

Untersuchung der Wechselwirkung
intensiver Elektronenstrahlen mit
höheren Resonatormoden
an Delta

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
angefertigt am Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

vorgelegt von

Robert Gerd Heine

1. Gutachter: Prof. Dr. T. Weis
2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. J. Dietrich
Vertreter der wiss. Mitarbeiter: Priv.-Doz. Dr. H. Hövel
Tag der mündlichen Prüfung 06.10.2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Beschleunigung geladener Teilchen	5
2.1	Beschleunigung mit magnetischen Feldern	5
2.2	Beschleunigung mit elektrischen Feldern	8
2.2.1	Beschleunigung in Hochfrequenzresonatoren	8
3	Synchrotronstrahlung	13
3.1	Energieverlust durch Synchrotronstrahlung	13
4	Wakefelder und Impedanzen	17
4.1	Wakepotential	17
4.2	Koppelimpedanz	19
5	Strahl-Resonator Wechselwirkungen	21
5.1	Beamloading	21
5.2	Potential-well Distortion	23
6	Strahldynamik	25
6.1	Synchrotronschwingung	25
6.1.1	Signalspektrum eines Elektronenstrahls	27
6.2	Dämpfungsmechanismen	29
6.2.1	Strahlungsdämpfung	29
6.2.2	Landau-Dämpfung	31
6.3	Robinson Instabilität	33
6.4	Multibunchanregungen	35
7	Untersuchte Beschleunigungskavitäten	41
7.1	Der DORIS-Resonator	41
7.2	Der modengedämpfte EU-Resonator	44
7.2.1	Gedämpfter Oszillator	47

8	Meßaufbau und Ergebnisse	51
8.1	Meßmethode	51
8.2	Meßaufbau	52
8.3	Meßergebnisse	55
8.3.1	DORIS-Resonator	56
8.3.2	Modengedämpfter EU-Resonator	62
8.4	Diskussion der Ergebnisse	67
9	Allgemeine Interpretation von CBM-Spektren	69
9.1	Superposition von Moden	69
9.2	Einflüsse der Füllstruktur	69
9.2.1	Mathematische Modellierung	71
9.3	Anwendung auf gemessene CBM-Spektren	72
10	Zusammenfassung und Ausblick	79
A	Transversale CBM-Spektren des DORIS-Resonators	81
B	Instabilitätsschwellen	85
	Danksagung	87

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das mitbewegte Koordinatensystem	6
2.2	Schematische Darstellung des Beschleunigungsprozesses in einem zylindrischen Resonator	10
3.1	Spektrum der Synchrotronstrahlung	14
4.1	Die Entstehung von Wakefeldern an einer Querschnittsänderung.	18
4.2	Resonanzkurve eines Hohlraumresonators	19
5.1	Zeigerdiagramm der beim Beamloading überlagerten Spannungen	22
6.1	Qualitative Darstellung des Signalspektrums eines Elektronenstrahls	30
6.2	Resonatorabstimmung für den stabilen Betrieb eines Elektronenbeschleunigers.	34
6.3	Momentaufnahmen einer longitudinal schwingenden linearen Kette aus vier Oszillatoren	36
6.4	Grafische Darstellung der Schwellimpedanzen von Delta bei 542 MeV und 1,48 GeV für verschiedene Speicherströme	38
6.5	Realteil der Mode L16 des DORIS-Resonators mit Instabilitätsüberlegungen bzgl. Delta	39
7.1	Foto des DORIS-Resonators	42
7.2	Zeichnung eines HOM-Dämpfers für DORIS-Resonatoren	42
7.3	Foto des modengedämpften EU-Resonators	45
7.4	Skizze des kammbelasteten Wellenleiters	45
7.5	Diagramm der longitudinalen Impedanzen des modengedämpften Resonators	46
7.6	Diagramm der transversalen Impedanzen des modengedämpften Resonators	46
7.7	Realteil einer fiktiven HOM-Impedanz, ungedämpft sowie um den Faktor 10 und 100 gedämpft	48
8.1	Verbindungsplan der Hybride im Verarbeitungsnetzwerk.	53
8.2	Schematische Darstellung des verwendeten Meßaufbaus	54

8.3	Bildschirmfoto des Programms „LCBM-bl“ zur Messung von Coupled-Bunch Moden Spektren.	55
8.4	Typische Füllstruktur während der Charakterisierungsmessungen des DORIS-Resonators.	56
8.5	Coupled-Bunch Moden Spektren des DORIS-Resonators bei $E = 542$ MeV, einer Resonatortemperatur von $T_b = 45,6^\circ\text{C}$ und gespeicherten mittleren Strömen zwischen 42,1 mA und 1,1 mA.	57
8.6	CBM-Spektren (DORIS-Resonator) bei $E = 542$ MeV und $\langle I \rangle \simeq 60$ mA, 10 mA, 1,6 mA	59
8.7	CBM-Spektren (DORIS-Resonator) bei $E = 542$ MeV und $\langle I \rangle \simeq 20$ mA	59
8.8	CBM-Spektren (DORIS-Resonator) bei $E = 542$ MeV und $\langle I \rangle \simeq 2$ mA	60
8.9	CBM-Spektren (DORIS-Resonator) bei $E = 1484$ MeV und $\langle I \rangle \simeq 87$ mA	60
8.10	CBM-Spektren des DORIS-Resonators mit installierter Dämpfungsantenne.	61
8.11	CBM-Spektren (EU-Resonator) bei $E = 542$ MeV und mit mittleren gespeicherten Strömen zwischen 88,3 mA und 1,5 mA.	63
8.12	CBM-Spektren (EU-Resonator) bei $E = 542$ MeV und gespeicherten Strömen von $\langle I \rangle = 11,6$ mA, 3,9 mA und 1,4 mA.	63
8.13	CBM-Spektren (EU-Resonator) bei $E = 1484$ MeV und mittleren Strömen zwischen 123,3 mA und 86,3 mA.	65
8.14	Füllstruktur während der in Abbildung 8.13 gezeigten CBM-Messungen.	65
9.1	Simulierte Coupled-Bunch Moden Spektren von Bunchzügen mit $n = 4, 8, 16, 32$, sowie 48 und 144 aufeinanderfolgenden Bunchen.	71
9.2	Bildschirmfoto des Programms „Strahldynamik“ zur Simulation von Coupled-Bunch Moden Spektren.	72
9.3	CBM-Spektren, Simulation und Messung.	73
9.4	CBM-Spektren, Simulation und Messung, komplizierte Füllstruktur.	74
9.5	Simulation des CBM-Spektrums bei 1,6 mA aus Abbildung 8.6	74
9.6	Theoretische Füllstruktur bei der Simulation der CBM-Spektren in Abbildung 9.5	75
9.7	Vergleich von Messung und Simulation von CBM-Spektren mit einer gemessenen Füllstruktur.	76
9.8	Simulationen der in Abbildung 8.13 gezeigten CBM-Spektren.	76
A.1	Horizontale CBM-Spektren bei einem mittleren Strom von $\langle I \rangle = 42$ mA und verschiedenen Temperaturen des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542$ MeV	82
A.2	Vertikale CBM-Spektren bei einem mittleren Strom von $\langle I \rangle = 42$ mA und verschiedenen Temperaturen des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542$ MeV	82

A.3	Horizontale CBM-Spektren bei verschiedenen mittleren Strömen und einer Temperatur von 46°C des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542$ MeV	83
A.4	Vertikale CBM-Spektren bei verschiedenen mittleren Strömen und einer Temperatur von 46°C des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542$ MeV	83

Tabellenverzeichnis

7.1	Longitudinale Moden des DORIS-Resonators	43
7.2	Transversale Moden des DORIS-Resonators	43
8.1	HF-Parameter bei der Charakterisierung des DORIS-Resonators.	57
8.2	HF-Parameter bei der Charakterisierung des EU-Resonators.	62
8.3	Tabelle der Schwellströme von CBM 53-55 bei 1,5 GeV mit verschiedenen HF-Einstellungen und daraus resultierenden Impedanzwerten.	64
B.1	Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 1,5$ GeV, $f_{\text{HF}} = 499,819$ MHz, $f_s = 15,4$ kHz und $I_{\text{th}} = 89$ mA für mögliche Anregungsfrequenzen von CBM 54.	85
B.2	Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 1,5$ GeV, $f_{\text{HF}} = 499,819$ MHz, $f_s = 13,9$ kHz und $I_{\text{th}} = 105$ mA für CBM 54.	85
B.3	Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 1,5$ GeV, $f_{\text{HF}} = 499,824$ MHz, $f_s = 15,4$ kHz und $I_{\text{th}} = 55$ mA für CBM 54.	86
B.4	Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 542$ MeV, $f_{\text{HF}} = 499,83$ MHz, $f_s = 25,5$ kHz und $I_{\text{th}} = 1$ mA für CBM 54.	86

Kapitel 1

Einleitung

Die Röntgenstrahlung ist eines der wichtigsten Werkzeuge der modernen Wissenschaft. Bereits kurz nach ihrer Entdeckung durch ihren Namensgeber Wilhelm Conrad Röntgen im Jahr 1895 etablierten sich Anwendungen in der medizinischen Diagnose, aber auch im Bereich der Festkörperphysik. Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts entwickelten Max von Laue, sowie William Henry Bragg mit seinem Sohn William Lawrence Bragg Verfahren zur Strukturuntersuchung von Kristallen mittels Röntgenstrahlung. Wenige Jahre später erweiterte sich die Anwendung der Röntgenstrahlung in den Bereich der Chemie und in der heutigen Zeit deckt sie ein weites Anwendungsfeld ab, das von der Erforschung von Festkörpern und Oberflächen, biologischen und chemischen Materialien, Proben der Materialforschung bis zur Untersuchung archäologischer Objekte reicht.

Die ersten Experimente wurden an Röntgenröhren, die eine relativ niedrige Brillanz besitzen, durchgeführt. Die Brillanz B ist ein Maß für die Qualität der Strahlungsquelle. Sie beschreibt den Photonenfluß F der Quelle, der in einem Zeitintervall, in einem bestimmten für das Experiment verwertbaren Energiebereich, üblicherweise 0,1% Bandbreite, pro Quellpunktfäche und bestrahltem Raumwinkel emittiert wird. Die Betrachtung des Raumwinkels berücksichtigt die Divergenz der emittierten Strahlung. Quellpunktfäche und Divergenz werden in der Emittanz ϵ , einer allgemeinen Kenngröße für Strahlungsquellen, zusammengefaßt. Der Photonenfluß einer Röntgenröhre wird über den Kathodenstrom eingestellt. Mit der Entwicklung von Elektronenbeschleunigern für die Hochenergiephysik ergab sich die Möglichkeit den Röntgenanteil der von den Elektronen bei ihrer Beschleunigung abgestrahlten und sehr breitbandigen elektromagnetischen Strahlung, der Synchrotronstrahlung, zu erst parasitär, später hauptsächlich zu nutzen. Die Forschung an einer Synchrotronstrahlungsquelle hat, gegenüber der an einer Röntgenröhre, eine Reihe von Vorteilen: aufgrund der wesentlich kleineren Emittanz eines Speicherringes, liegt die Brillanz dieser Quelle um mehrere Größenordnungen über der einer Röntgenröhre.

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \epsilon_x \epsilon_z}, \quad [\text{Wil96, S.220}]$$

Der Fluß F ist abhängig vom gespeicherten Strahlstrom und wird, um eine Vergleichbarkeit der Synchrotronstrahlungsquellen untereinander zu erreichen, auf den gespeicherten Strahlstrom normiert. Die emittierte Röntgenstrahlung eines Beschleunigers besitzt im Vergleich zur Röntgenröhre einen sehr kleinen Öffnungswinkel. Zusammen mit dem kleinen Quellpunkt der Synchrotronstrahlung entspricht somit ein Beschleuniger schon eher einer idealen punktförmigen Strahlungsquelle mit parallelem Strahlungsverlauf, als die Röntgenröhre.

Seit den 1990er Jahren werden die Experimente an speziell für die Forschung mit Synchrotronstrahlung entwickelten Beschleunigern, den Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation gemacht. Wesentliche Merkmale dieser Beschleuniger gegenüber ihren Vorgängern sind eine wesentlich gesteigerte Brillanz bei nochmals verkleinerten Strahldimensionen. Der dadurch gewährleistete kleine Quellpunkt ist für das Auflösungsvermögen des Experiments immens wichtig. Dank dieser Verbesserungen und einer wesentlichen Steigerung der gespeicherten Ströme liegt die Brillanz von Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation mittlerweile um bis zu zehn Größenordnungen über der moderner Röntgenröhren.

Die Emission von Synchrotronstrahlung bedeutet einen Energieverlust für die abstrahlenden Teilchen. Sinkt die Teilchenenergie unter einen vom Beschleuniger-aufbau vorgegebenen Wert, kann das Teilchen nicht mehr im Beschleuniger gehalten werden und geht verloren. Um diesem Teilchenverlust vorzubeugen, werden die Elektronen bei jedem Umlauf um den Beschleuniger in Hohlraumresonatoren mit Hilfe eines starken elektromagnetischen Wechselfeldes nachbeschleunigt und der Energieverlust damit ausgeglichen.

Wie schon erwähnt, hat die Strahlemittanz einen wesentlichen Einfluß auf die Brillanz einer Quelle. Das Auftreten kollektiver transversaler Strahlschwingungen, den Multibunchinstabilitäten, vergrößert, über die dabei entstehende Strahlbewegung, virtuell den Quellpunkt und verschlechtert die Brillanz. Auch longitudinale Schwingungen dieser Art sind möglich. Sie vergrößern einerseits die Energiebreite des Strahls und verschlechtern dadurch die Strahlungsqualität für Nutzer von Undulatorstrahlung¹, andererseits können diese Oszillationen, durch die Strahloptik vermittelt, in die transversale Ebene überkoppeln und auch dort die Qualität der Strahlung in der oben beschriebenen Weise beeinflussen. Multibunchinstabilitäten können in schweren Fällen sogar zu einem teilweisen oder vollständigen Strahlverlust führen. Grund für diese Instabilitäten sind höhere Moden (HOM) in den zur Beschleunigung des Teilchenstrahls notwendigen Hohlraumresonatoren, die durch den Strahl selbst bei der Passage des jeweiligen Resonators angeregt werden und die später dort auf ihn zurückwirken.

In einer von der Berliner Elektronenspeicherringgesellschaft für Synchrotronstrahlung mbH (BESSY) initiierten und von der Europäischen Union geförderten

¹Undulatoren sind spezielle Magnete, die nur zur Strahlungserzeugung dienen. Im Gegensatz zu den anderen Strahlungsquellen (Dipol- und Wigglermagnete) in einem Beschleuniger, die ein kontinuierliches Spektrum abstrahlen, besitzen sie ein definiertes Linienspektrum. Die Breite dieser Linien ist durch die Energiebreite des Teilchenstrahls mitbestimmt.

internationalen Kollaboration wurde ein Hohlraumresonator entwickelt und gebaut, bei dem diese höheren Moden durch seine spezielle Bauweise stark gedämpft und somit für den Beschleunigerbetrieb unkritisch sein sollen [MW04]. Ziel dieser Entwicklung ist es die zur Zeit in den meisten Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation genutzten und stark mit höheren Moden behafteten, aus dem DORIS Speicherring des Hamburger Beschleunigerinstituts DESY stammenden, Resonatoren ersetzen zu können, um so einen Betrieb der Strahlungsquellen ohne störende Oszillationen des Teilchenstrahls zu gewährleisten.

Die Dortmunder Elektronenspeicherring Anlage (DELTA) der Universität Dortmund ist eine solche Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation. Da sie als einzige europäische Quelle nur mit einem Beschleunigungsresonator betrieben wird, ist sie ideal zum Testen des Prototyps eines modengedämpften Resonators geeignet, da der Prototyp nur hier frei von den Einflüssen anderer Beschleunigungsresonatoren, sozusagen unter Laborbedingungen, getestet und vermessen werden kann.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der vollständigen Charakterisierung des Speicherrings Delta bezüglich seiner longitudinalen Multibunchmoden (auch Coupled-Bunch Moden, CBM) mit dem DORIS- und dem modengedämpften Resonator, um den Nachweis der Effektivität der Dämpfungsmaßnahmen zu führen. Weiterhin werden in dieser Arbeit die Auswirkungen unterschiedlicher Füllstrukturen des Beschleunigers auf das Instabilitätsverhalten untersucht.

Kapitel 2

Beschleunigung geladener Teilchen

Bewegte, geladene Teilchen können auf zwei Arten beschleunigt werden: einerseits mit elektrischen Feldern, welche die Teilchen durch die elektrische Kraft anziehen, andererseits mit magnetischen Feldern, die durch die Lorentz-Kraft auf die Teilchen wirken. Während elektrische Felder Teilchen parallel zu ihren Feldlinien beschleunigen und dabei deren kinetische Energie verändern, aber auch die Teilchen ablenken können, wirken Magnetfelder nur, wenn ihre Feldvektoren eine Komponente senkrecht zur Bewegungsrichtung des jeweiligen Teilchens besitzen. Die entstehende Kraft steht senkrecht auf dem Geschwindigkeitsvektor und der dazu senkrechten Magnetfeldkomponente. Diese transversale Beschleunigung des Teilchens ändert lediglich seine Bewegungsrichtung, nicht jedoch dessen Impuls, bzw. Bewegungsenergie. Daher werden Magnetfelder zur Ablenkung und Fokussierung eines Teilchenstrahls verwendet, elektrische Felder vorwiegend zur Änderung seiner Energie.

2.1 Beschleunigung mit magnetischen Feldern

Bewegte Ladungen (Ladung q , Impuls \vec{p}) werden in einem Magnetfeld \vec{B} auf eine Kreisbahn mit dem Radius R gezwungen. Nimmt man an, daß dieses Feld nur Komponenten senkrecht zur Bewegungsrichtung des Teilchens s hat, so lautet die Bewegungsgleichung z.B. für die x -Richtung (im folgenden nach [Wil96, Kap. 3]):

$$\frac{1}{R(x, z, s)} = \frac{q}{|\vec{p}|} B_z(x, z, s), \quad (2.1)$$

in z -Richtung gilt analoges. x , z und s bilden ein mit dem Teilchen mitbewegtes, rechtwinkliges Koordinatensystem (siehe Abbildung 2.1). Der Ursprung dieses Koordinatensystems befindet sich auf der Sollbahn (Orbit) des Beschleunigers. Der Orbit habe die Länge L . Da die transversalen Abmessungen des Strahls klein im Vergleich zum Biegeradius R sind, kann man das Magnetfeld am Strahlort durch die Rei-

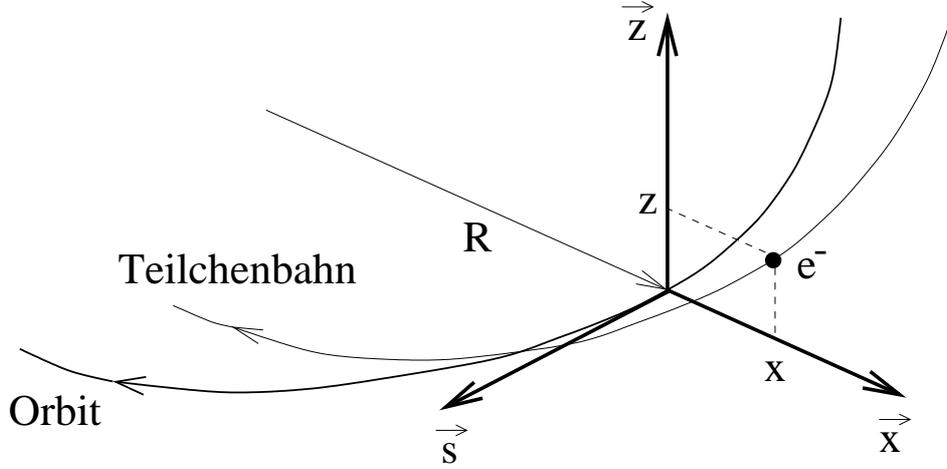


Abbildung 2.1: Das mitbewegte Koordinatensystem wird aus den drei Vektoren \vec{x} , \vec{z} und \vec{s} aufgespannt. Mit x und z werden die transversalen Ablagen der Teilchenbahn vom Orbit bezeichnet, s ist der Ort des Teilchens auf dem Beschleunigerumfang. Der Ablenkradius eines Dipols ist R

nenentwicklung (2.2) nähern. Diese auch Multipol-Entwicklung genannte Methode ergibt die zwei zur Strahlführung nötigen Hauptanteile des Feldes.

$$\begin{aligned}
 \frac{q}{p} B_z(x) &= \frac{q}{p} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n}{dx^n} B_z(x) x^n \\
 &= \frac{q}{p} (B_{z0} + B'_z \cdot x + B''_z \cdot x^2 + \dots) \\
 &= \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2} mx^2 + \dots
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

Die ersten beiden Terme in Gleichung (2.2) stellen die Dipol- und Quadrupolordnung der Feldentwicklung dar, der dritte Term die Sextupolordnung. Alle Feldordnungen können durch separate Magnete erzeugt werden. Die Dipolordnung ist für die Strahlablenkung, die Quadrupolordnung für die Strahlfokussierung verantwortlich. Dipole und Quadrupole bilden die Elemente der linearen Strahloptik, die analog zur Lichtoptik betrachtet werden kann. Die Sextupole erzeugen nichtlineare Feldkorrekturen zu den Quadrupolen, die in Analogie zur Lichtoptik chromatische Korrekturen genannt werden. Die Faktoren R , k und m stellen den Biegeradius, die Quadrupolstärke und die Sextupolstärke dar. Die lineare Optik eines Beschleunigers wird durch R und k vollständig beschrieben. Die Bewegungsgleichung eines Teilchens in einem Beschleuniger wird durch die folgenden Differentialgleichungen vom Hillschen Typ beschrieben.

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p} \tag{2.3}$$

$$z''(s) + k(s)z(s) = 0 \tag{2.4}$$

Der Term $\frac{\Delta p}{p}$ stellt eine beliebige relative Impulsabweichung des Teilchens gegenüber dem Sollimpuls p dar. Eine Impulsabweichung eines Teilchens im Strahl hat nach Gleichung (2.2) eine andere Ablenkung der Dipolmagnete für dieses Teilchen zur Folge. Es läuft auf einer vom Orbit verschiedenen sogenannten Dispersionsbahn um den Beschleuniger um. Die Bahnlänge der Dispersionsbahn ist anders, als die des Orbits und hängt vom Teilchenimpuls ab. Der Zusammenhang zwischen der relativen Bahnlängenänderung $\frac{\Delta L}{L}$ und der relativen Impulsabweichung wird durch den Momentum-Compaction Faktor α hergestellt.

$$\alpha = \frac{\frac{\Delta L}{L}}{\frac{\Delta p}{p}} = \frac{1}{L} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \quad (2.5)$$

Beschränken wir uns auf eine rein horizontale Ablenkung des Strahls durch die Dipole, so ist $x(s) = D(s)$ eine spezielle Dispersionsbahn, für ein Teilchen mit $\frac{\Delta p}{p} = 1$.

Da die Rückstellkräfte bei den Differentialgleichungen (2.3) und (2.4) ortsabhängig sind, können sie nicht analytisch gelöst werden. Die Teilchen führen, wie durch Gleichung (2.6) beschrieben, eine quasi-harmonische Schwingung um den durch die Optik vorgegebenen Orbit aus. Diese Schwingung wird Betatronschwingung genannt.

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta_x(s)} \cos(\varphi(s) + \phi) \quad (2.6)$$

Die Amplitudenfaktoren ϵ und $\beta_x(s)$ beschreiben die räumliche Ausdehnung des Strahls am Ort s . Die Emittanz ϵ ist ortsunabhängig und ein Maß für die Strahlqualität, sie beinhaltet Ausdehnung und Divergenz des Teilchenensembles im Phasenraum, während $\beta_x(s)$, die horizontale Betafunktion, durch die eingestellte Magnetoptik vorgegeben ist. $\varphi(s)$ bezeichnet die Betatronphase. Analoges gilt für die z -Ebene.

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta_x(\sigma)} \quad (2.7)$$

Die Anzahl der Betatronschwingungen, die ein Teilchen um einen Beschleunigerumfang herum in der jeweiligen Ebene vollführt, wird Arbeitspunkt, oder Betatune genannt und mit Q_x , bzw. Q_z bezeichnet. Es gilt zu dem:

$$Q := \frac{\varphi(L)}{2\pi}. \quad (2.8)$$

Damit es zu keiner resonanten Anregung des Strahls durch Feldfehler und Fehlaufstellungen der Magnete kommt, darf die Linearkombination der Arbeitspunkte keine ganze Zahl ergeben.

2.2 Beschleunigung mit elektrischen Feldern

Geladene Teilchen lassen sich durch elektrische Felder auf hohe kinetische Energien beschleunigen. Die angreifende Kraft ist direkt proportional zur Beschleunigungsspannung U . Der Energiegewinn ΔE eines Teilchens der Ladung q ist:

$$\Delta E = qU. \quad (2.9)$$

Da sich aus physikalischen Gründen keine sehr hohen statischen elektrischen Felder erzeugen lassen, weicht man zur Erreichung von Teilchenenergien jenseits einiger zehn MeV auf hochfrequente Wechselfelder aus. Dadurch erreicht man zudem eine Aufhebung des konservativen Charakters des elektrischen Kraftfeldes, wodurch die heute gebräuchlichen Kreis- und Linearbeschleuniger überhaupt erst möglich werden.

2.2.1 Beschleunigung in Hochfrequenzresonatoren

Die Hochfrequenzfelder breiten sich als elektromagnetische Welle aus und werden durch Hohlleiter oder Koaxialsysteme zu den Beschleunigungsstrecken, den Hohlraumresonatoren, oder auch Cavities, geführt. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen im freien Raum wird durch die allgemeine Wellengleichung beschrieben (nach [Jac75]), hier nur für das elektrische Feld \vec{E} :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E} = 0. \quad (2.10)$$

Diese Gleichung wird durch die Funktion

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} \pm \omega t)} \quad (2.11)$$

gelöst. Der Wellenzahlvektor \vec{k} weist in Ausbreitungsrichtung, \vec{r} ist der Ortsvektor, $\omega = 2\pi f$ die Frequenz der Welle, wobei $\omega = c|\vec{k}|$ gilt und t bezeichnet die Zeit. Das elektrische Feld schwingt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Für das magnetische Feld \vec{B} gilt $|\vec{E}| = c|\vec{B}|$, wobei der Feldvektor von \vec{B} senkrecht auf den beiden anderen steht.

Die Geometrie eines Wellenleiters bestimmt über seine Randbedingungen die Feldverteilung der Welle innerhalb des Leiters. Zum Lösen des Problems für eine spezielle Geometrie trennt man zuerst durch den Faktorierungsansatz die Zeitabhängigkeit ab. Jetzt kann man die entstandene Funktion $\vec{E}(\vec{r})$, mit $\vec{r} = (x, y, z)^T$, weiter aufspalten, indem man die Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung z von der Transversalen separiert, so daß

$$k_z^2 = k^2 - k_c^2 \quad (2.12)$$

gilt. \vec{k}_c ist der Cut-off Wellenzahlvektor. Wellen mit Frequenzen unterhalb der Cut-off Frequenz f_c werden in einem Wellenleiter exponentiell gedämpft. Es gilt $k_c = \frac{2\pi f_c}{c}$.

Die Cut-off Frequenz ist durch die Geometrie des Hohlleiters bestimmt. Man erhält eine Dispersionsrelation:

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{k^2 - \left(\frac{2\pi f_c}{c}\right)^2} \quad (2.13)$$

In Hohlleitern unterscheidet man zwei unabhängig voneinander existierende Arten von Wellen: transversal-elektrische (TE) Wellen, bei denen eine Komponente des Magnetfeldes in Ausbreitungsrichtung weist, und transversal-magnetische (TM) Wellen, bei denen eine Komponente des elektrischen Feldes in Ausbreitungsrichtung zeigt. In einem Koaxialsystem kann sich auf Grund der Geometrie nur eine einzige Welle ausbreiten, diese hat sowohl transversale magnetische, als auch transversale elektrische Feldanteile und wird daher TEM-Welle genannt.

Schließt man einen Hohlleiter mit beliebigem Querschnitt und der Länge l an seinen beiden Enden mit einer leitenden Platte ab, so erhält man einen Hohlraumresonator (Abbildung 2.2). Hier müssen nicht nur die Randbedingungen auf den Wänden, sondern auch auf den Deckeln erfüllt werden. Es existieren auch hier wieder TE- und TM-Wellen. Bei den TE-Wellen ist das longitudinale Magnetfeld auf den Deckeln des Resonators Null, bei den TM-Wellen das transversale elektrische Feld. Die Feldverteilungen sind wie folgt [Jac75, S. 417]:

$$E_z^{\text{TM}} = \Psi(x, y) \cos\left(\frac{p\pi}{l}z\right) \quad (2.14)$$

$$E_t^{\text{TM}} = -\frac{p\pi}{ck_c^2} \sin\left(\frac{p\pi}{l}z\right) \vec{\nabla}_t \Psi(x, y) \quad (2.15)$$

$$H_t^{\text{TM}} = i\frac{\epsilon\omega}{ck_c^2} \cos\left(\frac{p\pi}{l}z\right) \vec{e}_z \times \vec{\nabla}_t \Psi(x, y) \quad (2.16)$$

und

$$H_z^{\text{TE}} = \Psi(x, y) \sin\left(\frac{p\pi}{l}z\right) \quad (2.17)$$

$$E_t^{\text{TE}} = -\frac{\mu\omega}{ck_c^2} \sin\left(\frac{p\pi}{l}z\right) \vec{e}_z \times \vec{\nabla}_t \Psi(x, y) \quad (2.18)$$

$$H_t^{\text{TE}} = \frac{p\pi}{ck_c^2} \cos\left(\frac{p\pi}{l}z\right) \vec{\nabla}_t \Psi(x, y) \quad (2.19)$$

Es gilt $\omega = 2\pi f$, $p = 0, 1, 2, 3, \dots$, weiterhin ist $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ die Dielektrizitätskonstante und $\mu = \mu_0\mu_r$ die Permeabilität. $\Psi(x, y)$ ist ein Amplitudenfaktor, welcher die Feldgeometrie beinhaltet.

Die zur Teilchenbeschleunigung verwendeten Resonatoren haben im allgemeinen eine zylindrische Grundform, so daß

$$\Psi(x, y) \mapsto \Psi(r, \phi) = J_m(k_{mn}r)e^{\pm im\phi} \quad (2.20)$$

wird. $J_m(x)$ ist eine Besselfunktion m -ter Ordnung und $k_{mn} = x_{mn}R^{-1}$. R ist der Resonatorradius, x_{mn} ist die n -te Nullstelle von $J_m(x)$. Durch sie und die Nullstellen

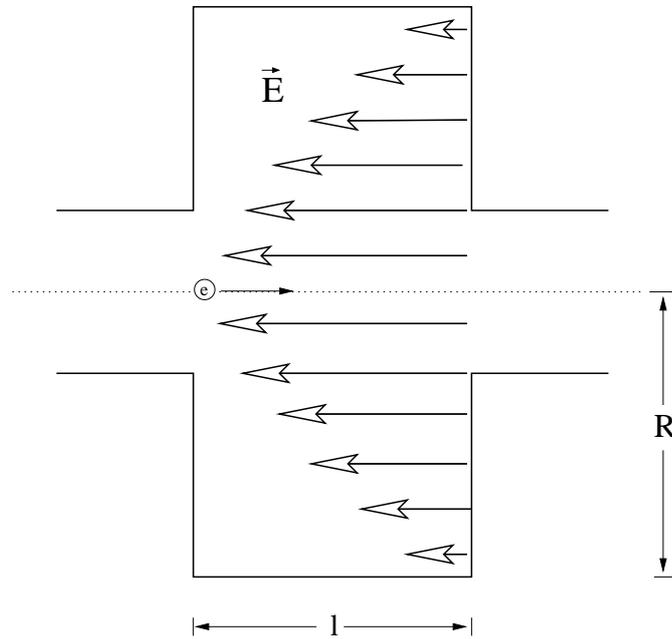


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Beschleunigungsprozesses in einem zylindrischen Resonator. Eingezeichnet ist die sinusförmige transversale Feldverteilung des beschleunigenden \vec{E} -Feldes der TM_{010} -Mode. Das beschleunigte Teilchen ist ein Elektron.

der Ableitung der Besselfunktion x'_{mn} erfüllen die unterschiedlichen Resonatormoden die Randbedingungen. Man erhält die Resonanzfrequenzen [Jac75, S. 419]:

$$f_{mnp}^{\text{TM}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{x_{m,n}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2} \quad (2.21)$$

und

$$f_{mnp}^{\text{TE}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{x'_{m,n}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2}, \quad (2.22)$$

wobei für die TE-Wellen $p \neq 0$ gilt.

Zur Teilchenbeschleunigung ist nur die niederfrequenteste Mode, die TM_{010} interessant, da bei ihr das elektrische Feld auf der Achse am höchsten ist und keine Nulldurchgänge besitzt. Alle weiteren Moden haben eine höhere Frequenz und die Feldverteilungen besitzen, gemäß ihrer Ordnung in p , eine ansteigende Anzahl von Knotenlinien, deshalb werden sie auch höhere Moden (HOM) genannt. Sie werden nicht, wie die Grundmode, durch den Sender, sondern durch den Teilchenstrahl selbst bei dessen Passage des Resonators angeregt. Sie überlagern die Grundmode, was zu einer unerwünschten Beeinflussung des beschleunigenden Feldes durch die \vec{E} -Felder der HOMs führt. Man unterscheidet longitudinale (TM_{0np}) und transversale (TM_{1np}) HOMs, entsprechend ihrer Wirkung auf die jeweilige Schwingungsebene des

Strahls. Moden vom TE-Typ haben keine Wirkung auf den Strahl, da elektrische Felder um den Faktor c schwächer auf relativistische Teilchen wirken, als Magnetfelder. Weiterhin ist bei TE-Wellen das \vec{B} -Feld parallel zum Geschwindigkeitsvektor, so daß die Lorentzkraft Null ist. Durch Geometrieänderung des Resonators (Ausdehnung unter thermischer Last, Verfahren eines Abstimmstempels) ändern sich die Resonanzfrequenzen aller Moden, die Frequenzregelung des HF-Systems hält über den Stempel aber nur die Frequenz der Fundamentalmode konstant.

Neben ihrer Resonanzfrequenz f_r wird eine Resonatormode durch ihre Güte Q_0 beschrieben. Sie gibt das Verhältnis zwischen der Resonanzfrequenz und der Differenz Δf der Frequenzen an, bei der die Feldamplitude auf den Wert $1/\sqrt{2}$ der Amplitude im Resonanzfall abgesunken ist (Bandbreite).

$$Q_0 = \frac{f_r}{\Delta f} \quad (2.23)$$

In einem Cavity wird eine Eigenmode zudem durch ihre Shuntimpedanz R_s beschrieben. Die Shuntimpedanz setzt die Hochfrequenzscheitelspannung U_0 und damit die maximal mögliche Beschleunigungsspannung, die einem Teilchen zur Verfügung steht, ins Verhältnis zu den ohmschen Wärmeverlusten P_c , die vom Sender aufzubringen sind. Es gilt [Wie99, S. 176]:

$$R_s = \frac{U_0^2}{2P_c} \quad (2.24)$$

Die beschleunigten Teilchen suchen auf der sinusförmigen Hochfrequenzspannung immer die Beschleunigungsspannung U_c auf, die Ihnen den erforderlichen Energiegewinn ermöglicht. Das Verhältnis von Beschleunigungs- und Scheitelspannung bestimmt die sogenannte Sollphase Ψ_s des Strahls.

$$\sin \Psi_s = \frac{U_c}{U_0} \quad (2.25)$$

Auf der sinusförmigen Spannungskurve stellen die Winkel Ψ_s und $\pi - \Psi_s$ dieselbe Spannung U_c bereit. Um stabile Strahlbedingungen zu erhalten, muß der Winkel so gewählt werden, daß die Teilchen, deren kinetische Energie weniger als die Sollenergie beträgt, stärker, die mit mehr als Sollenergie weniger stark beschleunigt werden, als das Sollteilchen. Dieser Effekt wird Phasenfokussierung genannt. Welcher Winkel gewählt werden muß, hängt vom Vorzeichen des Terms

$$\eta_c = \frac{1}{\gamma^2} - \alpha \quad (2.26)$$

ab. γ ist der relativistische Faktor, α der Momentum-Compaction Faktor. Für Elektronen in einem Speicherring gilt z.B.:

$$\Psi_s = \pi - \arcsin \frac{U_c}{U_0} \quad (2.27)$$

Kapitel 3

Synchrotronstrahlung

Die Synchrotronstrahlung entsteht, wenn relativistische, geladene Teilchen beschleunigt werden [Jac75]. Diese Beschleunigung kann einerseits in Beschleunigungsresonatoren geschehen, dort ist die Beschleunigung parallel zur Bewegungsrichtung der Teilchen, andererseits tritt Beschleunigung auch in den Ablenkmagneten von Kreisbeschleunigern auf, sie ist dort senkrecht zur Bewegungsrichtung.

3.1 Energieverlust durch Synchrotronstrahlung

Die von einem beschleunigten Elektron¹ in ein Raumwinkelelement $d\Omega$ abgestrahlte Synchrotronstrahlungsleistung P ist an einem Ort mit dem Abstand r vom Quellpunkt der Strahlung [Wie99, S. 236f]:

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = \epsilon_0 c^2 \vec{E}^{*2} r^2 \Big|_r \quad (3.1)$$

Hierbei wird das vom Elektron erzeugte elektrische Feld \vec{E}^* in retardierter Schreibweise im mitbewegten Koordinatensystem betrachtet. Integriert man über den gesamten Raumwinkel, so ergibt sich:

$$P = \frac{2}{3} \frac{r_0 m_e c^2}{c} \dot{\vec{\beta}}_r^{*2} \quad (3.2)$$

$r_0 = \frac{e}{m_e c^2}$ ist der klassische Elektronenradius und $\dot{\vec{\beta}}^*$ der Beschleunigungsvektor im mitbewegten Koordinatensystem, wobei $\vec{\beta}^* = \vec{v}^*/c$ die relativistische Geschwindigkeit ist.

Da die emittierten Photonen energiequantisiert sind, findet kein kontinuierlicher Energieverlust statt, wie man ihn klassisch, zum Beispiel beim Hertzschen Dipol

¹Ladung= e , Masse= m_e

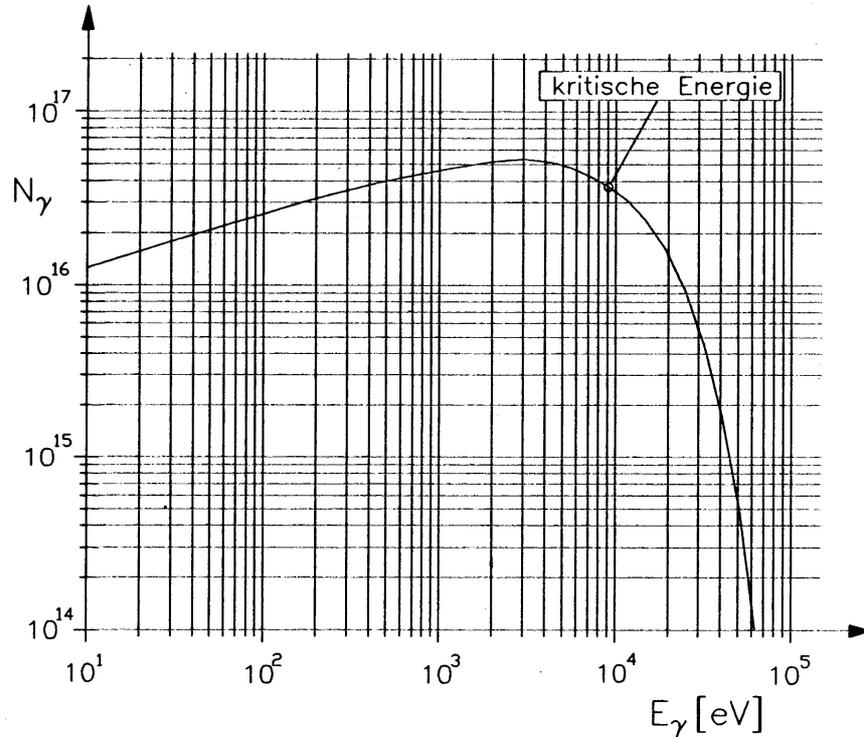


Abbildung 3.1: Das Spektrum der Synchrotronstrahlung (Bild aus [Wil96]): in diesem Diagramm ist die Energie der emittierten Photonen E_γ gegen ihre spektrale Anzahl N_γ aufgetragen. Die kritische Energie E_c teilt das Strahlungsspektrum in zwei Hälften gleicher Strahlungsleistung.

[Jac75], erwartet hätte. Dadurch variiert die Energie des Elektrons nach dem Emissionsprozeß ein wenig. Dieser Effekt wird durch die Schwinger-Formel (3.3) berücksichtigt [Wie99, S. 237].

$$P = P_{klass.} \left(1 - \frac{55}{16\sqrt{3}} \frac{E_c}{E_0} \right) \quad (3.3)$$

Dieser Quanteneffekt ist bei der Emission von Synchrotronstrahlung jedoch gering und kann vernachlässigt werden. In Gleichung (3.3) stellt $P_{klass.}$ die abgestrahlte Leistung ohne Quantisierung dar, E_0 im Korrekturterm ist die Teilchenenergie, E_c ist die kritische Photonenenergie, sie teilt das Strahlungsspektrum in zwei Hälften gleicher Strahlungsleistung (Abbildung 3.1).

$$E_c = \hbar\omega_c = \frac{2}{3} \hbar c \frac{\gamma^3}{R}$$

R ist hierbei der Biegeradius der Bahnkurve, γ der relativistische Faktor und $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ mit dem Planckschen Wirkungsquantum h .

Die räumliche Verteilung der abgestrahlten Leistung ist die eines Hertzschen Dipols. Die Leistung wird orthogonal zur Bewegungsrichtung abgestrahlt und besitzt eine \sin^2 -Verteilung über den Winkel.

Transformiert man P in das Laborsystem so ergibt sich:

$$P = \frac{2 r_0 m_e c^2}{3 c} \gamma^6 \left[\dot{\vec{\beta}}^2 - (\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}})^2 \right]. \quad (3.4)$$

Wie schon erwähnt, existieren in einem Teilchenbeschleuniger zwei mögliche Beschleunigungsrichtungen, einmal parallel zur Bewegungsrichtung $\dot{\vec{\beta}}_{\parallel}$, und einmal senkrecht dazu $\dot{\vec{\beta}}_{\perp}$, wobei natürlich $\dot{\vec{\beta}} = \dot{\vec{\beta}}_{\parallel} + \dot{\vec{\beta}}_{\perp}$ gelten muß. Aus dieser Aufspaltung folgt [Wie99, S. 238f]:

$$P_{\parallel} = \frac{2 r_0 m_e c^2}{3 c} \gamma^6 \dot{\beta}_{\parallel}^2 \quad (3.5)$$

$$P_{\perp} = \frac{2 r_0 m_e c^2}{3 c} \gamma^4 \dot{\beta}_{\perp}^2 \quad (3.6)$$

Bestimmt man nun noch die jeweiligen Beschleunigungen durch die wirkenden Kräfte

$$\frac{d\vec{p}_{\parallel}}{dt} = \gamma^3 m \vec{v}_{\parallel} \quad (3.7)$$

beziehungsweise

$$\frac{d\vec{p}_{\perp}}{dt} = \gamma m \vec{v}_{\perp}, \quad (3.8)$$

so fällt unter Berücksichtigung der Identität $\frac{d\vec{p}}{dt} = mc\dot{\vec{\beta}}$ auf, daß die bei transversaler Beschleunigung abgestrahlte Leistung um einen Faktor γ^2 größer ist, als die durch longitudinale Beschleunigung hervorgerufene, der Energieverlust durch longitudinale Beschleunigung ist vernachlässigbar klein (vergleiche [Wil96, S. 37])

Für longitudinale Beschleunigung gilt außerdem, daß die abgestrahlte Synchrotronstrahlungsleistung nur von der Energieänderung, nicht jedoch von der Teilchenenergie abhängig ist. Im Gegensatz dazu ist sie bei der Transversalbeschleunigung, zum Beispiel im Ablenkmagneten eines Kreisbeschleunigers, vom Teilchenimpuls und somit von der Teilchenenergie abhängig. Es gilt [Wie99, S. 239ff]:

$$P_{\perp} = P_{\gamma} = \frac{2}{3} r_0 m_e c^2 \frac{c \beta^4 \gamma^4}{R^2}, \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c}. \quad (3.9)$$

Um nun den totalen Energieverlust ΔE eines Elektrons auf einem Umlauf durch einen Kreisbeschleuniger zu berechnen, muß man P_{γ} über die gesamte Ringlänge L integrieren.

$$\Delta E = \oint P_{\gamma} ds = \frac{4\pi}{3} r_0 m_e c^2 \beta^3 \frac{\gamma^4}{R}, \quad (3.10)$$

oder auch als Faustformel

$$\Delta E = C_\gamma \frac{E^4}{R} \quad (3.11)$$

mit der Strahlungskonstante von Sands, hier für Elektronen [Wie99, S. 239]:

$$C_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_0}{(m_e c^2)^3} = 8,8575 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}}{\text{GeV}^3} \quad (3.12)$$

Will man die gesamte von allen Elektronen pro Umlauf abgestrahlte Leistung berechnen, so muß man P_γ mit der Anzahl der Elektronen im Strahl N_e multiplizieren. Nimmt man den mittleren Strahlstrom I_b als Maß für N_e , so folgt wegen $I_b = eN_e f_0$ und mit der Umlauffrequenz $f_0 = \frac{\beta c}{L}$:

$$P_\gamma^{ges}[\text{MW}] = \frac{\Delta E}{e} I_b = C_\gamma \frac{E^4[\text{GeV}^4]}{R[\text{m}]} I_b[\text{mA}]. \quad (3.13)$$

Kapitel 4

Wakefelder und Impedanzen

Von jeder Ladung gehen Feldlinien aus, die bei einer einzelnen Ladung ins Unendliche reichen. Befindet sich in der Nähe der Ladung eine leitende Fläche, so induziert die Ladung eine Spiegelladung gleicher Ladung, aber mit umgekehrten Vorzeichen in die Fläche. Die Feldlinien der Ladung enden an der Spiegelladung.

4.1 Wakepotential

Den in einem Kreisbeschleuniger umlaufenden Teilchen folgen Spiegelladungen in der leitenden Vakuumkammerwand. Sind die Teilchen hochrelativistisch, so ist die Feldverteilung zwischen ihnen und ihren Spiegelladungen zu einer schmalen Scheibe, die senkrecht zur Bewegungsrichtung steht, lorentzkontrahiert. Bei einer idealleitenden Kammerwand sind die Spiegelladungen immer mit dem Teilchenpaket auf gleicher Höhe. An plötzlichen Querschnittsänderungen der Vakuumkammer müssen die Spiegelladungen einen weiteren Weg als die Teilchen zurücklegen, dadurch schnüren sich die Feldlinien ab und bleiben als Kielwellen-, oder Wakefelder an dieser Kammerdiskontinuität zurück (siehe Abbildung 4.1). Eine dort vorbeifliegende Ladung q erzeugt ein elektrisches Feld \vec{E}_{\parallel} mit Feldlinien parallel zum Teilchenweg, das durch eine ihr im Abstand von $\zeta = z - \tilde{z}$ folgende Probeladung detektiert wird. z und \tilde{z} sind die longitudinalen Koordinaten von Ladung und Probeladung. Dieser Sachverhalt wird mathematisch durch die longitudinale Wakefunktion W_{\parallel} beschrieben [Wie99, Kap. 10.4]:

$$W_{\parallel}(\zeta) = \frac{1}{q} \int_L \vec{E}_{\parallel} \left(s, t - \frac{\zeta}{\beta c} \right) d\vec{s}, \quad (4.1)$$

L ist der Umfang des Beschleunigers. Um nun das gesamte auf die Probeladung wirkende Wakefeld zu erhalten, muß man über alle vorausfliegenden Ladungen integrieren. Das führt auf das Wakepotential.

$$V_{\text{HOM}} = -e \int_{\tilde{z}}^{\infty} \lambda(z) W_{\parallel}(z - \tilde{z}) dz \quad (4.2)$$

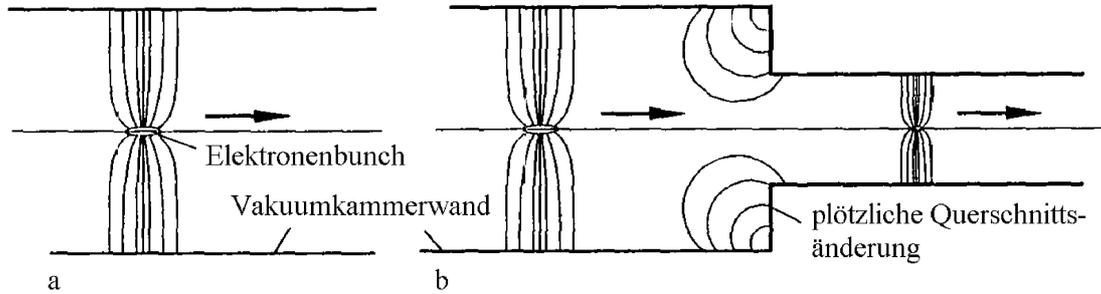


Abbildung 4.1: Die Entstehung von Wakefeldern an einer Querschnittsänderung. (Quelle: [Wie99])

In der obigen Gleichung ist $\lambda(z)$ die Linienladungsdichte des gespeicherten Strahls, mit $\int \lambda(z) dz = N$ der Anzahl der gespeicherten Teilchen. Wie oben erwähnt befinden wir uns in einem Kreisbeschleuniger, so daß der Strahl die Diskontinuität immer wieder passiert, weshalb nicht nur über die vorauslaufenden Teilchenpakete integriert werden muß, sondern auch über die vorangegangenen Umläufe:

$$V_{\text{HOM}} = \frac{-1}{c\beta} \int_{\tilde{z}}^{\infty} I\left(\tilde{z}, t + \frac{z - \tilde{z}}{c\beta}\right) W_{\parallel}(z - \tilde{z}) dz, \quad (4.3)$$

mit der Fourierzerlegung des Strahlstromes

$$I(\tilde{z}, t) = I_0 e^{i(k\tilde{z} - \omega t)}. \quad (4.4)$$

Die Lebensdauer der Wakefelder hängt von der Geometrie der Diskontinuität ab. Man unterscheidet zwischen lang- und kurzlebigen Wakefeldern. In resonatorähnlichen Geometrien, wie zum Beispiel Hohlraumresonatoren oder Vakuumtanks von Kickermagneten, haben die Wakefelder eine lange Lebensdauer, in nicht resonatorähnlichen Geometrien, wie Flanschen und Schweißnähten, ist die Lebensdauer kurz [Wie99, S. 352].

Wakefelder beeinflussen den Teilchenstrahl und können die Strahlqualität verringern. Hierbei wirken die kurzlebigen Wakefelder auf die Teilchen, die innerhalb eines Elektronenpaketes direkt dem das Wakefeld erzeugenden Teilchen nachfolgen. Die Felder mit langer Lebensdauer wirken sogar auf die nachfolgenden Pakete und, unter Umständen, bei der nächsten Passage der Diskontinuität auf das erzeugende Paket selbst. Diese Felder können so kollektive Multibunchanregungen des Strahls bewirken [Cha93, Kap. 4.6], auf die in Kapitel 6.4 eingegangen wird. Weiterhin unterscheidet man longitudinale und transversale Wakefelder, je nach dem welche Strahldimension sie beeinflussen.

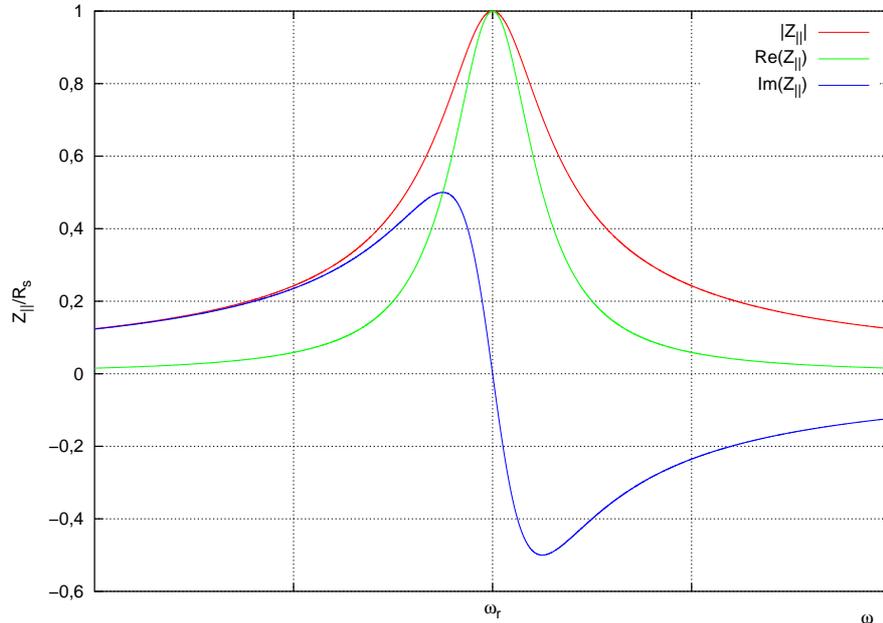


Abbildung 4.2: In diesem Graphen sind der Real- und Imaginärteil, sowie der Betrag der schmalbandigen Impedanz $Z_{||}$ eines Hohlraumresonators qualitativ entsprechend Gleichung (4.8) aufgetragen worden.

4.2 Koppelimpedanz

Der Wakefeldformalismus beschreibt den oben besprochenen Vorgang im Zeitraum. Es gibt jedoch auch Probleme, bei denen eine zeitabhängige Betrachtungsweise ungeeignet ist, für diese Fälle wird die Koppelimpedanz definiert. Sie ist die Fourier-Transformierte des Wakefeldes. Aufgrund der Kausalität gilt $W_{||}(z - \tilde{z} < 0) = 0$. Daher kann die Integration in Gleichung (4.3) von \tilde{z} auf $-\infty$ erweitert werden. Es ergibt sich der einfache Zusammenhang:

$$V_{\text{HOM}}(\tilde{z}, t) = Z_{||}(\omega)I(\omega, t) \quad (4.5)$$

und daraus die Koppelimpedanz

$$Z_{||}(\omega) = \frac{-1}{c\beta} \int_{-\infty}^{\infty} W_{||}(\zeta) e^{-i\frac{\omega\zeta}{c\beta}} d\zeta. \quad (4.6)$$

Aus der Impedanz kann durch Fourier-Transformation das Wakepotential erzeugt werden.

$$W_{||}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{||}(\omega) e^{i\frac{\omega z}{c\beta}} d\omega \quad (4.7)$$

Der Verlauf der Impedanz als Funktion der Frequenz kann sehr komplex sein. Eine Impedanz kann etwa durch eine Resonanzfrequenz und eine Bandbreite beschrieben werden. Die kurzlebigen Wakefelder werden hierbei in Impedanzen mit

großer Bandbreite und kleiner Güte transformiert, während langlebige Wakefelder Schmalbandimpedanzen erzeugen, die hohe Güten besitzen. Die höheren Moden eines Hohlraumresonators fallen in die Klasse der Schmalbandimpedanzen, sie werden, wie auch die Grundmode des Resonators, durch die in Gleichung (4.8) genannte Funktion ausgedrückt [Wie99, S. 186], eine Darstellung einer solchen Impedanzkurve findet sich in Abbildung 4.2.

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{R_s}{1 + i Q_0 \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega \omega_r}} = R_s \frac{1 - i Q_0 \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega \omega_r}}{1 + Q_0^2 \left(\frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega \omega_r} \right)^2} \quad (4.8)$$

Kapitel 5

Strahl-Resonator Wechselwirkungen

5.1 Beamloading

Ein Teilchenstrahl induziert bei der Passage eines Resonators eine Spannung U_b , deren zeitlicher Verlauf und Stärke der Teilchenverteilung im Strahl entspricht. Sie wirkt der vom Sender erzeugten HF-Spannung U_0 entgegen (Abbildung 5.1). Der Strahl wirkt daher für den Resonator wie eine zusätzliche ohmsche Last. Dieser Effekt wird Beamloading genannt. Durch diese Zusatzbelastung des Resonators wird die Resonanzfrequenz, wie bei einem bedämpften Schwingkreis, verringert. Der Betrag der Verstimmung ist dabei abhängig vom gespeicherten Strahlstrom I_b . Gleichzeitig wird nun auch durch die zusätzliche Last die Gesamtimpedanz der Kavität verändert, was eine strahlstromabhängige Fehlanpassung des Strahl-Resonator Systems an den Sender zur Folge hat. Die elektromagnetische Welle wird an der Stelle der Fehlanpassung zurück in den Leiter reflektiert und wirkt dort der vom Sender kommenden Welle entgegen. Dadurch kann nicht mehr die volle Leistung vom Sender an den Strahl weitergegeben werden. Der Teilchenstrahl verringert somit, sowohl durch Verstimmen des Resonators, als auch durch induzieren einer Gegenspannung die Effektivität des Senders [Wie99, Kap. 6.2].

Dieser Beschränkung wird auf zwei Arten entgegengewirkt. Zum einen verwendet man eine Frequenzregelung, bei der die Kavität durch Geometrieänderung, z.B. Herein- und Herausfahren eines Abstimmstempels, immer wieder auf eine vorgegebene Sollfrequenz gezwungen wird, zum anderen ist die Einkopplung des Sendersignals in den Resonator so eingestellt, daß für einen bestimmten Strom, meist der angestrebte maximal Strom des Beschleunigers, eine reflexionsfreie Anpassung besteht. Zu diesem Zweck definiert man den sogenannten Koppelfaktor β als Verhältnis von unbelasteter Shuntimpedanz R_s zur Gesamtimpedanz des Systems R_g , wie sie sich dann für den Sender ohne Strahl darstellt.

$$\beta = \frac{R_s}{R_g} \tag{5.1}$$

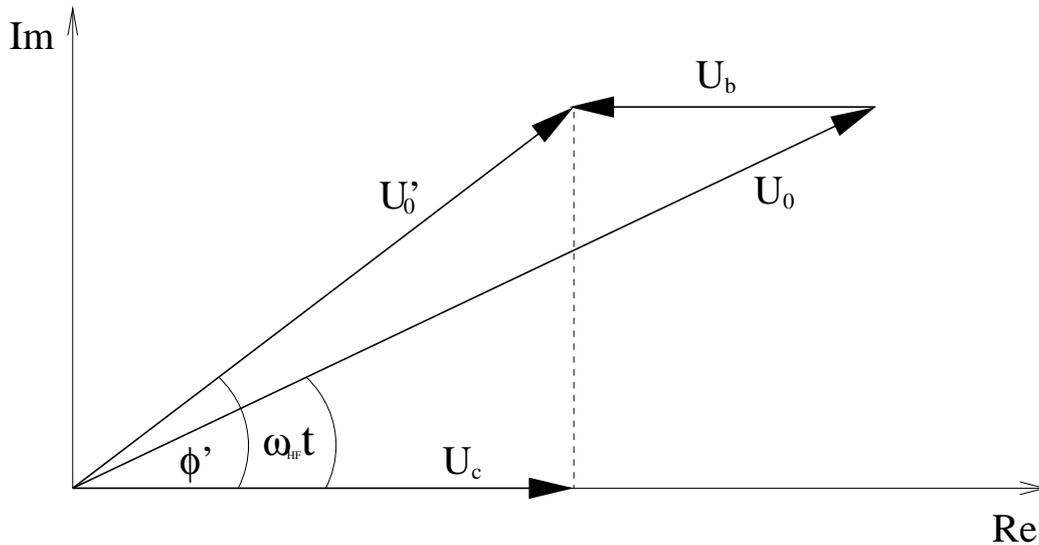


Abbildung 5.1: In diesem Zeigerdiagramm sind die beim Beamloading auftretenden Spannungen in Polarkoordinaten eingezeichnet. Die von HF-Sender kommende Spannung wird durch die Amplitude U_0 und den Phasenwinkel $\omega_{\text{HF}}t$ dargestellt, sie ist eine komplexe Größe. Die vom Strahl induzierte Spannung U_b ist zu dem Zeitpunkt rein reel. Die Addition dieser beiden Spannungen ergibt eine neue Amplitude U'_0 und einen neuen Phasenwinkel ϕ' . Die Projektion dieser neuen Spannungen auf die reelle Achse stellt die dem Teilchenstrahl zur Verfügung stehende Beschleunigungsspannung U_c dar.

Durch diese bewußte Nullstromfehlانpassung ändert sich jetzt die gemessene Güte Q des Resonators und somit auch dessen Bandbreite.

$$Q = \frac{Q_0}{1 + \beta} \quad (5.2)$$

Q nennt man die belastete Güte und Q_0 die Leerlaufgüte des Resonators. Der mit einem eingestellten Koppelfaktor maximal speicherbare Strom I_{max} ist gegeben durch die Gleichung [Wie99, S. 191]:

$$I_{\text{max}} \leq \frac{\beta}{1 + \beta} \frac{P_{\text{HF}}}{U_c}. \quad (5.3)$$

P_{HF} ist wieder die eingestellte Senderleistung und U_c die Beschleunigungsspannung nach (2.25). Der optimale Koppelfaktor, bei dem die erforderliche Senderleistung zum speichern des Strahlstroms I minimal ist, berechnet sich nach:

$$\beta_{\text{opt}} = 1 + \frac{2R_s I}{U_0} \sin \Psi_s = 1 + \frac{P_b}{P_c} \quad (5.4)$$

P_b ist der Anteil der HF-Leistung, der vom Strahl verbraucht wird, P_c wieder die ohmschen Verluste in der Beschleunigungskavität.

5.2 Potential-well Distortion

Die in Abschnitt 5.1 angesprochene Überlagerung der Generatorspannung mit der vom Strahl induzierten hat eine Verzerrung des durch die Generatorspannung erzeugten Potentials zur Folge (Potential-well Distortion). Dadurch wird die Phasenfokussierung nichtlinear und die Teilchen führen longitudinale Schwingungen mit unterschiedlichen Synchrotronfrequenzen aus [Wie99, S. 205ff]. Es gilt:

$$\left(\frac{\omega_s}{\omega_{s0}}\right)^2 = 1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi^3}} \frac{e\alpha I_b}{EQ_s^2} \frac{R^3}{h^3 \sigma_l^3} \operatorname{Im} \left\{ \frac{Z_{\parallel}}{n} \right\}, \quad (5.5)$$

mit der normalisierten Impedanz $\frac{Z_{\parallel}(\omega_n)}{n}$. Die RMS-Bunchlänge wird durch σ_l dargestellt. Für die Synchrotune Q_s gilt:

$$Q_s = \sqrt{\frac{ehU_0 \cos \Psi_s}{2\pi\beta^2 E} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right)}, \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c}. \quad (5.6)$$

Da die Potential-well Distortion durch die höherfrequenten Anteile des Strahlspektrums hervorgerufen wird, hat diese nur einen inkohärenten Anteil. Der Schwerpunkt des Teilchenstrahls erfährt keine veränderte Beschleunigungsspannung, da die Störung des Potentials sich mit dem Teilchenpaket durch das Potential bewegt. Die inkohärente Verschiebung der Synchrotronfrequenz entspricht einer Aufweitung der Energieverteilung, diese wiederum ist bestimmend für die Bunchlänge.

Kapitel 6

Strahldynamik

Die Strahldynamik beschreibt die Schwingung eines Einzelteilchens, oder eines Teilchenensembles in der longitudinalen, oder den beiden transversalen Ebenen. Bei einem Teilchenensemble muß zusätzlich noch zwischen kohärenten und inkohärenten Oszillationen unterschieden werden. Die kohärente Schwingung ist als Schwerpunktschwingung des Teilchenpakets (Bunch) im Hochfrequenzpotential (Bucket) detektierbar, während die inkohärente Schwingung sich über ihre Schwingungsamplitude in der räumlichen Ausdehnung des Teilchenpakets bemerkbar macht. Wechselwirkungen des Teilchenstrahls mit seiner Umgebung können zur Anregung kohärenter Strahlschwingungen führen. Hier muß zwischen Singlebunch- und Multibunchanregungen unterschieden werden. Durch eine Multibunchanregung sind alle Pakete eines Teilchenstrahls zu einem System gekoppelter Oszillatoren verbunden, bei der Singlebunchanregung schwingt jedes Paket für sich. Sämtliche Strahlschwingungen werden durch Emission von Synchrotronstrahlung gedämpft.

6.1 Synchrotronschwingung

Die Synchrotronschwingung ist eine Energieoszillation der Einzelteilchen, aber auch des gesamten Teilchenpakets um die Sollenergie des Beschleunigers. In einem Elektronenspeicherring wird diese, auch bei genereller Dämpfung, durch die quantenhafte Emission von Synchrotronstrahlung in den Magnetstrukturen angeregt. Die Abstrahlung der Photonen ist ein rein statistischer Prozeß, sowohl was den Zeitpunkt der Abstrahlung, als auch die Energie des emittierten Photons angeht. Man kann nur einen Mittelwert für den Energieverlust angeben (Gleichung 3.9). Durch diesen Effekt ergibt sich innerhalb des jeweiligen Teilchenpakets eine gaußförmige Energieverteilung. Aufgrund des Momentum Compaction Faktors α und der Phasenfokussierung erfahren die Elektronen eine ihrem Energieverlust entsprechende Nachbeschleunigung. Die Synchrotronschwingung entsteht aus dem Zusammenspiel von Energieverlust und Energiegewinn, sie wirkt sich über die Bahnlängenänderung auch in den Ortsraum, bzw. auf die Phasenlage bezüglich der Beschleunigungsspannung aus.

Zur Herleitung der Synchrotronschwingung bildet man nach [Wil96, Kap. 5.6] die Differenz der Energiebilanzen eines Teilchens mit Sollenergie E_0 und eines mit davon abweichender Energie $E = E_0 + \Delta E$. Aus

$$E_0 = eU_0 \sin \Psi_s - W_0 \quad (6.1)$$

und

$$E = eU_0 \sin(\Psi_s + \Delta\Psi) - W \quad (6.2)$$

mit $W = W_0 + \frac{dW}{dE} \Delta E$ folgt:

$$\Delta E = eU_0 [\sin(\Psi_s + \Delta\Psi) - \sin \Psi_s] - \frac{dW}{dE} \Delta E. \quad (6.3)$$

Die Beschleunigungsspannung ist U_0 , e die Elementarladung, Ψ_s ist die Sollphase und $\Delta\Psi$ die Abweichung davon. Die zeitliche Änderung der Energieabweichung ΔE ist nun

$$\Delta \dot{E} = \frac{\Delta E}{T_0} = \frac{eU_0}{T_0} [\sin(\Psi_s + \Delta\Psi) - \sin \Psi_s] - \frac{dW}{dE} \frac{\Delta E}{T_0}, \quad (6.4)$$

wobei die Ableitung nach der Zeit, aufgrund der Tatsache, daß eine Synchrotronperiode vielen Umläufen im Beschleuniger entspricht, als Division durch eine Umlaufperiode T_0 geschrieben werden kann. Nochmaliges Ableiten von (6.4) und Einsetzen von

$$\sin(\Psi_s + \Delta\Psi) - \sin \Psi_s \approx \Delta\Psi \cos \Psi_s, \quad (6.5)$$

sowie Ausnutzen des Zusammenhangs zwischen Umlaufperiode und Energieabweichung, woraus sich nun die Abweichung von der Sollphase berechnen läßt, führt auf:

$$\Delta\Psi = 2\pi \frac{\Delta T}{T_0} = 2\pi \frac{h\omega_0}{\beta^2} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta E}{E_0}, \quad (6.6)$$

wobei die Größe h die Harmonischenzahl des Beschleunigers ist. Sie ist der Quotient aus der Frequenz der Beschleunigungsspannung $\omega_{\text{HF}} = 2\pi f_{\text{HF}}$ und der Umlauffrequenz $\omega_0 = 2\pi f_0$. Die Ableitung von (6.6) ergibt:

$$\Delta \dot{\Psi} = 2\pi \frac{h\omega_0}{T_0 \beta^2} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta E}{E_0} \quad (6.7)$$

und führt letztendlich zur Differentialgleichung der Synchrotronschwingung

$$\Delta \ddot{E} + 2a_s \Delta \dot{E} + \omega_s^2 \Delta E = 0. \quad (6.8)$$

Die Dämpfung wird beschrieben durch:

$$a_s = \frac{1}{2T_0} \frac{dW}{dE}, \quad (6.9)$$

worauf noch in Abschnitt 6.2.1 eingegangen wird. Weiterhin ist $\omega_s = 2\pi f_s$ die Synchrotronfrequenz, für sie gilt:

$$\omega_s = \omega_0 \sqrt{\frac{ehU_0 \cos \Psi_s}{2\pi\beta^2 E} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right)}. \quad (6.10)$$

Die Differentialgleichung wird durch

$$\Delta E(t) = \Delta E_0 e^{-a_s t} e^{\pm i\omega_s t} \quad (6.11)$$

gelöst. Die hier gemachte lineare Potentialnäherung ist für große Schwingungsamplituden nicht mehr gültig, da dort der Sinus so nicht mehr angenähert werden kann. Bei ganz großen Amplituden kann das Teilchen sogar verloren gehen.

Mit den Gleichungen (6.3) und (6.6) in der Form

$$\Delta E_i = \Delta E_{i-1} + eU_0 [\sin(\Psi_s + \Delta\Psi_{i-1}) - \sin \Psi_s] - \frac{dW}{dE} \Delta E_{i-1} \quad (6.12)$$

$$\Delta\Psi_i = \Delta\Psi_{i-1} + 2\pi \frac{h\omega_0}{\beta^2} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta E_i}{E_0} \quad (6.13)$$

können Teilchentacking-Rechnungen durchgeführt werden.

6.1.1 Signalspektrum eines Elektronenstrahls

Ein auf einer Kreisbahn umlaufendes Elektron der Ladung e erzeugt an einem festen Beobachtungspunkt eine Ladungsdichte $\rho(t)$ [Koh87, Hei00], mit

$$\rho(t) = e\delta(t - t'). \quad (6.14)$$

Dieser zeitlich-periodische Zusammenhang kann als Fourier-Reihe $f(t)$ dargestellt werden.

$$f(t) = \frac{e}{T_0} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \cos(p\omega_0 t) \quad (6.15)$$

T_0 ist dabei die Umlaufperiode des Teilchens, $\omega_0 = 2\pi f_0$ die Umlauffrequenz. Das Spektrum setzt sich nun aus Vielfachen dieser Frequenz zusammen. Führt das Teilchen auf seinem Weg eine Schwingung um seine Sollposition aus, so wird das Signal am Beobachtungspunkt zeitlich verändert und somit auch das Spektrum.

Spektrum der longitudinalen Schwingung

Bei der Synchrotronoschwingung verändert sich der Zeitpunkt, an dem das Elektron den Beobachtungspunkt passiert, das Signal wird phasenmoduliert. Dadurch treten im Spektrum an jeder Umlaufharmonischen von ω_0 weitere Frequenzlinien, sogenannte Seitenbänder auf. Die Fourier-Reihe lautet nun:

$$f_s(t) = \frac{e}{T_0} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \cos(p\omega_0(t - \tau_0 \cos(\omega_s t + \varphi))) \quad (6.16)$$

Der neu eingeführte Term $\tau(t) = \tau_0 \cos(\omega_s t + \varphi)$ beschreibt die Phasenmodulation durch die Synchrotronschwingung im Zeitraum. Mit der folgenden Identität (aus [Abr84]):

$$\begin{aligned} & \cos(n\omega_0(t - \tau_0 \cos(\omega_s t + \varphi))) = \\ & \cos(n\omega_0 t) \cdot \left[J_0(n\omega_0 \tau_0) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(n\omega_0 \tau_0) \cos(2k(\omega_s t + \varphi)) \right] + \\ & \sin(n\omega_0 t) \cdot \left[2 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k J_{2k+1}(n\omega_0 \tau_0) \cos((2k+1)(\omega_s t + \varphi)) \right], \end{aligned}$$

wobei die $J_n(x)$ die Besselfunktionen n -ter Ordnung sind, und den Additionstheoremen der Sinus- und Kosinusfunktionen, kann man das Spektrum auch als

$$\begin{aligned} f_s(t) = & \frac{e}{T_0} \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} [(-1)^k J_{2k}(p\omega_0 \tau_0) (\cos((p\omega_0 - 2k\omega_s)t) + \cos((p\omega_0 + 2k\omega_s)t)) \\ & + (-1)^k J_{2k+1}(p\omega_0 \tau_0) (\sin((p\omega_0 + (2k+1)\omega_s)t) - \sin((p\omega_0 - (2k+1)\omega_s)t))] \quad (6.17) \end{aligned}$$

schreiben. Da die Phase φ nur die Anfangsbedingungen enthielt, konnte ohne Beschränkung der Allgemeinheit $\varphi = 0$ angenommen werden. Man sieht, daß die Synchrotronseitenbänder sowohl links, als auch rechts von einer jeweiligen Umlaufharmonischen auftreten. Im Gegensatz zur Amplitudenmodulation, wo es nur je ein Seitenband höherer und eines niederer Frequenz gibt, treten bei der Phasenmodulation auch Seitenbänder höherer Ordnung in k auf. In einem Beschleuniger läuft im allgemeinen eine große Anzahl von Teilchen in mehreren Paketen um, die eine gaußförmige Dichteverteilung haben. Dadurch wird eine ebenfalls gaußförmige Einhüllende des Spektrums erzeugt. Die Ladungsverteilung $\rho(t)$ sei nun

$$\rho(t) = Ne \sum_m \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(t-mT)^2}{2\sigma^2}}, \quad (6.18)$$

N ist dabei die Teilchenzahl pro Ladungspaket. Die Anzahl der äquidistant um den Beschleuniger verteilten Pakete sei M . Das von ihnen erzeugte Spektrum ist

$$\begin{aligned} f_s(t) = & \frac{MNe}{T_0} \sum_{p,k=0}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\sigma p M \omega_0)^2} (-1)^k [J_{2k}(pM\omega_0 \tau_0) \\ & \times (\cos((pM\omega_0 - 2k\omega_s)t) + \cos((pM\omega_0 + 2k\omega_s)t)) + J_{2k+1}(pM\omega_0 \tau_0) \\ & \times (\sin((pM\omega_0 + (2k+1)\omega_s)t) - \sin((pM\omega_0 - (2k+1)\omega_s)t))] . \quad (6.19) \end{aligned}$$

Spektrum der transversalen Oszillation

Das Spektrum der in Kapitel 2.1 erwähnten Betatronschwingung ist amplitudenmoduliert und lautet für eine gaußförmige Ladungsverteilung [Dun96, Kap. 2.4]:

$$f_\beta(t) = x_0 \frac{Ne}{T_0} \sum_{n'=1}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(n'\sigma\omega_0)^2} \cos(n'\omega_0 t) - x \frac{Ne}{T_0} \cos(\Delta Q \omega_0 t) \\ + x \frac{Ne}{T_0} \sum_{n'=1}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(n'\sigma\omega_0)^2} \cos((n' \pm \Delta Q)\omega_0 t) \quad (6.20)$$

Das Formelzeichen x stellt eine der transversalen Koordinaten dar und x_0 ist eine konstante Ablage vom Orbit. Der die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf beinhaltende Arbeitspunkt $Q = \frac{\omega_\beta}{\omega_0}$ wurde in einen ganzzahligen Anteil R und einen Nachkommaanteil ΔQ aufgeteilt. Der ganzzahlige Teil ist in die Summationsvariable $n' = n + R$ eingegangen. Im Spektrum entsteht jeweils ein linkes und ein rechtes Seitenband für die jeweilige Betatronschwingungsebene.

Synchrobetatronkopplung

Neben der Synchro- und Betatronschwingung kann noch eine Kopplung der beiden Oszillationen existieren [Koh87, S. 38f], die über die Dispersion $D(s)$ und die Chromatizität ξ , also der impulsabhängigen Änderung der Fokussierwirkung der Quadrupole auf die Teilchen, vermittelt wird. Durch diese Kopplung bekommen die Betatronseitenbänder ihrerseits Seitenbänder im Abstand der Synchrotronfrequenz. Die dazugehörige Spektralfunktion der Synchrobetatronseitenbänder lautet:

$$f_{s\beta}(t) = x_0 \frac{MNe}{T_0} \sum_{p,k=0}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\sigma p M \omega_0)^2} (-1)^k [J_{2k}(\Gamma) (\cos(((n-Q)\omega_0 + 2k\omega_s)t) \\ + \cos(((n+Q)\omega_0 - 2k\omega_s)t) + \cos(((n-Q)\omega_0 - 2k\omega_s)t) + \cos(((n+Q)\omega_0 + 2k\omega_s)t)) \\ + J_{2k+1}(\Gamma) (\sin(((n+Q)\omega_0 + (2k+1)\omega_s)t) - \sin(((n-Q)\omega_0 - (2k+1)\omega_s)t) \\ - \sin(((n+Q)\omega_0 + (2k+1)\omega_s)t) + \sin(((n-Q)\omega_0 - (2k+1)\omega_s)t))] \quad (6.21)$$

Hierbei wurde die Substitution $\Gamma := \omega_\beta \xi \frac{T_0 \beta^2}{2\pi q \omega_0} (\alpha - \gamma^{-2})^{-1}$ verwendet. Das Gesamtspektrum setzt sich aus der Summe der Gleichungen (6.19), (6.20) und (6.21) zusammen. Eine qualitative Darstellung des Spektrums findet sich in Abbildung 6.1.

6.2 Dämpfungsmechanismen

6.2.1 Strahlungsdämpfung

Wie schon in Kapitel 6.1 erwähnt, führen die Elektronen im Beschleuniger eine gedämpfte Energieschwingung aus, deren Dämpfungsterm

$$a_s = \frac{1}{T_0} \frac{dW}{dE} \quad (6.22)$$

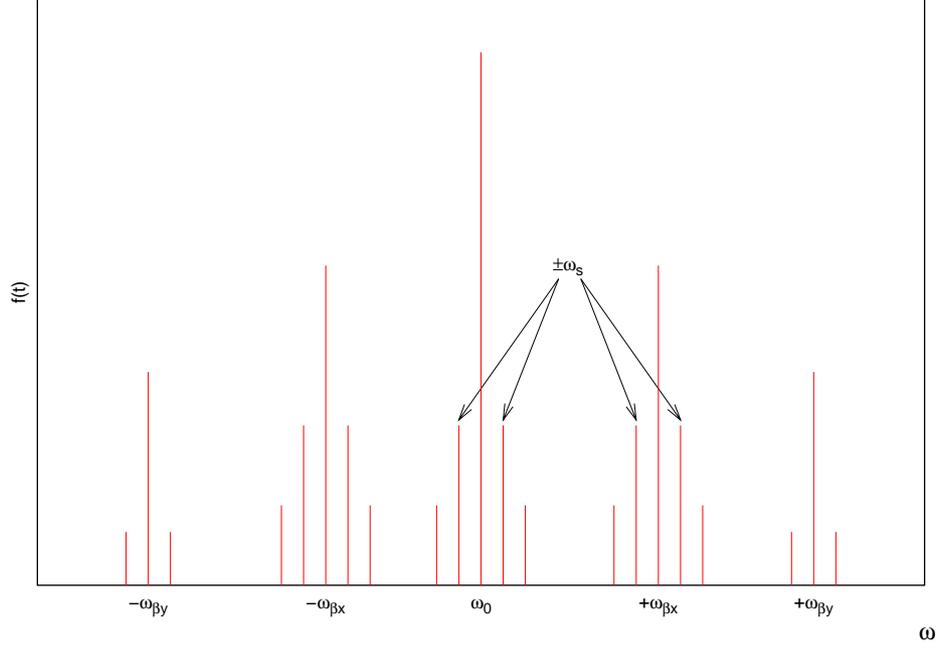


Abbildung 6.1: In dieser qualitativen Darstellung des Signalspektrums eines Elektronenstrahls wird ein Ausschnitt gezeigt, der neben der Umlaufharmonischen bei ω_0 auch die Synchro- und Betatronseitenbänder, sowie die gekoppelten Synchrobetatronseitenbänder $\omega_\beta \pm \omega_s$ enthält.

ist. Der totale Energieverlust pro Umlauf ist für ein Einzelteilchen [Wil96, S. 211ff]

$$W = \int_0^{T_0} P_\gamma dt = \frac{1}{c} \oint P_\gamma ds, \quad (6.23)$$

mit P_γ aus Gleichung (3.9). Nutzt man Gleichung (2.2) und berücksichtigt dabei, daß durch die Dispersion D das Bahnelement ds zu $(1 + \frac{D}{R} \frac{\Delta E}{E}) \cdot ds$ wird, wobei $\Delta E/E$ die relative Energieabweichung des Teilchens ist, so kann man die gesuchte Ableitung dW/dE berechnen. Da die mittlere relative Energieabweichung des Teilchens verschwindet, vereinfacht sich die Formel und man erhält nach einigen Umformungen und erneuter Anwendung von (2.2) die Dämpfungskonstante a_s .

$$a_s = \frac{1}{\tau_c} = \frac{W_0}{2T_0 E} (2 + \theta) \quad (6.24)$$

mit

$$\theta = \frac{\oint DR^{-1} (2k + R^{-2}) ds}{\oint R^{-1} ds} \quad (6.25)$$

und dem totalen Synchrotronstrahlungsverlust des Sollteilchens W_0 .

Auch die Betatronschwingung wird durch die Strahlungsverluste gedämpft, der Mechanismus funktioniert jedoch etwas anders. Das abgestrahlte Photon erzeugt einen Rückstoß auf das abstrahlende Elektron. Dieser Impulsübertrag ist eine vektorielle Größe, die sowohl longitudinale, als auch transversale Anteile hat. Durch die Nachbeschleunigung wird jedoch nur der longitudinale Anteil nachgeliefert, so daß der Transversale, also die Betatronoszillation gedämpft wird. Die Dämpfungsraten sind nach [Wil96, S. 217]:

$$a_x = \frac{1}{\tau_x} = \frac{W_0}{2T_0 E} (1 - \theta) \quad (6.26)$$

$$a_z = \frac{1}{\tau_z} = \frac{W_0}{2T_0 E}. \quad (6.27)$$

Dabei wurde angenommen, daß nur in der horizontalen Ebene Dispersion herrscht. Das Robinson Theorem besagt, daß

$$\frac{2T_0 E}{W_0} (a_x + a_z + a_s) = 4 \quad (6.28)$$

gilt, also daß die Gesamtdämpfung des Systems konstant ist [Wil96, S. 217]. Erhöht man die Dämpfung in einer Ebene, so geschieht das auf Kosten der anderen.

6.2.2 Landau-Dämpfung

Die Landau Dämpfung ist keine Dämpfung im eigentlichen Sinn, da sie nicht energie-dissipativ ist. Bei der Landau Dämpfung wandern die Einzelphasen eines oszillierenden Teilchensystems nach dessen Anregung auseinander, die Schwingungsamplituden der einzelnen Oszillatoren bleiben dabei erhalten. Ist die Verteilung der Phasen statistisch, findet keine detektierbare Schwerpunktschwingung des Ensembles mehr statt. Die Ursache der Landau Dämpfung ist eine Verteilung der Eigenfrequenzen der jeweiligen Teilchen um eine Mittenfrequenz ω . Die gesamte Breite dieser Verteilung sei $\Delta\omega$. Wird dieses System nun mit einer innerhalb dieser Verteilung liegenden Frequenz Ω angeregt, so geraten die Teilchen, deren Eigenfrequenz gleich der anregenden ist, in Resonanz, ihre Amplitude wächst über alle Grenzen an. Die Teilchen dieser Verteilung, deren Eigenfrequenz ungleich Ω ist, erfahren einen Schwebungseffekt mit der treibenden Kraft. Sie gewinnen zu erst ebenfalls Energie aus der Anregung, geraten jedoch mit der Zeit mehr und mehr mit der Anregung aus der Phase, so daß sie nach einer Zeit $\propto (\omega_i - \Omega)^{-1}$ wieder durch die Anregung Energie verlieren. Dieser Prozeß wiederholt sich ständig. Die folgende Beschreibung kann in [Cha93, Kap. 5] wiedergefunden werden.

Ein Oszillator des Ensembles sei durch die Differentialgleichung

$$\ddot{x}_i + \omega_i^2 x_i = A \cos \Omega t \quad (6.29)$$

beschrieben. Die Frequenzverteilung sei durch die Funktion $\rho(\omega)$ gegeben, welche die Integralgleichung

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho(\omega) d\omega = 1 \quad (6.30)$$

erfüllt. Der Erwartungswert des Ensembles aller x_i ist dann nach [Cha93, S. 221]

$$\langle x \rangle(t) = \frac{A}{2\omega} \left[\cos \Omega t \text{ H.W.} \int \frac{\rho(\omega)}{\omega - \Omega} d\omega + \pi \rho(\Omega) \sin \Omega t \right], \quad (6.31)$$

wobei der Integralsatz von Cauchy verwendet wurde, um die Singularität bei $\omega = \Omega$ zu beschreiben, H.W. steht für das Hauptwertintegral.

Wir interessieren uns für die Synchrotronschwingung, also die longitudinale Komponente des Strahls. Die treibende Kraft der Anregung sei eine höhere Mode des Resonators mit dem Wakefeld W_{\parallel} , bzw. der Impedanz Z_{\parallel} . Die Mode wird durch die Gesamtheit aller Teilchen des Systems $\langle z \rangle$ angeregt, wirkt jedoch auf das Einzelteilchen z . Die Differentialgleichung ist nun [Cha93, S. 240f]:

$$z''(s) + \left(\frac{\omega_s}{c}\right)^2 z(s) = \frac{Nr_0\alpha}{\gamma L_0} \sum_{k=1}^{\infty} [\langle z \rangle(s) - \langle z \rangle(s - kL_0)] W_{\parallel}(-kL_0). \quad (6.32)$$

Hierbei sei

$$\langle z \rangle(s) = B e^{-i\Omega s/c} \quad (6.33)$$

und

$$\mathcal{W} = \sum_{k=1}^{\infty} (1 - e^{i\omega_s k T_0}) W_{\parallel}(-kL_0) \quad (6.34)$$

$$= \frac{i}{L_0} \sum_{p=-\infty}^{\infty} [p\omega_0 Z_{\parallel}(p\omega_0) + (p\omega_0 + \omega_s) Z_{\parallel}(p\omega_0 + \omega_s)], \quad (6.35)$$

L_0 ist der Ringumfang, k markiert einen einzelnen Umlauf und p ist eine Zahl, die die Periodizität des Problems im Frequenzraum beschreibt, so daß aus (6.32) jetzt

$$z''(s) + \left(\frac{\omega_s}{c}\right)^2 z(s) = -\frac{BNr_0\alpha}{\gamma L_0} \mathcal{W} e^{-i\Omega s/c} \quad (6.36)$$

wird. Die Antwort des Systems ist dann

$$\langle z \rangle = \frac{\alpha r_0 N \mathcal{W} c^2}{2\omega_s \gamma L_0} B e^{-i\omega_s s/c} \left[\text{H.W.} \int \frac{\rho(\omega)}{\omega - \Omega} d\omega + i\pi \rho(\Omega) \right], \quad (6.37)$$

woraus sich die Dispersionsrelation

$$1 = \frac{\alpha r_0 N \mathcal{W} c^2}{2\omega_s \gamma L_0} \left[\text{H.W.} \int \frac{\rho(\omega)}{\omega - \Omega} d\omega + i\pi \rho(\Omega) \right] \quad (6.38)$$

ergibt. Die Dämpfungsrate τ_L^{-1} der Oszillation ist nun gegeben durch

$$\frac{1}{\tau_L} = \text{Im} \left\{ \frac{\Delta\omega}{\text{H.W.} \int \frac{\rho(\omega)}{\omega - \Omega} d\omega + i\pi \rho(\Omega)} \right\}, \quad (6.39)$$

$\Delta\omega$ ist die Gesamtfrequenzbreite des Systems. Im allgemeinen ist die exakte Frequenzverteilung $\rho(\omega)$ nicht bekannt, wodurch eine praktische Berechnung der Landau Dämpfung nicht möglich ist. Man kann nur eine Abschätzung machen, ob der Strahl stabil ist, oder nicht. Wenn die Anregung des Strahls durch die Impedanz bei vernachlässigter Landau Dämpfung vergleichbar zur Breite der Frequenzverteilung, oder sogar größer als diese ist, kann die Landau Dämpfung diesen nicht stabilisieren. Die Gleichung, die dies beschreibt lautet:

$$\frac{r_0 \alpha N c^2}{2\omega_s \gamma L_0^2} \left| \sum_{p=-\infty}^{\infty} [p\omega_0 Z_{\parallel}(p\omega_0) - (p\omega_0 + \omega_s) Z_{\parallel}(p\omega_0 + \omega_s)] \right| < \frac{\Delta\omega_{1/2}}{\sqrt{3}}, \quad (6.40)$$

$\Delta\omega_{1/2}$ bezeichnet die FWHM-Breite der Frequenzverteilung. Eine ausführliche Darstellung der Theorie der Landau Dämpfung findet sich u.a. in [Cha93, Kap. 5]. Die Landau-Dämpfung für die Betatronschwingung verläuft analog.

6.3 Robinson Instabilität

Die von einem in einem Beschleuniger umlaufenden Strahl in den Resonator induzierte Spannung enthält ein breites Frequenzspektrum, welches aus Vielfachen der Umlauffrequenz besteht und die Synchrotron- und Betatronfrequenzen als Seitenbänder besitzt (siehe Kapitel 6.1.1). Die Frequenzanteile des Spektrums, insbesondere die der Synchrotronschwingung, welche in die Resonanzkurve des Resonators fallen, regen diesen zu Schwingungen an. Dadurch bekommt die Generatorspannung zusätzliche höherfrequente Anteile, wodurch der Strahl eine zusätzliche Beschleunigung erfährt. Die Größe der Spannung U hängt von dem Spektralanteil des Stromes I_b und dem Betrag der Resonatorimpedanz Z_{\parallel} bei dieser speziellen Frequenz ω ab.

$$U(\omega) = Z_{\parallel}(\omega) I_b(\omega) \quad (6.41)$$

Diese zusätzliche Spannung kann die Synchrotronoszillation des Strahls anregen und so zu Strahlverlusten führen. Die Umlauffrequenz von hochenergetischen Elektronen ist kleiner, als die von Elektronen mit kleinerer Energie, weil Teilchen mit unterschiedlichen Energien, aufgrund des Momentum Compaction, auf unterschiedlich langen Bahnen um den Beschleuniger umlaufen. Daraus folgt, daß das linke Synchrotronseitenband zum hochenergetischen Teil der Synchrotronschwingung gehört, das rechte beinhaltet die Teilchen mit niedriger Energie. Um die Phasenfokussierung trotz dieser zusätzlichen Spannung weiterhin zu gewährleisten, müssen die hochenergetischen Elektronen mehr Energie durch die Impedanz verlieren, als die Niederenergetischen. Dazu muß die Impedanz an der Frequenz des linken, hochenergetischen Seitenbands größer sein, als am Rechten, also muß die Resonanzfrequenz kleiner als die Frequenz der Umlaufharmonischen sein (Abbildung 6.2). Bei der Robinson Instabilität, die im Gegensatz zu den durch HOMs entstehenden Multibunchinstabilitäten (Kapitel 6.4), für die diese Stabilitätsbedingung ebenfalls gilt, durch die

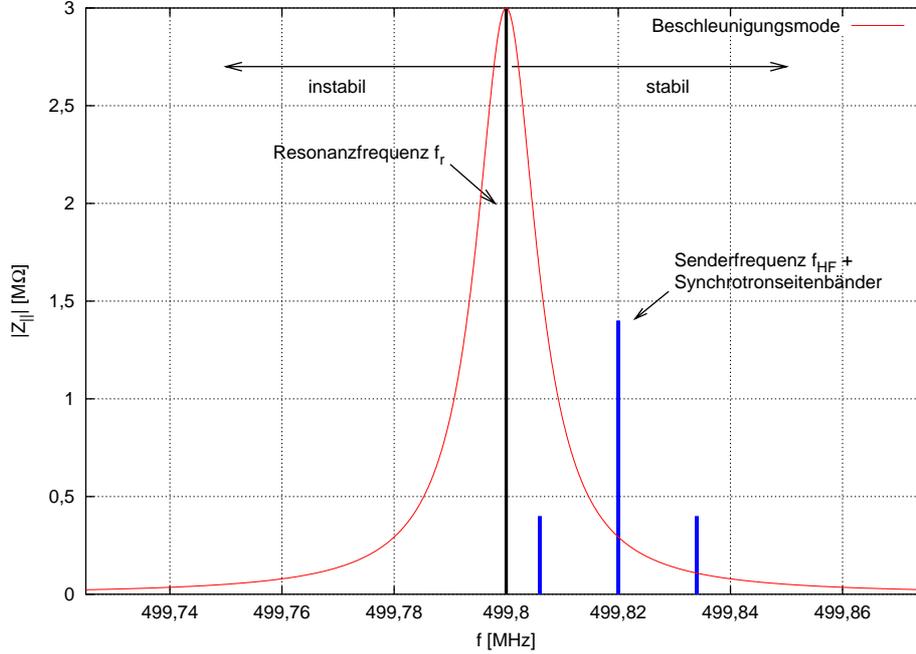


Abbildung 6.2: Resonatorabstimmung für den stabilen Betrieb eines Elektronenbeschleunigers. Die Resonanz ist dabei so gegen die Beschleunigungsfrequenz verstimmt, daß das linke Synchrotronseitenband, das aufgrund ihrer größeren Bahnlänge, die höherenergetischen Elektronen beinhaltet, die größere Impedanz abtastet. Die hochenergetischen Elektronen verlieren somit mehr Energie durch die Impedanz, als die Elektronen mit kleinerer Energie, die im rechten Seitenband zusammengefaßt sind.

Grundmode des Resonators getrieben wird, ist das einfach zu erreichen, in dem man die Resonanzfrequenz der Kavität mittels des Stimmstempels leicht vorverstimmt. Der maximal speicherbare Strom ist durch diese Vorverstimmung bestimmt, da bei Überschreiten dieses Stromes der Resonator durch Beamloading so stark verstimmt ist, daß die Synchrotronseitenbänder auf der instabilen Seite der Resonanzkurve liegen. Findet eine Phasenregelung Verwendung, so muß der Resonator nicht verstimmt werden, da die Regelung über den Stempel den Resonator unabhängig vom gespeicherten Strahlstrom in Resonanz halten kann und somit diese Instabilität nicht auftritt.

Die oben angesprochenen mittleren ohmschen Verluste, hier der Robinson Frequenzkomponente auf der Fundamentalen $\omega = h\omega_0$, in die Impedanz lauten bei abgeschalteter Frequenzregelung (nachfolgend aus [Wie99, S. 203ff]):

$$P_h = \langle U_h I_h \rangle = -2I_b^2 \left[\operatorname{Re}\{Z_{||}^0\} - \left(\operatorname{Im}\{Z_{||}^0\} - \frac{1}{2} \left(\operatorname{Im}\{Z_{||}^+\} + \operatorname{Im}\{Z_{||}^-\} \right) \right) \varphi - \frac{\operatorname{Re}\{Z_{||}^+\} - \operatorname{Re}\{Z_{||}^-\}}{2\omega_s} \dot{\varphi} \right] \quad (6.42)$$

Hierbei ist h die Harmonisenzahl des Ringes, $\varphi = \varphi_0 \sin(\omega_s t)$ beschreibt die Synchrotronschwingung und $\dot{\varphi}$ ist ihre Ableitung nach der Zeit. Die komplexe Größe Z_{\parallel} ist die Impedanz des Cavitys nach Gleichung (4.8) an den Stellen $\omega = h\omega_0$ für Z_{\parallel}^0 , bzw. $\omega = h\omega_0 \pm \omega_s$ für Z_{\parallel}^{\pm} . Der mittlere Energieverlust ist demnach:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\langle eU_h I_h \rangle}{T_0 I_b E_0} = \frac{-\ddot{\varphi}}{\alpha \beta h \omega_0}, \text{ mit } \beta = \frac{v}{c}. \quad (6.43)$$

Bildet man nun die Bewegungsgleichung, so erhält man, zusätzlich zur Strahlungsdämpfung a_{s0} aus Kapitel 6.2.1, die Robinson-Dämpfung a_R :

$$a_s = a_{s0} + a_R = a_{s0} - \frac{\beta \omega_{s0}}{U_c \cos \Psi_s} \left(\text{Re}\{Z_{\parallel}^+\} - \text{Re}\{Z_{\parallel}^-\} \right) I_b, \quad (6.44)$$

sowie eine Frequenzverschiebung der Synchrotronschwingung. Die nun gestörte Synchrotronfrequenz ist:

$$\omega_s^2 = \omega_{s0}^2 \left[1 - \frac{2\beta I_b}{U_c \cos \Psi_s} \left(\text{Im}\{Z_{\parallel}^0\} - \frac{1}{2} \left(\text{Im}\{Z_{\parallel}^+\} + \text{Im}\{Z_{\parallel}^-\} \right) \right) \right], \quad (6.45)$$

wobei ω_{s0} die ungestörte Synchrotronfrequenz nach Gleichung (6.10) ist. Die Frequenzverschiebung hat zwei Anteile, den inkohärenten Anteil, der durch die Umlaufharmonische erzeugt wird und den kohärenten Anteil, der von den Seitenbändern herrührt. Die kohärente Frequenzverschiebung kann direkt als eine Verschiebung des Seitenbandes gegenüber dem ungestörten Fall beobachtet werden, während die inkohärente Verschiebung eine Verbreiterung der zu messenden Frequenzlinie erzeugt.

6.4 Multibunchanregungen

Zur Beschreibung von Multibunchanregungen geht man von dem aus der Mechanik bekannten Model der linearen Kette gekoppelter Oszillatoren aus. Hierbei vernachlässigt man die Tatsache, daß ein Teilchenbunch aus einer großen Zahl von Einzelteilchen besteht und nähert ihn als starren Schwinger an. Gehen wir von einem Teilchenstrahl von M äquidistant verteilten Bunchen aus, so kann dieser in M unterschiedlichen Schwingungsmoden, auch Multibunchmoden oder Coupled-Bunch Moden (CBM) genannt, oszillieren, wobei der Phasenvorschub von Oszillator zu Oszillator $\mu \frac{2\pi}{M}$ ist (Abbildung 6.3). Die jeweilige Mode wird durch μ gekennzeichnet und es gilt $\mu = 0, \dots, M-1$. Angeregt werde die Kette durch das longitudinale Wakefeld W_{\parallel} einer höheren Resonatormode. Jeder Bunch habe die Ladung Ne , die longitudinale Koordinate im Bucket sei z . Die Bewegungsgleichung des n -ten Bunches ist dann nach [Cha93, Kap. 4.6]:

$$z_n''(s) + \left(\frac{\omega_{s0}}{c} \right)^2 z_n(s) = \frac{Nr_0 \eta}{\gamma L_0} \sum_k \sum_{m=0}^M W_{\parallel} \left[-kL_0 - \frac{m-n}{M} L_0 + z_n(s) \right. \\ \left. - z_m \left(s - kL_0 - \frac{m-n}{M} L_0 \right) \right], \quad (6.46)$$

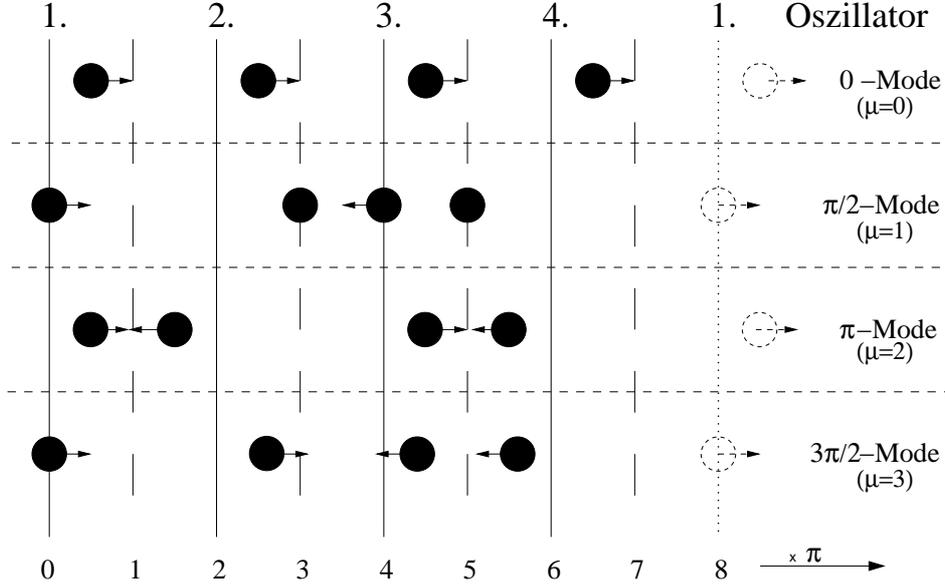


Abbildung 6.3: Momentaufnahmen einer longitudinal schwingenden linearen Kette aus vier Oszillatoren. Eingezeichnet sind die vier möglichen Schwingungsmoden, hierbei steigt die Modennummer μ von oben nach unten an. Die durchgezogenen vertikalen Linien zeigen die Position der Nulldurchgänge der Schwingung an, die Unterbrochenen ihre Umkehrpunkte. Die Pfeile an den Schwingern geben ihre momentane Bewegungsrichtung an.

wobei gilt, daß n eine ganze Zahl aus dem Interval $[0, M-1]$ ist. ω_{s0} ist die ungestörte Synchrotronfrequenz nach Gleichung (6.10). Die Bewegungsgleichung ist die Differentialgleichung eines harmonischen Oszillators und wird durch

$$z_n(s) = \tilde{z}_n e^{-i\Omega s/c} \quad (6.47)$$

gelöst, mit der Eigenfrequenz des Oszillators Ω . Der Speicherringumfang für das Sollteilchen ist L_0 und k bezeichnet wieder den Umlauf. Für kleine Amplituden der Bunchoszillation kann das Wakefeld linear genähert werden (vereinfachte Schreibweise).

$$W_{\parallel}(kL_0 - nL_0 + z_n - z_m) \approx W_{\parallel}(kL_0 - nL_0) + (z_n - z_m) \frac{d}{dz} W_{\parallel}(kL_0 - nL_0) \quad (6.48)$$

Der erste Term dieser Näherung beschreibt die ohmschen Verluste in die höhere Mode und äußert sich in einer Verschiebung der Nulllage der Schwingung, er kann hier vernachlässigt werden. Mit dem zweiten Term der Näherung erhält man aus

der Differentialgleichung und dem Ansatz die charakteristische Gleichung [Cha93, S. 209f].

$$(\Omega^2 - \omega_{s0}^2)\tilde{z}_n = -\frac{Nr_0\eta c}{\gamma T_0} \sum_k \sum_{m=0}^M \frac{d}{dz} W_{\parallel} \left(-kL_0 - \frac{m-n}{M}L_0 \right) \times \left\{ \tilde{z}_n - \tilde{z}_m \exp \left[i\Omega T_0 \left(k + \frac{m-n}{M} \right) \right] \right\} \quad (6.49)$$

Der Term proportional \tilde{z}_n auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens beschreibt die Potential-well Distortion, so daß nun entsprechend Gleichung (5.5) die gestörte Synchrotronfrequenz ω_s verwendet wird. Transformiert man jetzt noch das Wakefeld in die Impedanz, so wird Gleichung (6.49) zu

$$(\Omega^2 - \omega_s^2)\tilde{z}_n = i \frac{Nr_0\eta}{2\gamma T_0^2 \omega_s} \sum_{m=0}^{M-1} (p\omega_0 + \omega_s) Z_{\parallel}(p\omega_0 + \omega_s) \times \exp \left(-i 2\pi p \frac{m-n}{M} \right), \quad (6.50)$$

ω_0 und ω_s sind die Umlauf- und die Synchrotronfrequenz, p ist eine ganze Zahl aus dem Interval $[-\infty, \infty]$, die auch hier die Periodizität des Problems beschreibt. Z_{\parallel} ist die Schmalbandimpedanz der höheren Mode nach Gleichung (4.8). Schwingt das System in einer Multibunchmode, so gilt

$$z_n \propto e^{i2\pi\mu \frac{n}{M}}. \quad (6.51)$$

Dadurch erhält man letztendlich

$$\Omega^{(\mu)} - \omega_s = i \frac{MNr_0\eta}{2\gamma T_0^2 \omega_s} \sum_{p=-\infty}^{\infty} (pM\omega_0 + \mu\omega_0 + \omega_s) Z_{\parallel}(pM\omega_0 + \mu\omega_0 + \omega_s). \quad (6.52)$$

Der Realteil dieser Gleichung beschreibt die inkohärente Frequenzverschiebung des Systems durch die Anregung dieser Mode, der Imaginärteil ist die Anwachsrate der Instabilität¹. Die Anwachsrate ist aufgrund der Imaginäreinheit i im Vorfaktor des rechten Terms der Gleichung (6.52) durch den Realteil der Impedanz Z_{\parallel} bestimmt.

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{MNr_0\eta}{2\gamma T_0^2 \omega_s} \sum_{p=-\infty}^{\infty} (pM\omega_0 + \mu\omega_0 + \omega_s) \text{Re} \{ Z_{\parallel}(pM\omega_0 + \mu\omega_0 + \omega_s) \} \quad (6.53)$$

Die Impedanz wird an den Stellen $f_{p,\mu} = (pM + \mu + Q_s)f_0$ abgetastet. Die HOM

¹Will man höhere Schwingungsmoden des Bunches erlauben, führt man den Vorfaktor m vor der Synchrotronfrequenz ein ($m = 1, 2, 3, \dots$). $m = 1$ stellt die oben berücksichtigte Schwingung des Bunches als Ganzes (Dipolmode) dar, $m = 2$ die Quadrupolmode, das Schwingen zweier Schwerpunkte gegeneinander, $m = 3$ die Sextupolmode, usf.

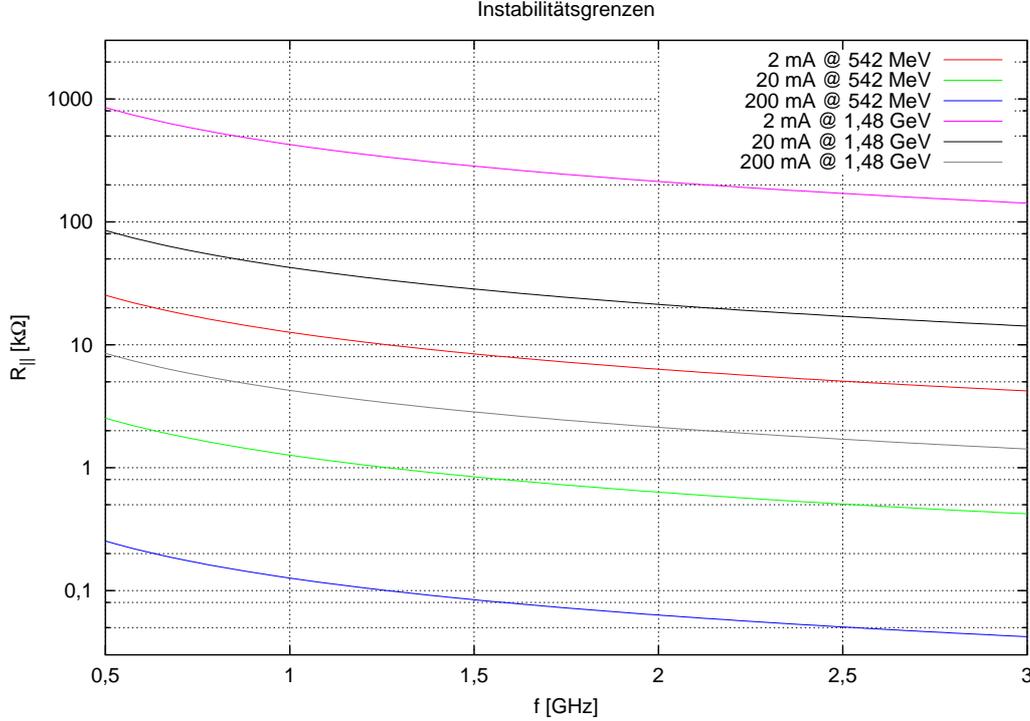


Abbildung 6.4: Grafische Darstellung der Schwellimpedanzen von Delta bei 542 MeV und 1,48 GeV für gespeicherte Ströme von 2, 20 und 200 mA gemäß Gleichung (6.55). Zu ihrer Berechnung wurden longitudinale Dämpfungszeiten von 89 ms, bzw. 4,2 ms zugrunde gelegt, der Momentum-Compaction liegt bei 0,0056 [Roy99, S. 62].

selbst ist so schmalbandig, daß sie nur eine dieser Frequenzen treibt, es kann also die Summation über p vernachlässigt werden. Setzt man nun die Beziehungen: $I_b = \frac{MNe}{T_0}$ und $Q_s = f_s T_0$, sowie den klassischen Elektronenradius r_0 ein, vereinfacht sich die Anwachsrate der Instabilität zu:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{e\eta}{2EQ_s} I_b f_{p,\mu} R_{\parallel}(f_{p,\mu}) \quad (6.54)$$

Eine solche Multibunchmode ist solange stabil, wie ihre Anwachszeit τ_{\parallel} größer als die Dämpfungszeit τ_{ϵ} (Gleichung (6.24)) ist. Unter dieser Voraussetzung kann man aus Gleichung (6.54) Impedanzschwellwerte berechnen, bei denen ein bestimmter gespeicherter Strahlstrom instabil wird.

$$R_{\parallel} = \frac{2EQ_s}{\tau_{\epsilon} e\eta} \frac{1}{I_b f_{p,\mu}} \quad (6.55)$$

Entsprechend Gleichung (6.55) wurden die Schwellimpedanzen für verschiedene bei einer Energie von 542 und 1484 MeV im Speicherring Delta gespeicherten Strahlströme berechnet und in Diagramm 6.4 aufgetragen. Es wurden hierbei Dämpfungszeiten von $\tau_{\epsilon} = 89$ ms für die Energie 542 MeV und 4,2 ms für 1484 MeV,

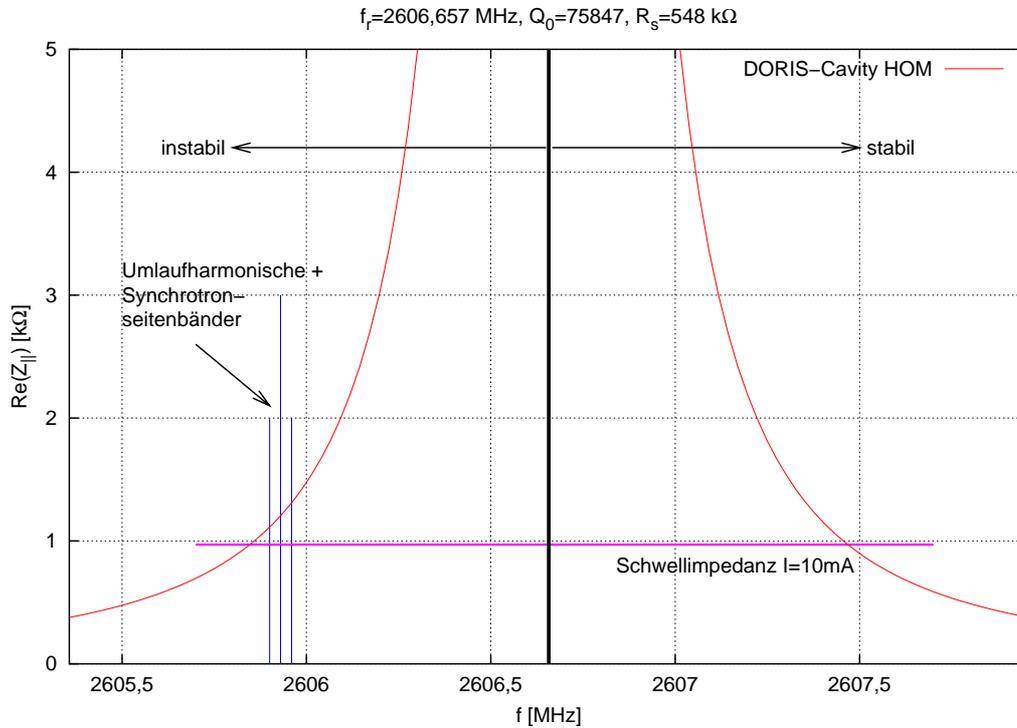


Abbildung 6.5: In dieser Abbildung wurde der Realteil einer longitudinalen höheren Mode (L16) des DORIS-Resonators (Kapitel 7.1) aufgetragen. Zusätzlich wurde die Schwellimpedanz bei einer Delta-Energie von 542 MeV und 10 mA gespeichertem Strom eingezeichnet, sowie die nächstgelegene Umlaufharmonische mit ihren Synchrotronseitenbändern markiert. Außerdem wurde die stabile und instabile Flanke der Resonanz gekennzeichnet. Das gewählte Frequenzfenster entspricht mit 2,6 MHz der Umlauffrequenz von Delta, die HOM-Impedanz liegt beinahe über die gesamte Breite des Intervalls oberhalb des Schwellwertes, der sich mit steigendem Strahlstrom noch verringern würde. Man erkennt daran, daß diese HOM eine Multibunchmode bei Delta treiben kann, was sich auch in den Experimenten bestätigte (Abschnitt 8.3.1).

sowie ein Momentum-Compaction Faktor von $\alpha = 0,0056$ (aus [Roy99, S. 62]) angenommen. Die verwendeten Dämpfungszeiten resultieren allein aus der Dämpfung durch die Strahlführungsmagnete, zusätzlich auftretende Dämpfung durch weitere Strahlungsquellen, wie Undulatoren und Wiggler werden nicht berücksichtigt, da diese zum Zeitpunkt der Experimente nicht zugeschaltet wurden.

Der Impedanzschwellwert ist allerdings nicht die einzige Bedingung, die das Auftreten einer Instabilität beeinflusst. Weiterhin muß, analog zur Robinson Instabilität aus Abschnitt 6.3, die Flanke der Resonanz berücksichtigt werden, also ob $f_{p,\mu}$ größer, oder kleiner als f_{HOM} ist. Damit nun eine Multibunchmode auftritt, müssen die Elektronen in der höherenergetischen Phase der Synchrotronschwingung weniger Energie durch die Impedanz verlieren, als die in der Niederenergetischen. Bei Beschleunigern mit positiven Momentum Compaction, wie z.B. Elektronenspeicherringen, heißt das, daß die Resonanzfrequenz der höheren Mode oberhalb der am

nächsten gelegenen Umlaufharmonischen liegen muß (siehe Abbildung 6.5). Liegt die Resonanzfrequenz darunter ist die Multibunchmode stabil. Die Instabilitäten werden nur durch Moden getrieben, deren Frequenzen unterhalb der Grenzfrequenz f_c des Strahlrohres liegen, da nur diese im Resonator verbleiben.

Natürlich existieren auch transversale Multibunchmoden, sie treten jedoch bei Anwesenheit von longitudinalen Multibunchmoden im allgemeinen nicht in Erscheinung [WB⁺96]. Ihre Anwachsrate τ_{\perp}^{-1} wird analog hergeleitet [Cha93] und lautet:

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{e\beta_{x,z}}{2E} I_b f_0 R_{\perp}(f_{p,\mu}), \quad (6.56)$$

wobei nun $f_{p,\mu} = (pM + \mu + Q_{x,z})f_0$ ist. $\beta_{x,z}$ ist die Betafunktion nach Gleichung (2.6) der jeweiligen Schwingungsebene am Ort der Impedanz, $Q_{x,z}$ der dazugehörige Arbeitspunkt. $R_{\perp}(f_{p,\mu})$ ist die Impedanz der transversalen höheren Mode bei der Frequenz $f_{p,\mu}$, sie hat anders als R_{\parallel} die Einheit Ω/m . τ_{\perp}^{-1} ist über den gesamten Frequenzbereich des Strahlspektrums konstant, während nach Gleichung (6.54) τ_{\parallel}^{-1} mit der Frequenz ansteigt.

Kapitel 7

Die untersuchten Beschleunigungskavitäten

7.1 Der DORIS-Resonator

Der DORIS-Resonator (Abbildung 7.1) ist ein einfacher Hohlraumresonator mit zylindrischer Geometrie bei einer Resonanzfrequenz von 500 MHz, wie er in Kapitel 2.2.1 bereits erwähnt wurde. Er wurde für den Doppelring-Beschleuniger DORIS am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY entwickelt und dann in dieser Beschleunigeranlage eingebaut und betrieben. Resonatoren vom DORIS-Typ werden heute in mehreren Synchrotronstrahlungsquellen verwendet (z.B. BESSY II und DELTA).

Wie jeder Resonator besitzt auch diese Kavität ein ganze Reihe von höheren Moden (Tabellen 7.1 und 7.2), die einen in einem Beschleuniger gespeicherten Teilchenstrahl zu unerwünschten kollektiven Schwingungen anregen können. Diese Probleme traten bereits in den 1970er Jahren bei DESY auf, weshalb man eine Dämpfungsantenne entwickelte [LP77], die über einen zusätzlichen Flansch an den Resonator angekoppelt wurde. Diese Dämpfungsantenne (Abbildung 7.2) arbeitet mit zwei unterschiedlichen Wirkprinzipien. Sie stellt in erster Linie einen einfachen zylindrischen Hohlleiter mit einer bestimmten Grenzfrequenz f_c dar. Alle Moden deren Frequenzen oberhalb dieser Frequenz liegen propagieren aus dem Resonator in den Hohlleiter (vergleiche Abschnitt 2.2.1) und werden dort durch Ferrite gedämpft. Es koppeln jedoch nicht alle Moden mit $f > f_c$ gleich gut an die Ferritdämpfer an, die Dämpfung ist somit nicht für alle Moden optimal. Die drei Moden, deren Resonanzfrequenzen unterhalb von f_c liegen, werden mit Hilfe von schmalbandigen Antennen selektiv angekoppelt, aus dem Resonator geleitet und in speziellen, ebenfalls ferritbelasteten Resonanzkreisen gedämpft. Eine Absenkung der Grenzfrequenz des Hohlleiters, so daß alle Moden ankoppeln können war nicht möglich, da der Durchmesser dieses Hohlleiters so groß wäre, daß er nicht mehr an den Resonator montiert werden könnte.

Für die Charakterisierungsmessungen 2003 stand bei DELTA ein solcher Dämpfer zunächst nicht zur Verfügung. Er wurde uns von der Berliner Synchrotronstrah-

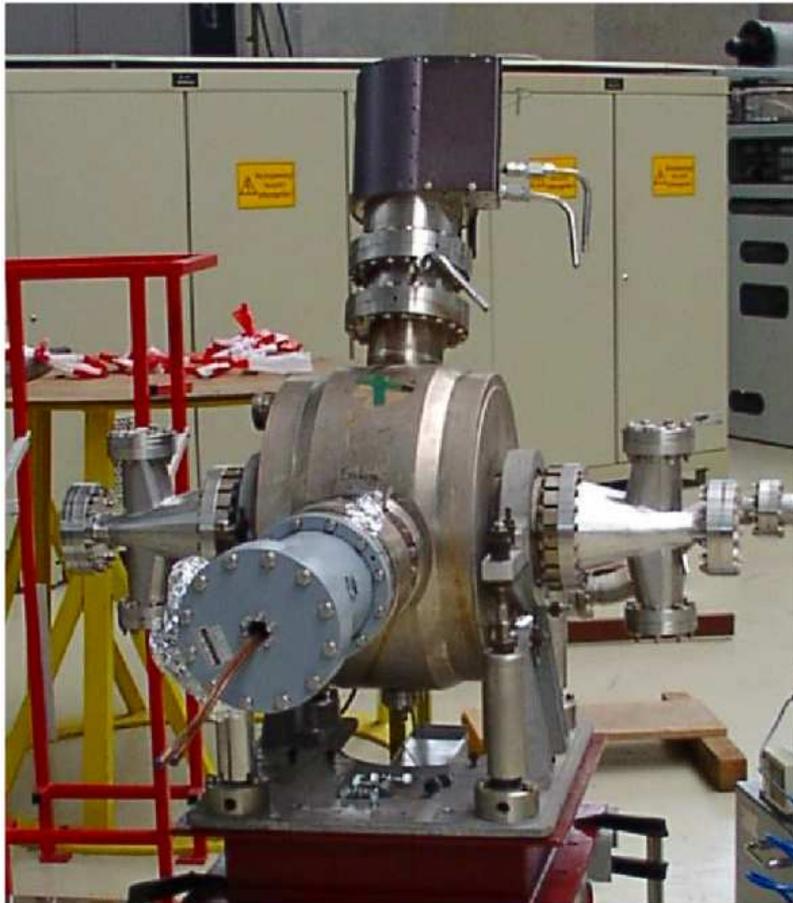


Abbildung 7.1: Foto des DORIS-Resonators mit Stimmstempel (schwarz), Hochfrequenzeinkopplerschleife mit $\lambda/4$ T-Stück (grau) und Anpassungskammern (Taper) an das DELTA-Kammerprofil mit Pumpstutzen.

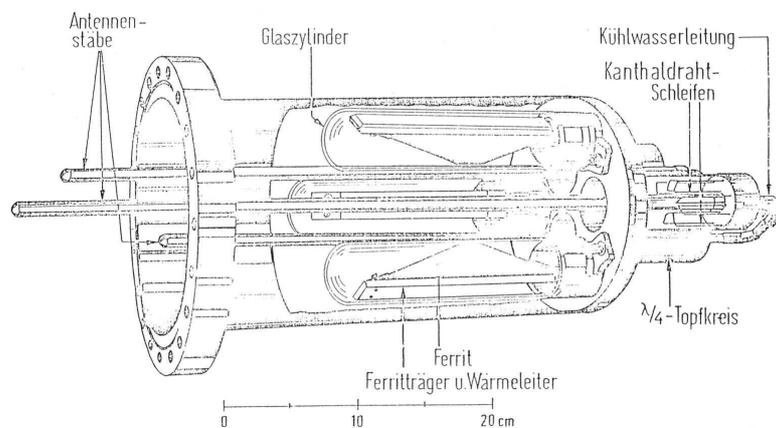


Abbildung 7.2: Zeichnung des HOM-Dämpfers für DORIS-Resonatoren (Quelle: [LP77]).

Mode	f_r [MHz]	Q	$\frac{R}{Q}$ [Ω]	$\mu M \cdot n$	CBM
L_0	499,8220	38000	78,9	192	0
L_1	778,2971	49928	10,9	298	106
L_2	1098,3650	59198	3,5	421	37
L_3	1199,7940	45457	7,2	460	76
L_4	1275,8960	41452	17,9	490	106
L_5	1504,8230	50117	6,1	578	2
L_6	1590,0750	53435	4,7	610	34
L_7	1710,0600	70711	2,2	656	80
L_8	1717,5420	71698	3,3	659	83
L_9	1801,6080	57463	6,7	692	116
L_{10}	1804,6190	89825	4	693	117
L_{11}	1999,6750	96945	2	768	0
L_{12}	2078,0390	65201	4,4	798	30
L_{13}	2216,5570	61407	1,8	851	83
L_{14}	2302,2070	56177	5,2	884	116
L_{15}	2505,5040	75671	16,5	962	2
L_{16}	2606,6570	75847	7,2	1001	41
L_{17}	2616,4170	71022	3,3	1005	45
L_{18}	2659,9590	101245	1,4	1021	61
L_{19}	2665,8670	80698	2,4	1024	64
L_{20}	2847,2010	65926	2,5	1093	133
L_{21}	2853,0860	80573	2,2	1095	135

Tabelle 7.1: Tabelle der longitudinalen Moden (TM_{0np}) des DORIS-Resonators (Quelle: [Roo90]) bis zur Grenzfrequenz des Strahlrohrs $f_c = 3\text{GHz}$

Mode	f_r [MHz]	Q	$\frac{R}{Q}$ [Ω]	$\mu M \cdot n$	CBM
T_1	743,5558	35328	32,3	285	93
T_2	927,3590	37289	38,3	356	164
T_3	1183,266	44413	5,6	454	70
T_4	1293,212	51544	4,5	496	112
T_5	1698,223	48333	13,9	652	76
T_6	1713,346	43262	52,5	658	82
T_7	1788,757	55616	4,7	687	111
T_8	1790,037	49981	4,4	687	111
T_9	1924,576	56687	2,6	739	163
T_{10}	1992,427	61478	2	765	189
T_{11}	2072,167	57421	4	796	28
T_{12}	2107,076	68706	5,9	809	41
T_{13}	2263,364	46660	2,6	869	101
T_{14}	2264,930	58078	26,5	870	102
T_{15}	2286,044	102539	5,5	878	110
T_{16}	2574,840	87158	3	989	29
T_{17}	2721,099	85873	1,3	1045	85
T_{18}	2755,795	68355	2,2	1058	98
T_{19}	2899,818	75774	6,3	1113	153
T_{20}	2938,161	70999	2	1128	168
T_{21}	2990,417	66095	1,8	1148	188

Tabelle 7.2: Tabelle der transversalen Moden (TM_{1np}) des DORIS-Resonators (Quelle: [Roo90])

lunsquelle BESSY II ab 2004 leihweise zur Verfügung gestellt. Parasitäre Kontrollmessungen wurden während Nutzerschichten durchgeführt.

Die Ergebnisse der Vermessung des DORIS-Resonators mit und ohne Dämpfungsentenne werden in Kapitel 8.3.1 dargestellt.

7.2 Der modengedämpfte EU-Resonator

Der modengedämpfte Resonator ist ein Resonator vom Typ des von Conciauro in [Con90] vorgeschlagenen Single Trapped Mode Resonators (STMR), bei dem aus einem Resonator beliebiger Geometrie sämtliche Moden, bis auf die zur Beschleunigung benutzen Fundamentalmode, mittels Hohlleitern abgeleitet werden. Ihre Energie wird in einer angefügten Last vernichtet. Die Beschleunigungsmode ist hierbei also im Resonator „gefangen“. Die Grenzfrequenz der Hohlleiter liegt zwischen den Frequenzen der Beschleunigungsmode und der niederfrequentesten HOM. Dabei muß die Grenzfrequenz so gewählt werden, daß die Fundamentalmode möglichst wenig in die Hohlleiter koppelt, damit die Beschleunigungsspannung, die dem Strahl zur Verfügung steht, nicht unnötig verringert wird.

Conciauros zylindrischer Testresonator hatte eine Frequenz von 3 GHz und die Moden wurden durch Rechteckhohlleiter, die senkrecht zur Zylinderachse auf dem Mantel angebracht waren, abgeführt. Schon bei diesen heuristischen Tests zeigte sich, daß eine Dreiersymmetrie die Optimale ist, da sie an alle Moden angreifen kann und noch genug Platz für die notwendigen Anbauten, wie HF-Einkopplung, Abstimmstempel, usf. läßt. Weiterhin zeigte sich, daß bei einer mittigen Anbringung der Hohlleiter die Moden vom TM_{01p} -Typ nicht an den Hohlleiter ankoppeln. Dieses ließ sich durch eine leichte seitliche Verschiebung der Hohlleiter lösen.

Schließlich wurde ein zylindrischer 500 MHz Resonator mit runden Hohlleitern für den Einbau in schon mit DORIS-Resonatoren bestückte Synchrotronstrahlungsquellen von Schönfeld und Weihreter in [SW⁺96b, SW⁺96a] vorgestellt. Da bei runden Hohlleitern der Durchmesser, um eine geeignete Grenzfrequenz zu erreichen, jedoch so groß sein müßte, daß sie nicht mehr an den Resonator passen würden, wurden die Wellenleiter mit Metallkämmen belastet (Abbildung 7.4), wodurch sich der nötige Durchmesser zum Erreichen einer bestimmten Grenzfrequenz erheblich verkleinert. Am Abschluß des Hohlleiters wurde ein Koaxialübergang angebracht. Dieser koppelt kapazitiv an die TE_{01} -Mode des Wellenleiters und leitet die HOM-Energie in eine an dem Übergang angeschlossene externe Last ab. Zwischen Resonator und Koaxialübergang verjüngt sich der Wellenleiter. Um eine konstante Grenzwellenlänge zu gewährleisten, wird die Belastung des Hohlleiters durch Ändern der Kammhöhe angepaßt. Der Vorteil externer Lasten ist vor allem in ihrem vakuumneutralen Verhalten zu sehen, während Ferrite durch Desorption von Gas die Vakuumbedingungen negativ beeinflussen können.

Durch die großen Öffnungen für die angebrachten Modendämpfer und die, wenn auch geringe, Ankopplung des Beschleunigungsfeldes an die Wellenleiter entsteht

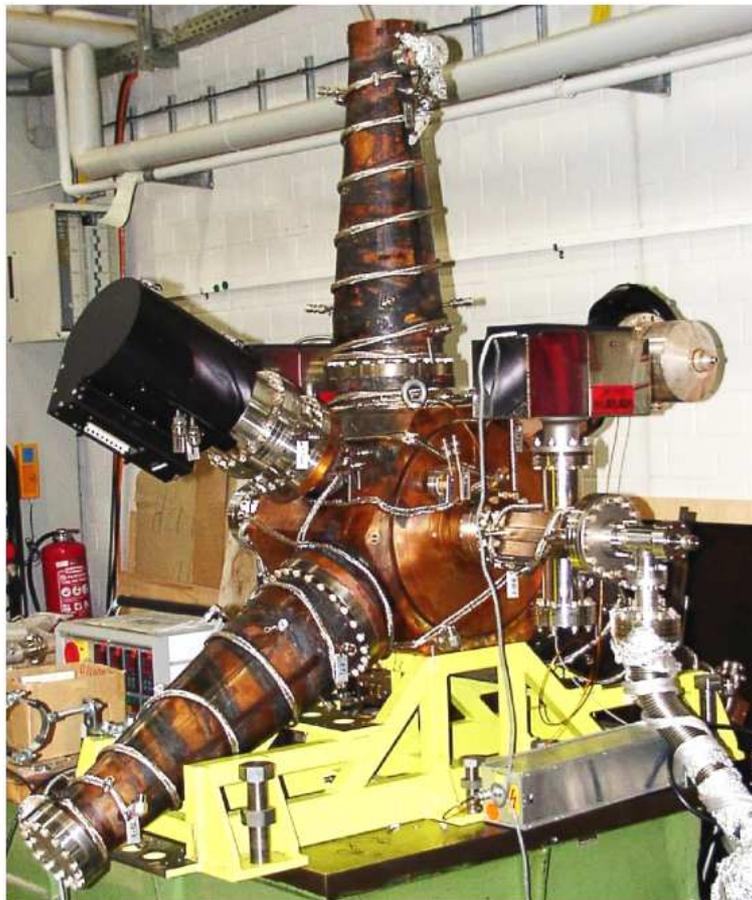


Abbildung 7.3: Foto des modengedämpften EU-Resonators

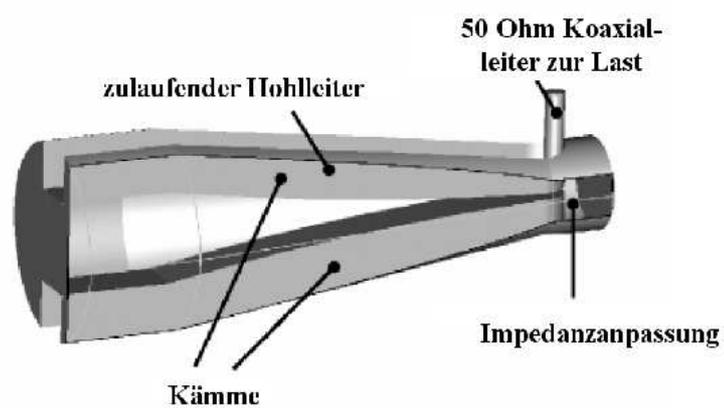


Abbildung 7.4: Skizze des kammbelasteten Wellenleiters. Quelle: [MW⁺03]

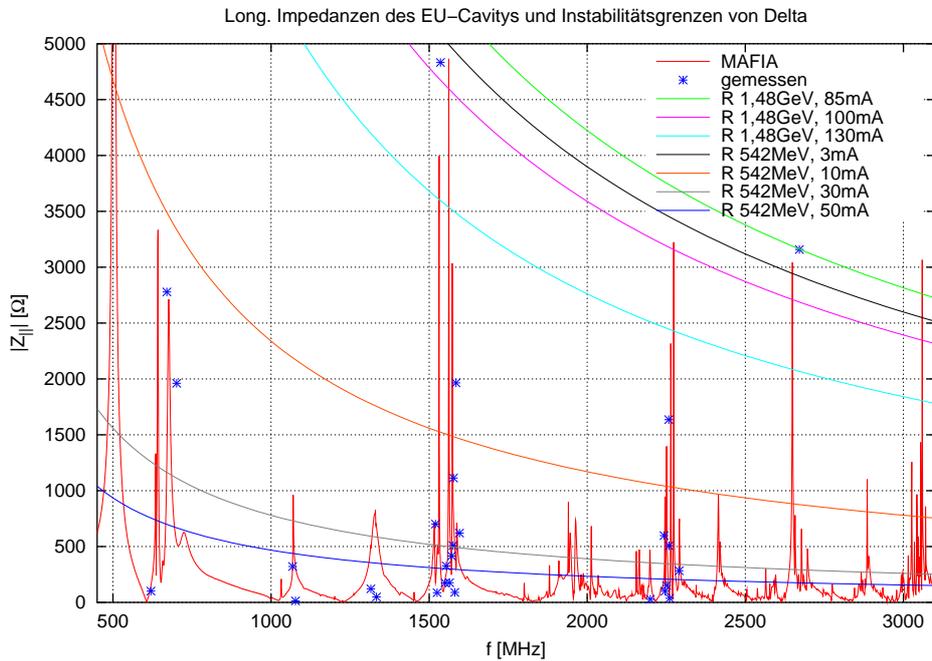


Abbildung 7.5: Diagramm der longitudinalen Impedanzen des modengedämpften Resonators mit eingezeichneten Instabilitätsschwellen Deltas bei verschiedenen Strömen und Energien. Die Simulations- und Störkörpermeßergebnisse wurden in [MW04] präsentiert.

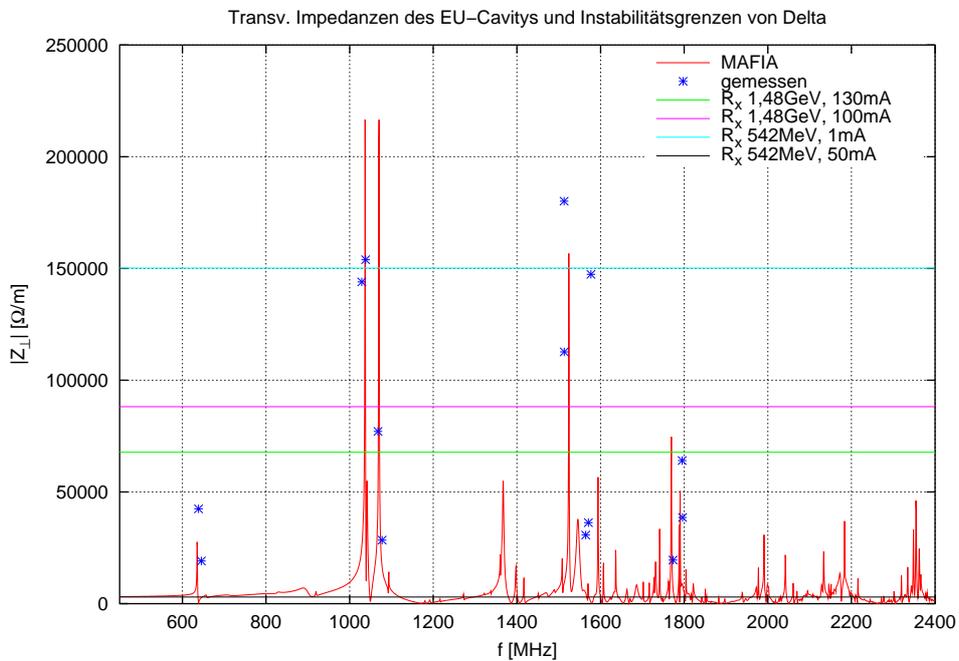


Abbildung 7.6: Diagramm der in [MW04] präsentierten transversalen Impedanzen des modengedämpften Resonators, die Instabilitätsschwellen von Delta bei verschiedenen Strömen und Energien wurden auch hier eingezeichnet.

eine schon in [Con90] erwähnte Abschwächung der Shuntimpedanz der Grundmode. Um diesen Verlust auszugleichen, wurden an den Strahlrohreingängen des Resonators Nose-cones angefügt, die durch Verkleinern des Beschleunigungsspalt, die eine Feldkonzentration zur Folge hat, diese Shuntimpedanzminderung wieder ausgleichen.

Im Rahmen eines von der Europäischen Union geförderten Projektes wurde in einer Zusammenarbeit mit mehreren europäischen Beschleunigerinstituten unter der Federführung von BESSY erstmalig mit diesem Resonator und den dazu gehörenden Wellenleitern und Koaxialübergängen ein Hochfrequenzsystem vollständig mittels numerischer Programme, sowohl hochfrequenztechnisch, als auch auf ihre mechanische und thermische Belastbarkeit hin optimiert und anschließend realisiert. Die Ergebnisse dieses Optimierungsprozesses können in zahlreichen Veröffentlichungen nachgelesen werden [WK⁺98, MW⁺00, MM⁺01, MWY02, HD⁺02, YMW⁺02, MW⁺03].

Ein Foto des bei DELTA eingebauten modengedämpften Resonators findet sich in Abbildung 7.3. Die Impedanzen der longitudinalen und transversalen Moden sind in Abbildung 7.5 und 7.6 dargestellt. Die numerisch erhaltenen Modenfrequenzen und Shuntimpedanzen wurden von Marhauser durch Störkörpermessungen, sowohl an einem Aluminiumprototypen, als auch an dem endgültigen aus Kupfer gefertigten Resonator verifiziert, die Ergebnisse wurden in [MW04] veröffentlicht.

7.2.1 Gedämpfter Oszillator

Die Güte Q eines gedämpften harmonischen Oszillators ist kleiner, als die des Ungedämpften, gleichzeitig ist seine Resonanzfrequenz zu niedrigeren Frequenzen verschoben [Kuc95, S. 207]. Die Verringerung der Güte ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung der Bandbreite.

Beim Dämpfen einer Hohlraumresonatormode werden sowohl deren Shuntimpedanz, als auch ihre Güte verringert und zwar um jeweils den gleichen Faktor. Der Betrag der komplexen Impedanz liegt beim gedämpften Resonator immer unterhalb der des Ungedämpften. Anders verhält es sich bei dem für die Anwachsrate von Coupled-Bunch Moden nach Gleichung (6.53) wichtigen Realteil. Dieser ist bei einer gedämpften Mode für Frequenzen, die genügend weit außerhalb der Resonanz liegen, größer, als bei einer ungedämpften Mode mit derselben Resonanzfrequenz (siehe Abbildung 7.7). Dieses soll im folgenden mathematisch gezeigt werden.

Hierzu nehmen wir zwei durch Gleichung (4.8) beschriebene Resonanzen mit der Shuntimpedanz R_s und der Güte Q im ungedämpften Fall und im gedämpften Fall mit $R'_s = \frac{R_s}{n}$ und $Q' = \frac{Q}{n}$ an. Beide Moden sollen dieselbe Resonanzfrequenz haben, n stellt den Dämpfungsfaktor dar. Im Resonanzfall, bzw. in der Nähe der Resonanz gilt für die Realteile:

$$\frac{R'_s}{1 + Q'^2 \xi^2} < \frac{R_s}{1 + Q^2 \xi^2}, \quad (7.1)$$

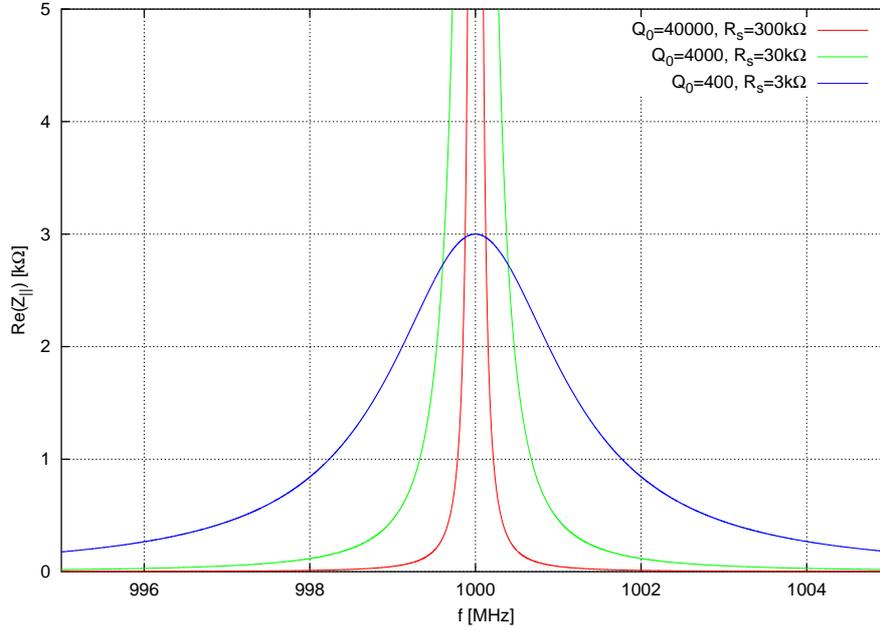


Abbildung 7.7: Realteil einer fiktiven HOM-Impedanz, ungedämpft sowie um den Faktor 10 und 100 gedämpft. Bei Frequenzen, die genügend außerhalb der Resonanz liegen, liegt der Realteil der Impedanz der gedämpften Moden über dem ungedämpften Fall.

oder auch

$$\frac{\frac{R_s}{n}}{1 + \frac{1}{n^2} Q^2 \xi^2} < \frac{R_s}{1 + Q^2 \xi^2}, \quad (7.2)$$

wobei $\xi = \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega \omega_r}$ die normierte Verstimmung ist. Mit $C = Q^2 \xi^2$ gilt dann nach Umformung

$$\frac{1}{1 + C} > \frac{n}{n^2 + C} \quad (7.3)$$

und daraus folgt für kleine ξ

$$C < n. \quad (7.4)$$

Das bedeutet, daß der Realteil der gedämpften Resonanz für alle $C < n$ unter dem der Ungedämpften liegt, bei $C = n$ schneiden sich die Kurven. Gilt $C > n$, ist der Realteil der gedämpften Mode größer, als jener der Ungedämpften bei derselben Frequenz. Da die normierte Verstimmung in C quadratisch enthalten ist, ergeben immer zwei Frequenzen das jeweilige C .

Diese Verbreiterung der Resonanz ist für Multibunchinstabilitäten unbedeutend, solange die Schwellimpedanz zum Auftreten der Instabilität größer als die Impedanz

der Resonanz bei der abgetasteten Frequenz ist. Liegt die Schwellimpedanz jedoch in der Größenordnung der Resonanz, so ist eine gedämpfte, breitbandige Mode weitaus kritischer, als eine schmale ungedämpfte Mode, da die Wahrscheinlichkeit über die Instabilitätsschwelle zu kommen weitaus größer ist und sich eine so breitbandige Mode nicht mehr ohne weiteres durch Abstimmmaßnahmen verschieben läßt. Bezogen auf die hier untersuchte modengedämpfte Kavität kann man sagen, daß die Instabilitätsschwellen von DELTA bei 1,5 GeV weit oberhalb der HOM-Impedanzen des Resonators liegen, bei 542 MeV liegen sie jedoch in derselben Größenordnung (vergleiche Abbildung 7.5).

Bei der Charakterisierung des HOM-gedämpften EU-Resonators führen Temperaturmaßnahmen, wie sie bei der Vermessung des DORIS-Resonator Verwendung finden, aufgrund der großen Bandbreiten der HOM-Resonanzen nicht zu weiterführenden Erkenntnissen. Bei Bandbreiten von z.B. 5 MHz bei der 1070 MHz HOM, oder 34 MHz für die Mode bei 1330 MHz ändert sich die Impedanz der jeweiligen höheren Mode in einem weiten Frequenzintervall nur wenig. Zu dem liegen die Bandbreiten in der Größenordnung der Umlauffrequenz Deltas von 2,6 MHz, so daß ein temperaturbedingtes Verschieben der Resonanzfrequenzen der Moden kaum Auswirkungen auf die Instabilitätsschwellen zeigen wird, da sich die Resonanzen nicht in einen für den Beschleunigerbetrieb unkritischen Bereich zwischen den Umlaufharmonischen verschieben lassen.

Gewöhnlich ändert sich die Resonanzfrequenz einer Mode bei Temperaturänderung, je nach Frequenz der Mode, um einige 10-100 kHz pro Grad Celsius (siehe z.B. [SFP96b] für das ELETTRA-Cavity). Weiterhin besitzen die höheren Moden niedriger Ordnung eine geringe temperaturbedingte Frequenzverschiebung. Sie steigt mit der Ordnung der Mode an, so daß sich die Resonanzfrequenz hochfrequenter Moden am stärksten durch die Temperatur verändert. Um nun eine Mode um mehrere MHz zu verschieben, sind Temperaturveränderungen im Bereich mehrerer 10°C notwendig, so daß, ausgehend von einer normalen Betriebstemperatur von 30-40°C, der Resonator auf weit mehr, als 60-70°C erhitzt werden müßte, um einen Effekt zu beobachten. Die Erfahrung bei DELTA hat gezeigt, daß bei Kühlwassertemperaturen oberhalb von 50°C das Risiko von Undichtigkeiten des Kühlsystems stark zu nimmt, so daß auch aus diesem Grund auf Temperaturmaßnahmen verzichtet werden muß.

In [SFP96b] wurden schmalbandige Moden vermessen, ihre Frequenzverschiebung pro Grad Celsius ist etwa so groß wie ihre Bandbreite, gleiches ist für den DORIS-Resonator zu erwarten. Hier sorgen also die im Rahmen dieser Arbeit am DORIS-Resonator unternommenen Änderungen der Resonatortemperatur (siehe Kapitel 8.3.1) für eine Verschiebung der Resonanzfrequenz um mehrere Bandbreiten der Moden, so daß bei der bei Delta vorliegenden Umlauffrequenz von 2,6 MHz deutliche Auswirkungen auf das Stabilitätsverhalten des Elektronenstrahls zu beobachten sind.

Die mit dem modengedämpften EU-Resonator aufgenommenen CBM-Spektren werden Abschnitt 8.3.2 dargestellt.

Kapitel 8

Meßaufbau und Ergebnisse

8.1 Meßmethode

Aufgrund des periodischen Verhaltens eines mit der Frequenz f_0 in einem Kreisbeschleuniger umlaufenden und aus M äquidistant verteilten Bunchen bestehenden Strahls, enthält jedes Frequenzintervall $M \cdot f_0$ sämtliche Informationen über alle im Strahl ablaufenden Schwingungsprozesse (vergleiche Kapitel 6.1.1 und 6.4). Es ist daher nicht notwendig die genaue Frequenz zu kennen, bei der eine Multibunchmode und eine Impedanz wechselwirken, die Detektierung einer Multibunchanregung (auch Coupled-Bunch Mode, CBM) kann in jedem dieser Intervalle geschehen.

Wie in Kapitel 6.1 erwähnt, findet durch die Synchrotronschwingung eine Phasenmodulation des Strahlsignals statt. Die Schwingungsamplitude kann hierbei als Verhältnis der Spannungsamplituden von Trägerwelle U_T (Umlaufharmonische) und Seitenband U_S der Ordnung m aus dem Spektrum abgelesen werden und wird Phasenhub θ genannt. Dieses Verhältnis ist wiederum gleich dem aus der Besselfunktion 0-ter Ordnung $J_0(\theta)$ und der m -ter Ordnung $J_m(\theta)$ [Sch78]. Die Definition der Besselfunktion ist [Bro91]:

$$J_m(\theta) = \frac{2 \left(\frac{\theta}{2}\right)^m}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(m + \frac{1}{2}\right)} \int_0^1 (1-t^2)^{m-\frac{1}{2}} \cos(\theta t) dt \quad (8.1)$$

Nimmt man nur die Seitenbänder 1-ter Ordnung, ergeben sich folgende Bedingungen:

$$J_0(\theta) = \frac{2}{\Gamma^2\left(\frac{1}{2}\right)} \int_0^1 \frac{\cos(\theta t)}{\sqrt{1-t^2}} dt \quad (8.2)$$

$$J_1(\theta) = \frac{\theta}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)} \int_0^1 \sqrt{1-t^2} \cos(\theta t) dt \quad (8.3)$$

$$(8.4)$$

Es gilt $\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi}$ und wegen $\Gamma(x) = (x-1) \cdot \Gamma(x-1)$ auch $\Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$. Nähert man den Kosinus für kleine Argumente an, so findet man die verbleibenden Integrale als

Nummer 157 und 164 in [Bro91]. Für die Synchrotronseitenbänder erster Ordnung ergibt sich dann:

$$\frac{U_T(f)}{U_S(t)} = \frac{J_0(\theta)}{J_1(\theta)} = \frac{2}{\theta}. \quad (8.5)$$

Will man nun einen Beschleuniger vollständig bezüglich seiner vorhandenen Multibunchanregungen charakterisieren, muß man, wie z.B. in [PF⁺98] beschrieben, die Synchrotronseitenbänder von M aufeinanderfolgenden Umlaufharmonischen des Strahlspektrums vermessen und diese dann auf eine Bezugsgröße, die Trägerwelle, normieren. Es bietet sich an das Meßintervall bei einer Frequenz $M \cdot f_0$ beginnen zu lassen, dieses Signal als Träger zu nehmen und dann alle Seitenbandamplituden

$$f_\mu = (M + \mu) \cdot f_0 + f_s \quad (8.6)$$

mit $\mu = [0, M-1]$ aufzunehmen. Bei der Messung des Strahlsignals im Frequenzraum kommt es zu einer Faltung der negativen Werte seiner Fouriertransformierten in den positiven Frequenz- und Amplitudenraum, wodurch die beiden Seitenbänder einer Umlaufharmonischen Informationen über zwei unterschiedliche Coupled-Bunch Moden enthalten. Ist p eine beliebige Umlaufharmonische innerhalb des Meßintervalls, so enthält das rechte Seitenband Informationen über die CBM p , während das linke die Amplitude der Mode $(M - p)$ enthält [PF⁺98, MD96]. Dieser Effekt läßt sich zur Vereinfachung des Meßalgorithmus verwenden, da man nun nur noch ein Intervall der Länge $\frac{1}{2}M f_0$ abdecken muß, was die Meßgeschwindigkeit wesentlich erhöht.

8.2 Meßaufbau

Zur Diagnose der Coupled-Bunch Moden wird einer der in Delta vorhandenen Standardstrahltagemonitore (BPM) verwendet, die für die Orbitdiagnose entwickelt wurden und auch dazu benutzt werden [Jan94]. Da jeder BPM für die Orbitmessung unverzichtbar ist, mußte ein Weg gefunden werden, beide Messungen gleichzeitig durchführen zu können. Zu diesem Zweck wurde an jeder BPM-Elektrode des gewählten Monitors ein breitbandiger Leistungsteiler eingebaut, der das Signal zu gleichen Teilen in den Signalweg der Orbitdiagnose und der CBM-Messung leitet. Um aus den vier ankommenden BPM-Signalen nun ein geeignetes Spektrum zu gewinnen, wurde ein Netzwerk aus fünf 180° 3dB-Hybrid Kopplern¹ aufgebaut. Diese Hybrid Koppler liefern aus zwei Eingangssignalen je ein Summen- und ein Differenzsignal. Die Koppler sind gemäß Abbildung 8.1 verschaltet. Wenn $S1$ und $S2$ die Signale der oberen BPM-Elektroden und $S3$ und $S4$ die der Unteren bezeichnen, sind die vier Hybride so verbunden, daß gilt:

$$\begin{aligned} x &= (S1 - S2) + (S3 - S4) \\ y &= (S1 + S2) - (S3 + S4) \\ s &= S1 + S2 + S3 + S4, \end{aligned}$$

¹Modell: Universal Microwave Components Corp. HC-B000-MS, Frequenzbereich: 0,5 – 1 GHz, bei (3, 3 ± 0, 5) dB Einbaudämpfung

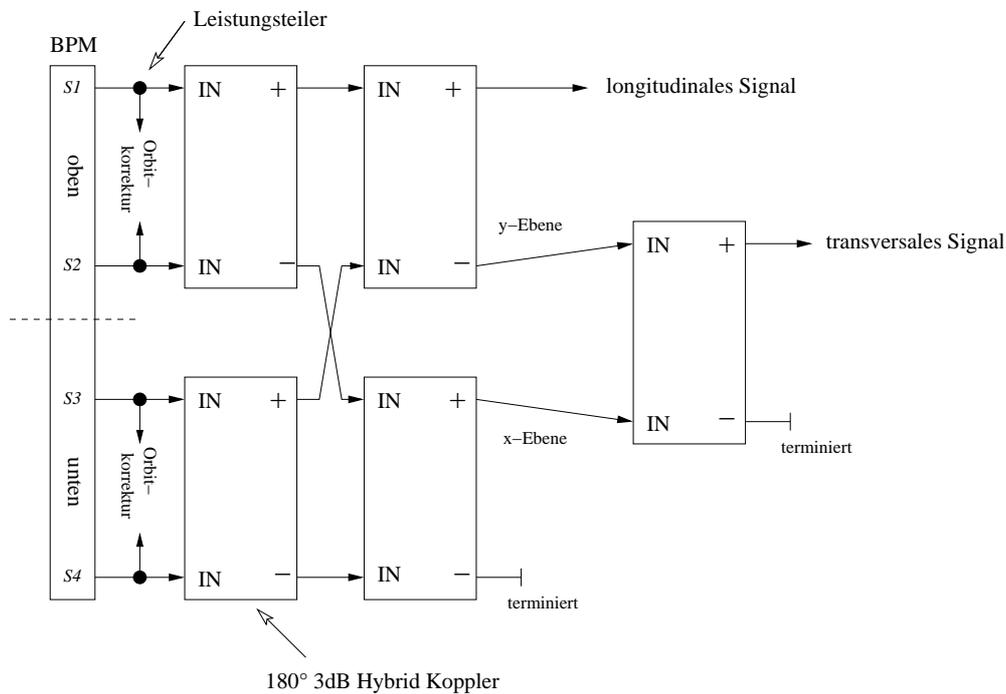


Abbildung 8.1: Verbindungsplan der Hybride im Verarbeitungsnetzwerk. Vier Hybride werden so verbunden, daß je ein Ausgang die x und die y -Ebene herausgibt. Diese Ausgänge werden durch ein weiteres Hybrid summiert, so daß mit nur einem Spektrum Analysator beide transversalen Ebenen gleichzeitig gemessen werden können. Das Signal der longitudinalen Ebene wird an einem gesonderten Ausgang ausgegeben.

wobei x , y und s die zu vermessende Schwingungsebene bezeichnen. Mit einem weiteren Koppler werden der x und y Ausgang zusammengefaßt. Das Netzwerk besitzt nun zwei Ausgänge: einer gibt die Summe s der Signale aus, sie enthält den phasenmodulierten Anteil des Signals, der amplitudenmodulierte Anteil ist dabei unterdrückt. An diesem Ausgang werden Informationen über die longitudinale Schwingung der Teilchen ausgegeben. Der andere liefert mit einer Addition der Differenzen der vier Elektrodensignale den amplitudenmodulierten Anteil ($x + y$), mit ihm können bei Bedarf auch die beiden transversalen Schwingungsebenen des Strahls gleichzeitig mit nur einem Analysator vermessen werden.

Der Summenausgang des Netzwerks wird auf einen Spektrumanalysator der Firma Rohde & Schwarz, Modell FSP3 gegeben. Die Steuerung des Analysators erfolgt durch das DELTA-Kontrollsystem mittels GPIB-Schnittstelle [Car89]. Das DELTA-Kontrollsystem besteht aus verschiedenen Ebenen. Der Analysator befindet sich auf der untersten, der Hardware Ebene, diese wird von den darüber liegenden VME-Prozeßrechnern angesteuert, auf denen die Kontrollsystemsoftware EPICS [Joh03, Zim03] die Vermittlung zwischen der Hardware und der PC-Ebene herstellt, auf der die grafische Benutzerschnittstelle läuft. Auf dieser Ebene wird die Steuerung der Maschine, in diesem Fall des CBM-Aufbaus, durch Tcl/Tk Skripte [Ous97]

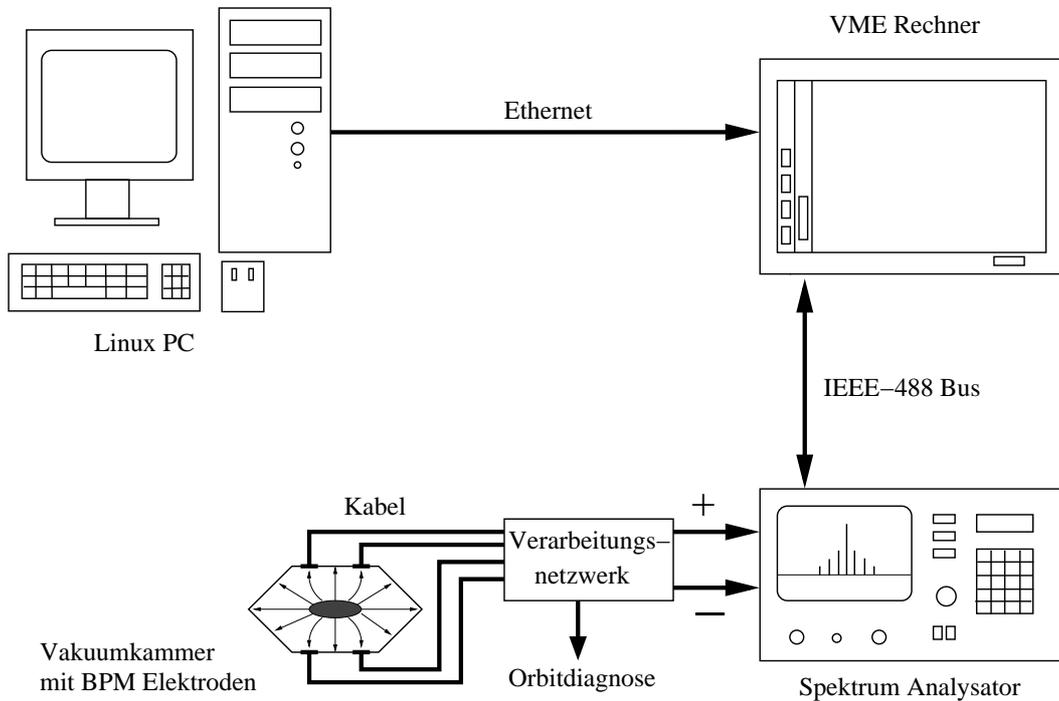


Abbildung 8.2: Eine schematische Darstellung des verwendeten Meßaufbaus. Das Verarbeitungsnetzwerk wird in Abbildung 8.1 detailliert dargestellt.

mit einem eingebundenen EPICS-Erweiterungspaket vorgenommen. Die PC-Ebene ist die oberste Ebene des Kontrollsystems. Abbildung 8.2 zeigt einen schematischen Überblick über den Aufbau.

Die CBM-Spektren werden mit dem Programm „LCBM-blt“ (Abbildung 8.3) aufgenommen, das vom Autor nach Vorbild eines bei ELETTRA verwendeten Programms [PF⁺98] zur CBM-Vermessung implementiert wurde. Es vermisst die rechten und linken Synchrotronseitenbänder erster Ordnung aller Umlaufharmonischen zwischen f_{HF} und $1,5 f_{\text{HF}}$, also von 500 MHz bis 750 MHz, und normiert sie auf die Amplitude der Grundharmonischen f_{HF} . Dazu wird am Analysator ein Frequenzfenster um f_{HF} eingestellt und sukzessive dessen Mittenfrequenz um f_0 verschoben. Das Fenster wird etwas breiter als die doppelte maximal mögliche Synchrotronfrequenz gewählt, damit „LCBM-blt“ ohne Modifikationen im Quellcode in jeder zu erwartenden Experimentiersituation eine sichere Vermessung der Synchrotronseitenbänder gewährleisten kann. Bei jedem Meßvorgang wird ein Marker auf die Frequenzen der zu vermessenden Seitenbänder gesetzt und deren Amplituden ausgelesen. Die Synchrotronfrequenz wird automatisch an einer beliebigen Umlaufharmonischen über den Peak-Search-Algorithmus des FSP3 als Mittelwert aus linkem und rechtem Seitenband bestimmt, kann dem Programm aber auch vorgegeben werden. Der gemessene Phasenhub wird schon während der Messung in einem Diagramm (Abb. 8.3) dargestellt. Die gewonnenen Daten können bei den Einzelmessungen bei

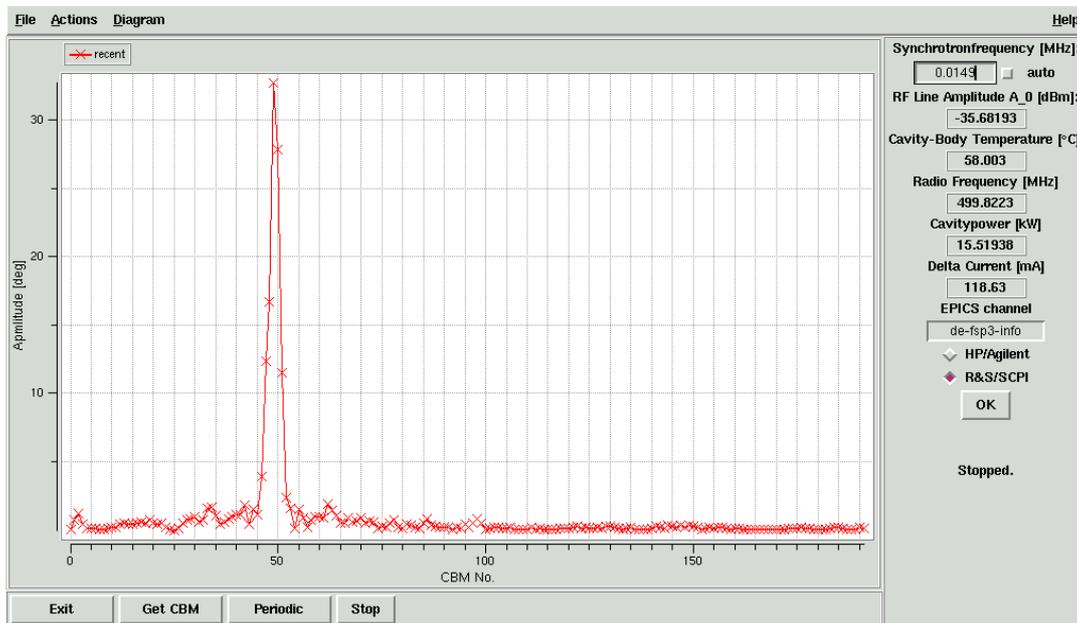


Abbildung 8.3: Bildschirmfoto des Programms „LCBM-blt“ zur Messung von Coupled-Bunch Moden Spektren. Die Bedienoberfläche zeigt alle wichtigen Parameter der Messung, sowie gemessene CBM-Spektren als Auftragung von Phasenhub gegen Modennummer an.

Bedarf in eine Datei geschrieben werden. Sie enthält die Frequenz des Meßpunktes, die Modennummer, Phasenhub und die gemessenen Rohdaten. Bei kontinuierlicher Messung erfolgt die Speicherung der Daten automatisch. Weiterhin speichert das Programm die Senderfrequenz f_{HF} , die HF-Leistung im Resonator P_c , seine Temperatur, die Energie des Teilchenstrahls, den Strom zu Beginn und am Ende eines Meßdurchgangs, sowie die gemessene Synchrotronfrequenz in dieser Datei ab.

8.3 Meßergebnisse

In diesem Abschnitt werden die mit den verschiedenen Resonatoren aufgenommenen Coupled-Bunch Moden Spektren dargestellt. Für die Messungen gelten die folgenden Annahmen zur theoretischen Beschreibung von Coupled-Bunch Moden, wie sie in Abschnitt 6.4 gemacht wurden:

- alle möglichen Buckets im Beschleuniger sind gefüllt
- die Füllstände aller Buckets sind identisch
- die Bunche werden als massive Oszillatoren (Makropartikel) angesehen
- die Bunche bilden eine lineare Kette mit n Eigenmoden, $n = h = 192$

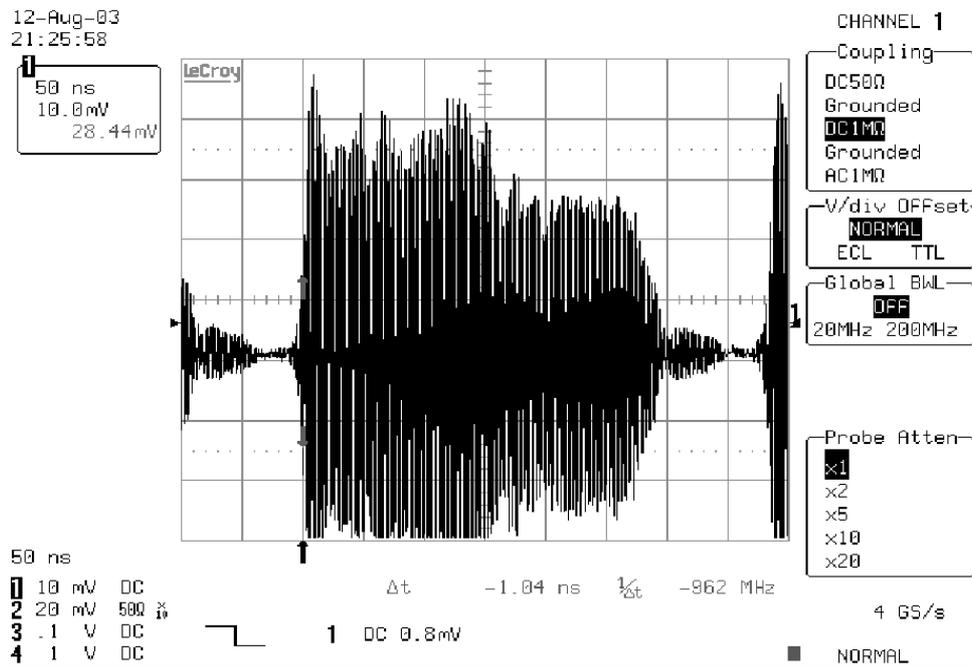


Abbildung 8.4: Typische 144/192-Füllstruktur während der Charakterisierungsmessungen des DORIS-Resonators, hier bei einer Energie von 1,5 GeV und einem gespeicherten Strahlstrom von 118 mA.

8.3.1 DORIS-Resonator

Zur Charakterisierung des DORIS-Resonators wurden eine Reihe von Coupled-Bunch Moden Spektren bei unterschiedlichen Strahlenergien, Resonatortemperaturen und gespeicherten Strahlströmen aufgenommen. Der Beschleuniger wurde dazu bei Energien von $E = 542$ MeV und $E = 1484$ MeV im 144/192-Modus betrieben, hierbei werden 144 aufeinanderfolgende Buckets der insgesamt 192 möglichen mit Elektronen gefüllt. Mit einem geeigneten Oszillographen wurde die Füllstruktur gemessen und während der Injektion dafür Sorge getragen, daß die Abweichung der Bucketfüllstände nicht mehr als 10-20 % betrug (Abbildung 8.4). Die Resonatortemperatur wurde zwischen 35, bzw. 40°C und 60°C in 5°C Schritten variiert², die Temperaturstabilität betrug dabei $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Die bei diesen Messungen eingestellten Hochfrequenzparameter sind in Tabelle 8.1 gelistet.

Die bei niedriger Energie aufgenommenen CBM-Spektren sind für einen Vergleich der beiden Resonatoren am besten geeignet, da die HOM-Impedanzen des modengedämpften Resonators in der Größenordnung von wenigen Kiloohm liegen (vergleiche Kapitel 7.2) und nach den in Abschnitt 6.4 gemachten Vorhersagen die Schwellimpedanzen bei dieser Energie und Strömen im Bereich von etwa 20–30 mA

²niedrigere Anfangstemperaturen waren aufgrund der außergewöhnlich hohen Außentemperaturen im Sommer 2003 und der daraus resultierenden Kühlwassertemperatur nicht möglich.

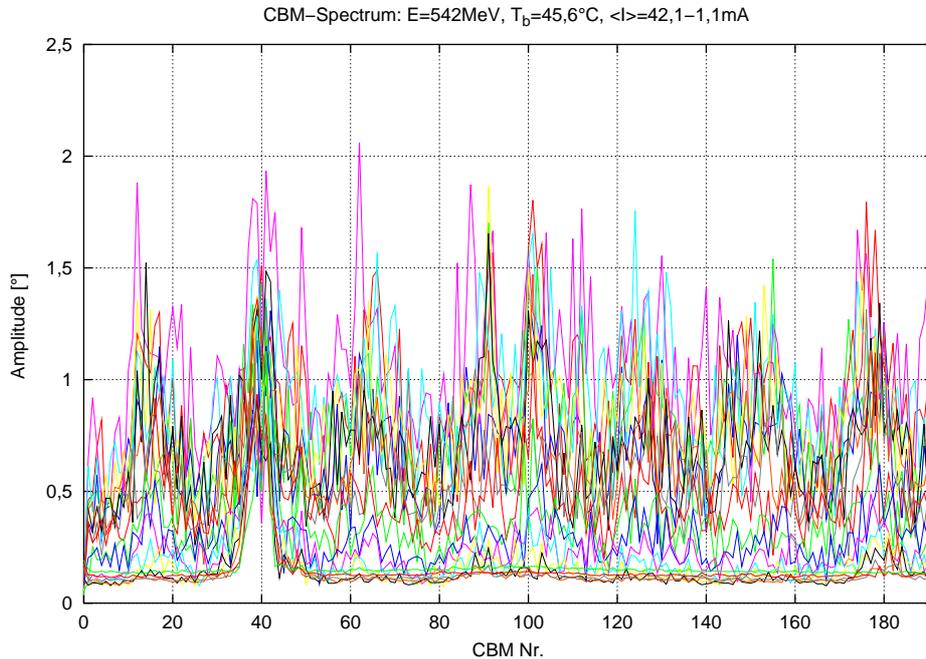


Abbildung 8.5: Coupled-Bunch Moden Spektren bei $E=542\text{ MeV}$, einer Resonatortemperatur von $T_b = 45,6^\circ\text{C}$ und gespeicherten mittleren Strömen zwischen $42,1\text{ mA}$ und $1,1\text{ mA}$; zwischen den Messungen fand keine erneute Injektion statt.

ebenfalls von dieser Größenordnung sind, also auch kleinste Impedanzen detektiert werden können. Da Delta im normalen Standardnutzerbetrieb bei einer Energie von 1484 MeV betrieben wird, wurden auch Charakterisierungsmessungen bei dieser Energie durchgeführt, um einerseits unabhängige Vergleichsmessungen zu denen bei 542 MeV zu erhalten und andererseits die Resonatoreinstellungen für den Nutzerbetrieb zu optimieren. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse dieser Messungen zusammen mit ausgesuchten exemplarischen Meßreihen dargestellt, eine Präsentation aller Meßreihen findet sich in [HW03].

Bei den ersten Messungen bei $E = 542\text{ MeV}$, beginnend bei einem gespeicherten Strahlstrom von etwa 50 mA , zeigte sich, daß bis zu einem Strahlstrom von etwa 20 mA nahezu alle Coupled-Bunch Moden angeregt waren, also keinerlei Modenstruktur zu erkennen war (Abbildungen 8.5 und 8.6).

E [MeV]	f_{HF} [MHz]	f_s [kHz]
542	499,8385	27,5
1484	499,8205	15,8

Tabelle 8.1: Tabelle der HF-Parameter bei der Charakterisierung des DORIS-Resonators.

Der Grund hierfür ist die bei niedriger Energie und vergleichsweise hohem Strom kleine zum Auftreten einer Instabilität notwendige Schwellimpedanz $R_{||}$ von nur wenigen hundert Ohm (vergleiche hierzu Kapitel 6.4). So kleine Impedanzen können überall über die Kammer des Beschleunigers verteilt gefunden werden (siehe Kapitel 4.1), so daß jede CBM eine passende Resonanzstruktur finden kann und angeregt wird. Je weiter der Strom unter die 20 mA abfiel, desto klarer traten Modenstrukturen hervor, bis nur noch diejenigen Moden erregt waren, die wirklich in den schmalbandigen Bereich einer höheren Mode fielen (siehe ebenfalls Abbildung 8.6). Daraus wurde für die weiteren Messungen ein maximaler Startstrom von 20 mA abgeleitet. Eine sichere Detektierung der Moden ist durch die Empfindlichkeit der Strahlmonitore auf 1 mA Strahlstrom begrenzt. Somit ergab sich der Parametersatz $I = 20, 15, 10, 5$ und 1 mA für die Niederenergiemessungen. Die in Abbildung 8.6 dargestellte Meßreihe wurde an einem anderen Tag mit gleichen Parametern wiederholt. Das Ergebnis war qualitativ gleich und wird hier daher nicht dargestellt, findet sich aber in [HW03]. Diese Übereinstimmung zeugt von guter Reproduzierbarkeit der Messungen.

In fast allen Spektren (Abbildungen 8.6, 8.7 und 8.8) traten dieselben Moden als Anregungen auf, nämlich die Moden 13-17, 39-41, 48-49, 61-68, 89-92, 107-112, 125-128, 150-155, sowie 175-180. Die am häufigsten auftretende Mode war 39-41, gefolgt von 13-17 und 107-112, die höchsten Amplituden erreichte die Mode 107-112, gefolgt von 39-41 und 13-17. Erstaunlicherweise trat niemals eine einzelne angeregte Mode auf, wie man an Hand der Theorie (Kapitel 6.4) erwarten könnte. Die Anregung fand immer in einem Modenband statt. Das Maximum kann innerhalb dieser Modenbänder um ein bis zwei Moden wandern.

Es wurden bei 542 MeV auch die transversalen Ebenen auf Multibunchanregungen untersucht (Anhang A). Dabei zeigte sich, daß keine signifikanten Anregungen transversaler Coupled-Bunch Moden vorhanden waren, so daß diese Messungen im weiteren Verlauf der Experimente nicht mehr durchgeführt wurden.

Auch bei den Hochenergiemessungen (Abbildung 8.9) traten die oben erwähnten Modenbänder auf, jedoch nicht zwingend bei den gleichen Resonatortemperaturen. Als mögliche Ursache hierfür muß die aus Gründen des Beschleunigerbetriebes andersgewählte HF-Frequenz angesehen werden. Dies hatte zur Folge, daß der Stimmstempel eine andere Fahrposition einnahm, die wiederum einen starken Einfluß auf die Resonanzfrequenzen der höheren Moden hat. Diese Abhängigkeit der CBMs von den eingestellten Resonatorparametern ist ein starker Hinweis darauf, daß sie durch das DORIS-Cavity hervorgerufen werden und nicht durch andere eventuell im Beschleuniger vorhandene Resonanzstrukturen. Im Gegensatz zu den Messungen bei 542 MeV konnten bei den 1484 MeV Messungen auch Schwellströme der kollektiven Moden beobachtet werden. Diese lagen für die Modenbänder 13-17, 39-41 und 48-49 bei etwa 75 mA und bei Mode 112 bei zirka 35 mA. Weiterhin zeigten die in den Spektren angeregten Moden hier höhere Amplituden, als bei der Energie von 542 MeV, außerdem sind die Modenbänder bei hoher Energie schmaler.

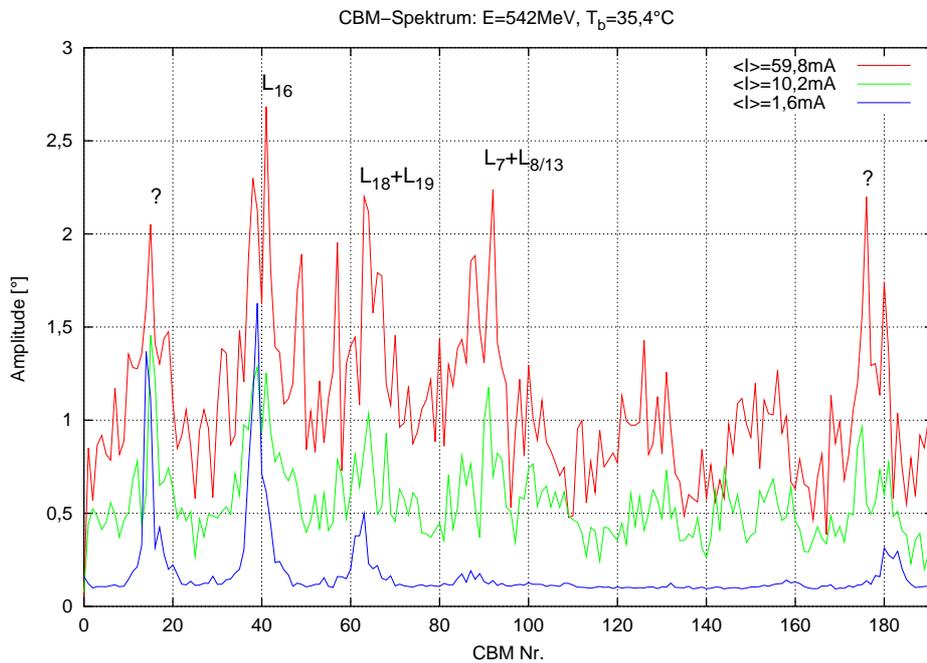


Abbildung 8.6: Coupled-Bunch Moden Spektren bei einer Energie von 542 MeV und mittleren Strahlströmen von 60 mA, 10 mA und 1,6 mA. Eine breitbandige Anregung des Strahls bei hohen Strömen ist sehr gut zu erkennen, mit sinkendem Strahlstrom klingt diese ab.

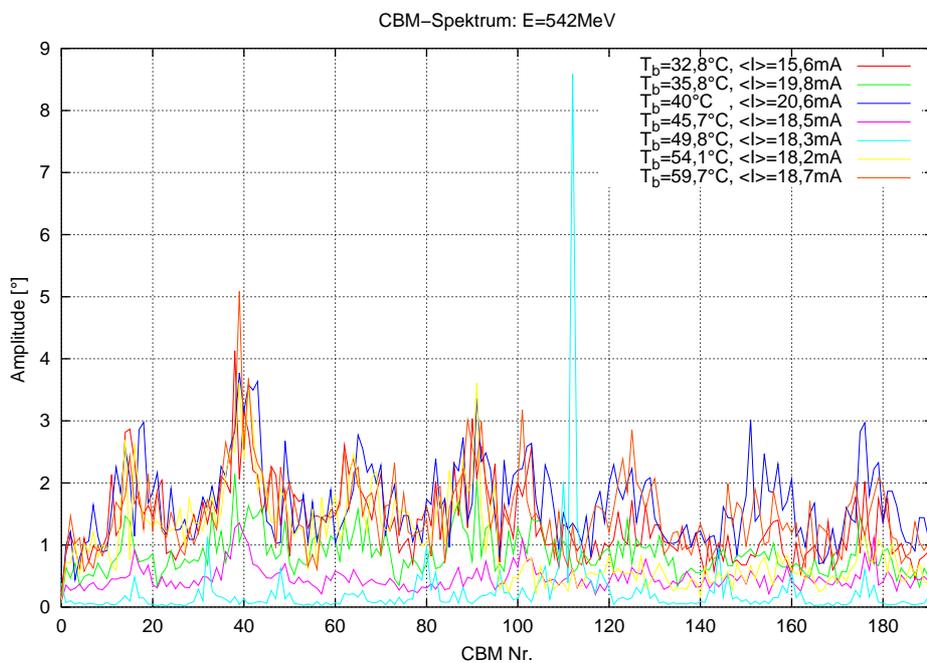


Abbildung 8.7: CBM-Spektren bei einer Energie von 542 MeV und mittleren Strahlströmen von etwa 20 mA bei unterschiedlichen Resonatororttemperaturen.

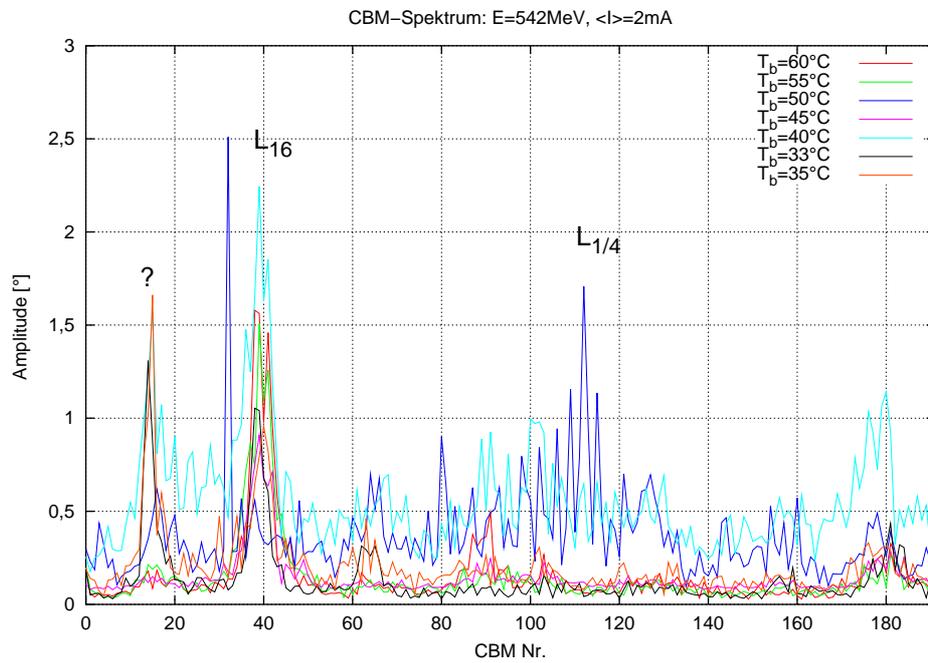


Abbildung 8.8: CBM-Spektren bei einer Energie von 542 MeV und mittleren Strahlströmen von etwa 2 mA und T als Parameter.

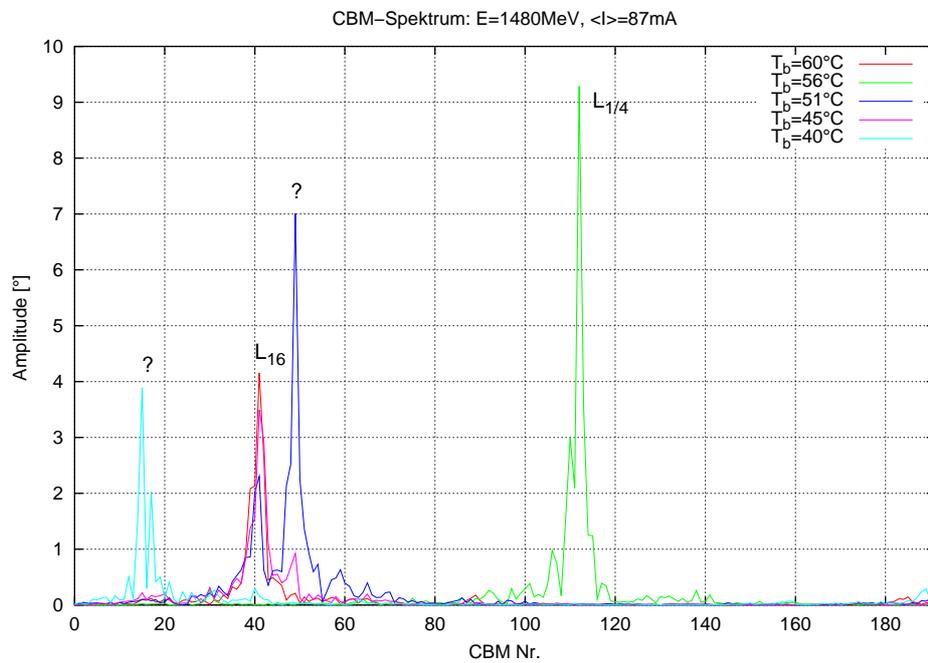


Abbildung 8.9: CBM-Spektren bei einer Energie von 1484 MeV und mittleren Strahlströmen von 87 mA und T als Parameter.

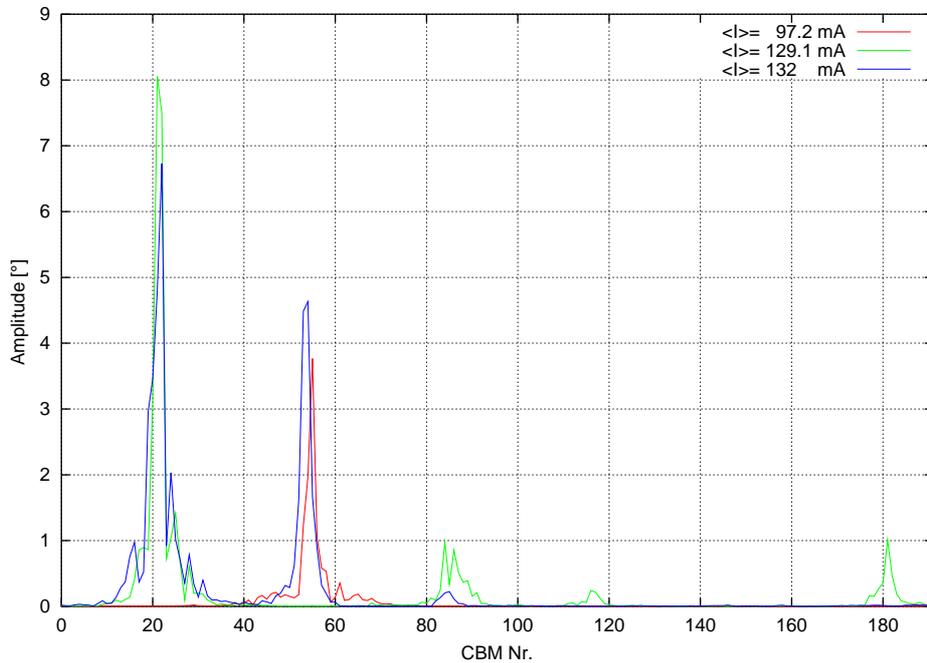


Abbildung 8.10: CBM-Spektren des DORIS-Resonators mit installierter Dämpfungsantenne. Es treten die Moden 21-23 und 53-55 auf. Es wurden Spektren ausgewählt, in denen die jeweilige Mode allein, aber auch beide Moden gemeinsam auftraten.

Auswertung der CBM-Spektren des DORIS-Resonators: Aus den in Tabelle 7.1 gelisteten Modendaten kann man versuchen den angeregten kollektiven Moden eine höhere Mode als Ursache der Instabilität zu zuordnen. Daraus ergeben sich folgende Zuordnungen: das Modenband 39-41 wird danach durch die longitudinale höhere Mode L_{16} getrieben, die Resonatormoden L_1 und L_4 fallen mit der Mode 107-112 zusammen. Das Band 61-68 überlappt mit den direkt benachbarten HOMs L_{18} und L_{19} . Weiterhin könnte die CBM 89-92 durch die longitudinalen Moden L_7 und L_8 , sowie L_{13} getrieben werden, wobei L_8 und L_{13} wiederum auf dieselbe kollektive Mode wirken. Keine Verbindung zu einer Resonatormode konnte für die häufig auftretenden Moden 13-17 und 48-49 gefunden werden.

DORIS-Resonator mit Dämpfungsantenne

Wie schon in Kapitel 7.1 erwähnt, konnten Messungen des DORIS-Resonators mit der Dämpfungsantenne aufgrund fehlender dedizierter Meßzeit nur parasitär im Standardnutzerbetrieb durchgeführt werden, mit den daraus resultierenden Einschränkungen, daß spezielle Einstellungen, wie unterschiedliche Strahlenergien und Resonatortemperaturen, sowie besondere Ströme, nicht getroffen werden konnten. Zusätzlich existiert eine stärkere Dämpfung durch zugeschaltete Wiggler und Undulatoren. Bei den Messungen zeigten sich, wie auch schon bei den ersten Messun-

gen mit dem EU-Resonator Mitte 2004, Moden um CBM 21-23 und CBM 53-55, die vorher mit dem DORIS-Resonator dominierende CBM 39-41 trat im folgenden nicht mehr auf. Die Instabilitätsgrenzen waren dieselben, wie auch schon beim EU-Resonator (siehe Abschnitt 8.3.2) und werden dort behandelt. In Abbildung 8.10 wurden ausgewählte CBM-Spektren dargestellt, um zu zeigen, daß diese Moden sowohl getrennt, als auch gemeinsam auftreten können und sich ihr Verhalten insofern nicht vom Verhalten dieser Moden mit dem EU-Resonator unterscheidet.

8.3.2 Modengedämpfter EU-Resonator

Ebenso, wie schon das DORIS-Cavity, wurde auch der modengedämpfte Resonator bei den zwei Teilchenstrahlenergien $E = 542$ MeV und 1484 MeV mit unterschiedlichen Strahlströmen vermessen. Als Füllstruktur wurde hierbei ebenfalls der 144/192-Modus gewählt, die Füllung wurde mit dem in [Ket05] beschriebenen Meßaufbau kontrolliert und mitprotokolliert. Die Hochfrequenzparameter während dieser Messungen finden sich in Tabelle 8.2.

E [MeV]	f_{HF} [MHz]	f_s [kHz]
542	499,8303	25,5
1484	499,8193	15,3

Tabelle 8.2: Tabelle der HF-Parameter bei der Charakterisierung des EU-Resonators.

Im Gegensatz zum DORIS-Resonator wurde aus den in Kapitel 7.2.1 dargelegten Gründen eine Temperaturvariation des EU-Resonators nicht durchgeführt. Die Temperatur des Resonators ergab sich dadurch, daß er direkt am Kühlwasserprimärkreis angeschlossen war, aus dessen geregelter Kühlwassertemperatur und den ohmschen Verlusten der eingestellten Beschleunigungsspannung und betrug mit den HF-Parametern aus Tabelle 8.2 $(36 \pm 0,2)^\circ\text{C}$. Bei den Messungen mit kleinerer HF-Leistung betrug die Resonatortemperatur, aufgrund des geringeren Wärmeintrags, $(33 \pm 0,2)^\circ\text{C}$. Die Gesamtheit der bei diesem Experiment aufgenommenen Coupled-Bunch Moden Spektren findet sich in [HW06]. Wie im vorangegangenen Abschnitt werden auch im hier Folgenden exemplarisch einige ausgewählte Spektren präsentiert.

Wie schon bei den Niederenergiemessungen mit dem DORIS-Resonator konnte auch hier die Beobachtung gemacht werden, daß der Strahl bei $E = 542$ MeV und gespeicherten Strömen oberhalb von etwa 15-20 mA sehr stark und vor allem breitbandig angeregt ist. Je weiter der Strahlstrom absinkt, um so klarer kristallisiert sich die eigentlich angeregte Mode heraus, die dann bis zur Nachweisgrenze des Aufbaus beobachtet werden kann. Das grundsätzliche Verhalten des Strahls ist somit mit beiden Resonatoren vergleichbar. Bei diesen Messungen an der modengedämpften Kavität wurde nur das Modenband CBM 53-55 detektiert.

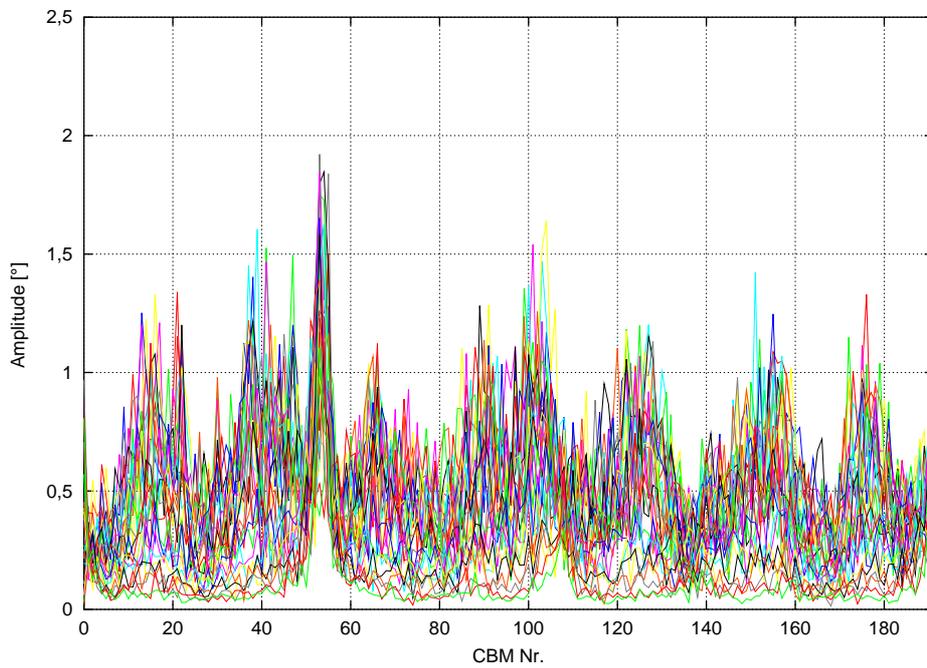


Abbildung 8.11: CBM-Spektren bei $E = 542$ MeV, mit mittleren gespeicherten Strömen zwischen 88,3 mA und 1,5 mA. Auch hier existiert, wie beim DORIS-Resonator, eine breitbandige Anregung, die mit sinkendem Strom abklingt.

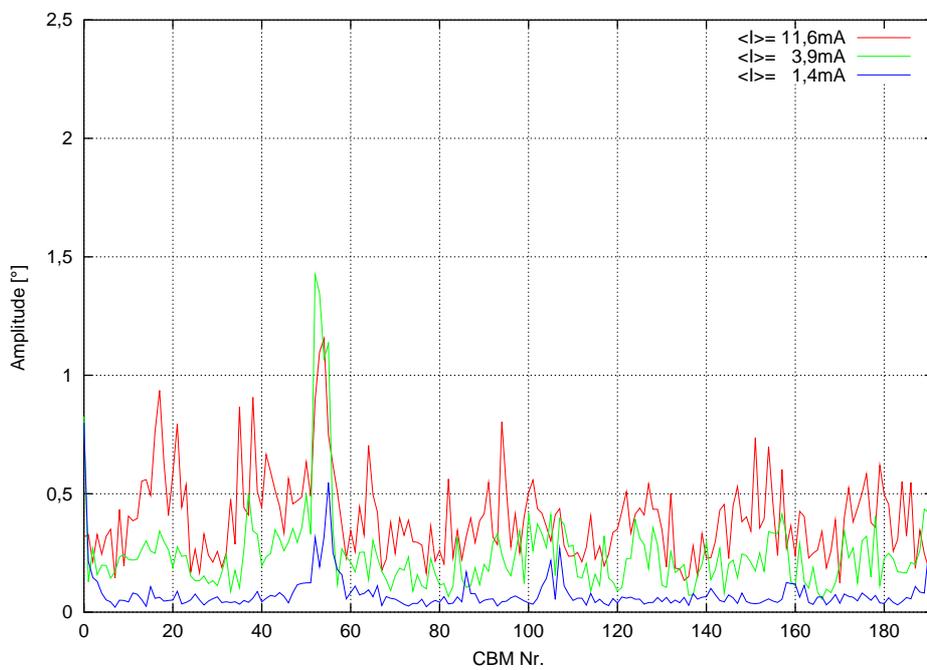


Abbildung 8.12: CBM-Spektren bei $E = 542$ MeV und gespeicherten Strömen von $\langle I \rangle = 11,6$ mA, 3,9 mA und 1,4 mA.

f_{HF} [MHz]	f_s [kHz]	I_{th} [mA]	$R_{\text{th}}(f_{p,\mu})$ [k Ω]
499.819	13.9	105	11.8
499.819	15.3	89	13.9
499.824	15.4	55	22.4

Tabelle 8.3: Tabelle der Schwellströme von CBM 53-55 bei 1,5 GeV mit verschiedenen HF-Einstellungen und daraus resultierenden Impedanzwerten nach Gleichung (6.55), unter der Annahme, das $f_{p,\mu} = 640,4$ MHz ist.

Weiterhin wurden Messungen bei 1484 MeV gemacht, die jedoch während Standardnutzerschichten stattfanden, was die schon genannten Einschränkungen beinhaltet. Bei diesen Messungen wurde der Beschleuniger im allgemeinen mit $I_{\text{max}} = 120$ mA gefüllt, die dann über eine lange Speicherperiode abfielen. Bei diesen Messungen wurde im Normalfall ebenfalls das Modenband CBM 53-55 gefunden, wobei die Instabilität bei der hohen Energie einen detektierbaren Schwellstrom hat, der zwischen 89 und 90 mA liegt. Aus Messungen mit modifizierter Beschleunigungsfrequenz bzw. -spannung konnten andere, in Tabelle 8.3.2 gelistete, Instabilitätsgrenzen für CBM 53-55 gefunden werden. Bei wenigen Messungen wurden im Beschleuniger 130 mA gespeichert, hier konnte eine weitere Mode, nämlich CBM 21-22, entdeckt werden. Sie tritt nur auf, wenn der Beschleuniger mit mehr als 120 mA gefüllt wurde und bleibt bis zu einem Strahlstrom von etwa 105-110 mA bestehen. Beim Unterschreiten dieser Grenze wechselt der Strahl von CBM 21-22 in CBM 53-55, die dann bis zum Erreichen ihres Schwellstroms im Spektrum vorhanden ist (Abbildung 8.13). Da die Füllstruktur während des gesamten Meßzeitraums erhalten blieb (vergleiche Abbildung 8.14), kann eine füllstrukturinduzierte Modenänderung ausgeschlossen werden, da sich das Anregungsspektrum des Strahls, das ja von der Füllstruktur abhängt, nicht geändert hat, wodurch eventuell bisher anregende Seitenbänder hätten ausgelöscht werden können, oder bisher nicht existierende auftauchen und mit bis dahin nicht abgeregten HOMS wechselwirken könnten (wurde z.B. in [Pra01] gezeigt).

Auswertung der CBM-Spektren des EU-Resonators: Es bleibt zu klären, ob die nachgewiesenen Coupled-Bunch Moden ihren Ursprung in den höheren Moden des EU-Resonators haben, oder von anderen resonatorartigen Strukturen im Beschleuniger herrühren. In Kapitel 7.2, Abbildung 7.5 sind sowohl die berechneten longitudinalen Impedanzen des EU-Cavities, als auch ihre Meßwerte durch Störkörpermessungen (beides [MW04]) zusammen mit während dieser Arbeit berechneten Schwellimpedanzverläufen von Delta bei verschiedenen Energien und Strömen zusammengetragen. Es werden nur die Resonanzen unter der Cut-off Frequenz der Vakuumkammer von 3 GHz betrachtet, da nur diese im Resonator verbleiben, wo sie mit dem Strahl wechselwirken können, die anderen Wellen propagieren aus dem Resonator in die Vakuumkammer (vgl. Abschnitt 2.2.1). In diesem Bereich liegen

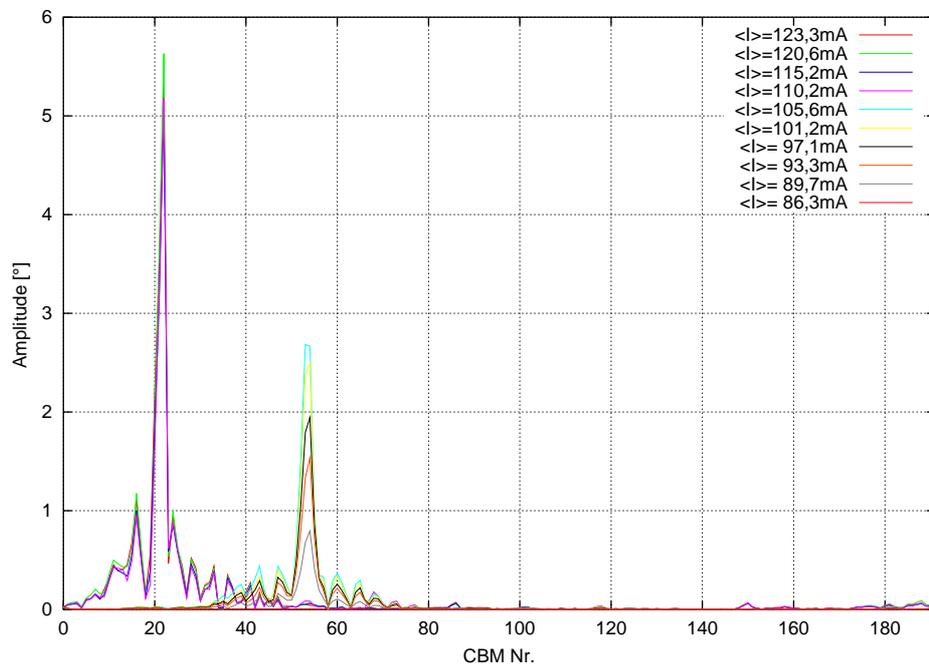


Abbildung 8.13: CBM-Spektren bei $E=1484 \text{ MeV}$ und mittleren Strömen zwischen $123,3 \text{ mA}$ und $86,3 \text{ mA}$. Der Strahl schwingt zuerst in der Mode 22, um dann zwischen 110 und 105 mA in Mode 53 zu wechseln, in der er bis etwa 89 mA verbleibt. Unter diesem Stromwert existiert keine kollektive Anregung mehr. Die Füllstruktur während der Messung ist in Abbildung 8.14 zu sehen.

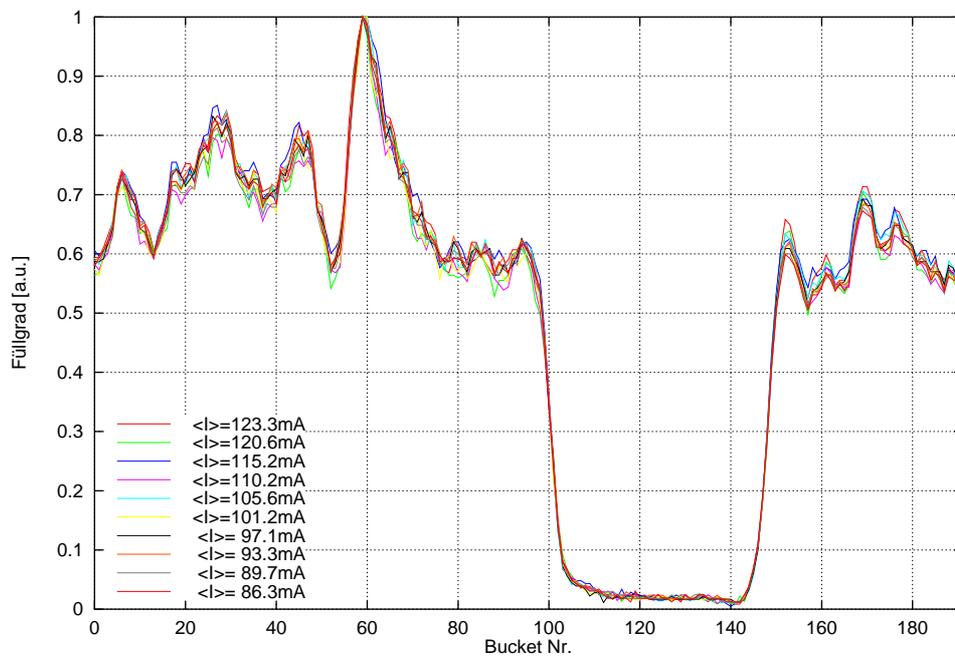


Abbildung 8.14: Füllstruktur während der in Abbildung 8.13 gezeigten CBM-Messungen. Auf der x -Achse ist das Bucket, auf y -Achse der Füllgrad des Bucket in relativen Einheiten aufgetragen.

nur vier Resonatormoden bei gespeicherten Strömen von 100-130 mA oberhalb der Instabilitätsschwelle von Delta (vergleiche Abbildung 7.5). Dies sind die HOMs bei $f_{\text{HOM}} = 1,531$ GHz und $1,562$ GHz, die CBM 24 und 13 treiben können, sowie die $f_{\text{HOM}} = 2,273$ GHz und $2,648$ GHz Moden für CBM 105, bzw. CBM 65. Es existiert im Modenspektrum des Resonators nur bei $f_{\text{HOM}} = 642$ MHz eine Resonanz, die eine für CBM 54 passende Frequenz besitzt, jedoch ist ihre Shuntimpedanz zu klein, um bei den bei Delta gespeicherten Strömen eine kollektive Oszillation anzuregen.

Aus den in Tabelle 8.3.2 aufgeführten Stromschwellen von CBM 53-55 wurde im Rahmen dieser Arbeit die Impedanz der die Instabilität treibenden Resonanz bei den möglichen Anregungsfrequenzen berechnet und in Anhang B in tabellarischer Form dargestellt, für $f_{p,\mu} = 640.4$ MHz sind sie auch in Tabelle 8.3.2 aufgeführt. Da bei 542 MeV keine Stromschwelle gefunden werden konnte, wurde hier der Schwellstrom mit 1 mA als oberer Grenze angenommen. In Abschnitt 6.4 wurde gezeigt, daß die Eigenfrequenz $f_{p,\mu}$ einer kollektiven Mode im Strahlspektrum immer niedriger als die Resonanzfrequenz der anregenden höheren Mode sein muß, damit die Instabilität auftreten kann. Insofern sind die bei den Hochenergiemessungen beobachteten Schwellstrom-Frequenzpaare qualitativ mit dieser Theorie konsistent: der niedrigste Schwellstrom tritt bei der höchsten und somit der Resonanz am nächsten liegenden Frequenz auf und umgekehrt. Da die Frequenzen der bei kleiner Energie des Teilchenstrahls gemachten Messungen am höchsten sind und somit der Anregenden am nächsten liegen sollten, wird deren Schwelle zur Abschätzung der treibenden Impedanz herangezogen. Aus Anhang B, Tabelle B.4 kann abgelesen werden, daß mindestens eine Impedanz von $9,8$ k Ω bei einer unterhalb der cut-off Frequenz der Vakuumkammer liegenden Frequenz zur Entstehung einer kollektiven Instabilität nötig ist. Dieser Wert ist doppelt so groß, wie der Wert der stärksten HOM des EU-Resonators bei $1,562$ GHz, der $4,9$ k Ω beträgt (Abbildung 7.5). Betrachtet man zudem die in Tabelle 8.3.2 zusammengetragenen Werte für Frequenzen, Stromschwellen und Schwellimpedanzen, so sieht man, daß durch eine Verschiebung der anregenden Frequenz $f_{p,\mu}$ um nur 6 kHz eine Halbierung der Stromschwelle erreicht wurde. Die treibende Impedanz muß sich also entsprechend Gleichung (6.55) im k Ω -Bereich verdoppelt haben. Daraus folgt, daß die Anregung von CBM 53-55 durch eine sehr schmalbandige Impedanz erfolgen muß. Wie in Kapitel 7.2.1 aufgezeigt wurde, besitzen die Resonanzen des modengedämpften EU-Resonator Bandbreiten von mehreren Megahertz, so daß sich auf einem so kleinen Frequenzintervall die Impedanz nicht verdoppeln kann. Auch dies ist ein starker Hinweis darauf, daß CBM 53-55 nicht vom modengedämpften Resonator getrieben wird. Als letztes Argument gegen das modengedämpfte EU-Cavity als Ursache dieser Instabilitäten können nun noch die Messungen aus Kapitel 8.3.1 herangezogen werden. Denn sowohl CBM 21-22, als auch CBM 53-55 traten, wie in Abbildung 8.10 zu sehen ist, auch mit dem mit der Dämpfungsantenne ausgestatteten DORIS-Resonator auf.

8.4 Diskussion der Ergebnisse

Die Vermessung des Beschleunigers Delta mit dem unbedämpften DORIS-Resonator bezüglich angeregter Multibunchinstabilitäten ergab einige starke vom Cavity ausgehende kollektive Moden, die auch den jeweiligen höheren Moden zugeordnet werden konnten. Nach der Installation der für diese Kavität entwickelten Dämpfungsantenne [LP77] waren diese Resonanzen in ausreichendem Maße gedämpft. Das Fehlen dieser dominanten Impedanzen ermöglichte bisher unterdrückten und noch nicht lokalisierten Resonanzen die Anregung des Strahls zu übernehmen.

Einen vergleichbaren Effekt konnte man bei den Messungen zur Charakterisierung des modengedämpften EU-Resonators beobachten. Auch hier führte das Fehlen starker Cavityresonanzen zur Anregung derselben Instabilitäten, die schon bei der bedämpften DORIS-Kavität beobachtet wurden. Da die für diese Instabilität verantwortliche Impedanz, gemäß der Abschätzung aus den Instabilitätsschwellen, wesentlich stärker, als jede Impedanz des EU-Resonator ist, können die des Resonators in ihrem Beisein nicht detektiert werden. Aus diesem Grund kann keine abschließende Aussage über das Vorhandensein von kollektiven Anregungen bei Delta aufgrund des modengedämpften Resonators getroffen werden, solange diese Resonanz nicht eliminiert ist.

Das Auffinden der störenden Resonanz war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, da dies nur durch sukzessives Bedämpfen, bzw. Temperaturvariieren „verdächtiger“ Strukturen möglich ist. Erste Schritte dazu wurden jedoch bereits unternommen. Als mögliche Ursprungsstrukturen der Anregung müssen die bei Delta verwendeten „Slotted-pipe“ Kickermagneten [BNW94] angesehen werden. Diese haben einerseits durch ihren tonnenförmigen Vakuumentank die Struktur eines Hohlraumresonators, zum anderen stellt die geschlitzte Vakuumkammer, die dem Kicker als Luftspule zur Erzeugung des Magnetfeldes dient, einen Leitungsresonator dar. In Kombination entspricht diese Konfiguration den für Ionenquellen verwendeten Viertel- und Halbwellenresonatoren. Eine numerische Simulation des Impedanzverlaufs dieses Kickers [MD⁺06] ergab starke Hinweise auf einen durch den Kicker verursachten Effekt auf den Teilchenstrahl. Durch Temperaturänderung der vier in Delta verbauten Kicker wurde versucht, sie als Ursache der kollektiven Mode zu bestätigen, die Ergebnisse waren bisher nicht eindeutig. Als nächstes sollte versucht werden diese Strukturen durch Absorber, oder Dämpfungsantennen zu bedämpfen.

Weitere mögliche Ursprünge der fraglichen CBM, diese sind jedoch spekulativ, könnten die Infrarotauslaßkammer [Sch04] und deren verfahrbar in die Kammerwand eingelassener Spiegel, oder der zur Messung des Strahlstroms verwendete Spaltmonitor, der eine zur Resonanz fähige Leitungsstruktur ähnlich der des Kickers besitzt, sein. Weiterhin könnten beschädigte, eigentlich der Abschirmung dienende, Hochfrequenzfedern in einem Sektorventil oder einem Faltenbalg der Delta Vakuumkammer die Ursache für die Instabilität sein. Und nicht zuletzt stellt das normale Kamerstück zwischen den Kammern mit reduziertem Querschnitt am Undulator U-55 und dem supraleitenden Wiggler einen, wenn auch sehr langen, Hohlraumresona-

tor dar. Dieser Resonator besäße eine sehr hohe Resonanzfrequenz, da die Cut-off Frequenz der normalen Vakuumkammer bei 3 GHz liegt und somit hätten dessen höhere Moden gemäß Gleichung (6.55) auch bei sehr kleiner Impedanz einen großen Einfluß auf den Strahl.

Kapitel 9

Allgemeine Interpretation von Coupled-Bunch Moden Spektren

Neben der einfach zu erklärenden Beobachtung der breitbandigen Anregung von kollektiven Moden bei niedrigen Energien und hohen Strömen, fiel bei der Charakterisierung der Resonatoren besonders die bei beiden Energien gemachte Beobachtung der Modenverbreiterung (Modenbänder), sowie die Tatsache, daß mehr als eine Mode angeregt werden konnte auf. Ähnliches wurde z.B. auch schon bei ELETTRA beobachtet [SFP96a]. Beide Beobachtungen lassen sich auf den ersten Blick nicht mit dem allgemeinen theoretischen Ansatz der kollektiven Schwingung als lineare Kette starrer Oszillatoren, wie er in Abschnitt 6.4 gemacht wurde, vereinbaren.

9.1 Superposition von Moden

Die Beobachtung, daß der Strahl in mehreren Moden schwingt läßt sich erklären, wenn man bedenkt, daß durch den umlaufenden Teilchenstrahl nur die höheren Moden angeregt werden, deren Resonanzfrequenz mit einer Frequenz im Leistungsspektrum des Strahls zusammenfällt. Dies kann natürlich auch auf mehrere HOMS zutreffen, die dann gleichzeitig im Resonator oszillieren. Ihre Felder überlagern sich dabei linear und es entsteht eine Modulation der Beschleunigungsspannung, die auf den Strahl zurückwirkt. Da jede dieser höheren Moden in der Lage ist eine Multi-bunchmode anzuregen, muß die sich durch diese Überlagerung ausbildende kollektive Schwingung eine Linearkombination der durch die Resonatormoden angeregten Coupled-Bunch Moden sein.

9.2 Einflüsse der Füllstruktur

Die Ursache der Modenverbreiterung ist aber auf die teilweise Füllung des Beschleunigers, also die Unterbrechung des Bunchzuges mit einer Austastlücke zurückzuführen. Durch die Austastlücke entsteht eine Modulation der Beschleunigungs-

spannung durch das in Kapitel 5.1 besprochene Beamloading. Wie dort erwähnt wirkt die vom Teilchenstrahl im Resonator induzierte Spannung der Beschleunigungsspannung entgegen. Bei einem vollständig gefüllten Beschleuniger stellt sich innerhalb eines Umlauf des Teilchenstrahls eine Gleichgewichtsspannung ein, die fortan jedem Teilchen im Strahl zur Beschleunigung zur Verfügung steht. Besitzt der Strahl jedoch eine Austastlücke, so steigt dort die Spannung mit der typischen Zeitkonstante an. Der erste Bunch eines Bunchzuges erfährt dann diese Spannung, der ihm direkt nachfolgende Bunch, erfährt eine um die von seinem Vorgänger induzierte Spannung verminderte Beschleunigungsspannung, der darauf Folgende eine um die Spannung seiner beiden Vorläufer verringerte Spannung und so fort.

Jedes Teilchenpaket erfährt so eine andere Beschleunigungsspannung und hat somit eine leicht unterschiedliche Synchrotronfrequenz [NJ97]. Wie im Zitat beschrieben, resultiert daraus Landau-Dämpfung, die dafür sorgt, daß Schwingungsenergie der resonantangeregten CBM in benachbarte Moden fließt und dort durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung abgebaut wird. Andererseits führt die teilweise Füllung des Beschleunigers zu einer Modulation des Leistungsspektrums mit der Spaltfunktion (siehe z.B. in [Hei00]). Das 0-te Maximum liegt bei der HF-Frequenz, das Minimum 1-ter Ordnung bei $1/\tau$, wobei τ die zeitliche Länge des Bunchzuges ist. Im Spektrum eines komplett gefüllten Rings existieren nur die HF-Linie und deren Vielfache. Weitere Modifikationen des Spektrums werden durch nicht gleichmäßige Füllstände der Buckets innerhalb der Füllstruktur erzeugt [Koh87]. Dies ist analytisch jedoch nur schwer zu beschreiben, da die sich ergebende Füllstruktur in der Regel keine periodische Funktion ist. Im Prinzip kann man die Amplitude einer jeden Umlaufharmonischen voraussagen. Untersuchungen dieser Art wurden bereits in [Hei00] gemacht.

Die Synchrotronseitenbänder verhalten sich während einer angeregten kollektiven Mode anders, als ohne kollektive Anregung, da sie dann nicht ein Seitenband der jeweiligen Umlaufharmonischen, sondern der HF-Linie sind. Bei einem komplett gefüllten Ring ist nur das Seitenband, das mit der angeregten Mode korrespondiert im Spektrum zu sehen, bei einer Füllung mit Austastlücke auch die anderen Seitenbänder, mit aus der Füllstruktur resultierenden Amplituden. Aus den theoretischen Überlegungen aus [Hei00] läßt sich hierfür folgende analytische Beschreibung des Spektrums ableiten: Genau wie sich im Spektrum der Umlaufharmonischen eines Bunchzuges mit n gefüllten Buckets in einem Frequenzintervall von $h \cdot f_0$ Länge $n-1$ Nullstellen der Spaltfunktion befinden, so enthält auch das CBM-Spektrum, das ja eine Projektion des Leistungsspektrum in den Modenraum darstellt, ebenfalls $n-1$ Minima. Der Abstand der Minima beträgt $\frac{n-1}{h}$ (siehe Abbildung 9.1(a)). Man kann somit festhalten, daß das CBM-Spektrum die Transformation der Füllstruktur in den Raum der Coupled-Bunch Moden darstellt. Da sowohl der Bunchzug, als auch die Austastlücke zur Modulation des Spektrums beitragen, wobei immer der kürzere Teil die Nullstellenzahl dominiert, ist die Anzahl der Nullstellen symmetrisch um $\frac{h}{2}$ und immer kleiner gleich $\frac{h}{2}$. Es trägt jedoch nur der Bunchzug zur Signalamplitude bei, so daß die Nebenmaxima bei Füllungen mit $n > \frac{h}{2}$, bei gleich stark angeregter

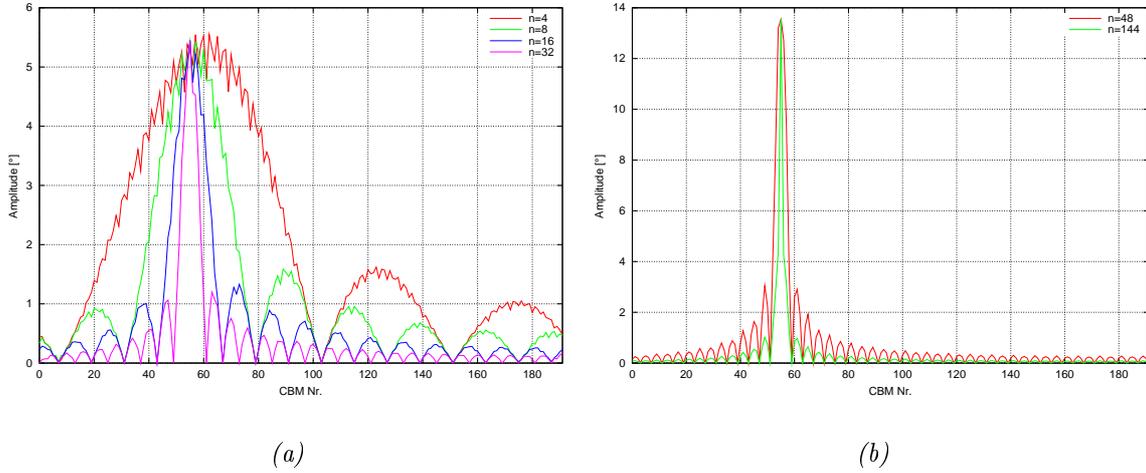


Abbildung 9.1: Simulierte Coupled-Bunch Moden Spektren von Bunchzügen mit $n = 4, 8, 16, 32$ aufeinanderfolgenden Bunchen (a), deutlich ist zu erkennen, daß die Anzahl der Minima $n - 1$ ist. In Abbildung (b) zeigt sich, daß Bunchzüge mit $n = 48$ und $n = 144$ gefüllten Buckets eine identische Zahl von Minima besitzen, sich jedoch die Amplituden der Nebenmaxima unterscheiden.

Multibunchmode, unterhalb ihrer Pendanten bei $n < \frac{h}{2}$ liegen (Abbildung 9.1(b)). Mit steigender Anzahl gefüllter Buckets verringert sich so die Breite der angeregten Mode im CBM-Spektrum, da der Spalt verkleinert wird. Dies erklärt im Ansatz die in den Messungen auftretenden Modenbänder.

9.2.1 Mathematische Modellierung

Um diese Überlegungen zu verifizieren und auch um die Spektren komplizierterer Füllstrukturen erzeugen und mit realen Messungen vergleichen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit das Delphi-Programm „Strahldynamik“ (Abbildung 9.2) entwickelt, welches auf numerischem Wege das Zeitsignal $S_{1,2}(t) = \sum_n S_{1,2}^{(n)}(t)$ eines umlaufenden Teilchenstrahls nach Gleichung (9.1) generiert und daraus mit Hilfe der schnellen Fourier-Transformation (FFT) ein phasenmoduliertes Leistungsspektrum erzeugt, das es dann entsprechend des Vorgehens bei der CBM-Analyse verarbeitet.

$$S_{1,2}^{(n)}(t) \propto e^{-[t - \tau_0 \sin(2\pi(f_s + df \frac{n}{h-1})t + \varphi_k n)]^2 / 2\sigma^2} + e^{-[t - \tau_0 \sin(2\pi(f_s + df \frac{n}{h-1})t + \varphi_l n)]^2 / 2\sigma^2} \quad (9.1)$$

Die Funktion $S_{1,2}^{(n)}(t)$ ermöglicht es, mit Hilfe zweier gaußförmiger Oszillatoren „1“ und „2“, im Spektrum zwei kollektive Moden zu überlagern. Dabei beschreibt der Term $df \frac{n}{h-1}$ eine mögliche Frequenzvariation durch den Bunchzug aufgrund von transientem Beamloading und φ_k , bzw. φ_l stellen den Bucket zu Bucket Phasenverschiebung der jeweiligen kollektiven Mode dar. Zusammen mit einer die Füllstruktur

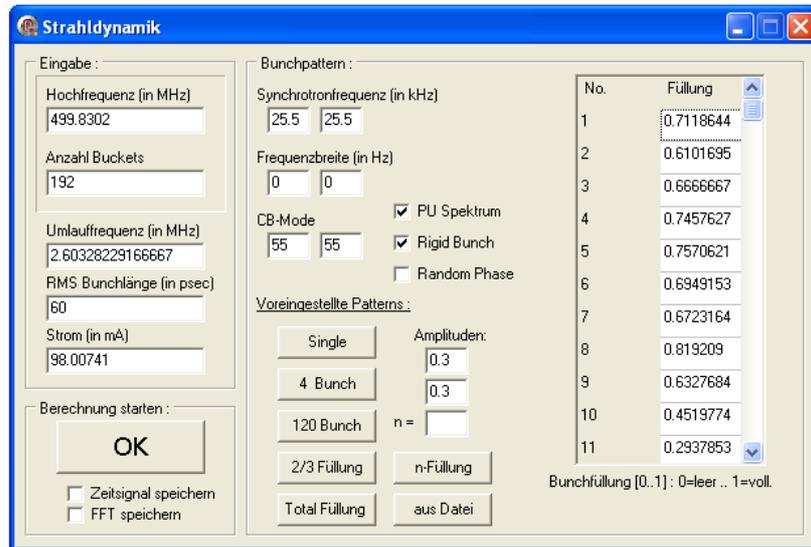


Abbildung 9.2: Bildschirmfoto des Programms „Strahldynamik“ zur Simulation von Coupled-Bunch Moden Spektren.

reproduzierenden Amplitudenfunktion, erhält man nun eine vollständige Beschreibung des Teilchenstrahls im Zeit- und Frequenzraum.

9.3 Anwendung auf gemessene CBM-Spektren

Wie bereits in [HW⁺04] gezeigt wurde, ergaben bereits idealisierte Füllstrukturen, wie z.B. der 144/192-Modus bei gleichmäßigem Füllgrad aller Buckets, eine in den Grenzen des Modells hervorragende Reproduktion der mit einer solchen Füllung aufgenommenen CBM-Spektren. Es konnte somit verifiziert werden, daß das Entstehen der Modenbänder, wie erwartet, seine wesentliche Ursache in der Füllstruktur des Beschleunigers hat (Abbildung 9.3). Die Modulation des Spektrums durch die Spaltfunktion, mit der eigentlich erregten kollektiven Mode als 0-tem Maximum ist klar zu erkennen. Eine durch Landaudämpfung vermittelte Auswirkung des transienten Beamloadings auf die Breite der Resonanzen konnte mit diesem Modell allerdings nicht gefunden werden.

Spektren komplizierter Füllstrukturen, wie z.B. in Abbildung 9.4, werden in den Simulationen sehr gut wiedergegeben. Zur Simulation des Spektrum wurde dem Programm „Strahldynamik“ eine idealisierte Füllstruktur und eine Schwingungsmode, in diesem Fall Mode 53, übergeben. Im Ergebnis sind die Positionen der Minima und Maxima hier in guter Übereinstimmung mit der Messung. Die nicht ganz exakte Reproduktion der Amplituden sind einerseits eine Folge des nur unzureichend bekannten wirklichen Füllgrades des Beschleunigers und andererseits in Beschränkungen des FFT-Algorithmus begründet.

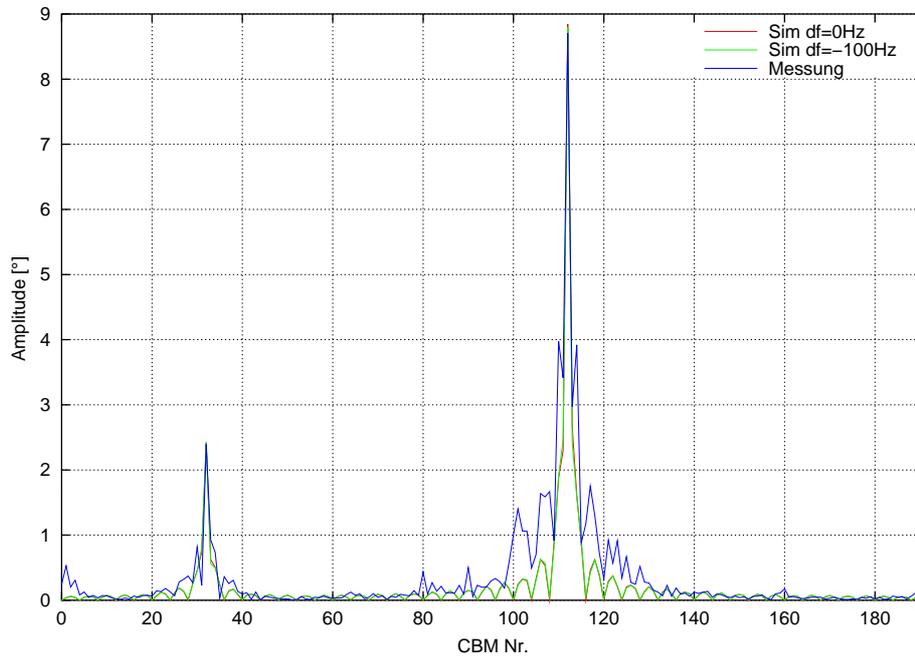


Abbildung 9.3: Zwei simulierte und das dazugehörige gemessene (blau) CBM-Spektrum. Ein Spektrum wurde ohne Frequenzverschmierung (rot), eines mit einer Variation von $df=-100\text{Hz}$ erzeugt (grün). Die Unterschiede zwischen diesen beiden Spektren sind marginal. (Bild aus [HW⁺04])

Die Frequenzauflösung der FFT hängt von der Beobachtungsdauer, also der Länge des Zeitintervalls, des zu analysierenden Signals ab. Man erhält die Werte der Amplituden an den Beobachtungsfrequenzen, die Frequenzauflösung ist der Abstand zwischen den Beobachtungsfrequenzen. Ist die Beobachtungsdauer kein ganzzahliges Vielfaches der Signalperiode, so ergibt sich eine „Leckeffekt“ genannte Verbreiterung von Spektrallinien und ein „Amplitudenfehler“, der am größten ist, wenn die Signalfrequenz genau zwischen zwei Beobachtungsfrequenzen liegt [Rau00, Kap. 3.1].

Entgegen dem Anschein existieren in Abbildung 9.4 also nicht drei bis vier mittelstark angeregte Coupled-Bunch Moden, sondern nur CBM 53, die Nebenmaxima sind füllstrukturbedingte Artefakte. Daraufhin wurde das mit dem DORIS-Resonator bei 1,6 mA und 35,4°C Resonatortemperatur aufgenommene CBM-Spektrum (Abbildung 8.6) auf mögliche Einflüsse der Füllstruktur untersucht. Auslöser dafür war, daß die in diesem Modendiagramm auftretenden Moden eine auffällige Symmetrie zur stärksten Anregung CBM 39-41 besitzen. Da die bei dieser Messung vorliegende Füllstruktur nicht genau bekannt war, wurde zur Simulation empirisch eine Füllstruktur erzeugt, die das Spektrum am besten wiedergab (Abbildung 9.6). In die Erzeugung der Struktur flossen reale Gegebenheiten, wie z.B. die über einen Injektionspuls variierende Füllung der Buckets und die Injektionsschrittweite ein. Zunächst wurde ein Spektrum generiert, in dem CBM 39 als einzige Anregung angenommen wurde (Abbildung 9.5, grüne Kurve). Die Übereinstimmung

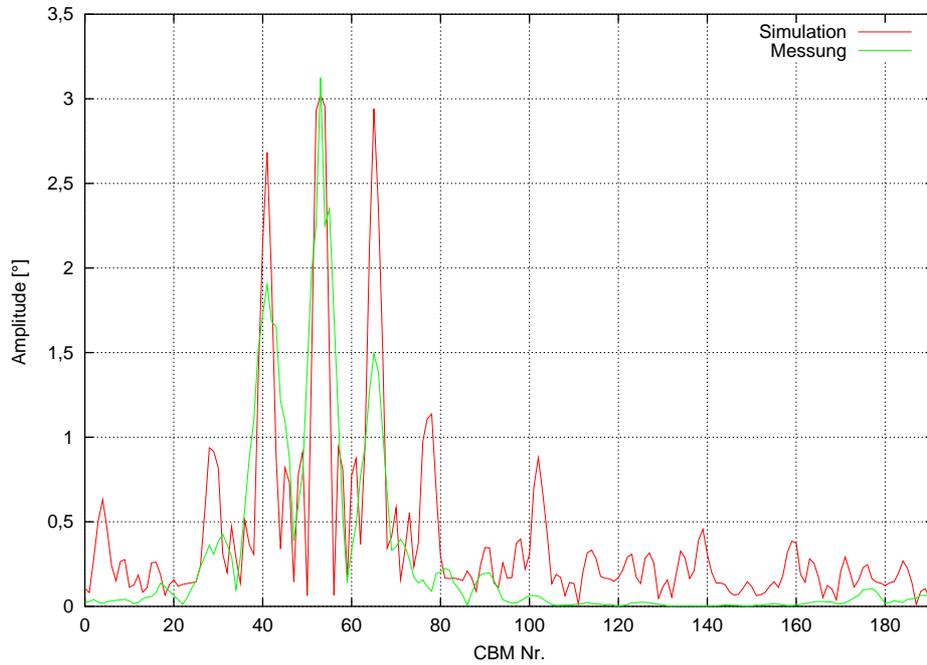


Abbildung 9.4: Auch Spektren komplizierter Füllstrukturen, hier vier Bunchzüge bei Bucket 1, 16, 32 und 48 mit je sechs gefüllten Buckets, werden gut reproduziert, der Strahl schwang dabei in CBM 53.

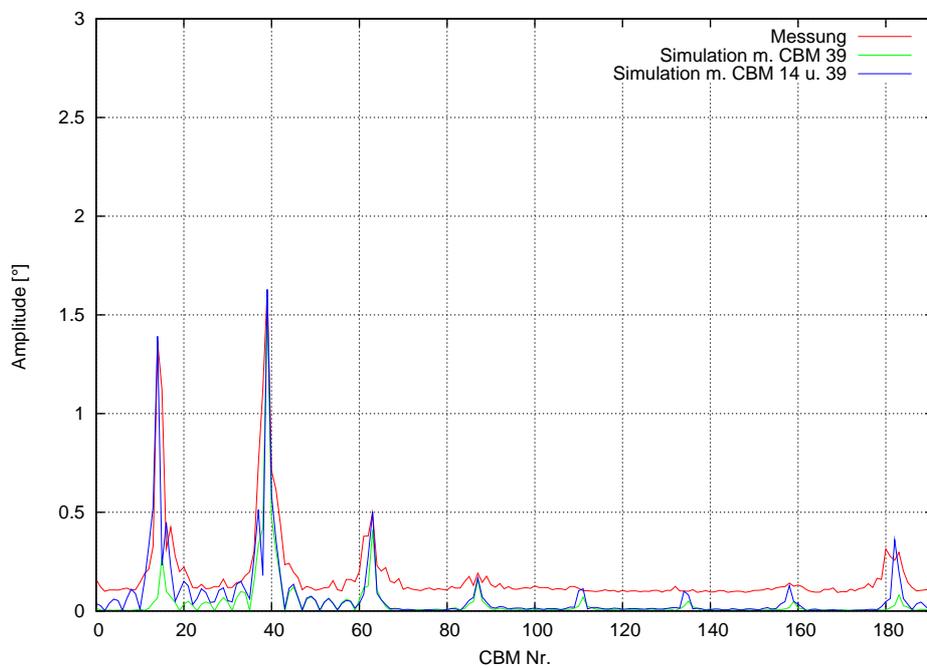


Abbildung 9.5: In diesem Diagramm ist das CBM-Spektrum bei 1,6 mA aus Abbildung 8.6 mit den mit der Füllstruktur aus Abbildung 9.6 Simulierten zusammen dargestellt. Man erkennt eine exzellente Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation.

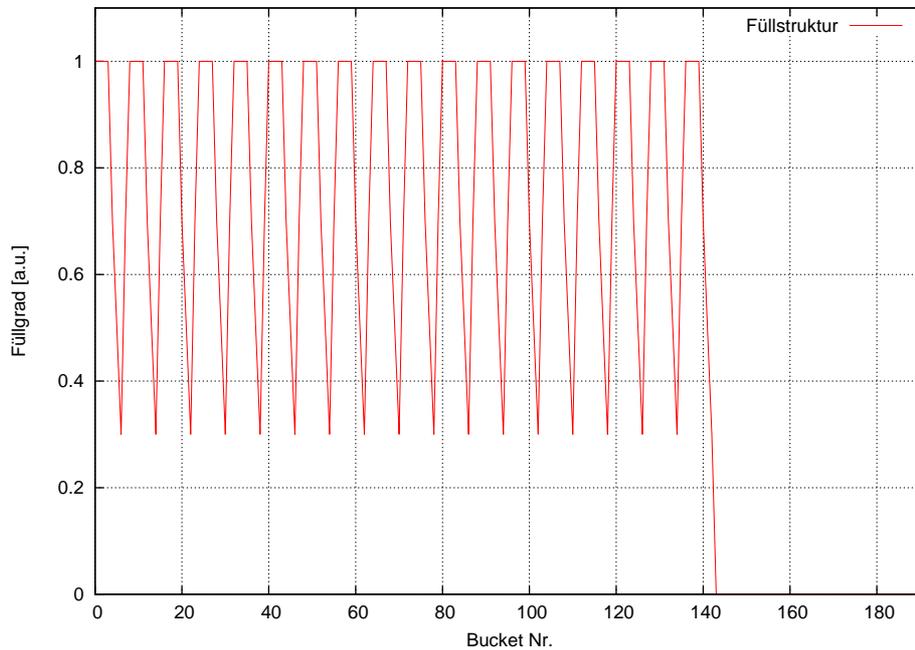


Abbildung 9.6: Mit dieser theoretischen, jedoch reale Gegebenheiten, wie die über einen Injektionspuls variierende Füllung der Buckets und die Injektionsschrittweite, berücksichtigende Füllstruktur konnte das CBM-Spektrum in Abbildung 9.5 reproduziert werden.

mit dem gemessenen Spektrum (rote Kurve) ist bereits sehr gut, die Position der Modenbänder wird nahezu exakt wiedergegeben. Lediglich die Position und Amplitude in Band um CBM 13-17 wird nicht zufriedenstellend reproduziert. Überlagert man in der Simulation nun noch zusätzlich CBM 14 mit geeignetem Phasenhub, so erhält man die blaue Kurve. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ist exzellent. Durch hinzufügen von CBM 14 ist nicht nur das Modenband CBM 13-17 bestmöglich wiedergegeben, auch Position und Amplitude der weiteren Modenbänder werden nahezu exakt erreicht. Somit konnte also gezeigt werden, daß die bei diesen Messungen aufgetretenen Strukturen im Wesentlichen Artefakte aus der Füllstruktur sind, aber auch daß die Coupled-Bunch Moden 14 und 39 beide während der Messung gleichzeitig angeregt waren. Es sind weiterhin Wechselwirkungen zwischen den Füllstrukturartefakten und HOM-Impedanzen denkbar, die zu realen Anregungen des Teilchenstrahls führen können, die dann als mögliche Überhöhung oder Verbreiterung des jeweiligen Satelliten in Erscheinung treten und so das gemessene CBM-Spektrum weiter erklären. In der Arbeit von [Pra01] wurde am Beispiel der Beschleuniger PEP-II, ALS und SPEAR gezeigt, daß durch generieren von speziellen Füllstrukturen bestimmte Anregungen gedämpft, oder angeregt werden können.

Im Rahmen der Diplomarbeit von J. Kettler [Ket05] wurde ein Meßaufbau entwickelt und in Betrieb genommen, mit dem die aktuelle Füllstruktur des Ringes

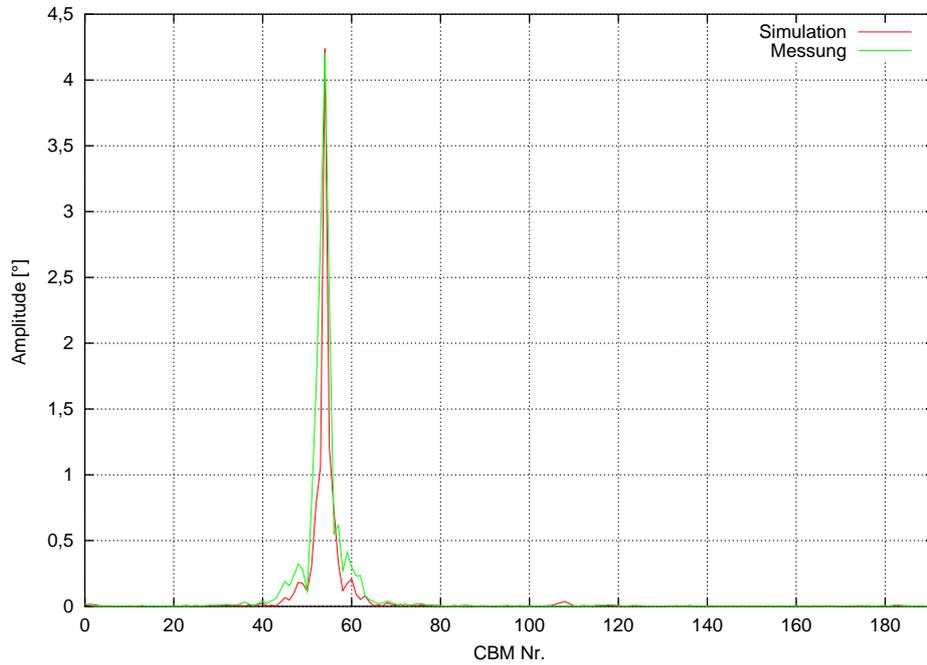


Abbildung 9.7: Vergleich von Messung und Simulation von CBM-Spektren mit einer gemessenen Füllstruktur; die Form des CBM-Spektrums wird noch besser reproduziert, als z.B. in Abbildung 9.3.

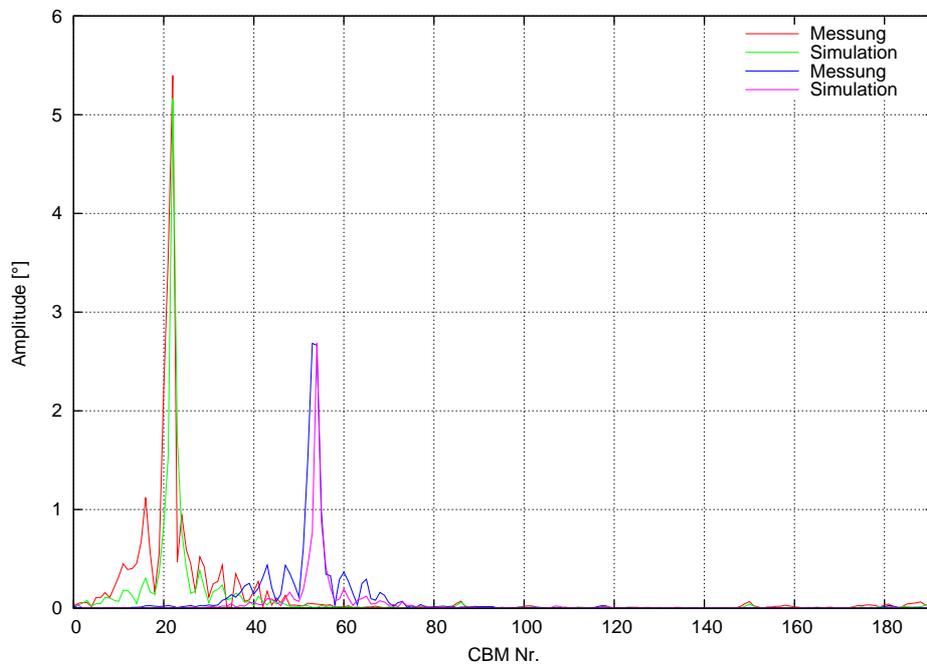


Abbildung 9.8: Simulationen der in Abbildung 8.13 gezeigten CBM-Spektren. Zur Simulation wurden die jeweils gemessenen Füllstrukturen aus Abbildung 8.14 herangezogen.

bucketgenau ausgelesen und dem DELTA-Kontrollsystem zur Verfügung gestellt werden kann. Die Auslese dieser Werte wurde in das Modenmeßprogramm „LCBM-bl“ integriert, das Simulationsprogramm wurde um die Möglichkeit eine Füllstruktur aus einer Datei einzulesen erweitert, so daß nun ein Werkzeug zur Hand ist, mit dem man den Füllstruktur induzierten Anteil eines CBM-Spektrums von der tatsächlichen kollektiven Schwingung separieren kann. Wie man an Hand von Abbildung 9.7 und 9.8 gut erkennen kann, wird die Struktur des Spektrums bei bekannter realer Füllstruktur des Ringes wesentlich besser wiedergegeben, als mit einer idealisierten Näherung, wie in Abbildung 9.3 geschehen. Die Tatsache, daß die Unterstrukturen links und rechts der angeregten Mode in der Simulation mit kleinerer Amplitude erscheinen, liegt zum Teil wieder an „Amplitudenfehler“ und „Leckeffekt“ der FFT, aber ist auch eine Folge nicht ausreichender numerischer Auflösung, die jedoch aufgrund einer Beschränkung der Größe der Datenstruktur `array` in der Programmiersprache „Delphi“ nicht verbessert werden konnte.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung von Multibunchinstabilitäten, die durch schmalbandige Impedanzen eines Beschleunigers erzeugt werden können. Ziel war es unter anderem die verringerten Einflüsse eines im Rahmen eines EU-geförderten Projektes neuentwickelten Resonatortyps mit gedämpften höheren Moden (HOM) auf den Teilchenstrahl des Beschleunigers Delta zu untersuchen und mit denen eines bisher verwendeten Resonators vom DORIS-Typ zu vergleichen. Hierzu wurde im Rahmen der Arbeit zunächst die notwendigen Diagnosevoraussetzungen geschaffen, die eine breitbandige Spektralanalyse des Leistungsspektrums des Teilchenstrahls im Frequenzbereich zwischen 500 MHz und 750 MHz ermöglichen.

Die beiden Hohlraumresonatoren wurden dann bei verschiedenen Teilchenstrahlenergien und gespeicherten Strahlströmen bezüglich der von ihnen angeregten kollektiven Schwingungen des Strahls untersucht. Beim DORIS-Resonator wurde zusätzlich als weiterer Parameter die Temperatur des Resonatorcorpus variiert, da diese Einfluß auf die Resonanzfrequenz der höheren Moden hat. Auf diese Weise wurden die Moden so verschoben, daß das Strahlspektrum mit der größtmöglichen Impedanz, die in ihrem Frequenzverhalten ja der Resonanzkurve der Mode folgt, überlappt. Damit wurde der Strahl sicher in eine Instabilität getrieben. Zusätzlich wurden Kontrollmessungen an dem DORIS-Resonator mit installierter Dämpfungsentenne durchgeführt. Wie in Kapitel 7.2.1 gezeigt wurde, kann beim modengedämpften EU-Resonator durch Temperaturvariation keine ausreichende Änderung der Impedanz im Überlappungsbereich erreicht werden, da die Dämpfungsmaßnahmen einerseits die Bandbreite der Resonanzen stark erhöhen und andererseits die Spitzenimpedanz stark vermindern. Die Temperatur wurde deshalb während dieser Messungen nicht verändert.

Die in Kapitel 8.3.1 beschriebenen Messungen mit eingebautem DORIS-Cavity wiesen verschiedene starke kollektive Anregungen auf, teilweise mehrere gleichzeitig in einem Spektrum, die mit ihren sie auslösenden Resonatormoden in Verbindung gebracht werden konnten. Durch das Anbringen einer Dämpfungsentenne [LP77] an dem DORIS-Resonator konnten diese Moden zu Gunsten von nicht von der Kavität ausgehenden Multibunchanregungen unterdrückt werden. Diese nicht re-

sonatorbasierten Moden traten auch bei allen Messungen mit dem modengedämpften EU-Resonator in Abschnitt 8.3.2 als einzige Moden auf. Aus den Instabilitätsschwellen einer resonatorunabhängigen Multibunchmode, die bei unterschiedlichen Energien und Frequenzeinstellungen gemessen wurden, konnte auf eine schmalbandige HOM geschlossen werden. Ferner konnte der Autor aus diesen Messungen eine untere Abschätzung der Stärke dieser Resonanz treffen. Diese Abschätzung liegt mit $9,8 \text{ k}\Omega$ einen Faktor zwei oberhalb der stärksten HOM des EU-Resonators und ist somit für die Anregung kollektiver Schwingungen dominant. Dies hat jedoch zur Folge, daß eventuell durch das EU-Cavity vermittelte Anregungen nicht zu Tage treten können, da sie von anderen Anregungen unter Umständen überlagert werden. Es ist zwar nicht davon auszugehen, daß resonatorabhängige Anregungen vorhanden sind, um jedoch zweifelsfrei zu zeigen, daß der modengedämpfte EU-Resonator nicht zur Anregung von Coupled-Bunch Moden im Speicherring Delta führt, muß der Ursprung der überlagernden Impedanz gefunden und beseitigt werden. Danach müssen die Messungen wiederholt werden.

Das Auffinden der störenden Resonanz war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, da dies nur durch sukzessives Bedämpfen, bzw. Temperaturvariieren „verdächtiger“ Strukturen möglich ist. Erste Schritte und Überlegungen dazu wurden jedoch bereits unternommen und in Abschnitt 8.4 dargelegt.

Die in den Spektren der Multibunchanregungen aus Kapitel 8.3 auftretenden Modenlinien wiesen eine endliche, von Null verschiedene Breite, sowie Nebenmaxima auf, die von der bisher bekannten Theorie nicht erklärt werden können. Darüber hinaus existierten in manchen Messungen mehrere angeregte Moden nebeneinander (Abschnitt 8.3.1). Um diese Beobachtungen zu beschreiben, wurde in Kapitel 9 dieser Arbeit ein Modell entwickelt, das zwei Annahmen beinhaltet. Die erste Annahme war, daß die bei den Messungen vorliegende lange Rechteckfüllstruktur mit 144 von 192 möglichen Buckets das Coupled-Bunch Modenspektrum mit einer Spaltfunktion moduliert. Die Breite der Frequenzlinien, sowie die Anzahl und Lage ihrer Nebenmaxima würde dann durch die Länge des Rechtecks bestimmt. Weiterhin wurde angenommen, daß der Strahl fähig ist in mehreren Moden gleichzeitig zu schwingen. Dies wurde durch Überlagerung zweier linearer Ketten aus gaußförmigen Oszillatoren erreicht. Aus diesem Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm in der Programmiersprache „Delphi“ entwickelt, das ein Zeitsignal eines Elektronenstrahls mit einer bestimmten Füllstruktur und kollektiven Schwingung erzeugt, dieses dann fouriertransformiert und an dem erhaltenen Frequenzspektrum eine CBM-Analyse durchführt. Mit diesem Programm konnte erstmalig gezeigt werden, daß jegliche Abweichung von der Rechteckstruktur der Füllung, z.B. durch unterschiedliche Bucketfüllstände, eine zusätzliche Modulation des Spektrums mit sich bringt und zu starken Artefakten in Form von zusätzlichen Frequenzlinien führt. Durch das Anwenden sowohl von idealisierten, theoretischen, als auch von gemessenen Füllstrukturen, können die gemessenen CBM-Spektren sehr gut reproduziert und so zwischen Artefakten der Füllstruktur und realen Anregungen unterschieden werden.

Anhang A

Transversale CBM-Spektren des DORIS-Resonators

Die hier dargestellten Meßreihen wurden mit dem Programm „TCBM-bl“ zur Vermessung von transversalen Coupled-Bunch Moden gemacht. Sie wurden parallel zu den am Summenausgang des in Abschnitt 8.2 beschriebenen Meßaufbaus gemessenen longitudinalen CBM-Spektren aus Kapitel 8.3.1 am Differenzausgang des Aufbaus aufgenommen. Die y -Achse umfaßt den gesamten dynamischen Umfang des benutzten Spektrumanalysators Hewlett-Packard HP 8591 E. Auf der x -Achse ist die Nummer der Coupled-Bunch Mode aufgetragen. Wie man erkennt, wurde im wesentlichen der Rauschabstand des Analysators vermessen, bei einigen Spektren kam es zu Übersprechen von der Anregung der Arbeitspunktdiagnose auf die Messung, signifikante Anregungen sind nicht zu erkennen. Aus diesem Grund wurden im weiteren Verlauf des Experiments keine transversalen CBM-Messungen mehr durchgeführt.

82ANHANG A. TRANSVERSALE CBM-SPEKTREN DES DORIS-RESONATORS

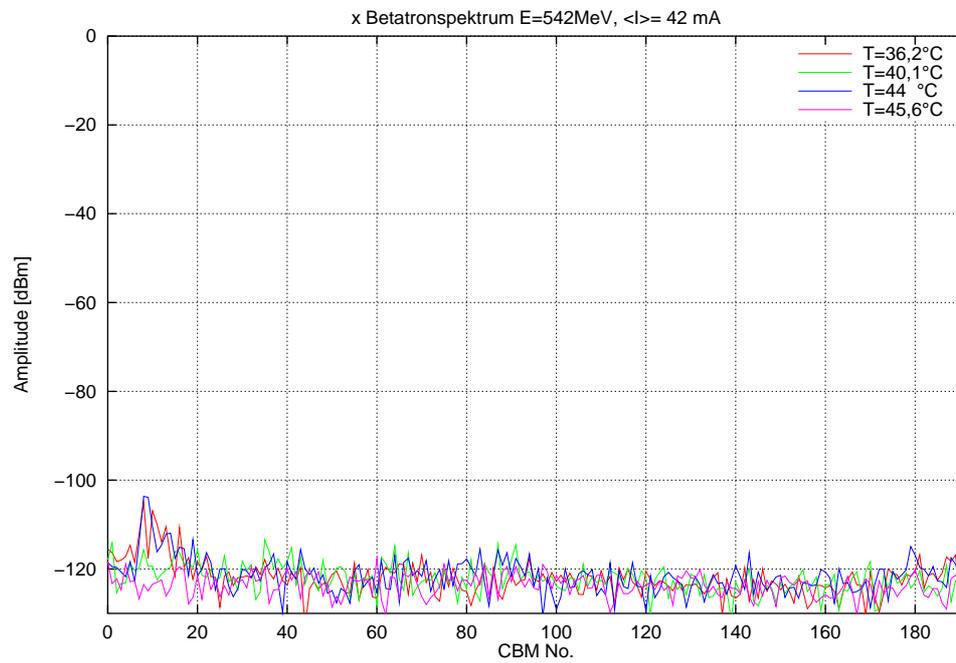


Abbildung A.1: Horizontale CBM-Spektren bei einem mittleren Strom von $\langle I \rangle = 42\text{ mA}$ und verschiedenen Temperaturen des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542\text{ MeV}$

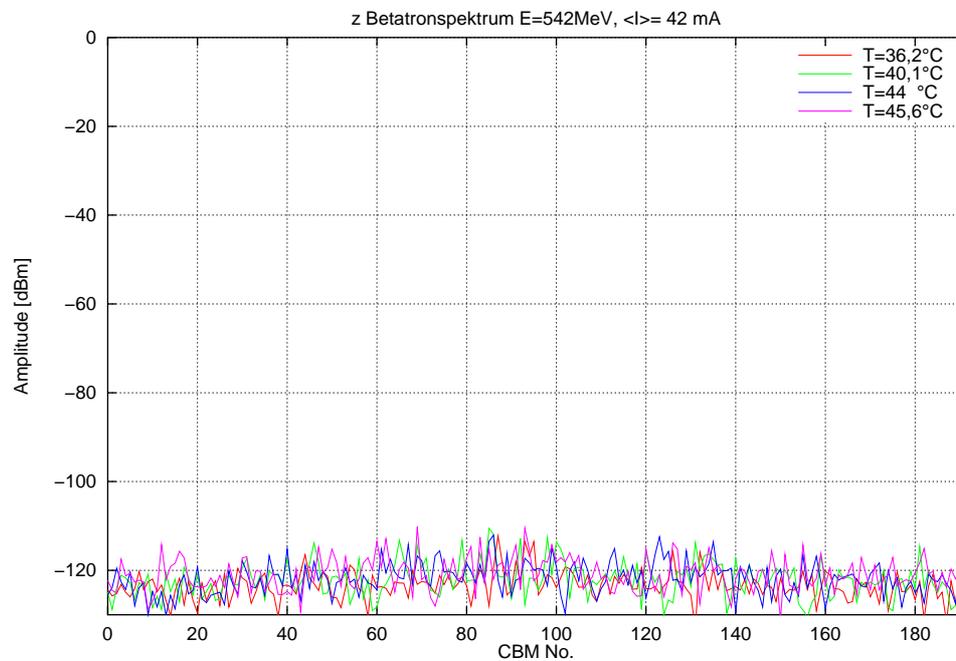


Abbildung A.2: Vertikale CBM-Spektren bei einem mittleren Strom von $\langle I \rangle = 42\text{ mA}$ und verschiedenen Temperaturen des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542\text{ MeV}$

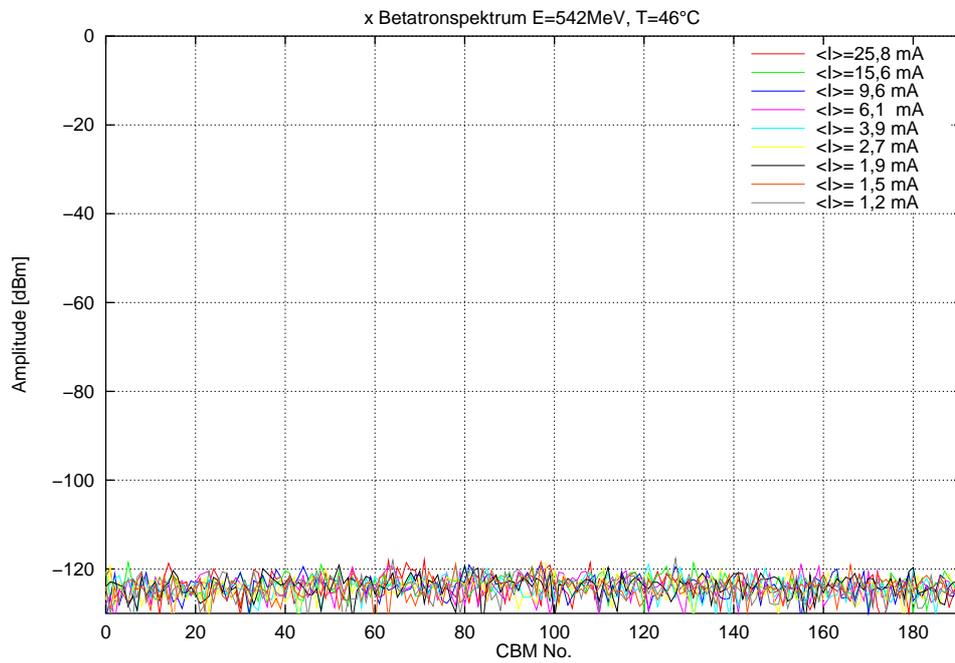


Abbildung A.3: Horizontale CBM-Spektren bei verschiedenen mittleren Strömen und einer Temperatur von 46°C des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542\text{ MeV}$

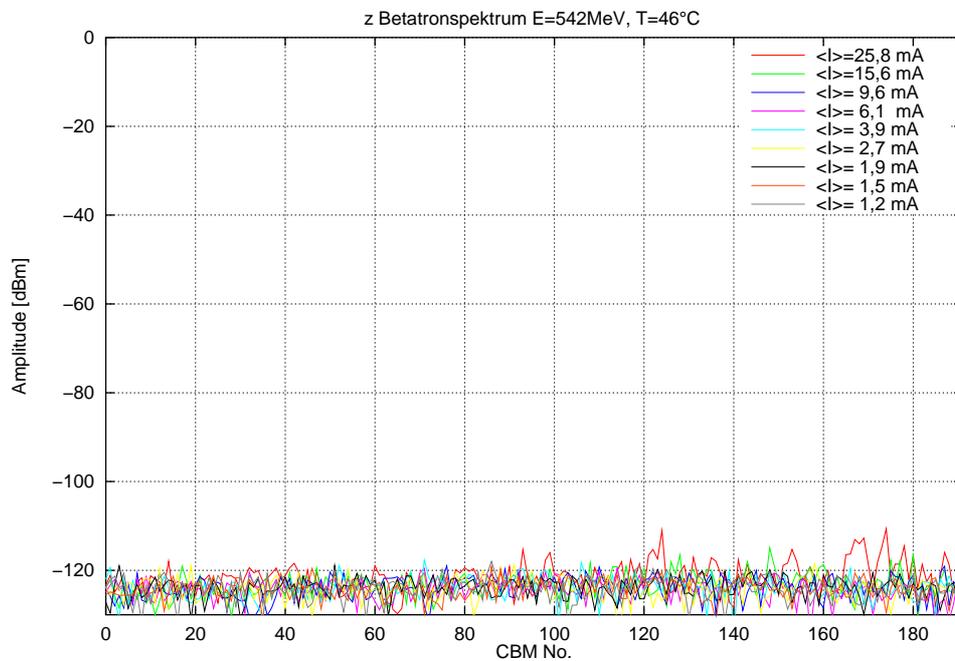


Abbildung A.4: Vertikale CBM-Spektren bei verschiedenen mittleren Strömen und einer Temperatur von 46°C des DORIS-Resonators bei einer Strahlenergie von $E = 542\text{ MeV}$

Anhang B

Instabilitätsschwellen

f [MHz]	$R_{ }$ [k Ω]
140,5895	63,1
640,4085	13,9
1140,2275	7,8
1640,0465	5,4
2139,8655	4,2
2639,6845	3,4
3139,5035	2,8

Tabelle B.1: Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 1,5$ GeV, $f_{\text{HF}} = 499,819$ MHz, $f_s = 15,4$ kHz und $I_{\text{th}} = 89$ mA für mögliche Anregungsfrequenzen von CBM 54.

f [MHz]	$R_{ }$ [k Ω]
140,5879	53,5
640,407	11,8
1140,226	6,6
1640,045	4,6
2139,864	3,5
2639,683	2,9
3139,502	2,4

Tabelle B.2: Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 1,5$ GeV, $f_{\text{HF}} = 499,819$ MHz, $f_s = 13,9$ kHz und $I_{\text{th}} = 105$ mA für CBM 54.

f [MHz]	$R_{ }$ [k Ω]
140,5909	102,2
640,4149	22,4
1140,2389	12,6
1640,0629	8,8
2139,8869	6,7
2639,7109	5,4
3139,5349	4,6

Tabelle B.3: Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 1,5$ GeV, $f_{\text{HF}} = 499,824$ MHz, $f_s = 15,4$ kHz und $I_{\text{th}} = 55$ mA für CBM 54.

f [MHz]	$R_{ }$ [k Ω]
140,6028	183,1
640,4331	40,2
1140,2634	22,6
1640,0937	15,7
2139,924	12
2639,7543	9,8
3139,5846	8,2

Tabelle B.4: Schwellimpedanzen von Delta bei $E = 542$ MeV, $f_{\text{HF}} = 499,83$ MHz, $f_s = 25,5$ kHz und $I_{\text{th}} = 1$ mA für CBM 54.

Danksagung

Ich danke Prof. Weis für die Vergabe dieses vielschichtigen, technisch und physikalisch anspruchsvollen Themas, sowie für die hervorragende Betreuung und die vielen fruchtbaren Diskussionen während dieser Promotion.

Einen großen Dank möchte ich an Priv.-Doz. Dr. J. Dietrich richten, der sich spontan zur Begutachtung dieser Arbeit bereit erklärt hat.

Ich möchte mich bei meinen Eltern für ihre immerwährende Unterstützung, Ermutigung und Motivation während der letzten Jahre bedanken.

Ich danke Dr. F. Marhauser dafür, daß er mir die Ergebnisse aus Simulation und Störkörpermessung des modengedämpften EU-Resonators zur Verfügung gestellt hat.

Weiterhin möchte ich Dr. P. Hartmann und Dr. G. Schmidt für das Korrekturlesen dieser Arbeit und die sich daraus ergebenden hilfreichen Diskussionen danken.

Ich bedanke mich bei meinen Kollegen bei DELTA, sowie Prof. Weis, Dr. F. Marhauser und Dr. E. Wehreter für ihre Unterstützung während der Meßschichten, sowie bei den Kollegen aus den DELTA-Werkstätten für ihre Unterstützung bei der technischen Umsetzung dieses aufwändigen Projektes.

Abschließend möchte ich allen aktuellen und ehemaligen Kollegen bei DELTA für die dort herrschende unvergleichliche Atmosphäre danken.

Literaturverzeichnis

- [Abr84] ABRAMOWITZ&STEGUN: *Pocketbook of mathematical functions*. Verlag Harri Deutsch, 1984
- [BNW94] BLOKESCH, G. ; NEGRAZUS, M. ; WILLE, K.: A slotted-pipe kicker for high-current storage rings. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 338 (1994), Jan., Nr. 2-3, S. 151–155
- [Bro91] BRONSTEIN&SEMENDJAJEW: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch Verlag, 1991
- [Car89] CARISTI, Anthony J.: *IEEE-488 General Purpose Instrumentation Bus Manual*. Academic Press, 1989
- [Cha93] CHAO, Alexander W.: *Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators*. 1.Auflage. John Wiley & Sons, 1993
- [Con90] CONCIAURO, Arciono P.: A New HOM-free Acceleration Resonator. In: EPAC90 (siehe [EPA90]),
- [Dun96] DUNKEL, Kai: *Entwicklung und Test einer Meßtechnik zur Arbeitspunktbestimmung am Synchrotron BoDo*. Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, Univerität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit, Juli 1996
- [EPA90] *Proceedings of the 2nd European Particle Accelerator Conference EPAC90* 1990
- [EPA96] *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference EPAC96* 1996
- [EPA98] *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference EPAC98* 1998
- [EPA00] *Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference EPAC2000* 2000
- [EPA02] *Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference EPAC2000* 2002

- [EPA04] *Proceedings of the 9th European Particle Accelerator Conference EPAC2004* 2004
- [EPA06] *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference EPAC2006* 2006
- [ESL04] *Workshop Proceedings from the 12th Annual Workshop on European Synchrotron Light Sources (ESLS)* 2004
- [HD⁺02] HODGEKINSON, C.L. ; DYKES, D.M. [u. a.] : Mechanical and Thermal Layout of a 500 MHz HOM-Damped Cavity. In: EPAC02 (siehe [EPA02]),
- [Hei00] HEINE, Robert: *Untersuchung der longitudinalen Strahldynamik am Speicherring Delta*. Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit, März 2000
- [HW03] HEINE, Robert ; WEIS, Thomas: Measurements of Coupled Bunch Instabilities Induced by a DORIS Type Accelerating Cavity in the Delta Storage Ring / DELTA. Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, 2003 (IR2003-007). – Internal Report
- [HW⁺04] HEINE, Robert ; WEIS, Thomas [u. a.] : Investigations of Cavity Induced Longitudinal Coupled Bunch Mode Instability Behaviour and Mechanisms. In: EPAC04 (siehe [EPA04]),
- [HW06] HEINE, Robert ; WEIS, Thomas: Measurement of beam spectra of the HOM-damped cavity / DELTA. Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, 2006 (IR2006-001). – Internal Report
- [Jac75] JACKSON, J.D.: *Classical Elektrodynamics*. 2. Auflage. Wiley & Sons, 1975
- [Jan94] JANKOWIAK, Andreas: *Kalibration der DELTA-Strahllagemonitore*. Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit, März 1994
- [Joh03] JOHNSON, Andrew: EPICS Home Page. <http://www.apsanl.gov/epics/>. 2003. – EPICS = Experimental Physics and Industrial Control System
- [Ket05] KETTLER, John: *Optimierung der Füllstruktur im Speicherring Delta*. Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit, 2005

- [Koh87] KOHAUPT, R.D.: *Dynamik der intensiven Teilchenstrahlen in Speicherringen, Vorlesung UniDO, SS1987*. Universität Dortmund, 1987
- [Kuc95] KUCHLING, HORST: *Taschenbuch der Physik*. 15. Auflage. Fachbuchverlag Leipzig-Köln, 1995
- [LP77] LEHNART, N. ; PETERSEN, H.: Ferrit-Dämpfungsantennen gegen parasitäre Cavity-Modes in den DORIS-Hohlraum-Resonatoren / DESY. 1977 (H2-77/12). – Forschungsbericht
- [MD96] MCINTOSH, P.A. ; DYKES, D.M.: Higher Order Mode induced Longitudinal Coupled Bunch Instabilities at the SRS. In: EPAC96 (siehe [EPA96]),
- [MD⁺06] MARHAUSER, F. ; DRESSLER, O. [u. a.] : Impedances in slotted-pipe kicker magnets. In: EPAC06 (siehe [EPA06]),
- [MM⁺01] MARHAUSER, F. ; MCINTOSH, P. [u. a.] : HOM Damped 500 MHz Cavity Design for 3rd Generation SR Sources. In: PAC01 (siehe [PAC01]),
- [MW⁺00] MARHAUSER, F. ; WEIHRETER, E. [u. a.] : Numerical Simulations of a HOM Damped Cavity. In: EPAC00 (siehe [EPA00]),
- [MW⁺03] MARHAUSER, F. ; WEIHRETER, E. [u. a.] : Impedance Measurements of a HOM-Damped Low Power Model Cavity. In: PAC03 (siehe [PAC03]),
- [MW04] MARHAUSER, F. ; WEIHRETER, E.: First Tests of a HOM-Damped High Power 500MHz Cavity. In: EPAC04 (siehe [EPA04]),
- [MWY02] MARHAUSER, F. ; WEIHRETER, E. ; YANG, C.C.: Ipedance Measurements of a HOM-Damped Low Power Prototype Cavity For 3rd Generation SR Sources. In: EPAC02 (siehe [EPA02]),
- [NJ97] NAUMANN, O. ; JACOB, J.: Fractal filling induced landau damping of longitudinal instabilities at the ESRF. In: PAC97 (siehe [PAC97]),
- [Ous97] OUSTERHOUT, John K.: *Tcl und TK*. 3. Auflage. Addison-Wesley, 1997
- [PAC97] *Proceedings of the 17th Particle Accelerator Conference PAC97* 1997
- [PAC01] *Proceedings of the 19th Particle Accelerator Conference PAC2001* 2001
- [PAC03] *Proceedings of the 20th Particle Accelerator Conference PAC2003* 2003
- [PF⁺98] PASOTTI, C. ; FABRIS, A. [u. a.] : Coupled bunch modes measurement system at ELETTRA. In: EPAC98 (siehe [EPA98]),

- [Pra01] PRABHAKAR, S.: *New Diagnostics and Cures for Coupled-Bunch Instabilities*, Stanford University, Department of applied physics, SLAC-R-554, 2001
- [Rau00] RAUSCHER, CHRISTOPHER: *Grundlagen der Spektrumanalyse*. Mühlendorfstraße 15 81671 München : Rhode & Schwarz, 2000
- [Roo90] ROOB, Martin: *Einfluß von Instabilitäten auf die Strahldynamik am Speicherring Delta*. Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit, Jan 1990
- [Roy99] ROY, TANJA: *Optimierung des DELTA-Speicherrings für den Betrieb des supraleitenden Wigglermagneten*. Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2, 44221 Dortmund, Universität Dortmund, Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit, März 1999
- [Sch78] SCHRÖDER, Heinrich: *Elektrische Nachrichtentechnik 1a*. Hüthig und Pflaum Verlag, 1978
- [Sch04] SCHMIDT, G.: Status of the DELTA Machine Operation. In: ESLS04 (siehe [ESL04]),
- [SFP96a] SVANDRLIK, M. ; FABRIS, A. ; PASOTTI, C.: Improved methods of measuring and curing multibunch instabilities in ELETTRA. In: EPAC96 (siehe [EPA96]),
- [SFP96b] SVANDRLIK, M. ; FABRIS, A. ; PASOTTI, C.: Simulations and measurement of higher order modes of the ELETTRA rf-cavities in view of coupled bunch instability compensation by temperature tuning. In: EPAC96 (siehe [EPA96]),
- [SW⁺96a] SCHÖNFELD, F. ; WEIHRETER, E. [u. a.] : A Cavity with Circular Waveguides for HOM Damping. In: EPAC96 (siehe [EPA96]),
- [SW⁺96b] SCHÖNFELD, F. ; WEIHRETER, E. [u. a.] : Layout of a Broadband Circular Waveguide to Coaxial Transition. In: EPAC96 (siehe [EPA96]),
- [WB⁺96] WRULICH, A. ; BOCCHETTA, C.J. [u. a.] : Observation of coupled bunch instabilities in ELETTRA. In: EPAC96 (siehe [EPA96]),
- [Wie99] WIEDEMANN, Helmut: *Particle Accelerator Physics 2*. 2. Auflage. Springer Verlag, 1999
- [Wil96] WILLE, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2.Auflage. Teubner Verlag, 1996

- [WK⁺98] WEIHRETER, E. ; KÜCHLER, S. [u. a.] : Optimization and Experimental Characterization of a Broadband Circular Waveguide to Coaxial Transition. In: EPAC98 (siehe [EPA98]),
- [YMW⁺02] YANG, C.C. ; MARHAUSER, F. ; WEIHRETER, E. [u. a.] : HFSS Simulation of Fundamental Mode Evanescent Fields In A HOM Damping Waveguide And Comparison With Measurements. In: EPAC02 (siehe [EPA02]),
- [Zim03] ZIMOCH, Dirk. Homepage of the DELTA Control System. <http://athene.delta.uni-dortmund.de/controls/>. 2003