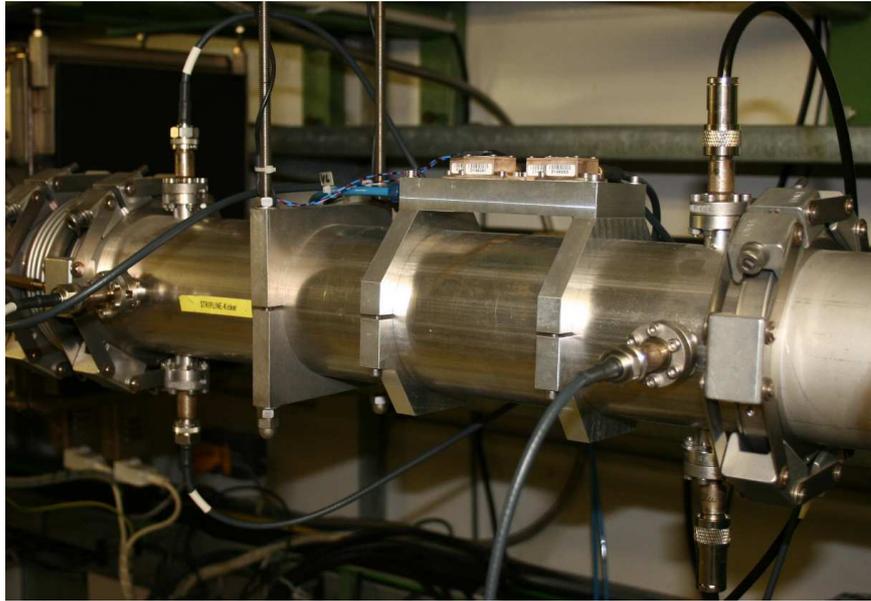


Abbildung 5.25: Am Stretcherring existierender Stripline Kicker mit horizontal und vertikal angeordneten Streifenleitern. Der Elektronenstrahl durchquert dabei den Kicker von links nach rechts. Deutlich sichtbar jeweils drei der vier Vakuumdurchführungen: Auf der rechten Seite befinden sich die Eingangsdurchführungen sowie auf der linken Seite die Ausgangsdurchführungen der Streifenleiter, welche mit den vier auf dem Kicker montierten $50\ \Omega$ -Widerständen abgeschlossen sind.

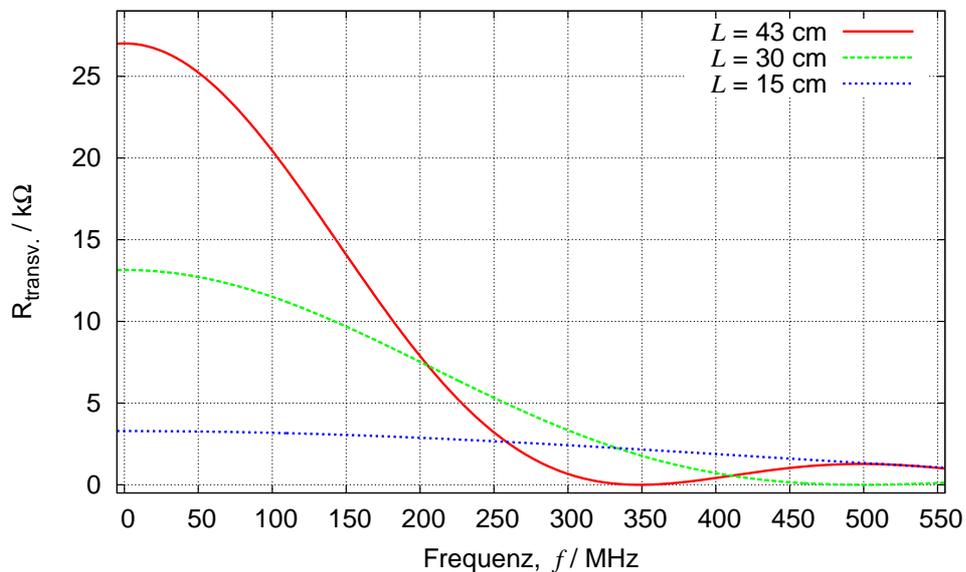


Abbildung 5.26: Frequenzabhängigkeit der transversalen Shuntimpedanz eines Stripline Kickers für verschiedene Längen L der Streifenleiter (43 cm: existierender Kicker, 30 cm: neuer Kicker).

existierenden Kicker mit $L = 43$ cm bei 250 MHz um den Faktor 7,9 im Vergleich zum Maximalwert $R_{S,\perp}(f = 0)$ ab, der bei Ansteuerung mit einem Gleichspannungssignal vorliegt; im Gegensatz dazu ist $R_{S,\perp}$ bei einer Leiterlänge von 30 cm bei 250 MHz nur um den Faktor 2,4 reduziert und liegt außerdem im Bereich von 205 bis 250 MHz oberhalb der Werte für eine Leiterlänge von 43 cm wie beim existierenden Kicker. Zusätzlich ist es wichtig, dass bei den Vielfachen der ELSA-HF von 500 MHz die Shuntimpedanz jeweils verschwindet, so dass eine Kopplung des Elektronenstrahls, dessen Frequenzspektrum durch die HF-Harmonischen dominiert ist, unterbunden wird, was wegen der zugehörigen Nullstellen von $R_{S,\perp}$ bei 500 MHz und Vielfachen durch $L = 30$ cm garantiert ist.

Aus diesen Gründen und weil zudem die Geometrie der Streifenleiter und damit die erreichbaren Shuntimpedanzen unbekannt sind, ist der existierende Stripline Kicker mit $L = 43$ cm keine optimale Komponenten für die transversale Strahlkorrektur. Daher wurde für die Entwicklung einer neuen Geometrie eines Stripline Kickers die Länge der Streifenleiter auf 30 cm festgelegt. Zudem ermöglicht eine solche Entwicklung, die Anpassung der Geometrie des Kickers an einen neuen Einbauort, für den dann deutlich kürze Zuleitungskabel erforderlich sind. Bevor auf diese neue Geometrie eingegangen wird, erfolgt zunächst die Beschreibung der Ansteuerung des bestehenden Kickers, die in dieser Form auch für den neuen Stripline Kicker vorgesehen ist.

Ansteuerung

Die Ansteuerung sowohl der horizontalen als auch der vertikalen Streifenleiter des im Stretcher ring installierten Stripline Kickers erfolgt jeweils völlig identisch wie in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt: Zunächst steuert das von den beiden transversalen Prozessoreinheiten an den DA-Ausgängen im Basisband bis rund 250 MHz zur Verfügung gestellte Korrektursignal jeweils einen breitbandigen Halbleiterverstärker (Amplifier Research, 100A250A, 10 kHz bis 250 MHz, 100 W) an. Das Ausgangssignal des Verstärkers, das im Frequenzbereich bis 250 MHz einen Maximalpegel von etwa (53 ± 1) dBm besitzt, kann zunächst mittels eines extern nachgeschalteten Doppelrichtkopplers (Amplifier Research, DC2600M2, 10 kHz bis 250 MHz, maximal: 600 W) zum Abgriff ($-50,5$ dB Abschwächung) der vorlaufenden und reflektierten Leistung überwacht werden. Anschließend folgt die Zuleitung der Signale mit einem dämpfungsarmen Koaxialkabel (etwa 90 m, Aircom Plus, abgeschätzte Dämpfung bis 250 MHz: bis zu -6 dB, maximale Belastung: 800 W) und über einen breitbandigen 180° -Splitter (Werlatone, H5675-10, 0,1 bis 250 MHz, maximale Belastung: 100 W) an die beiden Streifenleiter einer Ebene des Stripline Kickers. Der 180° -Splitter ermöglicht die gegenphasige Ansteuerung der gegenüberliegenden Streifenleiter und führt somit zur einer um den Faktor $\sqrt{2}$ erhöhten Ablenkspannung U_\perp .

Damit Elektronenstrahl und Hochfrequenzwelle des Korrektursignals, wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben, entgegengesetzte Bewegungsrichtungen aufweisen, sind die beiden Ausgänge des 180° -Splitters über je zwei gleich lange, flexible Koaxialkabel (Aircell 7) mit den koaxialen Vakuumdurchführungen des Kickers verbunden, deren Innenleiter mit derjenigen Endseite der Streifenleiter verbunden ist, welche der Strahleintrittsebene gegenüberliegt. Die weiteren Durchführungen, die an der Strahleintrittsebene positioniert sind, werden mit je einem 50Ω -Abschlusswiderstand (Bird, 100-CT-SA, maximale Belastung: 100 W) verbunden, die wiederum zur Wärmeabfuhr auf einer wassergekühlten Aluminiumplatte angebracht sind.

Zur Überprüfung der Breitbandigkeit und damit der Eignung des existierenden Stripline Kickers für ein transversales Feedback-System, wurde der Kicker mit verschiedenen Korrektursignalen der transversalen Prozessoreinheiten angesteuert. Als ein Beispiel ist in Abbildung 5.27 die Messung eines horizontalen Korrektursignals des Stripline Kickers dargestellt. Dabei wurde wiederum mittels des internen Signalgenerators der horizontalen Prozessoreinheit ein rechteckförmiges Signal mit einer Frequenz von etwa 249,8 MHz erzeugt, das zur Korrektur der

Instabilitätsmode 137 dient und welches, wie in Abbildung 5.1 gezeigt, über Verstärker und 180°-Splitter die seitlichen Streifenleiter des Kickers ansteuert. Um den zeitlichen Verlauf des horizontal ablenkenden elektrischen Feldes zu beobachten, wurde hier der obere Streifenleiter (zur vertikalen Korrektur) als Monitorelektrode verwendet und dessen Signal an der oberen Eingangsdurchführungen abgegriffen, abgeschwächt und auf ein breitbandiges Oszilloskop gegeben. Deutlich sind die Korrektursignale im Bunchabstand von 2 ns mit nahezu gleichem Betrag und alternierendem Vorzeichen entsprechend der zu dämpfenden Mode 137 zu erkennen.

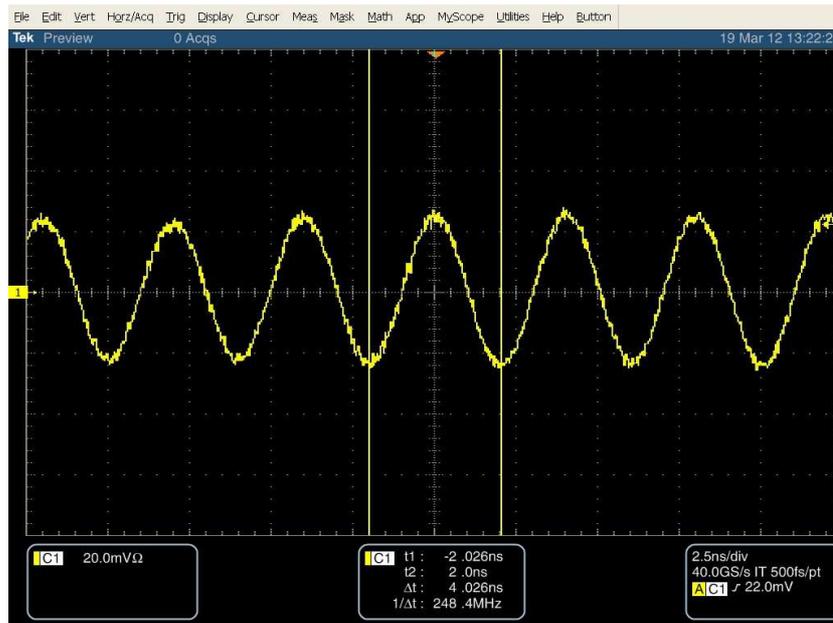


Abbildung 5.27: Zeitlicher Verlauf des horizontalen Korrektursignals im existierenden Stripline Kicker über 25 ns. Dazu wurde die auf der oberen Streifenelektrode induzierten Spannung gemessen, die das von den seitlich angeordneten Streifenleitern aufgebaute horizontale elektrische Feld kennzeichnet. Deutlich sichtbar ist das alternierende Korrektursignal im Bunchabstand von 2 ns, das zur Dämpfung der Instabilitätsmode 137 dient.

Entwicklung eines neuen Stripline Kickers

Die Geometrie einer neuen Kickerstruktur wurde im Rahmen einer begleiteten Arbeit [68] entworfen und hinsichtlich der maximal erreichbaren transversalen Shuntimpedanz $R_{S,\perp}$ und des vorgesehen Einbauortes³⁹ zwischen den beiden PETRA-Beschleunigungsresonatoren (s. auch Abbildung 3.1), welcher relativ kurze Zuleitungskabel in den HF-Raum von weniger als 20 m ermöglicht, optimiert. Nach der inzwischen abgeschlossenen Fertigung des Bauteils mit allen Einzelkomponenten ist die Montage und die Inbetriebnahme des neuen Stripline Kickers für die transversalen Feedback-Systeme für Mitte des Jahres 2012 vorgesehen [70].

Das in Abbildung 5.28 gezeigte Modell der neu entwickelten Geometrie besteht im Wesentlichen aus je zwei horizontal und vertikal gegenüberliegenden Streifenleitern, die als vier identische (Viertel-) Schalen mit einer Länge von 300 mm und einer Dicke von 1 mm rotationssymmetrisch um die Strahlachse des Kickers angeordnet sind. Beim Entwurf der Geometrie wurde ein möglichst kleiner Radius und eine weit aufgespannte Oberfläche für die Schalen angestrebt, um

³⁹Diese Einbauposition weist die folgenden Betafunktionen auf: β_x etwa 4,5 m und β_z etwa 10,5 m.

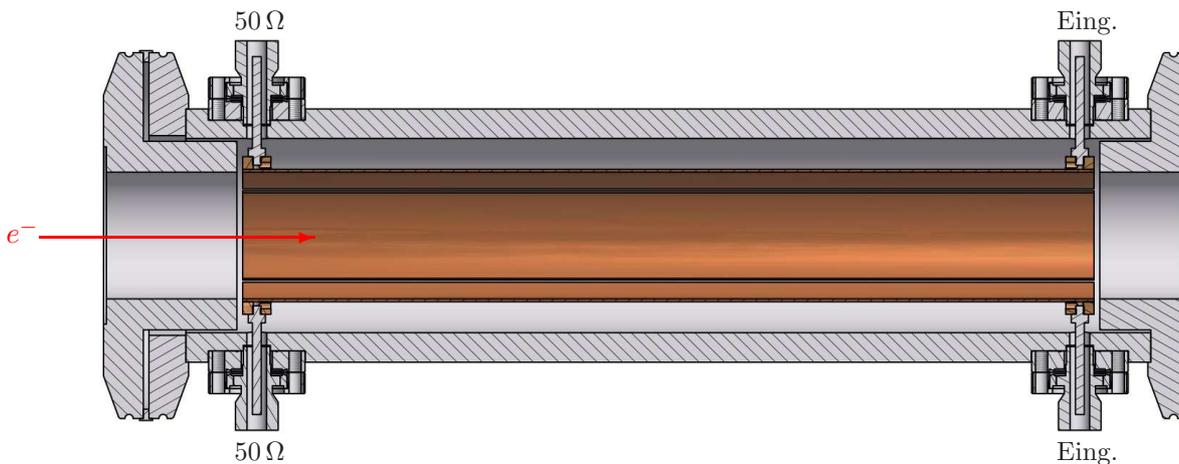


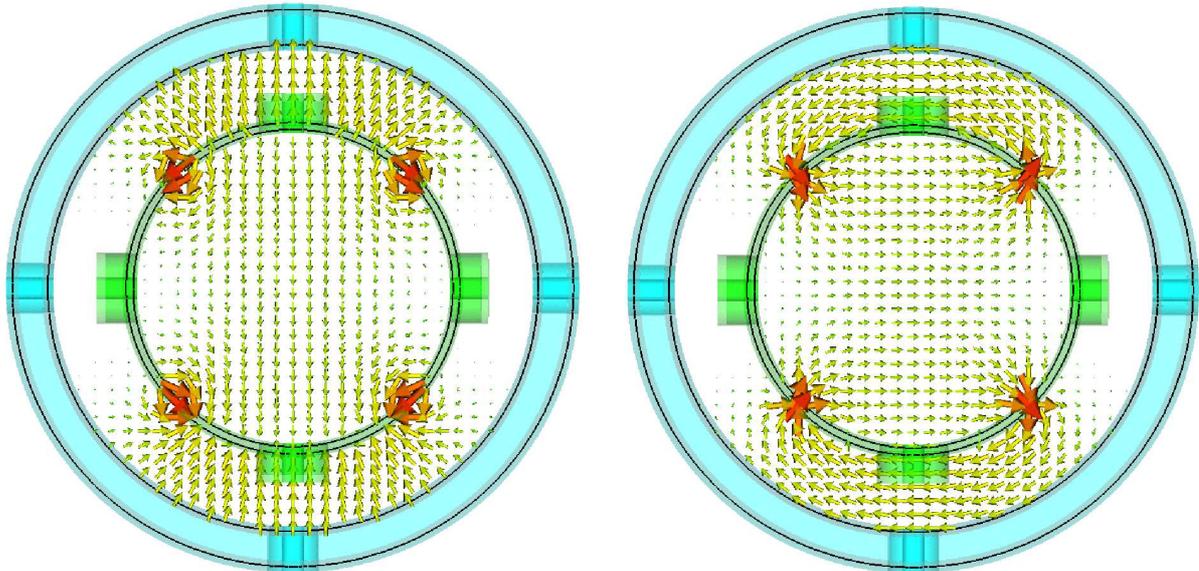
Abbildung 5.28: Längsschnitt des entworfenen Modells des Stripline Kickers (entnommen aus [68]): Die insgesamt vier, als Viertelschalen aus Kupfer gefertigten Streifenleiter sind jeweils über Verschraubungen mit den Innenleitern der koaxialen Vakuumdurchführungen verbunden und sind vom aus Edelstahl gefertigten Vakuumrohr umgeben. Die an den Seiten angebrachten Verbindungsflansche sind jeweils so entworfen, dass zur Vermeidung der Anregung von Wakefeldern nahezu keine Querschnittsänderungen an den Übergängen zu den Streifenleiter auftreten.

eine möglichst große Feldstärke auf der Strahlachse aufbauen zu können: Der Radius wurde unter Beachtung der zu erwartenden, maximalen horizontalen Strahlbreite ($2\sigma_x$, vgl. Gleichung (2.28)) von etwa 4,2 mm am geplanten Einbauort mit 22,5 mm festgelegt; die Schalen sind bis auf einen kleinen Sicherheitsabstand, um Spannungsüberschläge zu verhindern, soweit wie möglich aufgespannt, was einem Überdeckungswinkel von 85° entspricht [68].

Um den Verlauf der elektromagnetischen Felder einer solchen Anordnung zu untersuchen, wurden wiederum Simulationen mit dem Programmpaket CST STUDIO SUITE [1] durchgeführt. Mit Hilfe des bereits bei der Simulation des Kicker Cavities (s. Abschnitt 5.3.2) verwendeten Transient Solvers von CST Microwave Studio können die Eingangsdurchführungen, die wieder als Waveguide-Ports definiert wurden, mit gegenphasigen, amplitudengleichen Hochfrequenzsignalen angesteuert und die resultierenden elektromagnetischen Felder simuliert werden. Diese werden mit Feldmonitoren, die in der Querschnittfläche in der Mitte des Kickers positioniert sind, aufgenommen und sind in Abbildung 5.29 für die Ansteuerung der beiden horizontal angeordneten Schalen dargestellt. Die in Folge des elektrischen Dipolfeldes und des dazu senkrechten magnetischen Dipolfeldes wirkende Lorentzkraft verursacht eine vertikale nach unten gerichtete Ablenkung des Elektronenstrahls, der in Abbildung 5.29 den Stripline Kicker aus der Bildebene heraus passiert.

Bei den verwendeten Vakuumdurchführungen, die standardmäßig eine Impedanz von 50Ω aufweisen und den anschließenden gekrümmten Schalen (Innenleiter) inklusive des Vakuumrohrs (Außenleiter) handelt es sich um einen koaxialen Aufbau, dessen Geometrie – insbesondere der Abstand der Schalen zum Vakuumrohr und damit dessen Radius – im Bezug auf eine möglichst reflexionsfreie Einkopplung der Korrektursignale im Frequenzbereich bis 250 MHz festgelegt werden muss. Dazu wird wieder der Transient Solvers verwendet, der den Betrag des Reflexionsfaktors $|\rho|$ an den Durchführungen für unterschiedliche Abstände des Vakuumrohrs von den Schalen bestimmt. Dabei ergibt sich ein Abstand von 12 mm und damit ein Vakuumrohrradius von 34,5 mm, der eine nahezu optimale Impedanzanpassung garantiert, was im relevanten Frequenzbereich von 0 bis 250 MHz einem $|\rho| < 0,05$ entspricht [68].

Die zugehörigen Konstruktionszeichnungen des neuen Stripline Kickers, vor allem auch der für



(a) Momentanaufnahme des elektrischen Dipolfeldes. (b) Momentanaufnahme des magnetischen Dipolfeldes.

Abbildung 5.29: Querschnitt durch das Modell des neuen Stripline Kickers: Simulation der elektromagnetischen Felder bei gegenphasiger Ansteuerung der horizontalen Schalen zur vertikalen Strahlkorrektur (entnommen aus [68]). In diesem Fall passieren die Elektronen die Struktur aus der Bildebene heraus, so dass elektrischer und magnetischer Anteil der Lorentzkraft gleichgerichtet sind und der Strahl vertikal nach unten abgelenkt wird.

den angestrebten Einbauort erforderlichen zusätzlichen Spezialbauteile (Kreuzstück zum Pumpenanschluss, kegelförmig zulaufender Vakuumrohrübergang, Flansche) und die ausführlichen Simulationsergebnisse sind ebenfalls in [68] zu finden.

5.3.4 Fernsteuerung und Überwachung

In Ergänzung zur grafischen Oberfläche EPICS (vgl. Abschnitt 5.2.4) ist für jede Ebene der Feedback-Systeme eine grafische Oberfläche innerhalb des ELSA Kontrollsystems erstellt worden, die in erster Linie zur Fernsteuerung und Überwachung der jeweiligen Verstärker dient. Ausgehend von der in Abbildung 5.30 gezeigten Statusübersicht sind die jeweiligen Menüs für die Details der Einzelsysteme und Verstärker aufrufbar. Stellvertretend ist in Abbildung 5.31 die Oberfläche für das longitudinale System dargestellt. Neben dem Status der longitudinalen Prozessoreinheit (iGp-FBL) und der Möglichkeit, die Ausgangssignale der Einheit zu aktivieren (Feedback einschalten), können der Verstärker ferngesteuert (Netzspannung und HF-Ausgang) und die zugehörigen HF-Pegel (gemittelte Vorlaufleistung zur Ansteuerung beider Kicker Cavities und Rücklaufleistung am Verstärker) überwacht werden. Zudem kann die EPICS-Oberfläche der longitudinalen Prozessoreinheit direkt aus diesem Menü aktiviert werden (FBL EPICS).

Die $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstände sowohl der Kicker Cavities als auch des Stripline Kickers sind jeweils auf wassergekühlten Aluminiumplatten angebracht. Um sicherzustellen, dass die Kickerstrukturen nur bei entsprechendem Wasserdurchfluss der Platten mit HF-Leistung angesteuert werden, besitzen alle drei Verstärker eine interne Sicherheitssperre, die von einem Durchflusswächter im gemeinsamen Wasserkreislauf⁴⁰ der Kickerstrukturen freigegeben wird. Zusätzlich

⁴⁰Der Einbauort des neuen Stripline Kickers zwischen den beiden PETRA-Beschleunigungsresonator liegt in unmittelbarer Nähe zur Position der beiden eingebauten Kicker Cavities im Stretcherring (s. auch Abbildung 3.1)

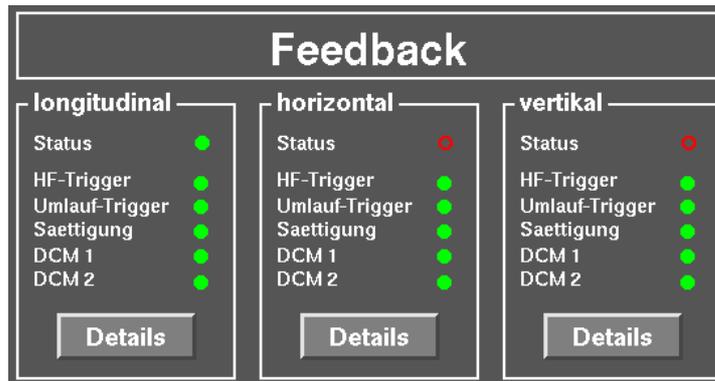


Abbildung 5.30: Statusmenü im ELSA Kontrollsystem zur Überwachung aller drei Prozessoreinheiten.

wurden die Montageplatten der $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstände und jeweils eine der Eingangsdurchführungen der Kickerstrukturen mit Widerständen (PT 100) zur Temperaturbestimmung versehen, deren Messwerte ebenfalls in der Oberfläche zur Überwachung angegeben werden. Details der Schaltungen für die Fernsteuerung, Überwachung und Sicherheitssperre sind in [33] zu finden. Grundsätzlich werden bei den Schaltungen Kleinstspannungen verwendet, die mittels der langsamen 12-Bit AD-Ein- bzw. 14-Bit DA-Ausgänge der longitudinalen und horizontalen Prozessoreinheit ausgelesen bzw. gesteuert werden. Die Fernsteuerung der beiden Verstärker für die transversalen Feedback-Systeme erfolgt über deren RS 232-Schnittstelle und einen Kontrollsystemrechner. Weiterhin geschieht die Überwachung der HF-Pegel dieser Verstärker durch die Auslese der nachgeschalteten externen Doppelrichtkoppler (DC2600M2) über vier HF-Leistungsdetektoren (Minicircuits, ZX47-40), deren Ausgangsspannungen mit den langsamen AD-Eingängen der horizontalen Prozessoreinheit gemessen werden. Die Verknüpfung dieser AD-Ein- und DA-Ausgänge der Prozessoreinheiten mit dem ELSA Kontrollsystem ist über eine vorhandene, in der Programmiersprache C geschriebene Schnittstelle zur EPICS-Oberfläche realisiert [60].

und ermöglicht zukünftig eine gemeinsame Wasserzuleitung, die das Wasser am Kühlkreislauf der ELSA-HF abgreift und für alle Kickerstrukturen der Feedback-Systeme zur Verfügung stellt.

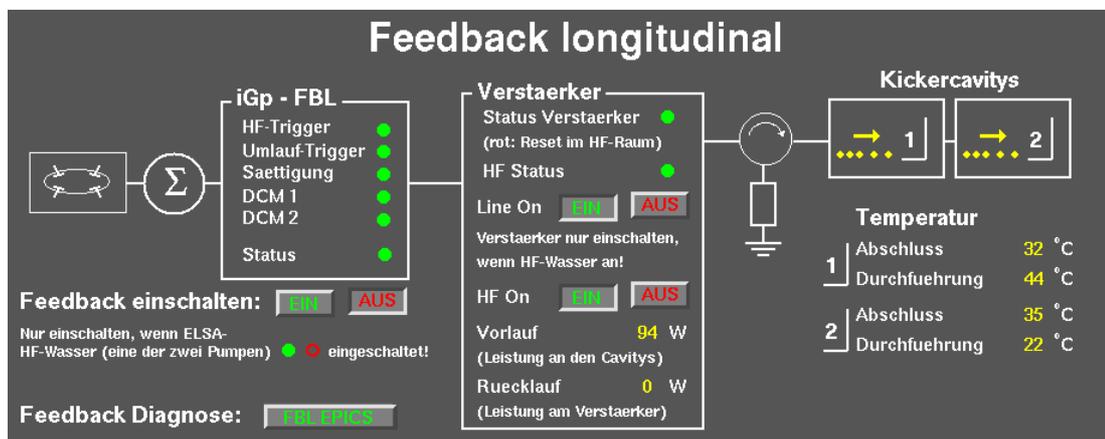


Abbildung 5.31: Oberfläche innerhalb des ELSA Kontrollsystems für das (aktive) longitudinale Feedback-System: Fernsteuerung des Verstärkers, Überwachung der HF-Leistungen (94 W zur Ansteuerung der Kicker Cavities) sowie Temperaturen, außerdem Zugang zur vollständigen EPICS-Oberfläche des longitudinalen Systems.

Kapitel 6

Inbetriebnahme und Messungen

In diesem Kapitel wird die Inbetriebnahme der am ELSA-Stretcherring aufgebauten Multi-Bunch Feedback-Systeme vorgestellt. Dazu wird schwerpunktmäßig das Vorgehen beim longitudinalen System beschrieben. Da die Inbetriebnahme der transversalen Feedback-Systeme in großen Teilen analog erfolgt, beschränkt sich die Beschreibung für das horizontale und vertikale System auf die entsprechenden Unterschiede. Für alle drei Schwingungsebenen wird die erfolgreiche Inbetriebnahme der Systeme durch entsprechende Messungen am Stretcherring während des Speichermodus belegt. Abschließend wird auf den Betrieb des longitudinalen Feedback-Systems während des Nachbeschleunigungsmodus eingegangen.

6.1 Inbetriebnahme des longitudinalen Systems

Der Nachbeschleunigungsmodus als Standardbetrieb des Stretcherrings ist wegen dessen Energierampe und den nicht vorhandenen stationären Bedingungen zur Inbetriebnahme der Feedback-Systeme ungeeignet. Deswegen wird für die Inbetriebnahme der Systeme der Stretcherring im Speichermodus bei einer Energie von 2,35 GeV mit unterschiedlichen Strahlströmen bis 60 mA betrieben. Die beiden PETRA-Beschleunigungsresonatoren des Stretcherrings werden dabei so angesteuert, dass die maximale Amplitude der Hochfrequenzspannung U_{HF} in Summe 1,98 MV beträgt. Dies führt bei einer Elektronenenergie von 2,35 GeV nach Gleichung (2.9) zu einer theoretischen Synchrotronfrequenz f_s von 87,4 kHz, wie sie auch im Nachbeschleunigungsmodus bei 2,35 GeV zu erwarten ist.

Da derzeit die Injektion eines Einzel-Bunches in den Stretcherring, dessen Speicherung die Inbetriebnahme der Systeme vereinfachen würde, noch nicht zur Verfügung steht, muss mit einer Multi-Bunch Füllung gearbeitet werden. Dabei handelt es sich um eine für den Speichermodus typische Füllung des Stretcherrings zu etwa 45 %¹, was in der Praxis ungefähr 125 gespeicherten Bunchen entspricht.

Das nachfolgend beschriebene Vorgehen zum Schließen der Feedback-Schleife des longitudinalen Systems beinhaltet im Wesentlichen das Einstellen der entsprechenden Parameter zur Zeitablaufsteuerung des Systems (vgl. auch [79]) und die Konfiguration der digitalen Filter, die die zur Dämpfung der kohärenten Elektronenschwingung erforderlichen Korrektursignale bestimmen.

¹Während der Inbetriebnahme der Systeme war der Speichermodus des Stretcherrings kontrollsystembedingt nur mit einer solchen Füllstruktur zu betreiben; die resultierende Lücke in der Füllung war in der Vergangenheit beim Speichermodus für den Synchrotronlichtbetrieb des Stretcherrings erforderlich.

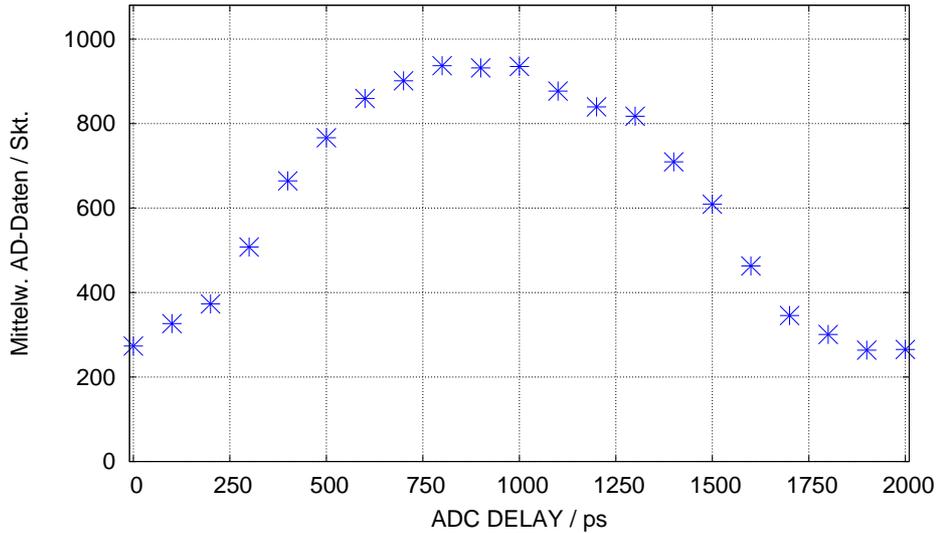


Abbildung 6.1: Longitudinale Prozessoreinheit: Messung der Mittelwerte der digitalisierten Eingangssignale gemittelt über alle gespeicherten Bunche in Abhängigkeit der zeitlichen Verzögerung des AD-Wandlers bei einem Strahlstrom von etwa 15 mA im Stretcherring.

6.1.1 Einstellung des Eingangskanals

Für den Betrieb des longitudinalen Feedback-Systems muss der longitudinale Kanal des Frontends die Phasendemodulation des BPM-Summensignals realisieren. Um die Einstellung der zeitlichen Verzögerung des AD-Wandlers der Prozessoreinheit (ADC DELAY) zu ermöglichen, müssen zunächst überhaupt ausreichend große Eingangssignale detektiert werden können. Bei der zugehörigen Datenaufnahme durch die Prozessoreinheit werden die Ausgangssignale des Frontends jeweils für alle 274 möglichen Bunche Umlauf für Umlauf mit dem AD-Wandler über eine typische Zeitreihenlänge von 25 ms abgetastet². Es ist hilfreich, im Weiteren nur noch die jeweiligen arithmetischen Mittel der Eingangsdaten jedes Bunches zu betrachten (vgl. auch Abbildung 5.14 oben links: Darstellung der Mittelwerte im Bereich von ± 2048 Skt. für 274 Bunche). Um also möglichst große Eingangssignale zu erhalten, sind die berechneten Mittelwerte durch Einstellen der Phase φ_{ref} des Referenzzweiges im longitudinalen Kanal des Frontends (LONG. PHASE) im Bereich von 0 bis 2000 Skt zu maximieren³.

Um nun die Einstellung der Verzögerung des AD-Wandlers vorzunehmen, wird der globale Mittelwert der digitalisierten Eingangssignale aller gespeicherter Bunche herangezogen. Dieser Wert wird in Abhängigkeit des ADC DELAY im Bereich von 0 bis 1999 ps in 100 ps Schritten aufgetragen. Aus der zugehörigen in Abbildung 6.1 gezeigten Messung wird deutlich, dass eine optimale Einstellung des ADC DELAY im Bereich von 800 bis 1000 ps liegt und sich die Minima erwartungsgemäß im Abstand von etwa ± 1 ns vom Maximum befinden.

Nach Einstellung des ADC DELAY auf 900 ps wurde ein weiterer Datensatz von 25 ms Länge aufgenommen; die Darstellung der zugehörigen Mittelwerte in Abhängigkeit der Bunch-Nummern

²Dies entspricht insgesamt $12,5 \cdot 10^6$ Datenpunkten und der Beobachtung der 274 möglichen gespeicherten Bunche über 45620 Umläufe im Stretcherring.

³Dieses Vorgehen ist identisch mit der Einstellung von φ_{ref} , um eine Amplitudenmodulation im Frontend umzusetzen. Da aber die Amplitudendemodulation nur für den Betrieb der transversalen Systeme erforderlich ist, wird dieses Vorgehen explizit erst in Abschnitt 6.2 behandelt.

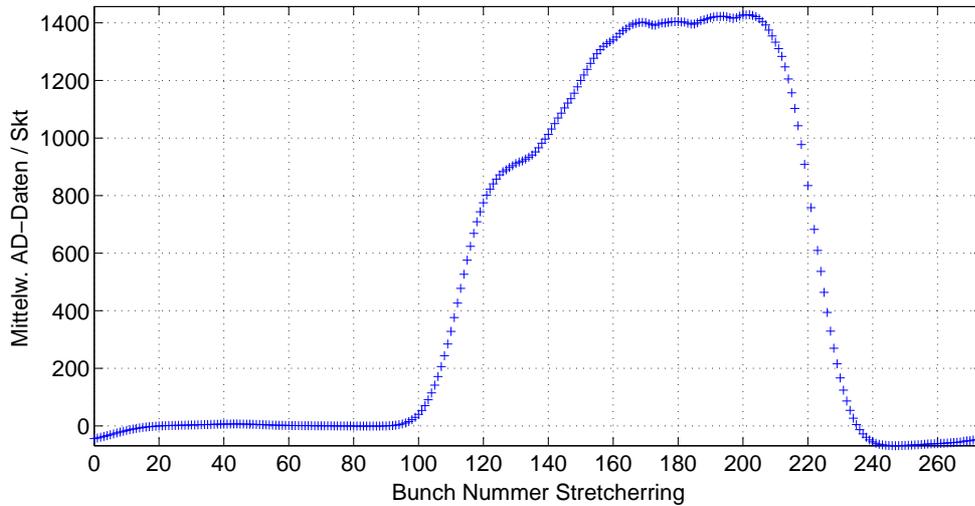


Abbildung 6.2: Longitudinale Prozessoreinheit: Mittelwerte der Eingangsdaten in Abhängigkeit der 274 Bunch-Nummern des Stretcherrings bei einem Strahlstrom von etwa 33 mA; die Füllstruktur-Lücke des Rings ist deutlich zu erkennen; für die von Null verschiedenen Mittelwerte im Bereich der Bunch-Nummern außerhalb der Füllung des Rings s. Fußnote 4.

in Abbildung 6.2 macht die angesprochene Füllstruktur des Stretcherrings mit Füllstruktur-Lücke und rund 125 gespeicherten Bunchen deutlich.

An dieser Stelle kann bereits, ausgehend von dieser mit dem longitudinalen System aufgenommenen Füllstruktur, die Einstellung der Verzögerung des Umlauftriggers (FIDUCIAL DELAY) jeweils für die beiden transversalen Feedback-Systeme vorgenommen werden: Um die synchrone Zuordnung der gespeicherten Bunchen zu den 274 Darstellungskanälen bei allen drei Systemen zu gewährleisten (vgl. auch Abschnitt 5.2.3), wird dazu der FIDUCIAL DELAY der transversalen Systeme im Bereich von 0 bis 273 Bunchabständen so eingestellt, dass die Anzeige der gespeicherten Bunche im Stretcherring bei allen drei Systemen identisch ist.

Um nun die erforderliche Phasendemodulation der BPM-Summensignale im longitudinalen Kanal des Frontends zu realisieren, muss der bereits oben beschriebene Phasensteller des Frontends (LONG. PHASE) entsprechend justiert werden. Dazu wird der Mittelwert eines vollständigen Datensatz von 25 ms Länge gegen die Einstellung des Phasenstellers in Schritten von 100 Skt. aufgetragen. Der in Abbildung 6.3 dargestellte (annähernd cosinusförmige) Verlauf ist entsprechend der Gleichungen (4.3) bzw. (4.4) zu erwarten.

Bei kohärenten Synchrotronoscillierungen der Elektronen handelt es sich um Phasenschwingungen $\varphi(t)$ und entsprechend variiert die Ankunftszeit der Elektronen im BPM periodisch mit der Zeit. Ist das Frontend bereits auf die erforderliche Phasendemodulation eingestellt, so sind die digitalisierten Eingangssignale der longitudinalen Prozessoreinheit proportional zur zeitabhängigen Auslenkung $\varphi(t)$. Dies bedeutet gleichzeitig, dass der über viele Umläufe des Stretcherrings berechnete Mittelwert der zugehörigen AD-Daten idealerweise Null ergeben sollte⁴. Aus der präsentierten Messung folgt daher für die Einstellung des Phasenstellers ein opti-

⁴In der Praxis können aus den nachfolgenden Gründen die Mittelwerte um einige Skt. von Null verschieden sein:

Erstens ist es möglich, dass auf dem Referenzweig des Frontends kleine, unerwünschte Gleichspannungsanteile

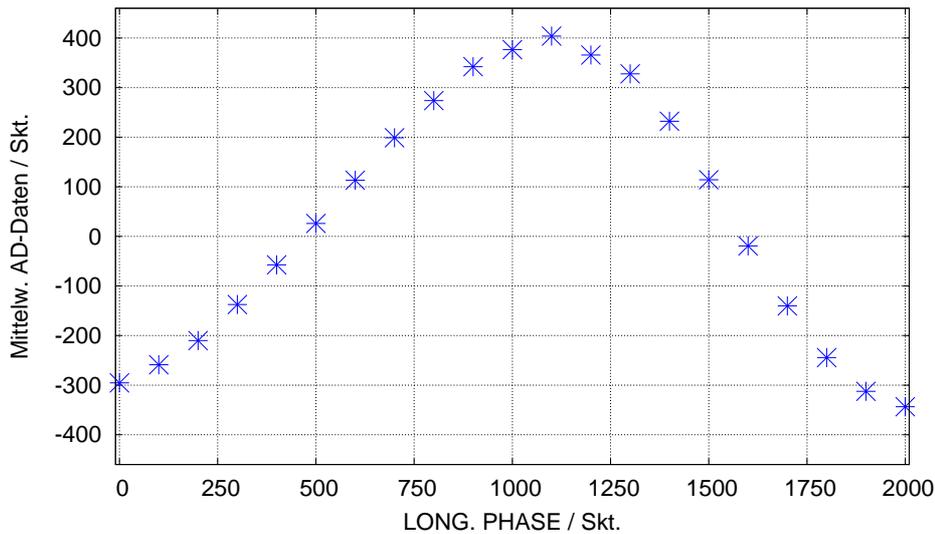


Abbildung 6.3: Longitudinale Prozessoreinheit: Messung der mittleren Amplitude aller digitalisierten Eingangssignale in Abhängigkeit des Phasenstellers des Referenzzweiges im longitudinalen Kanal des Frontends bei einem Strahlstrom von etwa 22 mA im Stretcherring.

maler Wert von etwa 465 bzw. 1570 Skt.⁵.

Damit ist der Eingangskanal des longitudinalen Feedback-Systems vollständig vorbereitet, um longitudinale, kohärente Elektronenschwingungen erfolgreich zu detektieren. Die Eingangsdaten jedes Bunches sind dann proportional zur momentanen Auslenkung $\varphi(t)$ des Ladungsschwerpunktes des Bunches relativ zur Sollphase φ_S . Die Mittelwerte – ergänzt durch die zugehörigen Standardabweichungen⁶ – eines weiteren Datensatzes, der bei einer Einstellung des Phasenstellers des Frontend (LONG. PHASE) von 465 Skt. und einem gespeicherten Strahlstrom von 32 mA aufgenommen wurde, sind in Abbildung 6.4 gegen die Bunch-Nummer aufgetragen: Sowohl die für alle Bunch-Nummern gültige Verschiebung der Mittelwerte um etwa $(+30 \pm 10)$ Skt. als auch die Variation der Mittelwerte für die gespeicherten Bunche (Bunch-Nummern: 110 bis 235) um ± 34 Skt. ist klein verglichen mit den dargestellten Werten der Standardabweichung der

le vorhanden sind. Falls für eine bestimmte Bunch-Nummer zwar kein Bunch im Stretcherring gespeichert ist und damit auch kein zugehöriges BPM-Signal am Frontend anliegt, erreichen diese Störsignale unabhängig von der Einstellung des Phasenstellers den AD-Wandler der Prozessoreinheit und werden digitalisiert. Bei Aufnahme eines Datensatzes ohne Strahl werden diese Gleichspannungsanteile als Mittelwerte der AD-Daten für jede Bunch-Nummern im Bereich von etwa ± 35 Skt. sichtbar.

Zweitens sind die Sollphasen der einzelnen Bunche geringfügig unterschiedlich, was u. a. eine Folge der unterschiedlichen Ladung der einzelnen Bunche ist. Der Phasensteller des Referenzzweiges im longitudinalen Frontendkanal wird aber global zur Phasendemodulation der BPM-Signale aller Bunche eingestellt. Daher ist dessen Einstellung bezogen auf jede individuellen Sollphasen der Bunche nicht notwendigerweise optimal, was sich in zusätzlichen, für jeden Bunch unterschiedlichen konstanten Spannungsanteilen niederschlägt. Diese Anteile erhöhen oder reduzieren ebenfalls die berechneten Mittelwerte der AD-Daten der entsprechenden Bunche um bis zu einige 10 Skt.

⁵Beide Werte unterscheiden sich nur im Vorzeichenwechsel, garantieren aber jeweils die erfolgreiche Phasendemodulation im longitudinalen Frontendkanal, so dass beide zur Einstellung des Phasenstellers verwendet werden können; entscheidend ist, dass nach Festlegung auf einen der Werte dieser (hier: 465 Skt.) für das weitere Vorgehen zur Inbetriebnahme des longitudinalen Feedback-Systems bestehen bleibt.

⁶Um der Verarbeitung von insbesondere 50 Hz-Störsignale in den Eingangsdaten vorzubeugen, werden die AD-Daten vor Berechnung der Standardabweichung mit einem digitalen Hochpass-Filter (3 dB Grenzfrequenz: 50 kHz) ausgewertet.

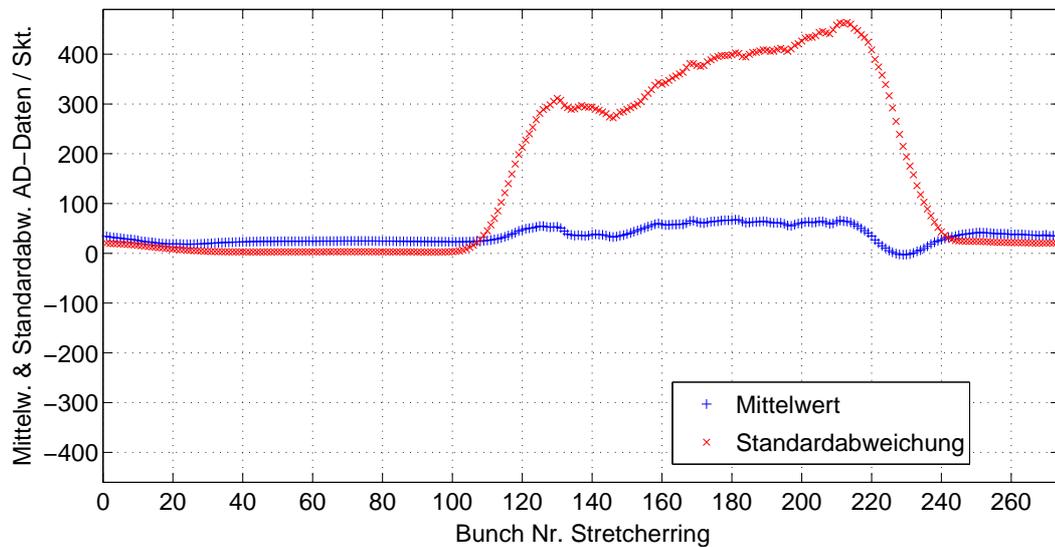


Abbildung 6.4: Mittelwert und Standardabweichung eines Datensatzes nach vollständig eingestellten Eingangskanal des longitudinalen Systems bei einem gespeicherten Strahlstrom von 32 mA im Stretcherring. Deutlich werden durch die großen Werte der Standardabweichung die angeregten, longitudinalen kohärenten Schwingungen der gespeicherten Bunche (110 bis 235) gekennzeichnet.

AD-Daten von bis zu 460 Skt. für die gespeicherten Bunche⁷. Da die Standardabweichung die Streuung der AD-Daten eines Bunches um deren Mittelwert angibt, ist diese gleichzeitig auch ein Maß für die Schwingungsamplitude der detektierten longitudinalen Schwingungen der Ladungsschwerpunkte der gespeicherten Bunche und ein eindeutiger Beleg für angeregte, kohärente longitudinalen Elektronenschwingungen.

6.1.2 Einstellung des Ausgangskanals

Die Funktionsfähigkeit des longitudinalen Systems ist nur dann gegeben, wenn im Ausgangskanal des Systems sichergestellt ist, dass die generierten Korrektursignale mit möglichst maximaler Amplitude dem entsprechenden Bunch, für diesen sie bestimmt wurden, zugeführt werden. Dazu muss die Einstellung der Phase des Trägersignals im Backend (BACK-END PHASE: 0 bis 2000 Skt.), das die in Abschnitt 5.3.1 beschriebene Einseitenband-Amplitudenmodulation für das Korrektursignal realisiert, die Verzögerung der Korrektursignale in Einheiten des Bunchabstandes (OUTPUT DELAY: 0 bis 273 Buncheneinheiten \times 2 ns) und der Zeitabgleich des DA-Wandlers (DAC DELAY: 0 bis 1999 ps) vorgenommen werden. Da die Einstellung dieser Parameter nur bei Betrachtung eines einzelnen Bunches möglich ist, wird der in Abschnitt 5.2.4 beschriebene interne Signalgenerator der longitudinalen Prozessoreinheit verwendet, der die Anregung von Synchrotronschwingungen für einen einzelnen Bunch ermöglicht. Um diese von außen erzwungene Einzel-Bunch Anregung nicht durch vom Stretcherring selbst verursachte Strahlschwingungen zu stören, wird das folgende Vorgehen jeweils bei kleinen Strahlströmen unterhalb von 10 mA durchgeführt.

Zunächst wird mit dem internen Generator ein sinusförmiges Signal entsprechend der zu er-

⁷Zu den von Null verschiedenen Mittelwerten s. die Erklärungen in Fußnote 4.

wartenden Synchrotronfrequenz⁸ f_s von 87,4 kHz erzeugt, das alle möglichen gespeicherten Bunche (DRIVE PATTERN: 1:274) des Stretcherrings anregen soll. Die gespeicherten und zu Dipol-Schwingungen angeregten Bunche sind im RMS-Fenster in der EPICS-Oberfläche (s. Abbildung 5.14) durch deutlich von Null verschiedene Werte der Standardabweichung gekennzeichnet. Unter Beobachtung dieser Anzeige kann nun die Anregung auf einen beliebigen, gespeicherten Bunche eingeschränkt werden. Eine solche Einzel-Bunch Anregung ist in Abbildung 6.5 anhand der berechneten Standardabweichungen eines aufgenommen Datensatzes dargestellt.

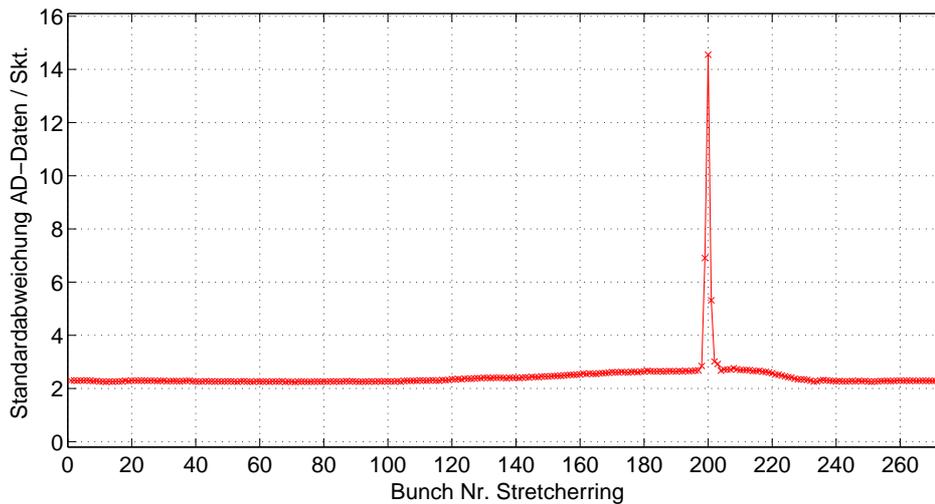


Abbildung 6.5: Messung der Standardabweichung der Eingangsdaten zur Darstellung der Einzel-Bunch Anregung von Bunch Nr. 200 bei einem gespeicherten Strahlstrom von 3,6 mA im Stretcherring.

Für eine möglichst maximale Amplitude des Korrektur- bzw. Anregungssignals ist die im Folgenden beschriebene Einstellung der Backend-Phase erforderlich. Dazu ist in Abbildung 6.6 die Standardabweichung der aufgenommenen AD-Daten des angeregten Bunches Nr. 200 in Abhängigkeit des Phasenstellers für die Backend-Phase (BACK-END PHASE) in Schritten von 100 Skt. aufgetragen. Die Aufnahme eines weiteren Datensatzes mit kleinerer Schrittweite im Bereich von 950 bis um 1250 Skt des Phasenstellers bei gleichzeitiger Beobachtung des zugehörigen Peaks bei f_s im Fourier-Spektrum der AD-Daten für Bunch Nr. 200 (EPICS-Oberfläche, s. Abbildung 5.14: Averaged Spektrum) ergibt, dass der maximale Wert der Anregung bei einem Wert von 1125 Skt für den Phasensteller des Backends gegeben ist.

Üblicherweise unterscheidet sich die zur Anregung ausgewählte Bunch-Nummer (Drive Pattern) des Signalgenerators von dem durch das System angeregten und daher auch im RMS-Fenster der EPICS-Oberfläche entsprechend angezeigten Bunch. Soll z. B. eigentlich Bunch Nr. A angeregt werden, was aber zur tatsächlichen Anregung von Bunch Nr. B führt, so ist die aktuell eingestellte Verzögerung (OUTPUT DELAY in zeitlichen Bunchabständen: 0 bis 273) des Ausgangssignals der longitudinalen Prozessoreinheit um den Betrag $|A - B|$ zu verkleinern ($A < B$) bzw.

⁸Da meist die exakte Synchrotronfrequenz f_s nicht bekannt ist, bietet es sich zu Anfang an, den Signalgenerator mit einer Frequenzmodulation von wenigen kHz um die theoretisch zu erwartende Synchrotronfrequenz zu betreiben. Im Fourierpektrum der aufgenommenen AD-Datensätze in der EPICS-Oberfläche (s. Abbildung 5.14: Averaged Spektrum) ist f_s dann durch einen schmalen Peak gekennzeichnet. Die so vermessene Wert für f_s wird anschließend als Frequenzvorgabe für den nun ohne Modulation betriebenen Signalgenerator verwendet.

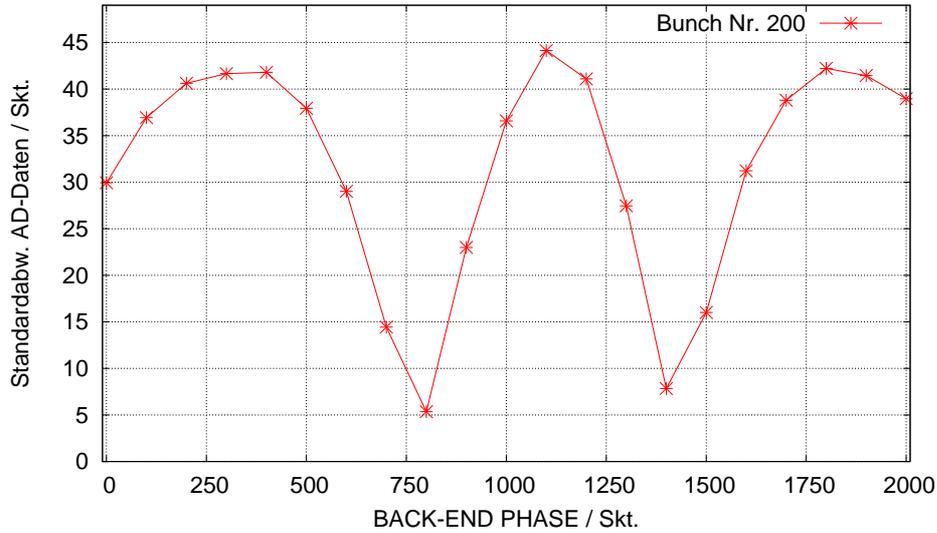


Abbildung 6.6: Messung der Standardabweichung der Eingangsdaten des zu Synchrotronschwingungen angeregten Bunch Nr. 200 in Abhängigkeit des Phasenstellers des Backends bei einem Strahlstrom von etwa 7 mA im Stretcherring. Zur besseren Sichtbarkeit des Verlaufes der einzelnen Messwerte wurde diese durch Linien miteinander verbunden.

zu erhöhen ($A > B$). Anschließend führt die Aktivierung des Signalgenerators für Bunch Nr. A auch zur tatsächlichen Anregung von Bunch Nr. A .

Abschließend ist die zeitliche Verzögerung des DA-Wandlers (DAC DELAY) einzustellen. Dafür wird die Standardabweichung der AD-Daten des angeregten Bunch Nr. 200 bei Variation des DAC DELAY in Schritten von 100 ps betrachtet. Aus der zugehörigen Messung in Abbildung 6.7 ergibt sich eine optimale Einstellung der Verzögerung des DA-Wandlers von rund 1200 ps, wobei der sehr breite Verlauf des Messwerte auffällt. Dieser ist durch die endliche Bandbreite insbesondere der Kicker Cavities bedingt, so dass bei der Einzel-Bunch Anregung auch noch im Abstand von ± 1 ns vom Maximum die Amplitude der Beschleunigungsspannung in den Kicker Cavities ausreichend groß ist, um Synchrotronschwingungen des Bunches Nr. 200 anzuregen. Dies führt ferner dazu, dass nicht nur Bunch Nr. 200, sondern, wie bereits in Abbildung 6.5 zu erkennen ist, auch die benachbarten Bunche 199 und 201 mit (reduzierter) Schwingungsamplitude angeregt werden.

Mittels einer diskreten Fouriertransformation, vgl. [73], die auf die AD-Daten des Bunches 200 angewendet wird, erhält man das Fourier-Spektrum, in dem man die zugehörige Schwingungsfrequenz der Bewegung des Ladungsschwerpunktes des Bunches 200 bestimmen kann. Das Spektrum ist wegen der Abtastrate der Datenaufnahme, die für jeden Bunch der Umlauffrequenz f_U des Stretcherrings entspricht, auf den Frequenzbereich bis $f_U/2$, also auf etwa 910 kHz begrenzt. Ferner liegt die Frequenzauflösung bei Aufnahme eines Datensatzes von 25 ms bei 40 Hz. Für die aufgenommenen Datensätze der Bunche Nr. 199 bis 201 sind die berechneten Amplitudenspektren⁹ im für Synchrotronschwingungen relevanten Frequenzbereich von 85 bis 91 kHz in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Frequenzen der mit dem internen Signalgenerator angeregten

⁹Wie auch in der Darstellung der Fourier-Spektren in der EPICS-Oberfläche sind hier und bei den weiteren gezeigten Fourier-Spektren in diesem Kapitel die berechneten Amplituden A_{spec} der Spektren in die Einheit dB aufgetragen; die Umrechnung erfolgt dabei nach: $20 \cdot \log(A_{\text{spec}})$.

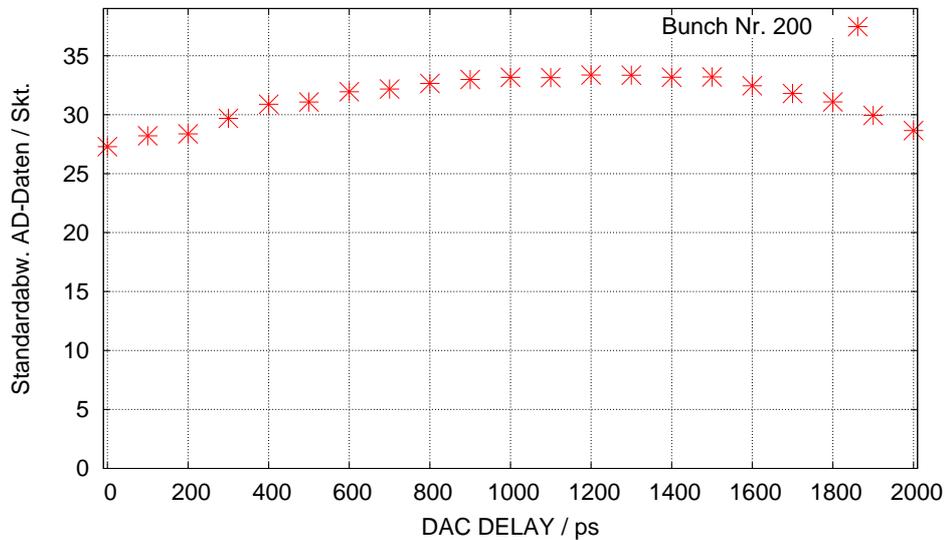


Abbildung 6.7: Messung der Standardabweichung der Eingangsdaten des angeregten Bunches Nr. 200 in Abhängigkeit der zeitlichen Verzögerung des DA-Wandlers bei einem Strahlstrom von etwa 5 mA im Stretcherring.

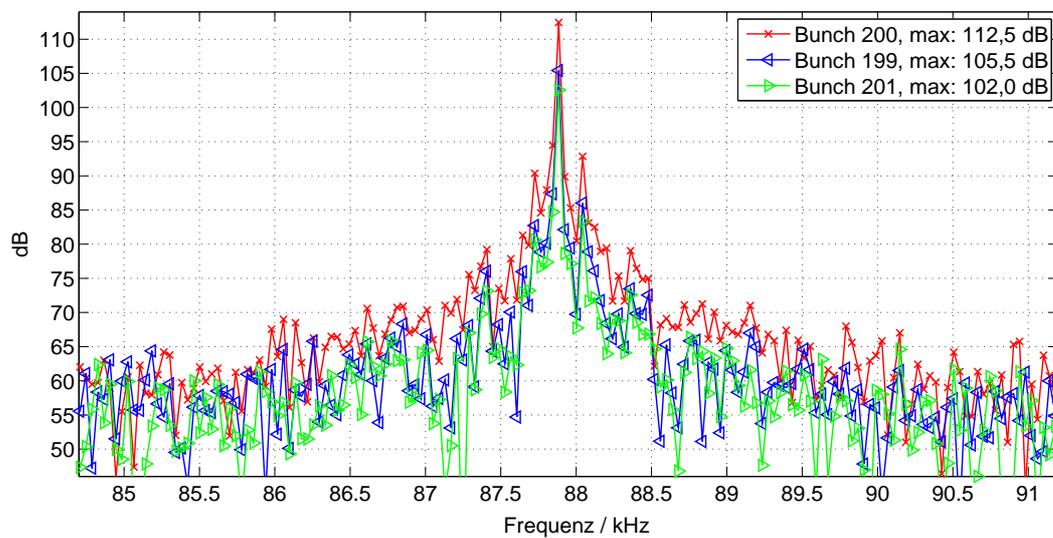


Abbildung 6.8: Fourier-Spektrum der AD-Daten der Bunche Nr. 199 bis 201 bei einem Strahlstrom von etwa 3,6 mA im Stretcherring.

Synchrotronschwingungen sind erwartungsgemäß für alle drei Bunche identisch und entsprechen nahezu der zuvor, für maximale Anregung optimierten, unmodulierten Frequenzvorgabe des Generators. Sie liegen damit im Bereich der nach Gleichung (2.9) theoretisch zu erwartenden Synchrotronfrequenz bei einer Strahlenergie von 2,35 GeV und geringen gespeicherten Strömen im Stretcherring. Außerdem sind die bereits erläuterten reduzierten Schwingungsamplituden der ebenfalls mitangeregten Bunche 199 und 201 auch im Spektrum durch um 7 bzw. 10,5 dB ver-

ringerte Peaks gekennzeichnet. Diese unsymmetrische Anregung der benachbarten Bunche wird in einem letzten Schritt durch Feinjustage des DAC DELAY um einige 10 ps angeglichen, um jeweils eine identische Isolation zu den benachbarten Bunchen zu realisieren.

6.1.3 Erzeugung digitaler Bandpassfilter

Die Zeitablaufsteuerung des longitudinalen Feedback-Systems ist nun vollständig eingestellt; zum Schließen der Feedback-System-Schleife ist ferner noch die Erzeugung eines geeigneten, digitalen FIR-Bandpassfilters (s. Abschnitt 4.3.1) erforderlich. Die Charakteristik des Filters wird mit Hilfe des in Abbildung 5.11 gezeigten EPICS-Fensters vorgegeben und ist durch M Filterkoeffizienten c_k vollständig festgelegt. Entsprechend der Vorschrift (4.8) verarbeitet der Filter die digitalen Eingangssignale, die proportional zur Auslenkung des Ladungsschwerpunktes des Bunches sind, Umlauf für Umlauf ein. Dabei wird für jeden der 274 Kanäle der Prozessoreinheiten (vgl. Schema in Abbildung 4.3) der gleiche Filter verwendet¹⁰, dessen Ausgangssignal ein für jeden Bunch individuelles Korrektursignale zur Dämpfung der kohärenten Bewegung der Elektronen des Bunches zur Verfügung stellt.

Zur Bestimmung der M Filterkoeffizienten geht man von einem idealen Bandpassfilter aus, den nur Schwingungen bestimmter Frequenzen passieren können, und gibt für die Koeffizienten h_k , mit $k = 0, 1, \dots, M - 1$ einen sinusförmigen Verlauf vor [39]:

$$h_k = 2^g G_F \cdot \sin \left(2\pi Q_s k + \frac{\Phi_{FB}}{360^\circ} \right). \quad (6.1)$$

Dabei wird mit dem longitudinalen Arbeitspunkt $Q_s = \frac{f_s}{f_U}$ das Verhältnis aus Synchrotronfrequenz als gewünschte Durchlassfrequenz des Filters zur Umlauffrequenz des Stretcherrings als Abtastfrequenz der Eingangsdaten eines Bunches sowie mit Φ_{FB} die Phase des Filters berücksichtigt. Ferner gibt g (g : SHIFT GAIN) die in Abschnitt 5.2.4 beschriebene Ausgangskanalverstärkung 2^g der Prozessoreinheit (g : SHIFT GAIN) und G_F einen beliebig wählbaren Verstärkungsfaktor des Filters zwischen 0 und 1 an.

Bei der Bestimmung der eigentlichen Filterkoeffizienten c_0, \dots, c_{M-1} wird nun außerdem noch der Mittelwert der Koeffizienten h_k berücksichtigt [39]:

$$c_k = h_k - \frac{1}{M} \sum_{l=0}^{M-1} h_l, \quad (6.2)$$

um zu gewährleisten, dass der Filter keine konstanten Eingangssignale, d.h. Gleichspannungen verstärkt.

Zur Inbetriebnahme des longitudinalen Feedback-Systems wurde ein Bandpassfilter verwendet, der eine möglichst große Verstärkung bei der Synchrotronfrequenz aufweist, um kohärente longitudinale Dipolschwingungen der Bunche zu dämpfen. Dazu wurde von einem longitudinalen Arbeitspunkt Q_s von 0,047 ausgegangen und ein Filter mit $M = 21$ Koeffizienten erzeugt¹¹, die mit den Gleichungen (6.1) und (6.2) zusammen mit den Vorgaben: $g = 0$, $G_F = 1$ und $\Phi_{FB} = 20^\circ$ bestimmt wurden und in Abbildung 6.9 dargestellt sind.

Berücksichtigt man die Abtastrate, also die Umlauffrequenz f_U des Stretcherrings, mit welcher

¹⁰Dabei stehen zwei verschiedene Filtersätze in der EPICS-Oberfläche zur Auswahl zur Verfügung.

¹¹Bei der Wahl der Anzahl M der Koeffizienten, die auch als Filterlänge bezeichnet wird, ist zu beachten, dass sich zwar eine hohes M auf Schmalbandigkeit und Verstärkungsfaktor des Filters positiv auswirkt, gleichzeitig aber der Phasengang des Filters steiler wird und damit bereits für kleine Abweichungen von der Synchrotronfrequenz die Filterphase nicht mehr optimal ist. Für die Wahl von M bietet sich als Orientierung der Kehrrbruch des Arbeitspunktes $1/Q_s$ an, da dieser die Anzahl der Umläufe im Stretcherring und damit die Anzahl der Abtastungen angibt, die bis zu einer vollen Periode der kohärenten Elektronenschwingung stattfinden [78].

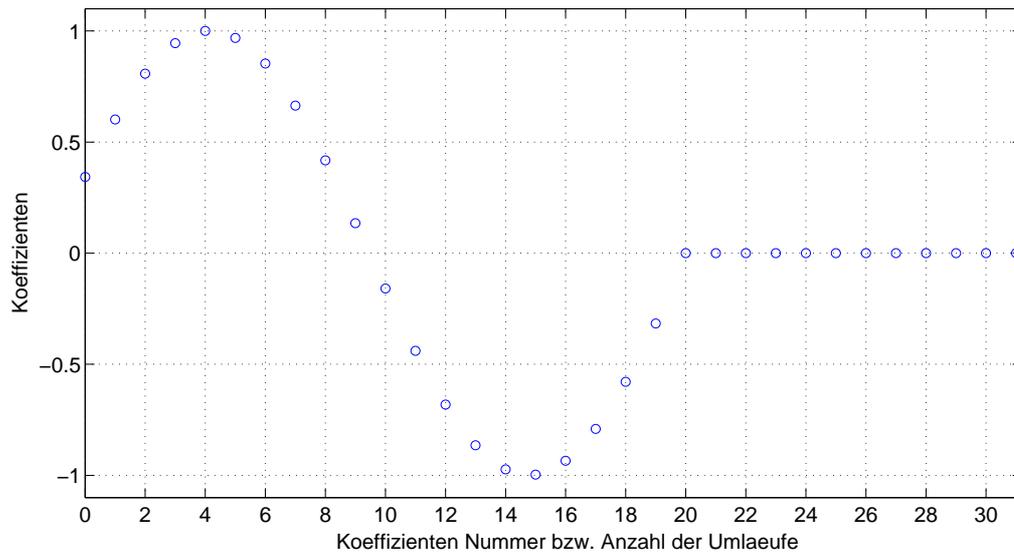


Abbildung 6.9: Koeffizienten des FIR-Bandpassfilters für die Inbetriebnahme des longitudinalen Feedback-Systems mit $Q_s = 0,047$, $\Phi_{FB} = 20^\circ$ und $G_{FB} = 1$.

der Filter die Eingangsdaten eines Bunches verarbeitet, so liegt der Verlauf der Filterkoeffizienten im Zeitbereich vor. Davon ausgehend lässt sich mittels diskreter Fouriertransformation der zugehörige Amplituden- und Phasenverlauf des Filters in Abhängigkeit der Frequenz bestimmen, den Abbildung 6.10 zeigt. Die Verstärkung des Filters ist im Bereich der zu erwartenden Synchrotronfrequenz nahezu maximal und ist für kleine Abweichungen im Bereich von einigen kHz nur geringfügig reduziert.

Nach Laden der Filterkoeffizienten in den FPGA der longitudinalen Prozessoreinheit kann das longitudinale Feedback-System aktiviert werden. Gleichzeitig wird das gemittelte Fourier-Spektrum und die Standardabweichung der AD-Eingangsdaten der gespeicherten Bunche mit Hilfe der EPICS-Oberfläche beobachtet (s. Abbildung 5.14). Die erfolgreiche Dämpfung der detektierten longitudinalen Schwingungen der Bunche ist jetzt nur noch von der Wahl der Filterphase Φ_{FB} und der Ausgangskanalverstärkung $2^g=0,1,\dots,7$ (SHIFT GAIN) abhängig. Die richtige Einstellung der Phase ist gefunden, wenn im Spektrum im Bereich der zu erwartenden Synchrotronfrequenz f_s der zugehörige Peak, welcher longitudinale kohärente Dipol-schwingungen der Bunche mit f_s kennzeichnet¹², reduziert ist bzw. bei ausreichender Dämpfung durch das System vollständig verschwindet; ebenso verkleinern sich zudem die Werte der Standardabweichung für die gespeicherten Bunche.

Falls der Peak nur kleiner wird, jedoch nicht verschwindet, kann durch schrittweise Erhöhung von g die Dämpfungsleistung des Systems erhöht werden. Der erfolgreiche Betrieb des longitudinalen Feedback-Systems und die Unterdrückung longitudinaler Dipol-Schwingungen des Strahl wird schließlich durch einen nach unten gerichteten Peak im Spektrum angezeigt. Diese im Weiteren als Notch¹³ bezeichnete Vertiefung im Spektrum sollte dabei ebenfalls im Bereich der Frequenz f_s liegen und einen zu f_s symmetrischen Verlauf besitzen. Andernfalls ist die Filterphase noch nicht optimal gewählt und eine Nachjustage erforderlich. Bei der Erhöhung der Ausgangskanalverstärkung 2^g ist zu beachten, dass ein zu groß gewähltes Korrektursignal auch

¹²Im Stretcherring treten typischerweise bereits oberhalb eines gespeicherten Strahlstroms von 10 mA longitudinale kohärente Elektronenschwingungen auf.

¹³Notch, englisch: Einkerbung.

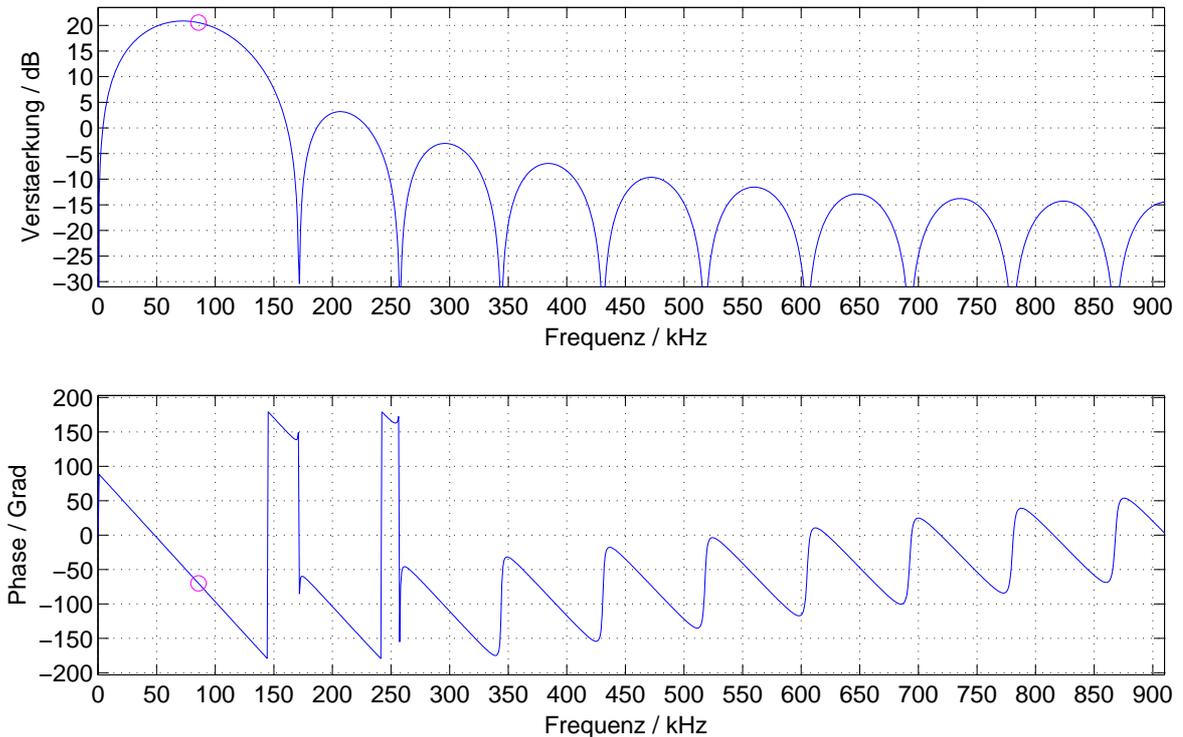


Abbildung 6.10: Charakteristik des erzeugten FIR-Bandpassfilters für das longitudinale Feedback-System im Frequenzbereich. Oben: Amplitudenverlauf (Verstärkung) in dB; unten: Phasenverlauf in Grad. Die Markierungen geben Phase (-70°) und Verstärkung (20,5 dB) des Filters bei 85,7 kHz ($Q_s = 0,047$) an.

wiederum zu einer Anregung von Synchrotronschwingungen führen kann, wenn dadurch die Bewegung des Ladungsschwerpunkts der Bunche nicht nur gedämpft, sondern über die eigentliche Gleichgewichtslage hinaus ausgelenkt wird.

6.1.4 Fourierspektren

Das in Abbildung 6.11 gezeigte Spektrum¹⁴ eines 25 ms langen Datensatzes der longitudinalen Prozessoreinheit belegt für einen gespeicherten Strahlstrom von 21,4 mA im Stretcherring den erfolgreichen Betrieb des longitudinalen Feedback-Systems, wobei eine Ausgangskanalverstärkung $g = 3$ eingestellt und der zuvor beschriebene Bandpassfilter mit einer optimierten Phase des Filters Φ_{FB} von 20° verwendet wurde. Diese eingestellte Phase garantiert, dass die generierten Korrektursignale proportional zur zeitlichen Ableitung der detektierten Schwingungsamplituden $\varphi(t)$ sind (vgl. auch Abschnitt 4.1). Der entsprechende Notch befindet sich bei 88,0 kHz und liegt um etwa 14 dB unterhalb des mittleren Rauschpegels des Datensatzes. Verstärkung und Phasenvorschub des erzeugten Bandpassfilters betragen bei dieser Frequenz 20,4 dB bzw. $-74,2^\circ$.

Zum Vergleich ist in Abbildung 6.12 das Spektrum eines im Anschluss bei wieder deaktiviertem longitudinalen Feedback-System aufgenommenen Datensatzes gezeigt: Der Peak bei 87,0 kHz kennzeichnet die erheblichen longitudinalen (Dipol-)Schwingungen, die die Ladungsschwerpunk-

¹⁴Dabei wurden wiederum, wie im Folgenden immer, wenn nicht anders erwähnt, über die Einzelspektren der gespeicherten Buche (110 bis 235) gemittelt.

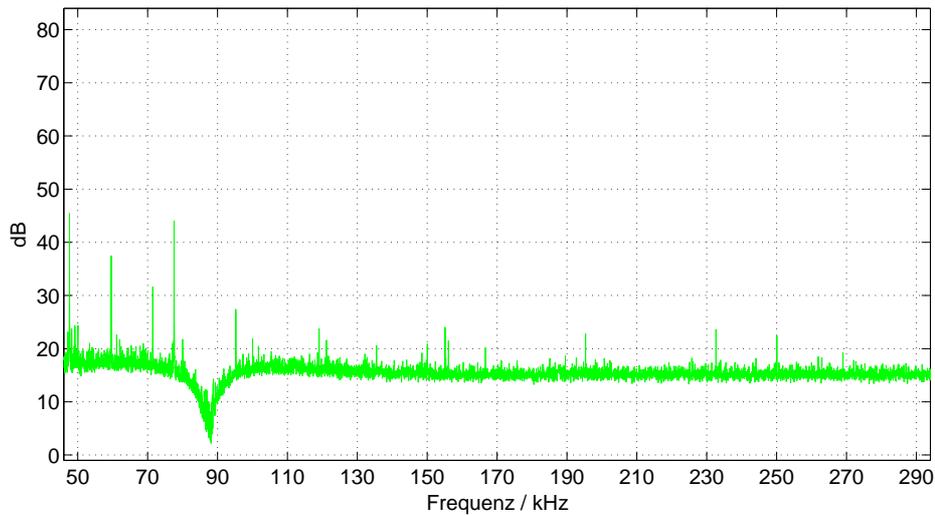


Abbildung 6.11: Fourier-Spektrum der AD-Daten der longitudinalen Prozessoreinheit bei aktiviertem longitudinalen Feedback-System und einem gespeicherten Strahlstrom von 21,4 mA im Stretcherring. Die erfolgreiche Dämpfung longitudinaler kohärenter Strahlschwingungen wird durch den Notch im Spektrum bei der Synchrotronfrequenz angezeigt.

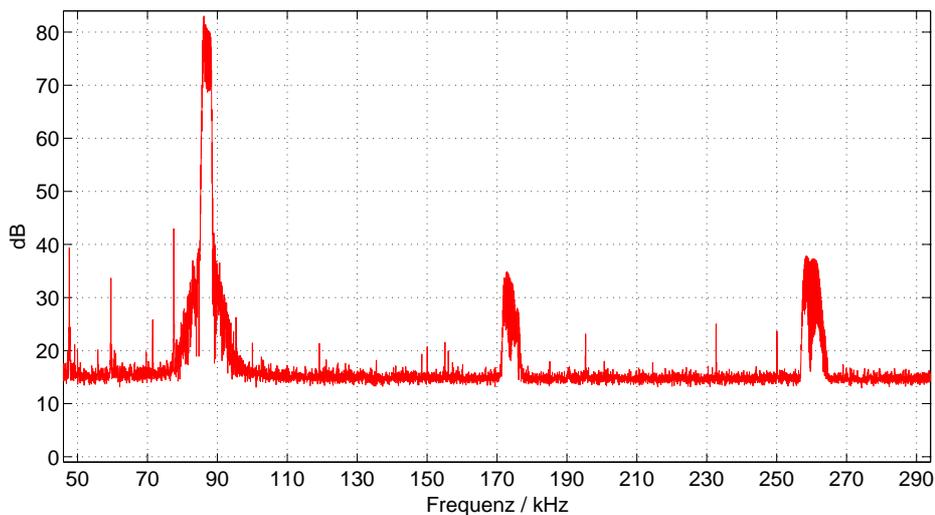


Abbildung 6.12: Fourier-Spektrum der AD-Daten bei deaktiviertem longitudinalen Feedback-System und einem gespeicherten Strahlstrom von 21,2 mA im Stretcherring: Der Peak bei der Synchrotronfrequenz von 87 kHz kennzeichnet die longitudinalen Dipolschwingungen der Bunche und liegt mehr als 65 dB über dem Rauschpegel; höhere Harmonische bei 173,5 kHz und 260 kHz sind um ≥ 45 dB deutlich reduziert.

te der gespeicherten Bunche bei einem Strahlstrom von 21 mA bereits ausführen. Die zugehörige Schwingungsfrequenz von 87,0 kHz liegt dabei nahe der theoretisch erwarteten Synchrotronfrequenz von 87,7 kHz. Die Tatsache, dass sich Peak und Notch bei nahezu identischen Frequenzen befinden, sowie der symmetrische Verlauf des Notch belegen, dass das aktivierte longitudinale Feedback-System nicht die Frequenz der kohärenten Elektronenschwingung verschiebt, sondern

ausschließlich die Amplitude der Schwingung verringert. Dieses erfolgreiche Dämpfungsverhalten wird auch als rein ohmsche oder resistive Wirkung des Feedback-Systems bezeichnet.

Die Ausbildung des Notch im Spektrum ist darin begründet, dass die Eingangsdaten des Prozessoreinheiten aus den eigentlichen Fehlersignalen bestehen, die proportional zu den Schwingungsamplituden sind, und durch zusätzliche Rauschsignale überlagert sind. Das durch die Prozessoreinheit des Feedback-Systems bestimmte Korrektursignal bewirkt nun im Bereich der Synchrotronfrequenz wie gewünscht die Reduzierung der Fehlersignale des Strahls, bis diese vollständig verschwinden. Ferner enthält das Korrektursignal aber auch Anteile zur phasenrichtigen Kompensation der ebenfalls digitalisierten Rauschsignale, die nun ebenso auf den Elektronenstrahl einwirken. Diese zusätzliche Korrektur der Strahlbewegung führt zu einer geringen Anregung der Eigenschwingungen der Elektronen bei der Synchrotronfrequenz, welche wiederum durch den entsprechenden BPM des Feedback-Systems detektiert wird und aus der schließlich die phasenrichtige Kompensation der Rauschsignale in der vorgeschalteten Elektronik zwischen BPM und Prozessoreinheit folgt. Daher sind im Bereich der Synchrotronfrequenz die digitalisierten Rauschsignale im Vergleich zum mittleren Rauschpegel des Fourier-Spektrums deutlich reduziert, was sich in einer umgedrehten Resonanzkurve im Spektrum und der Ausbildung des Notch bei der Synchrotronfrequenz äußert [48].

Zur besseren Sichtbarkeit des Notch kann es hilfreich sein, die Eingangsdaten nur jedes i -ten Umlaufs mit der Prozessoreinheit aufzunehmen. Diese als Downsampling¹⁵ bekannte Methode erhöht die Länge der Zeitreihe um den Faktor i , was gleichzeitig zu einer um den Faktor i größeren Frequenzauflösung im Fourier-Spektrum führt. Da dies aber mit einer um den Faktor i verkleinerten Abtastrate einher geht, verringert sich ebenso die maximal darstellbare Frequenz im Spektrum. Um beispielsweise Synchrotronfrequenzen bis rund 90 kHz noch detektieren zu können, ist für den Fall der Umlauffrequenz des Stretcherring in Höhe von 1,8236 MHz ein Downsampling bis zum Faktor $i = 10$ möglich, was zu einer Zeitreihenlänge von 250 ms und einer Frequenzauflösung von 4 Hz führt.

In den Abbildungen 6.11 und 6.12 sowie in den im weiteren Verlauf des Kapitels dargestellten Fourierspektren fallen einige Linien auf, die sich bei unterschiedlichen Messungen bei jeweils den gleichen Frequenz befinden und durch eine maximale Breite von 0,15 kHz gekennzeichnet sind. Es handelt sich bei diesen sehr schmalen Linien nicht um Frequenzanteile, die kohärenten Strahlschwingungen zuzuordnen sind, sondern um von der Elektronik eingefangene Störsignale.

6.1.5 Grow-Damp-Messung

Neben der Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten ermöglichen die aufgebauten Feedback-Systeme in Zukunft eine Reihe von interessanten strahldiagnostischen Untersuchungen am Stretcherring. Exemplarisch sollen zwei solche Messungen mit dem longitudinalen Feedback-System in diesem und im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

Deaktiviert man die dämpfende Wirkung des longitudinalen Feedback-Systems für einige ms, so ist es möglich, das Anwachsen der Schwingungsamplitude und – nach wieder erfolgter Aktivierung des Systems – die Reduzierung der Amplituden zu beobachten. Um eine solche Grow-Damp-Messung¹⁶ durchzuführen, wird hilfsweise ein zweiter Filter mit der Verstärkung $G_F = 0$ generiert, was gleichbedeutend mit einer Deaktivierung des Systems ist. Die EPICS-Oberfläche ermöglicht nun die automatische Verwendung eben dieses Filters für eine entsprechend festgelegte Zeitspanne (s. Abbildung 5.8: GROW LENGTH), bevor der ursprüngliche dämpfende Filter wieder aktiviert wird.

In Abbildung 6.13 ist eine solche Grow-Damp-Messung während des Speichermodus mit 19,9 mA

¹⁵Downsampling, englisch: Heruntertaktung.

¹⁶Grow-Damp, englisch: anwachsen-dämpfen.

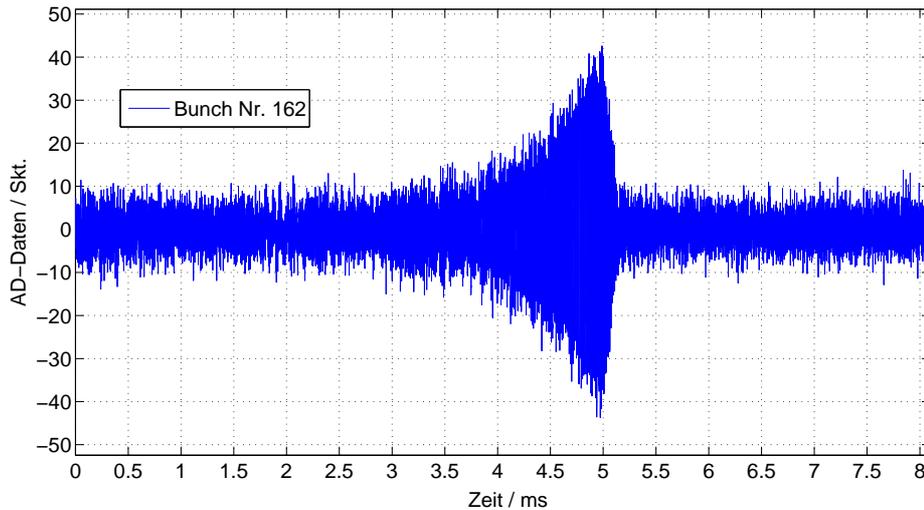


Abbildung 6.13: Grow-Damp Messung mit dem longitudinalen Feedback-System bei einem gespeicherten Strahlstrom von 19,9 mA im Stretcherring: Zeitliche Entwicklung der Schwingungsamplitude für Bunch 162, der unter den gespeicherten Bunchen 110 bis 235 durch die größte Schwingungsamplitude gekennzeichnet ist.

Strahlstrom anhand der AD-Daten eines insgesamt 25 ms langen Datensatzes für Bunch Nr. 162 im Zeitbereich über 8 ms dargestellt¹⁷. Zum Zeitpunkt $t = 0$ s wurde der Filter mit $G_F = 0$ aktiviert, so dass eine aus dem Rauschen exponentiell anwachsenden Schwingungsamplitude zu beobachten ist. Nach 5 ms wird der ursprünglichen Filter¹⁸ des Systems verwendet und die dämpfenden Wirkung führt unmittelbar zur erfolgreichen Reduzierung der Schwingungsamplituden innerhalb von rund 200 μ s.

Eine getrennte Auswertung der aufgenommen AD-Daten in den Zeitspannen von 0 bis 5 ms (rot) und von 5,25 bis 25 ms (grün) für den Frequenzbereich ist in Abbildung 6.14 zu sehen, wobei über die entsprechenden Fourierpektren der gespeicherten Bunches 110 bis 235 gemittelt wurde. Wiederum wird die dämpfende Wirkung des longitudinalen Feedback-Systems durch den erzeugten Notch bei der Synchrotronfrequenz des Strahls von rund 88 kHz eindeutig demonstriert.

6.1.6 Strahlspektrum und Instabilitätsstudien

Betrachtet man die bisher dargestellten Fourier-Spektren so sind diese aus der Mittelung über die Einzelspektren der gespeicherten Bunches bestimmt worden. Die Einzelspektren geben dabei zwar Auskunft über die Schwingungsfrequenzen der Bunches, besitzen aber keine Informationen über die angeregten longitudinalen Multi-Bunch-Schwingungsmoden n nach Gleichung (2.40). Dazu ist die Auswertung eines longitudinalen Strahlspektrums erforderlich, das ebenfalls aus den aufgenommen Eingangsdaten der Prozessoreinheit gewonnen werden kann. Ein solcher Datensatz wird nun jedoch nicht für jeden Bunch separat bearbeitet, sondern als eine einzige Zeitreihe mit einer Abtastrate von 499,67 MHz behandelt, so dass sich ein zugehöriges Fourier-Spektrum im

¹⁷Die gezeigten, mit dem AD-Wandler Umlauf für Umlauf digitalisierten Eingangsdaten der Prozessoreinheit des Bunch Nr. 162 wurden mit einem digitalen Hochpassfilter mit einer 3 dB-Grenzfrequenz von 50 kHz verarbeitet, um den Einfluss niederfrequenter Störsignale (z.B. 50 Hz Netzrauschen) für die Datenauswertung effektiv zu unterdrücken.

¹⁸Hierbei handelt es sich wiederum um den in Abbildung 6.10 dargestellten Bandpassfilter.

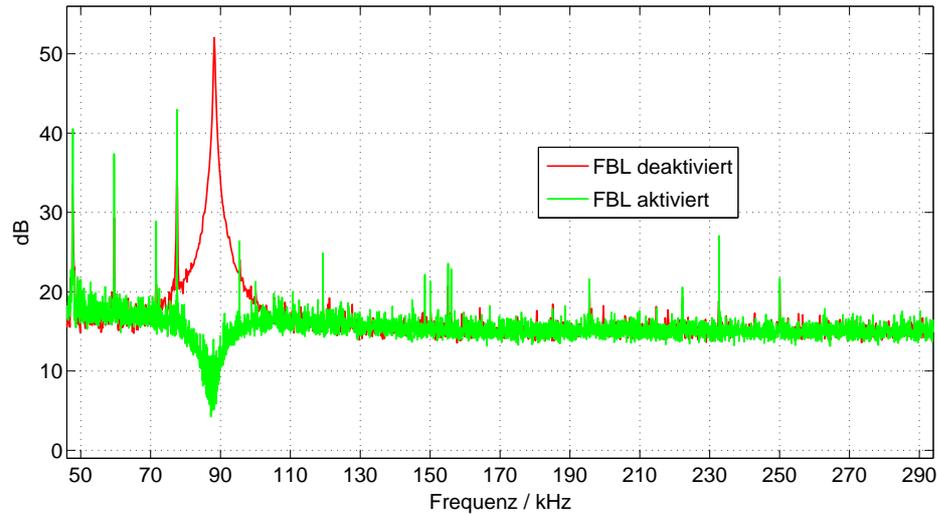


Abbildung 6.14: Fourier-Spektren der mit dem longitudinalen Feedback-System durchgeführten Grow-Damp Messung.

Bereich von 0 bis 249,8 MHz mit einer Frequenzauflösung von 40 Hz für eine Datenaufnahme über 25 ms Länge ergibt. Entsprechend Gleichung (2.41) sind in einem solchen Strahlspektrum alle 274 möglichen Multi-Bunch-Schwingungsmoden als obere oder untere Synchrotron-Seitenbänder der Umlauf-Harmonischen zu finden.

Das in Abbildung 6.15 oben gezeigte Strahlspektrum ist gegen die Umlauf-Harmonischen 0 bis 137 mit $f_U=1,8236$ MHz aufgetragen. Es basiert auf einem Datensatz, der bei einem Strahlstrom von 50 mA im Stretcherring während des Speicherringbetriebes bei kurzzeitig deaktiviertem longitudinalen Feedback-System aufgenommen wurde. Deutlich sichtbar sind die erhöhten Frequenzlinien im Bereich der Umlauf-Harmonischen $n' = 22$. Es handelt sich hierbei, wie die Ausschnittsvergrößerung des Strahlspektrums im Bereich der Harmonischen 21 bis 23 in Abbildung 6.15 unten zeigt, nicht um erhöhte Umlauf-Harmonische, sondern um untere Synchrotron-Seitenbänder im Abstand von 87,3 kHz zu den Umlauf-Harmonischen. Diese Seitenbänder kennzeichnen longitudinale Dipol-Schwingungen der gespeicherten Bunche im Stretcherring, deren dominante Multi-Bunch-Mode n sich unter Berücksichtigung der Eigenschaften der unteren Seitenbänder des Strahlspektrums (vgl. Abbildung 2.5) zu

$$n = 274 - n' = 252$$

ergibt. Demnach müsste die Ursache dieser Schwingungsmode eine longitudinale Impedanz des Stretcherrings sein, die signifikante Impedanzbeiträge im Abstand von

$$(274 - 252) \cdot f_U = 40,1 \text{ MHz}$$

unterhalb einer Hochfrequenz-Harmonischen $p \cdot f_{HF}$ aufweist.

Betrachtet man das simulierte longitudinale Impedanzspektrum der PETRA-Beschleunigungsresonatoren in Abbildung 3.5 so befinden sich bei etwa 1,47 GHz einige Moden höherer Ordnung (HOM) mit signifikanten longitudinalen Impedanzen, die als Ursache dieser Multi-Bunch-Schwingung in Frage kommen. Diese Überlegungen werden durch die spektrale Analyse des Diagnosesignals der PETRA-Resonatoren während des Strahlbetriebes ohne aktiviertes longitudinales Feedback-System bestätigt: Das mittels einer Koppelschleife aus den Zellen 2 oder 4 der

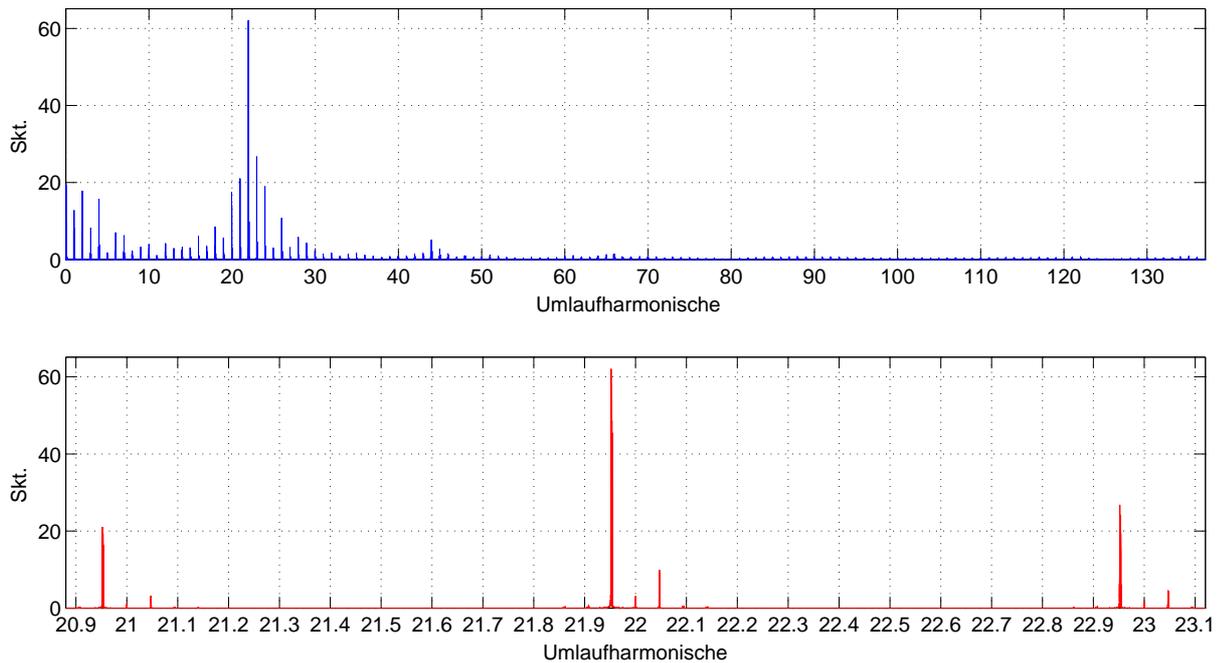


Abbildung 6.15: Mit der longitudinalen Prozessoreinheit aufgenommenes Strahlspektrum bei einem gespeicherten Strahlstrom von 50 mA und kurzzeitig deaktiviertem longitudinalen Feedback-System. Oben: Darstellung über den maximalen Frequenzbereich (bis 250 MHz) in Einheiten der Umlauf-Harmonischen 0 bis 137. Unten: Ausschnittsvergrößerung im Bereich des dominanten unteren Synchrotron-Seitenbandes der Umlauf-Harmonischen 22.

Resonatoren gewonnene und mit einem Spektrumanalysator ausgewertete Hochfrequenzsignal weist eine erkennbare Überhöhung im Bereich von 1,46 GHz auf [66].

6.2 Horizontales Feedback-System

Das grundsätzliche Vorgehen zur Inbetriebnahme des horizontalen Feedback-Systems ist in großen Teilen identisch mit dem beschriebenen Ablauf zur Inbetriebnahme des longitudinalen Systems. Der Stretcherring wird ebenfalls im Speichermodus mit Füllstrukturlücke und einer Strahlenergie von 2,35 GeV betrieben, wobei ein horizontaler Arbeitspunkt $Q_x = 4,612$ im Kontrollsystem eingestellt wurde. Dieser wird typischerweise auch im Nachbeschleunigungsmodus verwendet und führt nach Gleichung (2.25) zu einer theoretisch zu erwartenden horizontalen Betatronfrequenz von 708 kHz. Um longitudinale Strahlinstabilitäten zu dämpfen und dadurch die Speicherung höherer Strahlströme grundsätzlich zu vereinfachen, ist ferner das longitudinale Feedback-System während der Inbetriebnahme des horizontalen Systems aktiviert.

6.2.1 Aktivierung des Systems

Im Unterschied zur longitudinalen Ebene, in der die Elektronen Phasenschwingungen um die Sollphase ausführen, handelt es sich im Transversalen um Amplitudenschwingungen der Elektronen um die Sollbahn. Daher muss im horizontalen Kanal des Frontends durch entsprechende Einstellung der Phase des Referenzzweiges eine Amplitudendemodulation (vgl. Gleichung (4.7)) umgesetzt werden. Um die Einstellung des Phasenstellers (HORIZ. PHASE) vorzunehmen, wird

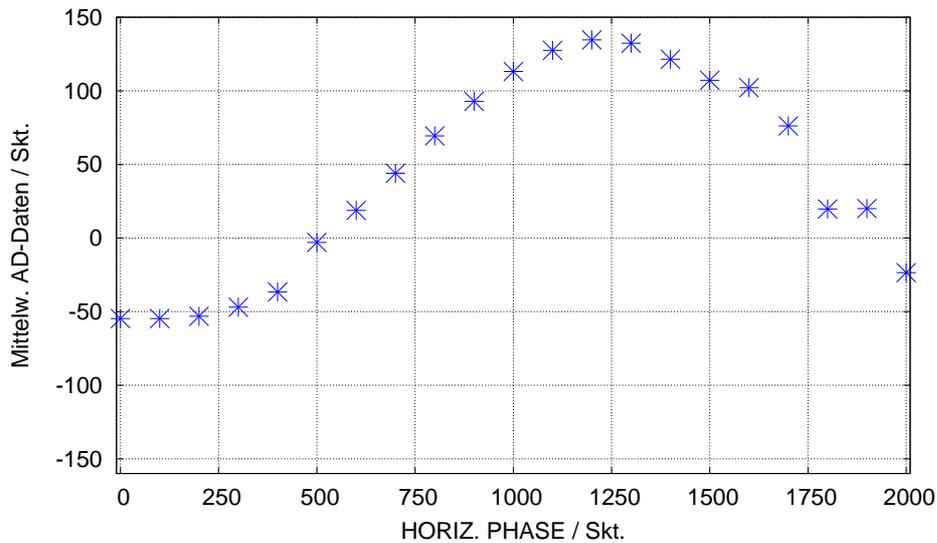


Abbildung 6.16: Horizontale Prozessoreinheit: Messung der mittleren Amplitude aller digitalisierten Eingangssignale in Abhängigkeit der Phasensteller des Referenzzweiges im horizontalen Kanals des Frontends bei einem Strahlstrom von etwa 16 mA im Stretcherring.

der Mittelwert der Eingangsdaten der horizontalen Prozessoreinheit für die gespeicherten Bunche betrachtet, der maximale Werte annimmt, wenn der horizontale Kanal des Frontends optimal auf die erforderliche Amplitudendemodulation eingestellt ist. In Abbildung 6.16 ist die zugehörige Messung des Mittelwertes der AD-Daten gegen die Einstellung der Phase im horizontalen Kanal des Frontends aufgetragen. Gleichzeitig ist es nützlich, die Standardabweichung der Eingangsdaten der horizontalen Prozessoreinheit zu betrachten; kohärente, horizontale Schwingungen der Ladungsschwerpunkte der Bunche werden je nach Einstellung des Phasenstellers durch entsprechend große Werte angezeigt. Eine für die Amplitudendemodulation optimale Einstellung des Phasenstellers ist bei rund 1200 Skt. gefunden.

Das weitere Vorgehen zur Einstellung des Eingangskanals (AD-Wandler Verzögerung) und des Ausgangskanals (DA-Wandler und Verzögerung des Ausgangskanals in Buncheinheiten) erfolgt nun weitgehend analog zu den bereits beschriebenen Ausführungen für das longitudinale System in den Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2, wobei für die transversalen Systeme keine Backend-Einheit erforderlich ist, da die generierten Korrektursignale der Prozessoreinheiten die Verstärker und den Stripline Kicker unmittelbar im Basisband bis 250 MHz ansteuern.

Bei der erforderlichen Einzel-Bunch-Anregung mit dem internen Signalgenerator wird zunächst von der zu erwartenden Betatronfrequenz von 708 kHz ausgegangen. Der zugehörige Peak im Fourier-Spektrum der aufgenommenen AD-Daten zeigt jedoch, dass die Schwingungsfrequenz der horizontalen Betatronschwingung bei einem gespeichertem Strahlstrom von etwa 6 mA bei $\beta_x = 717$ kHz liegt, so dass dieser Wert auch als Anregungsfrequenz (für Bunch 200) gewählt wird. Betrachtet man nun wiederum die Stärke der nicht gewünschten Anregung der benachbarten Bunche anhand der Höhe der Peaks in den zugehörigen Fourier-Spektren bei β_x , so ist die Anregung der Bunche 199 und 201 im Vergleich zu Bunch 200 um jeweils 8 dB kleiner. In Zukunft sollte dieser Wert für die Isolation der Anregung zwischen den Bunchen durch den Betrieb des neu entwickelten Stripline Kickers (s. Abschnitt 5.3.3) mit einer größeren Bandbreite noch verbessert werden können.

Bevor die horizontale Feedback-Schleife geschlossen wird, wurde bei einem gespeichertem Strahl-

strom von 30,8 mA das in Abbildung 6.17 dargestellte Fourier-Spektrum aus den aufgenommenen AD-Eingangsdaten der horizontalen Prozessoreinheit bestimmt. Der Peak bei 725 kHz liefert die

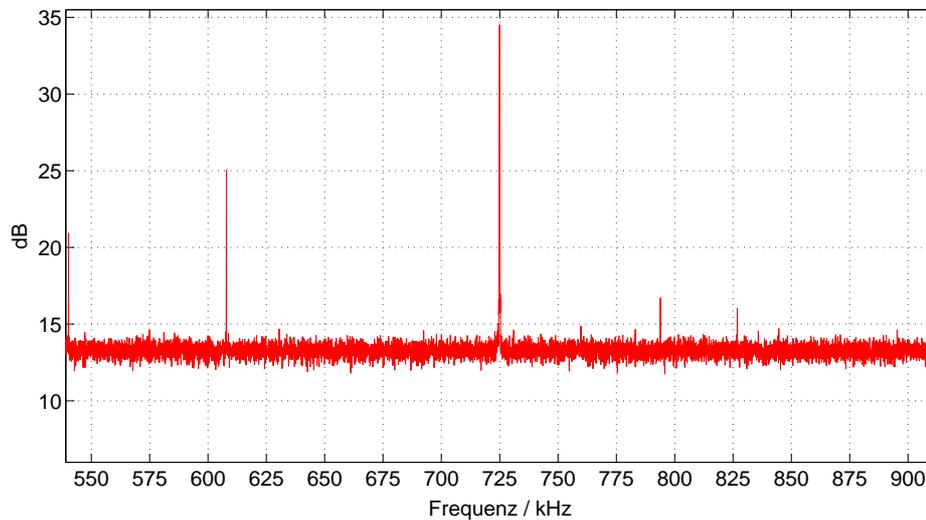


Abbildung 6.17: Fourier-Spektrum der AD-Daten der horizontalen Prozessoreinheit bei einem gespeicherten Strahlstrom von 30,8 mA im Stretcherring.

Frequenz der kohärenten horizontalen Dipolschwingung der Elektronen, die typischerweise für gespeicherte Strahlströme oberhalb von 20 mA im Stretcherring auftreten. Im Vergleich zur horizontalen Betatronfrequenz von 717 kHz bei der zuvor beschriebenen Einzel-Bunch-Anregung liegt die Betatronfrequenz nun 8 kHz höher. Diese Verschiebung ist durch den um den Faktor fünf höheren gespeicherten Strahlstrom des Stretcherrings bedingt.

Zur Dämpfung der kohärenten horizontalen Schwingungen wurde ein digitaler FIR-Bandpassfilter mit $M = 26$ Koeffizienten entsprechend der Gleichungen (6.1) und (6.2) mit $g = 0$, $G_F = 1$, $\Phi_{FB} = -40^\circ$ und unter Berücksichtigung der zu erwartenden horizontalen Betatronfrequenz von 725 kHz durch einen (Nachkomma-) Arbeitspunkt von 0,396 generiert; die Amplituden- und Phasencharakteristik des Filters ist in den Spektren in Abbildung 6.18 dargestellt. Das resultierende Fourier-Spektrum, das bei aktiviertem horizontalen Feedback-System mit einer Ausgangskanalverstärkung von 2^4 bei einem gespeicherten Strahlstrom von 29,1 mA im Stretcherring aufgenommen wurde, zeigt schließlich Abbildung 6.19. Der für ein erfolgreich arbeitendes Feedback-System charakteristische Notch liegt wie erwartet bei der horizontalen Betatronfrequenz von 725 kHz.

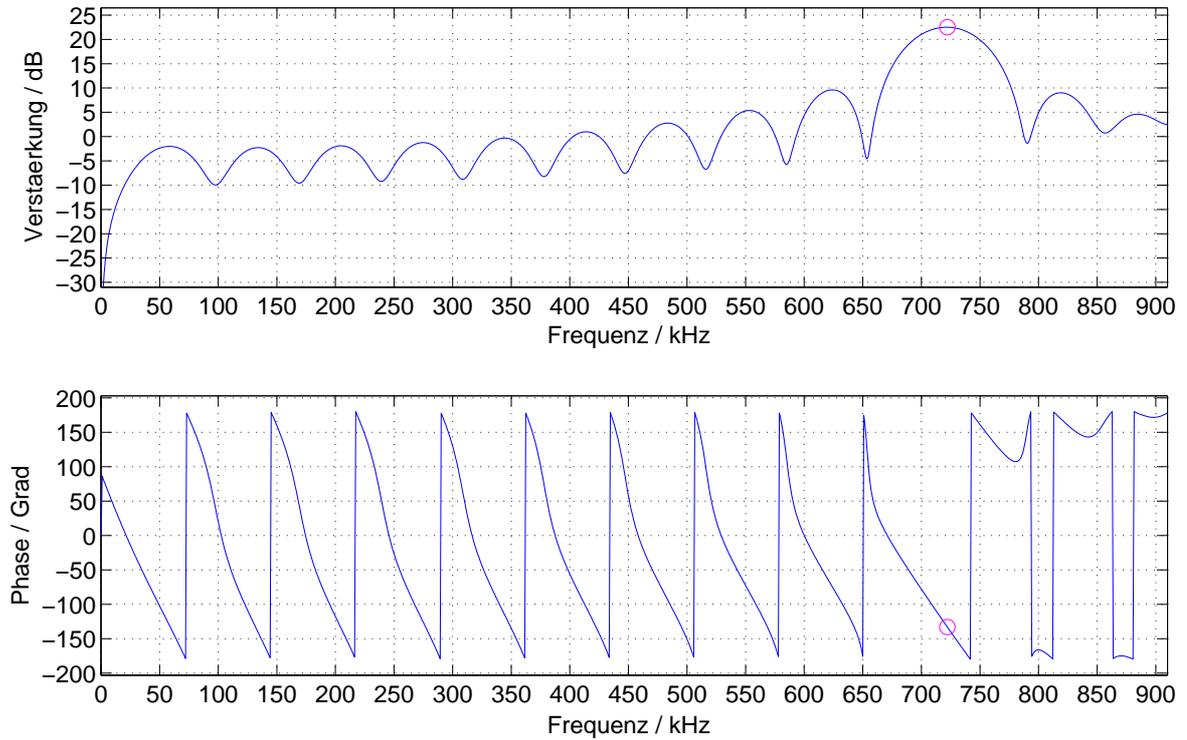


Abbildung 6.18: Charakteristik des erzeugten FIR-Bandpassfilters für das horizontale Feedback-System im Frequenzbereich. Oben: Amplitudenverlauf in dB, unten: Phasenverlauf in $^{\circ}$. Die Markierungen geben Phase (-133°) und Verstärkung (22,5 dB) des Filters bei 722 kHz (Nachkomma-Arbeitspunkt: 0,396) an.

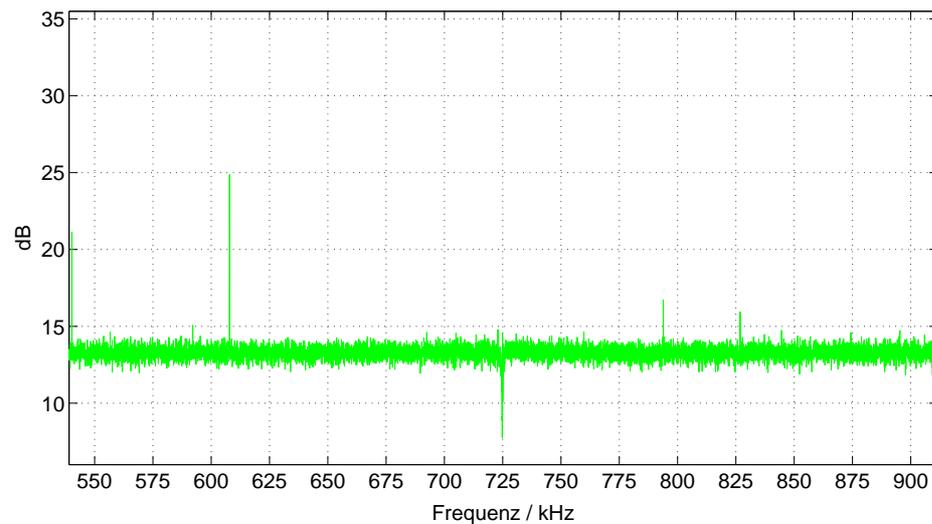


Abbildung 6.19: Fourier-Spektrum der AD-Daten bei aktiviertem horizontalem Feedback-System und einem gespeicherten Strahlstrom von 29,1 mA im Stretcherring.

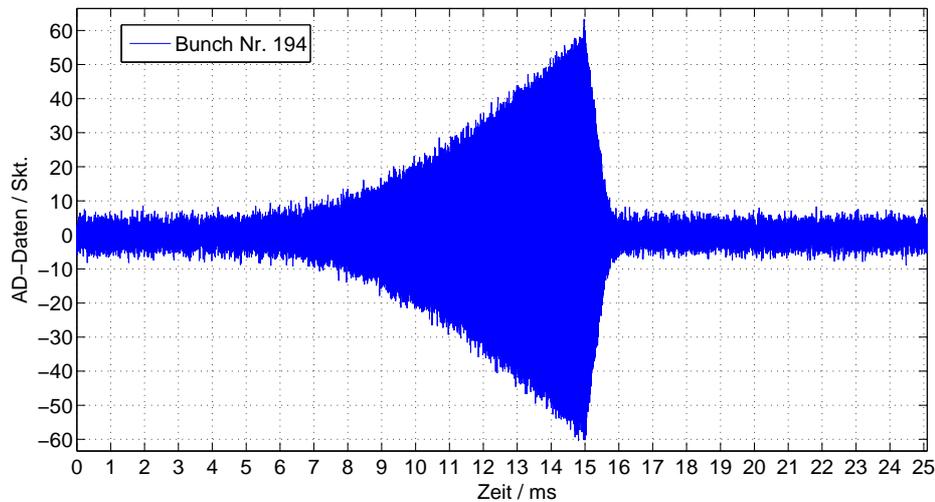


Abbildung 6.20: Grow-Damp Messung der zeitlichen Entwicklung der Schwingungsamplitude des Bunch 194 mit dem horizontalen Feedback-System bei einem gespeicherten Strahlstrom von 50,9 mA im Stretcherring.

6.2.2 Grow-Damp Messungen

Wie schon beim longitudinalen System wird nachfolgend auch eine Grow-Damp Messungen mit dem horizontalen Feedback-System vorgestellt. Da die Anstiegszeiten für horizontale kohärente Elektronenschwingungen deutlich länger sind als für longitudinale kohärente Schwingungen, muss das horizontale System über eine längerer Zeit mit einem Filter der Verstärkung $G_F = 0$ betrieben werden. Daher wird bereits 10 ms bevor die Datenaufnahme startet (s. Abbildung 5.8: HOLD-OFF) auf diesen Filter gewechselt und schließlich 15 ms nach Beginn der Aufnahme wieder der dämpfende Filter aktiviert. Eine mit diesem Verfahren bei einem gespeicherten Strahlstrom von 50,9 mA aufgenommene Messung der zeitlichen Entwicklung der AD-Daten von Bunch 194, der durch die größten horizontalen Schwingungsamplituden gekennzeichnet ist, ist in Abbildung 6.20 dargestellt. Die zugehörigen Fourier-Spektren für die Zeitspannen von 0 bis 15 ms bzw. für 16 bis 25 ms gemittelt über die gespeicherten Bunche 110 bis 235 sind in Abbildung 6.21 dargestellt.

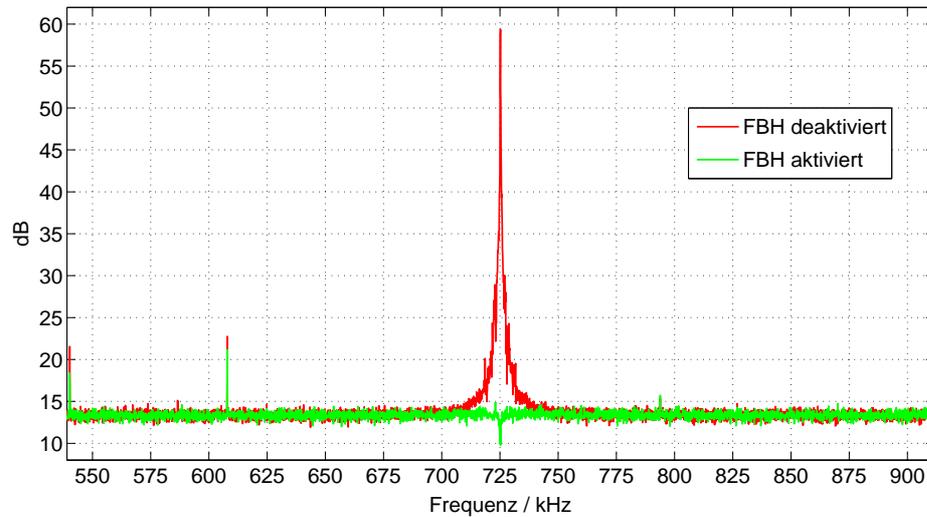


Abbildung 6.21: Fourier-Spektren der mit dem horizontalen Feedback-System durchgeführten Grow-Damp Messung.

6.3 Vertikales Feedback-System

Das Vorgehen zur Inbetriebnahme des vertikalen Feedback-Systems erfolgt in Analogie zur beschriebenen Inbetriebnahme des horizontalen Systems. Wiederum wurde der Stretcherring im Speichermodus bei 2,35 GeV betrieben und sowohl das longitudinale als auch das horizontale Feedback-System sind aktiviert. Im Kontrollsystem wird ein vertikaler Arbeitspunkt $Q_z = 4,431$ vorgegeben, welcher auch im Nachbeschleunigungsmodus typischerweise verwendet wird. Dieser führt nach Gleichung (2.24) zu einer theoretisch zu erwartenden vertikalen Betatronfrequenz von 786 kHz.

Das Phasen- und Amplitudenspektrum des erzeugten digitalen FIR-Bandpassfilters zum Schließen des vertikalen Feedback-Systems ist in Abbildung 6.22 dargestellt. Der mit $M = 16$ Koeffizienten konstruierte Filter ist durch einen eingestellten vertikalen (Nachkomma-) Arbeitspunkt $Q_z^N = 0,431$, eine auf 40° optimierte Phase Φ_{FB} und eine Verstärkung $G_F = 0,5$ charakterisiert. Bei einem gespeicherten Strahlstrom von 58,3 mA und einer Ausgangskanalverstärkung von 2^5 wurde das in Abbildung 6.23 gezeigte Spektrum vermessen: der Notch bei 780 kHz demonstriert wiederum den erfolgreich Betrieb des Systems.

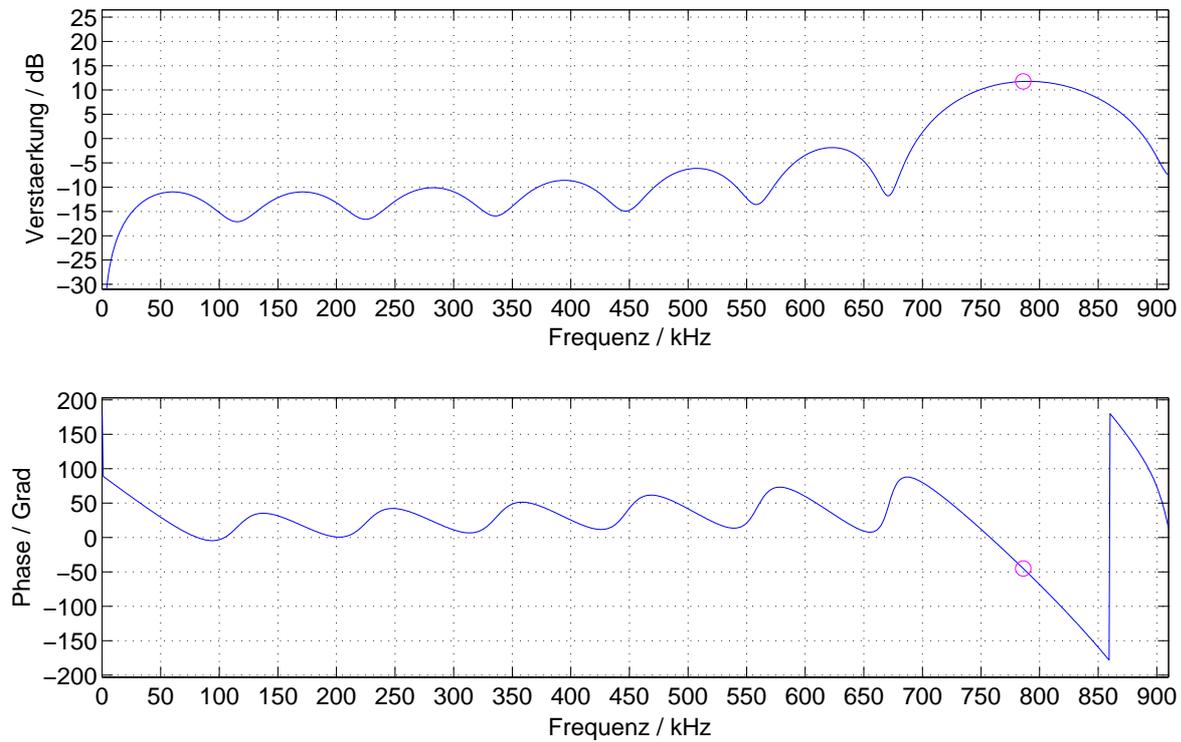


Abbildung 6.22: Charakteristik des erzeugten FIR-Bandpassfilters für das vertikale Feedback-System im Frequenzbereich. Oben: Amplitudenverlauf in dB, unten: Phasenverlauf in Grad. Die Markierungen geben Phase (-45°) und Verstärkung (11,8 dB) des Filters bei der theoretisch erwarteten vertikalen Betatronfrequenz von 786 kHz ($Q_z^N = 0,431$) an.

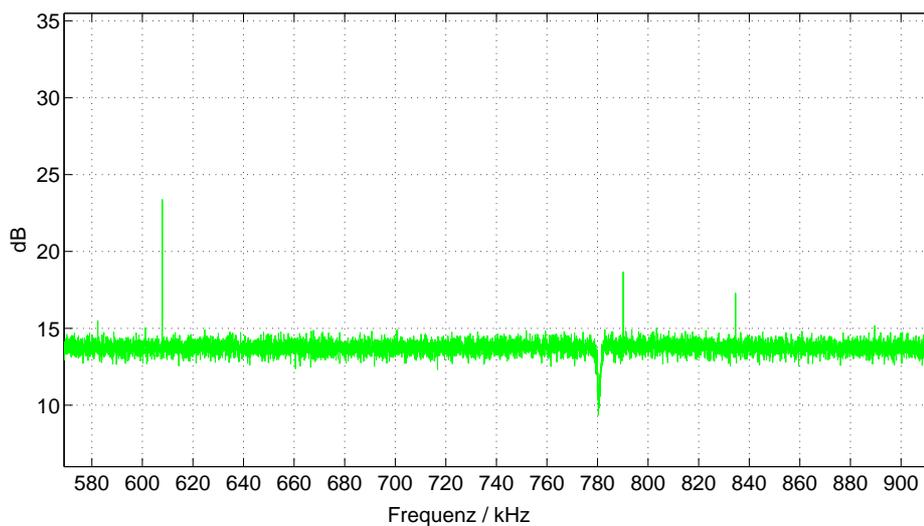


Abbildung 6.23: Fourier-Spektrum der AD-Daten bei aktiviertem vertikalem Feedback-System und einem gespeicherten Strahlstrom von 58,3 mA im Stretcherring.

6.4 Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus

Neben weiteren Maßnahmen (vgl. Abschnitt 2.2.3) sollen die erfolgreich in Betrieb genommenen Feedback-Systeme zur Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten in allen drei Schwingungsebenen beitragen, die bei der Beschleunigung und Speicherung hoher Strahlströme im Bereich von 20 bis 200 mA am ELSA Stretcherring während des Nachbeschleunigungsmodus zu erwarten sind. Im Gegensatz zum Speichermodus ist der Nachbeschleunigungsmodus (vgl. Abschnitt 3.1) jedoch durch eine schnelle Erhöhung der Strahlenergie (typisch: 4 GeV/s) gekennzeichnet, die im Weiteren als Energierampe bezeichnet wird. Diese veränderten Rahmenbedingungen sind auch für den Betrieb von Multi-Bunch Feedback-Systemen von Bedeutung: Insbesondere der erfolgreiche Betrieb des longitudinalen System ist nicht ohne Weiteres gegeben, da die Dynamik longitudinaler Elektronenschwingungen vor allem von der variierenden Strahlenergie während der Rampe abhängt. Schwerpunktmäßig wird daher im Folgenden der Betrieb des longitudinalen Feedback-Systems während der Energierampe des Nachbeschleunigungsmodus am Stretcherring untersucht.

6.4.1 Auswirkungen der schnellen Energieerhöhung

Longitudinales Feedback-System

Die Erhöhung der Strahlenergie E von 1,2 GeV auf typischerweise 2,35 bzw. 3,2 GeV im Nachbeschleunigungsmodus des Stretcherrings erfordert wegen der E^4 -Abhängigkeit der Energieverluste eine entsprechend große Resonatorspannung U_{HF} , die von den beiden PETRA-Beschleunigungsresonatoren (vgl. Abschnitt 3.2) in Summe zur Verfügung gestellt wird. Die erforderliche Beschleunigungsspannung U_{S} ist nach Gleichung (2.1) durch den Energieverlust pro Umlauf in Abhängigkeit der Strahlenergie E gegeben und bestimmt bei vorgegebenem (konstantem) U_{HF} über Gleichung (2.2) den Überspannungsfaktor q und die aktuelle Sollphase φ_{s} des Strahls:

$$\sin \varphi_{\text{s}}(E) = \frac{U_{\text{S}}(E)}{U_{\text{HF}}} = \frac{1}{q(E)}. \quad (6.3)$$

Neben der Energieabhängigkeit von φ_{s} muss ferner die Entwicklung der Synchrotronfrequenz f_{s} (s. Gleichung (2.9)) während der Energieerhöhung betrachtet werden. Durch Verwendung der Identität $\sin^2 \varphi_{\text{s}} + \cos^2 \varphi_{\text{s}} = 1$ und Gleichung (6.3) lässt sich f_{s} in Abhängigkeit des Überspannungsfaktors q und der Strahlenergie E berechnen:

$$f_{\text{s}}(E, q) = f_{\text{U}} \sqrt{\frac{\alpha_{\text{C}} h U_{\text{HF}} \sqrt{1 - \frac{1}{q^2}}}{2\pi E/e}}. \quad (6.4)$$

Für den erfolgreichen Betrieb des longitudinalen Feedback-Systems im Nachbeschleunigungsmodus ist es entscheidend, dass die Synchrotronfrequenz über den vollständigen Zyklus des Nachbeschleunigungsmodus möglichst konstant bleibt. Durch eine lineare Erhöhung der Resonatorspannung U_{HF} mit der Energie des Strahls kann dies annähernd erreicht werden.

Würde man die Beschleunigungsresonatoren – wie bisher am ELSA-Stretcherring üblich – weiterhin mit einer konstanten Resonatorspannung U_{HF} betreiben, würde dies zu einer erheblichen Abnahme der Synchrotronfrequenz von typischerweise 142 kHz bei 1,2 GeV auf 83 kHz bei 3,2 GeV führen (vgl. die Messungen während der Rampe in [22]). Betrachtet man unter diesem Aspekt den Amplituden- und Phasenverlauf eines typischen FIR Bandpassfilters für das longitudinale Feedback-System (s. Abbildung 6.10), so wird deutlich, dass insbesondere wegen des Phasengangs des Filters ein dämpfendes longitudinales System über den ganzen Frequenzbereich nicht

sichergestellt ist: Durch die Verschiebung der Synchrotronfrequenz während der Energierampe verändert sich die Phase des Filters Φ_{FB} erheblich und damit auch die Phase des Korrektursignals, so dass sich die dämpfende Wirkung des Systems im ungünstigsten Fall bis zur Anregung von kohärenten Schwingungen umkehrt.

Zu beachten ist außerdem, dass für eine lineare Erhöhung der Resonatorspannung der Überspannungsfaktor q nach Gleichung (6.3) antiproportional zu E^3 ist. Somit erfolgt auf der Energierampe auch bei einer linear verlaufenden Resonatorspannung eine Verschiebung der Sollphase φ_s . Die Einstellung der longitudinalen Phasen- bzw. transversalen Amplitudendemodulation der BPM-Signale durch das Frontend entsprechend der Gleichungen (4.3) und (4.7) erfolgte aber bei konstanter Strahlenergie von 2,35 GeV im Speichermodus, also bei einer nahezu konstanten Sollphase der Bunche. Daher sollte, um eine weiterhin erfolgreiche Demodulation der Signale auch während der Energierampe zu gewährleisten, eine Phasenverschiebung der Sollphase im Bereich von $\pm 10^\circ$ während der Energierampe nicht überschritten werden [75].

Stabilisierung der Synchrotronfrequenz

Da die Höhe des Überspannungsfaktors Einfluss auf die Lebensdauer des Strahles hat, müssen für den Strahlbetrieb des Stretcherrings bestimmte Mindestwerte für q eingehalten werden, welche im Nachbeschleunigungsmodus im Energiebereich von 1,2 bis 3,2 GeV (für kleine E teilweise deutlich) oberhalb des Mindestwertes von $q = 3,2$ bei 3,2 GeV liegen [63]. Daher nimmt der Term $\sqrt{(1 - 1/q^2)}$ in Gleichung (6.4) für $q > 3,2$ Werte nahe bei Eins an, so dass eine näherungsweise Stabilisierung von f_s für eine lineare Erhöhung der Strahlenergie mit der Zeit durch eine lineare Erhöhung der Resonatorspannung U_{HF} realisiert werden kann.

Legt man eine lineare Erhöhung für U_{HF} von 1,01 MV bei 1,2 GeV auf 2,73 MV bei 3,2 GeV zu Grunde, so ergibt sich der in Abbildung 6.24 dargestellte, theoretisch zu erwartende Verlauf für f_s , φ_s ¹⁹ und q in Abhängigkeit der Strahlenergie E und der Zeit, wobei von der für den Stretcherring typischen Rampengeschwindigkeit von 4 GeV/s ausgegangen wurde. Die entsprechenden Werte für U_{HF} , f_s und q bei den Energien 1,2 und 3,2 GeV wurden bereits in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Durch die lineare Rampe der Resonatorspannung wird die Synchrotronfrequenz über den gesamten Energiebereich auf $86,9 \pm 0,9$ kHz stabilisiert; gleichzeitig verschiebt sich die Sollphase während der Energierampe von $1,0^\circ$ bei 1,2 GeV auf $18,2^\circ$ bei 3,2 GeV.

Transversale Feedback-Systeme

Die Untersuchung der Variation insbesondere der transversalen Arbeitspunkte Q_x und Q_z während der schnellen Energierampe des Stretcherrings war bereits Gegenstand ausführlicher Arbeiten der jüngeren Vergangenheit an ELSA [22, 23]. Die Verschiebung der Arbeitspunkte wird von zusätzlichen magnetischen Quadrupolfeldern verursacht, die durch induzierte Wirbelströme in der leitenden Vakuumkammer erzeugt werden, die eine Folge der schnell rampenden Magnetfelder während der Energierampe sind. Der Aufbau einer schnellen und präzisen Messung der resultierenden transversalen Arbeitspunkte auf der Rampe liefert die Abweichungen von den eingestellten Soll-Arbeitspunkten, mittels derer eine entsprechende Korrektur der Ansteuerströme der Quadrupole im Kontrollsystem implementiert und eine zuverlässige Stabilisierung der transversalen Arbeitspunkte auf der Rampe erreicht werden konnte. Damit ist eine wichtige Voraussetzung für den erfolgreichen Betrieb der transversalen Feedback-Systeme bereits gegeben.

¹⁹Die Bestimmung der Sollphase φ_s für Abbildung 6.24 erfolgt hier unter Verwendung von Gleichung (6.3). Soll Übereinstimmung mit Bedingung (2.3) gegeben sein, muss wegen $\sin(\varphi_s) = \sin(180^\circ - \varphi_s)$ die Berechnung nach $\varphi_s = 180^\circ - \arcsin(1/q)$ erfolgen.

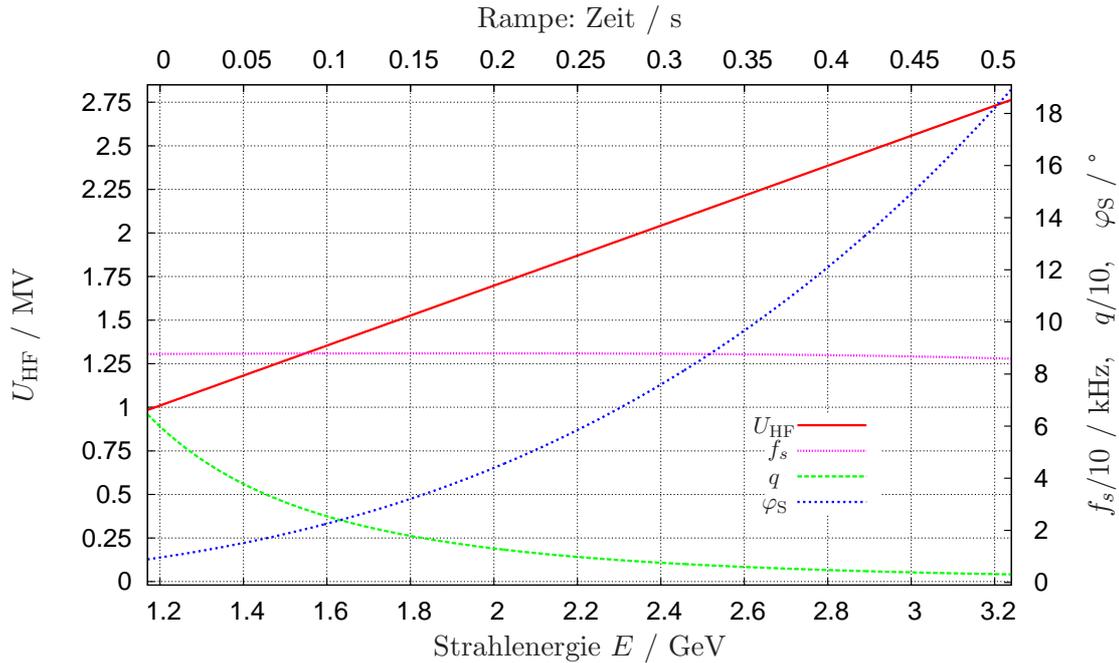


Abbildung 6.24: Energierampe des Nachbeschleunigungsmodus mit 4 GeV/s von 1,2 auf 3,2 GeV: Theoretisch erwarteter Verlauf von Synchrotronfrequenz f_s , Überspannungsfaktor q und Sollphase φ_S in Abhängigkeit der Strahlenergie E für eine lineare Rampe der Resonatorspannung U_{HF} von 1,01 auf 2,73 MV.

Nach Einbau und Inbetriebnahme des neu entwickelten Stripline Kickers sind ausführliche Messungen mit dem horizontalen und dem vertikalen Feedback-System auch im Nachbeschleunigungsmodus am Stretcherring geplant. Erste Messungen mit dem im Speichermodus erfolgreich in Betrieb genommenen horizontalen Feedback-System und dem existierenden Stripline Kicker bei einer Energierampe von 1,2 auf 2,35 GeV am Stretcherring belegen den erfolgreichen Betrieb des Systems auch im Nachbeschleunigungsmodus, welcher in erster Linie durch die beschriebene Stabilisierung der Arbeitspunkte während der Energierampe erreicht wurde [69].

6.4.2 Messungen mit dem longitudinalen System

Nach der in Abschnitt 6.1 beschriebenen erfolgreichen Inbetriebnahme des longitudinalen Feedback-Systems während des Speichermodus bei 2,35 GeV wurden Messungen während des Nachbeschleunigungsmodus am Stretcherring mit einer schnellen Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV bei einer Rampengeschwindigkeit von 4 GeV/s durchgeführt. Dazu erfolgt die Datenaufnahme während der 500 ms langen Rampe zeitgesteuert durch Verwendung des Diagnosetriggers des ELSA Kontrollsystems, der mit dem Triggereingang der longitudinalen Prozesseinheit verbunden ist (vgl. Abschnitt 5.2.3).

Die Rampe startet jeweils zum Zeitpunkt $t=0,5$ s eines Nachbeschleunigungszyklus, nachdem bis dahin bei 1,2 GeV die Strahlinjektion durch das Booster-Synchrotron mit einer möglichst homogenen Füllung des Stretcherrings ohne Füllstrukturlücke stattgefunden hat. Bei Abschluss der Rampe zum Zeitpunkt $t=1,0$ s wird die Maximalenergie 3,2 GeV erreicht und die kontinuierliche Strahlextraktion zu den Experimentierplätzen schließt sich über typischerweise einige wenige Sekunden an. Während der Energierampe ist gleichzeitig die durch das Kontrollsystem

synchronisierte, lineare Erhöhung der Resonatorspannung von 1,02 MV bei 1,2 GeV auf 2,73 MV bei 3,2 GeV aktiv, die die Stabilisierung der Synchrotronfrequenz auf der Rampe sicher stellen soll.

Abbildung 6.25 zeigt die Fourierspektren von 9 Datensätzen, die bei aktiviertem longitudinalen Feedback-System über jeweils 25 ms während des Nachbeschleunigungsmodus mit der longitudinalen Prozesseinheit aufgenommen wurden. Der verwendete digitale Bandpassfilter ist durch die folgenden Parameter festgelegt: $M = 21$ Filterkoeffizienten, Arbeitspunkt des Filters $Q_s = 0,049$, Verstärkung des Filter $G_F = 0,6$, Ausgangskanalverstärkung von 2^4 sowie Filterphase $\Phi_{FB} = 15^\circ$. Pro Zyklus des Nachbeschleunigungsmodus kann jeweils nur ein Datensatz aufgenommen werden, so dass die gezeigten Spektren aus unterschiedlichen Zyklen stammen, wobei jeweils ein nahezu gleich großer Strahlstrom im Stretcherring von rund 12 mA gespeichert war. Innerhalb der Einzelabbildungen sind jeweils die Zeitpunkte der Datenaufnahme²⁰ und die entsprechende momentane Strahlenergie angegeben.

Die in allen Spektren deutlich erkennbaren Notches bei der Synchrotronfrequenz belegen die dämpfende Wirkung des longitudinalen Feedback-Systems über den gesamten Energiebereich sowie unmittelbar vor und nach der Rampe des Nachbeschleunigungsmodus. Damit wird auch bestätigt, dass die erwartete Verschiebung der Sollphase φ_S während der Energierampe in einem akzeptablen Bereich stattfindet, da andererseits kein erfolgreicher Betrieb des System vorliegen würde.

Die Tiefe der Notches ist ein Maß für die Dämpfungsstärke D_{FB} des longitudinalen Feedback-Systems, die sichtbar mit zunehmender Strahlenergie abnimmt. Ein solches antiproportionales Verhalten in Abhängigkeit der Elektronenenergie E wird nach Gleichung (4.16) für D_{FB} erwartet. Schließlich liefert die Lage der Notches für jeden Datensatz die Frequenz der Synchrotronschwingungen, die insgesamt im Bereich von $(87,2 \pm 1,7)$ kHz erfolgreich stabilisiert werden konnte.

²⁰Die Zeitpunkte geben jeweils die zeitliche Mitte der 25 ms langen Datenaufnahme an.

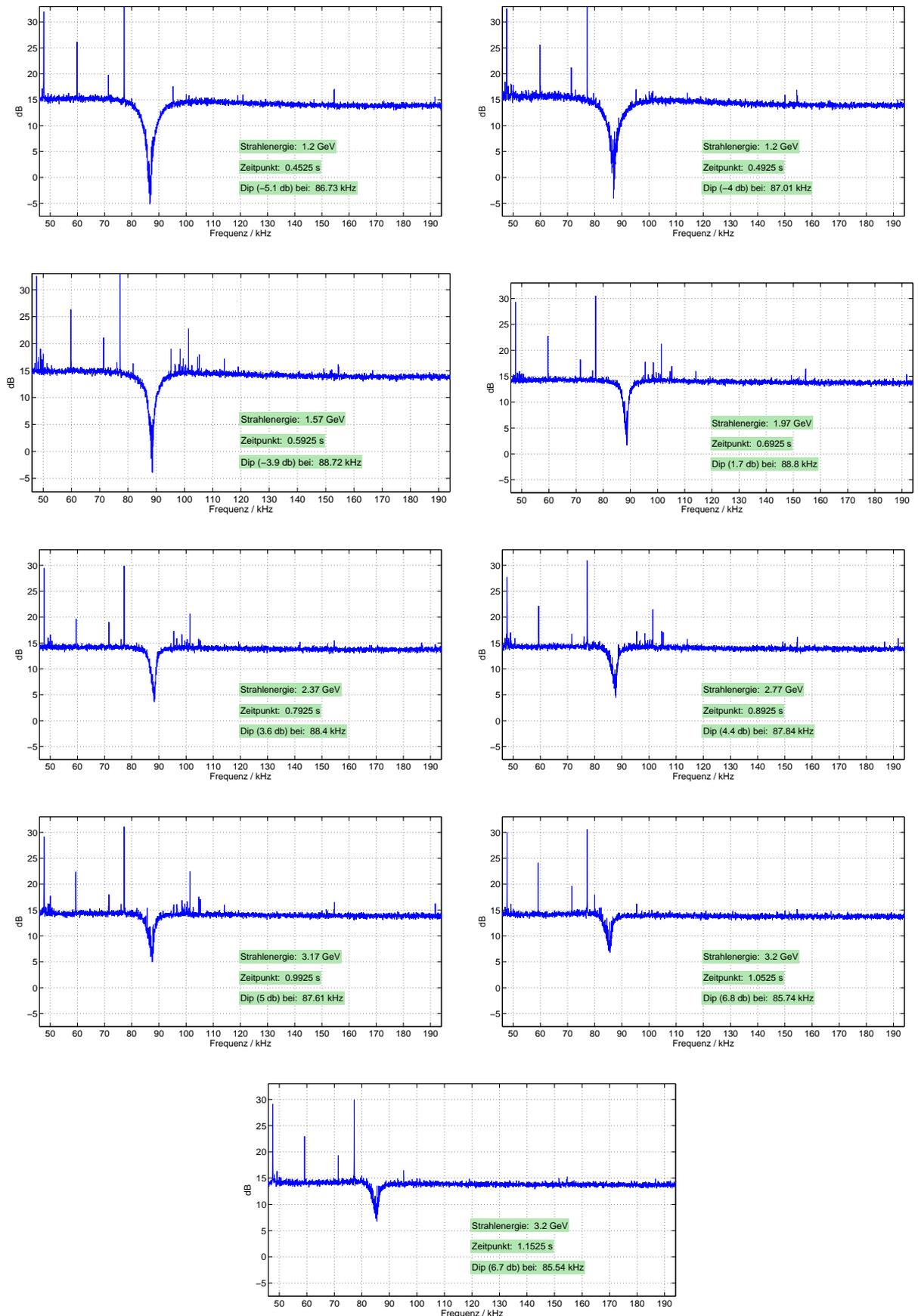


Abbildung 6.25: Während des Nachbeschleunigungsmodus und der Energierampe von 1,2 auf 3,2 GeV am Stretchering aufgenommene, über 274 gespeicherte Bunche gemittelte Fourier-Spektren der Eingangsdaten des longitudinalen Feedback-Systems.

6.5 Erzeugung von Einzel-Bunchen

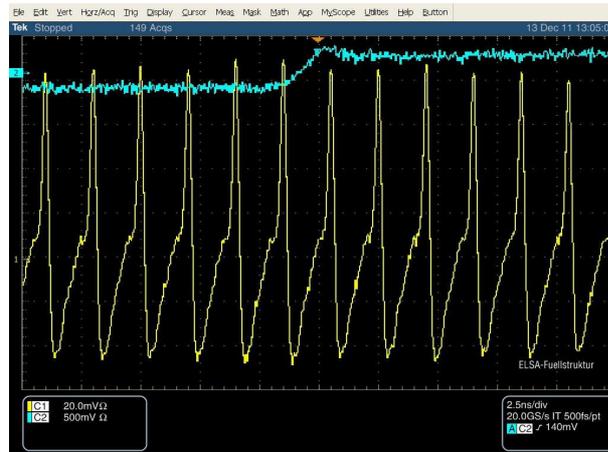
Eine besondere Einsatzmöglichkeit der Multi-Bunch Feedback-Systeme ist die Erzeugung von Einzel-Bunchen und beliebigen Füllstrukturen für den ELSA Stretcherring. Gespeicherte Einzel-Bunche hoher Intensität ermöglichen beispielsweise die Untersuchungen von Einzel-Bunch-Instabilitäten, welche bei mehreren gespeicherten Bunchen geringer Intensität von den dominanten Multi-Bunch-Instabilitäten überlagert sind und zukünftig am Stretcherring untersucht werden sollen [70]. Ferner erfordert die Kalibration von Detektoren, die für Experimente der Hadronenphysik verwendet werden, sehr kleine Strahlströme, die nur mit Einzel-Bunchen zu realisieren sind.

Zur Einzel-Bunch Erzeugung werden alle bis auf einen der gespeicherten Bunche mit dem transversalen Feedback-System zu kohärenten Dipolschwingungen angeregt. Dies geschieht entweder mit dem internen Signalgenerator der Systeme, wobei als Anregungsfrequenzen die erwarteten Betatronfrequenzen verwendet werden bzw. in diesem Frequenzbereich die Anregungsfrequenz über einige kHz und ms durchgefahen wird. Oder ein Bandpassfilter wird generiert, dessen Phase um 180° im Vergleich zur Phase eines Filters, der zur Dämpfung kohärenter Schwingungen des Strahls führt, verschoben ist. Solche Filter werden auch zu sog. Drive-Damp-Messungen²¹ verwendet, die anstelle von Grow-Damp Messung durchgeführt werden, wenn bei geringen gespeicherten Strahlströmen unterhalb der Instabilitätsschwellen der Strahl noch keine kohärenten Schwingungen ausführt. Die Verwendung eines solchen Filters verursacht ebenso wie das vom Signalgenerator erzeugte Signal die resonante Anregung des Strahls, die bei ausreichender Stärke der Anregung zu einer exponentiell wachsenden Schwingungsamplitude der oszillierenden Bunche und damit letztlich bei Kollision der Elektronen mit der Vakuumkammer zum vollständigen Verlust der angeregten Bunche führt.

In der Endphase dieser Arbeit wurden einige Messungen zur Einzel-Bunch Erzeugung mit den transversalen Feedback-Systemen durchgeführt, die aber durch erhebliche Reflexionen der Ansteuersignale des Stripline Kickers beeinträchtigt wurden, so dass insbesondere reproduzierbare Messungen kaum möglich waren. Vermutlich wurden diese Reflexionen von einem erst im Nachgang der Messung bemerkten, defekten $50\ \Omega$ -Abschluss verursacht. Außerdem ist – wie bereits bei der Inbetriebnahme der transversalen Feedback-Systeme beschrieben – bei Verwendung des (alten) am Stretcherring installierten Stripline Kickers die Isolation benachbarter Bunche für die Einzel-Bunch Erzeugung unzureichend. Grundsätzlich konnte aber durch den kombinierten, nachfolgend beschriebenen Einsatz beider transversaler Feedback-Systeme gezeigt werden, dass durch die resonante Anregung des Strahls die Einzel-Bunch Erzeugung am Stretcherring erfolgreich ist. Exemplarisch ist in Abbildung 6.26 der Vergleich der Messung eines erzeugten Einzel-Bunches mit der Aufnahme einer Multi-Bunch Füllung des Stretcherrings gezeigt. Dabei wurde das Summensignale des BPM-D 15 mit einem digitalen Speicheroszilloskop, dessen Datenaufnahme vom Umlauftrigger des Stretcherrings gesteuert wurde, vermessen.

Die Erzeugung des Einzel-Bunch Nr. 137 wurde in der dargestellten Messung durch den kombinierten Betrieb der beiden transversalen Prozessoreinheiten während des Nachbeschleunigungsmodus auf $2,35\ \text{GeV}$ am Stretcherring erreicht. Dazu erfolgt die Anregung aller 274 Bunche mit Ausnahme der Bunch Nr. 136 und 137 mit dem Signalgenerator der horizontalen Prozessoreinheit bei $(708,0 \pm 2,5)\ \text{kHz}$ bei gleichzeitiger Anregung aller Bunche mit dem Signalgenerator der vertikalen Einheit – nun mit Ausnahme der Nr. 137 und 138 – im Frequenzbereich $(753,0 \pm 2,5)\ \text{kHz}$ mit einer jeweils eingestellten Amplitude von 0,5 bei einer Durchfahrzeit der Frequenz von jeweils 10 ms. Ferner war das longitudinale Feedback-System für alle Bunche und das horizontale System ausschließlich für Bunch Nr. 137 aktiviert.

²¹Drive-Damp, englisch: anregen-dämpfen.



(a) Bipolare Peaks im Abstand von 2 ns belegen die Multi-Bunch Füllung des Stretcherrings.



(b) Erzeugter Einzel-Bunch Nr. 137, der durch die Flanke des Umlauftriggers (blau, oben) markiert wird.



(c) Erzeugter Einzel-Bunch Nr. 137, der über mehrere Umläufe a 548 ns im Stretcherring beobachtet wird.

Abbildung 6.26: Erzeugung eines Einzel-Bunches mit den transversalen Feedback-Systemen während des Nachbeschleunigungsmodus auf 2,35 GeV am ELSA Stretcherring.

6.6 Ausblick

Die aufgebauten und erfolgreich in Betrieb genommenen Multi-Bunch Feedback-Systeme für alle drei Schwingungsebenen ermöglichen zukünftig – neben den schon beschriebenen Messungen – eine Vielzahl von strahldiagnostischen Untersuchungen am ELSA Stretcherring. Daher sollen zum Abschluss dieses Kapitels weiterführende Aspekte zum Betrieb der Systeme, auf die bisher nicht eingegangen wurde, ergänzt und einige der potentiellen Anwendungsmöglichkeiten zusammengestellt werden:

- Die nach Abschluss dieser Arbeit durchgeführten Testmessungen im Speicherringbetrieb bei 2,35 GeV zeigen, dass der erfolgreiche Betrieb der Feedback-Systeme für alle drei Ebenen den beobachteten Strahlverlust infolge kohärenter, longitudinaler und transversaler Strahlinstabilitäten reduziert und die stabile Speicherung interner Strahlströme oberhalb von 100 mA im Stretcherring möglich sind [66]. Während des Nachbeschleunigungsmodus auf 2,35 GeV konnten außerdem bereits Strahlströme bis zu 50 mA durch das aktivierte longitudinale und horizontale System beschleunigt werden, die deutlich oberhalb der bisherigen Standardströme von bis zu 15 mA im Nachbeschleunigungsmodus liegen. Nach Einbau des neu entwickelten Stripline Kickers werden schließlich auch die transversale Feedback-Systeme in ihrem endgültigen Aufbau zur Verfügung stehen. Insgesamt sind damit alle Voraussetzungen gegeben, um ausführliche Studien zur Speicherung und Beschleunigung interner Strahlströme im Bereich von 50 bis 200 mA im Nachbeschleunigungsmodus am Stretcherring durchzuführen.
- Sind die Dämpfungsraten der Feedback-Systeme bei hohen Strahlströmen nicht ausreichend, bieten sich der Einbau zusätzlicher Verstärker zur Erhöhung der Korrekturspannungen der Systeme an: Für die beiden Kicker Cavities wurde dies bereits in Abbildung 5.23 dargestellt; beim Stripline Kicker kann zudem jeder Streifenleiter mit einem eigenen Verstärker angesteuert werden.
- Um kohärente Strahlschwingungen detailliert zu untersuchen, ist es hilfreich, die absoluten Schwingungsamplituden der Bunche messen zu können. Dazu bedarf es einer Kalibration der Frontend-Kanäle der Feedback-Systeme, aus der die Zuordnungsvorschrift der Biteinheiten (Skt.) des AD-Wandlers der Prozesseinheiten zur gemessenen Auslenkung der Bunche hervorgeht: Longitudinal ist eine Umrechnung der AD-Eingangswerte in Winkleinheiten relativ zur Phase des Sollteilchens, transversal in die horizontale und vertikale Auslenkung der Bunche zur Sollbahn in Längeneinheiten erforderlich.
Falls der gespeicherte Strahlstrom bekannt ist, lässt sich eine solche Kalibration unter Verwendung der Gleichungen (4.3), (4.4) und (4.7) durchführen, indem die Mittelwerte der AD-Daten in Abhängigkeit des Phasenstellers des Frontends (longitudinal) bzw. in Abhängigkeit einer gezielt erzeugten, transversalen Ablage des Strahles am Ort des verwendeten BPMs vermessen werden. Für das longitudinale System ist eine solche Messung identisch mit der in Abbildung 6.3 dargestellten, wobei unter Berücksichtigung der Demodulation bei der 3. HF-Harmonischen die Steigung für den Bereich des linearen Verlaufs der Messwerte zu bestimmen ist.
- Die mit den Feedback-Systemen durchgeführten Grow-Damp Messungen und vorgestellten Strahlspektren ermöglichen die systematische Untersuchung von kohärenten Strahlinstabilitäten und des Dämpfungsverhaltens der Systeme am ELSA Stretcherring. Solche Messungen in Abhängigkeit des Strahlstroms und der Strahlenergie können z.B. zur Bestimmung von Instabilitätsschwellen, zur Identifikation von HOM, die zu Strahlinstabilitäten führen können, zur Vermessung der zugehörigen Anregungszeiten τ_A oder zur Bestimmung der

Dämpfungszeiten τ_{FB} der Feedback-Systeme dienen. Hierzu wird derzeit bereits ein automatischer Instabilitätsmonitor für das ELSA Kontrollsystem programmiert, der die mit den Prozessoreinheiten aufgenommenen Strahlspektren auswertet [70].

- Die in diesem Kapitel gezeigten Fourierspektren erlauben für jeden Bunch eine separate, präzise Messung der drei Arbeitspunkte bzw. der Synchrotron- und Betatronfrequenzen, was die Untersuchung der Verschiebung dieser Frequenzen in Abhängigkeit des gespeicherten Strahlstroms und der Füllstruktur für den Stretcherring ermöglicht.
- Mittels der vorliegenden AD-Eingangsdaten der Prozessoreinheiten, die jeweils proportional zum Strahlstrom eines jedes Bunches sind, bietet sich die Entwicklung eines automatischen Füllstrukturmonitors für das ELSA Kontrollsystem an.

Kapitel 7

Zusammenfassung

An der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA wurden im Rahmen dieser Arbeit breitbandige, longitudinale und transversale Multi-Bunch Feedback-Systeme aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Um zukünftig die geplante Erhöhung des Strahlstroms am ELSA Stretcherring auf bis zu 200 mA umsetzen zu können, sollen diese Systeme zur Dämpfung von Multi-Bunch-Instabilitäten eingesetzt werden, die derzeit noch die Speicherung und Beschleunigung von Strahlströmen oberhalb von 20 mA signifikant begrenzen. Die vorgelegte Arbeit behandelte dazu zunächst die entsprechenden beschleunigerphysikalischen Grundlagen (Strahldynamik und kohärente Instabilitäten) und die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA selbst, bevor im eigentlichen Hauptteil der Arbeit – wie nachfolgend zusammengefasst – der Aufbau und die Inbetriebnahme der Systeme beschrieben wurden.

Alle Einzelkomponenten der am Stretcherring aufgebauten Multi-Bunch Feedback-Systeme sind so ausgelegt, dass sie eine analoge Bandbreite von 250 MHz besitzen; weiterhin beträgt die Datenverarbeitungsrate der eingesetzten digitalen Signalprozessoren zur Bestimmung eines geeigneten Korrektursignals 499,67 MHz und entspricht damit der ELSA-HF. Dadurch ist sicher gestellt, dass die Systeme die Bewegung jedes Bunches, die bei einer Gesamtzahl von 274 und einem zeitlichen Abstand von rund 2 ns im Stretcherring gespeichert sind, detektieren können und alle 274 möglichen, gekoppelten Schwingungsmoden gedämpft werden.

Zur Detektion der longitudinalen und transversalen Bewegung des Ladungsschwerpunktes jedes Bunches werden zwei Strahllage-monitore (BPM-D 15 und BPM-D 18) verwendet, deren Summen- und Differenzsignale mit breitbandigen HF-Combinern gebildet werden. Diese Signale werden im 3-Kanal Frontend mittels Phasen (longitudinal)- bzw. Amplitudendemodulation (transversal) durch Mischung mit der ELSA-HF verarbeitet, so dass für jede Schwingungsebene ein Signal zur Verfügung steht, das proportional zur longitudinalen bzw. transversalen Auslenkung eines jeden Bunches ist. Das Korrektursignal wird für jeden Bunch individuell mit digitalen, auf einem FPGA realisierten Signalprozessoren bestimmt, indem die zunächst mit einem AD-Wandler digitalisierten BPM-Signale mit digitalen FIR-Filtern ausgewertet werden. Die generierten digitalen Filter sind als Bandpass-Filter mit einer maximalen Verstärkung bei der Synchrotronfrequenz (longitudinales System) bzw. der horizontalen/vertikalen Betatronfrequenz (transversale Systeme) ausgelegt. Dadurch wird bei entsprechend gewählter Phase des Filters ein Korrektursignal bestimmt, das zur phasenrichtigen Korrektur der Dipolschwingung jedes Bunches eingesetzt wird und mittels eines DA-Wandlers als Ausgangssignal der Prozessoreinheit zur Verfügung gestellt wird.

Die Korrektur jedes Bunches erfolgt mit breitbandigen Kickerstrukturen, die mit den Ausgangssignalen der Prozessoreinheiten und vorgeschalteten Halbleiterverstärkern angesteuert werden. Für die longitudinale Korrektur wurden zwei Kicker Cavities kleiner belasteter Güte ($Q = 3,8$

bzw. $Q=3,1$) und möglichst großer Shuntimpedanz entworfen, deren Geometrie mittels numerische Simulation der elektrischen Felder und des Reflexionsfaktors der eingekoppelten HF optimiert wurde. Die beiden Cavities wurden hausintern gefertigt, am Stretcherring installiert und erfolgreich in Betrieb genommen. Zur transversalen Strahlkorrektur wurde ein bereits am Stretcherring existierender Stripline Kicker mit horizontalen und vertikalen Streifenleitern verwendet.

Im Speichermodus des Stretcherrings bei einer Strahlenergie von 2,35 GeV wurden für alle drei Feedback-Systeme die erforderlichen zeitlichen Verzögerungen für die AD- bzw. DA-Wandler, die Phasensteller der ELSA-HF Referenzsignale für die Demodulation der BPM-Signale und die Ausgangskanalverzögerung in Einheiten der zeitlichen Bunchabstände eingestellt. Mittels der EPICS-Oberfläche, die zur vollständigen Kontrolle der digitalen Prozessoreinheiten sowie zur Datenaufnahme und Strahldiagnose mit den Systemen zur Verfügung steht, wurden die digitalen Bandpassfilter generiert und hinsichtlich ihrer Phase so optimiert, dass die detektierten Multi-Bunch-Schwingungen in der entsprechenden Ebene gedämpft werden können. Das entsprechende Vorgehen der erfolgreichen Inbetriebnahme aller drei Systeme ist ausführlich mit zugehörigen Messungen dokumentiert, so dass mit Hilfe dieser Arbeit auch zukünftig bei Modifikationen an den bestehenden Systemen eine ggf. erforderliche Neujustage einzelner Betriebsparameter möglich ist.

Ferner zeigen die im Rahmen der Inbetriebnahme vorgestellten Grow-Damp-Messungen, das vermessene longitudinale Strahlspektrum und die grundsätzlich mögliche Erzeugung von Einzel-Bunchen die vielfältigen zusätzlichen Einsatzmöglichkeiten der Feedback-Systeme für Instabilitätsstudien und andere strahldiagnostische Untersuchungen am Stretcherring auf.

Im Hinblick auf die geplante Stromerhöhung für den ELSA Stretcherring wurden auch Messungen im Nachbeschleunigungsmodus durchgeführt, die einen erfolgreichen Betrieb der Multi-Bunch Feedback-Systeme auch im Standardmodus der Anlage belegen. Die dargestellten Messungen mit dem longitudinalen Feedback-System bestätigen, dass durch eine lineare Erhöhung der Ansteuerspannung für die Beschleunigungsresonatoren ein erfolgreicher Betrieb des Systems auch während der schnellen Energierampe von 4 GeV/s im Nachbeschleunigungsmodus von 1,2 GeV auf 3,2 GeV gewährleistet ist.

Die aufgebauten und vollständig in Betrieb genommenen Multi-Bunch Feedback-Systeme stehen seit Anfang des Jahres 2012 zur Verwendung während des Strahlbetriebes am Stretcherring zur Verfügung. Zusätzlich wird der Aufbau der transversalen Systeme durch die Inbetriebnahme des neu entwickelten Stripline Kickers mit verbesserter Bandbreite Mitte des Jahres 2012 vervollständigt werden.

Die in der Endphase dieser Arbeit durchgeführten ersten Testmessungen mit stabil beschleunigt und gespeicherten Strahlströmen oberhalb von 100 mA im Speichermodus bzw. mit bis zu 50 mA im Nachbeschleunigungsmodus bei aktivierten Feedback-Systemen zeigen, dass durch den Einsatz der Systeme die Stromschwellen für die Anregung kohärenter Strahlinstabilitäten im Stretcherring deutlich zu höheren Strahlströmen hin verschoben sind. Um letztendlich die geplante Erhöhung des Strahlstroms des Stretcherrings im Bereich von 100 bis 200 mA im Nachbeschleunigungsmodus in Zukunft zu realisieren, sind neben detaillierter Studien zu den auftretenden kohärenten Strahlinstabilitäten und dem Dämpfungsverhalten der Feedback-Systeme zusätzliche Gegenmaßnahmen (u.a. Temperaturregelung für die Wasserkühlung der Beschleunigungsresonatoren, Austausch bestimmter Kammerstrukturen mit hohen Koppelimpedanzen) erforderlich.

Literaturverzeichnis

- [1] CST. Computer Simulation Technology, Software Paket zur Simulation elektromagnetischer Felder, <http://www.cst.com/>.
- [2] EPICS. Dokumentation, <http://www.aps.anl.gov/epics/>.
- [3] MATLAB. Hochentwickelte Programmiersprache für wissenschaftlich-technische Berechnungen, <http://www.mathworks.de/products/matlab/>.
- [4] AQRAWI, A.: *Wakefelder, Impedanzen und Strahlinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007.
- [5] BALEWSKI, K.: *Review of Feedback Systems*. In: *Proceedings of EPAC 1998*. Stockholm, Schweden.
- [6] BOLDT, O.: *Ein breitbandiger Wandstrommonitor für ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2008.
- [7] BONI, R., A. GALLO, A. GHIGO, F. MARCELLINI, M. SERIO und M. ZOBOV: *A Waveguide Overloaded Cavity as Longitudinal Kicker for the daphne bunch-by-bunch Feedback System*. Part. Accel., 52:95–113, 1996.
- [8] BRONSTEIN, I. N. UND SEMENDJAEV, K. A.: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main, 2001.
- [9] BULFONE, D.: *Bunch-by-Bunch Control of Instabilities with the ELETTRA/SLS Digital Feedback Systems*. In: *Proceedings of ICALEPCS 2003*. Gyeongju, Korea.
- [10] BYRD, J. M.: *Study of Coupled-bunch Collective Effects in the ALS*. In: *Proceedings of PAC 1993*.
- [11] CHAO, A. und M. TIGNER: *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*. World Scientific, 1998.
- [12] CHAO, A. W.: *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*. John Wiley & Sons, New York, 1993.
- [13] CHOU, P. J.: *Collective Effects in the Storage Ring of Taiwan Photon Source*. In: *Proceedings of EPAC 2006*. Edinburgh, Scotland, THPCH062.
- [14] COOLEY, J. UND TUKEY, J.: *An Algorithm for the Machine Computation of Complex Fourier Series*. In: *Mathematics of Computation*, Vol. 19, No. 90. 1965.
- [15] DIMTEL. San Jose, USA, <http://www.dimtel.com>, Integrated Gigasample Processor.

- [16] DIMTEL: *FBE-500LT Bunch-by-bunch Feedback Front/Back-End*. Technical User Manual, Revision: 1.0, Oktober 2010.
- [17] DIMTEL: *FBE-500LT Factory Test Results*. Serial number: fbelt-0002, Oktober 2010.
- [18] DIMTEL: *iGp12-274F Factory Test Results*. Serial numbers: iGp12-0012,-0013,-0014, Oktober 2010.
- [19] DIMTEL: *iGp12-274F Signal Processing*. Technical User Manual, Revision: 2.1, Oktober 2010.
- [20] DRAGO, A.: *Trends in Fast Feedback R & D*. 2008. Beitrag zum 40. ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on e⁺/e⁻ Factories, Novosibirsk, Russland.
- [21] DRAGO, A., J. FOX, D. TEYTELMAN und M. TOBIYAMA: *Commissioning of the IGP Feedback System at DAΦNE*. In: *Proceedings of EPAC08*. Genua, Italien.
- [22] EBERHARDT, M.: *Measurement and Correction of the Longitudinal and Transversal Tunnes during the Fast Energy Ramp at ELSA*. In: *Proceedings of IPAC'10*. Kyoto, Japan, MOPD085.
- [23] EBERHARDT, M.: *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, 2010.
- [24] FOX, J. D. UND KIKUTANI, E.: *Bunch Feedback Systems and Signal Processing*. In: *Proceedings of the Joint US-CERN-Japan-Russia School on Particle Accelerators: Beam Measurement*. World Scientific, Singapore, 1999.
- [25] GALLO, A.: *The Transverse Feedback Kicker*. DAΦNE Technical Note, CD-5, 1995.
- [26] GALLO, A., M. MIGLIORATI und L. PALUMBO: *Efficiency of the broadband RF cavity longitudinal kicker in DAΦNE*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 404(2-3):223 – 230, 1998.
- [27] GERKE, H.: *Das Petra Cavity*. DESY, Hamburg. DESY PET-77/08. August 1977.
- [28] GOLDBERG, D. A. und G. R. LAMBERTSON: *Dynamic devices. A primer on pickups and kickers*. AIP Conference Proceedings, 249(1):537–600, 1992.
- [29] GÖTZ, T.: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des Nachbeschleunigungsbetriebs bis 3.5 GeV*. Dissertation, BONN-IR-95-03, Universität Bonn, 1995.
- [30] HARRIS, F.: *On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform*. Proceedings of the IEEE, 66(1):51 – 83, jan. 1978.
- [31] HEINE, R. G.: *Untersuchung der Wechselwirkung intensiver Elektronenstrahlen mit höheren Resonatormoden an DELTA*. Dissertation, Universität Dortmund, 2006.
- [32] HEURICH, N.: *Aufbau einer neuen externen Strahlführung an ELSA*. Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn.
- [33] HEURICH, N.: *Dämpfung von Strahlinstabilitäten im Elektronenbeschleuniger ELSA mithilfe von Breitbandresonatoren*. Masterarbeit, Universität Bonn, 2011.

- [34] HEURICH, N.: *A Longitudinal Kicker Cavity for a Bunch-By-Bunch Feedback System at ELSA*. In: *Proceedings of IPAC2011*. San Sebastian, Spain, MOPO004.
- [35] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. Habilitation, Universität Bonn, 2000.
- [36] HILLERT, W.: *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*. The European Physical Journal A, 28:139–148, 2006.
- [37] HOFMANN, A.: *Dynamics of Beam Diagnostic*. In: Cern Accelerator School Beam Diagnostics, 2009, Dourdan. D. Brandt (Hrsg.). 2009-08-17, Genf.
- [38] INSTRUMENTATIONTECHNOLOGIES. Solkan, Slovenia, <http://www.i-tech.si>, Libera Bunch-by-Bunch.
- [39] KANG, H., W. HWANG, D. KIM, Y. KIM, M. PARK und J. HUANG: *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(1–3):112 – 125, 2003.
- [40] KEIL, J.: *Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors zur Messung, Überwachung und Optimierung der ELSA-Füllstruktur*. Diplomarbeit, BONN-IB-94-18, Universität Bonn, 1994.
- [41] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. Dissertation, BONN-IR-2000-09, Universität Bonn, 2000.
- [42] KHAN, S.: *BESSY II Feedback Systems*. In: *Proceedings of PAC 1999*. New York, USA.
- [43] KHAN, S.: *Collective Phenomena in Synchrotron Radiation Sources*. Springer Verlag, 2006.
- [44] KIM, Y., M. KWON, J. HUANG, W. NAMKUNG und I. KO: *Longitudinal feedback system kicker for the PLS storage ring*. Nuclear Science, IEEE Transactions on, 47(2):452 – 467, Apr. 2000.
- [45] KLARNER, F.: *Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines Vorbeschleunigersystems an ELSA*. Dissertation, BONN-IR-2011-13, Universität Bonn, 2011.
- [46] KNUTH, T.: *Auslegung, Entwicklung und Inbetriebnahme eines longitudinalen und transversalen Feedbacksystems zur Dämpfung gekoppelter Teilchenpaket-Instabilitäten im BESSY-II-Speicherring*. Dissertation, Universität Berlin, 2000.
- [47] KNUTH, T.: *Longitudinal and Transverse Feedback Kickers for the Bessy II Storage Ring*. In: *Proceedings of PAC 1999*. New York, USA.
- [48] KUO, C. H.: *New Bunch-by-Bunch Feedback System for the TLS*. In: *Proceedings of DIPAC2011*. Hamburg, TUPD23.
- [49] LONZA, M.: *Digital Processing Electronics for the Elettra Transverse Multi-Bunch Feedback System*. In: *Proceedings of ICALEPCS 1999*. Trieste, Italy.
- [50] LONZA, M.: *Multi-bunch feedback systems*. In: Cern Accelerator School Beam Diagnostics, 2009, Dourdan. D. Brandt (Hrsg.). 2009-08-17, Genf.
- [51] MAIER, L. C. und J. C. SLATER: *Field Strength Measurements in Resonant Cavities*. Journal of Applied Physics, 23(1):68–77, 1952.

- [52] MASTORIDES, T.: *Measurements and Analysis of Longitudinal HOM Driven Coupled Bunch Modes in PEP-II Rings*. In: *Proceedings of BIW08*. Tahoe City, California, USA, TUPT-PF014.
- [53] MEINKE, H. und F. GUNDLACH: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Lange, K. (Hrsg.), Löcherer, K.-H. (Hrsg.), 5. Auflage. Springer-Verlag, 1992.
- [54] NAGAOKA, R.: *Operational Status of the Transverse Bunch by Bunch Feedback System at SOLEIL*. In: *Proceedings of IPAC'10*. Kyoto, Japan, WEPEB029.
- [55] NG, K. Y.: *Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities*. World Scientific, Singapore, 2006.
- [56] PASOTTI, C.: *Coupled Bunch Modes Measurement System at Elettra*. In: *Proceedings of EPAC98*. Stockholm, Schweden, THP03E.
- [57] PICARD, M.: *Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsbetrieb bis 3.5 GeV*. Dissertation, BONN-IR-95-01, Universität Bonn, 1995.
- [58] PREISNER, O.: *Studien zur Magneto-optik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007.
- [59] PROAKIS, J. und D. MANOLAKIS: *Digital Signal Processing, Principles, Algorithms, and Applications*. 3. Auflage. 1996.
- [60] PROFT, D. persönliche Mitteilung.
- [61] ROBINSON, K. W.: *Stability of beam in radio frequency systems*. Cambridge Electron Accelerator report, CEAL-1010, 1964.
- [62] ROTH, A.: *Commissioning of Multibunch Feedback Systems at the Fast Ramping Stretcher Ring ELSA*. In: *Proceedings of IPAC2011*. San Sebastian, Spain, MOPC077.
- [63] ROTH, A.: *Studien zum Einsatz supraleitender Hochfrequenzresonatoren für Energien bis 5 GeV an der Beschleunigeranlage ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007.
- [64] SACHERER, F.: *A Longitudinal Stability Criterion for Bunched Beams*. In: *Proceedings of PAC 1973*. San Francisco, CA, USA.
- [65] SAUERLAND, D.: *Amplituden-, Phasen- und Temperaturstabilisierung des Hochfrequenzsystems an ELSA*. Masterarbeit in Vorbereitung, Universität Bonn.
- [66] SCHEDLER, M. persönliche Mitteilung.
- [67] SCHEDLER, M.: *A Broadband RF Stripline Kicker for Damping Transversal Multibunch Instabilities*. In: *Proceedings of IPAC2011*. San Sebastian, Spain, MOPO003.
- [68] SCHEDLER, M.: *Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*. Masterarbeit, BONN-IB-2011-05, Universität Bonn, 2011.
- [69] SCHEDLER, M.: *First Measurements with Multibunch Feedback Systems at the Fast Ramping Stretcher Ring ELSA*. In: *Proceedings of IPAC2012*. New Orleans, USA, WEPPP059.

- [70] SCHEDLER, M.: *Single-Bunch- und Multi-Bunch-Instabilitäten in ELSA*. Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn.
- [71] SCHILLO, M.: *Das Strahldiagnosesystem für ELSA*. Dissertation, BONN-IR-91-77, Universität Bonn, 1991.
- [72] SCHMIEDEN, H.: *The BGO-OpenDipole Setup at ELSA*. International Journal of Modern Physics E, 19, 2010.
- [73] STEARNS, S. D.: *Digitale Verarbeitung analoger Signale*. 1. Auflage. R. Oldenbourg Verlag München Wien 1979.
- [74] SVANDRLIK, M.: *The Cure of Multibunch Instabilities in ELETTRA*. In: *Proceedings of 1995 Particle Accelerator Conference*. Dallas, USA, pp. 2762-2764.
- [75] TEYTELMAN, D. persönliche Mitteilung.
- [76] TEYTELMAN, D.: *Architecture and Technology of 500 Msample/s Feedback Systems for Control of Coupled-Bunch Instabilities*. In: *Proceedings of ICALEPCS 1999*. Trieste, Italy.
- [77] TEYTELMAN, D.: *Architectures and Algorithms for Control and Diagnostics of Coupled-Bunch Instabilities in Circular Accelerators*. Ph.D. thesis, Stanford University, SLAC-Report-633, 2003.
- [78] TEYTELMAN, D.: *Design and Testing of Gproto Bunch-by-Bunch Signal Processor*. In: *Proceedings of EPAC 2006*. Edingburgh, Schottland.
- [79] TEYTELMAN, D.: *A Longitudinal Feedback Timing Procedure*. Application Note, September 2008.
- [80] TEYTELMAN, D.: *Survey of Digital Feedback Systems in High Current Storage Rings*. In: *Proceedings of PAC 2003*. Portland, USA.
- [81] THOMA, U.: *Baryon spectroscopy: Recent results from the Crystal Barrel/TAPS experiment at ELSA*. AIP Conference Proceedings, 1257(1):173–180, 2010.
- [82] TOBIYAMA, M. und E. KIKUTANI: *Development of a high-speed digital signal process system for bunch-by-bunch feedback systems*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 3:012801, Jan 2000.
- [83] WALKER, R. P.: *Quantum Excitation and Equilibrium Beam Properties*. In: Cern Accelerator School, Fifth General Accelerator Physics Course, 1994, S. Turner (Hrsg.), CERN 94-01, Vol. II.
- [84] WALKER, R. P.: *Radiation Damping*. In: Cern Accelerator School, Fifth General Accelerator Physics Course, 1994, S. Turner (Hrsg.), CERN 94-01, Vol. II.
- [85] WANG, J. H.: *Development of Transverse Feedback System and Instabilities Suppress at HLS*. In: *Proceedings of PAC07*. Albuquerque, New Mexico, USA, MOPAN053.
- [86] WEIHRETER, E.: *Status of the European HOM Damped Normal Conducting Cavity*. In: *Proceedings of EPAC08*. Genoa, Italy, THXM03.
- [87] WEILAND, T.: *Comment on wake field computation in time domain*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 216, 1983.

- [88] WEILAND, T.: *On the computation of resonant modes in cylindrically symmetric cavities*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 216, 1983.
- [89] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, 2. Auflage, Stuttgart, 1996.
- [90] ZIMMERMANN, R.: *Ein Kicker-Cavity für ein longitudinales Feedbacksystem an ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 2010.
- [91] ZOTTER, B. W. und S. A. KHEIFETS: *Impedances and Wakes in High-Energy Particle Accelerators*. World Scientific, Singapore, 1997.

Danksagung

Das Entstehen dieser Arbeit wäre ohne die Unterstützung anderer Personen nicht möglich gewesen. Dafür möchte ich allen herzlich danken.

Ich danke Herrn Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert für die interessante Themenstellung und die Betreuung und Begutachtung der Arbeit. Er hat den Fortgang der Arbeit immer unterstützt und stand für Fragen und Diskussionen jederzeit zur Verfügung. Ich danke ihm auch für die Möglichkeiten, an nationalen wie internationalen Konferenzen, Treffen und Schulen im Bereich der Beschleunigerphysik teilnehmen zu können. Ich danke Herrn Prof. Dr. H.-W. Hammer und ebenso Herrn Prof. Dr. R. Maier vom Forschungszentrum Jülich, die die Aufgaben des Zweitgutachters bzw. des fachnahen Mitglieds der Promotionskommission übernommen haben. Ferner danke ich Herrn Prof. Dr. O. Schiemann, der als viertes Mitglied die Kommission kurzfristig vervollständigt hat.

Mein Dank gilt Rebecca Koop, die mit den im Rahmen ihrer Diplomarbeit durchgeführten Simulationen wesentlich zum Entwurf der Kicker Cavities beigetragen hat. Nikolas Heurich sei für die Vermessung und die Inbetriebnahme der beiden Kicker Cavities gedankt, die im Rahmen seiner Masterarbeit durchgeführt wurden. Schließlich möchte ich Manuel Schedler für die Entwicklung des neuen Stripline Kickers im Rahmen seiner Masterarbeit danken sowie für viele, gemeinsam durchgeführte Messungen während der Inbetriebnahme der Feedback-Systeme an ELSA. Einen herzlichen Dank richte ich an Dr. Dmitry Teytelman, der mit seiner ausgezeichneten Expertise in Multi-Bunch Feedback-Systemen für Fragen und Diskussionen jederzeit zur Verfügung stand. Dr. Maren Eberhardt möchte ich für eine Reihe von gemeinsam durchgeführten Messungen zur Bestimmung der Synchrotronfrequenz und des longitudinalen Arbeitspunktes an ELSA danken. Für die Möglichkeit, an der Inbetriebnahme der Multi-Bunch Feedback-Systeme an der Metrology Light Source (MLS) in Berlin teilzunehmen, danke ich den dortigen Verantwortlichen.

Ich danke Dr. Frank Frommberger für seine Unterstützung während der Messzeiten und des Strahlbetriebs von ELSA, bei Fragen zum Kontrollsystem und für die Lösung diverser Rechnerprobleme. Dr. Andreas Dieckmann danke ich für seine Unterstützung in allen Elektronikfragen. An die Mitarbeiter und Werkstätten des Physikalischen Institutes in den Bereichen Mechanik, Konstruktion und Fertigung, Elektroinstallationen und Elektronik, Wasser und Vakuum geht mein Dank, insbesondere für die Fertigungs- und Installationsarbeiten der Kicker Cavities. Rebecca Koop, Nikolas Heurich, Manuel Schedler, Sven Zander, Oliver Boldt, Dennis Proft und Jens-Peter Thiry danke ich für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Allen ehemaligen und aktuellen Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich für die gute Arbeitsatmosphäre und viele wertvolle Diskussionen und Anregungen danken.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie. Ich danke meinen Eltern und meiner Schwester, die mich in meinem Leben immer begleitet und unterstützt haben. Kristina, ich danke Dir für Deine Liebe, Dein Vertrauen und Deine Geduld. Jasper Laurenz und David Leo, es ist wunderbar, dass Ihr da seid.