

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA

von
Michael Gentner

Various complementary experimental approaches are possible to study hadron physics, all of which require dedicated accelerator facilities. One approach, known as the ELFE@DESY project, makes use of a continuous electron beam with an energy of 15 to 25 GeV, a current of at least $30 \mu\text{A}$ and very small emittance, for fixed target experiments. The formation of such a beam by stretching a pulsed LINAC beam with the help of the HERA electron ring has been studied. At lower beam energies and currents this concept is already being used at the ELSA facility of Bonn University. Here the extraction process has been studied intensively and has been compared with measurements. Another approach to study hadron physics is the use of an electron - ion collider. To achieve high integrated luminosities cooling of the ion beam is necessary, especially in the case of heavy ions. For HERA high energy beam cooling with the help of an electron storage ring has been studied.

Post address:
Nussallee 12
53115 Bonn
Germany



BONN-IR-99-01
Bonn University
February 1999
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der
Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY
und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA**

von
Michael Gentner

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 29. Januar 1999
Referent: Prof. Dr. D. Husmann
Korreferent: Prof. Dr. W. Schulle

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Die Beschleunigeranlage ELSA	2
1.2	Die Beschleunigeranlagen am DESY	3
2	ELFE@DESY	5
2.1	Das Projekt	5
2.2	Extraktionsmethode	6
2.3	Wahl der Strahloptik für Extraktion	12
2.4	Simulationsrechnungen	14
2.5	Analytische Rechnungen zur Emittanz	22
2.6	Extraktionskanal	31
2.7	Zusammenfassung	39
3	ELSA	40
3.1	Die Extraktion aus ELSA	40
3.2	Untersuchung der externen Strahlparameter	41
3.3	Strahlstabilisierung	56
3.4	Anwendungen	59
3.5	Zusammenfassung	61
4	Strahlkühlung in HERA mit Elektronen	63
4.1	Einleitung	63
4.2	Kühlung von Schwerionen in HERA	64
4.3	Kühlerring	68
4.4	Elektronenkühlung der HERA-Protonen	78
4.5	Zusammenfassung	82
5	Zusammenfassung	83
A	Kurze Einführung in die Strahloptik	84
A.1	Beschleuniger-Koordinatensystem	84
A.2	Transversale Teilchenbewegung	85
A.3	Longitudinale Teilchenbewegung	86
A.4	Formelsammlung	87
B	Phasenraumkontur eines Septums	89
C	Kurzbeschreibung und Messungen zum ELSA-Injektionssystem	91
C.1	Einleitung	91
C.2	Injektionsbeule	92
C.3	Injektionsseptum MSI31	93
D	Die Extraktion aus dem ELSA Booster-Synchrotron	95
D.1	Extraktionsmethode	95
D.2	Septa	96

Kapitel 1

Einleitung

Ein wesentliches Ziel der derzeitigen physikalischen Grundlagenforschung ist die Entschlüsselung der Struktur der hadronischen Materie. Beispielsweise aus Experimenten der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung ist bekannt, daß sich hadronische Materie aus Quarks und Gluonen zusammensetzt. Bei hohen Energien sind diese Teilchen quasi-frei und ihr Verhalten läßt sich gut theoretisch beschreiben.

Bei niedrigeren Energien dominiert allerdings die Wechselwirkung der Quarks und Gluonen untereinander. Diese bewirkt, daß Quarks und Gluonen nicht frei auftreten können, sondern nur in farbneutralen Verbänden wie Mesonen und Baryonen; dieses Verhalten wird mit *Confinement* bezeichnet. Ziel der Forschung der Hadronenphysik ist ein theoretisches Verständnis des Confinements.

Experimentell kann man das Confinements auf verschiedene Weisen untersuchen. Im wesentlichen gibt es drei komplementäre Ansätze:

1. Untersuchung von Kernreaktionen bei hohen Energien, beispielsweise am Protonen-Collider LHC in CERN oder am Schwerionen-Collider RHIC in Brookhaven. In Kollisionen zwischen Ionen mit hoher Energie entsteht Quark-Gluon-Plasma, bei dem das Confinement aufgelöst ist.
2. Experimente mit Reaktionen von Elektronen auf feststehenden Targets. Durch die Verwendung von feststehenden Targets ergeben sich hohe Wechselwirkungsraten. Das ELFE-Projekt (*Electron Laboratory For Europe*) hat derartige Experimente zum Ziel.
3. Verwendung von Elektron-Schwerionen-Collidern bei hohem Impulsübertrag, beispielsweise HERA am DESY in Hamburg. Schwerionenstrahlen sind aufgrund ihrer hohen Quarkdichte für die Untersuchung hadronischer Materie besonders interessant.

Alle Ansätze stellen Herausforderungen für die verwendeten Beschleuniger dar. So liegt die Herausforderung beim Elektron-Schwerionen-Collider im Erreichen akzeptabler Luminositäten, welche nur durch Kühlen des Schwerionenstrahls zu erreichen sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Studien zu den beschleunigerphysikalischen Problemen der Projekte ELFE@DESY und des HERA-Schwerionencolliders durchgeführt.

Das Projekt ELFE@DESY ist eine Option im Rahmen eines Linear-Collider-Projekts am DESY, bei der mit HERA als Pulsstretcher ein kontinuierlicher externer Strahl für Hadronenphysik-Experimente an festen Targets erzeugt werden soll. Die theoretisch erreichbaren Strahlparameter wurden im Rahmen dieser Promotion ermittelt. Die Ergebnisse finden sich in Kapitel 2.

Da die vorgeschlagene Methode des Pulsstretchens bereits erfolgreich an der Bonner Beschleunigeranlage ELSA verwendet wird, wurde als Modell auch die Resonanzextraktion an ELSA genauer untersucht, um theoretische Vorhersagen mit Meßwerten zu vergleichen. Ein genaues Verständnis der Einflüsse von Extraktionsparametern auf den extrahierten Strahl ist notwendig zur Optimierung des Strahls für bestehende und neue Experimente an ELSA. In Kapitel 3 sind die Resultate dieser Studien zusammengefaßt.

Im Kapitel 4 schließlich wird die für einen HERA-Schwerionencollider notwendige Methode des Elektronenkühlens behandelt. Die in bestehenden Beschleunigern verwendete Elektronenkühler-Technologie kann aufgrund der deutlich höheren Strahlenergie nicht in HERA verwendet werden. Eine elegante Methode des Elektronenkühlens bei hohen Energien läge in der Verwendung eines Speicherrings. In dieser

Dissertation wird beschrieben, welche Strahlparameter mit diesem Speicherring erzielbar sind und was für eine Kühlwirkung daraus resultiert.

Im Anhang finden sich ergänzende Rechnungen, eine kurze Einführung in die Grundlagen der Strahl-optik und kurze Zusammenfassungen einiger weiterer kleiner Studien, die während der Promotionszeit durchgeführt wurden.

1.1 Die Beschleunigeranlage ELSA

Das Physikalische Institut der Universität Bonn kann auf eine langjährige Tradition in der Beschleunigerphysik zurückblicken. Das erste Synchrotron in Europa, das eine starke Fokussierung durch Magnete mit alternierenden Gradienten verwendete, wurde hier von Wolfgang Paul und seinen Mitarbeitern in den Jahren 1953 bis 1958 erbaut. Es lieferte eine Energie von 500 MeV und war bis 1984 in Betrieb. 1963 bis 1967 wurde ein 2.5 GeV-Synchrotron erbaut [Althoff68], das noch heute als Injektor für die 1987 in Betrieb genommene Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA verwendet wird [Husmann88] (Abbildung 1.1).

Neben der Erhöhung der maximalen Strahlenergie auf 3.5 GeV dient ELSA vor allem der Umwandlung des gepulsten Strahls des Synchrotrons in einen quasi-kontinuierlichen Strahl für Experimente der Mittelenergiephysik. Wegen der Zeit, die unter anderem für die Beschleunigung des Strahls verlorengeht, beträgt das Tastverhältnis des aus einem Synchrotron extrahierten Strahls günstigstenfalls wenige Prozent. Um das Tastverhältnis wesentlich zu erhöhen wird der gepulste Strahl des 2.5-GeV-Synchrotrons in die Stretcher-Anlage injiziert und solange langsam zum Experiment extrahiert, bis der nächste Puls des Synchrotrons zur Verfügung steht.

Alternativ ist es möglich, zuerst mehrere Pulse des Synchrotrons in ELSA zu sammeln (*akkumulieren*), um sie dann für eine längere Zeit langsam zu extrahieren. Dieser Betriebsmodus ist insbesondere dann von Vorteil, wenn man vor der Extraktion den Strahl noch auf eine höhere Energie beschleunigt. Dies verkleinert die Anzahl an Rampvorgängen pro Puls des Synchrotrons und erhöht damit das Tastverhältnis.

Für viele Experimente ist ein Strahl mit hohem Tastverhältnis vorteilhaft, insbesondere für Experimente, die Koinzidenzen zwischen Ereignissen in verschiedenen Detektoren nutzen. Die Rate an zufällig auftretenden Koinzidenzen wird durch ein hohes Tastverhältnis des Strahls minimiert. Beispielsweise profitieren Experimente, die ein sogenanntes *Tagging*-System verwenden, von einem hohen Tastverhältnis. Bei diesen Experimenten werden Reaktionen zwischen Bremsstrahlphotonen und Nukleonen untersucht. Die Energien der einzelnen Photonen sind jeweils dadurch bekannt, daß die Energien der Elektronen, die an einem Bremsstrahltarget die Photonen abgestrahlt haben, beispielsweise magnetspektrometrisch gemessen werden. Die Differenz der bekannten Eingangsenergie eines Elektrons und der Energie nach Passieren des Bremsstrahltargets ist die Energie des abgestrahlten Photons.

An ELSA verwenden zur Zeit die Experimente SAPHIR und ein Experiment zur Messung der GDH-Summenregel ein solches Tagging-System. Letzteres wird auch für die zukünftigen an ELSA geplanten Experimente mit dem Crystal-Barrel-Detektor weiterverwendet werden. Der Schwerpunkt bei diesen Experimenten der Mittelenergiephysik an ELSA bildet dabei die Nutzung polarisierter Elektronenstrahlen. Bei solchen Strahlen liegt eine kohärente Ausrichtung der Spin-Achsen der einzelnen Elektronen vor, so daß die Abhängigkeit der Wechselwirkungsquerschnitte von der Spin-Ausrichtung bestimmt werden kann. Diese polarisierten Elektronenstrahlen müssen in speziellen Quellen erzeugt werden, und während des Beschleunigungsvorgangs muß Depolarisation vermieden werden [Nakamura98].

Um den Strahl kontrolliert und mit einstellbaren Raten langsam extrahieren zu können, wird der horizontale Arbeitspunkt des Strahls in die Nähe einer drittelzahligen Resonanz geführt. Dabei vollführen die Teilchen in drei Umläufen ungefähr eine ganze Anzahl an horizontalen Schwingungen, so daß sich Feld-einflüsse mit dreizahliger Symmetrie, die von Sextupolmagneten erzeugt werden, kohärent aufsummieren und zu einem kontinuierlichen Anwachsen der Schwingungsamplitude führen. Eine besondere Eigenschaft von nichtlinearen Resonanzen dabei ist, daß es einen stabilen Kern gibt, der nicht angeregt wird. Die Größe dieses Kerns und damit die Rate an extrahierten Teilchen kann mit dem Arbeitspunkt-Abstand zur Resonanz kontrolliert werden.

Man kann die Maschine aufgrund ihrer Flexibilität auch derart einstellen, daß nahezu keine Teilchen verlorengehen. Damit erfüllt ELSA die Funktion eines Speicherrings, der als Synchrotronlichtquelle verwendet werden kann. Der gespeicherte Elektronenstrahl strahlt in den Ablenk-magneten kontinuierlich Photonen aus, mit Wellenlängen hauptsächlich im sichtbaren Bereich bis zum weichen Röntgenbereich.

Mit Synchrotronlicht werden an ELSA eine Reihe von Experimenten der Atom- und Molekülphysik sowie Anwendungen in der Mikrolithographie durchgeführt.

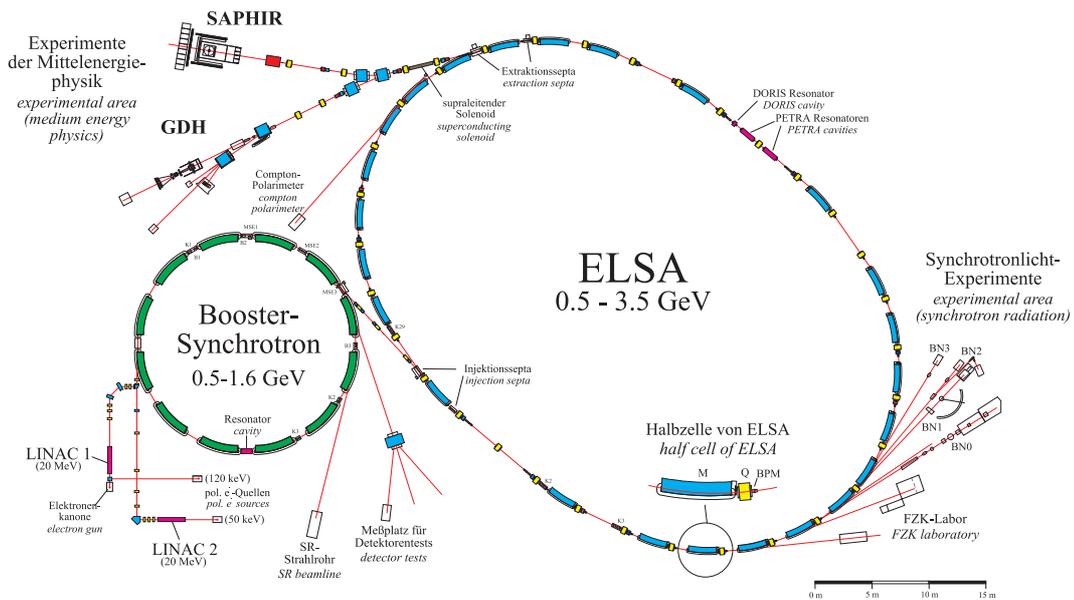


Abbildung 1.1: Beschleunigeranlage des Physikalischen Instituts der Universität Bonn

1.2 Die Beschleunigeranlagen am DESY

Die Großforschungseinrichtung DESY wurde im Jahre 1959 in Hamburg gegründet. Seither werden dort Forschung in Teilchenphysik mit Beschleunigern sowie Experimente mit Synchrotronstrahlung betrieben. Die Teilchenphysik-Experimente finden derzeit am Beschleuniger HERA statt, bei dem es sich um einen Elektronen/Positronen-Protonen-Collider handelt. Wahlweise Elektronen oder Positronen mit 27.5 GeV treffen dabei in zwei Wechselwirkungspunkten auf Protonen mit 820 GeV Energie.¹ An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich die Experimente H1 und ZEUS. Außerdem gibt es die Experimente HERMES, das Reaktionen des polarisierten Elektronenstrahls an einem Gastarget untersucht, und HERA-B, bei dem mit dem Protonenstrahl an einem Drahttarget B-Mesonen erzeugt werden, um CP-Verletzung zu untersuchen.

Die Experimente mit Synchrotronstrahlung finden im HASYLAB mit den Beschleunigern DORIS und PETRA statt. PETRA dient auch als Vorbeschleuniger für HERA. Die Beschleunigeranlagen sind in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt.

Für die längerfristige Zukunft der Forschungseinrichtung wird als nächstes großes Projekt ein sogenannter Linear-Collider angestrebt [LCCDR]. Dabei handelt es sich um einen Elektron-Positron-Collider mit Teilchenenergien von jeweils mindestens 250 GeV. Diese Energien können für Elektronen und Positronen nicht in Kreisbeschleunigern erreicht werden, da die Abstrahlung von Synchrotronlicht in den Bögen bei hohen Energien dermaßen stark wird (sie ist proportional E^4), daß sie nicht durch HF-Systeme nachgespeist werden kann.

Daher ist es für Energien von mehr als etwa 100 GeV nötig, lineare Beschleuniger, d.h. LINACs zu verwenden. Bei diesen werden die Teilchen in einem Durchgang beschleunigt. Am DESY konzentriert man sich auf das TESLA-Projekt, bei dem die Beschleunigung mit supraleitenden Resonatoren einer Frequenz von 1.3 GHz erzielt wird. Durch den hohen Wirkungsgrad der supraleitenden Technologie ist es beispielsweise möglich, vergleichsweise lange Teilchenpulse zu erzeugen.

Um das Großprojekt attraktiver zu machen, ist von vornherein vorgesehen, den LINAC auch für andere Experimentiereinrichtungen zu nutzen. So können die Elektronen und Positronen im Energiebereich von rund 10 bis 30 GeV zur Erzeugung äußerst intensiven Synchrotronlichts mit Hilfe von speziellen

¹Die Strahlenergie der Protonen wurde kürzlich auf über 900 GeV erhöht.

Undulator-Magneten genutzt werden. Im gleichen Energiebereich könnte der gepulste Elektronenstrahl in den existierenden HERA-Elektronenring injiziert werden, um ihn nach dem gleichen Prinzip wie an ELSA in einen quasi-kontinuierlichen Strahl umzuformen. Ein solcher kontinuierlicher Elektronenstrahl kann hervorragend für Experimente der Hadronenphysik genutzt werden. Dieses Projekt firmiert unter der Bezeichnung ELFE@DESY.

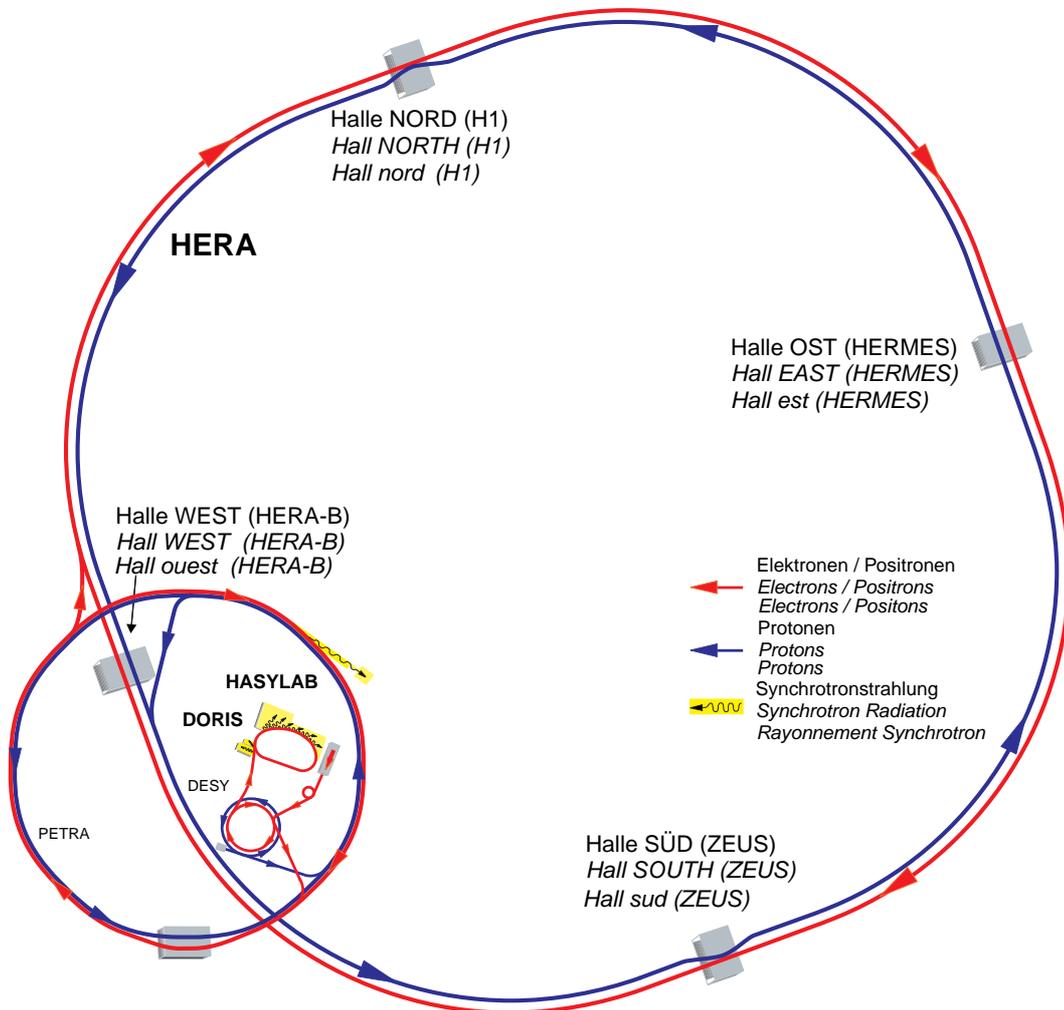


Abbildung 1.2: Beschleunigeranlagen von DESY Hamburg (Quelle: <http://www.desy.de>)

Kapitel 2

ELFE@DESY

2.1 Das Projekt

ELFE (*Electron Laboratory For Europe*) ist ein Projekt, bei dem ein kontinuierlicher Elektronenstrahl im Energiebereich von 15 bis 30 GeV für Hadronenphysik-Experimente zur Verfügung gestellt werden soll. Ein solcher Elektronenstrahl würde Experimente zur Untersuchung der Quark- und Gluonenstruktur der Materie durch exklusive und semi-inklusive Streuung an Kernen erlauben. Das Projekt wird von der europäischen Kernphysik-Kollaboration NuPECC unterstützt. Ausführliche Informationen über die Hadronenphysik-Experimente finden sich in [ELFEWorkshop].

Im Jahre 1993 wurde ein technisches Proposal [ELFE93] erarbeitet, in dem eine Maschine vorgestellt wurde, die einen solchen Strahl zur Verfügung stellen kann. Es handelt sich dabei um einen supraleitenden LINAC mit zwei Rezirkulationen, im Prinzip ähnlich der Anlage am Thomas Jefferson National Accelerator Laboratory, die Energien von z.Zt. 5 GeV bereitstellt. Die von ELFE angestrebten Strahlparameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Aufgrund der hohen Baukosten der Anlage wurde eine Verwirklichung nie in Angriff genommen. Im Jahre 1995 wurde eine Alternative vorgeschlagen [Brinkmann95], nämlich einen Elektronenstrahl mit für ELFE geeigneten Parametern durch Stretchen eines gepulsten LINAC-Strahls mit Hilfe von HERA zu erzeugen. Dies ist im Rahmen eines für DESY vorgeschlagenen Linear Colliders möglich, der in der ersten Aufbaustufe Strahlenergien von 250 GeV erzeugen soll [LCCDR]. In Abbildung 2.1 ist die Integration dieses ELFE@DESY genannten Projekts in die Collider-Anlage skizziert.

Man würde für ELFE@DESY Strahlpulse bei rund 10% der Endenergie aus dem LINAC auskoppeln, in den HERA-Elektronenring injizieren und von dort gleichmäßig langsam zu den Experimenten hin extrahieren, bis der nächste Puls vorhanden ist. Der HERA-Elektronenring wurde für 30 GeV konzipiert, so daß er sich als Pulsstretcher für ELFE@DESY anbietet. Dieses Prinzip des Pulsstretchens wurde bereits erfolgreich bei Elektronenstrahlen niedriger Energie angewandt, nämlich am Sendai-Ring bei einer Strahlenergie von 0.15 GeV [Tamae82], an EROS (*Electron Ring Of Saskatchewan*) bei einer Strahlenergie von 0.3 GeV [Dallin90], am KSR (*Kyoto Storage Ring*) bei Energien bis 0.3 GeV [Noda97], am MIT-Bates South Hall Ring bei Energien bis 1 GeV [Jacobs97], am AmPS (*Amsterdam Pulse Stretcher*) ebenfalls bei Energien bis 1 GeV [Wu91], am PSR-2000 (*Pulse Stretcher Ring Kharkov*) bei Energien bis 3 GeV [Gladkikh92], und an ELSA bei Energien bis 3.5 GeV. Auch an einer Vielzahl Hadronenmaschinen wird das Verfahren für unterschiedlichste Extraktionszeiten angewandt.

Energie	$15 \leq E \leq 30$ GeV
Intensität	≤ 50 μ A bei 15 GeV
Tastverhältnis	100 %
$\Delta E/E$ (FWHM)	$3 \cdot 10^{-4}$ bei 15 GeV
$\Delta E/E$ (FWHM)	$1 \cdot 10^{-3}$ bei 30 GeV
ε_x/π (95 % der Teilchen)	≤ 10 nm rad bei 15 GeV
ε_x/π (95 % der Teilchen)	≤ 300 nm rad bei 30 GeV

Tabelle 2.1: Parameter des originalen ELFE-Projekts

(beispielsweise am KEK [Shoji95]). Die Separatrix hat bei der drittelzahligen Resonanz die Form eines Dreiecks, während bei der halbzahligen Resonanz die Separatrix aus zwei geschwungenen Linien besteht (Abbildung 2.2).

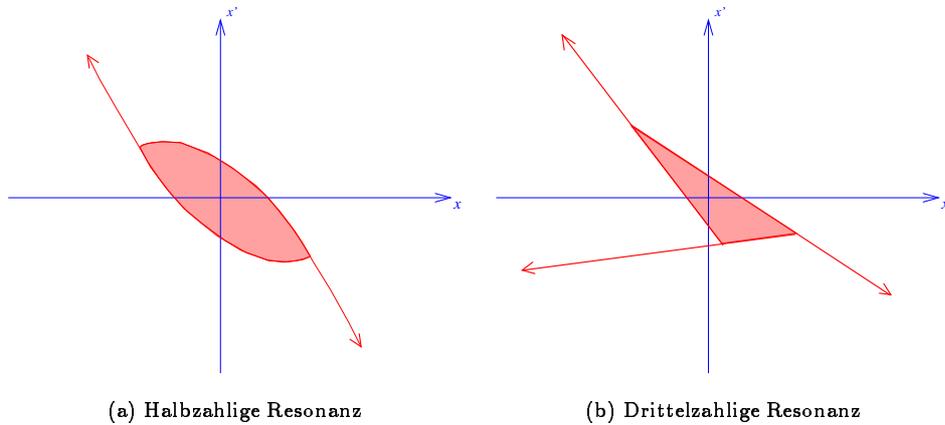


Abbildung 2.2: Separatrizen verschiedener Resonanzen

Beide Resonanztypen haben gemeinsam, daß Teilchen, die beispielsweise durch einen Diffusions-Mechanismus vom stabilen in den instabilen Bereich gelangen, im Phasenraum zuerst entlang der Separatrixkante zu einer Ecke der Separatrix wandern und von dort ausgehend bestimmten Linien folgen, den Separatrixästen, die Fortsetzungen der Separatrixkanten sind. Im Falle der drittelzahligen Resonanz sind diese Separatrixäste (in guter Näherung) Geraden, während sie bei der halbzahligen Resonanz geschwungene Linien sind.

Aufgrund der geringeren Stärke der drittelzahligen Resonanz ist sie einfacher zu kontrollieren als die halbzahlige Resonanz und weniger anfällig gegen Feldfehler. Im Falle von ELFE@DESY spricht nichts gegen die Verwendung der drittelzahligen Resonanz, so daß sich die weiteren Extraktionsstudien auf diesen Resonanztyp konzentrieren.

Als nächstes ist zu bestimmen, mit welchem Mechanismus dafür gesorgt wird, daß mit konstanter Rate Teilchen vom stabilen in den instabilen Phasenraumbereich wechseln. Zum einen können die Teilchen durch Diffusion selbständig die Separatrix kreuzen, zum anderen kann man die Separatrix durch Verschieben des Arbeitspunktes oder Verändern der Sextupolstärken direkt beeinflussen.

In Elektronenmaschinen diffundieren die Teilchen im Phasenraum durch die Synchrotronlichtabstrahlung, und die Diffusion ist damit im Prinzip vorgegeben (in Ionenmaschinen kann die Diffusion mit künstlichen Rauschgeneratoren gezielt gesteuert werden). Die Strahlungsdämpfungszeit τ_x ist dabei ein Maß für die Diffusionsgeschwindigkeit. Mit konstant gehaltener Separatrix ist die Rate der durch Diffusion instabil werdenden und damit extrahierten Teilchen proportional der Teilchen innerhalb der Separatrix, d.h. der extrahierte Strom nimmt exponentiell ab. Da ein konstanter extrahierter Strom gewünscht ist, ist ein Verkleinern der Separatrix während eines Extraktionszyklusses auf jeden Fall notwendig. Dies geschieht am einfachsten durch Bewegen des Arbeitspunktes in Richtung des resonanten Arbeitspunktes mit Hilfe von zusätzlichen Quadrupolen in der Maschine.

Es besteht prinzipiell noch eine andere Möglichkeit, nämlich die Ausnutzung von Kopplung der horizontalen Teilchenbewegung an die longitudinale Bewegung durch die Chromatizität ($\Delta Q = \xi_x \cdot \Delta p/p$). Wenn man beispielsweise den Arbeitspunkt Q_0 unterhalb des resonanten Arbeitspunktes Q_{res} und negative Chromatizität wählt, „befinden“ sich Teilchen mit negativer Energieabweichung näher an der Resonanz, d.h. der individuelle phasenstabile Bereich dieser Teilchen ist kleiner und die Chance, daß die Teilchen damit instabil sind, größer.

Es besteht die Möglichkeit, Teilchen durch Manipulation der longitudinalen Separatrix (z.B. durch Phasenverschiebung der HF) longitudinal instabil zu machen. Longitudinal instabile Teilchen verlieren laufend Energie, da der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung nicht mehr ausreichend in den HF-Sektionen kompensiert wird. Durch die negative Chromatizität steigt dabei der jeweils individuelle Arbeitspunkt dieser Teilchen, so daß deren phasenstabiler Bereich schrumpft und die Teilchen irgendwann auch radial

instabil werden und damit extrahiert werden können. Wann dies der Fall ist, hängt natürlich auch von der jeweiligen horizontalen Bewegungsamplitude der Teilchen ab.

Damit entfällt die direkte Manipulation der Separatrix, und wenn man nur den radialen Phasenraum betrachtet, sieht es so aus, als würden zufällig verteilt Teilchen aus dem stabilen Phasenraumbereich extrahiert werden. Genauer betrachtet verlagert sich aber nur die notwendige Kontrolle der Extraktionsrate von der radialen in die longitudinale Richtung.

Im Falle von ELFE@DESY ergibt sich allerdings auch das Problem, daß longitudinal instabile Teilchen aufgrund der hohen Strahlenergie sehr schnell Energie verlieren und damit auch bei relativ geringer Chromatizität der Arbeitspunkt schnell wandert. Damit fällt ein solches Teilchen schnell in die Resonanz. Es dauert allerdings eine Anzahl von Umläufen, bis sich durch die Resonanz genügend radiale Amplitude zur Extraktion aufgebaut hat. Da das Arbeitspunkt wandern durch den Energieverlust aber fortläuft, besteht die Gefahr, daß das Teilchen die Resonanz wieder verläßt, bevor es extrahiert werden konnte. In diesem Fall geht das Teilchen zu einem späteren Zeitpunkt unkontrolliert verloren. Daher ist im Falle von HERA die direkte Methode der Extraktion über den radialen Phasenraum vorteilhafter und einfacher zu kontrollieren.

Nach der Wahl der Extraktionsmethode kann man die genauen Extraktionsparameter festlegen, mit denen beispielsweise Lage und Form der Separatrix am Ort des Extraktionsseptums definiert werden. Zu diesem Zweck ist es notwendig, die Eigenschaften der drittelzahligen Resonanzextraktion quantitativ zu behandeln. Die drittelzahlige Resonanz kann analytisch behandelt werden, was im folgenden Abschnitt skizziert wird. Für detaillierte Untersuchungen wird die Theorie allerdings kompliziert und damit unhandlich, so daß man anhand der analytischen Formeln eine erste Parameterwahl trifft und dann mit Simulationsrechnungen die Eigenschaften des extrahierten Strahls genauer untersucht.

2.2.1 Theorie der drittelzahligen Resonanzextraktion

Der Mechanismus der drittelzahligen Resonanzextraktion soll hier nicht in aller Breite mathematisch behandelt werden, da die Rechnungen allgemein bekannt sind. Da sich aber einige darauf aufbauende, weiterführende Berechnungen anschließen, seien hier die Rechnungen kurz skizziert. Eine ausführlichere Behandlung findet sich z.B. in [Neckenig93].

Wie oben schon erwähnt, teilt sich der radiale Phasenraum in der Nähe einer drittelzahligen Resonanz in einen stabilen und einen instabilen Bereich. Die Grenze zwischen diesen Bereichen, die Separatrix, hat die Gestalt eines Dreiecks. Die Trajektorien im stabilen Phasenraumbereich sind in sich geschlossene, deformierte Ellipsen, während sie im instabilen Bereich entlang den Verlängerungen der Dreiecksseiten, den Separatrixästen, auslaufen (Abbildung 2.3). Die Ecken des Dreiecks werden auch als *Fixpunkte* bezeichnet, da sich diese Punkte in drei Umläufen auf sich selbst abbilden.

Der Betatronamplitude von Teilchen, die sich entlang der auslaufenden Äste bewegen, wächst von Umlauf zu Umlauf selbst sprunghaft an. Der Wert dieses Amplitudenwachses pro Umlauf am Septum, der Pitch genannt wird, bestimmt die Breite des extrahierten Strahls am Septum. Die Divergenz hängt hingegen von verschiedenen anderen Faktoren ab.

Die analytische Behandlung der Teilchenbewegung nahe einer drittelzahligen Resonanz geht von der linearen Hamilton'schen Bewegungsgleichung aus, die um das Sextupolpotential erweitert wird. Die zwei wichtigsten Resultate der Rechnung sind die Lage der drei Fixpunkte und die Teilchenschrittweite am Septum.

Hamilton'sche Bewegungsgleichung

In (x, x') -Koordinaten (siehe Anhang A) lautet die nichtkoppelnde Komponente des Sextupolpotentials (also unter Vernachlässigung der vertikalen Bewegung der Teilchen)

$$V = -\frac{1}{6}mx^3 \quad . \quad (2.1)$$

Die lineare Bewegungsgleichung wird auf ein Koordinatensystem transformiert, in dem die Bewegung durch Kreise im Phasenraum beschrieben wird (auch *normalisierter* Phasenraum genannt). Es werden

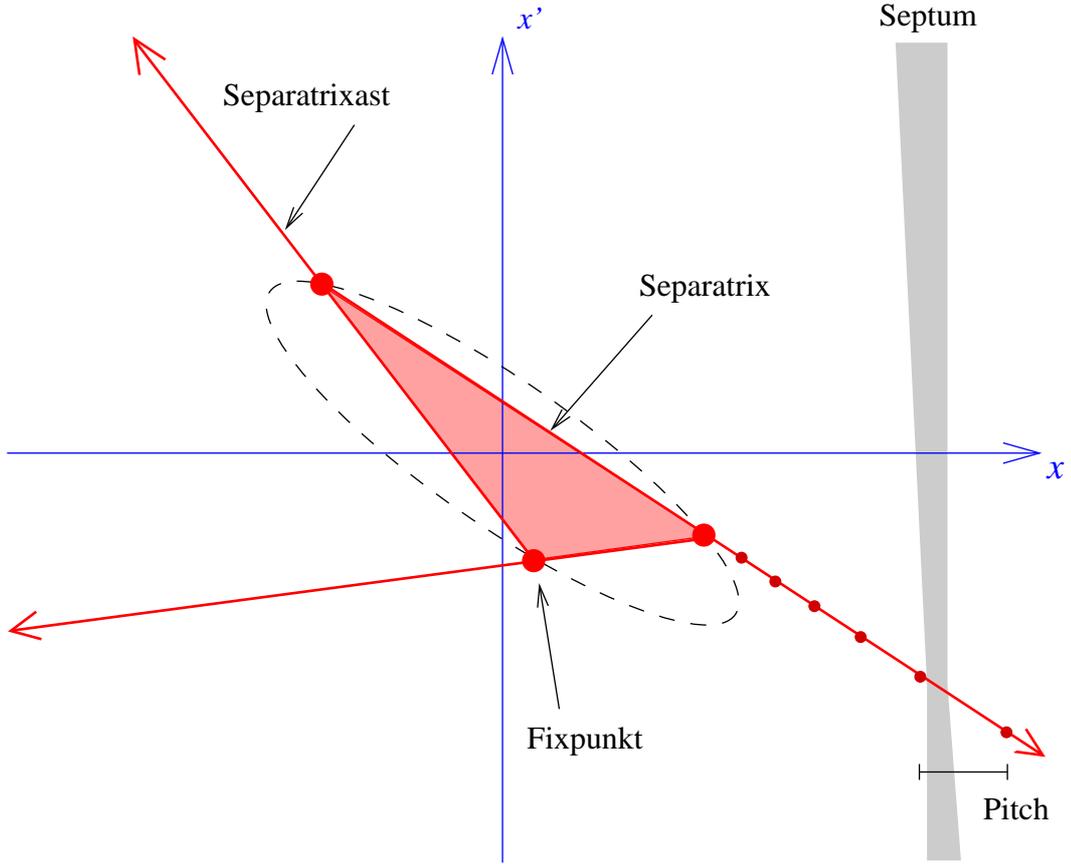


Abbildung 2.3: Schematische Skizze des Phasenraums nahe einer drittelzahligen Resonanz

sogenannte *action-angle*-Variablen (J, ψ) eingeführt und eine weitere Transformation in ein Koordinatensystem durchgeführt, in dem die ungestörte Hamiltonfunktion nicht s -abhängig ist. In diesem Koordinatensystem (J, χ) lautet das Sextupol-Störpotential

$$V = -\frac{\sqrt{2}^3}{6} \sqrt{J}^3 m \sqrt{\beta}^3 \left(\frac{1}{4} \cos 3\chi + \frac{3}{4} \cos \chi \right) \quad . \quad (2.2)$$

Danach bietet es sich an, das Sextupolpotential in seine Fourierkomponenten zu zerlegen, um im folgenden nur die Komponenten zu berücksichtigen, die die drittelzahlige Resonanz treiben:

$$V = -\frac{\sqrt{2}^3}{6} \sqrt{J}^3 \frac{C_m}{8} \cos 3\left(\psi(s) - \frac{s}{R} + \psi_0\right) \quad , \quad (2.3)$$

mit: $C_m = \sqrt{A_m^2 + B_m^2}$,

$\tan 3\psi_0 = -A_m/B_m$,

$A_m = \frac{2}{L} \int_0^L m(s) \sqrt{\beta(s)}^3 \cos 3\left(\phi(s) - \frac{\Delta Q}{R} s\right) ds$,

$B_m = \frac{2}{L} \int_0^L m(s) \sqrt{\beta(s)}^3 \sin 3\left(\phi(s) - \frac{\Delta Q}{R} s\right) ds$,

$R = L/2\pi$ mittlerer Maschinenradius und

$\Delta Q = Q - Q_{\text{res}}$ Arbeitspunkt Abstand vom resonanten Arbeitspunkt.

Dann wird durch eine Transformation, in der das Argument des Cosinus in Gleichung (2.3) durch 3ζ ersetzt wird, die durch dieses Sextupolpotential gestörte Hamiltonfunktion wieder s -unabhängig gemacht, die schließlich lautet:

$$H = \frac{\Delta Q}{R} J - \frac{\sqrt{2}^3}{6} \sqrt{J}^3 \frac{C_m}{8} \cos 3\zeta \quad . \quad (2.4)$$

Die Bewegungsgleichungen lauten damit:

$$\zeta' = \frac{\partial H}{\partial J} = \frac{\Delta Q}{R} - \frac{3}{2} \sqrt{J} \frac{\sqrt{2}^3 C_m}{6 \cdot 8} \cos 3\zeta \quad , \quad (2.5)$$

$$J' = -\frac{\partial H}{\partial \zeta} = -\frac{\sqrt{2}^3 C_m}{6 \cdot 8} \sqrt{J}^3 \sin 3\zeta \quad . \quad (2.6)$$

Fixpunkte

Für die Fixpunkte der Separatrix muß $J' = 0$, $\zeta' = 0$ und $J \neq 0$ gelten, woraus folgt:

$$\zeta = \left\{ 0, \frac{2\pi}{3}, \frac{4\pi}{3} \right\} \quad , \quad (2.7)$$

$$J = 128 \cdot \left(\frac{\Delta Q}{R \cdot C_m} \right)^2 \quad . \quad (2.8)$$

Durch Rücktransformation erhält man in (x, x') -Koordinaten:

$$x_i = \sqrt{2J\beta_{\text{sep}}} \cos \phi_i \quad , \quad (2.9)$$

$$x'_i = -\sqrt{2J/\beta_{\text{sep}}} (\alpha_{\text{sep}} \cos \phi_i + \sin \phi_i) \quad , \quad (2.10)$$

mit $\phi_i = \phi_{\text{sep}} - \frac{\Delta Q}{R} s_{\text{sep}} - \psi_0 + \frac{2\pi}{3}i$, $i = (0, 1, 2)$.

Die Fixpunkte liegen also auf einer Ellipse mit jeweils 120° Betatron-Phasenabstand. Mit der Kenntnis der Fixpunktkoordinaten kann die Lage der Separatrixäste berechnet werden. Zwei dieser drei Äste können das Septum im Phasenraum schneiden. Durch geeignete Wahl der Extraktionsparameter muß man erreichen, daß nur ein Separatrixast das Septum schneidet, da sich ansonsten die extrahierten Teilchen in zwei unterschiedlichen Phasenraumbereichen befinden können.

Der Separatrixast, der das Septum im Phasenraum schneidet, wird im folgenden *relevanter* Separatrixast genannt. Bei der Berechnung kann man in erster Näherung annehmen, daß die Separatrixäste Halbgeraden sind. Tatsächlich können die Separatrixäste aber leicht gekrümmt sein, wie Simulationsrechnungen zeigen. Die Krümmung der Separatrixäste beruht auf eine durch die Sextupole erzeugte Amplitudenabhängigkeit des Arbeitspunktes, d.h. die Größe ΔQ in den obigen Rechnungen ist amplitudenabhängig und ändert sich damit während des Extraktionsprozesses. Analytische Betrachtungen dazu finden sich in [Symon68] und [Simonian90].

Der relevante Separatrixast ist immer ungefähr in Richtung der Hauptachse der Strahlellipse ausgerichtet. Leichte Winkeländerungen lassen sich durch gezielt getrenntes Anregen der beiden Resonanzkomponenten A_m und B_m erreichen. Ein unverkipptes Dreieck als Separatrix erhält man, wenn die α -Funktion am Septum Null ist und der Phasenvorschub zwischen Extraktionssextupolen und Septum 30° modulo 120° beträgt.

Die x' -Koordinate des Schnittpunkts mit dem Septum ist der optimale Winkel, den das Septum zur Strahlachse einnehmen sollte. Dies minimiert die Verluste auf dem Septum aufgrund der longitudinalen Ausdehnung des Septums (siehe Anhang B).

Für viele Überlegungen reicht es aus, die Skalierung der Fixpunktkoordinaten als Funktion von Arbeitspunkt Abstand ΔQ und Extraktionssextupolstärke m zu kennen. Aus den obigen Formeln ergibt sich nämlich für eine Maschine mit nur einer resonanztreibenden Sextupolfamilie

$$(x_i, x'_i) \sim \frac{\Delta Q}{m} \quad . \quad (2.11)$$

Da die Größe des stabilen Phasenraumbereichs nur vom Verhältnis von Arbeitspunkt Abstand zur Resonanz und Sextupolstärke abhängt, kann der vorhandene Freiheitsgrad verwendet werden, die Teilchenschrittweite am Septum einzustellen.

Teilchenschrittweite am Septum

Um die Teilchenschrittweite am Septum zu berechnen, wird eine weitere Koordinatentransformation durchgeführt. Der Phasenraum wird dabei so gedreht, daß der relevante Separatrixast senkrecht zur neuen Koordinate X steht. Das wird erreicht durch Drehung um den Winkel ζ .

Die Hamiltonfunktion lautet dann

$$H = \frac{\Delta Q}{R}(X^2 + Y^2) - \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8}(X^3 - 3XY^2) \quad , \quad (2.12)$$

und die dazugehörigen Bewegungsgleichungen lauten

$$X' = \frac{\partial H}{\partial Y} = \left(2 \frac{\Delta Q}{R} + 6 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8} X \right) Y \quad , \quad (2.13)$$

$$Y' = -\frac{\partial H}{\partial X} = -2 \frac{\Delta Q}{R} X + 3 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8} (X^2 - Y^2) \quad . \quad (2.14)$$

Diese gekoppelten Differentialgleichungen lassen sich allgemein nur numerisch lösen. Für Teilchen, die auf dem relevanten Separatrixast auslaufen, gilt aber $X' = 0$, da das Koordinatensystem gerade entsprechend gedreht wurde. Daraus folgt $Y = 0$ oder

$$X = X_0 = -\frac{1}{3} \frac{\Delta Q}{R} \frac{6}{\sqrt{2}^3} \frac{8}{C_m} \quad . \quad (2.15)$$

Die Bewegung auf der Separatrix reduziert sich damit auf die Gleichung

$$Y' = \left(\frac{\Delta Q}{R} \right)^2 \frac{6}{\sqrt{2}^3} \frac{8}{C_m} - 3 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8} Y^2 \quad . \quad (2.16)$$

Für den Fixpunkt bei (X_0, Y_0) gilt auch $Y' = 0$, woraus folgt

$$Y_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta Q}{R} \frac{6}{\sqrt{2}^3} \frac{8}{C_m} \quad , \quad (2.17)$$

und die Bewegungsgleichung kann geschrieben werden als

$$Y' = -3 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8} (Y^2 - Y_0^2) \quad . \quad (2.18)$$

In [Neckenig93] wird nun die Teilchenschrittweite am Septum unter der linearen Näherung $Y' = \text{const.}$ berechnet. Eine exakte Berechnung ist aber möglich, indem die Bewegungsgleichung explizit gelöst wird. Die Lösung von (2.18) lautet

$$Y(s) = \sqrt{k_{s1}/k_{s2}} \tanh [\sqrt{k_{s1}k_{s2}} s + \arctanh (\sqrt{k_{s2}/k_{s1}} Y(0))] \quad (2.19)$$

mit $k_{s1} = \left(\frac{\Delta Q}{R} \right)^2 \frac{6}{\sqrt{2}^3} \frac{8}{C_m}$ und $k_{s2} = 3 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8}$.

Man berechnet also zuerst den Schnittpunkt des relevanten Separatrixastes mit dem Septum und transformiert die Koordinaten des Schnittpunkts in das (X, Y) -Koordinatensystem: $(X_0, Y(0))$. Danach berechnet man die Koordinaten nach drei Umläufen $(X_0, Y(3L))$, transformiert zurück und bildet die Differenz:

$$\text{pitch} = x(3L) - x(0) = x(3L) - x_{\text{sep}} \quad . \quad (2.20)$$

Es ist allerdings wenig sinnvoll, die komplette Formel für die Teilchenschrittweite anzugeben, da Einsetzen der Formeln ineinander für die oben beschriebenen Schritte eine sehr unübersichtliche Gesamtformel ergeben. Die angegebene Berechnungsvorschrift soll daher genügen.

Arbeitspunktrampe

Bei einer konstanten Separatrix gelangen die Teilchen ausschließlich durch diffusive Prozesse vom stabilen in den instabilen Phasenraumbereich. Im Elektronenspeicherring wird Diffusion durch die Emission von Synchrotronlicht verursacht. Eine weitere Ursache ist das sogenannte Intrabeam-Scattering, welches die Streuung der Strahlteilchen miteinander ist. Wenn nur geringe Diffusion durch diese natürlichen Ursachen vorhanden ist, kann mit künstlichen Rauschgeneratoren, die über Kicker bzw. HF-Resonatoren auf den Strahl wirken, die Diffusion gezielt gesteuert werden. Dies wird *stochastische* Extraktion genannt, oder auch *ultralangsame* Extraktion, da die erzielbaren Diffusionsraten vergleichsweise gering sind. Sie wird in einigen Protonen- bzw. Antiprotonen-Speicherringen verwendet.

Im Elektronenspeicherring ist für gewöhnlich die Synchrotronstrahlung die dominierende Diffusionsursache. Die Diffusionsrate der Synchrotronstrahlung ist unabhängig von der Teilchenzahl oder -dichte, so daß die Wahrscheinlichkeit, extrahiert zu werden, für alle Teilchen gleich und unabhängig voneinander ist. Die Rate der extrahierten Teilchen ist daher proportional der Teilchendichte im stabilen Phasenraumbereich; der extrahierte Strom nimmt also exponentiell ab. Für einen konstanten extrahierten Strom muß die Separatrix während eines Extraktionszyklusses verkleinert werden. Dies geschieht beispielsweise mit einer Arbeitspunktrampe in Richtung der Resonanz. Die Lage der Fixpunkte der Separatrix skaliert dabei gemäß Gleichung (2.11).

Aufgrund der Verschiebung der Fixpunkte wird allerdings auch der relevante Separatrixast parallelverschoben. Dies äußert sich zum einen darin, daß die x' -Koordinate des Schnittpunkts mit dem Septum wandert. Die Verschiebung ist dabei proportional zur Arbeitspunktverschiebung durch die Rampe. Diese Winkeldrift kann beispielsweise durch das Septum selbst ausgeglichen werden, indem der Kickwinkel des Septums genau entgegengesetzt der x' -Verschiebung des Separatrixastes gefahren wird. Ist ein Rampen des Septums aus technischen Gründen unvorteilhaft, kann die Winkelkorrektur auch durch einen kleinen Zusatzmagneten erfolgen.

Zum anderen vergrößert sich auch der Abstand von Fixpunkt zu Septum. Dadurch wird die Teilchenschrittweite am Septum vergrößert. Im Prinzip kann man die Veränderung der Teilchenschrittweite durch entgegengesetzt wirkendes Rampen der Extraktionssextupole kompensieren. Allerdings ist in der Praxis ein Rampen der Sextupole nachteilig: Da es nahezu unmöglich ist, den Strahl mittig durch alle Extraktionssextupole zu führen, wirken in diesen Sextupolen auch Dipol- und Quadrupolkomponenten auf den Strahl. Eine Rampe würde also auch Rückwirkung auf den Closed-Orbit und den Arbeitspunkt haben, und dies würde die Kontrolle des Extraktionsprozesses verkomplizieren.

Eine bessere Möglichkeit besteht darin, den Strahl am Septum während der Extraktion so zu verschieben, daß die Schrittweite am Septum konstant bleibt. Eine solche Verschiebung ist mit einer geschlossenen Orbitbeule, die mit Korrektormagneten erzeugt wird, realisierbar. Im Falle von ELFE@DESY beträgt die Variation der Schrittweite durch die Arbeitspunktrampe allerdings weniger als 5%, so daß eine Kompensation nicht nötig erscheint.

2.3 Wahl der Strahloptik für Extraktion

Die jetzigen Geraden in HERA sind für die Collider-Experimente H1 und ZEUS und die Fixed-Target-Experimente HERA-B und HERMES ausgerichtet. Für einen Umbau von HERA zum Stretcher müssen diese Geraden ersetzt werden. Zum Entwurf der neuen Optik hat es sich als zweckdienlich herausgestellt, die Geraden als erstes durch einfache FODO-Strukturen mit Dispersionsunterdrückung in den Übergängen zwischen Bögen und Geraden zu ersetzen.

Die Arbeitspunkte Q_x und Q_y sollten möglichst vernab von weiteren Resonanzen neben der zur Extraktion verwendeten drittelzahligen Resonanz plaziert werden. Dadurch werden nichtlineare und chromatische Einflüsse höherer Ordnung auf die Teilchenbewegung minimiert, die den Extraktionsprozeß komplizieren und letztlich die Emittanz des extrahierten Strahls erhöhen. Als günstig erwiesen sich $Q_x \approx 42.33$ und $Q_y \approx 47.40$.

Die lokale Strahloptik am Extraktionspunkt, d.h. dem Eingang des ersten Septums, ist so zu wählen, daß die Separatrix die gewünschte Form und Größe besitzt. Die Optik der HERA-Geraden ist in weiten Grenzen wählbar, so daß sie im Gegensatz zur Optik vieler kleinerer Beschleuniger vollständig auf die Formung der Extraktion ausgerichtet werden kann. Die Optik kann also derart gewählt werden, daß die Separatrix eine möglichst ideale Gestalt hat.

Die Separatrix-Fixpunkte liegen auf einer durch die lineare Strahloptik des Beschleunigers bestimmten Strahlellipse, deren Verkipfung (korrelierte Strahldivergenz) durch $-\alpha/\beta$ gegeben ist. Durch Wahl von $\alpha = 0$ erhält man also eine unverkippte Ellipse.

Um auch eine nicht verkippte Separatrix zu erhalten, muß man noch den Phasenvorschub zwischen Sextupolen und Septum so wählen, daß für einen der drei Fixpunkte $x = 0$ wird. Die anderen beiden Fixpunkte liegen dann symmetrisch und besitzen die gleiche x' -Koordinate, so daß der Separatrixast durch diese beiden Fixpunkte geradlinig ausläuft. Der dafür nötige Phasenabstand zwischen Sextupolen und Septum beträgt $\pm 30^\circ$ modulo 120° .

Die Größe des phasenstabilen Bereichs muß so gewählt werden, daß der gespeicherte Strahl im wesentlichen umschlossen wird und durch Diffusion pro Zeiteinheit genau so viel Teilchen den Innenraum der Separatrix verlassen wie gewünscht. Wie gezeigt ist die Größe des phasenstabilen Bereichs proportional dem Verhältnis aus Arbeitspunktabstand und Sextupolstärke.

Außerdem wird der Pitch am Septum durch die Strahloptik am Extraktionspunkt bestimmt, sowie durch die Septumposition. Man wird das Septum nicht zu nah am zirkulierenden Strahl plazieren, damit bei Strahllageschwankungen der Strahl nicht direkt auf das Septum treffen kann. Als Septumposition wurde 20 mm gewählt. Es ist auch sinnvoll, das Septum ringinnen zu plazieren, da die Experimentierhallen in dieser Richtung mehr Platz besitzen.

Die Emittanz des extrahierten Strahls ist proportional dem Pitch, den man daher klein wählen möchte. Andererseits sind die Strahlverluste am Septum ungefähr gleich dem Verhältnis aus Septumdicke zu Pitch, so daß man einen Kompromiß für die Größe des Pitches finden muß. Als Pitch wurde 4 mm festgelegt. Damit betragen die Verluste auf einem 50 μm dicken Septum 1.25%.

Des weiteren ist die Emittanz proportional der Winkelstreuung $\sigma_{x'}$ der extrahierten Teilchen. Da $\sigma_{x'}$ des gespeicherten Strahls umgekehrt proportional der β -Funktion ist, ist zu erwarten, daß $\sigma_{x'}$ der extrahierten Teilchen bei großer β -Funktion ebenfalls klein ist. Die Richtigkeit dieser Annahme ist allerdings nicht zwingend; die Berechnung von $\sigma_{x'}$ des extrahierten Strahls ist vergleichsweise kompliziert und in Abschnitt 2.5 dargestellt. Für das Septum wurde eine High- β -Insertion in die Gerade integriert, die am Septum die optischen Funktionen $\alpha = D = D' = 0$ und $\beta = 100 \text{ m}$ erzeugt. Die Strahloptik ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

Die Strahloptik an den Sextupolen ist weiter nicht entscheidend; die resonanztreibende Wirkung skaliert allerdings mit $\beta^{3/2}$, so daß man an den Sextupolen ebenfalls eine große β -Funktion bevorzugt. Die Strahloptiken in den vier Geraden wurde identisch gewählt, um die Sextupole wie das Septum in den High- β -Insertions zu plazieren. Dadurch resultiert auch eine vierzahlige Supersymmetrie, womit einige unerwünschte Resonanzen unterdrückt werden.

Die insgesamt resultierende Separatrix am Septum ist in Abbildung 2.5 dargestellt. In Tabelle 2.2 ist eine Auswahl wichtiger Maschinenparameter aufgelistet.

Ringlänge	$L = 6335.768 \text{ m}$	
Momentum-Compaction	$\alpha = 6.775 \cdot 10^{-4}$	
Arbeitspunkte	$Q_x = 42.335$ $Q_y = 47.402$	
Optische Funktionen	Extraktionsseptum	Maximum
	$\alpha_x = 0 \quad \beta_x = 100 \text{ m}$	$\beta_x = 100 \text{ m}$
	$\alpha_y = 0 \quad \beta_y = 15.1 \text{ m}$	$\beta_y = 58.5 \text{ m}$
	$D' = 0.0 \quad D = 0.0 \text{ m}$	$D = 1.1 \text{ m}$
Natürliche Chromatizität	$\xi_x = -49.697$	
	$\xi_y = -53.341$	
	15 GeV	25 GeV
Energieverlust pro Umlauf	$U_0 = 7.4 \text{ MeV}$	$U_0 = 57 \text{ MeV}$
Natürliche Emittanz	$\varepsilon_x/\pi = 12 \text{ nm rad}$	$\varepsilon_x/\pi = 32 \text{ nm rad}$
Natürliche Energiebreite	$\sigma_p/p = 5.1 \cdot 10^{-4}$	$\sigma_p/p = 8.6 \cdot 10^{-4}$
Dämpfungszeiten	$\tau_x = 93.3 \text{ ms}$	$\tau_x = 20 \text{ ms}$
	$\tau_y = 86 \text{ ms}$	$\tau_y = 19 \text{ ms}$
	$\tau_s = 41 \text{ ms}$	$\tau_s = 9 \text{ ms}$

Tabelle 2.2: Maschinenparameter

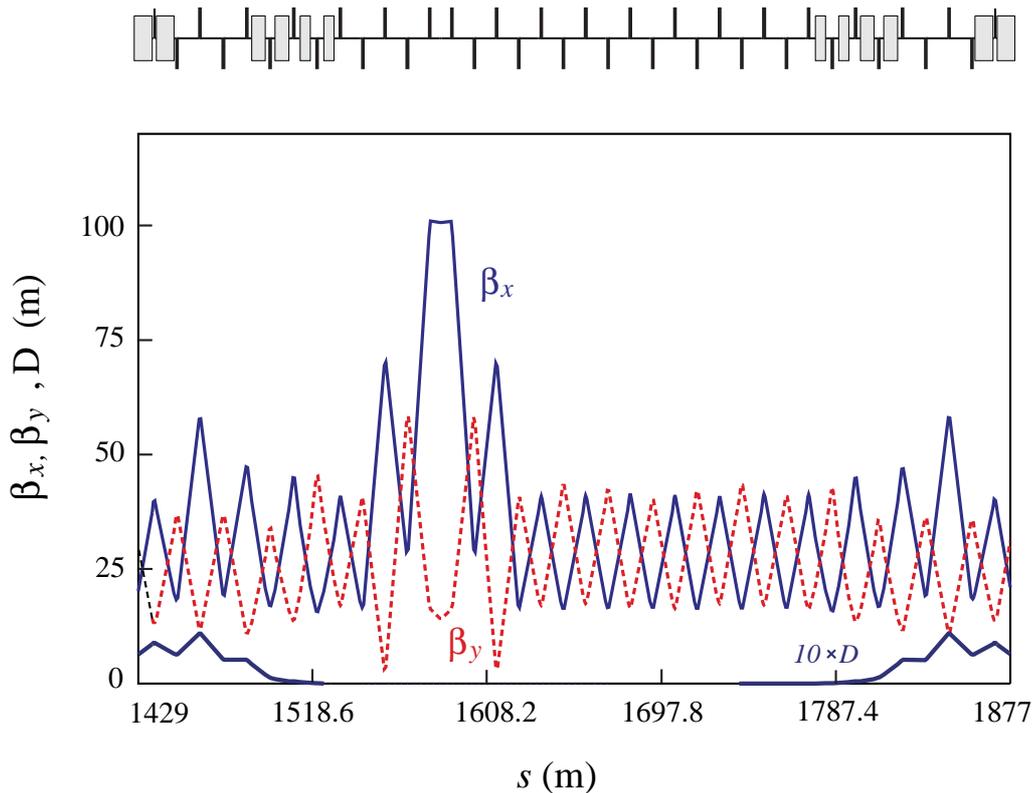


Abbildung 2.4: Strahloptik in den geraden Sektionen

2.4 Simulationsrechnungen

Zur Bestimmung der Parameter des extrahierten Strahls, allen voran der Emittanz, wurden mit dem Programm *MAD* [Grote95] Simulationsrechnungen der Teilchenbewegung im Beschleuniger, sogenannte Tracking-Rechnungen, durchgeführt. Dabei werden die Startwerte der Phasenraumkoordinaten eines Teilchenensembles vorgegeben, entsprechend der Teilchenverteilung unmittelbar nach Injektion. Die Auswirkungen der Beschleunigerelemente auf die Teilchenbewegung werden in *MAD* im sog. TRANSPORT-Formalismus bis zur 2. Ordnung berechnet.

In den Tracking-Rechnungen können nach jedem Umlauf Eigenschaften von Elementen verändert werden, so daß beispielsweise die Wirkung einer Quadrupolrampe zur Arbeitspunktverschiebung simuliert werden kann. Außerdem erlaubt *MAD* die Simulation der Synchrotronstrahlungseffekte, also Dämpfung und Anregung.

Wenn die Teilchenverteilung bei Injektion nicht der Gleichgewichtsverteilung des gespeicherten Strahls entspricht, kommt es innerhalb der Dämpfungszeit des Beschleunigers zu Umverteilungen in Richtung Gleichgewicht. Diese Umverteilung bewirkt natürlich auch eine Veränderung der Eigenschaften des extrahierten Strahls, so daß diese unerwünscht ist. Es ist also sinnvoll, den Strahl schon mit der Gleichgewichtsverteilung zu injizieren.

Für nicht zu große Teilchenablagen sind die Resultate realistisch, wengleich der TRANSPORT-Formalismus nicht symplektisch ist (man kann zeigen, daß eine exakte Berechnung symplektisch sein muß) und sich damit bei Rechnungen über viele Umläufe Fehler aufakkumulieren. In *MAD* steht auch ein symplektischer Formalismus zur Verfügung, der auf Lie-Algebren basiert, allerdings ein Vielfaches an Rechenzeit beansprucht. Die numerischen Fehler von nicht-symplektischen Rechnungen sind in Elektronenbeschleunigern klein gegen den die Teilchenbewegung verschmierenden, diffusiven Effekt der Synchrotronstrahlung, so daß in diesem Falle nicht-symplektisch gerechnet werden kann.

In einer Reihe von Simulationsläufen wurden die Eigenschaften des extrahierten Strahls in Abhängigkeit von Strahlenergie und Chromatizität systematisch untersucht. Daneben gab es Simulationen zur Unter-

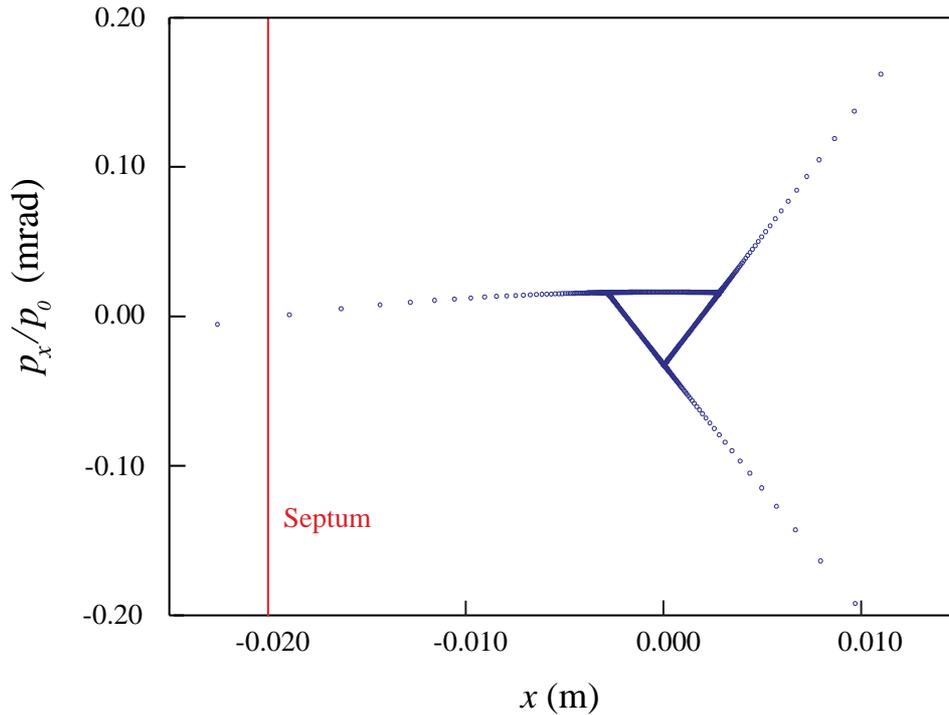


Abbildung 2.5: Separatrix am Septum

suchung der Auswirkungen von Maschinenfehlern, sowie eine Simulationsreihe zur Demonstration der Kontrollierbarkeit des extrahierten Stroms mit adaptiven Quadrupolrampen.

2.4.1 Parameter des extrahierten Strahls

In diesem Rahmen wird unter der Emittanz des extrahierten Strahls die kleinste Phasenraumfläche verstanden, die 90% der Teilchen umfaßt. Dabei werden die Dispersionkorrelationen (Korrelationen zwischen Energieabweichung und x bzw. x') abgezogen. In x -Richtung des Phasenraums liegt in etwa eine scharf begrenzte Rechteckverteilung vor (auf der einen Seite durch das Septum begrenzt, auf der anderen Seite durch den Pitch), während in x' -Richtung eine Gaußverteilung vorliegt. Die Emittanz ist proportional der Breiten dieser beiden Verteilungen, abzüglich Korrelationen. Die Breite der Verteilung in x -Richtung ist proportional dem Pitch, während die Verteilung in x' -Richtung verschiedene Ursachen hat, auf die im Laufe dieses Kapitels eingegangen wird.

In Tabelle 2.3 sind die in den Simulationen ermittelten wichtigsten Strahlparameter aufgelistet. Die Energiebreite steigt linear mit der Energie, während die Emittanz etwas schneller als quadratisch mit der Energie steigt. Ein Fit einer Funktion $a \cdot E^b$ ergibt als Exponenten für die Energieabhängigkeit $b \approx 2.35$. Da der Pitch von der Strahloptik bestimmt wird und nicht direkt energieabhängig ist, wird die Energieabhängigkeit der Emittanz ausschließlich durch ein Wachsen der Streuung in x' -Richtung erzeugt.

Mit einer linearen Arbeitspunktrampe in Richtung des resonanten Arbeitspunkts ergibt sich eine Extraktionseffizienz von mehr als 98% bei allen Energien, während das Tastverhältnis nach Gleichung 2.21 zwischen 65% und 80% liegt. Es läßt sich durch eine angepaßte Rampenform verbessern (siehe Abschnitt 2.4.2).

$$\text{Tastverhältnis} = \frac{(\int I(t)dt)^2}{T \cdot \int I^2(t)dt} \quad (2.21)$$

Die Emittanzwerte sind im Vergleich zur originalen ELFE-Maschine gut, allerdings sind die Energiebreiten größer (ein Faktor 4 bei 15 GeV und ein Faktor 2 bei 25 GeV). Im Prinzip kann mit Hilfe nichtverschwin-

Energie	Emittanz [90%]	Energiebreite [FWHM]
15 GeV	2.83 π nm rad \pm 4.3%	1.19 \cdot 10 ⁻³ \pm 4.3%
20 GeV	5.34 π nm rad \pm 3.8%	1.64 \cdot 10 ⁻³ \pm 3.8%
25 GeV	9.01 π nm rad \pm 3.7%	1.99 \cdot 10 ⁻³ \pm 3.7%
30 GeV	13.93 π nm rad \pm 3.5%	2.47 \cdot 10 ⁻³ \pm 3.5%

Tabelle 2.3: Parameter des extrahierten Strahls

dender Chromatizität in der Maschine die Energiebreite des extrahierten Strahls verkleinert werden. In Tabelle 2.4 sind die Simulationsergebnisse angegeben.

Chromatizität	Emittanz [90%]	Energiebreite [FWHM]
0	2.83 π nm rad \pm 4.3%	1.19 \cdot 10 ⁻³ \pm 4.3%
10	7.06 π nm rad \pm 4.8%	0.96 \cdot 10 ⁻³ \pm 4.8%
20	11.07 π nm rad \pm 5.8%	0.68 \cdot 10 ⁻³ \pm 5.8%
30	12.43 π nm rad \pm 6.9%	0.53 \cdot 10 ⁻³ \pm 6.9%

Tabelle 2.4: Einfluß der Chromatizität bei 15 GeV

Es ist erkennbar, daß der Gewinn in der Energiebreite gering ist, während die Emittanz deutlich wächst. Damit kann diese Methode nicht verwendet werden. Zur Reduktion der Energiebreite muß in der Strahlführung zum Experiment ein Energiekompressor eingebaut werden. Ein solcher Kompressor besteht aus einer magnetischen Schikane, in der eine Korrelation zwischen Energieabweichung des Teilchens und longitudinaler Position erzeugt wird, sowie einer HF-Sektion, in der eine von der longitudinalen Position abhängige Energiekompensation erfolgt. Im Prinzip kann auch ein Energiekompressor in HERA strahl-aufwärts vom Extraktionsseptum aufgebaut werden, zusammen mit einem symmetrisch angeordneten Antikompressor strahlabwärts des Septums, damit in HERA nur lokal die Energiebreite verkleinert wird.

Für eine systematische Untersuchung der emittanzbestimmenden, energieabhängigen Faktoren wurden vergleichende Simulationen mit verschiedenen Simulationsparametern durchgeführt. So läßt sich in *MAD* die Berechnung der Synchrotronstrahlungseffekte unterdrücken (Tabelle 2.5), oder man definiert bei Injektion ein Teilchenensemble ohne Energieabweichungen, wenn man die longitudinalen Einflüsse unterdrücken möchte (Tabelle 2.6). Es zeigt sich, daß im Falle von ELFE@DESY die Strahlungseffekte als Beitrag zur Winkelstreuung der extrahierten Teilchen dominieren. In Abschnitt 2.5 werden diese Effekte analytisch behandelt.

Energie	x' -Streuung mit Strahlung	x' -Streuung ohne Strahlung	Differenz
15 GeV	0.605 μ rad \pm 4.3%	0.221 μ rad \pm 3.9%	0.563 μ rad \pm 5.8%
20 GeV	1.151 μ rad \pm 3.8%	0.326 μ rad \pm 3.8%	1.104 μ rad \pm 5.4%
25 GeV	1.954 μ rad \pm 3.7%	0.482 μ rad \pm 3.7%	1.894 μ rad \pm 5.2%
30 GeV	2.854 μ rad \pm 3.5%	0.670 μ rad \pm 3.7%	2.774 μ rad \pm 5.1%

Tabelle 2.5: Einfluß der Strahlungseffekte

Energie	x' -Streuung mit long. Bewegung	x' -Streuung ohne long. Bewegung	Differenz
15 GeV	0.221 μ rad \pm 3.9%	0.101 μ rad \pm 4.0%	0.197 μ rad \pm 5.6%
20 GeV	0.326 μ rad \pm 3.8%	0.173 μ rad \pm 3.8%	0.276 μ rad \pm 5.4%
25 GeV	0.482 μ rad \pm 3.7%	0.283 μ rad \pm 3.8%	0.390 μ rad \pm 5.3%
30 GeV	0.670 μ rad \pm 3.7%	0.470 μ rad \pm 3.8%	0.477 μ rad \pm 5.3%

Tabelle 2.6: Einfluß der longitudinalen Bewegung

2.4.2 Adaptive Arbeitspunktrampe

In einer Simulationsreihe wurde demonstriert, daß an ELFE@DESY mit einer adaptiven Arbeitspunktrampe die Zeitstruktur des extrahierten Strahls verbessert werden kann. Ein solches Verfahren wird beispielsweise erfolgreich an ELSA angewendet. In den Simulationen wurde mit einer linearen Rampe gestartet und der zeitliche Verlauf der in das Septum gelangenden Teilchenzahl aufgenommen. Mit einem einfachen adaptiven Algorithmus, wie er an ELSA verwendet wird, wurde aus der ermittelten Zeitstruktur eine neue Rampe generiert und in der nächsten Simulation verwendet. Dabei ist das Grundprinzip des Algorithmus einfach: wenn zu einem Zeitpunkt zuviel Strom extrahiert wird, wird die Steigung der Rampe verkleinert und umgekehrt.

Nach einigen Iterationen wurde in den Simulationen das Tastverhältnis von rund 75% auf nahezu 90% verbessert (Abbildung 2.6). Da in den Simulationen dann die durch die begrenzte Teilchenzahl bedingten statistischen Fluktuationen dominieren, brachten weitere Iterationen keine Verbesserung.

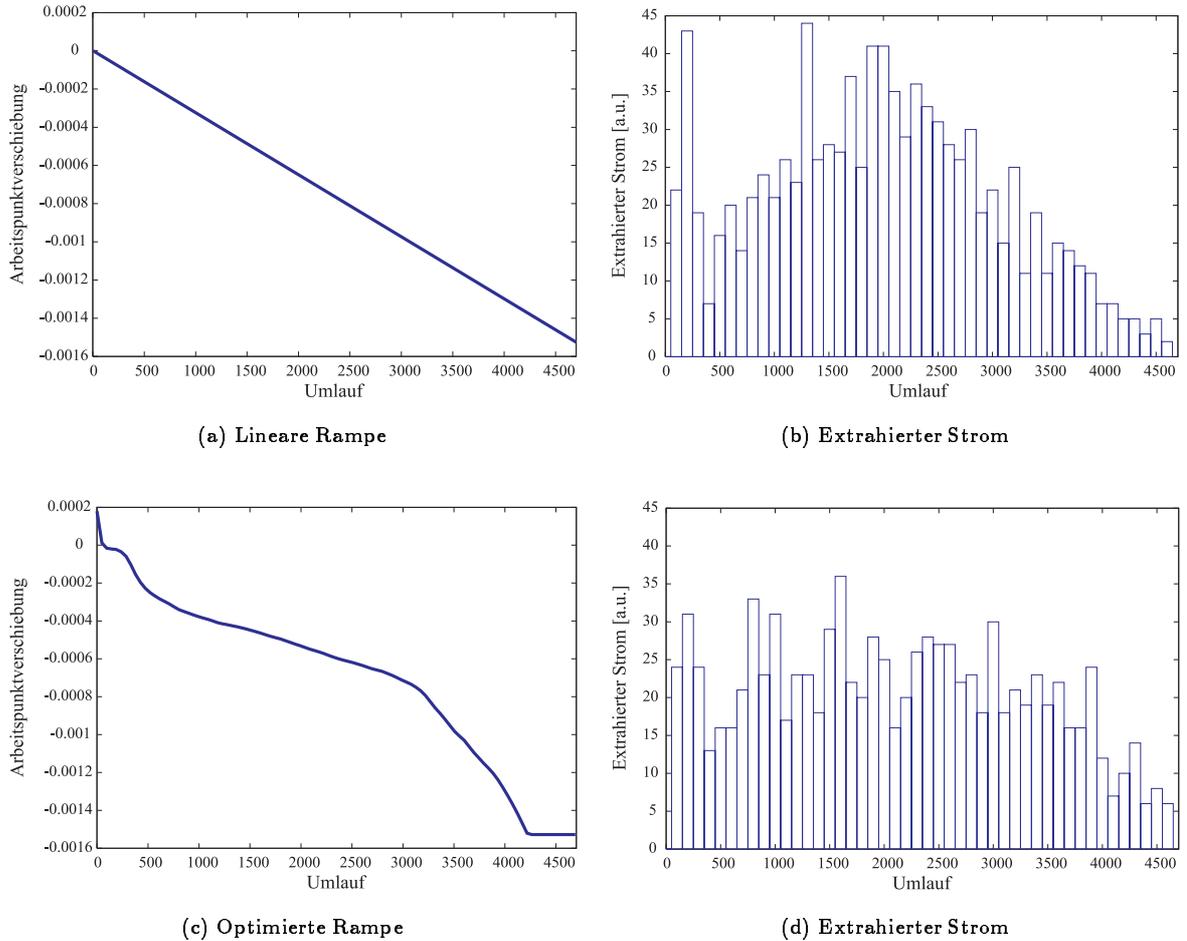


Abbildung 2.6: Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Stroms durch adaptive Quadrupolrampe

2.4.3 Quasi-statische Maschinenfehler

Quasi-statische Maschinenfehler sind translatorische und rotatorische Justagefehler der Magnete, sowie deren Feldfehler. Sie verursachen Verzerrungen der Maschinenoptik, zum Beispiel Closed-Orbit-Verschiebungen, Arbeitspunktverschiebungen und Kopplung zwischen den transversalen Richtungen.

Um den Einfluß der quasi-statischen Maschinenfehler auf die Parameter des extrahierten Strahls abzuschätzen, wurde eine kleine Simulationsreihe durchgeführt, in der jeweils verschiedene zufällige Maschinenfehler generiert wurden. Auf die gestörte Maschine wurden verschiedene Korrekturschemata an-

gewandt, wie man sie auch in realen Maschinen verwendet: eine globale Closed-Orbit-Korrektur, die Korrektur der Arbeitspunkte, und der Chromatizität. Außerdem wurde die lokale Strahlage am Extraktionsseptum durch eine geschlossene Beule korrigiert. Die Simulationsprozedur war damit folgendermaßen:

1. Generation von Stell- und Feldfehlern der Dipole, Quadrupole und Sextupole, Strahlageмонitore und Closed-Orbit-Korrekturmagnete.
2. Globale Closed-Orbit-Korrektur (MICADO-Algorithmus).
3. Lokale Orbit-Korrektur am Septum (Korrektur von radialer und vertikaler Strahlage und -winkel des gespeicherten Strahls).
4. Korrektur der Arbeitspunkte.
5. Korrektur der Chromatizität.
6. Injektion einer Teilchenmenge und Tracken mit einer Arbeitspunktrampe auf die Resonanz.

Die Maschinenfehler wurden gaußverteilt mit derartigen Standardabweichungen generiert, daß unkorrigierte mittlere Closed-Orbit-Störungen von um die 6 mm, sowie rund 2% Kopplung resultierten. Da die vertikale Emittanz im wesentlichen durch die Maschinenfehler bestimmt wird, erlaubten die Simulationen auch eine Abschätzung der vertikalen Emittanz des extrahierten Strahls.

Die Simulationsergebnisse finden sich in Tabelle 2.7. Es zeigt sich, daß die radiale Emittanz des extrahierten Strahls nahezu insensitive zu quasi-statischen Maschinenfehlern ist. Die vertikale Emittanz des extrahierten Strahls ist ungefähr die gleiche wie die des zirkulierenden Strahls. Der Strahlschwerpunkt des extrahierten Strahls folgt hauptsächlich dem des gespeicherten Strahls, allerdings kann die vertikale Position bis zu ± 1.5 mm variieren. Für den Betrieb ist dies unwichtig, da man mit der geschlossenen Orbitbeule am Septum, oder auch mit Korrekturdipolen in der Strahlführung zum Experiment diese Verschiebung kompensieren kann.

Außerdem können noch weitere Korrekturen angewandt werden. So kann durch Messung der Orbitantwort auf Verschiebungen der HF-Frequenz die Dispersion entlang des Rings vermessen werden, um insbesondere die Dispersionunterdrückung der Geraden zu justieren. Man kann auch durch Messung der Arbeitspunktverschiebung durch Änderung der Fokussierstärken einzelner Quadrupole die β -Funktion vermessen, beispielsweise um die High- β -Insertion zu justieren. Jede zusätzliche Korrektur nähert das Verhalten der realen Maschine dem der idealen Maschine weiter an.

2.4.4 Arbeitspunkt-Rippel

Bedeutender als die quasi-statischen Maschinenfehler können dynamische Fehler sein, insbesondere ist für die Resonanzextraktion der Arbeitspunkt-Rippel wichtig. Der unkorrigierte Arbeitspunktrippel, der durch den Strom-Rippel der Quadrupolnetzgeräte verursacht wird, kann in HERA eine (volle) Breite von $2 \cdot 10^{-3}$ mit einer dominierenden Frequenzkomponente von 50 Hz haben. Dies ist viel im Vergleich zum gewählten Sollabstand zum resonanten Arbeitspunkt von $1.524 \cdot 10^{-3}$ bei 15 GeV. (Bei höheren Energien ist der Sollabstand größer und der Rippel-Einfluß damit kleiner.)

Durch die Arbeitspunkt-Schwingungen schwingt der auslaufende relevante Separatrixast, und damit auch die mittlere x' -Koordinate des extrahierten Strahls. Wichtiger ist aber noch, daß der extrahierte Strom moduliert wird. Abbildung 2.7 zeigt das simulierte Stromsignal und die Winkelverteilung der extrahierten Teilchen mit dem oben angegebenen Arbeitspunkt-Rippel, mit 10% und mit 1%. Man kann erkennen, daß der Rippel auf weniger als 10% reduziert werden muß.

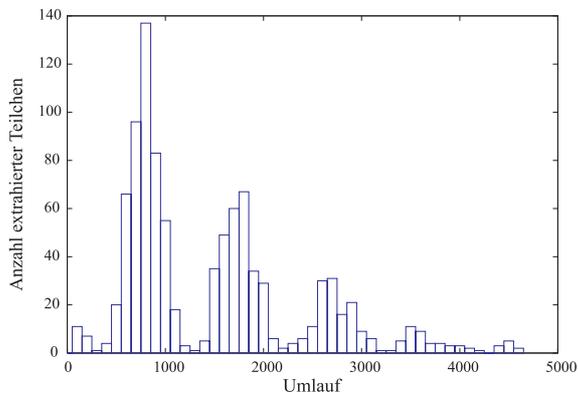
Die direkteste Methode, den Arbeitspunkt-Rippel zu korrigieren, ist eine Verbesserung der Netzgeräte. Alternativ kann man auch eine aktive Arbeitspunkt-Korrektur vorsehen, die allerdings in Einklang mit der Arbeitspunkt-Rampe zur Extraktion stehen muß. Eine solche Korrektur-Einrichtung muß also ständig den Arbeitspunkt messen und ihn mit Hilfe von Zusatzquadrupolen auf den aktuellen Sollwert schieben. Die Bandbreite dieses Systems muß einige hundert Hertz betragen, um die 50-Hz-Komponente zu korrigieren.

Es ist überlegenswert, eine aktive Regelung nicht auf den Arbeitspunkt, sondern direkt auf die zu stabilisierende Größe, nämlich den extrahierten Strom, auszurichten. Eine solche Extraktionsregelung regelt den Arbeitspunkt also immer derartig, daß der extrahierte Strom konstant bleibt (siehe z.B. [Blell96]).

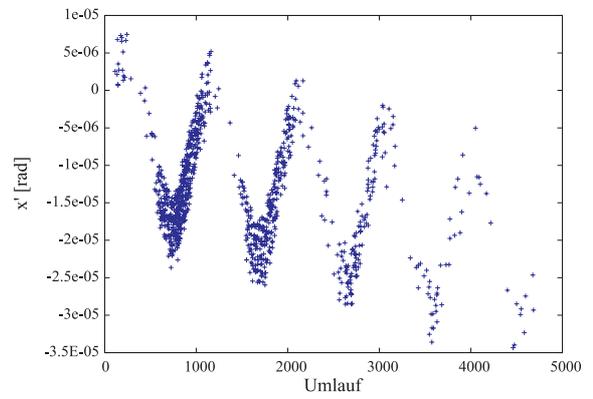
Die Bandbreite der Regelung muß ausreichen, um den Arbeitspunkt-Rippel auszugleichen, und die Regelung muß schnell genug sein, um auf den bei konstantem Arbeitspunkt exponentiellen Abfall des extrahierten Stroms zu reagieren. Eine Grenze ergibt sich aus der Antwortzeit des extrahierten Stroms auf Arbeitspunktänderungen, die in diesem Fall einige Millisekunden beträgt. Dies begrenzt die Bandbreite dieser Regelung auf rund 100 Hz, was wahrscheinlich zu gering für eine gute Stabilisierung des extrahierten Stroms ist. Diese Bandbreite kann aber für eine Regelungs-Mischform ausreichen, bei der eine schon vorgegebene Arbeitspunkt-Rampe zur Extraktion abläuft und die Regelung nur korrigierende Änderungen des Rampenablaufs appliziert.

Tabelle 2.7: Tracking-Resultate mit zufällig verteilten quasi-statischen Maschinenfehlern

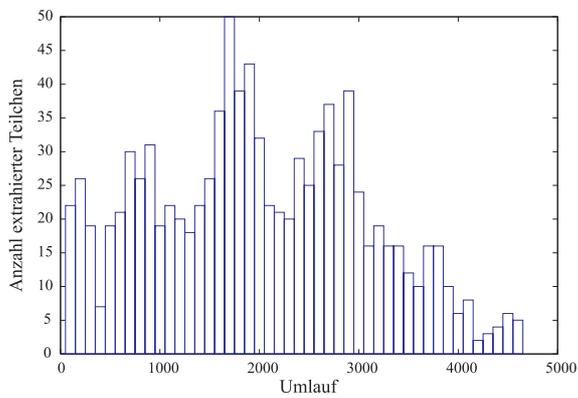
Simulation	Keine Fehler	Fehler 1	Fehler 2	Fehler 3	Fehler 4	Fehler 5	Fehler 6	Fehler 7	Fehler 8	Fehler 9	Fehler 10	Fehler Mittel
Emittanz des gespeicherten Strahls												
ϵ_x [π nm rad]	130	128	130	128	129	129	128	125	126	129	124	128
ϵ_y [π nm rad]	0.0	2.8	1.7	2.4	0.8	1.6	1.2	4.2	1.5	2.1	3.9	2.2
ϵ_y/ϵ_x	0%	2.2%	1.3%	1.8%	0.6%	1.3%	0.9%	3.4%	1.2%	1.6%	3.2%	1.8%
$(\Delta p/p)_{FWHM}$ [10^{-3}]	2.03	2.04	2.04	2.05	2.04	2.04	2.04	2.04	2.04	2.04	2.04	2.04
Closed-Orbit entlang Maschine, vor und nach Korrekturen												
x_{rms} unkorrigiert [mm]	0.11	4.56	5.88	5.78	5.63	8.62	5.01	6.75	7.46	5.62	7.47	6.28
y_{rms} unkorrigiert [mm]	0.0	5.17	3.99	4.96	4.36	4.89	8.97	8.94	9.40	11.41	5.30	6.74
x_{rms} korrigiert [mm]	0.11	0.42	0.61	0.61	0.42	0.59	0.80	0.56	0.58	1.30	0.58	0.65
y_{rms} korrigiert [mm]	0.0	0.39	0.33	1.30	0.37	0.77	0.47	0.51	0.50	0.97	0.55	0.62
Closed-Orbit und Optik am Septum nach Korrekturen												
$\langle x \rangle$ [mm]	0.0	0.086	-0.068	0.077	-0.036	0.004	0.146	0.024	0.021	0.053	0.159	0.047
$\langle p_x \rangle$ [mrad]	0.0	-0.022	-0.002	-0.006	0.016	0.033	-0.023	-0.023	0.039	0.008	-0.031	-0.001
$\langle z \rangle$ [mm]	0.0	-0.012	0.006	-0.243	-0.108	0.207	-0.059	-0.026	-0.003	0.139	-0.025	-0.012
$\langle p_z \rangle$ [mrad]	0.0	0.009	-0.006	0.049	0.033	-0.038	0.040	0.013	-0.012	-0.010	0.015	0.009
β_x [m]	100.9	104.5	98.6	100.0	97.1	101.5	96.0	98.8	102.7	96.5	97.7	99.3
Emittanz des extrahierten Strahls												
ϵ_x [π nm rad]	9.6	9.0	9.4	9.7	9.9	9.0	9.8	10.4	9.2	9.4	10.2	9.6
ϵ_y [π nm rad]	0.0	3.5	1.6	2.4	0.4	0.9	0.9	7.7	1.3	2.0	4.4	2.5
ϵ_y/ϵ_x	0%	38.8%	17.1%	25.0%	4.3%	9.6%	8.9%	74.4%	14.3%	20.8%	43.4%	26.1%
$(\Delta p/p)_{FWHM}$ [10^{-3}]	2.08	2.11	2.08	2.00	2.02	2.13	2.13	2.06	2.08	2.03	2.04	2.07
Schwerpunkt des extrahierten Strahls												
$\langle x \rangle$ [mm]	-21.9	-21.9	-22.0	-22.0	-22.0	-21.8	-22.0	-21.8	-22.0	-22.0	-21.9	-21.9
$\langle p_x \rangle$ [mrad]	0.002	-0.021	-0.002	-0.008	0.015	-0.002	-0.020	-0.029	0.044	0.016	-0.045	-0.005
$\langle z \rangle$ [mm]	0.0	1.35	-0.317	-0.010	-0.536	0.218	-0.038	1.594	-0.058	0.496	-1.56	0.114
$\langle p_z \rangle$ [mrad]	0.0	0.012	-0.038	-0.009	0.050	-0.021	0.016	-0.076	-0.068	0.046	0.023	-0.007



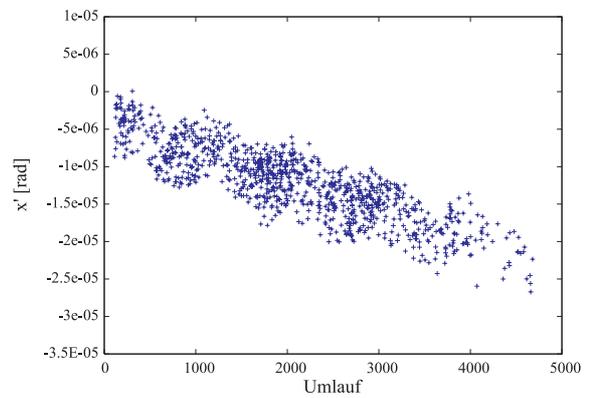
(a) 100% Ripple, extrahierter Strom



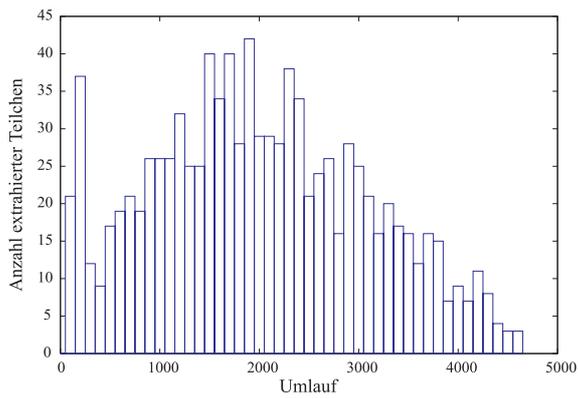
(b) x' -Koordinaten der extrahierten Teilchen



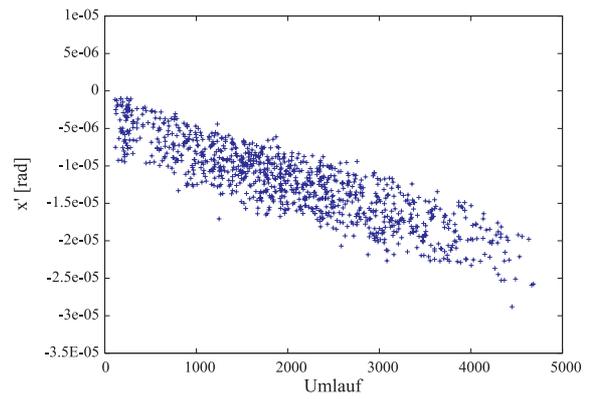
(c) 10% Ripple, extrahierter Strom



(d) x' -Koordinaten der extrahierten Teilchen



(e) 1% Ripple, extrahierter Strom



(f) x' -Koordinaten der extrahierten Teilchen

Abbildung 2.7: Einfluß des Arbeitspunkt-Rippels bei 15 GeV

2.5 Analytische Rechnungen zur Emittanz

Die in den Simulationsrechnungen zu Tage getretenen Abhängigkeiten der Emittanz und Energiebreite des extrahierten Strahls von Energie und Chromatizität werden mit im folgenden dargestellten analytischen Rechnungen nachvollzogen. Dabei wird ausgehend von der in 2.2.1 dargestellten Theorie das Konzept der Kompression eingeführt, mit dem die Wirkung von Diffusionseffekten und von Synchrotronschwingungen in Verbindung mit Chromatizität quantitativ behandelt werden kann. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Rechnungen sind nach Kenntnisstand des Autors neuartig, d.h. es ist keine entsprechende Veröffentlichung bekannt.

Kompression

Für die Betrachtungen in den folgenden Kapiteln ist insbesondere interessant, was mit Teilchen geschieht, die nicht genau auf dem Separatrixast liegen, sondern einen kleinen Offset zum Ast haben. Solange dieser Offset klein ist, kann dies als Störung der Bewegungsgleichungen (2.13) und (2.14) angesehen werden. Das heißt, man nimmt nicht mehr $X' = 0$ an, sondern setzt in die Gleichung (2.13) für Y die Lösung (2.18) ein:

$$X' = \left(2 \frac{\Delta Q}{R} + 6 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8} X \right) \sqrt{\frac{k_{s1}}{k_{s2}}} \tanh [\sqrt{k_{s1}k_{s2}}s + \operatorname{arctanh} (\sqrt{\frac{k_{s2}}{k_{s1}}} Y(0))] \quad . \quad (2.22)$$

Diese Differentialgleichung besitzt eine analytische Lösung, nämlich

$$X(s) = X_0 + \frac{k_{c1} + k_{c2} X(0)}{k_{c2}} \left(\frac{\cosh [k_{c4}(k_{c5} + s)]}{\cosh [k_{c4}k_{c5}]} \right)^{k_{c2}k_{c3}/k_{c4}} \quad (2.23)$$

mit: $k_{c1} = 2 \frac{\Delta Q}{R}$,
 $k_{c2} = 6 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8}$,
 $k_{c3} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta Q}{R} 6 \frac{\sqrt{2}^3}{6} \frac{C_m}{8}$,
 $k_{c4} = \sqrt{3} \frac{\Delta Q}{R}$ und
 $k_{c5} = \operatorname{arctanh} [Y(0)/k_{c3}] / k_{c4}$.

Vergleiche mit numerischen Lösungen der gekoppelten Differentialgleichungen (2.13) und (2.14) zeigen, daß diese mit Störungsrechnung gewonnene Lösung eine sehr gute Näherung ist. Für die folgenden Rechnungen ist sie aber noch zu unhandlich. Da die Lösung aus einer Hyperbelfunktion besteht, erscheint es gerechtfertigt, diese für begrenzte Bereiche mit einer einfachen Exponentialfunktion zu nähern:

$$\Delta X(s) := X(s) - X_0 \approx \Delta X(0) \cdot k_c^{s/L} \quad . \quad (2.24)$$

Man führt also einen Kompressionskoeffizienten k_c ein, der das Verhältnis des Abstandes der x' -Koordinate zum Separatrixast zwischen zwei Umläufen angibt:

$$x'(n+1) = k_c \cdot x'(n) \quad . \quad (2.25)$$

$k_c = 1$ bedeutet beispielsweise, daß keine Kompression erfolgt, und $k_c = 0$ heißt, daß sich nach einem Umlauf die Teilchen auf dem Separatrixast befinden.

Da diese Exponentialfunktion nur eine Näherung ist, ist k_c keine echte Konstante. Man sollte daher für die folgenden Rechnungen k_c wenige Umläufe vor Erreichen des Septums bestimmen. Das kann leicht mit einer kleinen Trackingrechnung oder durch Anpassen der Exponentialfunktion an die ungenäherte Lösung (2.23) geschehen. Für ELFE@DESY ergibt die Tracking-Rechnung $k_c = 0.905$, während die analytische Rechnung $k_c = 0.901$ ergibt.

Ohne Störeinflüsse führt die Kompression zu einer starken Bündelung der auslaufenden Teilchentrajektorien (Abbildung 2.8 zeigt eine Trackingsimulation). Die resultierende x' -Streuung und damit Emittanz des extrahierten Strahls wird extrem klein. Es gibt aber diverse Mechanismen, die die Teilchen kontinuierlich relativ zum Separatrixast versetzen. So führen die Teilchen durch stochastische Einflüsse wie Synchrotronstrahlung einen *random walk* um den Separatrixast aus, der gegen die Kompression wirkt. Dies wird im folgenden Abschnitt behandelt.

Außerdem wird durch Synchrotronschwingungen in Verbindung mit Chromatizität der relevante Separatrixast laufend versetzt. Das Teilchen folgt dieser Bewegung durch den Kompressionseffekt, aber phasenverschoben und mit kleinerer Amplitude.

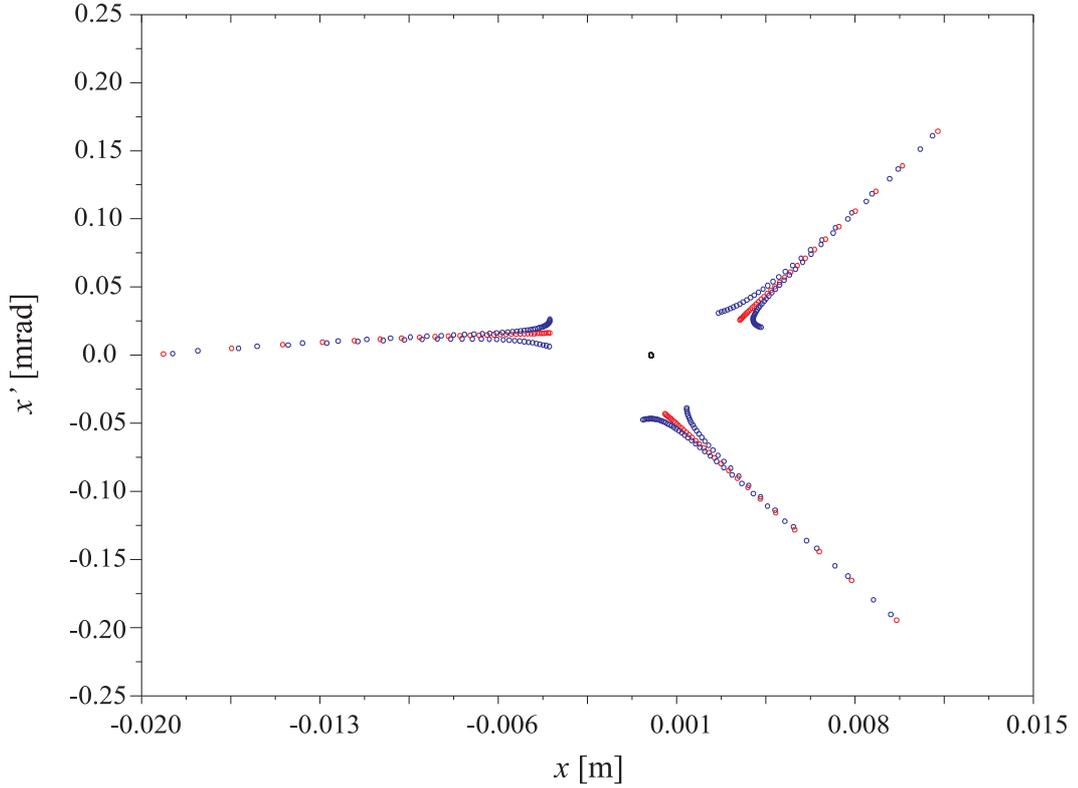


Abbildung 2.8: Kompression der auslaufenden Trajektorien

Synchrotronstrahlung und Strahlenergie

Die Emission von Synchrotronstrahlung ist ein stochastischer Prozeß, und die Teilchen vollführen eine Art *random walk* im Phasenraum. Damit wächst die mittlere quadratische Strecke, die ein Teilchen zurücklegt, mit der Wurzel der Zahl der Umläufe, wenn es keine Dämpfung gäbe.

Im stabilen Phasenraumbereich ist der *random walk* durch den in den HF-Sektionen ersetzten mittleren Energieverlust gedämpft. Die Dämpfungszeit beträgt bei 15 GeV 92.8 ms. Das Gleichgewicht zwischen Anregung und Dämpfung führt zur sogenannten natürlichen Emittanz.

Wenn die Teilchen in den instabilen Phasenraumbereich gelangen, benötigen sie im Mittel 320 Umläufe, bzw. 6.8 ms, um das Septum zu erreichen. Diese Zeitspanne wird im folgenden *mittlere Auslenkzeit* genannt. Da diese Zeit wesentlich kleiner ist als die Dämpfungszeit, kann Strahlungsdämpfung im Extraktionsprozeß vernachlässigt werden. Stattdessen hat man die im vorigen Abschnitt beschriebene Kompression zu berücksichtigen. Das Emittanzwachstum durch Synchrotronstrahlung und die Emittanzreduktion durch Kompression erreichen schnell ein Gleichgewicht, welches die Emittanz des extrahierten Strahls bestimmt. In Abbildung 2.9 ist der *random walk* bei 25 GeV gut zu erkennen.

Wie schon erwähnt wächst die Versetzung des Teilchens relativ zum relevanten Separatrixast durch den *random walk* gemäß

$$x'(n) = \sqrt{n} \cdot k_r \quad , \quad (2.26)$$

bzw. relativ zum vorhergehenden Umlauf

$$x'(n+1) = \sqrt{x'(n)^2 + k_r^2} \quad . \quad (2.27)$$

Die Konstante k_r gibt die Stärke der stochastischen Bewegung an. Sie kann auf dieselbe Art berechnet werden wie das Emittanzwachstum in einer Beamline (siehe [Sands70]), und es ergibt sich pro Umlauf

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{cE^2} \int_0^L (N \langle u^2 \rangle \mathcal{H})(s) ds \quad , \quad (2.28)$$

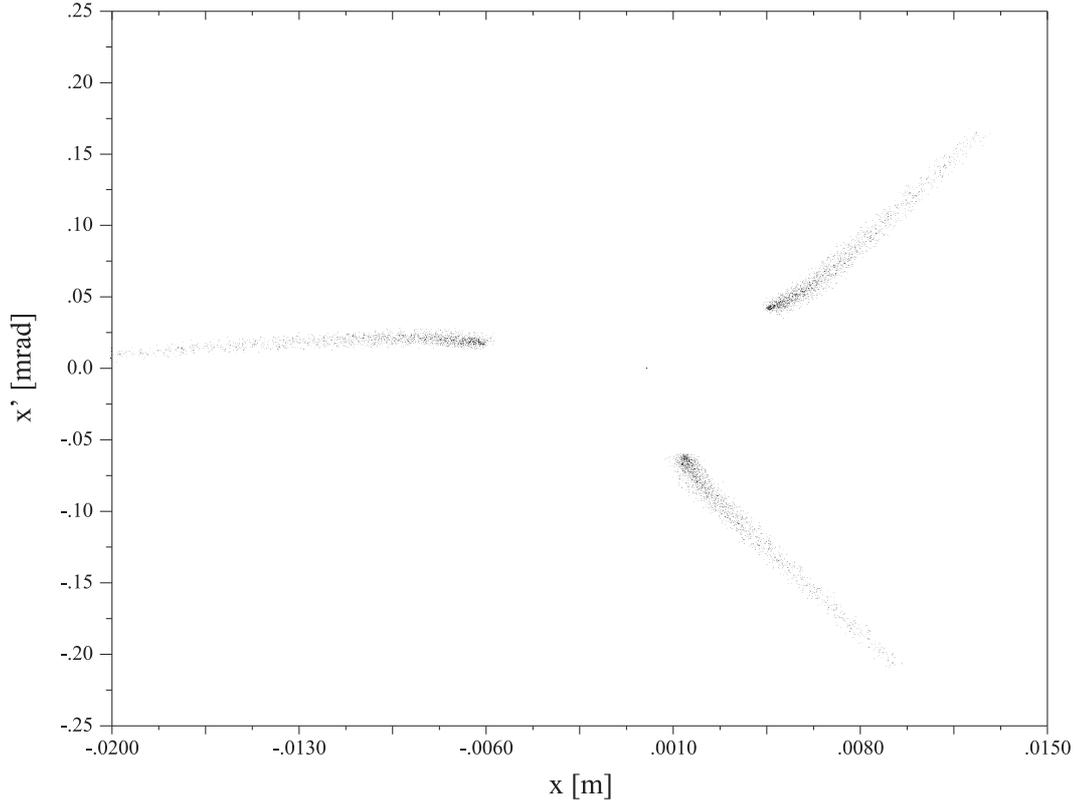


Abbildung 2.9: *Random walk* durch Synchrotronstrahlung in ELFE@DESY bei 25 GeV; es wurden 100 Teilchen mit *identischen* Startkoordinaten über 150 Umläufe verfolgt.

wobei $N(s)$ die Emissionsrate, $\langle u^2 \rangle$ die mittlere abgestrahlte Energie und $\mathcal{H}(s)$ die Lattice-Funktion ist, die aus β - und Dispersionsfunktion definiert ist.¹ Man beachte, daß $\Delta\varepsilon$ mit E^5 wächst. k_r berechnet sich aus $\Delta\varepsilon$ einfach gemäß:

$$k_r = \sqrt{\frac{\Delta\varepsilon}{\beta_{\text{sep}}}} \quad . \quad (2.29)$$

Für ELFE@DESY beträgt dieser Wert $k_r = 2.62 \cdot 10^{-10}$ rad/GeV^{5/2}. Dem Wachstum der x' -Streuung wirkt nun die Kompression entgegen. Zur Berechnung des Gleichgewichts kann man Gleichung (2.25) mit (2.27) kombinieren:

$$x'(n+1) = k_c \cdot \sqrt{x'(n)^2 + k_r^2} \quad . \quad (2.30)$$

Das Gleichgewicht der x' -Streuung berechnet sich dann aus der Bedingung

$$x'(n+1) = x'(n) \quad . \quad (2.31)$$

Diese Behandlung ist aber noch nicht ganz richtig, da Anregung und Kompression kontinuierlich wirken, und nicht diskret nacheinander Umlauf nach Umlauf. Daher betrachtet man einen infinitesimal kleinen Umlaufschritt δn :

$$x'(n + \delta n) = k_c^{\delta n} \cdot \sqrt{x'(n)^2 + \delta n \cdot k_r^2} \quad . \quad (2.32)$$

Lösen von Gleichung (2.31) mit Gleichung (2.32) ergibt

$$x'(n)^2 = \frac{\delta n \cdot k_r^2}{k_c^{-2\delta n} - 1} \quad , \quad (2.33)$$

¹ $\Delta\varepsilon$ hängt auch folgendermaßen mit Dämpfungszeit τ und natürlicher Gleichgewichtsemittanz ε zusammen: $\Delta\varepsilon = 2\frac{L}{c}\frac{\varepsilon}{\tau}$

und man berechnet den Limes für $\delta n \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} \lim_{\delta n \rightarrow 0} \frac{\delta n \cdot k_r^2}{k_c^{-2\delta n} - 1} &= \lim_{\delta n \rightarrow 0} \frac{k_r^2}{-2 \ln k_c \cdot k_c^{-2\delta n}} \\ &= \frac{k_r^2}{-2 \ln k_c} \end{aligned} \quad (2.34)$$

so daß abschließend die Gleichgewichts- x' -Streuung durch Synchrotronstrahlung mit folgender Gleichung gegeben ist:

$$x'_{rms} = \frac{k_r}{\sqrt{-2 \ln k_c}} \quad (2.35)$$

Einsetzen der für ELFE@DESY geltenden Zahlen ergibt die in Abbildung 2.10 dargestellte Energieabhängigkeit der x' -Streuung durch Synchrotronstrahlung, im Vergleich mit den Resultaten der Tracking-Rechnungen (vgl. Tabelle 2.5). Es liegt gute Übereinstimmung vor.

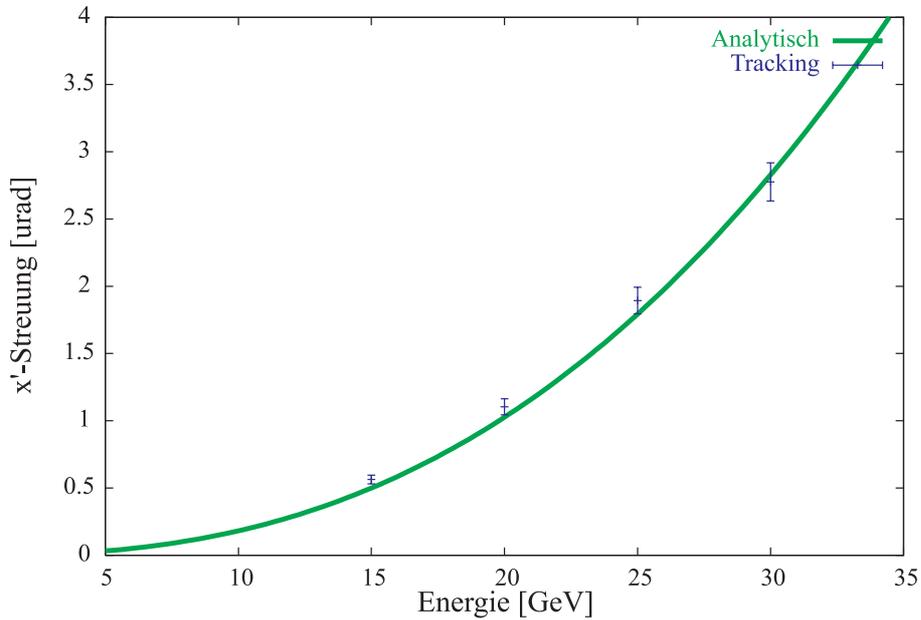


Abbildung 2.10: Emittanzwachstum durch Synchrotronstrahlung

Es kann noch bemerkt werden, daß die gemachte Herleitung nicht auf Synchrotronstrahlung beschränkt ist, sondern allgemein für stochastische Rausquellen gilt, die auf den Strahl wirken. Das Rauschen muß nur in Form von $\Delta\varepsilon$ bzw. k_r quantifiziert werden.

Verkleinerung der Energiebreite durch Chromatizität

Die Chromatizität kann die Energiebreite des extrahierten Strahls begrenzen. Der grundlegende Mechanismus ist einfach: Teilchen mit Energieabweichung haben durch die Chromatizität eine Arbeitspunkt-abweichung, so daß sie von dem resonanten Arbeitspunkt weiter entfernt bzw. näher am resonanten Arbeitspunkt sind. Also ist der individuelle Stabilitätsbereich und damit auch die Eigenschaft, ob das Teilchen stabil oder instabil ist, abhängig von der Energieabweichung. Der Extraktionsprozeß ist daher energieselektiv.

Allerdings ist zu beachten, daß mit den Synchrotronoschwingungen die Energieabweichungen der Teilchen oszillieren. In ELFE@DESY ist die zeitliche Dauer einer Synchrotronoschwingung (0.4 bis 0.8 ms, entsprechend etwa 20 bis 40 Umläufe) klein im Vergleich zur mittleren Auslenkzeit. Also vollführen die Teilchen mehrere Synchrotronoschwingungen während des Extraktionsprozesses, zwischen Verlassen des stabilen Phasenraumbereiches und Erreichen des Septums.

Befindet sich ein Teilchen nahe der Separatrix, können diese Schwingungen bewirken, daß das Teilchen oft die Grenze zwischen stabilem und instabilem Phasenraumbereich überquert. Die radiale Emittanz wächst beim Aufenthalt im instabilen Phasenraumbereich an, so daß im Laufe der Zeit auch die Arbeitspunktbreite zunimmt, für die das Teilchen instabil ist. Die maximal mögliche Arbeitspunktbreite bei Extraktion ist durch die Arbeitspunktbreite des instabilen Phasenraums bei der Septumsemitanz gegeben (Abbildung 2.11) – dann reicht die Separatrix an das Septum heran.

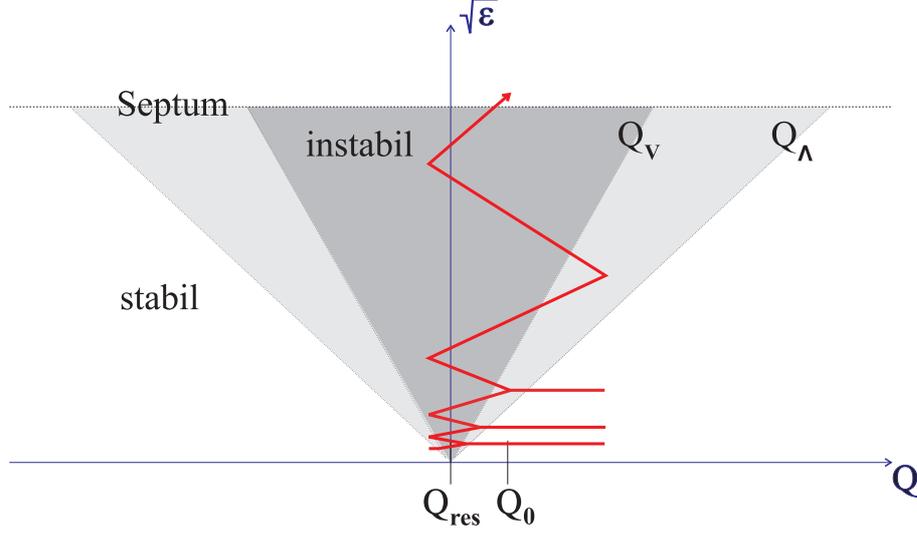


Abbildung 2.11: Arbeitspunktbreite des stabilen Phasenraums als Funktion der Teilchenamplitude; mit Teilchen während der Extraktion, das Synchrotronschwingungen macht.

Diese Arbeitspunktbreite limitiert die Arbeitspunktstreuung der extrahierten Teilchen, und damit durch die Chromatizität die Energiebreite des extrahierten Strahls. Die Energiebreite des extrahierten Strahls wird außerdem durch die Energiebreite des gespeicherten Strahls limitiert, so daß eine Verkleinerung der Energiebreite des extrahierten Strahls erst ab einer bestimmten Mindestchromatizität wirkt.

Eine exakte Berechnung der resultierenden Energiebreite ist kompliziert, da die Grenze zwischen stabilem und instabilem Phasenraumbereich nicht nur von der Emittanz, sondern auch von der Phase abhängt. Das heißt, daß Teilchen mit der gleichen Emittanz und dem gleichen Arbeitspunkt sowohl stabil als auch instabil sein können (in Abbildung 2.11 ist dies durch die Linien Q_v und Q_λ angedeutet). Daher wird für eine Abschätzung eine mittlere Stabilitätsgrenze $\Delta Q = \frac{Q_v + Q_\lambda}{2}$ angenommen.

Die Arbeitspunktbreite der mittleren Stabilitätsgrenze an der Septumsemitanz beträgt im Falle von ELFE@DESY $\Delta Q = 13.9 \cdot 10^{-3}$. Diese Arbeitspunktbreite ergibt über die Chromatizität die Energiebreite des extrahierten Strahls. Die resultierende Energieverteilung des extrahierten Strahls ist in diesem Modell eine Gaußverteilung, deren Schwänze nach innen gespiegelt wurden, da die Breite durch die Stabilitätsgrenze scharf begrenzt ist. Zur Abschätzung der mittleren quadratischen Energieabweichung wird dieser Wert durch drei geteilt.

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{rms} \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{\Delta Q}{|\xi|} \quad . \quad (2.36)$$

Damit ist die Energiebreite umgekehrt proportional zur Chromatizität, und nach oben sie ist durch die Energiebreite des gespeicherten Strahls begrenzt. In Abbildung 2.12 ist ersichtlich, daß die auf diese relativ einfache Art gewonnenen Schätzwerte gut mit den Simulationsergebnissen übereinstimmen.

Die vorgehende Argumentation stimmt nicht mehr, wenn die Extraktionszeit und die Synchrotronschwingungsperiodenzeit ungefähr gleich werden oder gar die Synchrotronschwingungsperiodenzeit gegen unendlich geht (wie in Protonenmaschinen der Fall). Der Energiefilter-Effekt wirkt um so besser, je kleiner der Synchrotronarbeitspunkt ist. In Protonenmaschinen läßt sich daher die Energiebreite des extrahierten Strahls wesentlich wirkungsvoller begrenzen.

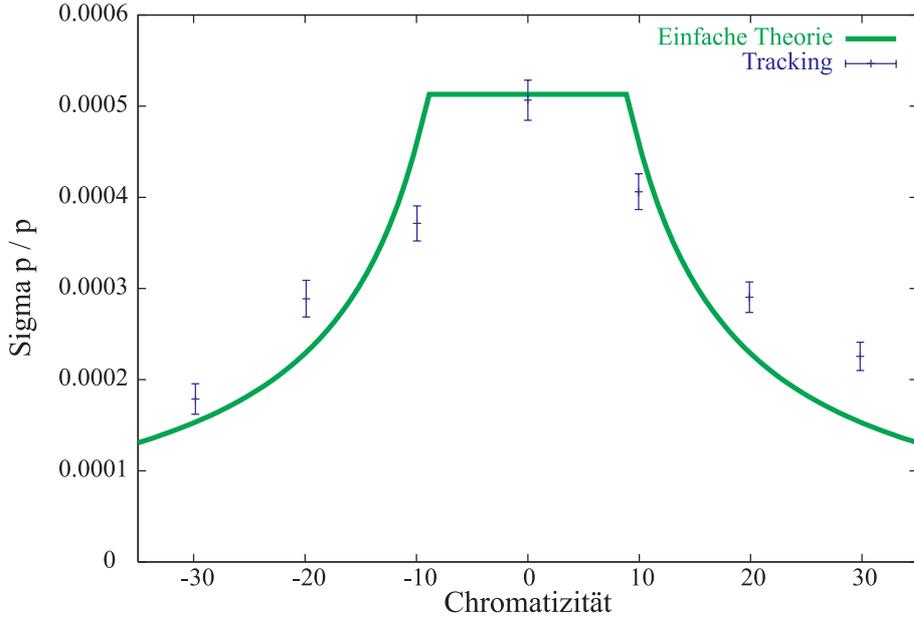


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der Energiebreite von der Chromatizität

Vergrößerung der Emittanz durch Chromatizität

Bei nichtverschwindender Chromatizität erhöht die longitudinale Bewegung der Teilchen die Emittanz des extrahierten Strahls, und es wird auch Dispersion D' am Septum erzeugt². Dies wird in diesem Abschnitt quantitativ behandelt.

Die Energieschwingungen der Teilchen werden durch die Chromatizität in Arbeitspunktschwingungen übertragen. Dies bewirkt auch, daß die individuellen phasenstabilen Bereiche der Teilchen wachsen und schrumpfen. Damit schwingen auch die Lagen der Separatrixäste, und die auslaufenden Teilchen folgen dieser Bewegung durch die Kompression (Abbildung 2.13), allerdings – wie gleich gezeigt – verzögert, d.h. phasenverschoben und mit kleinerer Amplitude.

Hier interessiert im wesentlichen die Komponente der Verschiebung in x' -Richtung.³ Da nur die Verschiebung relativ zum unverschobenen Separatrixast interessiert, wird in der folgenden Rechnung unter x' die Teilchenkoordinate relativ zum unverschobenen Ast verstanden. Damit ist die Schwingung des für das Teilchen relevanten Separatrixastes

$$x'_s(n) = \hat{x}'_s \sin 2\pi Q_s n \quad , \quad (2.37)$$

mit der Amplitude

$$\hat{x}'_s = \frac{\xi \cdot (\Delta p/p)_{rms}}{Q_0 - Q_{res}} x'_{fix} \quad , \quad (2.38)$$

wobei Q_s der Synchrotronschwingungsarbeitspunkt und x'_0 der Schnittpunkt des relevanten Separatrixastes mit der x' -Achse beim Sollarbeitspunkt Q_0 ist.

Die Teilchen folgen dieser Schwingung nicht unmittelbar, sondern werden durch den Kompressionseffekt in Richtung Separatrixast gezogen. Dieser Effekt läßt sich beschreiben durch Modifikation von Gleichung (2.25):

$$x'(n+1) = k_c \cdot x'(n) + (1 - k_c) \hat{x}'_s \sin(2\pi Q_s n) \quad , \quad (2.39)$$

wobei n die Umlaufnummer und k_c der Kompressionskoeffizient ist. Zur Berechnung der Amplitude der resultierenden Teilchenoszillation ist es vorteilhaft, die diskrete Gleichung in eine Differentialgleichung zu

²Die Dispersion D' ist die zur Energieabweichung korrelierte Verschiebung der x' -Koordinate eines Teilchens.

³Die Verschiebung in x -Richtung bewirkt eine Abhängigkeit des Pitches von der Energieabweichung, da der Abstand des Fixpunkts zum Septum verändert wird. Zwar ist die mittlere Änderung des Pitches Null, da die mittlere Energieabweichung der Teilchen Null ist, aber die Standardabweichung wächst. Daher wächst auch die x -Streuung der extrahierten Teilchen, aber diese Zunahme ist normalerweise klein im Vergleich zum Anwachsen der x' -Streuung.

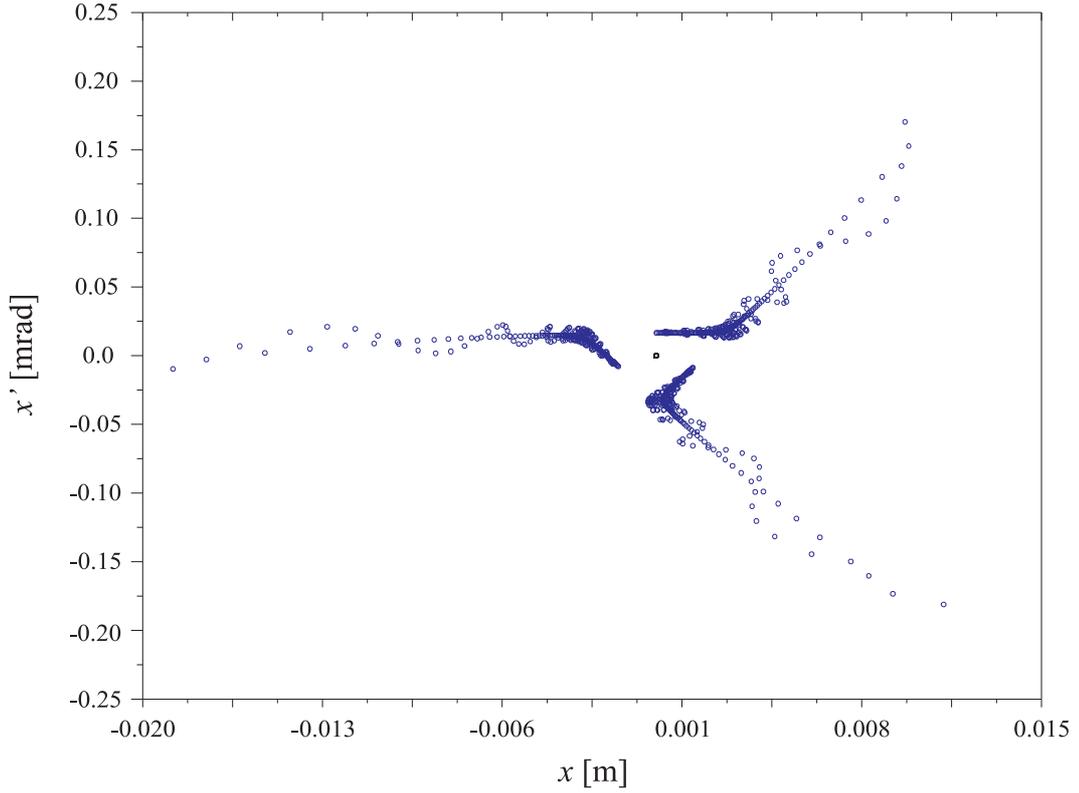


Abbildung 2.13: Teilchenschwingungen während Extraktion durch Chromatizität, $\xi_x = 10$

übertragen, womit auch der Kontinuirlichkeit des Prozesses Rechnung getragen wird:

$$\frac{d}{dn}x'(n) + (1 - k_c)x'(n) = \hat{x}'_s(1 - k_c) \sin(2\pi Q_s n) \quad , \quad (2.40)$$

oder mit den Konstanten

$$k_1 = (1 - k_c) \quad , \quad (2.41)$$

$$k_2 = \hat{x}'_s(1 - k_c) \quad , \quad (2.42)$$

$$k_3 = 2\pi Q_s \quad , \quad (2.43)$$

vereinfacht

$$\frac{d}{dn}x'(n) + k_1x'(n) = k_2 \sin k_3n \quad . \quad (2.44)$$

Diese Gleichung kann durch den Ansatz

$$x'(n) = A \sin k_3n - B \cos k_3n + C e^{-k_1n} \quad (2.45)$$

gelöst werden. Der letzte Term ist gedämpft und hängt von den Startbedingungen ab. Da der Extraktionsprozeß im Mittel mehr als 100 Umläufe dauert, ist er unwichtig und wird im weiteren vernachlässigt. Die Differentialgleichung wird dann durch folgende Wahl der Konstanten erfüllt:

$$A = \frac{k_1 k_2}{k_1^2 + k_3^2} \quad , \quad (2.46)$$

$$B = \frac{k_2 k_3}{k_1^2 + k_3^2} \quad , \quad (2.47)$$

so daß die untersuchte x' -Bewegung eines Teilchens beschrieben wird durch

$$\begin{aligned} x'(n) &= \frac{k_2}{k_1^2 + k_3^2} (k_1 \sin k_3n - k_3 \cos k_3n) \\ &= \frac{\hat{x}'_s(1 - k_c)}{(1 - k_c)^2 + (2\pi Q_s)^2} \left((1 - k_c) \sin(2\pi Q_s n) - 2\pi Q_s \cos(2\pi Q_s n) \right) \quad . \end{aligned} \quad (2.48)$$

Der erste Term mit der Amplitude A ist in Phase mit der treibenden Energieschwingung und somit zu ihr korreliert, während der Term mit Amplitude B außer Phase und daher unkorreliert zur Energieschwingung ist. Dies hat zur Folge, daß A in die Dispersion D' des extrahierten Strahls am Septum einfließt, und B in die Emittanz.

$$D' = \frac{(1 - k_c)^2 x'_{fix}}{(Q_0 - Q_{res})((1 - k_c)^2 + (2\pi Q_s)^2)} \cdot \xi \quad , \quad (2.49)$$

$$x'_{rms} = \frac{2\pi Q_s (1 - k_c) x'_{fix}}{(Q_0 - Q_{res})((1 - k_c)^2 + (2\pi Q_s)^2)} \cdot \xi \cdot (\Delta p/p)_{rms} \quad . \quad (2.50)$$

In Tabelle 2.8 ist ein Vergleich der mit diesen analytischen Formeln berechneten Dispersionen D' und unkorrelierten x' -Streuungen (d.h. nach Abzug der Dispersionskorrelation) mit Tracking-Resultaten dargestellt. Der Synchrotronarbeitspunkt beträgt bei 15 GeV $Q_s = 2.875 \cdot 10^{-2}$. Die analytischen Rechnungen sind in guter Übereinstimmung mit den Simulationen. Für x'_{rms} wurde $(\Delta p/p)_{rms}$ aus den Simulationen entnommen (dadurch wird auch der Fehler übernommen).

Ein linearer Fit an die Dispersionwerte ergibt für die Simulationen $D'/\xi = 2.573 \pm 0.153$ mrad, während der analytische Wert $D'/\xi = 2.549$ mrad beträgt. Die Übereinstimmung ist damit sehr gut (siehe Abbildung 2.15).

Chromatizität	x'_{rms} analytisch	Simulationsergebnisse	D' analytisch	Simulationsergebnisse
-30	24.9 μ rad \pm 9.4%	24.4 μ rad \pm 9.4%	-0.0765	-0.0774 \pm 0.0152
-20	26.8 μ rad \pm 7.0%	21.3 μ rad \pm 7.0%	-0.0510	-0.0464 \pm 0.0063
-10	17.3 μ rad \pm 5.2%	16.1 μ rad \pm 5.2%	-0.0255	-0.0324 \pm 0.0029
0	0.0 μ rad	0.6 μ rad \pm 4.3%	0.0	0.0011 \pm 0.0002
10	18.9 μ rad \pm 4.8%	16.0 μ rad \pm 4.8%	0.0255	0.0342 \pm 0.0027
20	27.0 μ rad \pm 5.8%	24.1 μ rad \pm 5.8%	0.0510	0.0557 \pm 0.0060
30	31.4 μ rad \pm 6.9%	28.0 μ rad \pm 6.9%	0.0765	0.0662 \pm 0.0099

Tabelle 2.8: Emittanzwachstum und Dispersion durch Synchrotronschwingungen

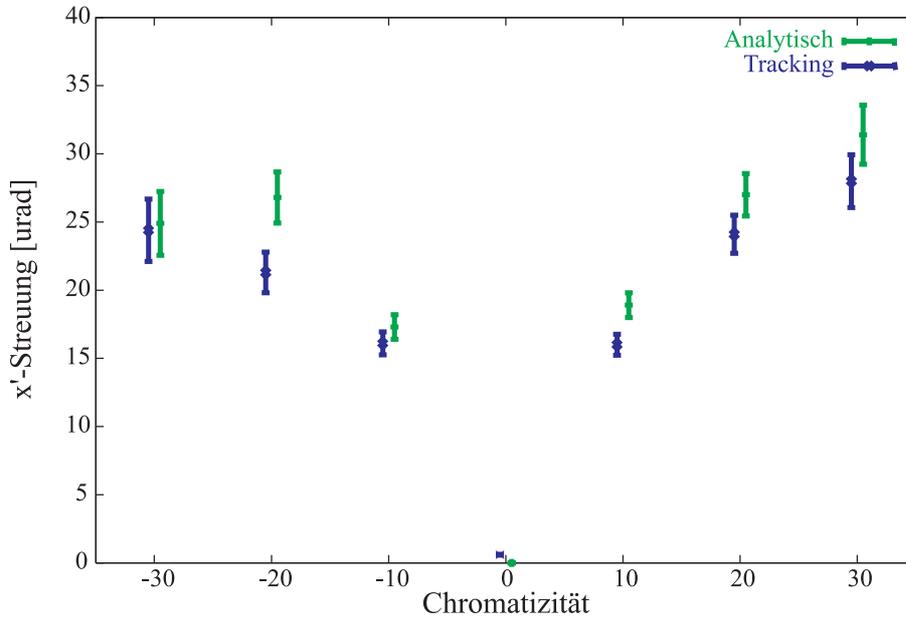


Abbildung 2.14: Emittanzwachstum durch Synchrotronschwingungen

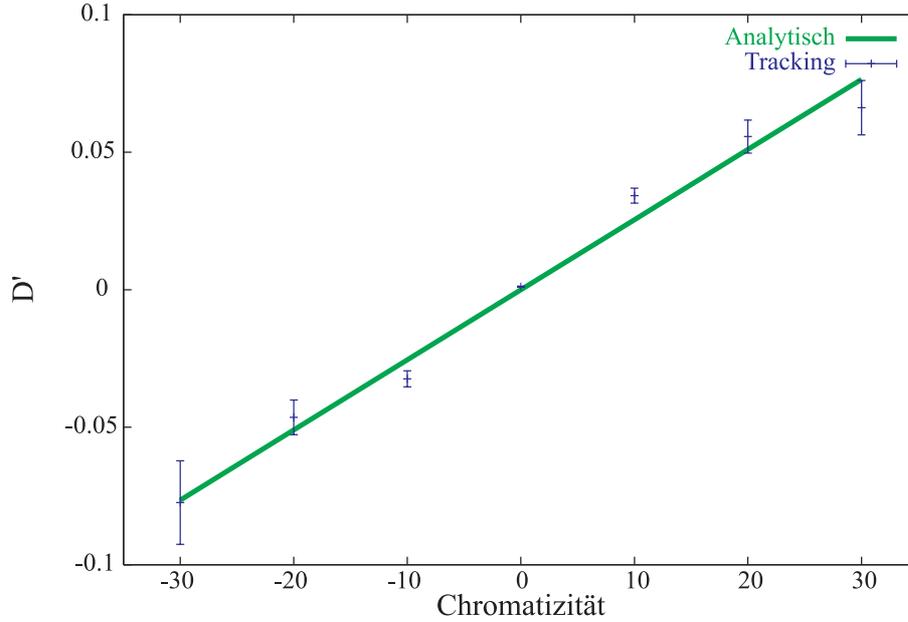


Abbildung 2.15: Dispersion D' am Septum durch Synchrotronschwingungen

Dispersion und andere chromatische Aberrationen am Septum

Im Zusammenhang mit den Synchrotronschwingungen kann es weitere Faktoren geben, die die Parameter des extrahierten Strahls beeinflussen. Falls am Ort des Septums Dispersion vorhanden ist, d.h. $(D_{\text{sep}}, D'_{\text{sep}}) \neq (0, 0)$, verschiebt sich die individuelle Teilchenkoordinate um

$$x = x_0 + D_{\text{sep}} \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad , \quad (2.51)$$

$$x' = x'_0 + D'_{\text{sep}} \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad . \quad (2.52)$$

Dabei wird die Separatrix für das Teilchen mitverschoben. Im Gegensatz zur Wirkung der Chromatizität wird das Teilchen also relativ zur Separatrix nicht versetzt, so daß die Kompression hier nicht wirkt. Die Synchrotronschwingungen werden also ohne Phasenverschiebung in Schwingungen der x' -Koordinate konvertiert.

In diesen Zusammenhang ist wieder nur der Anteil der dispersiven Verschiebung *relativ* zum unverschobenen, relevanten Separatrixast von Interesse. Wir definieren also eine effektive Dispersion

$$D'_{\text{eff}} = D'_{\text{sep}} - m_B \cdot D_{\text{sep}} \quad , \quad (2.53)$$

wobei m_B die Steigung des relevanten Separatrixastes in rad/m ist. Da wie gesagt die Teilchen durch die Dispersion direkt mit dem Separatrixast verschoben werden, ist die resultierende Schwingung der Teilchen in x' -Richtung

$$x'(n) = D'_{\text{eff}} \frac{\Delta p}{p} \sin(2\pi Q_s n) \quad , \quad (2.54)$$

die sich zu der Schwingung durch die Chromatizität hinzuaddiert. Die Konstante A in Gleichung (2.46) wird also modifiziert zu

$$A = \frac{k_1 k_2}{k_1^2 + k_3^2} + D'_{\text{eff}} \frac{\Delta p}{p} \quad , \quad (2.55)$$

und die resultierende Dispersion am Septum ist

$$D' = \frac{(1 - k_c)^2 x'_{f;x}}{(Q_0 - Q_{\text{res}})((1 - k_c)^2 + (2\pi Q_s)^2)} \cdot \xi + D'_{\text{eff}} \quad . \quad (2.56)$$

Neben der bisher behandelten (linearen) Chromatizität und Dispersion gibt es noch weitere Abhängigkeiten der Maschinenoptik von Energieabweichungen. So skalieren die optischen Funktionen $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\phi(s)$, und die für das Teilchen wirksame Sextupolstärke m mit der Energieabweichung. Da diese Größen in die Berechnung der Separatrix-Fixpunkte einfließen, ergeben sich damit weitere chromatische Abhängigkeiten des phasenstabilen Bereichs, denen die Teilchen wiederum durch Kompression folgen.

Die optischen Funktionen skalieren zwar im wesentlichen linear mit der Energieabweichung. Eine Berechnung dieser Einflüsse gestaltet sich aber aufwendig, da das phasenstabile Dreieck nicht wie bei Chromatizität und Dispersion linear in der Größe skaliert bzw. parallelverschoben wird, sondern allgemein einer Drehstreckung unterzogen wird.

Bei der Berechnung der Wirkung dieser Effekte ist es auch notwendig, die quadratische Entwicklung von Chromatizität und Dispersion einzubeziehen. Bei korrigierter linearer Chromatizität wird die Chromatizität zweiter Ordnung wirksam, d.h. $\Delta Q = \xi_2 \cdot (\Delta p/p)^2$.

Möchte man alle chromatischen Effekte berücksichtigen, kann man das natürlich mit einer Rechnung machen, in der der Schnittpunkt des relevanten Separatrixastes mit dem Septum als Funktion der Energieabweichung berechnet wird. Es muß dabei wieder unter korrelierter und unkorrelierter Bewegung zwischen Energieabweichung und radialem Winkel x' unterschieden werden, um die richtige Zuordnung zwischen Dispersion und Emittanz durchzuführen.

In einer Rechnung wurden folgende chromatische Einflüsse berücksichtigt:

- Arbeitspunkt (Chromatizität erster und zweiter Ordnung),
- β -Funktion am Septum und an Extraktions-Sextupolen (lineare Korrelation),
- α -Funktion am Septum (lineare Korrelation),
- Stärken der Extraktions-Sextupole (lineare Korrelation),
- Phasenvorschub zwischen Extraktions-Sextupolen und Septum (quadratische Korrelation),
- Orbitlänge (Momentum-Compaction, lineare Korrelation), und
- Dispersion am Septum (erste und zweite Ordnung).

Die auf diese Weise berechnete Korrelation zwischen Energieabweichung und x' -Schnitt mit dem Septum beschreibt die Trackingresultate qualitativ gut, allerdings mit einer falschen Skalierung (Abbildung 2.16). Die Ursache dafür ist nicht vollständig geklärt.

2.6 Extraktionskanal

Da das Extraktionsseptum, über das kontinuierlich zu extrahierende Teilchen gelangen, möglichst dünn sein muß, ist die erzielbare Feldstärke nicht besonders groß, und das Septum besitzt daher eine geringe Ablenkkraft. Dies hat zur Folge, daß das Septum die Teilchen nicht direkt aus der Maschine lenken kann, sondern den zu extrahierenden Teilchen nur eine leichte Winkeländerung aufprägt.

Daher muß strahlabwärts vom Septum an einer Stelle, an der die durch diese Winkeländerung erzeugte Separation vom umlaufenden Strahl möglichst groß ist, mit einem weiteren Septummagneten die eigentliche Auslenkung erfolgen. Die Anordnung der Septa zum Auslenken der Teilchen wird mit Extraktionskanal bezeichnet. Er sollte möglichst kurz sein, um für Strahlformung genügend Platz zum Experiment zu lassen.

Der Weg des extrahierten Strahls darf natürlich kein Quadrupoljoch kreuzen, d.h. die geometrische Trennung vom Strahlrohr des zirkulierenden Strahls sollte genau zwischen zwei Quadrupolen geschehen. Die horizontale Aperturradius der HERA-Quadrupole beträgt 40 mm, und der Außenradius 265 mm.

Als Muster eines elektrostatischen Septums kann das AmPS-Septum herangezogen werden [Linden92]. Es hat eine Länge von 1 m, und die Schneide besteht aus etwa 1500 Wolfram-Drähten mit je 50 μm Durchmesser, die im Abstand von jeweils 0.65 mm angeordnet sind. Die Anode befindet sich im Abstand von 2 cm von den Drähten und erlaubt eine maximale Spannung von 80 kV, d.h. das resultierende elektrische Feld beträgt 4 MV/m. Der Durchgriff des Feldes auf den zirkulierenden Strahl beträgt 0.2%.

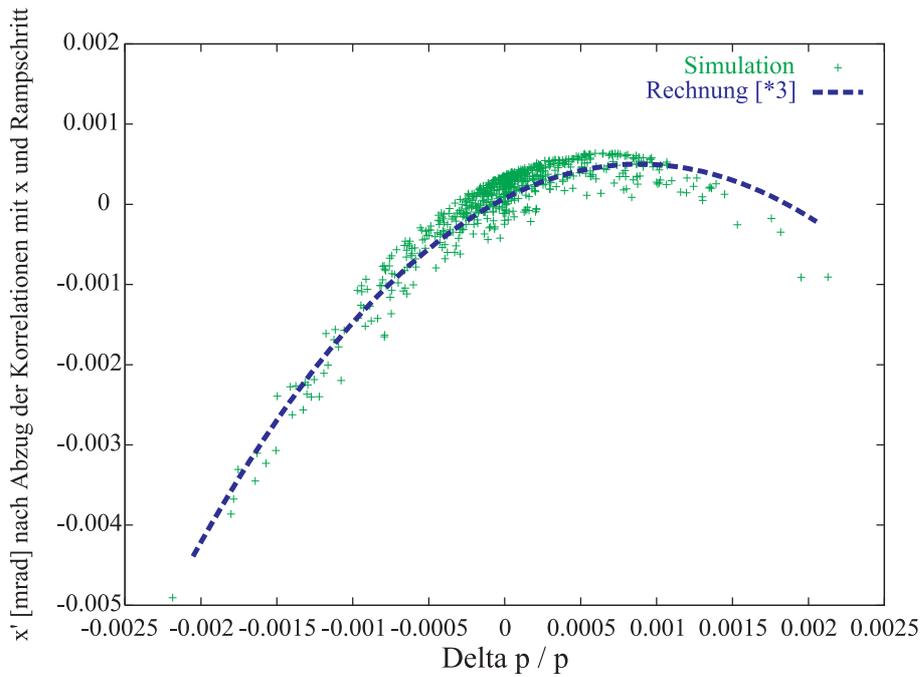


Abbildung 2.16: Korrelation zwischen x' und $\Delta p/p$ am Septum

Eine spezielle Mechanik sorgt dafür, daß beispielsweise durch Erhitzung reißende Drähte nicht auf die Anode treffen können.⁴

Da dieses Septum sehr zuverlässig arbeitete, kann eine ähnliche Konstruktion für die Extraktion aus HERA vorgeschlagen werden. Bei einer angenommenen Feldstärke von 5 MV/m und einer Länge von 2.5 m beträgt die Ablenkung von 25 GeV-Teilchen 0.5 mrad. In Abbildung 2.17 (a) ist dargestellt, wie die zu extrahierenden Teilchen durch diese Ablenkung vom zirkulierenden Strahl separiert werden.

Man erkennt, daß die Teilchen rund 30 m strahlabwärts des ersten Septums maximal separiert sind. Man kann aber schon 11 m strahlabwärts ein 3 mm dickes und 1 m langes Septum einsetzen. Mit einer magnetischen Feldstärke von 0.166 T werden die Teilchen dann dort um 2 mrad abgelenkt. Dadurch beträgt die Separation 20 m strahlabwärts rund 21 mm. Dies reicht aus, um mit zwei 16 mm dicken und jeweils 1.5 m langen Septa die zu extrahierenden Teilchen aus der Maschine auszulenken. Es verbleiben damit für die Strahlführung rund 40 m Strecke bis zur Mitte der Experimentierhalle. Diese Lösung ist in Abbildung 2.17 (b) dargestellt, und in Tabelle 2.9 sind die Daten der Septa aufgelistet. In der Abbildung ist zu erkennen, daß die oben genannten Apertur-Randbedingungen eingehalten werden.

	Position	Länge	Dicke	Stärke bei 25 GeV	Ablenkwinkel
Elektrostatisches Septum	0 m	2.5 m	50 μm	5 MV/m	0.5 mrad
Magnetisches Septum 1	11.0 m	1.0 m	3 mm	0.166 T	2 mrad
Magnetisches Septum 2	19.2 m	1.5 m	16 mm	0.77 T	14 mrad
Magnetisches Septum 3	21.8 m	1.5 m	16 mm	0.77 T	14 mrad

Tabelle 2.9: Elemente des Extraktionskanals

⁴Beschädigungen der Drähte traten aber nie auf.

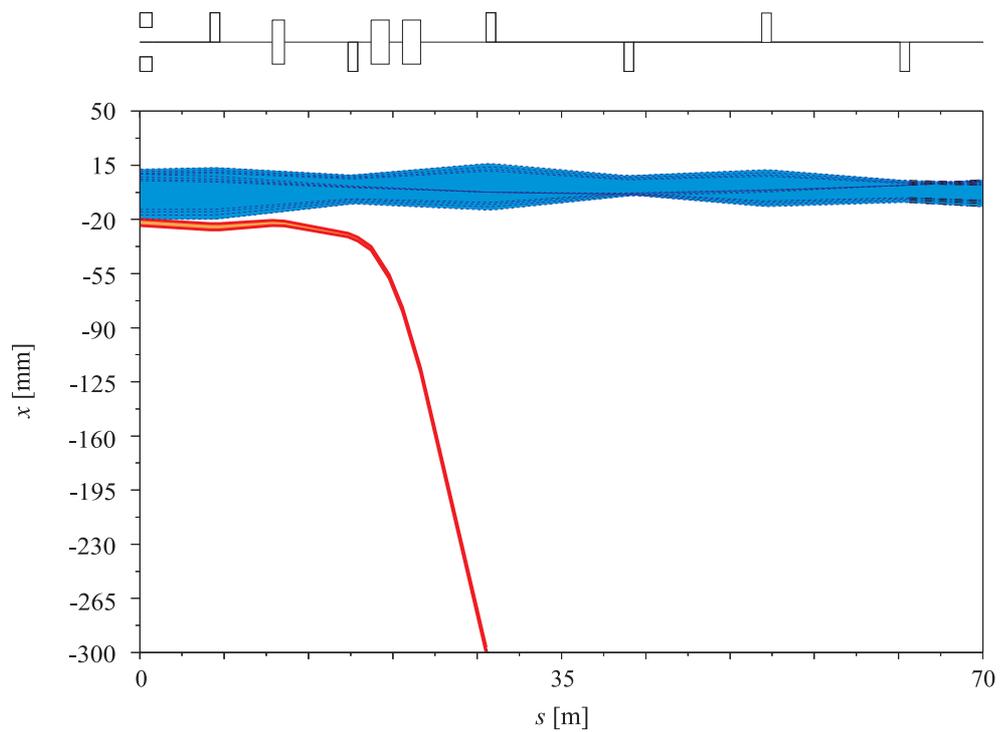
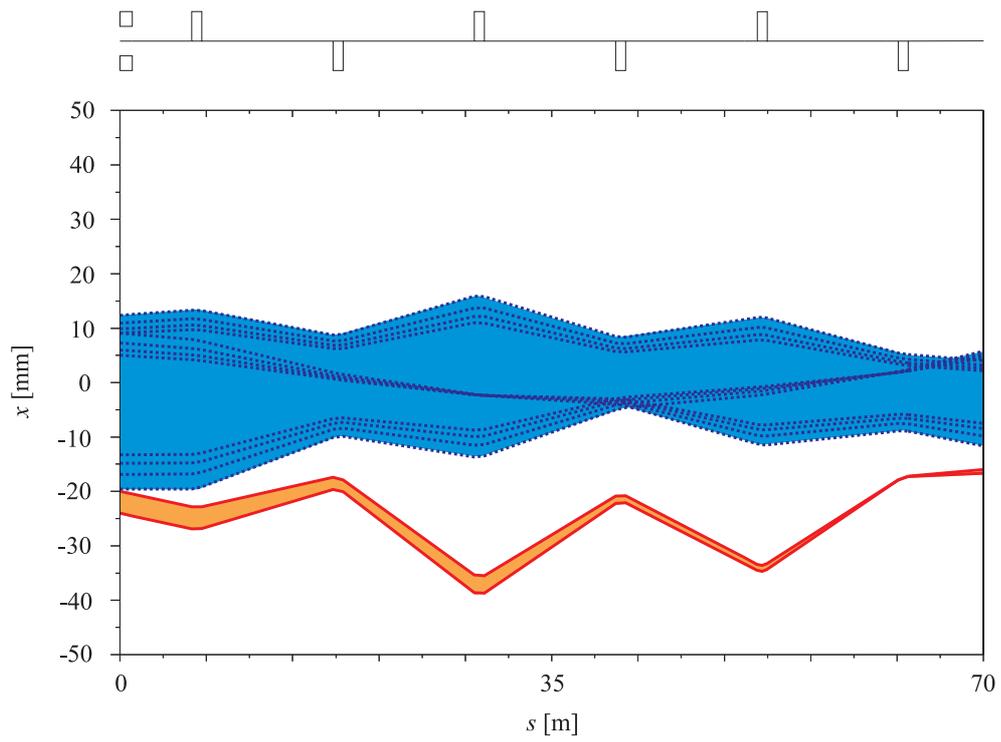


Abbildung 2.17: Extraktionskanal

2.6.1 Teilchenverluste auf dem ersten Septum

Bei einem Pitch von 4 mm und einer Septumdicke von $50\ \mu\text{m}$ fallen 1.25% der Teilchen auf das Septum, bei einem extrahierten Strom von $30\ \mu\text{A}$ trifft also ein Strom von $375\ \text{nA}$ auf den ersten Draht des elektrostatischen Septums.⁵ Durch die endliche Länge des Septums können aber Teilchen auch seitlich auf das Septum driften. Dies ist äquivalent zu einer Verbreiterung der Schneide am Septumeingang (Abbildung 2.18). Die Berechnung der Konturlinien eines Septums im Phasenraum ist im Anhang B dargestellt.

Da die Streuung der Teilchen in x' -Richtung und auch die Winkeländerung durch die Arbeitspunktrampe deutlich kleiner ist als die Ablenkung um $500\ \mu\text{rad}$, ist die effektive Verbreiterung des Septums im parabolischen Teil (Abschnitt IV in Abbildung B.1) sehr klein. Es bietet sich daher an, den Winkel des Septums so einzustellen, daß sich der Schnitt mit dem extrahierten Strahl im Phasenraum in diesem Abschnitt des Septums befindet.

In Abbildung 2.18 ist die effektive Septumkontur für ein $20\ \mu\text{rad}$ gedrehtes Septum mit den bei $25\ \text{GeV}$ mit einer Arbeitspunktrampe extrahierten Teilchen dargestellt. Die Vergrößerung der Schnittfläche des extrahierten Teilchenstrahls mit dem Septum beträgt damit lediglich 1.5%, ist also vernachlässigbar klein. Es ist sinnvoll, bei der technischen Realisierung zur Feinjustage eine Drehung des Septums um die vertikale Achse im μrad -Bereich vorzusehen.

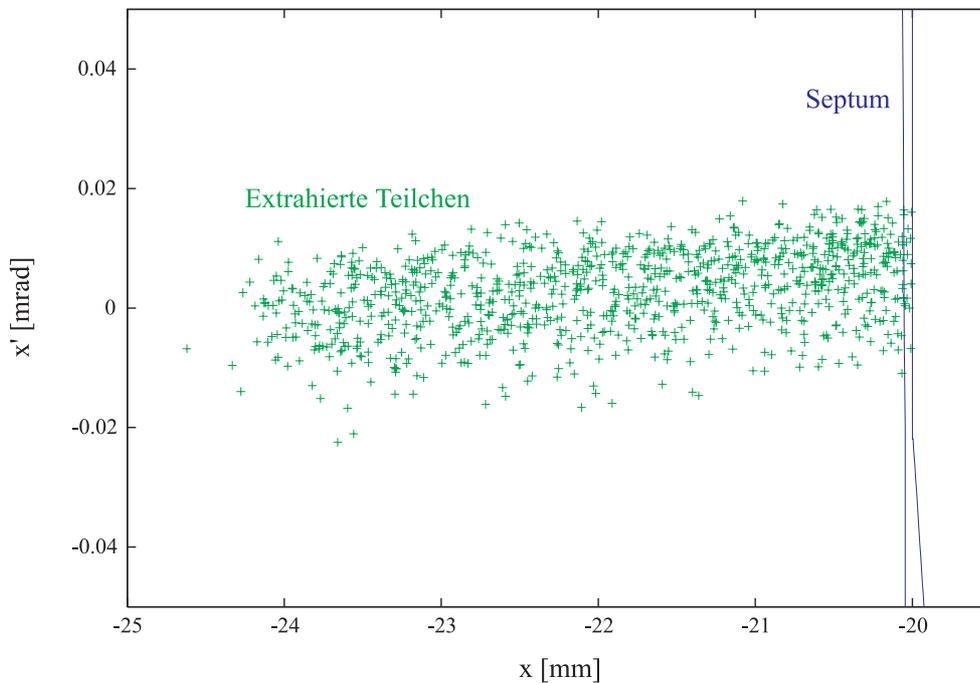


Abbildung 2.18: Septum im Phasenraum

Einige wichtige Auswirkungen der Wechselwirkung zwischen Strahlelektronen und Septumsmaterial wurden genauer untersucht. So deponiert der Strahl Energie im Septum und verursacht dadurch eine Erhitzung. Bei der resultierenden Spitzentemperatur muß die Zugfestigkeit des Materials ausreichend bleiben. Außerdem sublimiert abhängig von der Temperatur Septumsmaterial und verschlechtert das Vakuum, was wiederum für die Hochspannung gefährlich werden kann. Eine Reihe von Sekundärteilchen werden in elektromagnetischen Schauern erzeugt, wovon ein Teil auf die Anode trifft, und ein anderer Teil einen Strahlhalo erzeugen kann.

Ein Material, das oft für den Bau elektrostatischer Septa (wie beim AmPS-Septum) verwendet wird, ist Wolfram, da es einen sehr hohen Schmelzpunkt von $3650\ \text{K}$ besitzt und damit verbunden eine geringe

⁵Da durch das erste Septum eine klare Separation zwischen extrahierten und zirkulierenden Teilchen vorliegt, treffen im Gegensatz zum ersten Septum unter normalen Umständen keine weiteren Teilchen (bis auf die im ersten Septum erzeugten Halo-Teilchen) auf die folgenden Septa. Es wird daher im folgenden nicht weiter auf Verluste auf den magnetischen Septa eingegangen.

Sublimationsrate bei mittleren Temperaturen. Andererseits hat Wolfram eine hohe Kernladungszahl und die Wechselwirkung mit dem Strahl ist daher relativ stark.

Elektromagnetische Schauer

Die Strahlelektronen erzeugen elektromagnetische Schauer im Drahtmaterial. Viele der dabei entstehenden Teilchen verlassen den ersten Draht und treffen auf die nachfolgenden Drähte, so daß die Wirkung nicht auf den ersten Draht beschränkt ist. Vielmehr können je nach Konfiguration nachfolgende Drähte sogar stärker beeinflusst werden, solange bis die Teilchen abgestoppt oder aus der Drahtebene herausgestreut sind.

Die Schauerevolution wurde mit dem Monte-Carlo-Codepaket EGS4 [Nelson85] für verschiedene Drahtmaterialien (Wolfram, Titan und Kohlenstoff) simuliert. Die vertikale Strahlgröße, der Drahtdurchmesser und die Strahlenergie wurden ebenfalls variiert. Die dabei benutzten Standardwerte waren 100 μm vertikale Strahlgröße, 4 mm horizontale Strahlgröße, 50 μm Wolframdrähte (wie beim AmPS-Septum), 25 GeV Strahlenergie und 30 μA extrahierter Strahlstrom. Der Drahtabstand betrug konstant 0.65 mm. In Abbildung 2.19 sind die deponierten Energien pro einfallendem Teilchen in der Drahtmitte $\frac{dE}{dy}|_{y=0}$ gegen die Drahtnummer geplottet.

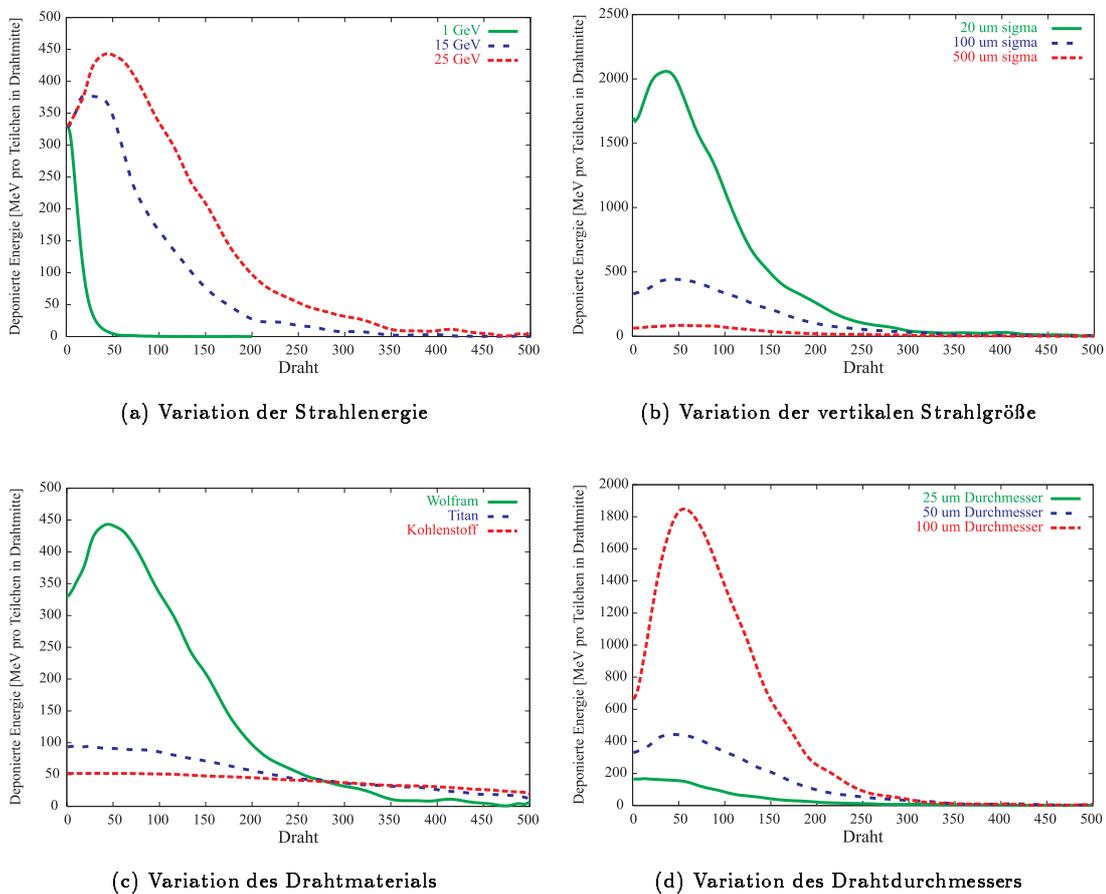


Abbildung 2.19: Energieabgabe durch Elektronenstrahl

Man erkennt, daß mit steigender Strahlenergie die totale, deponierte Energie signifikant steigt, aber das Maximum der in *einem* Draht deponierten Energie nur langsam wächst. Die deponierte Energie ist für Elemente mit kleiner Kernladungszahl (Titan und Kohlenstoff) deutlich kleiner als für Wolfram. Der Drahtdurchmesser ist auch sehr wichtig, aber es sollte beachtet werden, daß bei Verwendung dünnerer Drähte wahrscheinlich auch der Drahtabstand verringert werden muß, um den Felddurchgriff klein zu halten. Dies würde die Zahl der zwischen zwei Drähten die Drahtebene verlassenen gestreuten Teilchen verringern.

Die in der Drahtmitte deponierte Energie hängt natürlich stark von der vertikalen Strahlgröße ab, aber die im gesamten Draht deponierte Energie verändert sich kaum. Damit wird verständlicherweise eine zu kleinen vertikalen Strahlbreiten hin „spitzere“ Temperaturverteilung induziert.

Teilchenfluß auf Anode

Es wurden auch die herausgestreuten Teilchen untersucht. Im Mittel werden für jedes 25 GeV-Elektron, das auf den ersten Draht trifft, rund 38 Teilchen (das Monte-Carlo-Programm berücksichtigt Photonen mit Energien über 100 keV und Elektronen/Positronen über 500 keV) aus der Drahtebene herausgestreut. Von diesen treffen rund 11% auf die Septumsanode (ein 2.5 m langes, 2 cm hohes Septum angenommen), der entsprechende Fluß ist in Tabelle 2.10 aufgelistet, für einen extrahierten Strom von 30 μA bei 15 und 25 GeV bzw. von 65 μA im Falle von 1 GeV (AmPS-Wert).

Energie	Teilchenfluß auf Anode	Strom auf Anode
1 GeV	$7.4 \cdot 10^{11}$ 1/s	0.05 μA
15 GeV	$5.0 \cdot 10^{12}$ 1/s	0.09 μA
25 GeV	$1.0 \cdot 10^{13}$ 1/s	0.16 μA

Tabelle 2.10: Schauerteilchen, die auf die Anode treffen

Halo-Bildung

Ein anderer Teil der gestreuten Teilchen verläßt das Septum an der Ausgangsseite und mischt sich mit den umlaufenden und extrahierten Strahlteilchen. In einer Simulation mit den oben genannten Standardparametern und 1000 einfallenden Elektronen haben 2250 Elektronen das Septum auf der Ausgangsseite verlassen, dargestellt in Abbildung 2.20 a (der Einfluß des elektrischen Feldes im Septum wurde berücksichtigt). Die Energieverteilung dieser Teilchen ist in Abbildung 2.20 b dargestellt. Man erkennt, daß die meisten Teilchen relativ niederenergetisch sind (die in den Schauern erzeugten Sekundärteilchen) und daher in den folgenden Magneten der Strahlführung verlorengehen.

Weiterverfolgen dieser Teilchen⁶ ließ 140 Teilchen in das erste magnetische Septum treten, 20 erreichten das elektrostatische Septum nach einigen Umläufen erneut und wurden ebenfalls ins erste magnetische Septum gelenkt. Der Rest traf auf die Vakuumkammer. (Die Schauerbildung der auf die Vakuumkammer treffenden Teilchen wurde nicht untersucht.)

In den Eingang des ersten magnetischen Septums gelangten somit rund 16% mal soviel Elektronen, wie auf den Draht des elektrostatischen Septums getroffen waren. Abbildung 2.20 c zeigt die Teilchen zusammen mit dem regulären extrahierten Strahl am Eingang des ersten magnetischen Septums, Abbildung 2.20 d die Energieverteilung der Halo-Teilchen. Die niederenergetischen Teilchen, die noch am Ausgang des elektrostatischen Septums vorhanden waren, sind zum Großteil verlorengegangen.

Vom regulär extrahierten Strahl treffen bei korrekter Maschineneinstellung 1.25% auf den ersten Draht des elektrostatischen Septums, so daß insgesamt 2.0 %₀₀ Halo-Teilchen im Vergleich zu den regulär extrahierten Teilchen ins erste magnetische Septum eintreten. Die weitere Evolution des Halos hängt von den Aperturverhältnissen in den magnetischen Septa und der Beamline ab. Der Halo ist durch geeignete Kollimation zu entfernen, falls er das Experiment stört.

Gleichgewichts-Temperaturverteilung

Die vom Strahl im Draht deponierte Energie wird durch Wärmeleitung durch den Draht bewegt, sowie durch Wärmestrahlung abgestrahlt. Im Gleichgewichtsfall ist die Energiebilanz Null, und dies kann in folgender Differentialgleichung formuliert werden⁷ (vgl. [Koechlin87]):

⁶Es wurde mit MAD, also der üblichen Beschleunigeroptik, weitergerechnet. Die dabei verwendete lineare Behandlung der Bewegung ist für Teilchen mit großer Energieabweichung allerdings nicht korrekt. Bei Verwendung des Spurberechnungsprogramms GPT haben rund doppelt soviel Teilchen das magnetische Septum erreicht.

⁷Hier wird angenommen, daß die Temperatur über dem Drahtquerschnitt konstant ist, womit das Problem eindimensional wird.

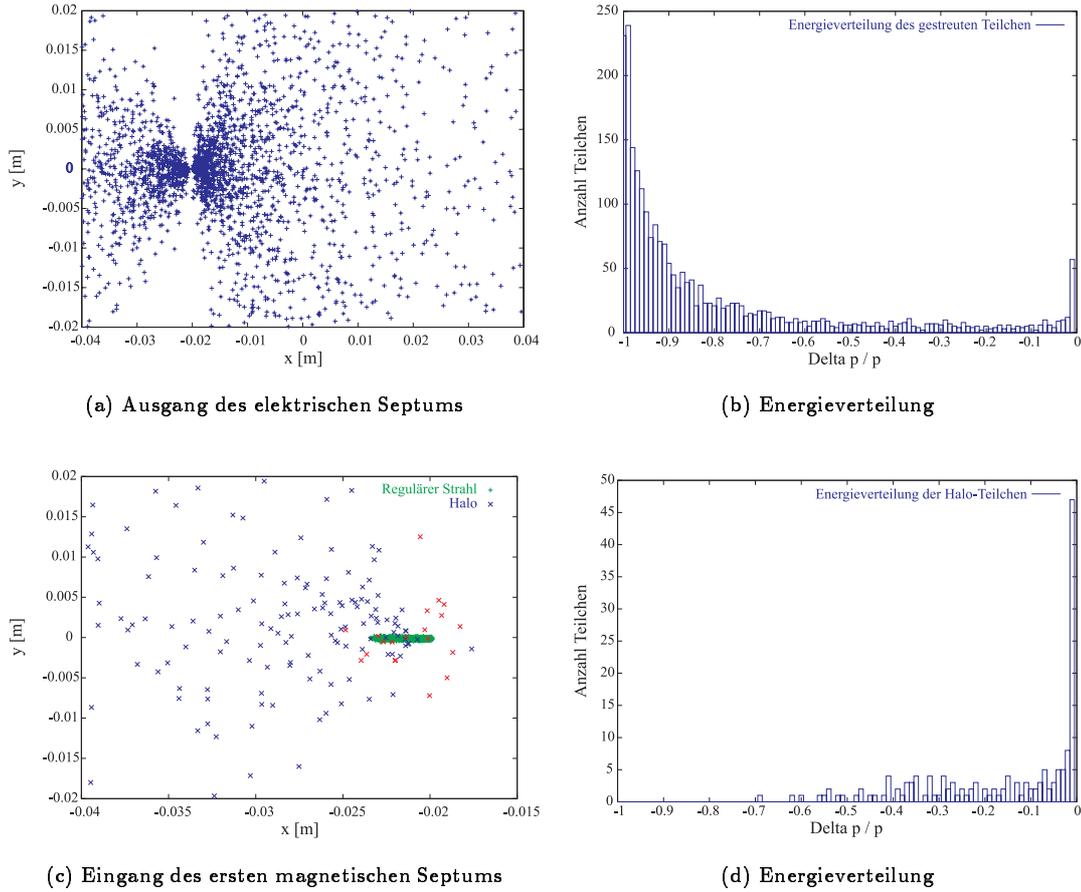


Abbildung 2.20: Verteilung der gestreuten Elektronen

$$\frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot K(T(y)) \cdot \frac{d^2 T(y)}{dy^2} - \pi \cdot d \cdot \epsilon(T(y)) \cdot k_B \cdot T^4(y) + E_{dep}(y) = 0 \quad (2.57)$$

$K(T)$ ist die Wärmeleitfähigkeit, d der Drahtdurchmesser, k_B die Stefan-Boltzmann-Konstante, $\epsilon(T)$ die Emissivität (in der Literatur zum Teil auch Emittanz genannt) und E_{dep} die vom Strahl deponierte Energie, die wie im vorigen Abschnitt beschrieben ermittelt wurde. Die Temperaturabhängigkeiten der Wärmeleitfähigkeit und der Emissivität wurden [Touloukian70] entnommen.

Die Differentialgleichung hat noch die Randbedingungen

$$T(-h) = T(h) = T_{raum} \quad (2.58)$$

zu erfüllen, wobei h die halbe Drauthöhe und T_{raum} die Raumtemperatur ist. Die Differentialgleichung muß numerisch gelöst werden. Die resultierenden Gleichgewichts-Temperaturverteilungen sind in Abbildung 2.21 und die Spitzentemperaturen in Tabelle 2.11 aufgelistet.

Es ist festzustellen, daß die Spitzentemperaturen nahezu unabhängig von der vertikalen Strahlhöhe und der Strahlenergie sind, aber stark vom Drahtmaterial und dem Drahtdurchmesser abhängen. Dabei sind die Temperaturen sowohl für Wolfram als auch Kohlenstoff tolerierbar. Welches Material letztlich gewählt wird, wird also von weiteren Faktoren abhängen, auf die in diesem Rahmen nicht weiter eingegangen wird. Außerdem ist es wichtig, die Drähte so dünn wie möglich zu machen. Insgesamt erscheint für den Normalbetrieb die Temperaturbelastung erträglich.

Es wurde auch der Fall getestet, daß das Septum direkt vom vollen Strahlstrom erfaßt wird, d.h. statt $0.375 \mu A$ $30 \mu A$ das Septum treffen. Mit den beschriebenen Septumparametern steigt die Spitzentemperatur von 1381 K auf über 6000 K , das Septum wird also zerstört. Daher sollte ein Schutzsystem eingebaut werden, das beispielsweise die im Septum erzeugten Sekundärteilchen als Maß für den interagierenden Strahlstrom mißt.

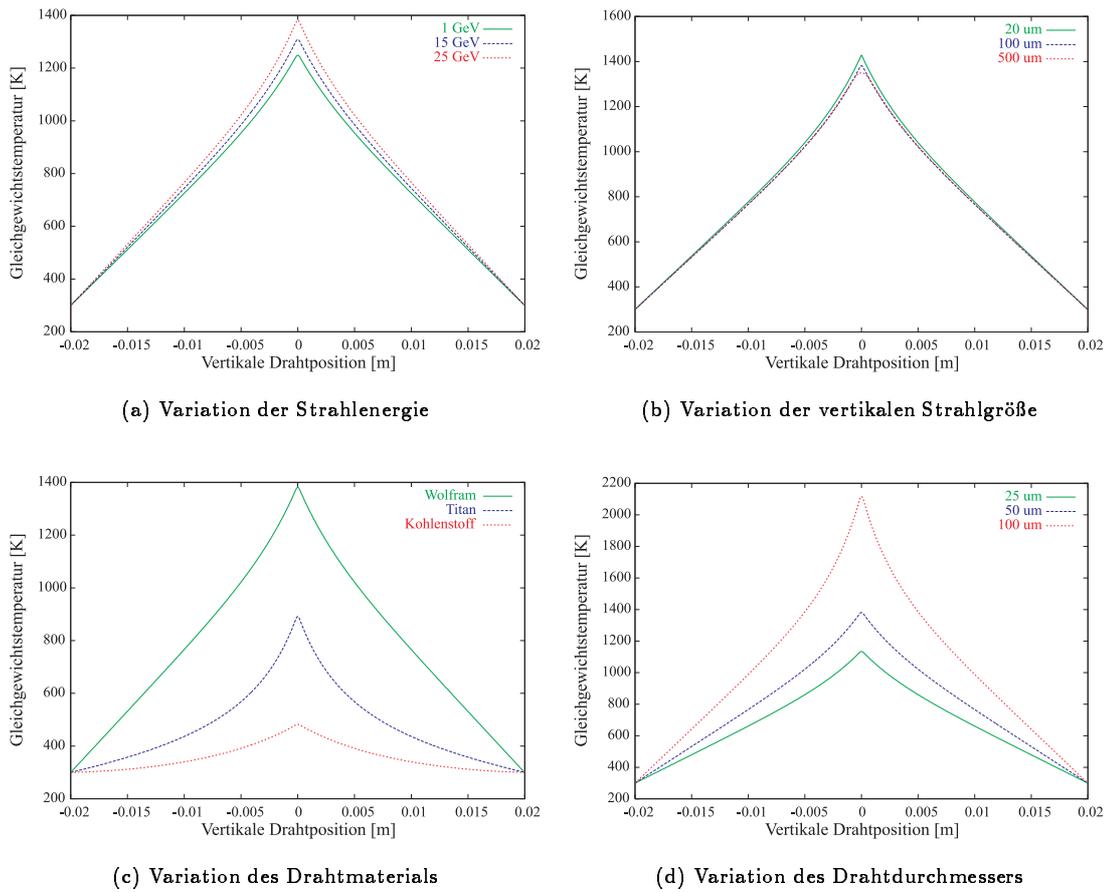


Abbildung 2.21: Gleichgewichts-Temperaturverteilungen

Strahlenergie	Spitzentemperatur	Verhältnis zur Schmelztemperatur
1 GeV	1249 K	34%
15 GeV	1308 K	36%
25 GeV	1381 K	38%
vertikale Strahlgröße (σ_y)	Spitzentemperatur	Verhältnis zur Schmelztemperatur
20 μm	1428 K	39%
100 μm	1381 K	38%
500 μm	1350 K	37%
Drahtmaterial	Spitzentemperatur	Verhältnis zur Schmelztemperatur
Wolfram	1381 K	38%
Titan	891 K	54%
Kohlenstoff	482 K	14%
Drahtdurchmesser	Spitzentemperatur	Verhältnis zur Schmelztemperatur
25 μm	1134 K	31%
50 μm	1381 K	38%
100 μm	2116 K	58%

Tabelle 2.11: Gleichgewichts-Spitzentemperatur in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern

2.7 Zusammenfassung

In Tabelle 2.12 sind die Parameter des ELFE@DESY-Strahls zusammengefaßt. Sie sind zu vergleichen mit den Parametern des originalen ELFE-Projekts in Tabelle 2.1. Neben dem etwas geringeren Strom und Tastverhältnis ist die größere Energiebreite des Strahls nachteilig, die durch einen Energiekompressor verkleinert werden müßte. Dennoch erscheint das Projekt eine Möglichkeit, mit vergleichsweise geringem Aufwand einen Elektronenstrahl für ELFE-Experimente zur Verfügung zu stellen.

Energie	$15 \leq E \leq 25$ GeV
Intensität	$30 \mu\text{A}$
Tastverhältnis	88 %
$\Delta E/E$ (FWHM)	$1.2 \cdot 10^{-3}$ bei 15 GeV
$\Delta E/E$ (FWHM)	$2.0 \cdot 10^{-3}$ bei 25 GeV
ε_x/π (90 % der Teilchen)	3 nm rad bei 15 GeV
ε_x/π (90 % der Teilchen)	10 nm rad bei 25 GeV

Tabelle 2.12: Strahlparameter von ELFE@DESY

Kapitel 3

ELSA

3.1 Die Extraktion aus ELSA

Am Bonner Stretcherring ELSA wird – wie auch für ELFE@DESY vorgesehen – der gepulste Elektronenstrahl eines Injektors durch langsame Resonanzextraktion in einen quasi-kontinuierlichen Strahl umgewandelt. Beim Injektor handelt es sich um ein Booster-Synchrotron, das Elektronenpulse auf Strahlenergien bis 1.6 GeV mit einer Wiederholrate von 50 Hz beschleunigen kann. Der Stretcherring ELSA kann den Strahl auch auf Energien bis 3.5 GeV nachbeschleunigen, allerdings auf Kosten des Tastverhältnisses.

ELSA ist im Vergleich zu HERA eine kleine Maschine mit 164.4 m Umfang, die aus 16 FODO-Zellen zusammengesetzt ist. Die Maschine besitzt zwei kurze gerade, näherungsweise dispersionsfreie Sektionen, in denen vier Sextupole zur Steuerung der Resonanzstärke aufgestellt sind. Wegen der angenäherten Dispersionsfreiheit beeinflussen diese Sextupole die Chromatizität der Maschine nur geringfügig; sie werden im folgenden Extraktionssextupole genannt. Zur horizontalen und vertikalen Chromatizitätskorrektur werden zwei weitere Sextupolfamilien verwendet, die nach ihrer Zuordnung F- und D-Sextupole genannt werden. Diese sind so verteilt, daß sie die drittelzahlige Resonanz kaum erregen. Nach Gleichung (A.15) ergibt sich beispielsweise für die horizontale Chromatizität

$$\xi_x = \xi_{x,\text{nat}} + 3.393 \cdot m_F + 0.272 \cdot m_D - 0.054 \cdot m_X \quad , \quad (3.1)$$

wobei m_F und m_D die Stärken der chromatizitätskorrigierenden Sextupole sind und m_X die Stärke der Extraktionssextupole ist.

Die natürliche Chromatizität beträgt theoretisch $\xi_{x,\text{nat}} = -5.30$, während Messungen eine Chromatizität von $\xi_{x,\text{nat}} = -11.25$ ergeben. Diese Differenz läßt sich durch ein Sextupolfeld in den Dipolen von $m_{\text{Dip}} = -0.085 \text{ 1/m}^3$ erklären, welches wahrscheinlich durch vom Dipolfeld magnetisiertes Lot in der elliptischen Vakuumkammer herrührt.

Aufgrund der Kompaktheit der Maschine ist es nicht möglich, die Strahloptik beispielsweise für das Extraktionsseptum beliebig einzustellen, vielmehr muß ein Ort gefunden werden, an dem die Separatrix geeignet ist. An zur Extraktion geometrisch geeigneten Orten ist die Separatrix verkippt, und es ist Dispersion am Ort der Separatrix vorhanden.

In Abbildung 3.1 ist der zur Zeit verwendete Extraktionskanal dargestellt. MSE22 und MSE23 (benannt nach den Halbzellen, in denen sie sich befinden) sind Septummagnete. Die stromdurchflossene Schneide des MSE22 hat eine Dicke von 1 mm, während die des MSE23 20.5 mm dick ist. Der Ablenkwinkel des MSE22 beträgt in etwa 5 mrad, der von MSE23 120 mrad. Um mit dem ersten Septum eine ausreichende Strahlseparation am MSE23 zu erzielen, befindet sich das MSE22 an einem fokussierenden und das MSE23 an einem defokussierenden Quadrupol.

Das erste Septum MSE22 ist in Lage und Winkel fahrbar, während das MSE23 fixiert ist. An der Abbildung kann man erkennen, daß dies den Spielraum für die Lage des MSE22 einschränkt. Die optimale Position liegt bei 22 mm Abstand zur Mitte der Vakuumkammer. Wenn man das Septum weiter herausfährt, geht zirkulierender Strahl am MSE23 verloren, während wenn man es weiter hineinfährt, ein Teil des extrahierten Strahls am MSE23 verlorenggeht. Letzteres kann durch Anpassen des Ablenkwinkels korrigiert werden, allerdings sind die Ablenkwinkel der beiden Septa bereits vorgegeben durch die

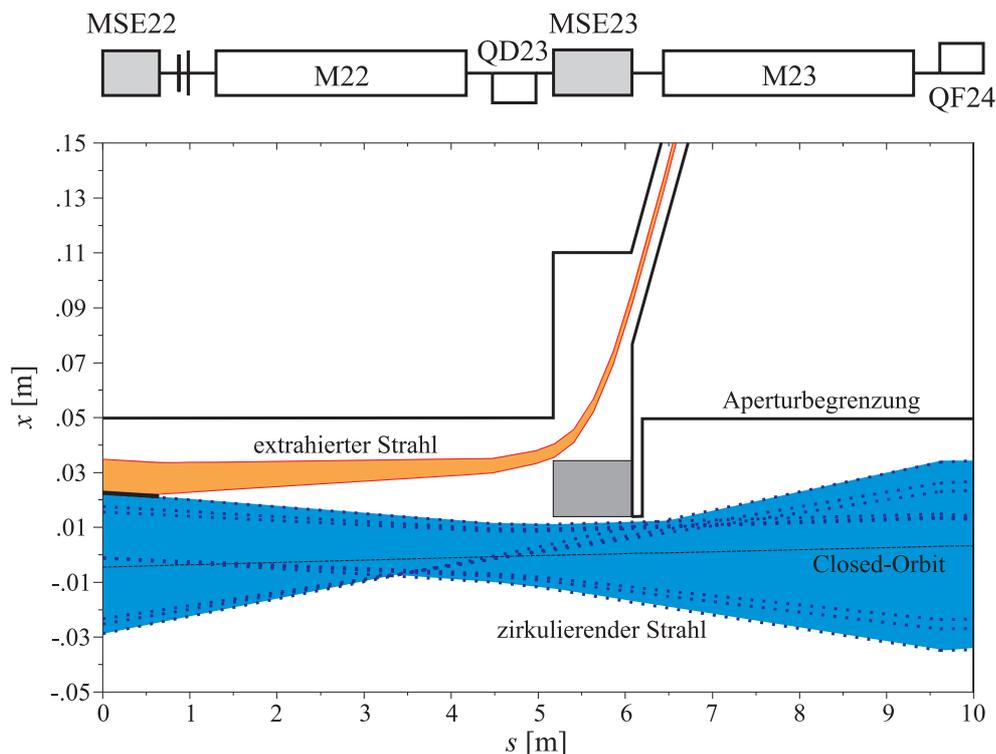


Abbildung 3.1: Extraktionskanal von ELSA

Randbedingung für den extrahierten Strahl, am Ausgang des MSE23 eine bestimmte Lage und einen bestimmten Winkel zu haben.

Für eine Beurteilung der Aussagekraft der Simulations- und Rechenergebnisse zum extrahierten Strahl an ELFE@DESY bietet sich ein Vergleich zwischen theoretischen Werten mit Meßwerten an ELSA an. Aufgrund der nicht für die Extraktion optimierten optischen Parameter am Septum ergeben sich an ELSA allerdings deutlich komplexere Zusammenhänge zwischen den Maschinenparametern und Parametern des extrahierten Strahls. Im folgenden Teil dieser Arbeit wird sich zeigen, daß bereits deutliche Differenzen zwischen den bisher vorgestellten analytischen Modellen und Simulationsergebnissen bestehen.

3.2 Untersuchung der externen Strahlparameter

In diesem Abschnitt werden die Parameter des extrahierten Strahls untersucht. Dabei werden analytisch gewonnene Zusammenhänge mit Simulationsergebnissen verglichen. Es wurden auch Messungen durchgeführt, um einige der Resultate zu überprüfen.

In den Simulationen und Messungen für ELSA wurden folgende Extraktionsparameter als Standardparameter gewählt: Extraktionssextupolstärke $m_X = 3.4 \text{ 1/m}^3$, Arbeitspunkte $Q_x = 4.640$ und $Q_z = 4.575$, Septumposition $x_{sep} = 0.022 \text{ m}$, und Strahlenergie $E = 2.3 \text{ GeV}$, bei ungefähr korrigierter horizontaler Chromatizität (F-Sextupolstärke $m_F = 3.410 \text{ 1/m}^3$). Es wurde jeweils ein Parameter variiert und die übrigen Parameter festgehalten. Die HF-Spannung betrug bei allen Messungen ungefähr 0.9 MV/Cavity , und der Synchrotronschwingungsarbeitspunkt lag damit bei $Q_s = 0.045$. In den Messungen wurde das Septum MSE22 üblicherweise mit einem Strom von 420 A betrieben, was einem Ablenkwinkel von 4.2 mrad entspricht.

3.2.1 Simulationstechnik

Für Tracking-Simulationen wurde wie bei ELFE@DESY *MAD* verwendet. Da in ELSA bislang ohne Closed-Orbit-Korrektur extrahiert worden ist (im wesentlichen aus technischen Gründen), wurde in den

Simulationsrechnungen der Closed-Orbit nachgebildet. Die Stärken der Korrekturmagnete wurden dabei einer Closed-Orbit-Korrektur für den Synchrotronlicht-Speichermode mit ähnlichen Arbeitspunkten bei 2.3 GeV entnommen [Keil98]. Damit lassen sich in der Rechnung die mit zwei Strahllagemonitoren tatsächlich am Septum gemessene Strahllage und der gemessene Strahlwinkel von im Mittel

$$x_{co} = -4.695 \text{ mm} \quad , \quad x'_{co} = 0.792 \text{ mrad} \quad (3.2)$$

sehr gut reproduzieren. Die Abweichungen der Strahllage von diesen Mittelwerten betragen in allen Messungen weniger als 200 μm und 50 μrad und sind damit vernachlässigbar. In vergleichenden Simulationen ohne Closed-Orbit-Störungen wurde zum Ausgleich das Septum so verschoben, daß sich der gleiche Abstand zum Strahlschwerpunkt ergibt.

MAD erlaubt wie beschrieben die Simulation unter Berücksichtigung der Synchrotronabstrahlung. Diese Simulation ist realistisch, da die Abstrahlung in jedem Magneten simuliert wird, aber sie ist auch zeitintensiv. Daher ist es von Vorteil, wenn man auf die Berechnung der Strahlungseffekte verzichten kann. Bei der Simulation der Resonanzextraktion ist die mittlere Auslenkzeit von Bedeutung, also die Zeitspanne, die die Teilchen im Mittel benötigen, über das Septum zu gelangen, sobald sie den stabilen Phasenraumbereich verlassen haben. Ist diese Zeit kurz im Vergleich zur Dämpfungszeit, kann man auf die Berechnung der Strahlungseffekte verzichten. Sowohl in ELSA als auch in ELFE@DESY benötigen die Teilchen größenordnungsmäßig 100 Umläufe, um extrahiert zu werden, sobald sie instabil geworden sind. In ELSA beträgt die mittlere Auslenkzeit damit rund 50 μs , während sie in ELFE@DESY immerhin um die 4 ms beträgt. Damit spielen die direkten Strahlungseffekte in ELSA bei der Extraktion keine Rolle, während sie bei ELFE@DESY wichtig sind.¹

Ein weiterer Unterschied zu ELFE@DESY liegt in den typischen Extraktionszeiten, die beim Nachbeschleunigungsmodus von ELSA im Sekundenbereich liegen und damit über mehrere Millionen Umläufe andauern. Damit würde eine 1:1-Simulation der Extraktion, wie sie für ELFE@DESY durchgeführt wurde, viel zu lange dauern. Für vernünftige Rechenzeiten wurde daher in der Simulation 10000 Teilchen injiziert und ein Großteil dieser mit einer relativ starken, linearen Arbeitspunktrampe innerhalb 2000 Umläufe extrahiert. Da sich die Parameter des extrahierten Strahls entlang dieser Rampe stark verändern können, wurde der Rampenhub klein gewählt (20% Verkleinerung des phasenstabilen Dreiecks).

3.2.2 Betrachtete Strahlparameter

Bei gaußförmigen Verteilungsfunktionen Es genügen nach Abzug der Dispersionskorrelationen drei unabhängige Parameter pro transversale Raumrichtung zur Beschreibung der Teilchenverteilungen. Im Twiss-Formalismus sind diese drei Parameter die Emittanz ε und die optischen Funktionen β und α . Auch bei nicht gaußverteilten Teilchendichten, wie bei der langsamen Extraktion in x -Richtung der Fall, kann angenähert eine Ellipse um die Teilchenverteilung in der (x, x') -Ebene gelegt werden.

Die Breite der Ellipse ist $\sigma_x = \sqrt{\varepsilon\beta}$. Ein Schnitt durch die Ellipse in x' -Richtung ergibt die unkorrelierte Strahldivergenz. Sie beträgt $\sigma_{x'} = \sqrt{\varepsilon/\beta}$. Die Emittanz ist $\varepsilon = \sigma_x \cdot \sigma_{x'}$, und damit proportional der Fläche der Phasenraumellipse.

Aus der Verkipfung der Ellipse resultiert eine korrelierte Strahldivergenz, d.h. eine Korrelation zwischen x - und x' -Koordinaten der Teilchen. Die Steigung einer an die Ellipse angepaßten Geraden beträgt $-\alpha/\beta$. Die korrelierte Strahldivergenz ergibt sich damit direkt aus der Lage des für die Extraktion relevanten Separatrixastes. Sie beträgt analytisch -0.157 rad/m. Allerdings zeigen die Tracking-Simulationen, daß die Separatrixäste leicht verkippt und etwas gekrümmt sind, so daß sich dort rund -0.130 rad/m ergibt. Dieser Wert ändert sich nur sehr geringfügig mit verschiedenen Extraktionsparametern. Daher wird im folgenden nicht weiter auf diese Größe eingegangen.

Die Breite der Strahlellipse ergibt sich aus der Teilchenschrittweite am Septum, also dem Pitch. Die Teilchenverteilung in x -Richtung kann keine Gaußverteilung sein, da die Verteilung auf der einen Seite durch die Septumschneide und auf der anderen Seite durch den Pitch und der Apertur des Septums begrenzt ist. Die Teilchendichte nimmt nach außen hin ab, da die Teilchenschrittweite selbst nach außen hin ansteigt.

¹An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die mittlere Auslenkzeit auch die Antwortzeit des extrahierten Strahls auf kleine Änderungen der Separatrixgröße ist und somit die Bandbreite einer direkt wirkenden stromstabilisierenden Extraktionsregelung begrenzt.

Im Falle von ELFE@DESY ist dieser Einfluß klein, so daß in etwa eine durch Septum und Pitch begrenzte Gleichverteilung in x -Richtung vorliegt, während der Einfluß im Falle von ELSA wichtig ist. In Abbildung 3.2 ist eine typische Teilchenverteilung (vor Abzug der Dispersionskorrelation D) dargestellt. Der rechte Schwanz ergibt sich aus Teilchen mit großen negativen Energieabweichungen, die aufgrund chromatischer Aberrationen der Strahloptik einen größeren Pitch aufweisen. Der Strahlschwerpunkt verschiebt sich daher bei negativen Energieverschiebungen nach außen. Damit liegt eine negative Dispersion D vor.

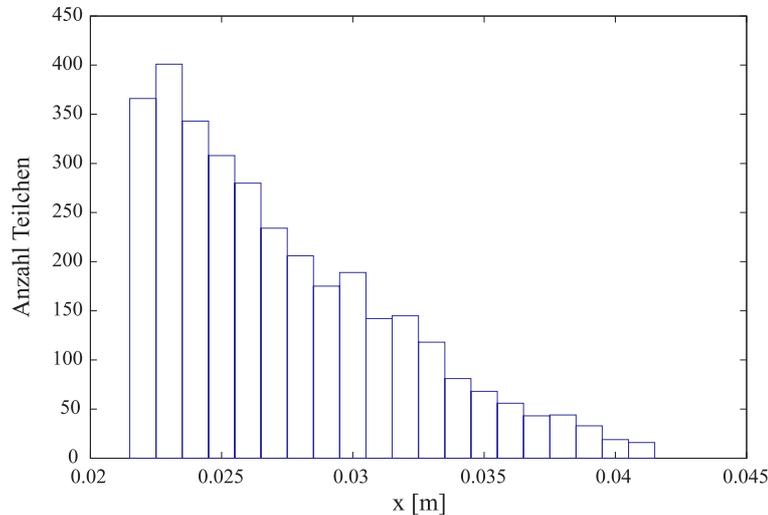


Abbildung 3.2: Teilchenverteilung in x -Richtung

Die unkorrelierte Strahldivergenz der Strahlellipse ist am schwierigsten zu bestimmen, da sie von mehreren Effekten erzeugt wird. Im Falle von ELFE@DESY sind die dominierenden Effekte die Synchrotronstrahlung und chromatische Aberrationen der Strahloptik (allen voran – falls vorhanden – Chromatizität). Ein weiterer kleiner Effekt ist der in den analytischen Rechnungen normalerweise vernachlässigte Einfluß der vertikalen Teilchenbewegung.

Detailtreue der Simulationen

In Tabelle 3.1 ist aufgelistet, wie sukzessives Reduzieren der Detailtreue der Tracking-Rechnung die Resultate beeinflusst. In *MAD* stehen ein symplektischer Lie-Algorithmus und der nichtsymplektische Transport-Formalismus zur Verfügung. Der Vergleich zeigt leichte Differenzen auf. Da der Lie-Algorithmus allerdings etwa zehnmals so viel Zeit in Anspruch nimmt wie der Transport-Formalismus, sind die folgenden Simulationen mit dem Transport-Formalismus durchgeführt.

Nichtberücksichtigen der Strahlungseffekte hat wie oben erläutert keinen nennenswerten Einfluß auf die Resultate. Daher werden in den folgenden Studien diese für ELSA generell vernachlässigt.

Die weiteren Vereinfachungen ergeben keine Verkleinerung der Rechenzeit, es ist aber durch gezieltes „Abschalten“ bestimmter Effekte möglich, ihren Einfluß zu bestimmen. So ergibt sich durch Vernachlässigen der Closed-Orbit-Störungen eine deutliche Verringerung der Strahlbreite und der inkoheränten Strahldivergenz. Die Synchrotronoschwingungen und die chromatischen Effekte beeinflussen ebenfalls die unkorrelierte Strahldivergenz, während die vertikale Teilchenbewegung zumindest für monoenergetische Teilchen keinen meßbaren Einfluß hat.

3.2.3 Meßmethode und apparativer Aufbau

Die Messung der Parameter der Strahlellipse, d.h. Emittanz sowie optische und dispersive Funktionen am Extraktionsseptum, geschieht bei höheren Energien am besten mit der sogenannten Quadrupol-Methode oder auch Quadrupolscan-Methode. Dabei wird auf einem Schirm strahlabwärts eines Quadrupols die Strahlbreite als Funktion der Fokussierstärke des Quadrupols gemessen (Abbildung 3.3). Ist der Quadrupol ausreichend fokussierend, entsteht strahlabwärts eine Strahltaile, deren longitudinale Position von der Fokussierstärke abhängt.

	σ_x [mm]	$\sigma_{x'}$ [μ rad]	ϵ_x [nm rad]
symplektisches Tracking (Lie)	$5.08 \pm 1.4\%$	$49.7 \pm 1.4\%$	$252.7 \pm 2.0\%$
Transport-Methode	$4.78 \pm 1.7\%$	$39.1 \pm 2.4\%$	$187.2 \pm 2.4\%$
keine Strahlungseffekte	$4.65 \pm 1.4\%$	$42.6 \pm 2.0\%$	$197.9 \pm 2.0\%$
keine Closed-Orbit-Störungen	$3.24 \pm 1.4\%$	$25.4 \pm 2.0\%$	$82.2 \pm 2.0\%$
keine Synchrotronschwingungen	$2.77 \pm 1.5\%$	$29.2 \pm 2.1\%$	$80.7 \pm 2.1\%$
keine Energieabweichungen	$2.55 \pm 1.5\%$	$4.6 \pm 2.1\%$	$11.8 \pm 2.1\%$
keine vertikale Bewegung	$2.55 \pm 1.6\%$	$4.6 \pm 2.3\%$	$11.8 \pm 2.3\%$

Tabelle 3.1: Vergleich verschiedener Detailstufen im Tracking

	D_x [m]	D'_x
symplektisches Tracking (Lie)	-0.99 ± 0.090	0.028 ± 0.011
Transport-Methode	-1.04 ± 0.134	0.045 ± 0.017
keine Strahlungseffekte	-1.30 ± 0.107	0.076 ± 0.014
keine Closed-Orbit-Störungen	-0.89 ± 0.085	0.026 ± 0.011
keine Synchrotronschwingungen	-1.98 ± 0.075	0.170 ± 0.009

Tabelle 3.2: Vergleich verschiedener Detailstufen im Tracking

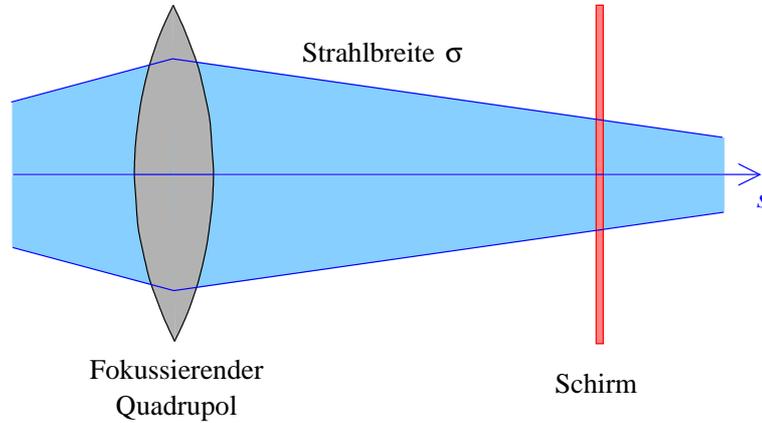


Abbildung 3.3: Quadrupol-Methode zur Emittanzmessung

Schirm

Da für die Emittanzmessung eine lineare Intensitätsantwort des Schirms auf die Strahlelektronen nötig ist, kommen in erster Linie OTR- (Übergangsstrahlungs-) und Keramik- (Chromox-) Schirme in Frage. Erstere haben als Nachteil eine geringe Lichtausbeute, was bei geringer Intensität des extrahierten Strahls problematisch ist (in ELSA typischerweise 100 pA bis 10 nA), während letztere ein starkes Nachleuchten zeigen und teurer sind. Es folgt eine Abschätzung der Leuchtkraft eines OTR-Schirms.

Die spektrale Abhängigkeit von über den gesamten Raum integrierter Übergangsstrahlung ist [Wartski75]:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\left(1 + \frac{2\omega^2}{\omega_p^2 \gamma^2} \right) \log \left(1 + \frac{2\omega_p^2 \gamma^2}{\omega^2} \right) - 2 \right] \quad (3.3)$$

Dabei ist ω_p die Plasmafrequenz des Schirmmaterials, die eine Funktion der Elektronendichte ist (für Aluminium, einem häufig verwendeten OTR-Material, beträgt sie beispielsweise 33.9 eV/ \hbar). Über das sichtbare Spektrum integriert ergibt sich für eine Strahlenergie im Bereich von 1 bis 3 GeV und einen Strahlstrom von 100 pA eine Lichtausbeute von rund 20 Millionen Photonen pro Sekunde, d.h. in etwa 3% Photonen pro Elektron.

Das sind bei einer Belichtungszeit von 20 ms 400000 Photonen pro Bild, die sich noch auf mehrere Pixel verteilen. Bei einer ausgeleuchteten Fläche von beispielsweise 50x50 Pixeln wären das nur noch

160 Photonen pro Bild und Pixel, was für eine handelsübliche Kamera zu gering ist. Damit kommen OTR-Schirme als Strahlnachweis bei kleinen Strahlströmen – ohne größeren technischen Aufwand zum Bildnachweis – leider nicht in Frage. Tests mit Aluminiumfolien am Elektronenstrahl haben dies bestätigt.

Bei den folgenden Messungen wurde daher ein Chromox-Schirm verwendet. Er lieferte schon bei einem Strahlstrom von rund 100 pA bei nicht zu großem Strahlfleck genügend Helligkeit. Mit Strömen im Nanoampere-Bereich lassen sich gute Profilmessungen durchführen. Ein Problem bei den Messungen mit den Chromox-Schirmen war, daß bei höheren Strahlströmen bzw. stark fokussiertem Strahl die verwendeten CCD-Kameras übersteuern. Dies ist nicht ein Mangel des Schirms, sondern ein Mangel der Kameras, die wegen fehlender Blendenregelung einen zu geringen Dynamikbereich aufwiesen. In den Messungen konnte man sich dadurch behelfen, den extrahierten Strahlstrom durch Regelung des in ELSA injizierten Stroms anzupassen.

Quadrupolscan-Messungen und ihre Problematik

Es soll hier der zur Auswertung der Profilmessungen verwendete Formalismus dargestellt werden. Die auf einem Schirm gemessene Strahlbreite setzt sich zusammen aus einem Emittanzanteil und einem dispersiven Anteil:

$$\sigma(s) = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta(s) + (D(s) \cdot \sigma_p/p)^2} \quad . \quad (3.4)$$

Die Funktionen $\beta(s)$ und $D(s)$ lassen sich zurückrechnen auf die optischen Funktionen am Startpunkt der Strahlführung:

$$\beta(s) = m_{11}(s)^2 \beta_0 - 2m_{11}(s)m_{12}(s)\alpha_0 + m_{12}(s)^2 \frac{1 + \alpha_0^2}{\beta_0} \quad , \quad (3.5)$$

$$D(s) = m_{11}(s)D_0 + m_{12}(s)D'_0 + m_{16}(s) \quad . \quad (3.6)$$

Für eine unabhängige Messung werden die Startparameter β_0 , α_0 , D_0 und D'_0 der Strahlführung als unbekannt betrachtet. Da die Matrixelemente m_{11} und m_{12} wiederum Funktionen der Stärken der strahl-aufwärts liegenden Quadrupole sind, lassen sich im Prinzip die relevanten Parameter ε , β_0 , α_0 , σ_p/p , D_0 und D'_0 durch Vermessung der Strahlbreite als Funktion einer Quadrupolstärke $\sigma(k)$ bestimmen. Im einfachsten Fall, einer Driftstrecke der Länge L zwischen Schirm und fokussierendem Quadrupol der Stärke k und der Länge l , sind die Matrixelemente:

$$m_{11}(k) = \cos \sqrt{k}l - L\sqrt{k} \sin \sqrt{k}l \quad , \quad (3.7)$$

$$m_{12}(k) = \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \sqrt{k}l + L \cos \sqrt{k}l \quad , \quad (3.8)$$

$$m_{16} = 0 \quad . \quad (3.9)$$

Um alle sechs Parameter aus einer Meßreihe rekonstruieren zu können, muß die Strahlbreite am Schirm von allen Parametern signifikant verschieden abhängen, d.h. es darf keine Entartung vorliegen. Leider ist es so, daß (ohne Dipolmagnete zwischen Quadrupol und Schirm) $\beta(s)$ und $D(s)^2$ qualitativ einen ähnlichen Verlauf haben, also das System fast entartet ist. Das äußert sich in der Praxis (und auch in simulierten Messungen) darin, daß Quadrupolscan-Messungen immer eine hyperbelförmige Abhängigkeit der Strahlbreite von der Quadrupolstärke aufweisen, und damit bestenfalls drei signifikante Parameter bestimmbar sind.

Im Prinzip kann die Strahlbreite für beliebig viele Quadrupoleinstellungen gemessen werden. Durch die Redundanz an Meßwerten kann mit einem geeigneten Fit der Meßfehler klein gehalten werden. In Abbildung 3.4 ist beispielhaft eine reale Messung an ELSA abgebildet. Zum Fit wurde der Marquardt-Levenberg-Algorithmus verwendet.

Wenn wie in Geradaeus-Systemen, beispielsweise LINACs, oder auch in Kreisbeschleunigern in vertikaler Richtung der dispersive Anteil wesentlich kleiner ist als der Emittanzanteil, kann man in der Auswertung den dispersiven Anteil vernachlässigen. So kann aus den Messungen ε , β_0 und α_0 bestimmt werden. Umgekehrt kann auch der dispersive Anteil dominieren, wie z.B. hinter starken Ablenkmagneten. Dann kann man mit einem Fit gut die dispersiven, aber nicht die Emittanzparameter bestimmen. Dies ist die Funktionsweise von Spektrometern.

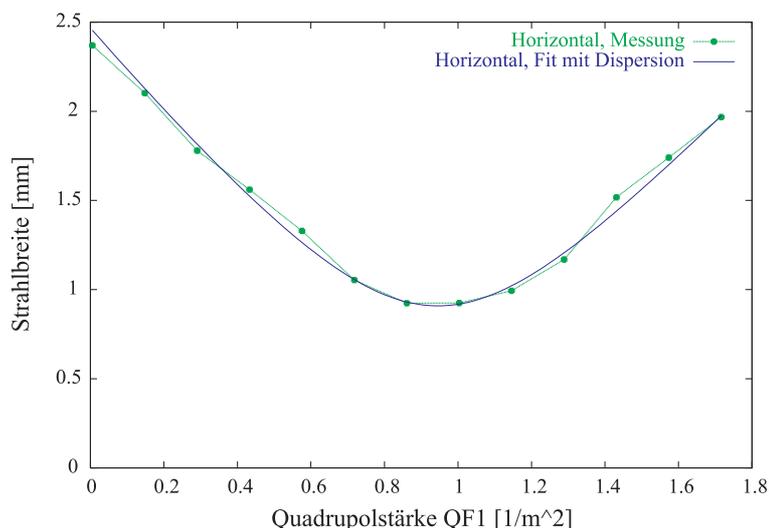


Abbildung 3.4: Ergebnis einer Quadrupolscan-Messung, mit Fit an die Meßwerte

Im Prinzip lassen sich die Strahlparameter auch ohne Veränderung der Fokussierstärke eines Quadrupols, aber dafür mit mehreren Schirmen entlang der Strahlführung bestimmen. Wenn die Schirme die Strahlqualität kaum beeinflussen, hat diese Methode den Vorteil, daß die Strahlparameter während des Strahlbetriebs ständig mitgemessen werden können. Ohne dispersive Parameter reichen drei Schirme aus. Es liegt dann aber keinerlei Redundanz der Meßwerte vor, d.h. man kann Meßfehler einzelner Schirme nicht durch Fits ausgleichen.

In [Giovannozi98] ist eine Messung beschrieben, bei der mit fünf Schirmen auch die dispersiven Parameter D_0 und D'_0 mitbestimmt wurden. Dafür muß sich mindestens ein Dipol im verwendeten Teil der Strahlführung befinden.

Unabhängige Messung von D_0 und D'_0

Die im folgenden verwendete Methode reduziert das Problem der Trennung von Emittanz- von dispersiven Parametern. Die Parameter D_0 und D'_0 lassen sich nämlich auch unabhängig bestimmen. Dazu vermißt man die Strahlage am Schirm in Abhängigkeit einer kohärenten Energieverschiebung des Strahls $\Delta p/p$, die in Elektronenspeicherringen am Einfachsten durch Variation der HF-Frequenz erzeugt wird:

$$\Delta x(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p} = -\frac{D(s)}{\alpha} \frac{\Delta f}{f} \quad . \quad (3.10)$$

Diese lineare Abhängigkeit ergibt direkt die Dispersion D am Schirm. Nach Variation der Stärke eines strahlaufrwärts vom Schirm liegenden Quadrupols und erneuter Messung der Dispersion, d.h. Bestimmung der Abhängigkeit $D(k)$ am Schirm, kann man D_0 und D'_0 nach Gleichung (3.6) ermitteln.

Da für diese Messung die Verschiebung des Strahlschwerpunktes anstatt der Strahlbreite aufgenommen wird und die Abhängigkeiten rein linear sind, können so mit vergleichsweise hoher Genauigkeit D_0 und D'_0 bestimmt werden. Abbildung 3.5 zeigt eine Messung mit linearem Fit. Nach dieser Messung verbleiben also noch vier zu bestimmende Parameter: ε , β_0 , α_0 und $\Delta p/p$.

Messung der Energiebreite

Für die ersten Emittanzmessungen wurde der Schirm in einem leicht zugänglichen Stück der SAPHIR-Strahlführung installiert. Strahlaufrwärts befinden sich drei Quadrupole und zwei Ablenktdipole. Hinter den Ablenktdipolen dominiert der dispersive Anteil (die Dispersion beträgt am Schirm mehr als drei Meter). Damit kann mit einem dort platzierten Schirm durch Quadrupolscans die Energiebreite des Strahls mit einer brauchbaren Genauigkeit gemessen werden. Die horizontale Emittanz läßt sich hingegen nicht mit befriedigender Genauigkeit bestimmen.

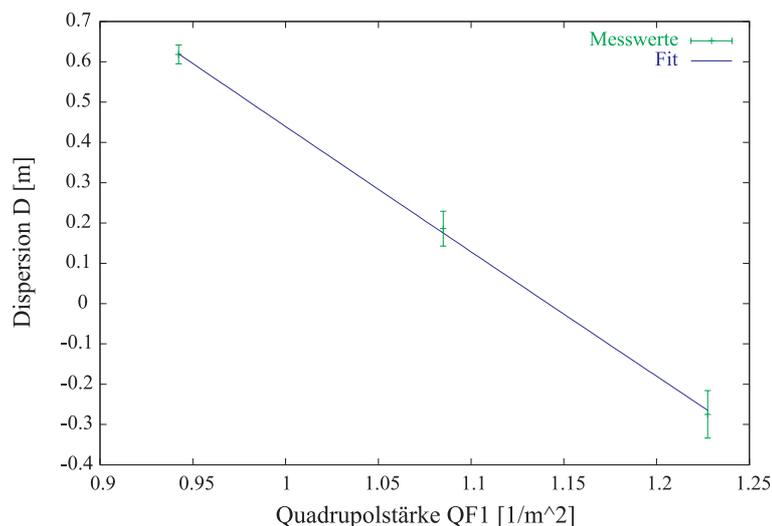


Abbildung 3.5: Ergebnis einer Dispersionsmessung, mit Fit an die Meßwerte

Es wurde eine Meßreihe bei 2.3 GeV mit verschiedenen Extraktionssextupoleinstellungen m_X aufgenommen. Fits der Strahlbreitenmessung mit nach oben beschriebener Methode gemessenem D_0 und D'_0 ergaben eine Energiebreite $\Delta p/p = (5.96 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$, ohne signifikante Abhängigkeit von m_X . Dieser Wert stimmt gut überein mit der theoretischen natürlichen Energiebreite des in ELSA gespeicherten Strahls von $\Delta p/p = 5.66 \cdot 10^{-4}$. Die Energiebreite des extrahierten Strahls hängt auch theoretisch (nahezu) nicht von der Extraktionssextupolstärke ab.

Daher wurde in den folgenden Messungen als Energiebreite des Strahls die natürliche Energiebreite angenommen, um mit den Messungen nur noch die drei horizontalen Emittanzparameter bestimmen zu müssen. Für die weiteren Messungen wurde der Schirm vor die Ablenkdiopole der Beamline positioniert. Zwischen horizontal fokussierendem Quadrupol und Schirm befindet sich lediglich Driftstrecke, und die Dispersion ist in diesem Teil der Strahlführung nicht dominierend, so daß gute Emittanzmessungen in radialer Richtung möglich waren. Der Fehler der Emittanzwerte in den folgenden Messungen betrug im Mittel rund 10 nm rad, das sind nur rund 5% der mittleren gemessenen Emittanzen.

Vertikale Strahlparameter

Da der Extraktionsprozeß in radialer Raumrichtung stattfindet, erwartet man, daß in erster Linie die vertikalen Strahlparameter des extrahierten Strahls denen des gespeicherten Strahls entsprechen. Die vertikale Emittanz des gespeicherten Strahls hängt von der durch Justage- und Feldfehler der Magnete verursachten vertikale Dispersion und transversale Kopplung ab. Ohne Kompensation der Kopplung beträgt sie in ELSA für die Extraktionsarbeitspunkte zwischen 10% und 20% der horizontalen Emittanz, also im Bereich 50 bis 100 nm rad.

Mit der verwendeten Meßanordnung zur Bestimmung der radialen Strahlparameter ist eine Messung der vertikalen Parameter nicht möglich. Dies liegt daran, daß mit dem verwendeten horizontal fokussierenden Quadrupol in der vertikalen Richtung die Strahltaile longitudinal nicht über den Schirm geschoben werden kann. Damit kann man nur einen der Äste der hyperbelförmigen Abhängigkeit der Strahlbreite von der Quadrupolstärke vermessen, an dem ein 3-Parameter-Fit nicht möglich ist. Da für die Untersuchung des Extraktionsprozesses die vertikalen Strahlparameter unwichtig sind, wurden sie im folgenden normalerweise nicht mitgemessen.

Zur Messung der vertikalen Strahlparameter kann nach dem 1998 erfolgten (anlässlich des Aufbaus des GDH-Experiments) teilweisen Neuaufbau der Strahlführung eine andere Quadrupol-Schirm-Kombination verwendet werden (QD1 - Schirm 4). Im Zuge dieses Neuaufbaus wurde die Strahlagnostik durch Einbau neuer, einheitlicher Schirme wesentlich verbessert. Messungen mit dieser Meßanordnung zeigten eine vertikale Emittanz von ca. 60 nm rad bei einer Strahlenergie von 1.6 GeV, in Übereinstimmung mit aus Kopplungsmessungen des gespeicherten Strahls resultierenden Erwartungen.

3.2.4 Variation der HF-Spannung U_{HF}

Der Synchrotronschwingungsarbeitspunkt kann in gewissen Grenzen mit der HF-Spannung eingestellt werden. Der Emittanzverlauf als Resultat der Simulationsrechnungen ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Auffällig sind die resonanzartige Überhöhungen bei Arbeitspunkten Q_s , die ein Vielfaches von 0.015 sind, insbesondere bei 0.045. Dies liegt vermutlich daran, daß mit der Resonanz $3Q_x = 14$ extrahiert wird, und mit $Q_s = 0.045$ die Resonanzbedingung $3Q_x + 2Q_s = 14$ gut erfüllt ist.

Die dispersiven Funktionen D_0 und D'_0 , sowie die Energiebreite variieren deutlich mit dem Synchrotronschwingungsarbeitspunkt. Exemplarisch ist in Abbildung 3.7 der Verlauf von D_0 abgebildet.

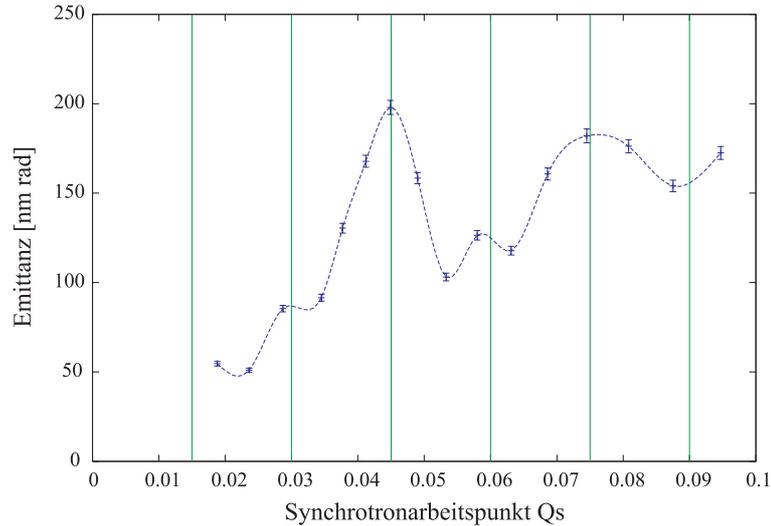


Abbildung 3.6: Emittanz gegen Synchrotronschwingungsarbeitspunkt (Simulation)

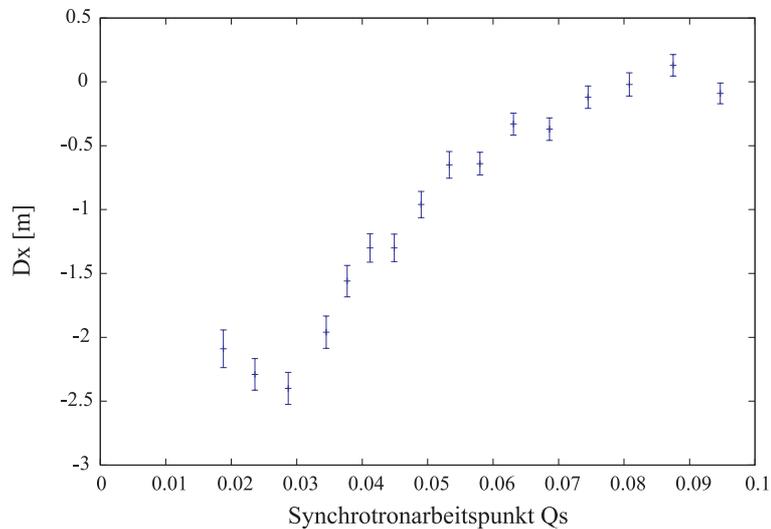


Abbildung 3.7: Dispersion gegen Synchrotronschwingungsarbeitspunkt (Simulation)

3.2.5 Variation der Extraktionssextupolstärke

Bei der Variation der Sextupolstärke m_X wurde der Arbeitspunkt jeweils derart angepaßt, daß das Verhältnis aus m_X und Arbeitspunkt Abstand zur Resonanz konstant ist. Analytisch wird damit die Separatrixgröße konstant gehalten, während sich der Pitch und damit die Emittanz ändert. Allgemein steigt der Pitch mit der Extraktionssextupolstärke.

Bei den Simulationsrechnungen zeigten sich allerdings zwei nennenswerte Effekte. Zum einen wird durch das Ändern des Arbeitspunktes auch die oben angesprochene Resonanzbedingung $3Q_x + 2Q_s = 14$ berührt. Damit ergibt sich bei entsprechenden Parametern eine resonanzartige Überhöhung des Pitches. In Abbildung 3.8 ist dies deutlich erkennbar.

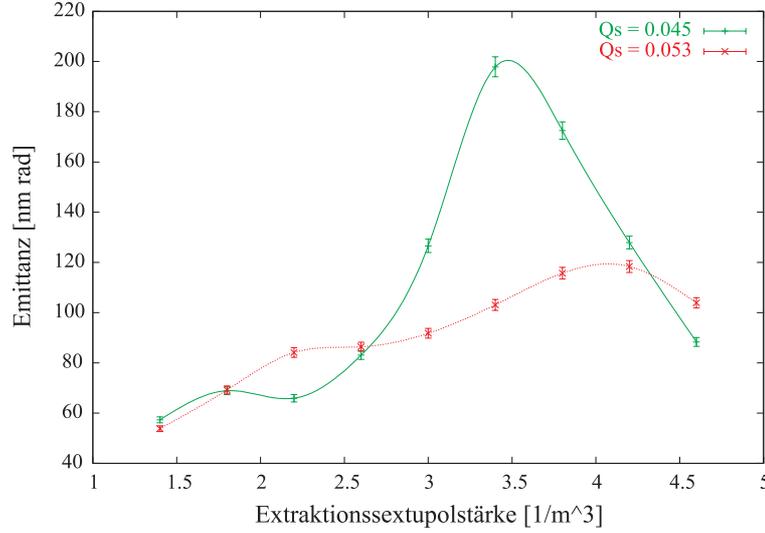


Abbildung 3.8: Emittanz gegen Extraktionssextupolstärke (Simulation)

Zum anderen bricht der Pitch bei größeren Extraktionssextupolstärken ein anstatt weiter anzusteigen. Die Tracking-Simulationen zeigen eine Deformation und ein effektives Anwachsen der Separatrix mit steigender Extraktionssextupolstärke, welches von den einfachen analytischen Rechnungen nicht erfaßt wird. Dieser Effekt ist in Abbildung 3.12 gut zu erkennen.

Um ihn quantitativ zu untersuchen, wurden spezielle Simulationsrechnungen zur Bestimmung des Pitches durchgeführt. Dabei wurde zum Tracking eine Teilchenmenge definiert, die sich parallel zu einer Seite des phasenstabilen Dreiecks gerade auf der instabilen Seite befindet. Zur Bestimmung des Pitches muß diese Menge so gewählt werden, daß sie sich nach drei Umläufen mit der Startmenge überschneidet, und sie sollte möglichst dicht sein.

Bei konstantem Verhältnis von m_X und ΔQ und mit festem Abstand zwischen relevantem Fixpunkt und Septum würden analytisch Größe und Form des phasenstabilen Dreiecks unverändert bleiben und die Schrittweite mit der Sextupolstärke überproportional ansteigen. Die Deformation des Dreiecks bei größeren Sextupolstärken hat aber zur Folge, daß der relevante Fixpunkt näher an das Septum rückt und dadurch die Schrittweite am Septum effektiv kleiner wird. Bei sehr großen Sextupolstärken kann die Separatrix sogar das Septum schneiden. In Abbildung 3.9 sind die berechneten Schrittweiten geplottet. Zum Vergleich ist dort auch die Näherung aus [Neckenig93] dargestellt, die eine lineare Näherung der analytischen Formel ist.

Die Strahldivergenz zeigt in den Simulationrechnungen ebenfalls ein interessantes Verhalten. Der Einfluß der Synchrotronoschwingungen auf die unkorrelierte Strahldivergenz läßt sich analytisch mit Hilfe des Kompressionskoeffizienten k_c berechnen. Da die Tracking-Rechnungen zum Pitch nennenswerte Abweichungen zu den rein analytischen Rechnungen gezeigt haben, ist es interessant, auch k_c mit Tracking-Rechnungen zu ermitteln und mit einer analytischen Berechnung zu vergleichen. In Abbildung 3.10 sind die für drei Umläufe vor Erreichen des Septums ermittelten Kompressionskoeffizienten dargestellt.

Der analytische Kompressionskoeffizient fällt nahezu linear mit der Sextupolstärke ab, d.h. die Kompression wird stärker. Der mit Simulationsrechnungen bestimmte Koeffizient ist für kleine Sextupolstärken etwas größer als der analytisch bestimmte, während er bei Sextupolstärken größer als rund 3.0 1/m^3 drastisch ansteigt und ab 3.8 1/m^3 sogar Antikompression erreicht.

Meßergebnisse

In den Messungen wurde die Extraktionssextupolstärke m_X im Bereich von 2.6 bis 4.2 $1/\text{m}^3$ variiert. Der Arbeitspunktabstand ΔQ wurde wie in den Simulationsrechnungen mitgeändert, damit das Verhält-

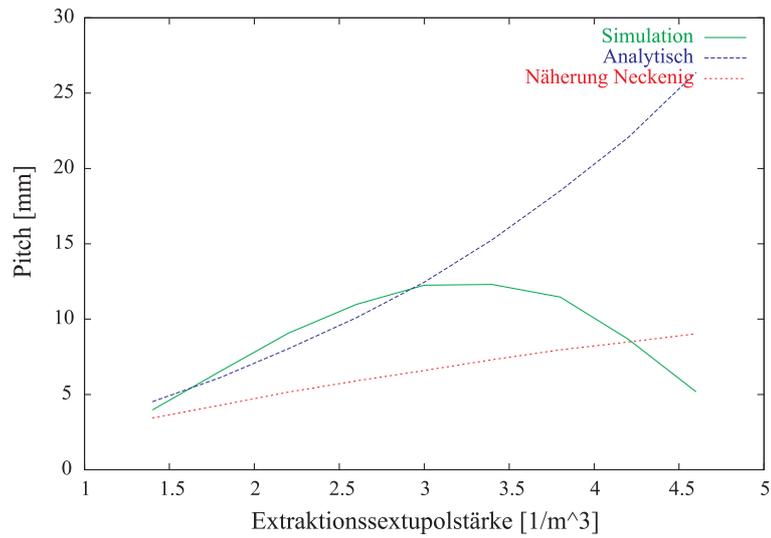


Abbildung 3.9: Pitch gegen Extraktionssextupolstärke (Theorie)

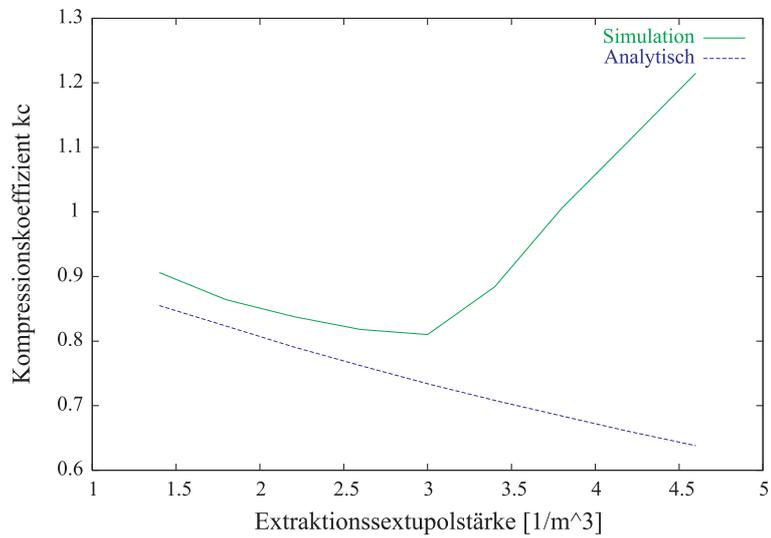


Abbildung 3.10: Kompressionskoeffizient gegen Extraktionssextupolstärke (Theorie)

nis $\Delta Q/m_X$ konstant blieb. Die Stärke der F-Sextupole wurde ebenfalls leicht mitgeändert, um die geringfügige Chromatizitätsänderung durch die Extraktionssextupole auszugleichen.

Wie beschrieben wurden die dispersiven Parameter D_0 und D'_0 separat durch Variation der Strahlenergie vermessen und die natürliche Energiebreite des gespeicherten Strahls angenommen. Die Messungen der dispersiven Parameter zeigten nur eine geringfügige Abhängigkeit von m_X . Aus den Quadrupolscan-Messungen wurden dann ε , β_0 und α_0 ermittelt. In Abbildung 3.11 sind exemplarisch die Emittanzmeßwerte im Vergleich zu den Simulationsergebnissen dargestellt. Die quantitative Übereinstimmung ist nicht besonders gut, aber die von den Simulationen vorhergesagte Überhöhung der Emittanz bei $m_X = 3.4 \text{ 1/m}^3$ spiegelt sich auch in den Meßwerten deutlich wider.

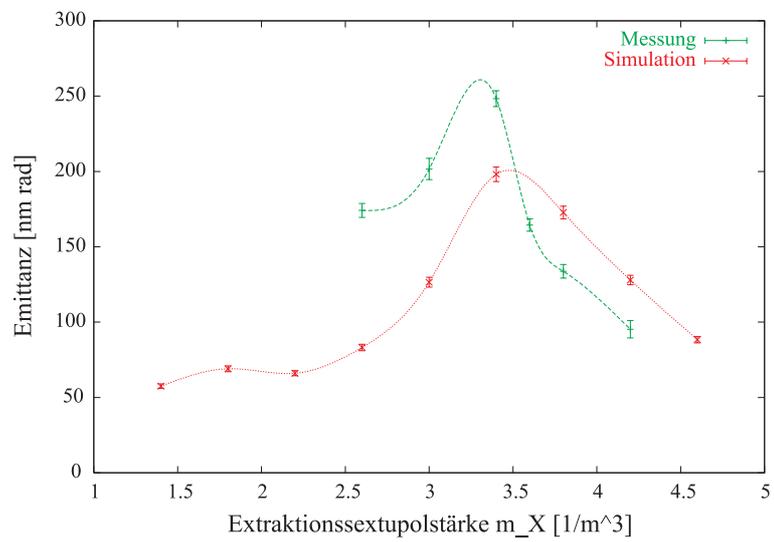
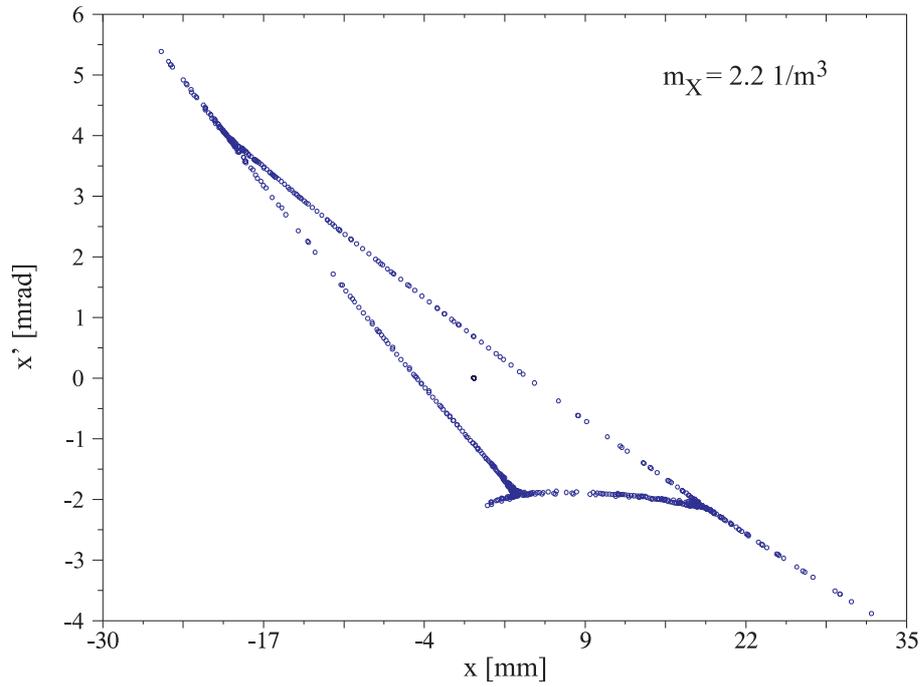
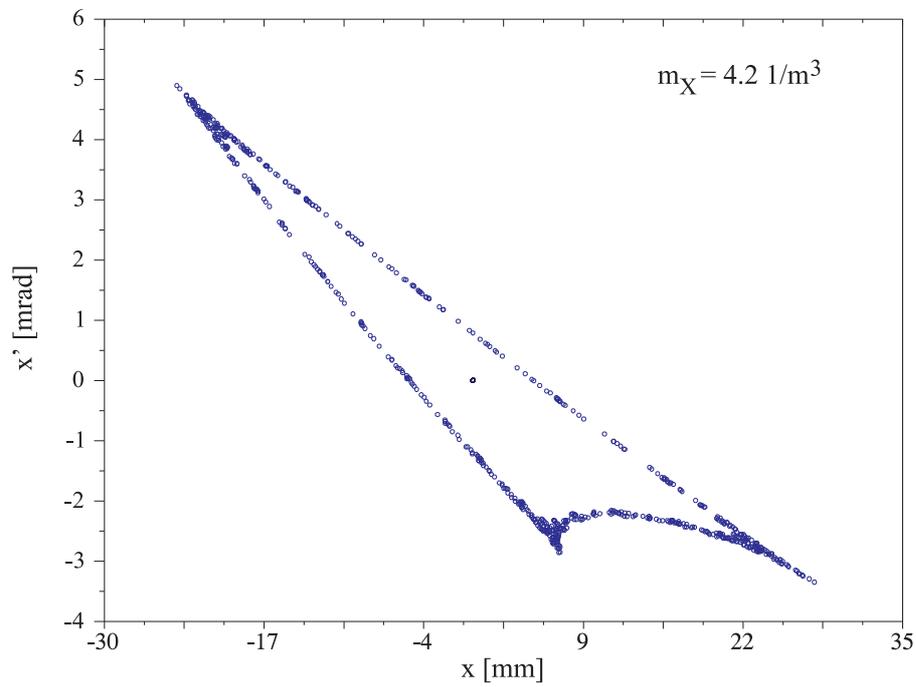


Abbildung 3.11: Emittanz gegen Extraktionssextupolstärke (Simulation und Messung)



(a) Kleine Sextupolstärke ($m_X = 2.2 \text{ 1/m}^3$)



(b) Große Sextupolstärke ($m_X = 4.2 \text{ 1/m}^3$)

Abbildung 3.12: Deformation der Separatrix (Simulation)

3.2.6 Variation des Arbeitspunktes (Arbeitspunktrampe)

Da bei festen Parametern während eines Extraktionszyklusses der extrahierte Strom exponentiell abfällt, muß für einen konstanten extrahierten Strom die Größe des phasenstabilen Bereichs verkleinert werden. Dies geschieht mit einer Arbeitspunktrampe, die in ELSA mit zusätzlichen Luftquadrupolen erzeugt wird.

Durch die Arbeitspunktverschiebung ändern sich der Pitch und damit die Emittanz des extrahierten Strahls leicht, wie in Grafik 3.13 aufgezeigt. Die Änderung des Pitches und damit der Emittanz des extrahierten Strahls ist allerdings klein und meßtechnisch schwer nachweisbar.

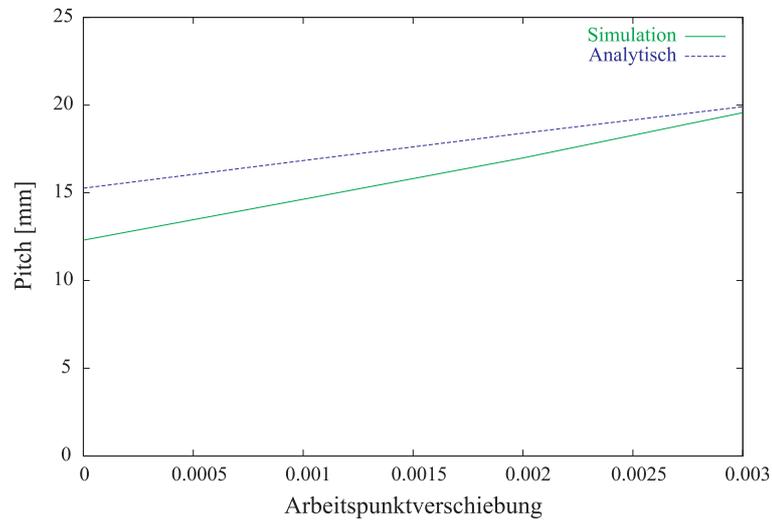


Abbildung 3.13: Pitchänderung durch Arbeitspunktverschiebung (Theorie)

In Abbildung 3.14 sind die Meßwerte und die Simulationsergebnisse für die Emittanzänderungen durch Arbeitspunktverschiebungen mit Hilfe der Luftquadrupole gegenübergestellt. Die Messung gestaltet sich für größere Arbeitspunktverschiebungen problematisch, da durch diese die Extraktionrate drastisch vergrößert wird (dies ist im Normalbetrieb letztlich der Zweck der Arbeitspunktrampe). Bei einer Arbeitspunktverschiebung von 0.003 wird der gesamte Strahl in kurzer Zeit vollständig extrahiert; das normalerweise störende Nachleuchten der Keramikschrime war bei dieser Messung hilfreich. Allerdings war die Meßgenauigkeit nicht ausreichend, die theoretisch erwarteten kleinen Emittanzänderungen signifikant nachzuweisen.

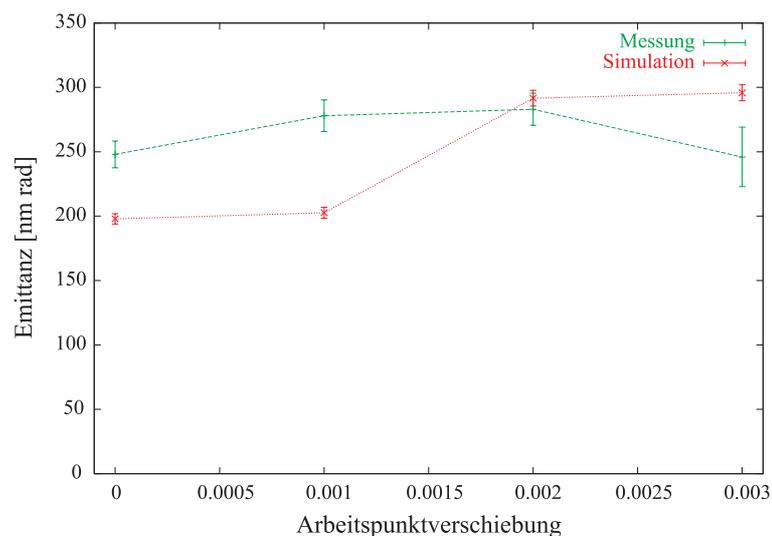


Abbildung 3.14: Emittanzänderung durch Arbeitspunktverschiebung (Simulation und Messung)

3.2.7 Variation der Chromatizität

Durch die Variation der Chromatizität wird die Amplitude der Arbeitspunktschwingungen durch Synchrotronoszillationen beeinflusst. Wie in Kapitel 2 erläutert bewirken diese Oszillationen zusammen mit der Kompression eine Vergrößerung der x' -Streuung (und damit der Emittanz) der extrahierten Teilchen, und es wird Dispersion D' am Septum erzeugt. Im Falle von ELFE@DESY sind die hergeleiteten analytischen Formeln in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen.

Bei ELSA angewandt ergeben sich allerdings deutliche Unterschiede zwischen diesen analytischen Formeln und Simulationsergebnissen. In den Abbildungen 3.15 und 3.16 sind die unterschiedlich gewonnenen Resultate zusammen mit Meßwerten dargestellt. In den Simulationen fallen beispielsweise zwei (schwache) resonanzartige Überhöhungen der x' -Streuung auf. Außerdem besitzen der linke und der rechte asymptotische Ast der Kurve nicht die gleiche Steigung. Die chromatischen Eigenschaften von ELSA sind offenbar deutlich komplizierter, als daß sie ausreichend mit linearer Chromatizität erklärt werden könnten. Ein analytisches Modell mit befriedigenderen Resultaten wäre sehr kompliziert, so daß ein Vorteil zu Simulationsrechnungen nicht zu erwarten ist.

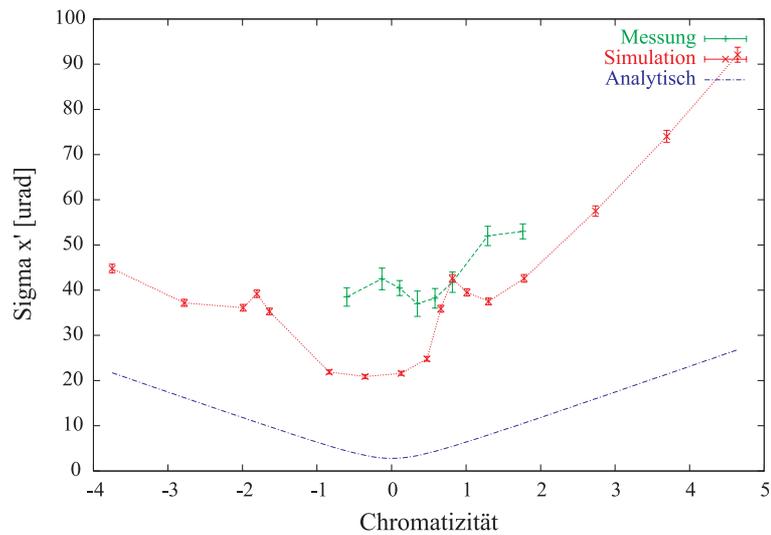


Abbildung 3.15: Unkorrelierte Strahldivergenz gegen Chromatizität (Theorie und Messung)

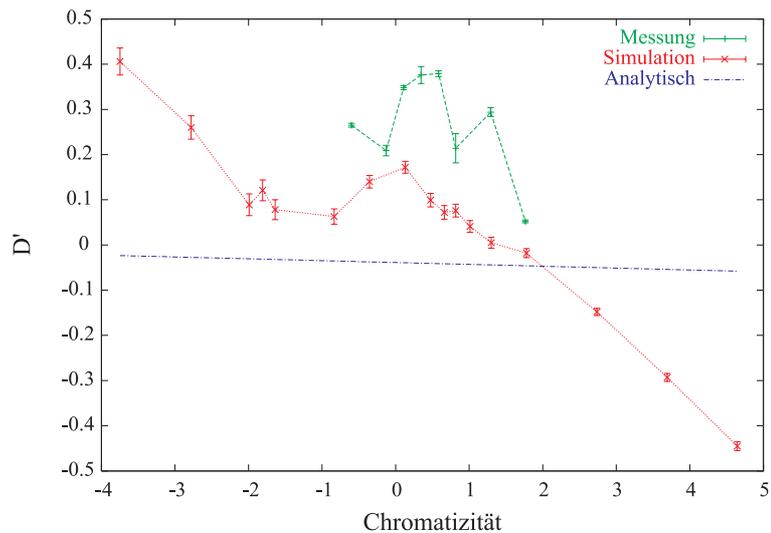


Abbildung 3.16: Dispersionsfunktion D' am Septum gegen Chromatizität (Theorie und Messung)

3.2.8 Variation der Septumposition

Wie erwähnt steigt der Pitch mit wachsendem Abstand vom Closed-Orbit. Damit steigt die Emittanz des extrahierten Strahls, wenn man das Septum weiter nach außen fährt. Dies ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Analytisch steigt der Pitch überproportional, aufgrund der Krümmung des relevanten Separatrixastes bei hohen Amplituden ist allerdings der effektive Anstieg in den Simulationsrechnungen geringer.

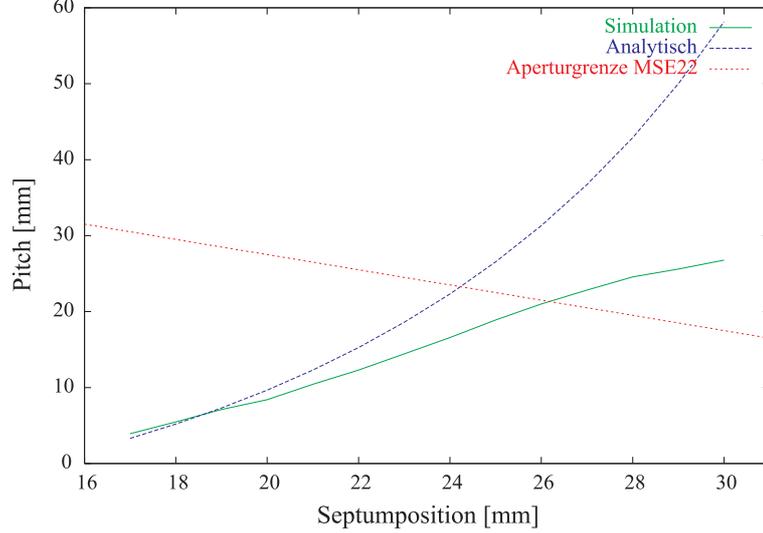


Abbildung 3.17: Pitch gegen Septumposition (Theorie)

Für große Schrittweiten ist auch die Apertur des Extraktionskanals relevant. Da das Joch des ersten Septummagneten fest steht, verkleinert sich die Apertur für den extrahierten Strahl, wenn man die Schneide nach außen fährt. Sie beträgt 50 mm minus der Septumposition. Die Apertur des zweiten Septums ist 76 mm und die des anschließenden Strahlrohrs 35 mm. Die äußere Aperturgrenze des ersten Septums von 50 mm wird aber nie in Anspruch genommen, da Teilchen mit so großen Amplituden schon vorher (spätestens im Quadrupol direkt strahlaufwärts des Septums) verlorengehen. Die effektive äußere Aperturgrenze am Eingang des ersten Septums ist dadurch etwa 47.5 mm.

Die Aperturgrenze für den zirkulierenden Strahl liegt am zweiten Septum bei 16.5 mm. Dies ist wichtig, wenn das erste Septum relativ weit herausgefahren wird, denn dann geht ein Teil der zu extrahierenden Teilchen an der dicken Schneide des zweiten Septummagneten verloren, bevor er vom ersten Septum erfaßt wird. Dies geschieht, sobald das erste Septum weiter außen liegt als 35 mm.

In Abbildung 3.18 sind die Simulationsergebnisse für die Strahlbreite σ_x am Septum mit Meßwerten verglichen. In den Messungen ist deutlich der durch die Aperturgrenze bedingte Abfall der Strahlbreite bei weit außen liegenden Septumpositionen zu erkennen, in Einklang mit den Simulationen. Bei weiter innen liegenden Septumpositionen sind die gemessenen Strahlbreiten allerdings etwas größer als vorausberechnet.

3.2.9 Variation der Strahlenergie

Wie in Kapitel 2 gezeigt, ist im Falle von ELFE@DESY ein wichtiger energieabhängiger Effekt die Diffusion der Teilchenkoordinaten durch die stochastische, quantenhafte Abstrahlung der Synchrotronstrahlung, der einen emittanzvergrößernden Einfluß proportional $E^{2.5}$ hat:

$$x'_{rms} = \frac{k_r}{\sqrt{-2 \ln k_c}} \quad (3.11)$$

Diese Formel wurde im Kapitel 2 hergeleitet, und die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für ELFE@DESY waren hiermit in sehr guter Übereinstimmung. In Tabelle 3.3 sind die analytischen Werte für ELSA aufgelistet, wobei ein konstantes k_c vorausgesetzt wurde. Die Werte sind selbst bei hohen Energien

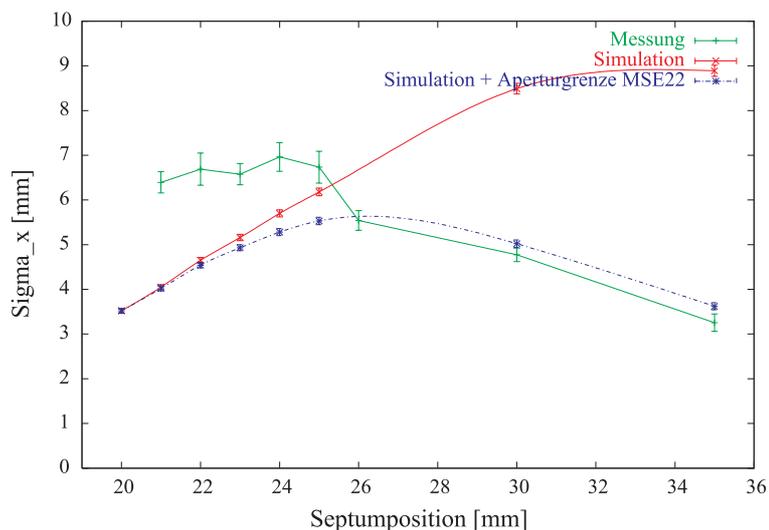


Abbildung 3.18: Strahlbreite gegen Septumpositionen (Simulation und Messung)

klein gegenüber der durch andere Effekte hervorgerufenen Strahldivergenz. Eine direkte Messung dieses direkten Strahlungseinflusses erscheint damit nicht möglich.

E [GeV]	$\sigma_{x'}$ [μrad]
0.5	0.061
1.2	0.546
1.6	1.120
2.3	2.774
2.8	4.537
3.5	7.925

Tabelle 3.3: Einfluß der Synchrotronstrahlung auf unkorrelierte Divergenz der extrahierten Teilchen

Die stochastische Bewegung sorgt überhaupt dafür, daß bei konstanter Maschinenoptik Teilchen extrahiert werden. Daher muß bei steigender Energie der phasenstabile Bereich immer größer gewählt werden, um vergleichbare extrahierte Ströme zu erhalten. Dementsprechend sollte das Septum mit steigender Energie weiter herausgefahren werden. Damit verändern sich allerdings in Abhängigkeit der Strahlenergie gleich mehrere relevante Extraktionsparameter. Die Anpassung des Arbeitspunktes, der Extraktionssextupolstärke und der Septumposition dominiert dabei gegenüber den oben beschriebenen, direkt energieabhängigen Einflüssen. Die Simulationen und die Messungen zeigten daher lediglich die schon in den vorhergehenden Abschnitten diskutierten Eigenschaften.

3.3 Strahlstabilisierung

3.3.1 Stromstabilisierung, Luftquadrupolrampe

Wie schon beschrieben nimmt der extrahierte Strom innerhalb eines Extraktionszyklusses exponentiell ab, wenn keine Korrekturen vorgenommen werden. An ELSA erfolgt eine Stabilisierung des extrahierten Stroms bislang durch entsprechend gerampte Luftquadrupole. Die Gestalt der Rampe wird dabei iterativ optimiert, indem der Stromabfall in ELSA gemessen und die Rampe derartig modifiziert wird, daß dieser Stromabfall möglichst konstant ist.

Leider ist dieses System zur Stromstabilisierung dezentral angelegt, d.h. die Messung des Stroms, die Ansteuerung der Luftquadrupole und die Optimierungsberechnung werden jeweils von verschiedenen Rechnern durchgeführt. Dies ist mit ein Grund dafür, daß dieses System mehrere Extraktionszyklen für einen Optimierungsschritt benötigt. Damit kann das System nicht auf kurzzeitige Schwankungen der Extrakti-

on reagieren. Außerdem wird aus technischen Gründen nach dem Neusetzen der Luftquadrupolrampe für einen Zyklus keine Rampe gefahren, so daß das System auch nicht ständig im Hintergrund laufen kann.

Alternativ zur dieser bisherigen Regelung wurde daher ein System aufgebaut, das den extrahierten Stroms *direkt* regelt, d.h. die Luftquadrupolströme werden unmittelbar nach der Messung des aktuellen extrahierten Stroms nachgeregelt. Die Zeit zwischen solchen Regelschritten muß natürlich deutlich kleiner sein als die Extraktionszeit; die Regelung sollte für Extraktionszeiten größer als 1 s mindestens mit einer Rate von 100 Hz arbeiten. Dies macht ein zentrales Regelsystem notwendig, d.h. Messung, Berechnung des Luftquadrupolstroms und Ansteuerung der Netzgeräte muß von einem Rechner durchgeführt werden.

Als Meßgröße wurde nicht der Stromabfall in ELSA gewählt, sondern der am Experiment gemessene Strom. Die Daten der Meßstation müssen über rund 100 m zur zentralen Regelung übertragen werden. Dafür wird ein Lichtleiter eingesetzt, wodurch auch eine galvanischen Trennung vorhanden ist. Der im Hause entwickelte Signalgenerator verarbeitet sowohl DC-Spannungen als auch NIM-Pulse, so daß verschiedene Strahldetektoren angeschlossen werden können. Als Empfängereinheit dient eine ebenfalls im Hause entwickelte einfache Zählerkarte auf VME-Basis, die für ein einstellbares Zeitintervall Impulse zählt und dann einen Systeminterrupt auslöst, um ausgelesen zu werden. Die Auslese startet auch automatisch die nächste Messung.

Zur Ansteuerung der Luftquadrupolnetzgeräte werden Digital-Analog-Wandlerkarten auf VME-Basis verwendet. Des weiteren werden Extraktionsstart- und -stoptrigger dem System zugeführt, die den Regelvorgang starten bzw. beenden. In Abbildung 3.19 ist das System schematisch dargestellt.

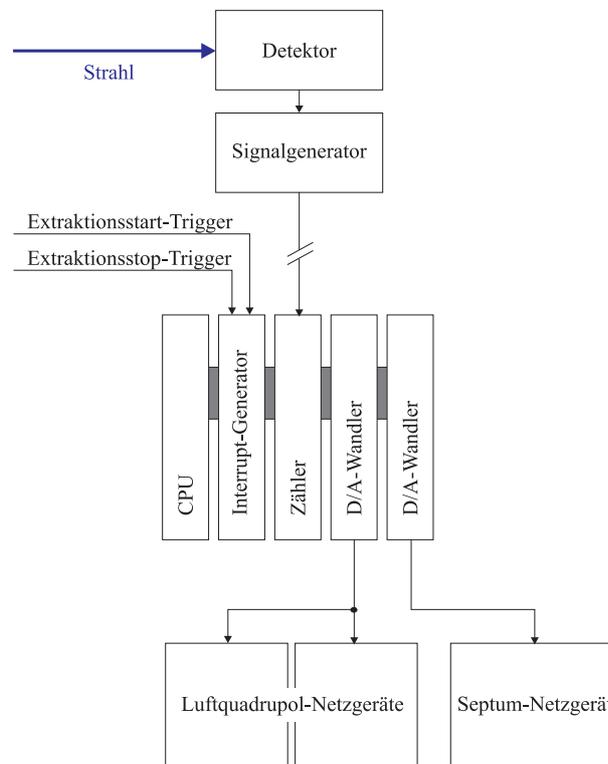


Abbildung 3.19: Neues Regelsystem für den extrahierten Strom

Als erster Regelalgorithmus wurde ein einfacher Integralregler implementiert, mit dem Testmessungen durchgeführt wurden. Als Meßgröße diente die Taggingrate des GDH-Taggers², und die Extraktionszeit betrug 5 s. Die Tests waren insgesamt sehr erfolgreich. In Abbildung 3.20 (a) und 3.20 (b) ist dargestellt, wie gut der Regler den extrahierten Strom konstant hält. Der Regler arbeitete mit einer Frequenz von 100 Hz. Die dabei vom Regler gefahrenen Luftquadrupolströme sind in Abbildung 3.20 (c) gezeigt. Leider zeigte sich auf einem der zwei verwendeten Luftquadrupolnetzgeräte ein deutlicher Rippel mit 50 Hz Grundschwingungsfrequenz, der auch auf den extrahierten Strom durchschlug. Dies erklärt die Welligkeit des Meßsignals.³

²Das Experiment benutzt ein System zur Energiemarkierung von Bremsstrahlphotonen, *Tagger* genannt.

³Dieses technische Problem wurde inzwischen beseitigt.

In Abbildung 3.20 (d) ist gezeigt, was passiert, wenn man einen höheren extrahierten Strom verlangt als möglich. Das System regelt den Strom zwar innerhalb kurzer Zeit auf den gewünschten Wert, aber nach etwa 4 s Extraktionszeit sind in ELSA keine Elektronen mehr vorhanden, die extrahiert werden könnten. Dadurch geht der extrahierte Strom innerhalb kurzer Zeit auf Null zurück.

Tests haben gezeigt, daß von der Verarbeitungsgeschwindigkeit her der Regler auch mit einer Rate von 1 kHz arbeiten kann, so daß ein 50 Hz-Rippel korrigiert werden könnte. Weitere Tests in dieser Richtung, auch mit verbesserten Regelalgorithmen, sind geplant.

Ausgeschlossen bleibt aber ein Betrieb im 50 Hz-Stretchermodus, da in diesem selbst mit 1 kHz Regeltakt lediglich 20 Regelschritte pro Extraktionszyklus möglich sind. Das neue Regelsystem ist umso vorteilhafter im Vergleich zum alten System, je größer die Extraktionszeiten sind.

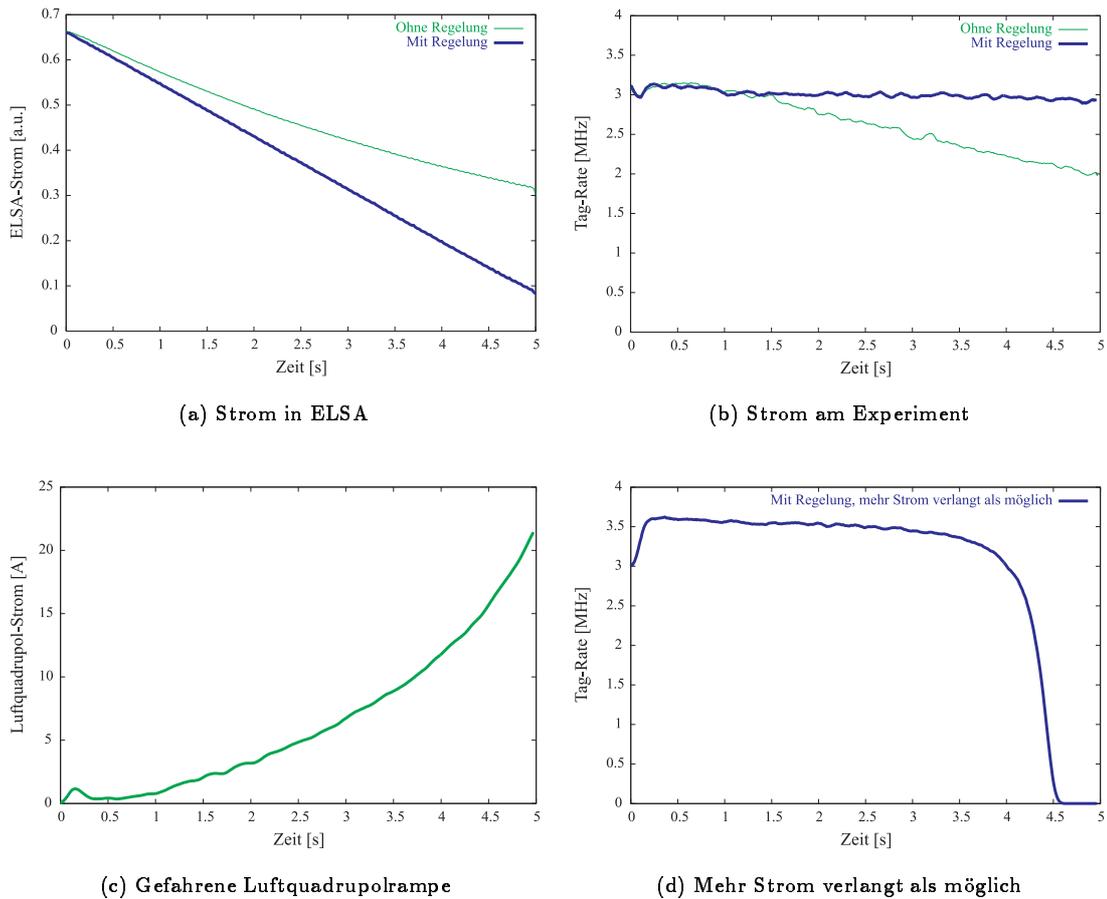


Abbildung 3.20: Erste Messungen mit dem neuen Regelsystem

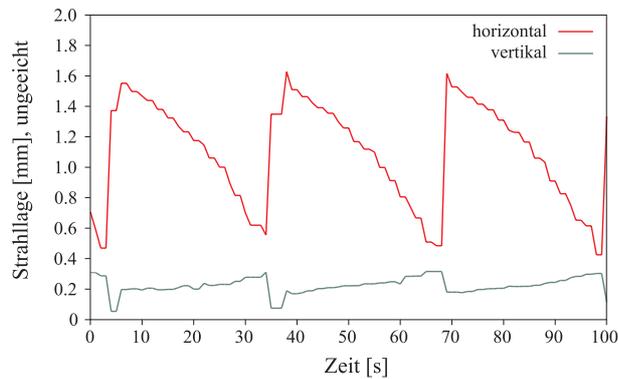
3.3.2 Lagestabilität, Septumrampe

Wie schon im Kapitel über ELFE@DESY angesprochen hat die Verkleinerung des phasenstabilen Bereichs den Nebeneffekt, daß sich der für die Extraktion relevante Separatrixast verschiebt. Damit verschiebt sich der Schnittpunkt des Separatrixastes mit dem Septum, d.h. es ändert sich der mittlere Winkel der extrahierten Teilchen. Entlang der Strahlführung äußert sich dies in einer Lage- und Winkeländerung des Strahls. Die Trackingrechnungen zeigen eine Winkeländerung am Septum von -0.065 mrad pro 0.001 Arbeitspunktverschiebung.

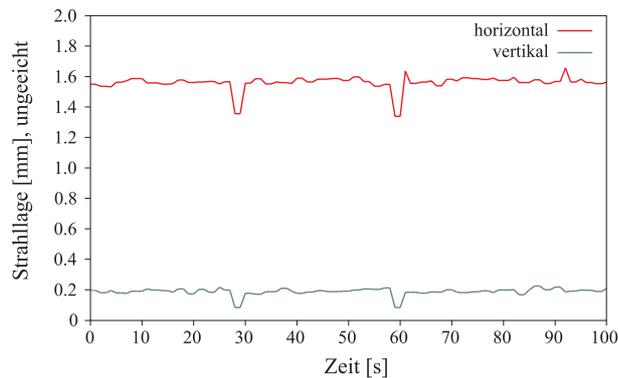
Dies kann man ausgleichen, indem man der Winkeländerung am Septum durch eine entgegengesetzte Änderung der Feldstärke des Septums begegnet. Die Winkeländerung am Septum ist proportional der Arbeitspunktänderung, d.h. die notwendige Stromänderung für das Septum ist proportional den Strömen der Luftquadrupole. Dies wurde an ELSA in Zusammenarbeit mit C. Steier in die Ansteuerung des

Septumnetzgerätes integriert [Steier97]. Da das Netzgerät des Septums auf hohe Gleichstromstabilität ausgelegt ist, ist die Bandbreite dieser Winkelkompensation begrenzt. Im Nachbeschleunigungsmodus mit Extraktionszeiten von mehreren Sekunden zeigten sich aber keine Probleme mit dem Netzgerät.

In der Praxis erwies sich diese Kompensationsmethode als sehr erfolgreich und wird nun routinemäßig verwendet. In Abbildung 3.21 ist als Beispiel eine Messung der Strahlage während eines Extraktionszyklusses mit Hilfe eines Schirms in der Strahlführung zum SAPHIR-Experiment gezeigt. Typische Amplituden für die Modulation des Septumstroms betragen einige Prozent und entsprechen gut den vom Separatrix-Modell vorhergesagten Amplituden. Die Lagestabilisierung ist sowohl in die alte, wie auch in die neue Extraktionsregelung integriert.



(a) Keine Kompensation



(b) Mit Septumrampe

Abbildung 3.21: Strahlagestabilisierung mit Septumrampe

3.4 Anwendungen

3.4.1 Verbesserungen im Kontrollsystem

Neben der schon beschriebenen Implementation der Septumrampe wurden verschiedene Online-Berechnungen in das ELSA-Kontrollsystem integriert (mit „Online“ ist eine schnelle, ständig im Hintergrund laufende Neuberechnung nach Parameteränderungen durch den Bediener gemeint). So wird zu den eingestellten Extraktionsparametern immer das phasenstabile Dreieck berechnet, um beispielsweise den theoretisch optimalen Hub der Septumrampe anzugeben.

Außerdem wurde eine Online-Berechnung der Optiken der externen Strahlführungen integriert. Als Startparameter dieser Optikberechnung dienen die bei den jeweiligen Extraktionseinstellungen gemessenen

Strahlparameter. Diese Optikberechnung, die auf Änderungen der Quadrupoleinstellungen in der Strahlführung sofort reagiert, hat sich als sehr hilfreich erwiesen.

Es wurden auch Vergleiche zwischen der durch die Optikberechnung vorhergesagten und der an Schirmen entlang der Strahlführung nachgemessenen Dispersion und Strahlbreiten durchgeführt. Es liegt akzeptable Übereinstimmung vor, allerdings nehmen die Abweichungen der Strahlbreiten zum Ende der Strahlführung hin zu. Dies kann auf eine leicht fehlerhafte Feldeichung der Quadrupole oder auf Feldfehler der beiden Ablenkmagnete zurückzuführen sein, der genaue Grund ist aber nicht bekannt.

3.4.2 Optik der Strahlführung zum GDH-Experiment

Zum Entwurf neuer Strahlführungen ist es notwendig, die Startparameter des extrahierten Strahls zu kennen. Der Entwurf der Strahloptik der neu aufgebauten Strahlführung zum GDH-Experiment geschah mit gemessenen und aus Simulationen gewonnenen Strahlparametern.

Eine Besonderheit dieser Strahlführung ist ein zwei Meter langes supraleitendes Solenoid, das zur Drehung der Polarisationsachse spinpolarisierter Elektronenstrahlen von der vertikalen in die radiale Richtung verwendet wird. Dabei wird auch der transversale Phasenraum gedreht und die ansonsten nur radial vorhandene Dispersion in die vertikale Raumrichtung übertragen. Abbildung 3.23 zeigt mit gemessenen Startparametern berechnete Strahloptiken ohne und mit eingeschaltetem Solenoid.

3.4.3 Achromatische Strahlführung

Zur Minimierung der Strahlbreite und des Signal-Untergrund-Verhältnisses am Experiment ist eine achromatische Strahloptik wünschenswert (d.h. $D = D' = 0$). Dadurch würde die transversale Ausdehnung des niederenergetischen Halos verkleinert, der durch Streuung von Teilchen an Aperturgrenzen wie den Septa entsteht. Es ist allerdings mit der jetzigen Strahlführung prinzipiell nicht möglich, bei eingeschaltetem Solenoid eine achromatische Optik am Experiment zu erzeugen. Dafür müßte der Strahl schon vor dem Solenoid achromatisch sein, da ansonsten durch die Phasenraumdrehung im Solenoid die horizontale Dispersion in die vertikale Raumrichtung gedreht wird. Vor dem Solenoid ist nur ein Quadrupol vorhanden, aber um Achromasie erreichen zu können sind mindestens zwei Quadrupole und ein Dipol erforderlich. Mangels vertikaler Ablenkung besteht diese vertikale Dispersion bis zum Experiment.

Um Achromasie vor dem Solenoid zu erzielen, sind also mehr magnetische Elemente notwendig, für die aber kein Platz vorhanden ist. Die einzige Möglichkeit ist deshalb, den Extraktionspunkt weiter strahlaufwärts zu verlegen, um eine längere Strahlführung installieren zu können. Für eine neue Strahlführung gibt es als Randbedingung, daß der Strahl in ähnlichem Winkel wie bisher auf das Experiment trifft. Außerdem soll die Ablenkung nach dem Solenoid 14° betragen, damit der Polarisationsvektor von der radialen in die longitudinale Richtung gedreht wird (zumindest bei einer Energie von 2.4 GeV). Da der Strahl schon vor dieser Ablenkung achromatisch ist, muß diese als Achromat ausgelegt werden. Ein einfacher Achromat besteht in diesem Falle aus zwei Dipolen mit je 7° Ablenkung und einem fokussierenden Quadrupol zwischen diesen Dipolen.

Wie schon vorher kurz erläutert, ist es vorteilhaft, das erste Septum in unmittelbarer Nähe zu einem fokussierenden, und das zweite Septum an einem defokussierenden Quadrupol zu installieren. Zwischen diesen Quadrupolen zieht sich der zirkulierende Strahl zusammen, was bei der Separation von extrahiertem und zirkulierendem Strahl deutlich hilft. Damit ist die erste geeignete Stelle strahlaufwärts in den Halbzellen 20/21 vorhanden. An dieser Stelle wurde früher zum Experiment PHOENICS extrahiert. Allerdings tritt dort der Strahl um 30° gedreht zur Extraktion in den Halbzellen 22/23 aus. Diese Ablenkung muß in der Strahlführung zusätzlich gemacht werden, und dies ist zusammen mit den oben erwähnten Randbedingungen leider nicht möglich.

Damit rückt als nächstes eine Extraktion in den Halbzellen 18/19 in Betracht. Die zusätzliche Ablenkung in der Strahlführung beträgt in diesem Falle 45° . Im Prinzip ist eine Strahlführung zu den jetzigen Experimentierplätzen von diesem Punkt aus möglich, wengleich der erste Abschnitt aus baulichen Gründen im ELSA-Tunnel verlaufen muß. In Abbildung 3.22 ist diese Lösung dargestellt.

Baulich günstiger für die Strahlführung wäre eine Extraktion in der Halbzelle 18. Diese Position für das zweite Septum ist allerdings ungünstig, da es in diesem Falle an einem fokussierenden Quadrupol stünde. Es wurde untersucht, ob ein Extraktionskanal möglich ist, an dem der Strahl in der Halbzelle 18 aus

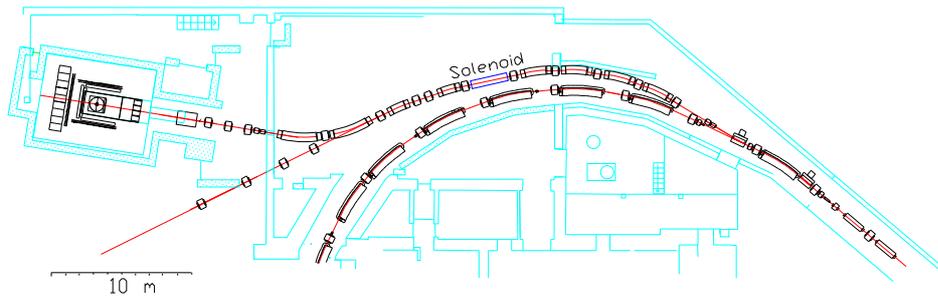


Abbildung 3.22: Vorschlag einer neuen Strahlführung (mit freundlicher Genehmigung von Dr. D. Menze)

der Maschine extrahiert wird (unmittelbar am QF18). Da sich direkt strahlaufwärts dieser Position die HF-Sektion befindet, ist erst am QF16 Platz für das erste Septum vorhanden. Diese Position hat aber zwei wesentliche Nachteile. Zum einen ist der Pitch an einem fokussierenden Quadrupol kleiner als an einem defokussierenden Quadrupol, so daß die Verluste am ersten Septum damit deutlich größer sein werden als bei der jetzigen Extraktion. Zum anderen ist der Phasenvorschub zum Septum am QF18 von hier ungünstig, so daß mit einem Septum an der dortigen Position lediglich eine Strahlseparation von weniger als 15 mm am zweiten Septum erzielbar ist.

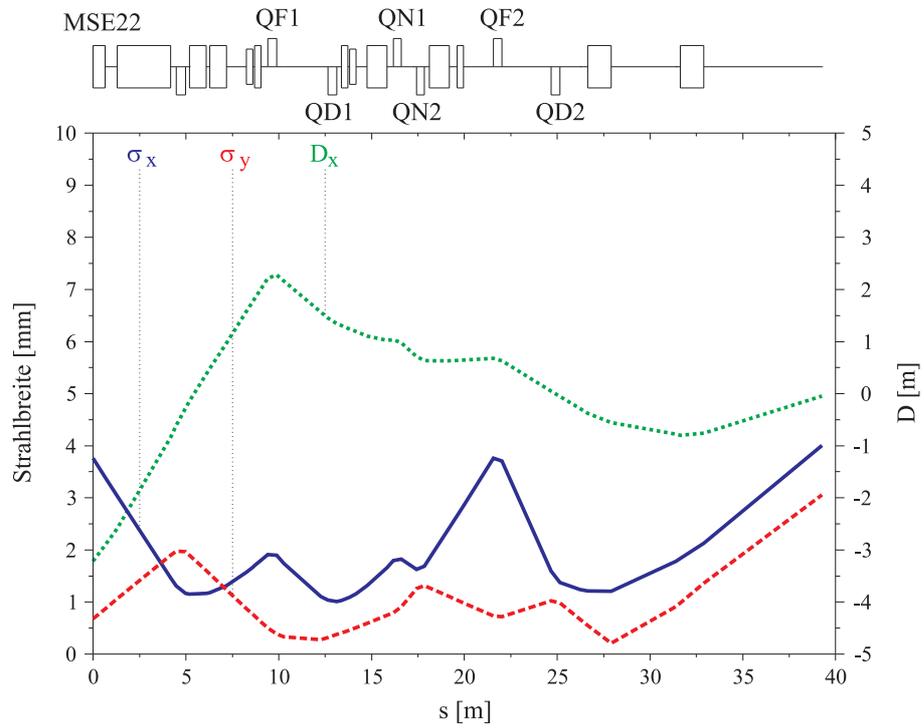
Am QD15 liegt die Separatrix derart, daß dort ein Septum nicht in Frage kommt. Als letzte Variante wurde ein Septum am QF14 untersucht. Die Probleme sind aber ähnlich wie am QF16, und die maximale Separation am zweiten Septum ist noch geringer. Folglich muß ein deutlich dünneres zweites Septum konstruiert werden, wobei fraglich erscheint, ob dann damit die notwendige Ablenkung erreicht werden kann. Insgesamt erscheint eine Auslenkung des Strahls am QF18 sehr problematisch, so daß die oben beschriebene Lösung der Auslenkung am QD19 eindeutig zu bevorzugen ist.

3.5 Zusammenfassung

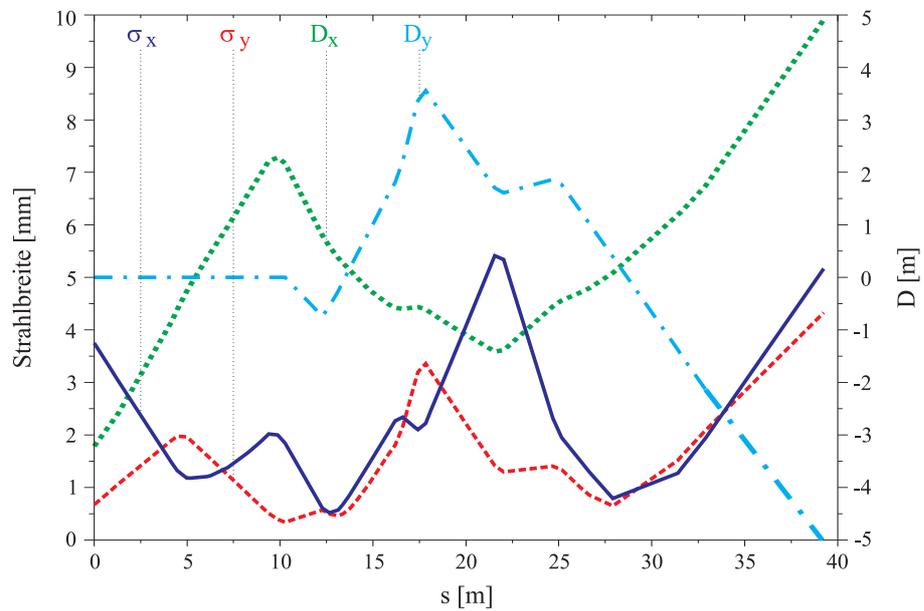
Die Eigenschaften des aus ELSA extrahierten Strahls wurden mit Simulationsrechnungen untersucht. Die Resultate, insbesondere die Abhängigkeiten der Strahlparameter von Extraktionsparametern wie zum Beispiel Sextupolstärken oder Chromatizität, wurden dabei mit analytischen Rechnungen und Meßwerten verglichen.

Im Unterschied zu ELFE@DESY zeigte sich in den Simulationen ein deutlich komplexeres Verhalten als von den analytischen Rechnungen vorhergesagt. Die Meßwerte sind in gewissen Grenzen in Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen. Abweichungen könnten von nicht ausreichender Kenntnis der Maschinenfehler herrühren, da in den Simulationen zwar Closed-Orbit-Abweichungen berücksichtigt wurden, aber beispielsweise keine Gradientenfehler, die lokal die Maschinenoptik beeinflussen können.

Die Meßwerte dienen nun zur Einstellung und Optimierung der Optik der Strahlführung zu den Experimentierplätzen. Zu diesem Zweck steht die Optik ständig im Kontrollsystem zur Verfügung. Eine weitere Verbesserung der Strahlqualität wurde durch eine Kompensation der Strahllagedrift erzielt, die durch die zur Stromstabilisierung notwendigen Arbeitspunktrampe verursacht wird. Außerdem wurde erfolgreich eine alternative Methode der Stromstabilisierung ausgetestet, bei der statt einer vorgegebenen Arbeitspunktrampe eine direkte Regelung des Arbeitspunktes in Abhängigkeit vom aktuell extrahierten Strom verwendet wird.



(a) Ohne Solenoid



(b) Mit Solenoid

Abbildung 3.23: Optik der GDH-Strahlführung

Kapitel 4

Strahlkühlung in HERA mit Elektronen

In einer Arbeitsgruppe wurden die Möglichkeiten der Elektronenkühlung mit einem Speicherring an HERA zwecks Erhöhung der Luminosität untersucht [Cooler98]. Dabei galt es hauptsächlich, realistische Abschätzungen für die erzielbare Kühlleistung zu treffen. Diese hängt wesentlich von den Strahlparametern des Speicherrings ab, so daß im Rahmen dieser Dissertation untersucht wurde, was für Strahlparameter erreichbar sind. Dabei wurden wesentliche Problempunkte identifiziert und soweit möglich quantitativ abgeschätzt. Es war allerdings nicht das Ziel, in dieser Arbeit einen vollständigen Entwurf eines Speicherrings zu erarbeiten; dafür müssen einige Punkte intensiver untersucht werden.

4.1 Einleitung

Elektronenkühlung wird an verschiedenen Beschleunigern verwendet, um die Temperatur¹ von Hadronenstrahlen zu reduzieren. Dies erlaubt beispielsweise das Akkumulieren von Strahl oder die Erhöhung von Luminosität [Reistad98]. Die Grundidee des Elektronenkühlens besteht darin, den Hadronenstrahl in einem Abschnitt des Rings mit einem relativ kalten Elektronenstrahl gleicher mittlerer Geschwindigkeit ($\gamma_e = \gamma_H$, also z.B. für Protonen $E_e = E_p \cdot (m_e/m_p) \approx E_p/1836$) wechselwirken zu lassen. Die Wärmebewegung der Hadronen wird durch elastische Stöße auf die Elektronen übertragen; der so erhitze Elektronenstrahl wird vom Hadronenstrahl separiert und aufgefangen (Abbildung 4.1).

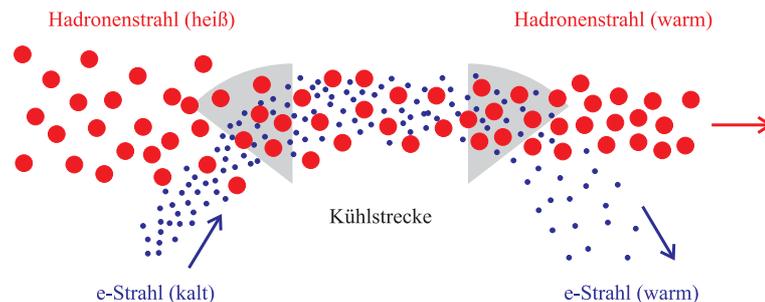


Abbildung 4.1: Prinzip des Elektronenkühlens

In allen bestehenden Beschleunigern mit Elektronenkühlern wird eine Gleichstrom-Elektronenquelle verwendet, um den Elektronenstrahl herzustellen. Solche Quellen sind geeignet für Elektronenstrahlen mit bis zu einigen MeV Energie, so daß auf diese Weise Protonenstrahlen mit Energien bis zu einigen GeV gekühlt werden können. Elektronenkühlung bei höheren Energien wurde zuerst von Budker und Mitarbeitern in Novosibirsk betrachtet und auch später wiederaufgegriffen (siehe beispielsweise [Derbenev79, Cline79]), aber bislang nicht weiterverfolgt.

¹In Analogie zur Thermodynamik kann man eine Temperatur von Teilchenstrahlen definieren. Die Teilchen bewegen sich relativ zur Sollposition, und die relativen Bewegungsgeschwindigkeiten und damit Temperaturen sind Funktionen der Emittanz und Energiebreite des Strahls.

Im Hochenergiebereich kann der Elektronenstrahl entweder durch einen LINAC oder einen Speicherring zur Verfügung gestellt werden. Beide Systeme erzeugen gebunchte Elektronenstrahlen, so daß nur die Kühlung gebunchter Hadronenstrahlen in Frage kommt. Da in Booster-Synchrotrons und Collidern der Hadronenstrahl ebenfalls gebuncht ist, ist dies kein Nachteil, sondern vielmehr ein Vorteil. Der Speicherring hat außerdem die angenehme Eigenschaft, daß sich die Elektronen durch die Ausstrahlung von Synchrotronlicht in den Ablenkmagneten gleichsam „von selbst“ kühlen. Dadurch muß der Elektronenstrahl nach Durchlaufen der Kühlstrecke nicht aufgefangen werden, sondern kann zur Kühlung verwendet werden, solange es die Lebensdauer im Speicherring erlaubt.

Das Speicherring-Konzept erscheint nur sinnvoll für Strahlenergien von mehr als 50 MeV, da bei niedrigen Energien die Lebensdauer durch den *Touschek-Effekt* begrenzt ist, und das *Intrabeam-Scattering* (Streuung der Elektronen aneinander, im folgenden mit *IBS* abgekürzt) vergleichsweise große Emittanzen (und damit Strahltemperaturen) bewirkt. Beispielsweise ist es nicht möglich, einen Speicherring zum Kühlen der HERA-Protonen im Vorbeschleuniger PETRA zu verwenden, da die Elektronen zum Kühlen dort eine Energie von 10 MeV haben müßten. Die Anwendbarkeit eines LINACs ist Gegenstand einer anderen Studie [Wesolowski98]. Aber um den Protonenstrahl in HERA zu kühlen (der eine Energie von 820 GeV besitzt), ist eine Elektronenenergie von 450 MeV notwendig, die gut mit einem Speicherring handhabbar ist.

Natürlich muß der Aufwand der Erzeugung eines qualitativ hochwertigen Elektronenstrahls zum Kühlen mit Blick auf die Verbesserung des Collider-Betriebs gesehen werden, also hauptsächlich in einer Steigerung der Luminosität. Die Emittanz eines Hadronenstrahls bei hohen Energien ist natürlicherweise klein, da sie während der Beschleunigung mit $1/\gamma_H$ schrumpft. Eine weitere Verkleinerung der Emittanz durch Kühlung kann sogar unerwünscht sein, da dies auch die Strahl-Strahl-Arbeitspunktverschiebung (*Beam-Beam-Tuneshift*) der Hadronen auf die Elektronen ΔQ_e erhöht. Außerdem bewegen sich die erzielbaren Kühlzeiten in der Größenordnung von Stunden, so daß auf dem ersten Blick Elektronenkühlen nicht sehr vorteilhaft erscheint. Allerdings verschlechtert sich die Emittanz während eines Collider-Runs, bei dem der Strahl für viele Stunden gespeichert wird, durch verschiedene Einflüsse fortlaufend, und ständiges Strahlkühlen könnte ein Weg sein, dies zu verhindern. Damit könnte also die über einen Run *integrierte* Luminosität gesteigert werden.

Die Hauptquelle für Emittanzwachstum beim Speichern eines Hadronenstrahls ist wieder Intrabeam-Scattering. Dieses wird noch deutlich stärker, falls die Protonen durch Schwerionen ersetzt werden; das Studium von Kollisionen zwischen Schwerionen und Elektronen in HERA erscheint verlockend, wie auf einem Workshop über zukünftige Experimente an HERA [FuturePhysics96] erarbeitet wurde. Aufgrund des IBS ist allerdings ständiges Strahlkühlen erforderlich, um überhaupt akzeptierbare Luminositäten zu erzielen. Glücklicherweise sind die Kühlzeiten für Schwerionen deutlich kleiner als für Protonen. Aufgrund der Signifikanz des Strahlkühlens für Schwerionen wird in diesem Kapitel dieser Fall zuerst behandelt. Danach wird auf das Kühlen der Protonen eingegangen.

4.2 Kühlung von Schwerionen in HERA

Im Zusammenhang mit der Option, HERA in längerfristiger Zukunft als einen Elektron-Schwerionen-Collider zu verwenden, ist Elektronenkühlung notwendig. Um das Potential der Elektronenkühlung zu demonstrieren, wird im folgenden das spezielle Beispiel von Au^{79+} -Ionen betrachtet.

Das Intrabeam-Scattering ist für Schwerionen sehr stark, da die Anwachzeiten für eine gegebene Phasenraumdicke gemäß $\tau_{IBS} \propto (A/Z^2)^2$ skalieren. Dies ist für Goldionen mit $Z=79$, $A=197$ ein Faktor 1000 im Vergleich zu Protonen. Außerdem ist der relativistische γ -Faktor für Schwerionen bei gegebener Feldstärke der Ablenkmagnete kleiner als für Protonen ($\gamma_I = 350$ für Au^{79+} gegenüber $\gamma_p = 874$ für Protonen), und IBS wird zu niedrigeren Energien hin stärker. Es ist praktisch nicht möglich, das Beam-Beam-Tuneshift-Limit für ΔQ_e ohne Kühlung des Schwerionenstrahls zu erreichen.

Verhalten ohne Kühlung

Für die numerischen Rechnungen, die im folgenden präsentiert werden, wurde angenommen, daß die Schwerionen nach Injektion und Beschleunigung in HERA die gleichen normierten Emittanzen besitzen wie die derzeitig verwendeten Protonen (die normierte Emittanz ändert sich nicht durch Beschleunigung), also $\varepsilon_{x,norm} = \varepsilon_{y,norm} = 5 \pi$ mm mrad und $\sigma_E/E \cdot \sigma_s \cdot \gamma = 0.013$. Dies bedeutet für $\gamma = 350$ (welches mit

einer Strahlenergie von 330 GeV/Nukleon korrespondiert) $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 14.3 \pi \text{ nm rad}$, $\sigma_E/E = 1.6 \cdot 10^{-4}$ und $\sigma_s = 23.7 \text{ cm}^2$. Die IBS-Anwachszeiten³ bei $5 \cdot 10^8$ Schwerionen pro Bunch betragen $\tau_{IBS,\perp} = 12 \text{ h}$ (volle transversale Kopplung angenommen) und $\tau_{IBS,\parallel} = 1.0 \text{ h}$.

Nach 24 Stunden ohne Kühlung würden die Strahlemittanzen auf $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 19.1 \pi \text{ nm rad}$, $\sigma_E/E = 4.8 \cdot 10^{-4}$ und $\sigma_s = 72.3 \text{ cm}$ anwachsen. Dies bedeutet, daß die spezifische Luminosität auf 75% abgenommen hätte (der Verlust an spezifischer Luminosität hängt auch nur schwach von der vorhandenen transversalen Kopplung ab). Allerdings muß bei diesen großen Bunchlängen auch der sogenannte *Hourglass*-Effekt berücksichtigt werden.

Mit Hourglass-Effekt (zu deutsch Uhrglas-Effekt) wird das Anwachsen des effektiven Bunchquerschnitts um den Wechselwirkungspunkt bezeichnet. Der Bunch hat eine endliche Länge und die β -Funktion wächst quadratisch um den Wechselwirkungspunkt mit β -Funktion β^* . Eine Faustregel besagt, daß dieser Effekt wichtig wird für $\sigma_s > \beta_y^*$, und damit muß β_y^* ungefähr gleich σ_s gewählt werden, um die Luminosität zu maximieren. Da technisch ein β_y^* von kleiner als 20 cm erreicht werden kann, ist das kleinstmögliche β_y^* im Falle der Schwerionen deutlich durch die Bunchverlängerung durch IBS limitiert.

4.2.1 Kühlzeiten

Die transversalen und longitudinalen Kühlzeiten sind im Falle einer feldfreien Kühlstrecke, ohne Dispersion und ohne Winkelfehler zwischen den beiden Strahlen durch folgende Formeln berechenbar (siehe z.B. [Meshkov94] und [Poth90]):

$$\tau_{c,\perp} \approx \frac{\gamma^5 I_A \theta_{\perp}^3}{6\pi c r_p L_{C,\perp} \eta J_e} \cdot \frac{A}{Z^2} \quad , \quad (4.1)$$

$$\tau_{c,\parallel} \approx \frac{\gamma^6 I_A \theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel}}{6\pi c r_p L_{C,\parallel} \eta J_e} \cdot \frac{A}{Z^2} \quad , \quad (4.2)$$

unter den Bedingungen $\theta_{\parallel} \ll \theta_{\perp}$ und $\theta_x \approx \theta_y$. Dabei ist $r_p = 1.5 \cdot 10^{-18} \text{ m}$ der klassische Protonenradius, $I_A = 17 \text{ kA}$ der Alfvén-Strom und L_C der Coulomb-Logarithmus. Letzterer beschreibt den effektiven Bereich des Stoßparameters der Elektron-Hadron-Kollisionen. Der Anteil der Kühlstrecke am Gesamtumfang des Hadronenrings ist mit η bezeichnet. Hier wird $\eta=0.02$ angenommen, welches einer Länge der Kühlstrecke von ungefähr 120 m entspricht. Für die transversalen und longitudinalen Winkel θ_{\perp} und θ_{\parallel} werden die inkohärenten Summen der Hadronen- und Elektronenstrahldivergenzen in der Kühlstrecke eingesetzt. Im Falle von konstanten β -Funktionen sind die Divergenzen:

$$\theta_{\perp} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\varepsilon_{x,e}/\beta_{x,e} + \varepsilon_{x,I}/\beta_{x,I} + \varepsilon_{y,e}/\beta_{y,e} + \varepsilon_{y,I}/\beta_{y,I})} \quad , \quad (4.3)$$

$$\theta_{\parallel} = \gamma^{-2} \sqrt{\sigma_{E,e}^2 + \sigma_{E,I}^2} \quad . \quad (4.4)$$

Da eine große β -Funktion positiv für die transversale Kühlrate ist ($\tau_{c,\perp}^{-1} \propto \sqrt{\beta}$), ist es naheliegend, die Kühlstrecke als *High- β -Insertion* (Abschnitt mit großer β -Funktion) auszulegen, sowohl für den Hadronenring, als auch für den Elektronenkühler.

Durch Wahl des Verhältnisses von radialer zu vertikaler β -Funktion gleich dem Emittanzverhältnis ($\beta_x/\beta_y = \varepsilon_x/\varepsilon_y$), jeweils für beide Strahlen, wird eine „runde“ Verteilung der Strahldivergenz erzielt ($\theta_x = \theta_y = \theta_{\perp}$), während der Strahlquerschnitt „flach“ ist $\sigma_x/\sigma_y = \varepsilon_x/\varepsilon_y > 1$. Auf diese Weise wird die Elektronendichte J_e erhöht. Falls die transversalen Dimensionen des Elektronenstrahls gleich oder kleiner als die des Hadronenstrahls sind, kann man die effektive Elektronendichte berechnen gemäß:

$$J_e \approx \frac{ecN_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{x,I} \sigma_{y,I} \sigma_{s,I}} \quad . \quad (4.5)$$

²Die möglichen Schwierigkeiten im Erreichen dieser Werte, beispielsweise durch Intrabeam-Scattering während der Injektions- und Rampphase, sind nicht Gegenstand dieser Untersuchung.

³Die IBS-Anwachszeiten sind mit den Formeln von Bjorken und Mtingwa [Bjorken83] (implementiert in MAD) berechnet worden. Es ist zu beachten, daß sich in der Literatur die IBS-Anwachszeiten und Kühlzeiten üblicherweise auf die Emittanzen beziehen, während sich die Strahlungsdämpfungszeiten in Elektronenspeicherringen normalerweise auf die Amplituden beziehen. Damit ist bei Vergleichen ein Faktor 1/2 zu den Strahlungsdämpfungszeiten anzubringen.

Es bietet sich an, die HF-Frequenz des Elektronenrings gleich der Bunchfolgefrequenz des Hadronenrings zu wählen, in diesem Falle 10 MHz.

Der Ionenstrahl aus einer Vorbeschleuniger-Kette ist normalerweise „rund“, d.h. $\varepsilon_{x,I} = \varepsilon_{y,I}$. Durch Kühlung ist es möglich, einen „flacheren“ Strahl zu erzeugen. Das liegt daran, daß das IBS hauptsächlich im longitudinalen, und durch die Dispersion in den Bögen auch im radialen Phasenraum wirkt. Der Einfluß im vertikalen Phasenraum hängt nur von der durch Maschinenfehler vorhandenen geringen vertikalen Dispersion und transversaler Kopplung ab. Es ist daher schwierig, eine genaue Abschätzung für das vertikale Intrabeam-Scattering zu machen. Im folgenden wird ein Emittanzverhältnis von $\varepsilon_{x,I}/\varepsilon_{y,I} = 4$ angenommen.

Theoretischer Idealfall

Offenbar werden die kleinstmöglichen Kühlzeiten erreicht, wenn die Divergenzen des Elektronenstrahls vernachlässigbar klein sind. Im Idealfall von verschwindenden Elektronenstrahldivergenzen sind die Kühlzeiten nur von den Hadronenstrahldivergenzen abhängig. Angepaßte Strahlen vorausgesetzt sind die anfänglichen Kühlzeiten dann $\tau_{c,\perp} = 41$ min und $\tau_{c,\parallel} = 13$ min für $N_e = 5 \cdot 10^{10}$, $\beta_{x,I} = 2000$ m und $\beta_{y,I} = 500$ m.

Wenn keine transversale Kopplung eingeführt wird, wird der Hadronenstrahl nach einiger Zeit flach, da das Intrabeam-Scattering in der vertikalen Raumrichtung wesentlich schwächer als in radialer Richtung, der Kühleffekt aber in allen Raumrichtungen vorhanden ist. Ab einem bestimmten Zeitpunkt explodiert der Strahl dann aber radial und longitudinal, da die Phasenraumdichte immer weiter wächst. Um ein stabiles Gleichgewicht zu erhalten, ist es notwendig, ab einem bestimmten Zeitpunkt während der Kühlung Kopplung zwischen den transversalen Richtungen einzuführen, im betrachteten Fall bei $\varepsilon_x/\varepsilon_y = 0.25$.

In diesem Fall und konstantes J_e vorausgesetzt, wird mit dem idealen Kühler das Gleichgewicht zwischen Kühlen und IBS nach etwa 30 Minuten erreicht, mit $\varepsilon_x = 0.23 \pi$ nm rad, $\varepsilon_y = 0.25 \varepsilon_x = 0.056 \pi$ nm rad, $\sigma_E/E = 1.3 \cdot 10^{-4}$ und $\sigma_s = 19.1$ cm. Damit werden die transversalen Emittanzen durch das Kühlen um Größenordnungen verkleinert, aber in der longitudinalen Richtung ist der Gewinn nur sehr klein.

Realistischer Fall

In der Realität ist die Divergenz des Elektronenstrahls nicht vernachlässigbar und deutlich größere Kühlzeiten und Gleichgewichtsemittanzen sind zu erwarten. Wie später genauer gezeigt wird, sind realistische Emittanzen für den Elektronenstrahl $\varepsilon_x \approx 20$ nm rad, $\varepsilon_y = 0.25 \varepsilon_x \approx 5$ nm rad und $\sigma_E/E \approx 6 \cdot 10^{-4}$. Die anfängliche Kühlzeiten sind damit $\tau_{c,\perp} = 3.5$ h und $\tau_{c,\parallel} = 1.3$ h, und das Gleichgewicht wird nach 4-5 Stunden erreicht.

In Abbildung 4.2 sind die zeitlichen Verläufe der Emittanzen, der Energiebreite und der spezifischen Luminosität ohne Kühlen und mit Elektronenkühlung mit Hilfe des unten beschriebenen Speicherrings dargestellt. Gestrichelt dargestellt sind außerdem die zeitlichen Verläufe, falls ein vorgekühlter Strahl injiziert wird (startend mit den Gleichgewichtsparametern). In diesem Fall wird die spezifische Luminosität ohne Kühlung durch Intrabeam-Scattering in weniger als zwei Stunden halbiert.

Die Parameter des Schwerionenstrahls im Gleichgewicht sind $\varepsilon_x = 2.8 \pi$ nm rad, $\varepsilon_y = 0.25 \varepsilon_x = 0.7 \pi$ nm rad, $\sigma_E/E = 2.7 \cdot 10^{-4}$ und $\sigma_s = 40$ cm (Tabelle 4.1). Der Gewinn an spezifischer Luminosität ist ungefähr ein Faktor 10 im Vergleich zur Luminosität nach Injektion eines nicht vorgekühlten Strahls, bzw. durch den Hourglass-Effekt etwas weniger, da immer noch eine nicht vernachlässigbare Bunchverlängerung auftritt.

Relative Ausrichtung

In den oben dargestellten Rechnungen ist angenommen, daß die zwei Strahlen relativ zueinander perfekt ausgerichtet sind. Tatsächlich sind die Kühlzeiten aber sehr sensitiv zu transversalen Winkelabweichungen $\Delta\theta_{\perp}$ der beiden Strahlen zueinander. Die Formeln (4.1) und (4.2) sind nur korrekt für $\Delta\theta_{\perp} \ll \theta_{\perp}$, was bedeutet, daß die relative Winkelabweichung 1 μ rad nicht überschreiten sollte.

Die Winkelabweichung ist sensitiv zu den transversalen Lagen der Quadrupole, beispielsweise bewirkt ein transversaler Lagefehler von 5 μ m der Quadrupole der High- β -Insertion einen Winkelfehler von 1 μ rad.

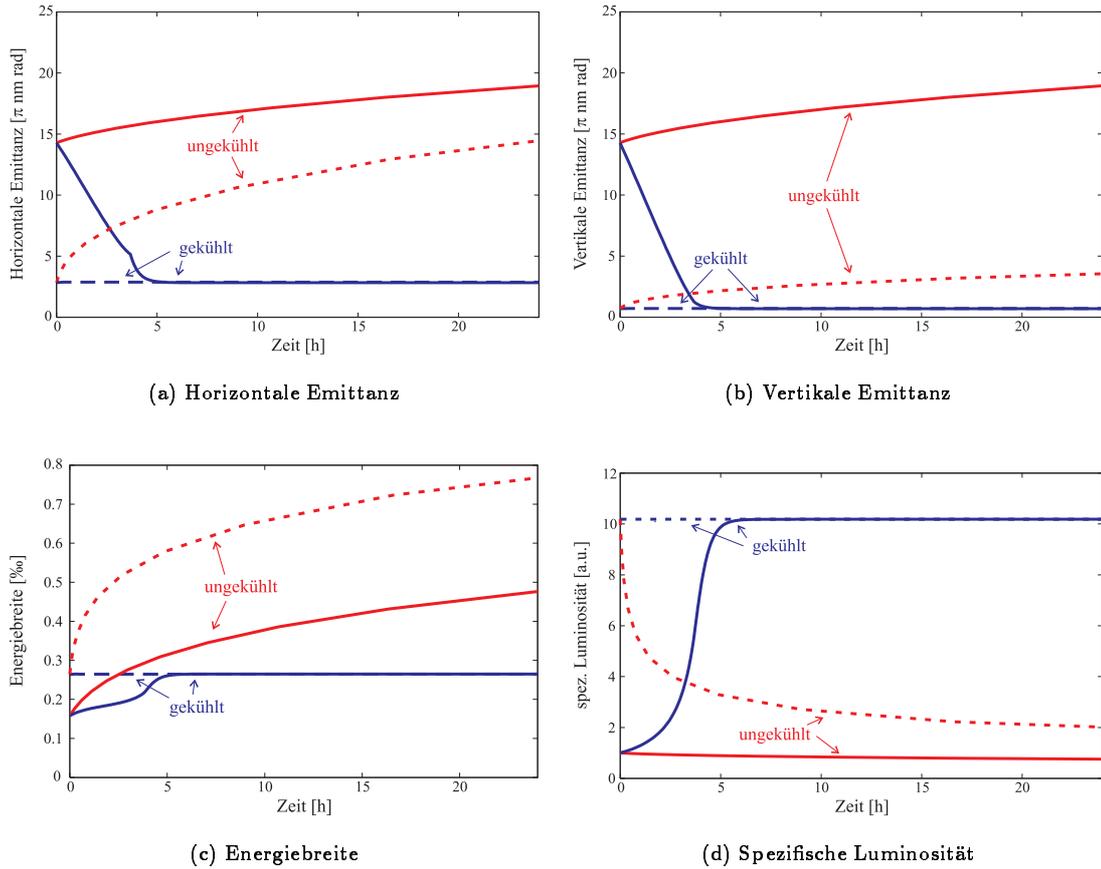


Abbildung 4.2: Effektivität von Elektronenkühlung

Dies macht die Kühlstrecke relativ sensitiv auf Bodenbewegungen und Vibrationen. Messungen haben gezeigt, daß in HERA Schwingungen mit Amplituden größer als $5 \mu\text{m}$ normalerweise nur bei Frequenzkomponenten kleiner als 0.005 Hz auftreten [Shiltsev95]. Eine Korrektur muß also mindestens mit dieser (geringen) Bandbreite erfolgen.

Das Hauptproblem besteht damit darin, derart kleine Winkelfehler zu detektieren. Die Länge der Kühlstrecke hilft dabei, denn nach 100 m Driftstrecke äußert sich ein Winkelfehler von $1 \mu\text{rad}$ in einer Ablage von $100 \mu\text{m}$. Die Ladungen der Elektronen- und Schwerionenbunche sind ähnlich, so daß das Signal eines Strahlagemonitors schwer auszuwerten ist. Allerdings sind in der Ringfüllung des Schwerionenstrahls aufgrund der Injektionsmethode Lücken vorhanden, so daß in regelmäßigen Zeitabständen nur Elektronen die Kühlstrecke passieren. Mit entsprechend getriggertem Messung kann also die Strahlage

	HERA $^{197}\text{Au}^{79+}$	Kühlerring
Strahlenergien	330 GeV/Nukleon	180 MeV
N_I, N_e pro Bunch [10^{10}]	0.05	5
Anzahl Bunche	180	12
$\varepsilon_x, \varepsilon_y$ [nm rad]	2.8, 0.7	18.0, 4.5
β_x, β_y in Kühlstrecke [m]	2000, 500	500, 125
Bunchlänge σ_s [m]	0.40	0.32
σ_E/E [10^{-4}]	2.7	7.4
$\tau_{c,\parallel} \approx \tau_{IBS,\parallel}$ [h]	0.28	
$\tau_{c,\perp} \approx \tau_{IBS,\perp}$ [h]	0.49	

Tabelle 4.1: Strahlparameter für HERA-p mit Schwerionen $^{197}\text{Au}^{79+}$ und für Kühlerring

des Elektronenstrahls bestimmt werden.

Die Lagebestimmung der Schwerionen muß nach der Separation geschehen. Die Magnete, die den Elektronenstrahl vom Schwerionenstrahl separieren, haben kaum Einfluß auf den Schwerionenstrahl, so daß durch eine Strahllagemessung unmittelbar nach der Separation die Strahllage der Schwerionen in der Kühlstrecke ohne großen Fehler bestimmbar sein sollte.

4.2.2 Rekombination

Die Rekombination der Schwerionen mit Elektronen des Kühlers setzt eine Grenze für die Lebensdauer des Schwerionenstrahls. Die Kühlzeiten sind dabei mit den Rekombinationszeiten verknüpft, da beide Prozesse auf der Wechselwirkung der Elektronen mit den Hadronen beruhen. Nimmt man den Wirkungsquerschnitt der typischen Rekombinations-Reaktion $\text{Au}^{79+} + e^- \rightarrow \text{Au}^{78+} + h\nu$ (siehe beispielsweise [Beyer89]), kann die Lebensdauer des Schwerionenstrahls berechnet werden. Sie beträgt zu Beginn des Kühlens mehr als 300 h. Dies bedeutet, daß etwa $7.5 \cdot 10^4$ Teilchen/s verloren gehen, die eine Leistung von etwa 0.3 W tragen.

Da die Rekombinationszeit mit der Kühlzeit skaliert, ist sie im Kühlgleichgewicht kleiner. Für die Gleichgewichtsparameter aus Tabelle 4.1 liegt sie bei etwa 80 h. Die verlorengehenden Teilchen tragen dann in etwa 1.2 W. Es ist eventuell nötig, diese Teilchen gezielt aufzusammeln, um die supraleitenden Magnete strahlabwärts zu schützen.

Es erscheint in diesem Zusammenhang außerdem vorteilhaft, voll ionisierte Teilchen zu verwenden, da ansonsten eine Vielzahl an Ionisierungs-, Anregungs- sowie Abregungsreaktionen möglich sind.

4.3 Kühlerring

Die Entwurfsüberlegungen in diesem Abschnitt beziehen sich auf das Kühlen von Schwerionen mit einer Energie von 330 GeV/Nukleon, also auf eine Elektronenstrahlenergie von 180 MeV. Die Unterschiede zur Kühlung von Protonen werden danach behandelt.

Wie oben erläutert hängen die Kühlzeiten stark von den transversalen Strahldivergenzen und der Energiebreite in der Kühlstrecke ab. Diese Größen sollten so klein wie möglich sein. Eine naheliegende Methode zur Erzeugung kleiner Strahldivergenzen ist, den Strahl in der Kühlgeraden mit einer High- β -Insertion auszudehnen, da die unkorrelierte mittlere quadratische Strahldivergenz gleich der Emittanz ε dividiert durch die β -Funktion ist. Mit einem Satz von Quadrupolen können die optischen β -Funktionen auf Werte in der Größenordnung von 1000 m angepaßt werden. Eine gänzlich andere Methode verwendet *Skew-Quadrupole* (um 45° um die longitudinale Achse gedrehte Quadrupole) und einen Solenoid, und wird weiter unten kurz diskutiert.

4.3.1 Generelle Auslegung

Der Speicherring besteht aus verschiedenen Abschnitten mit jeweils speziellen Aufgaben:

- zwei 180° -Bögen,
- die Kühlstrecke,
- Wiggler zum Erzielen kleiner Dämpfungszeiten (Wiggler sind Elemente, die aus vielen kurzen hintereinanderliegenden, abwechselnd gepolten Dipolen bestehen),
- und Zellen zum Abstimmen des Betatron-Arbeitspunktes und der Kopplung (*Tuning-Zellen*).

An den Schnittstellen gibt es Elemente, um die optischen Funktionen zwischen diesen Segmenten abzustimmen (*Matching*). In der zuletzt beschriebenen Sektion ist auch Raum für weitere Elemente vorhanden, wie z.B. das HF-System. In Abbildung 4.3 ist die Auslegung des Rings skizziert.

Die Bögen bestehen aus FODO-Zellen mit 15° -Ablenkmagneten. Am Eingang und Ausgang der Bögen sind Halbzellen ohne Dipol vorhanden, um eine Dispersionsunterdrückung in den Geraden zu erhalten. Der Bogendurchmesser beträgt rund 16 m, so daß der Ring nicht in den bestehenden HERA-Tunnel paßt,

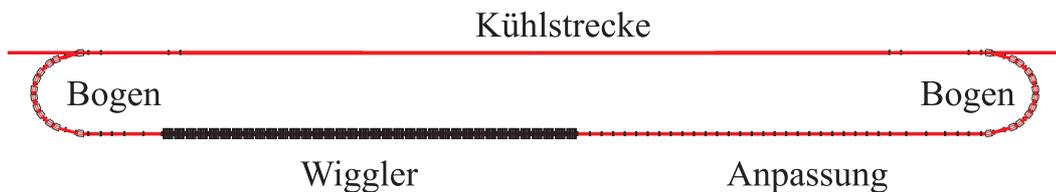


Abbildung 4.3: Layout des Elektronenspeicherrings

der einen Durchmesser von 5.2 m besitzt. Bei der relativ niedrigen Strahlenergie von 180 MeV wäre es mit relativ moderaten Ablenkefeldern zwar möglich, deutlich kleinere Bögen zu entwerfen, allerdings ist es im Hinblick auf kleine Emittanzen und für eine vernünftige Chromatizitätskorrektur besser, große Bögen vorzusehen.

Der Entwurf der Kühlstrecke ist vergleichsweise einfach, da die einzige Anforderung dort eine große konstante β -Funktion in beiden transversalen Raumrichtungen ist. Dies kann leicht mit vier anpassenden Quadrupolen erzielt werden, wie in Abbildung 4.4 dargestellt ist.⁴ Da der gewählte Betrag der β -Funktion groß ist, ist sie nahezu konstant über die Länge der Kühlgeraden von 120 m. Damit sind keine weiteren magnetischen Elemente in der Kühlgeraden notwendig. Dies wäre ohnehin problematisch, da magnetische Elemente verschiedene Einflüsse auf die Hadronen und die Elektronen haben (eine ähnliche High- β -Insertion ist im HERA-Hadronenring vorgesehen).

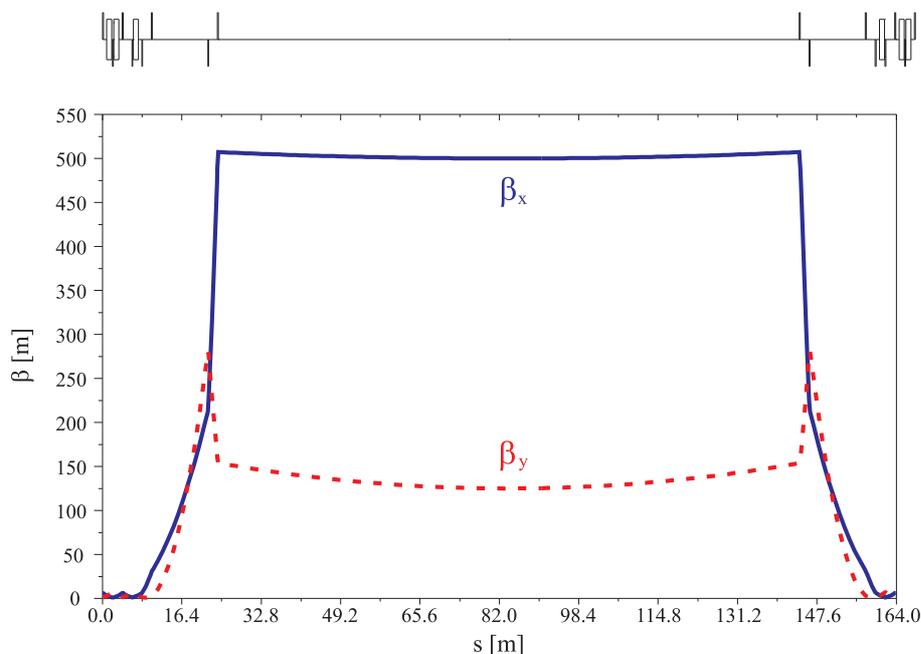


Abbildung 4.4: Optik der Kühlgeraden

Die übrigen Segmente sind in der Geraden gegenüber der Kühlstrecke installiert. Für ein flexibles Design bestehen diese Segmente aus austauschbaren Zellen fester Länge. Diese Zellen haben alle die gleichen optischen Funktionen am Ein- und Ausgang, so daß sie beliebig miteinander vertauscht werden können (zumindest in der Entwurfsphase). Diese Zellen werden später genauer behandelt.

4.3.2 Dämpfungszeiten und Energiebreite

Die Strahlungsdämpfungszeiten τ_x , τ_y und τ_E sind invers proportional dem Energieverlust pro Umlauf durch Synchrotronstrahlung U_0 :

⁴Die Rechnungen zur Strahloptik, Optikanpassung, Berechnung der meisten Strahlparameter und Intrabeam-Scattering, Rechnungen zur dynamischen Apertur und zu Closed-Orbit-Simulationen wurden mit dem Programm *MAD* durchgeführt.

$$\tau_i = \frac{2ET_0}{J_i U_0} \quad , \quad (4.6)$$

$$U_0 = \frac{C_\gamma E^4}{2\pi} \cdot I_2 \quad . \quad (4.7)$$

Die Definitionen der Synchrotronintegrale I_n sind beispielsweise in [Helm73] angegeben und finden sich auch im Anhang A.4, und die Konstante C_γ beträgt $8.858 \cdot 10^{-5} \text{ m/GeV}^3$. Die Dämpfungspartitionszahlen sind $J_x \approx 1$, $J_y = 1$ und $J_E \approx 2$. Durch Einsetzen des Integrals I_2 kann der Energieverlust geschrieben werden als

$$U_0 = \frac{C_\gamma E^4}{2\pi(B\rho)^2} \cdot \int B^2 ds \quad . \quad (4.8)$$

Bei $E = 180 \text{ MeV}$ beträgt die magnetische Steifigkeit $(B\rho) = 0.6 \text{ Tm}$. Im Kühlerring mit FODO-Bogenzellen und 15° -Ablenkmagneten mit 0.15 T Feldstärke (Länge $\approx 1.0 \text{ m}$), aber ohne jegliche Wiggler verlieren die Elektronen pro Umlauf 23 eV , und die radiale und vertikale Dämpfungszeit sind jeweils etwa 20 s . Dies ist Größenordnungen mehr als für das Erreichen von kleinen Emittanzen zulässig, und damit sind Wiggler absolut notwendig, um die Dämpfungszeiten zu verkleinern.

Wegen der quadratischen Abhängigkeit des Energieverlustes von der Feldstärke ist es naheliegend, Wiggler mit relativ hohen Feldstärken zu verwenden. Allerdings steigt die natürliche Energiebreite des Elektronenstrahls ebenfalls mit der Feldstärke:

$$(\sigma_E/E)^2 = \frac{C_q E^2}{J_E} \cdot \frac{I_3}{I_2} \cong \frac{C_q E^2}{J_E} \cdot \frac{B}{(B\rho)} \quad . \quad (4.9)$$

Hier ist $C_q = 1.468 \cdot 10^{-6} \text{ m/GeV}^2$, und die rechte Seite gilt für den isomagnetischen Fall, d.h. falls nur ein Typ an Dipolen mit fester Feldstärke B vorhanden ist. Mit Wigglern ist der Kühlring nicht isomagnetisch, aber wenn viele Wiggler vorhanden sind, liefern sie den Hauptbeitrag zu I_2 und I_3 . Es sollte bemerkt werden, daß die Energiebreite *unabhängig* von der Anzahl an Wigglern oder Dipolen ist, sie hängt nur von der Feldstärke ab. Die Energiebreite wächst mit $B^{1/2}$. Dipole mit 1 T Feldstärke erzeugen eine Energiebreite von $2.0 \cdot 10^{-4}$, während Dipole mit 5 T eine Energiebreite von $4.5 \cdot 10^{-4}$ verursachen.

In den folgenden Untersuchungen wurde eine Feldstärke von 1 T gewählt, da in diesem Falle Permanentmagnete zur Felderzeugung ausreichen. Als Modell-Wiggler wurde ein einfacher, 1.6 m langer Entwurf gewählt, bestehend aus 10 cm langen Dipolen in 5 cm Abstand. Zusammen mit einem Quadrupol formt ein solcher Wiggler eine 2 m lange Zelle mit periodischer Optik, wie in Abbildung 4.5 gezeigt.

Der Energieverlust pro Umlauf wird um 49 eV pro Wiggler erhöht. Dies ist schon für einen Wiggler ungefähr doppelt soviel wie für die gesamten Bögen. Daher dominiert die Synchrotronlichtabstrahlung in den Wigglern und die Dämpfungszeiten fallen etwa umgekehrt proportional zur Anzahl der Wiggler ab.

4.3.3 Emittanz

Emittanz durch Synchrotronstrahlung

Die sogenannte „natürliche“ Emittanz (bei der nur Synchrotronstrahlung berücksichtigt wird) kann mit folgender Formel berechnet werden:

$$\varepsilon_{nat} = \frac{C_q E^2}{J_x} \cdot \frac{I_5}{I_2} = \frac{1}{4} \tau_x Q_{rad} \quad , \quad (4.10)$$

wobei Q_{rad} das Emittanzwachstum pro Zeit durch die stochastische Anregung durch die Synchrotronstrahlung ist, wenn es keine Dämpfung gäbe (siehe z.B. [Sands70]). I_5 und Q_{rad} hängen von der optischen Funktion

$$H(s) = [D(s)^2 + (\beta(s) \cdot D'(s) + \alpha(s) \cdot D(s))^2] / \beta(s) \quad (4.11)$$

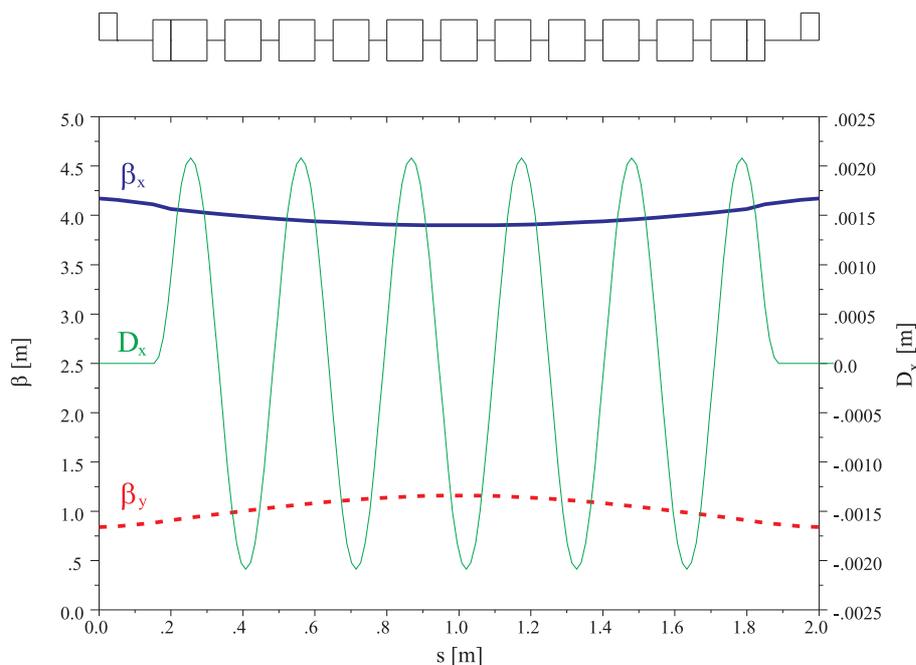


Abbildung 4.5: Optik einer Wiggler-Zelle

innerhalb der Dipole ab. Da die Dispersion in den Geraden auf Null gesetzt ist, liefern Wiggler mit kleiner Feldstärke nahezu keinen Beitrag zu Q_{rad} , so daß diese Größe hauptsächlich durch die Bogenoptik bestimmt wird. Tatsächlich erzeugen die Wiggler-Dipole selbst geringfügige Dispersion proportional zur Feldstärke, und der Beitrag eines Wigglers zu ϵ_{nat} wächst mit B^3 . Dieser Beitrag ist für Feldstärken von mehr als 1 T nicht vernachlässigbar, sondern vielmehr dominant.

Intrabeam-Scattering

Intrabeam-Scattering ist normalerweise ein wichtiger Effekt in Speicherringen mit Strahlenergien kleiner als 1 GeV. Bei 180 MeV ist die Gleichgewichtsemittanz (Gleichgewicht aus Strahlungsdämpfung, Strahlungsanregung und Intrabeam-Scattering) für die gegebene Bunchladung mindestens einen Faktor 10 größer als ohne IBS.

In Analogie zum radialen Einfluß der Synchrotronstrahlung basiert das radiale IBS auf dem Integral von $H(s)$, allerdings muß in diesem Fall das Integral über den gesamten Ringumfang genommen werden, da IBS überall wirkt (Synchrotronstrahlung wirkt nur in den Ablenkmagneten). Damit ist das radiale IBS in etwa minimiert, wenn die langen Geraden dispersionsfrei sind. Diese Anforderung an Dispersionsfreiheit steht allerdings gegen die Notwendigkeit dispersiver Strecken für Chromatizitätskorrektur mit Sextupolen, und ein Kompromiß muß gefunden werden.

Gleichgewichtsberechnung

Im Hinblick auf das starke Intrabeam-Scattering ist es nicht notwendig, Q_{rad} sehr klein zu wählen. Ein FODO-Lattice in den Bögen mit moderatem Phasenvorschub von 85° pro Zelle ist ausreichend, um eine natürliche Emittanz von kleiner als 4.0 nm rad zu erzielen. Bei 25% Emittanzverhältnis wird die Gleichgewichtsemittanz mit IBS aber mehr als 35 mal so groß. Dies bedeutet, daß man nichts gewinnen kann durch Verkleinerung der natürlichen Emittanz (z.B. durch Bogenzellen vom Typ Chasman-Green). Vielmehr hat das FODO-Lattice den Vorteil eines relativ großen Momentum-Compaction-Faktors, was sehr vorteilhaft im Lichte von Instabilitäten und Lebensdauer ist (siehe unten). Abbildung 4.6 ist eine Darstellung der Optik in den Bögen.

Um die Emittanz zu verkleinern, müssen die Dämpfungszeiten drastisch reduziert werden. In Tabelle 4.2 ist aufgelistet, wie Dämpfungszeiten, transversale Emittanzen (auch dargestellt in Abbildung 4.7a) und

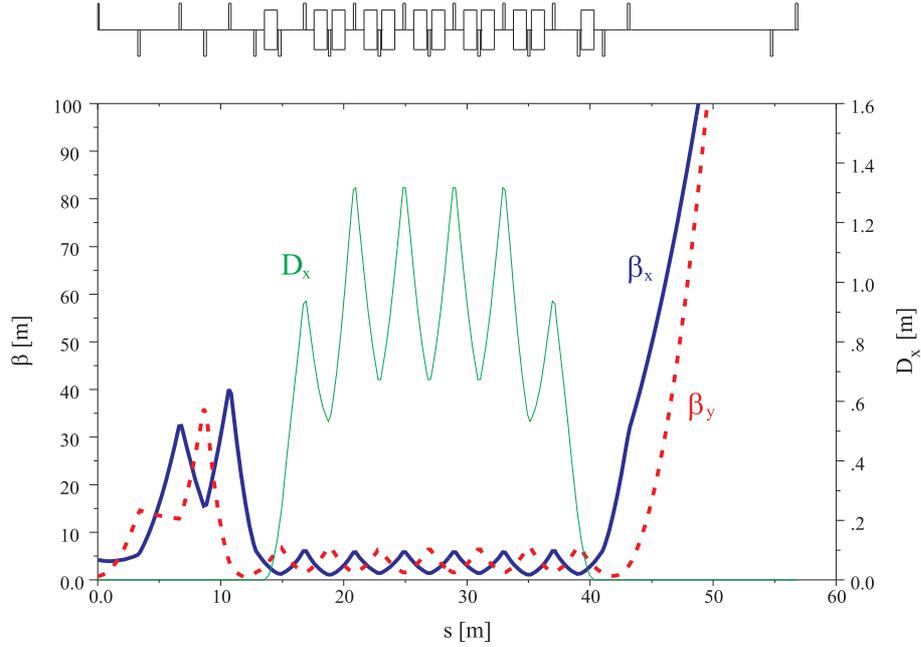


Abbildung 4.6: Optik in den Bögen

die Energiebreite, jeweils ohne und mit IBS, von der Anzahl an Wiggeln abhängen. Diese Werte wurden berechnet, indem folgende Gleichungen numerisch gelöst wurden:

$$\dot{\varepsilon}_x = -\frac{2}{\tau_x} \left(\varepsilon_x - \frac{1}{1 + \kappa} \varepsilon_{x, nat} \right) + \frac{1}{\tau_{IBS, x}} \varepsilon_x = 0 \quad , \quad (4.12)$$

$$\dot{\varepsilon}_y = -\frac{2}{\tau_y} \left(\varepsilon_y - \frac{\kappa}{1 + \kappa} \varepsilon_{x, nat} \right) + \frac{1}{\tau_{IBS, y}} \varepsilon_y = 0 \quad , \quad (4.13)$$

$$\dot{\varepsilon}_s = -\frac{2}{\tau_E} (\varepsilon_s - \varepsilon_{s, nat}) + \frac{1}{\tau_{IBS, ||}} \varepsilon_s = 0 \quad (4.14)$$

mit $\varepsilon_s = \sigma_E/E \cdot \sigma_s$. κ ist das Emittanzverhältnis ohne IBS und wurde so angepaßt, daß $\varepsilon_y/\varepsilon_x = 0.25$. (Man beachte, daß die IBS-Anwachszeiten von den Emittanzen abhängen, und daher die Gleichungen gekoppelt sind.) Mit 35 Wiggeln ist die radiale Dämpfungszeit kleiner als 250 ms. Zusammen mit transversaler Kopplung und IBS sind die Gleichgewichtsemittanzen $\varepsilon_x \approx 20$ nm rad und $\varepsilon_y \approx 5$ nm rad. Im vorgesehenen Entwurf besitzt der Kühlering 37 Wiggler und sechs Abstimmzellen.

Anzahl Wiggler	τ_x	nur SR		Gleichgewicht SR+IBS	
		$\sigma_{E, nat}/E$	ε_{nat}	σ_E/E	$\varepsilon_x + \varepsilon_y$
0	22.373 s	$0.74 \cdot 10^{-4}$	3.621 nm rad	$11.85 \cdot 10^{-4}$	127.73 nm rad
1	6.290 s	$1.68 \cdot 10^{-4}$	1.494 nm rad	$10.40 \cdot 10^{-4}$	74.14 nm rad
3	2.580 s	$1.86 \cdot 10^{-4}$	1.043 nm rad	$9.37 \cdot 10^{-4}$	51.80 nm rad
5	1.623 s	$1.91 \cdot 10^{-4}$	0.925 nm rad	$8.80 \cdot 10^{-4}$	44.49 nm rad
15	0.568 s	$1.96 \cdot 10^{-4}$	0.798 nm rad	$7.23 \cdot 10^{-4}$	31.49 nm rad
25	0.345 s	$1.97 \cdot 10^{-4}$	0.772 nm rad	$6.49 \cdot 10^{-4}$	27.08 nm rad
35	0.247 s	$1.98 \cdot 10^{-4}$	0.761 nm rad	$6.22 \cdot 10^{-4}$	24.44 nm rad

Tabelle 4.2: Variation der Wiggleranzahl (HF-Spannung konstant)

In Tabelle 4.3 und Abbildung 4.7b ist gezeigt, wie die Gleichgewichtsemittanz mit der Bunchladung anwächst. Wenn IBS dominiert, scheint die Gleichgewichtsemittanz der Beziehung $\varepsilon_x \sim N_e^{1/3}$ zu gehorchen. Dies impliziert mit Gleichung (4.1) bzw. (4.2), daß die Kühlzeiten trotz IBS mit steigender Bunchladung sinken. Eine möglichst große Bunchladung für die Elektronen ist damit erstrebenswert.

N_e	$\varepsilon_x + \varepsilon_y$	σ_E/E	σ_s
0.0	0.76 nm rad	$2.0 \cdot 10^{-4}$	8.6 cm
$0.1 \cdot 10^{10}$	6.2 nm rad	$3.5 \cdot 10^{-4}$	15.1 cm
$0.5 \cdot 10^{10}$	11.0 nm rad	$4.3 \cdot 10^{-4}$	18.6 cm
$1 \cdot 10^{10}$	14.0 nm rad	$4.7 \cdot 10^{-4}$	20.5 cm
$2.5 \cdot 10^{10}$	19.3 nm rad	$5.4 \cdot 10^{-4}$	23.6 cm
$5 \cdot 10^{10}$	24.2 nm rad	$6.1 \cdot 10^{-4}$	26.5 cm
$7.5 \cdot 10^{10}$	28.2 nm rad	$6.5 \cdot 10^{-4}$	28.0 cm
$10 \cdot 10^{10}$	31.2 nm rad	$6.8 \cdot 10^{-4}$	29.4 cm

Tabelle 4.3: Intrabeam-Scattering für verschiedene Bunchladungen (25% Emittanzverhältnis, 37 Wiggler)

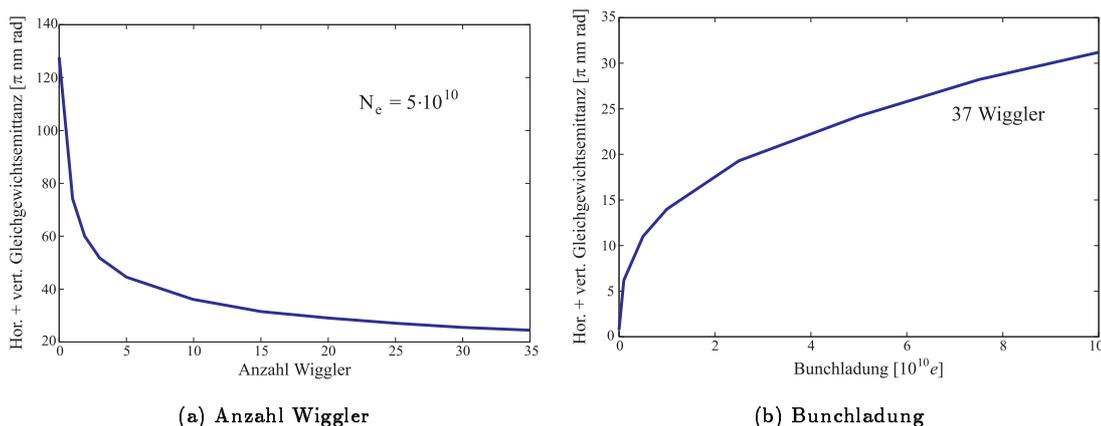


Abbildung 4.7: Parameterabhängigkeiten der Gleichgewichtsemittanz

Zuletzt sind in Tabelle 4.4 die Gleichgewichtsemittanzen als Funktion der Wiggler-Feldstärke angegeben. Man kann ablesen, daß bei Feldstärken um 2 T die Gleichgewichtsemittanz ihr Minimum erreicht (bei niedrigeren Feldstärken dominiert IBS, bei höheren Feldstärken dominiert die Synchrotronstrahlung). Allerdings sind die Unterschiede zwischen den Gleichgewichtsgrößen bei 1 T und 2 T nicht sehr groß, so daß die Wahl von 1 T-Wiggler gerechtfertigt erscheint.

Feldstärke	τ_x	nur SR		Gleichgewicht SR+IBS	
		$\sigma_{E, nat}/E$	ε_{nat}	σ_E/E	$\varepsilon_x + \varepsilon_y$
1 T	0.234 s	$1.98 \cdot 10^{-4}$	0.759 nm rad	$6.14 \cdot 10^{-4}$	24.15 nm rad
2 T	0.059 s	$2.82 \cdot 10^{-4}$	5.777 nm rad	$5.06 \cdot 10^{-4}$	22.15 nm rad
3 T	0.026 s	$3.46 \cdot 10^{-4}$	19.413 nm rad	$4.41 \cdot 10^{-4}$	29.83 nm rad

Tabelle 4.4: Variation der Wiggler-Feldstärke (25% Emittanzverhältnis, 37 Wiggler)

Beam-Beam-Scattering

In der Kühlstrecke wird der Elektronenstrahl durch die Wechselwirkung mit den Hadronen aufgeheizt (in Analogie zum Intrabeam-Scattering wird dieser Effekt im folgenden mit *Beam-Beam-Scattering* bzw. BBS bezeichnet). Dies ist der gewünschte Wärmeübertrag zwischen Hadronen und Elektronen. Es kann leicht gezeigt werden, daß – ohne IBS – das Anwachsen von Energiebreite und Emittanz des Elektronenstrahls in guter Näherung mit folgenden Formeln berechnet werden kann:

$$\Delta\sigma_{E,e}^2 \approx \frac{N_p m_p n_p}{N_e m_e n_e} \cdot \frac{\tau_{E,e}}{2\tau_{c,||}} \cdot \sigma_{E,I}^2 \quad , \quad (4.15)$$

$$\Delta \varepsilon_{e,\perp} \approx \frac{N_p m_p n_p}{N_e m_e n_e} \cdot \frac{\tau_{e,\perp}}{2\tau_{c,\perp}} \cdot \frac{\beta_e}{\beta_p} \cdot \varepsilon_{p,\perp} \quad (4.16)$$

n_e und n_p sind dabei die Gesamtanzahlen an Elektronen- bzw. Hadronenbunchen im Kühler bzw. in HERA. Zusammen mit IBS kann dieses Problem wieder nur numerisch gelöst werden. Gleichungen (4.12) bis (4.14) sind dabei um jeweils einen Term zu erweitern, der das BBS beschreibt:

$$\dot{\varepsilon}_{x,e} = -\frac{2}{\tau_x} \left(\varepsilon_{x,e} - \frac{1}{1+\kappa} \varepsilon_{x,nat} \right) + \frac{1}{\tau_{IBS,x}} \varepsilon_{x,e} + \frac{N_p n_p}{N_e n_e \tau_{c,\perp}} \left(\varepsilon_{x,e} - \frac{m_p \beta_{x,e}}{m_e \beta_{x,I}} \varepsilon_{x,I} \right) = 0 \quad (4.17)$$

$$\dot{\varepsilon}_{y,e} = -\frac{2}{\tau_y} \left(\varepsilon_{y,e} - \frac{\kappa}{1+\kappa} \varepsilon_{x,nat} \right) + \frac{1}{\tau_{IBS,y}} \varepsilon_{y,e} + \frac{N_p n_p}{N_e n_e \tau_{c,\perp}} \left(\varepsilon_{y,e} - \frac{m_p \beta_{y,e}}{m_e \beta_{y,I}} \varepsilon_{y,I} \right) = 0 \quad (4.18)$$

$$\dot{\varepsilon}_{s,e} = -\frac{2}{\tau_E} (\varepsilon_{s,e} - \varepsilon_{s,nat}) + \frac{1}{\tau_{IBS,\parallel}} \varepsilon_{s,e} + \frac{N_p n_p}{N_e n_e \tau_{c,\parallel}} \left(\varepsilon_{s,e} - \frac{m_p \beta_{s,e}}{m_e \beta_{s,I}} \varepsilon_{s,I} \right) = 0 \quad (4.19)$$

Durch die Kühlterme wird auch eine Kopplung zum Protonenstrahl aufgebaut, für den analoge Gleichungen gelten. Insgesamt ist also ein Gleichungssystem von sechs gekoppelten Gleichungen zu lösen, was nur numerisch möglich ist (mit diesen Formeln wurden auch die Graphen in Abbildung 4.2 berechnet). Es zeigt sich, daß das Beam-Beam-Scattering sogar ein Schrumpfen des Elektronenstrahls in einer Dimension bewirken kann, nämlich wenn das Beam-Beam-Scattering in einer Dimension so stark heizt, daß durch die resultierende Abnahme der Elektronendichte das IBS in allen Dimensionen abnimmt.

In Tabelle 4.5 ist zusammengestellt, wie Intrabeam- und Beam-Beam-Scattering die Gleichgewichtsparameter des Elektronenstrahls beeinflussen. Verglichen zum Intrabeam-Scattering hat Beam-Beam-Scattering einen kleinen Einfluß. Bei Startparametern (d.h. nach Injektion) wird der Elektronenstrahl durch BBS in longitudinaler Richtung leicht „gekühlt“, da die transversale Emittanz anwächst, wohingegen im Kühlgleichgewicht die Situation umgekehrt ist.

IBS	BBS	$\varepsilon_x + \varepsilon_y$	σ_E/E	σ_s
-	-	0.76 nm rad	$2.0 \cdot 10^{-4}$	8.6 cm
-	+ (Start)	9.7 nm rad	$2.5 \cdot 10^{-4}$	10.7 cm
+	-	24.6 nm rad	$6.1 \cdot 10^{-4}$	26.3 cm
+	+ (Start)	25.6 nm rad	$6.0 \cdot 10^{-4}$	26.1 cm
+	+ (Gleichgewicht)	22.3 nm rad	$7.4 \cdot 10^{-4}$	32.2 cm

Tabelle 4.5: Auswirkungen von Intrabeam-Scattering und Beam-Beam-Scattering auf den Elektronenstrahl (25% Emittanzverhältnis).

4.3.4 Einstellung von Kopplung und Arbeitspunkt

Durch die transversale Kopplung wird die Emittanz auf die radiale und vertikale Raumrichtung aufgeteilt. In der Nähe einer Differenzresonanz $Q_x - Q_y = m$ kann das Emittanzverhältnis $\kappa = \varepsilon_y/\varepsilon_x$ (ohne IBS und BBS) im Bereich zwischen 0 und 1 liegen, mit der Randbedingung $\varepsilon_x + \varepsilon_y = \varepsilon_{nat}$. Wie beschrieben ist ein Emittanzverhältnis von 1:4 vorteilhaft. Die Stärke der Differenzresonanz $\tilde{\kappa}$ kann beispielsweise mit Skew-Quadrupolen eingestellt werden. Die vertikale Emittanz ist dann gegeben durch

$$\varepsilon_y = \varepsilon_x \frac{|\tilde{\kappa}|^2}{\Delta^2 + |\tilde{\kappa}|^2} \quad (4.20)$$

mit $\Delta = Q_x - Q_y - m$ dem Abstand des Arbeitspunktes zur Differenzresonanz. Für den Kühllerring wurde der Arbeitspunkt $Q_x \approx 13.15$, $Q_y \approx 23.15$ gewählt, und eine Zelle mit Skew-Quadrupolen ist in der Geraden vorgesehen.

Ein Einstellen des Arbeitspunktes durch Ändern des Phasenvorschubs in den Bögen hat Einfluß auf die Emittanz und macht ein Anpassen der Matching-Quadrupole notwendig. Letzteres ändert ebenfalls den Arbeitspunkt, so daß der Prozeß relativ kompliziert sein kann. Deutlich vorteilhafter ist daher ein Einstellen des Arbeitspunktes mit Hilfe spezieller Zellen in der Geraden. Dafür sind FODO-Zellen vorgesehen, die so variiert werden können, daß der Phasenvorschub angepaßt werden kann, ohne die optischen Funktionen an Eingang und Ausgang der Zelle zu verändern (Abbildung 4.8).

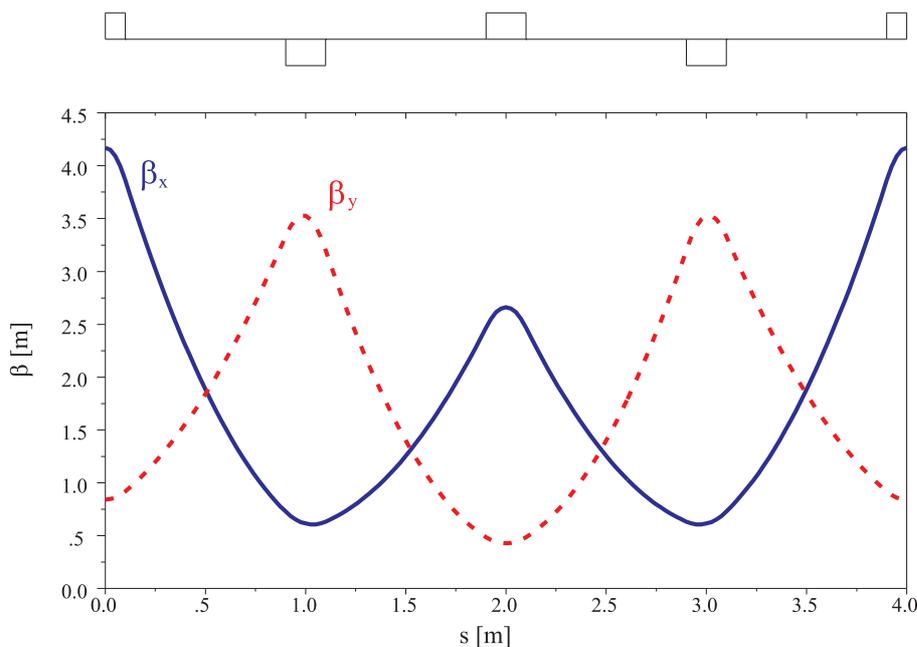


Abbildung 4.8: Optik einer Tuning-Zelle

4.3.5 Lebensdauer

Quanten- und Touschek-Lebensdauer

Bei gegebener Optik kann die Bunchlänge mit der HF-Spannung U_{HF} eingestellt werden:

$$\sigma_s^2 = \frac{\alpha C E}{\omega_{HF} \sqrt{(eU_{HF})^2 - U_0^2}} (\sigma_E/E)^2 \quad . \quad (4.21)$$

Da die erforderliche Bunchlänge relativ groß ist, kann die passende HF-Spannung bei kleinem Momentum-Compaction-Faktor allerdings niedrig sein, d.h. der Überspannungsfaktor U_{HF}/U_0 ist klein. Daraus kann wiederum durch die korrespondierende kleine Energieakzeptanz eine kleine Lebensdauer resultieren. Daher ist ein großer Momentum-Compaction-Faktor vorteilhaft.

Um im beschriebenen Kühllerring die gewünschte Bunchlänge von etwa 25 cm zu erhalten, ist die erforderliche HF-Spannung mit 37 Wiggler etwa 18 kV. Damit beträgt die Energieakzeptanz $\eta_{HF} = 2.03 \cdot 10^{-2}$, also mehr als $25\sigma_E/E$. Die Quantenlebensdauer, die durch Abstrahlung von Synchrotronlichtquanten hoher Energie bestimmt wird, ist damit sehr groß und hat auf die Gesamtlebensdauer keinen Einfluß.

Die Touschek-Lebensdauer, die durch Elektron-Elektron-Streuung mit großem Energieübertrag in die longitudinale Richtung hervorgerufen wird, beträgt in etwa 90 Minuten, berechnet mit der Formel aus [Walker87]:

$$\frac{1}{\tau_T} = \frac{4\pi r_e^2 c N_e}{\gamma^2 \eta_{HF}^2 V} J(\eta_{HF}, \delta q) \quad , \quad (4.22)$$

mit V dem Bunchvolumen, $\delta q = \gamma\sigma_x$, und J einer nur numerisch berechenbaren Integralfunktion. Diese Formel ist relativistisch korrekt, gilt aber im Prinzip nur für flache Strahlen, da die vertikale Teilchenbewegung vernachlässigt wird.

Strahlverlust durch Elektron-Hadron-Streuung

Analog zum Touschek-Effekt, bei dem Elektronen durch Elektron-Elektron-Großwinkelstreuung verloren gehen, können Kollisionen zwischen Hadronen und Elektronen zum Verlust von Elektronen führen. Eine grobe Abschätzung dieses Effekts zeigt allerdings einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Lebensdauer,

im wesentlichen durch die große β -Funktion in der Kühlstrecke. Der physikalische Grund ist, daß die Teilchen in der Kühlstrecke sehr kleine transversale Impulskomponenten haben und daher in Streuprozessen die Wahrscheinlichkeit für einen großen Impulsübertrag in die longitudinale Raumrichtung sehr klein ist. Dennoch ist eine genauere Berechnung dieses Effekts in einer weiterführenden Studie empfehlenswert.

4.3.6 Chromatizität, dynamische Apertur und Fehlersensitivität

Neben Intrabeam-Scattering ist ein wesentliches Problem des Rings eine hohe Chromatizität, die durch die Matching-Quadrupole der High- β -Insertion und die vielen Quadrupole in der Wiggler- und Tuning-Sektion erzeugt wird. Da im Kühlerring die langen Geraden dispersionsfrei sind, können für die Chromatizitätskorrektur notwendige Sextupole nur in den relativ kleinen Bögen plaziert werden. Dadurch sind recht große Sextupolstärken notwendig, um die Chromatizität zu korrigieren. Dies wiederum kann in einer kleinen dynamischen Apertur resultieren. Simulationsrechnungen zeigen bislang keine nennenswerten Probleme mit der dynamischen Apertur, aber dieser Punkt muß in weiterführenden Studien genau untersucht werden.

Ebenfalls durch die hohen Sextupolstärken bedingt ist eine relativ große Sensitivität des Rings auf Justier- und Feldfehler der Magnete. So muß die durch diese Fehler erzeugte Dispersion in der Wiggler-Sektion so klein wie möglich sein, da sonst die Emittanz deutlich erhöht wird. Die Kühlstrecke ist aufgrund der großen β -Funktionen auch sehr sensitiv auf Fehler, diese können dort aber auch leicht diagnostiziert und korrigiert werden.

Die wichtigsten Fehlerkomponenten (Dipol-Feldfehler, Verkippungen der Dipole um die longitudinale Achse, transversale Stellfehler der Quadrupole und der Sextupole) müssen offensichtlich so klein wie möglich gehalten werden. So sollten beispielsweise die Quadrupole vertikal mit einer Präzision im 100 μm -Bereich justiert werden. In ersten Simulationen mit guter Closed-Orbit-Korrektur kann die Optik so gut korrigiert werden, daß die Strahlparameter etwa denen der idealen Maschine entsprechen. Allerdings können aufgrund der hohen Sextupolstärken Probleme mit der unkorrigierten Maschine, also bei Inbetriebnahme, auftreten.

4.3.7 Impedanz und Instabilitäten

Aufgrund des für die Strahlenergie ungewöhnlich großen Ringumfangs, und aufgrund der hohen Bunchladungen muß man auf die Problematik von kollektiven Instabilitäten eingehen. Für die Impedanz des Ringes ist die Hauptkomponente die Impedanz der Vakuumkammer (*Resistive-Wall-Effekt*); Elemente wie Bälge, die Beschleunigungsstruktur und Strahllagemonitore sollten aufgrund der hohen Bunchlänge weniger wichtig sein.

Im folgenden werden einfache Abschätzungen mit analytischen Näherungsformeln für zwei der wichtigsten Instabilitäten gemacht. Die folgenden Formeln sind aus [Shiltsev96] entnommen, wo ähnliche Abschätzungen für den TESLA-Dämpfungsring gemacht wurden. Eine genaue Abschätzung der Ringimpedanz und ihrer Auswirkungen kann allerdings nur mit aufwendigen numerischen Rechnungen geschehen (z.B. für den TESLA-Dämpfungsring longitudinal siehe [Burnton98]).

Longitudinale Einzelbunch-Instabilität

Für die sogenannte *Microwave*-Instabilität kann das Boussard-Kriterium verwendet werden, das eine Schwelle für die effektive Ringimpedanz mit den Strahlparametern verknüpft:

$$\left(\frac{Z}{n}\right)_{eff}^{thr} = \frac{\sqrt{2\pi}\alpha(E/e)(\sigma_E/E)^2\sigma_s}{I_b R} = 1200 \text{ m}\Omega \quad , \quad (4.23)$$

wobei $R = C/(2\pi)$ der mittlere Krümmungsradius, I_b der Bunchstrom und n die Bunchharmonische ist. Die effektive Impedanz einer kreisförmigen Vakuumkammer mit Radius b ist gegeben durch

$$\left(\frac{Z}{n}\right)_{eff}^{RW} = (1 - i) \frac{Z_0\delta}{2b} \quad , \quad (4.24)$$

Richtung	Schwerionen vorhanden?	Arbeitspunktverschiebung
horizontal	nein	-0.0008
vertikal	nein	-0.0180
horizontal	ja	-0.0004
vertikal	ja	-0.0177

Tabelle 4.6: Inkohärente Arbeitspunktverschiebung

mit $Z_0 = 120\pi \Omega = 377 \Omega$ und δ der Skintiefe. Beispielsweise ergibt sich für eine Kupferkammer mit $b = 2$ cm Radius, Skintiefe $\delta[\text{cm}] = 0.0121\sqrt{C[\text{km}]/n}$, und einer effektiven Bunchharmonischen $n_{eff} \approx C/(2\pi\sigma_s) = 1060 C/\text{km} = 382$ eine Impedanz von etwa $(1-i) \cdot 46$ m Ω . Dies ist um einen Faktor 25 unter der Impedanzschwelle der Microwave-Instabilität.

Transversale Einzelbunch-Instabilität

Die Schwelle für die transversale *Mode-Coupling*-Instabilität, oder auch *starke Head-Tail*-Instabilität beträgt

$$\text{Im} \langle Z_{\perp} \beta_{\perp} \rangle^{thr} = \frac{16\sqrt{\pi}(E/e)\sigma_s Q_s}{3I_b R} = 1.66 \text{ M}\Omega \quad . \quad (4.25)$$

Die transversale Impedanz der Vakuumkammer kann aus der longitudinalen Impedanz mit folgender Skalierung berechnet werden:

$$Z_{\perp}^{RW} = \frac{2R}{b^2} \left(\frac{Z}{n} \right)_{eff}^{RW} = 13.2 \text{ k}\Omega \quad . \quad (4.26)$$

Der Mittelwert der β -Funktion beträgt horizontal $\langle \beta_x \rangle \approx 185$ m. Dies bedeutet $\text{Im} \langle Z_{\perp} \beta_{\perp} \rangle^{RW} = 2.45 \text{ M}\Omega$, was über dem Schwellwert der Instabilität liegt. Das heißt, daß die transversale Mode-Coupling-Instabilität aufgrund der großen β -Funktion eine stärkere Randbedingung darstellt als die longitudinale Microwave-Instabilität. Das Problem kann durch Wahl einer größeren Vakuumkammer (z.B. 5 cm Radius) an Orten mit großer β -Funktion gelöst werden, also in der Kühlsektion. Der Radius kann an anderen Orten bei 2 cm belassen werden.

Laslett-Arbeitspunktverschiebung

Durch den Raumladungseffekt des Strahls und durch Spiegelfelder in der Vakuumkammer und den Polshuhen der Magnete ergibt sich eine inkohärente Arbeitspunktverschiebung. Diese ist mit den Formeln von Laslett berechenbar; die Ergebnisse sind in Tabelle 4.6 angegeben. Die Formeln gehen von einer perfekt leitenden Vakuumkammer mit kreisförmigen Querschnitt aus.

Ein spezieller Effekt in diesem Ring ist die Arbeitspunktverschiebung, die die Raumladung der Hadronen auf die Elektronen bewirkt. Eine Abschätzung des Effekts zeigt aber nur einen kleinen Einfluß. Dies liegt im wesentlichen an der geringen Ladung des Schwerionenbunches im Vergleich zum Elektronenbunch.

4.3.8 Ring mit kleineren Bögen

Wie schon erwähnt ist es im Prinzip möglich, einen Ring mit deutlich kleineren Bögen zu entwerfen. Beispielsweise kann mit 22.5°-Abkenkmagneten ein Bogendurchmesser von 4.4 m, erzielt werden, so daß der gesamte Ring in den bestehenden HERA-Tunnel passen würde. Da in dieser Version die dispersiven Bögen im Vergleich zum Gesamtumfang noch kleiner sind, sind das radiale Intrabeam-Scattering und damit die transversalen Gleichgewichtsemittanzen sogar geringer als beim bisher beschriebenen Ring.

Allerdings hat diese Variante einen entscheidenden Nachteil: wegen der deutlichen Verringerung an dispersiven Abschnitten ist es nahezu unmöglich, die Chromatizität mit in den Bögen plazierten Sextupolen zu korrigieren. Es wurde untersucht, ob die Situation mit speziellen dispersiven Zellen in der Geraden

verbessert werden kann. Diese Zellen haben die Form von Schikanen. Tatsächlich kann mit diesen Schikanen erreicht werden, daß die Sextupolstärken für die Chromatizitätskorrektur stark reduziert werden können.

Diese Schikanen haben aber wiederum zwei Nachteile: zum einen verringern sie den Momentum-Compaction-Faktor (und verkleinern damit die Instabilitäten-Grenzen), zum anderen erhöhen sie das radiale IBS. Um das IBS in vertretbaren Grenzen zu halten, können lediglich zwei bis drei Schikanen verwendet werden, was wiederum für die Chromatizitätskorrektur nicht viel bringt. Es liegt also ein prinzipielles Problem von gegenläufigen Anforderungen vor, und es kann nur ein unbefriedigender Kompromiß gefunden werden.

4.3.9 Speicherring-Parameter

Zusammenfassend sind die optischen Funktionen des Kühlerrings mit 37 Wigglern in Abbildung 4.9 dargestellt. In Tabelle 4.7 sind die wichtigsten Parameter des Speicherrings zusammengestellt.

Energie E	180 MeV
Lorentzfaktor γ	350
Ringumfang C	360 m
Umlaufzeit T_0	1.2 μ s
Momentum-Compaction-Faktor α	$1.09 \cdot 10^{-2}$
Horizontaler Arbeitspunkt Q_x	13.15
Vertikaler Arbeitspunkt Q_y	23.15
Horizontale mittlere β -Funktion $\langle \beta_x \rangle$	185 m
Vertikale mittlere β -Funktion $\langle \beta_y \rangle$	60 m
Horizontale natürliche Chromatizität ξ_x	-28.4
Vertikale natürliche Chromatizität ξ_y	-36.7
Energieverlust pro Umlauf U_0	1.85 keV
Horizontale Dämpfungszeit τ_x	0.234 s
Vertikale Dämpfungszeit τ_y	0.234 s
Longitudinale Dämpfungszeit τ_e	0.117 s
Natürliche Emittanz ε_{nat}	0.76 nm rad
Natürliche Energiebreite $\sigma_{E,nat}/E$	$1.98 \cdot 10^{-4}$
Harmonisenzahl h	12
HF-Frequenz f_{rf}	10 MHz
HF-Spannung \hat{U}_{rf}	18 kV
Natürliche Bunchlänge σ_s	8.6 cm
Energieakzeptanz η_{rf}	$2.03 \cdot 10^{-2}$
Synchrotron-Arbeitspunkt Q_s	$1.44 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.7: Speicherringparameter

4.4 Elektronenkühlung der HERA-Protonen

Während des Luminositätslaufs 1997 hat HERA im wesentlichen die Entwurfswerte an Leistung erreicht. Ein Verbesserungsprogramm ist in Arbeit, bei dem die Optik der Wechselwirkungspunkte geändert wird, um kleinere Strahlquerschnitte zu erzielen. Der Gewinn an spezifischer Luminosität durch diese Aufrüstung ergibt sich aus dem geometrischen Mittel der β -Funktionen der Protonen am Wechselwirkungspunkt, und beläuft sich auf einen Faktor 2.8. Die Durchführung der Aufrüstung ist für die Winterpause 1999/2000 geplant [Gianfelice98]. Für eine Diskussion zusätzlicher Luminositätsgewinne durch Elektronenkühlung wird daher von der neuen Strahloptik für die Wechselwirkungspunkte ausgegangen.

4.4.1 Kühlerring bei 450 MeV

Zum Kühlen von Protonen in HERA muß der Speicherring bei 450 MeV anstatt 180 MeV betrieben werden. Bei der höheren Energie nehmen Probleme mit Instabilitäten und der Einfluß des Intrabeam-

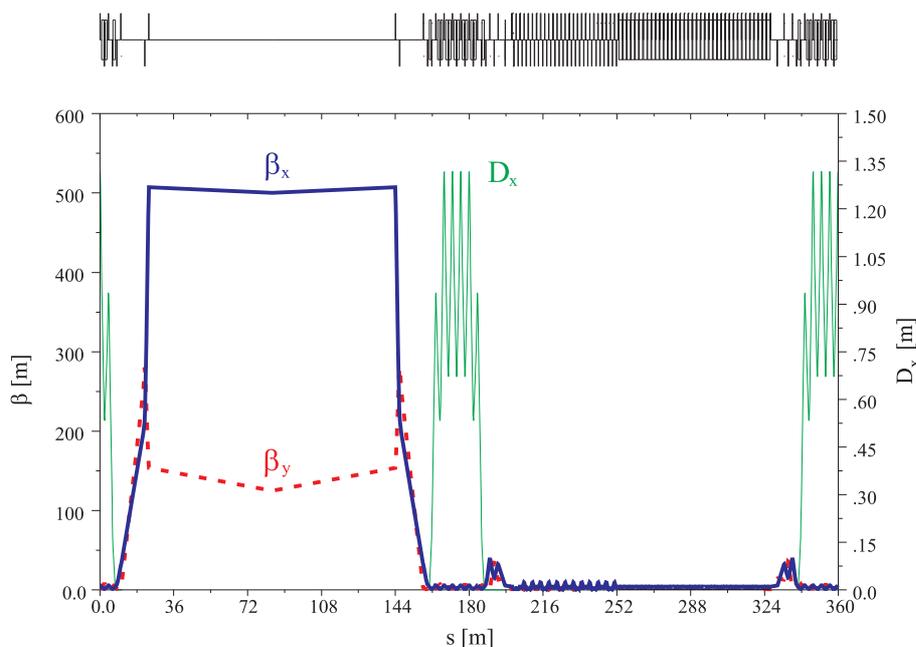


Abbildung 4.9: Optische Funktionen des kompletten Rings

Scattering ab, so daß eine höhere Bunchladung von $2 \cdot 10^{11} e^-$ möglich erscheint. In Tabelle 4.8 ist angegeben, wie wichtige Parameter auf die Energie von 450 MeV skalieren.

Energie	180 MeV	450 MeV
Energieverlust pro Umlauf U_0	1.85 keV	12.3 keV
Horizontale Dämpfungszeit τ_x	0.234 s	0.089 s
Vertikale Dämpfungszeit τ_y	0.234 s	0.088 s
Longitudinale Dämpfungszeit τ_e	0.117 s	0.044 s
Natürliche Emittanz ε_{nat}	0.76 nm rad	1.61 nm rad
Natürliche Energiebreite $\sigma_{E,nat}/E$	$1.98 \cdot 10^{-4}$	$3.07 \cdot 10^{-4}$
Horizontale Emittanz inkl. IBS und BBS ε_x	20.4 nm rad	7.9 nm rad
Vertikale Emittanz inkl. IBS und BBS ε_y	5.2 nm rad	2.0 nm rad
Energiebreite inkl. IBS und BBS σ_E/E	$6.0 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^{-4}$
Longitudinale Impedanzschwelle $(Z/n)_{eff}^{thr}$	1.2 Ω	0.36 Ω
Transversale Impedanzschwelle $\text{Im} < Z_{\perp} \beta_{\perp} >^{thr}$	1.66 M Ω	0.81 M Ω

Tabelle 4.8: Parameterskalierung für Kühlen von Protonen

In Tabelle 4.9 sind die Collider-Parameter von vor und nach dem Umbau aufgelistet. Zusätzlich sind die Parameter mit zusätzlicher Elektronenkühlung, also mit kleinerer Protonenemittanz, danebengestellt. In den Berechnungen wurde als Kühler derselbe Ring wie für die Schwerionen verwendet, mit der erwähnten Erhöhung der Bunchladung. Die Strahlparameter im Kühlgleichgewicht sind in Tabelle 4.10 angegeben.

Ausgehend von den momentanen Protonenstrahlparametern bei Injektion würde es allerdings theoretisch Wochen dauern, bis das Kühlgleichgewicht erreicht ist. Daher erscheint es notwendig, den Strahl schon mit den Gleichgewichtsparametern einzuschießen. Dies könnte durch eine Verbesserung des Injektorkomplexes erreicht werden; Elektronenkühlung in PETRA ist deshalb auch Gegenstand einer anderen Untersuchung [Wesolowski98]. Umgekehrt macht es wenig Sinn, einen kühleren Strahl einzuschießen, ohne ihn danach fortlaufend zu kühlen, da er sich durch das verstärkte IBS relativ schnell verschlechtert, insbesondere longitudinal. Nur durch die Kombination von Vorkühlen in PETRA mit ständigem Kühlen in HERA ist ein nennenswerter Gewinn an Luminosität möglich. Wie in Tabelle 4.9 zu sehen, ist dieser ungefähr ein Faktor 2.

Es muß noch untersucht werden, ob die dazu ebenfalls nötige Verkleinerung von $\beta_{y,e}^*$ machbar ist, insbe-

	Mittelwerte 1997		nach Aufrüstung 2000		mit Kühlen	
	e-Strahl	p-Strahl	e-Strahl	p-Strahl	e-Strahl	p-Strahl
Energie [GeV]	27.5	820	27.5	820	27.5	820
# kollidierender Bunche	174	174	174	174	174	174
Teil. pro Bunch [10^{10}]	2.8	4.8	4.18	10	4.18	10
$\varepsilon_x, \varepsilon_y$ [nm rad]	49, 7.0	5.7, 5.7	22, 4.0	5.7, 5.7	22, 2.2	3.8, 0.9
β_x^*, β_y^* [m]	1.0, 0.7	7.0, 0.5	0.63, 0.26	2.45, 0.18	0.6, 0.10	3.5, 0.25
Beam-Beam Tuneshift / IP	0.0078, 0.020	0.001, 0.0003	0.027, 0.041	0.0017, 0.0005	0.031, 0.039	0.0030, 0.0018
Max. Luminosität [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$8.31 \cdot 10^{30}$		$7.4 \cdot 10^{31}$		$1.6 \cdot 10^{32}$	

Tabelle 4.9: Collider-Parameter momentan / nach Aufrüstung (gemäß [Gianfelice98]) / mit Kühlen

	HERA-p	Kühlerring
Strahlenergie	820 GeV	450 MeV
N_p, N_e pro Bunch [10^{11}]	1	2
$\varepsilon_x, \varepsilon_y$ [nm rad]	3.8, 0.9	7.9, 2.0
β_x, β_y in Kühlstrecke [m]	1000, 250	1000, 250
Bunchlänge σ_s [m]	0.31	0.22
σ_E/E [10^{-4}]	2.1	4.4
$\tau_{c,\parallel} \approx \tau_{IBS,\parallel}$ [h]	9.0	
$\tau_{c,\perp} \approx \tau_{IBS,\perp}$ [h]	34.2	

Tabelle 4.10: Strahlparameter für HERA-p und für Kühlerring

sondere im Hinblick auf die Chromatizität. In diesem Zusammenhang sei aber erwähnt, daß an anderen Maschinen schon kleinere Werte erzielt wurden (z.B. $\beta_y^* = 6$ cm an PETRA) und noch kleinere Werte für die B-Fabriken an SLAC und KEK geplant sind.

Außerdem sei bemerkt, daß der Kühlerring mit kleineren Bögen, der in Abschnitt 4.3.8 kurz diskutiert wurde, im Falle für Protonen zu große Kühlzeiten liefert. Ein Ring, der in den bestehenden HERA-Tunnel paßt, kann leider nicht für die Kühlung von Protonen verwendet werden.

4.4.2 Alternative Ideen

Verkleinerung der Elektronendivergenz mit Solenoid-Adapter

Da der Luminositätsgewinn im Falle der Kühlung der HERA-Protonen nicht besonders groß ist, ist es von Interesse, alternative Ideen für den Kühlerring zu betrachten. In [Derbenev98] und [Burov98] ist eine Alternative für die Kühlstrecke präsentiert: Die Kühlstrecke befindet sich in einem Solenoiden, und Blöcke mit je drei Skew-Quadrupolen an Eingang und Ausgang des Solenoiden transformieren in Verbindung mit der Kantenfokussierung des Solenoiden einen flachen Strahl ($\sigma_y = \sigma_{y'} = 0$) in einen divergenzfreen runden Strahl ($\sigma_{x'} = \sigma_{y'} = 0$). Die Motivation dahinter ist, daß in einem idealen Elektronenspeicherring der Strahl natürlicherweise flach ist.

Durch transversale Kopplung und minimale vertikale Dispersion beträgt die vertikale Emittanz in existierenden Speicherringen typischerweise einige Promille der horizontalen Emittanz. Aus der vertikalen Emittanz resultiert allerdings Strahldivergenz in der Kühlstrecke. Außerdem ist in einem flachen Strahl das Bunchvolumen klein und dementsprechend das Intrabeam-Scattering groß.

Die Divergenz des Elektronenstrahls in der Kühlstrecke kann nach [Derbenev98] berechnet werden gemäß

$$\theta_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{y,e}/\beta_{\text{sol},e}} \quad \text{mit} \quad (4.27)$$

$$\beta_{\text{sol},e} = 2 \frac{(B\rho)}{B_s} \quad (4.28)$$

und B_s der Feldstärke des Solenoiden. Diese Formel ersetzt im Prinzip Gleichung (4.3)⁵. Bevor auf ein numerisches Beispiel eingegangen wird, sei noch eine andere Idee skizziert.

Hochfeld-Wiggler und Energiekompressor

Die Dämpfungszeiten können deutlich verkleinert werden, indem man supraleitende Hochfeld-Wiggler verwendet. Wie erläutert erhöht dies allerdings sowohl Emittanz als auch Energiebreite. Mit dem oben beschriebenen Solenoid-Adapter ist die Emittanz für die Kühlung allerdings nur zweitrangig, und die Energiebreite kann im Prinzip mit einem Energiekompressor lokal (also in der Kühlstrecke) verringert werden.

Ein solcher Energiekompressor besteht aus einer Sektion mit hohem Momentum-Compaction-Faktor, in der eine Korrelation zwischen Energieabweichung eines Teilchens und longitudinaler Position im Bunch aufgebaut wird, plus einer Beschleunigerstruktur. Der Bunch durchläuft diese Struktur bei maximaler zeitlicher Variation des Feldes (normalerweise der Nulldurchgang einer Sinusschwingung), so daß die Teilchen je nach longitudinaler Position im Bunch verschieden viel Energie aufnehmen bzw. abgeben. Damit wird die Energie-Orts-Korrelation aufgehoben, und es bleibt ein verlängerter Bunch mit niedrigerer Energiebreite.

Nach der Kühlstrecke muß ein symmetrisch aufgebauter Anti-Energiekompressor vorhanden sein, damit an den Bögen und Wiggler, wo die Energiebreite aufgebaut wird, wieder die große Energiebreite vorhanden ist. Die Sektion mit hohem Momentum-Compaction-Faktor könnte der Bogen des Speicherrings sein. Ein generelles Problem ist jedoch, daß ein großer Momentum-Compaction-Faktor mit einer großen Emittanz korreliert ist, da beide Parameter von der Dispersion in den Ablenkmagneten abhängen. Wie erwähnt, ist dies aber mit dem Solenoid-Adapter unter Umständen vertretbar.

Ein Ring, der konsequent auf Hochfeld-Wiggler mit einem Energiekompressor und einem Solenoid-Adapter beruht, wurde von einer Arbeitsgruppe am TEVATRON zur Kühlung von Antiprotonen studiert [Tevatron98]. Die Strahlparameter der TEVATRON-Antiprotonen sind nicht wesentlich verschieden von denen der HERA-Protonen. Als Wiggler-Feldstärke wurde 5.6 T gewählt, und die resultierende Energiebreite ist $8 \cdot 10^{-4}$. Der Energiekompressor soll die Energiebreite in der Kühlstrecke auf $1 \cdot 10^{-4}$ reduzieren. Dies ist nur mit einem sehr hohen Momentum-Compaction-Faktor mit sehr hoher HF-Spannung möglich. Das $\beta_{\text{sol},e}$ der Kühlstrecke ist 3.5 m, und die Strahlemittanzen sind $\epsilon_x = 140$ nm rad und $\epsilon_y = 0.28$ nm rad. Einsetzen dieser Werte in die Formeln ergibt eine Strahldivergenz in der Kühlstrecke, die sogar etwas größer ist als die des in dieser Arbeit betrachteten Speicherrings.

Es soll aber auch erwähnt werden, daß der Platz für eine Kühlstrecke im TEVATRON auf rund 60 m begrenzt ist und daher aus Platzgründen eine High- β -Insertion unvorteilhaft ist. Dieses Beispiel zeigt aber, daß der hohe Aufwand mit Hochfeld-Wiggler nicht generell bessere Resultate liefert. Der Solenoid-Adapter für sich alleine genommen kann eventuell der High- β -Insertion überlegen sein. Dies müssen weiterführende Studien zeigen.

Dispersive Elektronenkühlung

Eine große transversale Divergenz im Vergleich zur longitudinalen ($\gamma\theta_{\perp} \gg \sigma_{\gamma}/\gamma$) ist eine typische Eigenschaft von relativistischen Strahlen; sie resultiert aus der Beschleunigung und stochastischen Prozessen. Dies beeinträchtigt generell die transversale Kühlrate (4.1). Um $\tau_{c,\perp}$ zu minimieren, kann – wie in dieser Arbeit betrachtet – der Strahl transversal mit einer High- β -Insertion expandiert werden ($\gamma\theta_{\perp} \rightarrow \sigma_{\gamma}/\gamma$).

Alternativ kann die transversale Kühlrate durch Verteilung der Kühldekremete zwischen longitudinaler und transversaler Ebene verbessert werden [Muon98]. Dies kann erreicht werden durch Einführung von Dispersion für den Hadronenstrahl in der Kühlstrecke, plus einer transversalen Variation der Kühlkraft. Der Mechanismus ist vergleichbar der Umverteilung der Strahlungsdämpfungsdekremete in Speicherringen mit Combined-Function-Magneten. Letzteres kann erzielt werden durch Dispersion für den Elektronenstrahl, oder alternativ durch Einführung einer γ -Verschiebung zwischen den beiden Strahlen $\Delta\gamma < \sigma_{\gamma}$ in Kombination mit einem transversalen Versatz $\Delta r_{\perp} < \sigma_{\perp}$. Dispersion in der Kühlstrecke für die Elektronen wäre mit Blick auf Intrabeam-Scattering nachteilhaft.

⁵Allerdings wird der Kühlprozeß durch das Solenoidfeld beeinflusst, so daß sich die Berechnung der Kühlzeiten generell ändert. Nähere Informationen kann man der Spezialliteratur entnehmen.

Die umverteilten Kühldekrementen hängen nicht von der β -Funktion ab, so daß für den Kühlprozeß große β -Funktionen nicht mehr notwendig sind. Das obere Limit für die Kühldekrementen ist ähnlich dem mit transversaler Strahlexpansion erreichbaren. Nachteilig ist ein Verschlechtern der longitudinalen Kühlwirkung durch Umverteilen der Dekrementen in die transversale Ebene. Dies bedeutet, daß die gesamte Kühlleistung durch dispersive Kühlung nicht verbessert wird.

Damit liegt der Vorteil dieser Methode darin, daß große β -Funktionen für den Kühlprozeß nicht notwendig sind.⁶ Ein anderer Vorteil ist darin zu sehen, daß die Kühlzeiten etwas weniger empfindlich auf Ausrichtungsfehler der beiden Strahlen zueinander ist. Die dispersive Kühlung ist im übrigen kompatibel zu dem Solenoid-Adapter.

LINAC als Kühler

Da auch die Elektronenkühlung an PETRA mit einem LINAC studiert wird, ist es naheliegend, zu bestimmen, ob nicht auch ein LINAC an HERA verwendet werden kann. In einem LINAC sinkt die Emittanz natürlicherweise mit $1/\gamma$, startend mit einer normierten Emittanz von $\varepsilon\gamma \approx 2$ mm mrad der Elektronenquelle. Das Hauptproblem in einem LINAC mit hoher Bunchladung ist Emittanzvergrößerung im Niedrigenergieanteil (Buncher-Sektion) aufgrund von Raumladungseffekten. Dies wurde in [Wesolowski98] mit Simulationsrechnungen genauer untersucht.

In einem schon teilloptimierten Entwurf wurde bei einer Bunchladung von $3 \cdot 10^{10} e^-$ die normierte Emittanz bei 10 MeV zu 9.5 mm mrad ermittelt. Falls weiteres Emittanzwachstum während der Beschleunigung zu höheren Energien vernachlässigt werden kann, beträgt damit die Emittanz bei 180 MeV etwa $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 30$ nm rad, und bei 450 MeV $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 12$ nm rad. Dies ist trotz geringerer Bunchladung größer als mit dem Speicherring, so daß ein LINAC im Vergleich zum Speicherring ungünstiger ist. Wie in [Wesolowski98] diskutiert, erscheint ein Strahltransport, bei dem die Elektronenkanone und der Niedrigenergieanteil in ein Solenoid eingebettet sind, der optisch an das Solenoid der Kühlstrecke angepaßt ist, ein vielversprechender Weg, die Raumladungsbegrenzung zu überkommen.

4.5 Zusammenfassung

Der potentielle Luminositätsgewinn durch Elektronenkühlung eines Schwerionenstrahls an HERA wurde untersucht. Das Hauptaugenmerk wurde dabei auf ein relativ konventionelles Speicherring-Design mit einer High- β -Insertion als Kühlstrecke und Wiggeln mit moderater Feldstärke zur Verkleinerung der Dämpfungszeiten gerichtet. Mit diesem Speicherring liegt der potentielle Gewinn an Luminosität in der Größenordnung von einem Faktor 10 im Vergleich zum ungekühlten Strahl.

Im Falle des Kühlens von Protonen beträgt der potentielle Gewinn etwa ein Faktor 2, aber in longitudinaler Richtung ist die Kühlung nicht effektiv genug, um eine Bunchverlängerung zu vermeiden. Alternative Design-Ideen für den Kühlring wurden kurz diskutiert, aber im Augenblick ist dadurch kein Durchbruch in den Kühlzeiten zu erkennen.

Trotzdem erscheint es sehr lohnenswert, das Konzept der Elektronenkühlung mit einem Speicherring an HERA längerfristig weiterzuverfolgen, insbesondere bei einem Betrieb mit Schwerionen.

⁶Der Hadronenstrahl muß allerdings schon deshalb relativ große β -Funktionen haben, da in der langen Kühlstrecke keine magnetischen Elemente für den Hadronenstrahl verwendet werden können.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wurden drei Studien zur Strahlformung für Hadronenphysik-Experimente an verschiedenen Beschleunigeranlagen angefertigt. Die erste Studie befaßte sich mit der Konversion des HERA-Elektronenringes an DESY in einen Stretcher zum Umformen des gepulsten Strahls des TESLA Linear-Collider-LINACs in einen Quasi-Gleichstrom. Dabei wurde hier das Hauptaugenmerk auf den Extraktionsmechanismus und die dafür nötigen Modifikationen des Beschleunigers gelegt. Die Extraktion wurde mit Simulationsrechnungen studiert und die Resultate mit analytischen Rechnungen verglichen. Insgesamt erscheint es möglich, einen Strahl sehr kleiner Emittanz aus HERA zu extrahieren.

Vergleichbare Rechnungen wurden für den bestehenden Stretcherring ELSA durchgeführt. Hier waren auch systematische Messungen der Parameter des extrahierten Strahls möglich, die mit den theoretischen Werten verglichen werden konnten. Daneben sind die Meßergebnisse für ein kontrollierteres Einstellen der Extraktion und der folgenden Strahlführung verwendbar. Außerdem wurde ein neues System zur Regelung des extrahierten Stroms erfolgreich getestet.

Zuletzt wurde die neuartige Möglichkeit untersucht, den HERA-Hadronenstrahl mit Hilfe eines Elektronenspeicherringes zu kühlen. Im Falle der Kühlung von Protonen ergibt sich ein relativ kleiner Gewinn, der den technischen Aufwand nicht unbedingt rechtfertigt. Dahingegen zeigen die Rechnungen im Falle der Benutzung von Schwerionen in HERA eine deutliche Erhöhung der erzielbaren Luminosität, so daß eine Weiterverfolgung des Konzeptes sinnvoll erscheint.

Anhang A

Kurze Einführung in die Strahloptik

Da in dieser Arbeit umfangreich auf Beschleunigeroptik eingegangen wird, werden an dieser Stelle knapp die üblicherweise verwendeten Bezeichnungen und Größen eingeführt. Ausführliche Darstellungen finden sich in Lehrbüchern wie z.B. [Wille92].

A.1 Beschleuniger-Koordinatensystem

Beim Entwurf eines Beschleunigers wird eine Sollbahn, der Design-Orbit, festgelegt, um die die magnetischen Elemente positioniert werden. Die Strahlteilchen werden aber immer Abweichungen von dieser Sollbahn aufweisen, so daß ein fokussierendes System vorhanden sein muß, das die Teilchen in Richtung der Sollbahn zurücklenkt. Eine starke Fokussierung erreicht man mit alternierenden Gradientenfeldern, die beispielsweise mit Quadrupolmagneten erzeugt werden.

Zur vollständigen Beschreibung eines Teilchenzustandes genügen drei Koordinaten und deren Ableitungen. Da mit einem fokussierenden System die Abweichungen von der Sollbahn relativ gering sind, kann für gewöhnlich in linearer Näherung gerechnet werden. Die Bewegung eines Teilchens von einem Ort im Beschleuniger zum anderen entspricht damit einer linearen Transformation der Teilchenkoordinaten.

Als Koordinaten wählt man üblicherweise eine longitudinale Koordinate s , die die Position entlang des Design-Orbits angibt, und die transversalen Koordinaten x und y , die die radiale bzw. vertikale Abweichung vom Design-Orbit beschreiben. Als Ableitung der longitudinalen Koordinate kann die relative Impulsabweichung $\Delta p/p$ des Teilchens verwendet werden, und die Ableitungen der transversalen Koordinaten entsprechen in der linearen Näherung den Winkeln der Teilchen zur Sollbahn. Bild A.1 illustriert das Koordinatensystem.

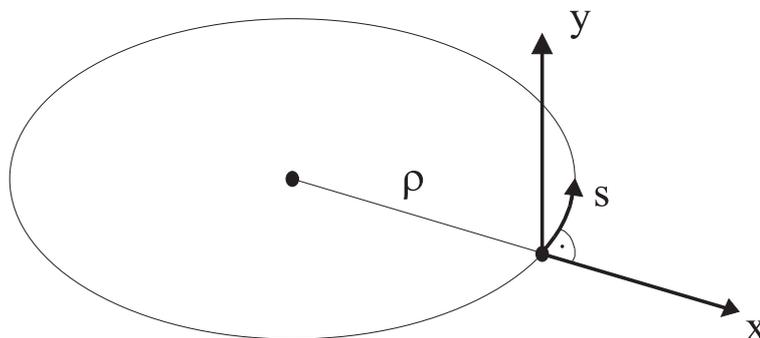


Abbildung A.1: Das Beschleuniger-Koordinatensystem

A.2 Transversale Teilchenbewegung

Zur Beschreibung der Teilchenbewegung im Beschleuniger setzt man die Lorentzkraft von elektrisch geladenen, bewegten Teilchen in elektromagnetischen Feldern an. Mit der Einschränkung auf nur transversal wirkende lineare Magnetfelder und einigen weiteren linearen Näherungen erhält man die Bahngleichungen für die transversale Bewegung der Teilchen im Beschleuniger. Wegen der linearen Näherung spielen nur Dipol- und Quadrupolkomponenten der Magnetfelder eine Rolle. Die Dipole halten die Teilchen auf der Kreisbahn, während die Quadrupole die Fokussierung bewirken. Die Bahngleichungen lauten:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{\rho^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad , \quad (\text{A.1})$$

$$y''(s) + k(s)y(s) = 0 \quad (\text{A.2})$$

mit $\rho(s)$ dem lokalen Dipol-Krümmungsradius und $k(s)$ der lokalen Fokussierstärke entlang des Rings. Diese Differentialgleichungen des Hill'schen Typs besitzen pseudoharmonische Lösungen, die üblicherweise in folgender Form notiert werden:

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\beta_x(s)} \cos(\psi_x(s) + \psi_{x0}) + D(s) \frac{\Delta p}{p} \quad , \quad (\text{A.3})$$

$$y(s) = \sqrt{\varepsilon_y} \sqrt{\beta_y(s)} \cos(\psi_y(s) + \psi_{y0}) \quad (\text{A.4})$$

wobei ε die Emittanz, $\beta(s)$ die Beta-Funktion, $\psi(s)$ die Betatron-Phasenfunktion und $D(s)$ die Dispersionsfunktion sind. Die Emittanz wird nicht von den Bewegungsgleichungen bestimmt, sondern hängt von den Startbedingungen ab. Diese pseudoharmonischen Schwingungen nennt man auch Betatronschwingungen. Die Dispersionsfunktion beschreibt Bahnänderungen durch Impulsabweichungen. Diese kommen durch die unterschiedliche Ablenkung in den Dipolen bei unterschiedlichem Impuls zustande. Die Beta-Funktion ist periodisch mit dem Ringumfang L . Die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf bezeichnet man als Arbeitspunkt Q , d.h.

$$\beta(s+L) = \beta(s) \quad , \quad (\text{A.5})$$

$$\psi(s+L) = \psi(s) + 2\pi Q \quad . \quad (\text{A.6})$$

Außerdem kann man durch Einsetzen in die Differentialgleichungen zeigen, daß für die Funktionen β und ψ gilt:

$$\frac{1}{2}\beta(s)\beta''(s) - \frac{1}{4}\beta'(s)^2 + k(s)\beta(s)^2 = 1 \quad , \quad (\text{A.7})$$

$$\psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \quad . \quad (\text{A.8})$$

An einer festen Ortskoordinate s kommt ein Teilchen in nacheinander folgenden Umläufen im Beschleuniger im transversalen Phasenraum immer auf einer Ellipse zu liegen. Zur Beschreibung dieser im allgemeinen verkippten Ellipse sind drei Parameter notwendig. Üblicherweise verwendet man dazu die sogenannten Courant-Snyder-Variablen:

$$\beta(s) \quad , \quad \alpha(s) = -\beta'(s)/2 \quad , \quad \gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} \quad (\text{A.9})$$

A.2.1 Momentum-Compaction-Faktor

Durch die unterschiedliche Ablenkung in den Dipolen bei unterschiedlichem Teilchenimpuls ergibt sich auch eine Variation der gesamten Bahnlänge L der Teilchen im Beschleuniger. Dies definiert den sogenannten Momentum-Compaction-Faktor

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} = \frac{1}{L} \int \frac{D(s)}{\rho(s)} ds \quad . \quad (\text{A.10})$$

A.2.2 Enveloppe

Diese Beziehungen gelten jeweils für die einzelnen Strahlteilchen. Jedes Teilchen besitzt pro Ebene eine individuelle Amplitude und Phase der Betatron-Bewegung. Damit benötigt man bei N Teilchen $6N$ Parameter zur vollständigen Beschreibung des Zustandes. Nehmen die Teilchen eine bestimmte Verteilung im Phasenraum ein, kann zur Vereinfachung mit dieser Verteilungsfunktion gerechnet werden. So sind normalerweise bei Elektronenstrahlen in Speicherringen im transversalen Phasenraum die Phasen ψ_{x0} und ψ_{y0} gleichverteilt und die Emittanzen ε_x und ε_y gaußverteilt. Damit reicht pro Ebene zur vollständigen Beschreibung des Strahls eine effektive Strahlemittanz ε_{eff} aus. Die Enveloppe des Strahls entlang des Rings ist dann

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\varepsilon_{\text{eff},x} \cdot \beta_x(s) + D(s)^2 \cdot (\Delta p/p)^2} \quad , \quad (\text{A.11})$$

$$\sigma_y(s) = \sqrt{\varepsilon_{\text{eff},y} \cdot \beta_y(s)} \quad . \quad (\text{A.12})$$

A.2.3 Chromatizität

Die individuelle Ablenkung der Strahlteilchen in den Magneten hängt von den jeweiligen Energien der Teilchen ab. Die unterschiedliche Ablenkung in den Dipolen ist bereits in der Bewegungsgleichung (A.1) berücksichtigt und führt zur Dispersion. Die Fokussierung in den Quadrupolen hängt allerdings auch von der Energie der Teilchen ab. Dies führt zu einer Energieabhängigkeit der β -Funktionen, und damit zu einer Energieabhängigkeit der Arbeitspunkte. Letztere wird mit *Chromatizität* ξ bezeichnet. Normalerweise reicht es aus, den linearen Anteil zu berücksichtigen:

$$\Delta Q = \xi \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad (\text{A.13})$$

Die durch die unterschiedliche Fokussierung in den Quadrupolen erzeugte Chromatizität ist

$$\xi_{\text{nat}} = \frac{1}{4\pi} \int k(s) \beta(s) ds \quad . \quad (\text{A.14})$$

Diese Chromatizität ist normalerweise unerwünscht, da sie kollektive Strahlinstabilitäten treibt. Man kann die Chromatizität mit zusätzlichen Sextupolmagneten an Stellen mit nichtverschwindender Dispersion korrigieren. Vereinfacht kann man sich einen Sextupol vorstellen als einen Quadrupol, dessen Fokussierstärke von der Strahlage abhängt. Durch die Dispersion ist die Strahlage energieabhängig, so daß eine energieabhängige Fokussierung erzielt wird. Die Chromatizität ändert sich durch Sextupolfelder der Stärke m gemäß

$$\xi = \xi_{\text{nat}} + \frac{1}{4\pi} \int m(s) D(s) \beta(s) ds \quad . \quad (\text{A.15})$$

A.3 Longitudinale Teilchenbewegung

In Elektronenspeicherringen verlieren die Teilchen durch Abstrahlung von Synchrotronlicht in den Bögen ständig Energie, die ihnen in Hochfrequenzstrecken wieder zugeführt werden muß. Aufgrund der sinusförmigen Zeitstruktur der Hochfrequenz ist die zugeführte Energie abhängig vom Zeitpunkt, in dem das jeweilige Teilchen die Hochfrequenzstrecke durchquert. Es existiert ein bestimmter Phasenbereich, in dem die Teilchen durch die Hochfrequenz longitudinal fokussiert werden und stabil umlaufen.

Diese longitudinale Fokussierung bewirkt analog zur transversalen Fokussierung, daß die Teilchen longitudinale Schwingungen vollführen, die sogenannten Synchrotronoschwingungen. Im Gegensatz zur transversalen Schwingung ist die fokussierende Kraft allerdings nichtlinear; für kleine Schwingungsamplituden kann aber eine lineare Näherung verwendet werden. Daraus resultiert eine harmonische Schwingung mit der Frequenz

$$\Omega = \omega_0 \sqrt{-\frac{eU_0 q \cos \Psi_s}{2\pi\beta^2 E} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right)} . \quad (\text{A.16})$$

Dabei ist U_0 der Energieverlust pro Umlauf, der durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht resultiert; q ist die Harmonischenzahl der HF, d.h. die Anzahl an HF-Schwingungen pro Teilchenumlauf, und Ψ_s die synchrone Phase. Analog zum Betatronarbeitspunkt definiert man einen Synchrotronarbeitspunkt Q_s , der die Anzahl an Synchrotronoschwingungen pro Umlauf ist. Der Synchrotronarbeitspunkt ist im Vergleich zum Betatronarbeitspunkt klein, da die longitudinale Fokussierung typischerweise deutlich schwächer ist als die transversale.

Für größere Schwingungsamplituden nimmt aufgrund der Nichtlinearität des Potentials die Schwingungsfrequenz ab. Teilchen mit Schwingungsamplituden, die eine bestimmte Grenze (die sogenannte Separatrix) überschreiten, werden durch das Potential nicht eingefangen und laufen nicht phasenstabil um. Aufgrund des Energieverlustes durch Synchrotronstrahlung gehen diese Teilchen in Elektronenmaschinen verloren. Nur Teilchen in einem begrenzten Phasenbereich laufen stabil um; die so entstehenden Teilchenpakete werden als *Bunche* bezeichnet.

A.3.1 Synchrotronstrahlung

Die Kombination aus Abstrahlung von Energie in Form von Synchrotronlicht und Energiegewinn in der HF-Sektion bewirkt auch eine Dämpfung der Teilchenoszillationen in (normalerweise) allen drei Raumebenen. Gleichzeitig werden die Teilchenoszillationen durch den stochastischen Charakter der Abstrahlung der Lichtquanten ständig angeregt, so daß sich zwischen Dämpfung und Anregung ein Gleichgewicht einstellt. Die Strahlparameter im Gleichgewicht bezeichnet man mit *natürlicher* Emittanz bzw. Energiebreite des Strahls. Die natürliche Emittanz steigt quadratisch mit der Strahlenergie, während die Energiebreite linear mit der Energie steigt.

Eine Berechnung dieser Größen findet sich gut dargestellt in [Sands70]; im folgenden sind die zur Berechnung notwendigen Formeln zusammengestellt. Im Kapitel 4 sind einige dieser Formeln verwendet und dabei genauer erläutert.

A.4 Formelsammlung

Synchrotron-Integrale

$$I_1 = \int \frac{D}{\rho} ds \quad (\text{A.17})$$

$$I_2 = \int \frac{ds}{\rho^2} \quad (\text{A.18})$$

$$I_3 = \int \frac{ds}{|\rho^3|} \quad (\text{A.19})$$

$$I_4 = \int \frac{D}{\rho} \left(2k + \frac{1}{\rho^2} \right) ds \quad (\text{A.20})$$

$$I_5 = \int \frac{H}{|\rho^3|} ds \quad (\text{A.21})$$

$$I_8 = \int k^2 D^2 ds \quad (\text{A.22})$$

mit

$$H(s) = \frac{1}{\beta(s)} \cdot [D(s)^2 + (\beta(s) \cdot D'(s) + \alpha(s) \cdot D(s))^2] \quad (\text{A.23})$$

Momentum-Compaction-Faktor

$$\alpha = \frac{I_1}{C} \quad (\text{A.24})$$

Energieverlust pro Umlauf

$$U_0 = \frac{C_\gamma E^4}{2\pi} \cdot I_2 \quad (\text{A.25})$$

mit

$$C_\gamma = 8.858 \cdot 10^{-5} \left[\frac{\text{m}}{\text{GeV}^3} \right] \quad (\text{A.26})$$

Dämpfungs-Partitionszahlen

$$J_e = 2 + \frac{I_4}{I_2} \quad (\text{A.27})$$

$$J_x = 1 - \frac{I_4}{I_2} \quad (\text{A.28})$$

$$J_y = 1 \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{dJ_x}{dE/E} = -2 \cdot \frac{I_8}{I_2} \quad (\text{A.30})$$

Dämpfungszeiten

$$\tau_i = \frac{2ET_0}{J_i U_0} \quad (\text{A.31})$$

Natürliche Energiebreite

$$(\sigma_E/E)^2 = \frac{C_q E^2}{J_e} \cdot \frac{I_3}{I_2} \quad (\text{A.32})$$

mit

$$C_q = 1.468 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\text{m}}{\text{GeV}^2} \right] \quad (\text{A.33})$$

Natürliche Bunchlänge

$$\sigma_z^2 = \frac{\alpha C E}{e\dot{U}} \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2 \quad (\text{A.34})$$

mit

$$e\dot{U} = \sqrt{(e\dot{U})^2 - U_0^2} \omega_{rf} \quad (\text{A.35})$$

Natürliche Emittanz

$$\epsilon_x = \frac{C_q E^2}{J_x} \cdot \frac{I_5}{I_2} \quad (\text{A.36})$$

Anhang B

Phasenraumkontur eines Septums

Betrachtet wird ein Septum der Dicke d_{sep} und Länge l_{sep} mit Position x_{sep} und Winkel x'_{sep} , das die Teilchen um δ_{sep} ablenkt.

Ein Septum nimmt im radialen Phasenraum (x, x') lokal einen vertikalen Balken der Breite d_{sep} ein. Da das Septum aber eine endliche Länge l_{sep} hat, können Teilchen seitlich auf die Schneide driften. Dies ist äquivalent zu einer effektiv verbreiterten Schneide am Septumeingang, wobei das Septum im Phasenraum eine bestimmte Kontur erhält. Diese ist in Abbildung B.1 dargestellt.

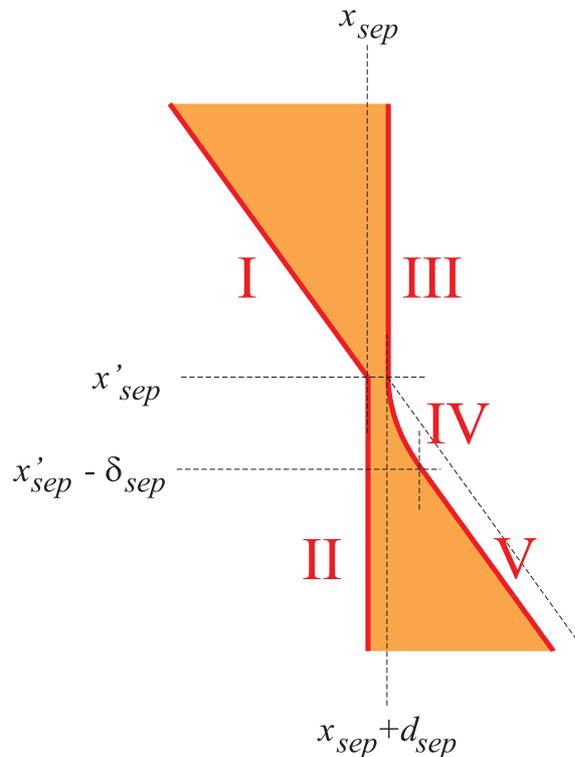


Abbildung B.1: Septum im Phasenraum

Um Formeln für die Konturlinien herzuleiten, betrachtet man zuerst ein unverschobenes, dünnes Septum, d.h. $x_{sep} = x'_{sep} = d_{sep} = 0$, und mit positiver Ablenkung $\delta_{sep} > 0$. Die Teilchen auf der feldfreien Seite des Septums, also $x < 0$, driften entlang des Septums um den Wert $\Delta x = x' \cdot l_{sep}$, d.h. Teilchen mit $x' > 0$ und $x' > -x/l_{sep}$ treffen auf die Schneide. Dies ergibt die Konturlinie I in Abbildung B.1.

Auf der anderen Seite der Schneide ist zu beachten, daß ein Feld wirkt und sich daher die Winkel der Teilchen entlang des Septums ändern. Dabei müssen nur Teilchen mit $x' < 0$ betrachtet werden, da sie

im anderen Falle von der Schneide wegdriften und daher keine effektive Septumverbreiterung auftritt.

$$x'(s) = x'_0 + \delta_{sep} \cdot \frac{s}{l_{sep}} \quad \text{mit } 0 \leq s \leq l_{sep} \quad (\text{B.1})$$

$$x(s) = x_0 + x'_0 \cdot s + \frac{1}{2} \delta_{sep} \cdot \frac{s^2}{l_{sep}} \quad (\text{B.2})$$

Es gibt zwei Fallunterschiedungen; die Ablenkung durch das Septum kann nämlich stärker oder schwächer sein als die Drift. Die s -Koordinate, an der die Teilchen am weitesten nach innen gelangen, beträgt

$$-x'_0 \cdot \frac{l_{sep}}{\delta_{sep}} \quad \text{bzw. } l_{sep} \quad , \quad (\text{B.3})$$

und die minimale Ablage damit

$$x_0 - \frac{1}{2} \frac{l_{sep}}{\delta_{sep}} x_0'^2 \quad \text{bzw. } x_0 + \left(x'_0 + \frac{1}{2} \delta_{sep} \right) l_{sep} \quad . \quad (\text{B.4})$$

Die Konturlinien ergeben sich durch Umformen dieser Gleichungen. Der Übergang zwischen beiden Bereichen liegt genau bei $x' = -\delta_{sep}$ vor. Sie entsprechen den Linien IV und V in Abbildung B.1. Die Septumposition (x_{sep}, x'_{sep}) und die Dicke d_{sep} bewirken Parallelverschiebungen der Konturlinien, und damit sind die Konturlinien I, IV und V des Septums

$$\begin{aligned} x'_I &= x'_{sep} - \frac{x - x_{sep}}{l_{sep}} \quad \text{für } x \leq x_{sep} \quad , \\ x'_{IV} &= x'_{sep} - \sqrt{2 \frac{\delta_{sep}}{l_{sep}} (x - x_{sep} - d_{sep})} \quad \text{für } x_{sep} + d_{sep} \leq x < x_{sep} + d_{sep} + \frac{1}{2} \delta_{sep} l_{sep} \quad , \\ x'_V &= x'_{sep} - \frac{x - x_{sep} - d_{sep}}{l_{sep}} - \frac{1}{2} \delta_{sep} \quad \text{für } x \geq x_{sep} + d_{sep} + \frac{1}{2} \delta_{sep} l_{sep} \quad . \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Die Linien II und III sind kanonisch. Für ein innen liegendes Septum mit negativer Ablenkung, d.h. $x_{sep} < 0$ und $\delta_{sep} < 0$, lauten die Formeln entsprechend

$$\begin{aligned} x'_I &= x'_{sep} - \frac{x - x_{sep}}{l_{sep}} \quad \text{für } x \geq x_{sep} \quad , \\ x'_{IV} &= x'_{sep} + \sqrt{2 \frac{\delta_{sep}}{l_{sep}} (x - x_{sep} + d_{sep})} \quad \text{für } x_{sep} - d_{sep} \geq x > x_{sep} - d_{sep} + \frac{1}{2} \delta_{sep} l_{sep} \quad , \\ x'_V &= x'_{sep} - \frac{x - x_{sep} + d_{sep}}{l_{sep}} + \frac{1}{2} \delta_{sep} \quad \text{für } x \leq x_{sep} + d_{sep} + \frac{1}{2} \delta_{sep} l_{sep} \quad . \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Die in [Neckenig93] verwendeten Konturlinien beachten nicht die Ablenkung des Septums, und die in [Wenzel94] verwendeten beachten zudem nicht das Vorzeichen von x' .

Anhang C

Kurzbeschreibung und Messungen zum ELSA-Injektionssystem

C.1 Einleitung

Es wurde untersucht, inwieweit sich Strahlverluste bei der Injektion in ELSA verkleinern lassen. Das Injektionssystem ist in der Dissertation [Dreist89] beschrieben. Es soll hier kurz zusammengefaßt werden.

Bei der Injektion in ELSA wird die sogenannte *off-axis* Methode verwendet, die die Akkumulation von Strahl erlaubt. Dabei wird der neu injizierte Strahl von der Gleichgewichtsbahn versetzt eingeschossen, damit er zusammen mit schon in der Maschine zirkulierendem Strahl gemeinsam umlaufen kann. Durch Abstrahlung von Synchrotronlicht dämpft sich der neu injizierte Strahl auf die Gleichgewichtsbahn ab, so daß nach kurzer Zeit weitere Teilchen injiziert werden können.

Dabei setzt die Apertur der Maschine ein Limit für die maximal zulässige Amplitude an Betatronschwingungen, die der neu injizierte Strahl vollführt. Damit diese Amplitude möglichst klein ist, wird während der Injektion die Gleichgewichtsbahn am Injektionsseptum mit einer geschlossenen Beule an das Septum geschoben. Diese Verschiebung ist wiederum durch die Strahlbreite des zirkulierenden Strahls begrenzt. Die optimale Beulenamplitude liegt bei ca. 20 mm.

Die typische Injektionsenergie für ELSA ist 1.2 GeV. Bei dieser Energie ist die Emittanz des Strahls im Booster-Synchrotron und damit des in ELSA injizierten Strahls minimal. Die Dämpfungszeit beträgt radial rund 92 ms, so daß bei einer Injektionsrate von 50 Hz der zuletzt injizierte Strahl auf ca. 58% der bei Injektion vorhandenen Betatron-Amplitude abgedämpft ist. Die Erfahrung zeigt, daß dies für eine problemlose Akkumulation ausreichend ist.

Die Anordnung der Injektionselemente ist in Abbildung C.1 dargestellt, zusammen mit Enveloppen des zirkulierenden und des neu injizierten Strahls. Der Transferkanal vom Vorbeschleuniger trifft mit einem Winkel von -145 mrad auf den Ring. Der einkommende Strahl wird im Septum MSI30 typischerweise um ca. 120 mrad und im Septum MSI31 um ca. 10 mrad abgelenkt. Außerdem durchläuft der einkommende Strahl den Quadrupol QD31, in dem er je nach Lage um rund 15 mrad umgelenkt wird. Es können auch kleinere Winkelfehler vom Transferkanal her vorhanden sein, die mit Feinabstimmung der Septa-Ströme ausgeglichen werden.

Der zirkulierende Strahl hat durch die Injektionsbeule einen Winkel von 3 mrad zur unverschobenen Gleichgewichtsbahn, die wiederum nach Closed-Orbit-Messungen nur einen kleinen absoluten Winkelfehler von rund -0.3 mrad haben sollte (vor der Verschiebung der Dipole in der 30. Kalenderwoche 1998). Insgesamt kann der einlaufende Strahl zum zirkulierenden Strahl einen geringfügigen Winkelfehler aufweisen, der zusammen mit dem unvermeidlichen Lagefehler (am Ausgang des Injektionsseptums MSI31) zu einer Betatron-Anregung des neu injizierten Strahls führt. Die Kunst beim Einstellen der Maschine ist es, diese Anregung möglichst klein zu halten durch geschickte Wahl der Septa-Ströme und der Beulenamplitude.

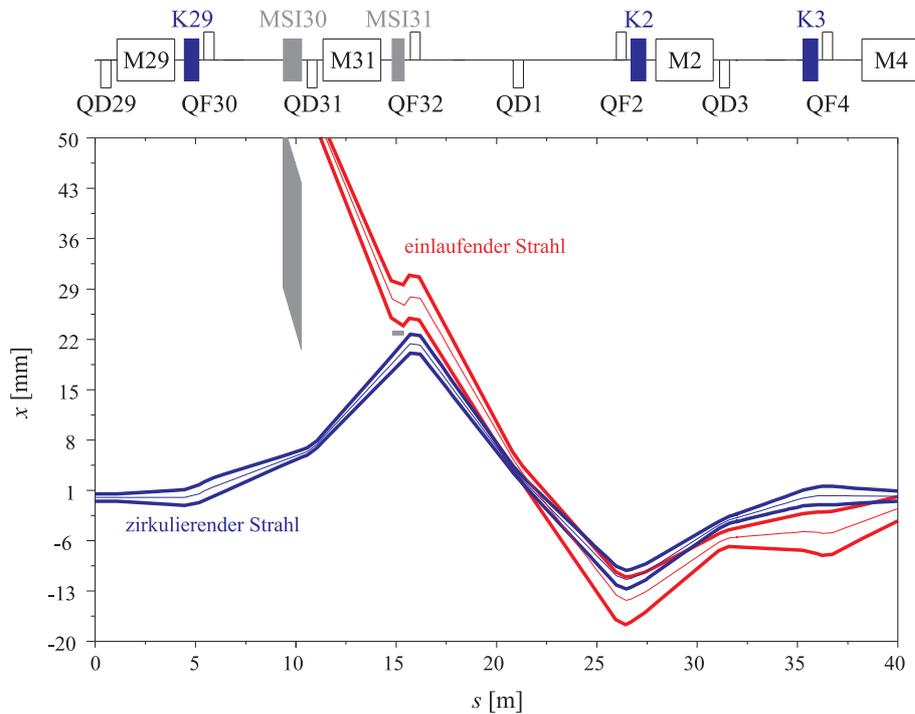


Abbildung C.1: Der ELSA-Injektionskanal

C.2 Injektionsbeule

Die Beule wird durch drei Kickermagnete erzeugt, die jeweils für ungefähr drei Umläufe gepulst werden. Dabei ist es natürlich wichtig, daß die drei Kicker zeitgleich pulsen, da ansonsten ein Teil des zirkulierenden Strahls angeregt wird (wenn beispielsweise ein Kicker um eine halbe Umlaufszeit versetzt pulst, ist für die Hälfte der Bunche die Beule nicht geschlossen). Eine Rechnung mit MAD zeigt, daß die Amplitude dieser Anregung in der gleichen Größenordnung liegt wie die gesetzte Beulenamplitude, also üblicherweise rund 20 mm. Dies führt zu Strahlverlusten an den Stellen mit kleinster Apertur in der Maschine, also z.B. am Extraktionsseptum.

Daneben sollten die Amplituden der drei Kicks den Sollamplituden entsprechen, damit die Beule die gewünschte Form erhält und geschlossen ist. Durch die Beule wird allerdings auch die Länge der Gleichgewichtsbahn verändert, so daß der zirkulierende Strahl auch longitudinal angeregt wird. Die daraus resultierenden Synchrotronschwingungen sind durch Dispersion auch transversal sichtbar, so daß nach Setzen der Beule transversale Schwingungen mit der Synchrotronschwingungsfrequenz erkennbar sind. Es lohnt daher nicht, die Schwingungen durch Nichtgeschlossenheit der Beule deutlich kleiner zu machen als sie ohnehin durch Synchrotronschwingungen auftreten. Ein Unterdrücken der Synchrotronschwingungen wäre übrigens möglich durch ein Ändern der HF-Frequenz für die Zeit, in der die Beule gesetzt ist.

Die Software zur Berechnung der Kickerstärken bei gegebener Beulenamplitude wurde überprüft. Bis auf Unstimmigkeiten bei der Behandlung der Sextupole wurde kein Fehler gefunden. Die Sextupole haben nur sehr geringen Einfluß auf die Beule, so daß der Berechnungsfehler keine Rolle spielte.

Mit einer Messung wurde die korrekte Polung und Eichung der Kicker überprüft. Die Messung lief folgendermaßen ab: Es wurde Strahl akkumuliert und dann bei weiter eingeschalteter Injektion der Strahl aus dem Vorbeschleuniger abgestellt. Damit erfolgte weiterhin das periodische Setzen der Injektionsbeule, ohne daß neuer Strahl injiziert wurde. Damit die Lebensdauer des Strahls durch die Kickerbeule nicht vermindert wurde, wurde die Beulenamplitude auf 10 mm vermindert.

Innerhalb der Beule befinden sich drei Strahllagemonitore, an denen theoretisch 8%, 80% und -34% der vorgegebenen Beulenamplitude auftreten sollen (die vorgegebene Beulenamplitude bezieht sich auf den Strahl am Ausgang des MSI31). Zur Messung eignet sich die Monitorelektronik von M. Schillo [Schillo91], da mit ihr getriggert und getaktet gemessen werden kann. Die Datennahme wurde mit dem Injektionstrig-

ger gestartet und umlaufsynchron getaktet; durch eine technische Beschränkung des verwendeten Delay-Generators konnte nur jeder zweiten Umlauf gemessen werden (ohne Delay-Generator ist die Position der Messung entlang der Ringfüllung unbestimmt, so daß dann nur mit homogenen Füllungen vernünftig gemessen werden kann). Leider ist das Rauschen der Schillo-Monitorelektronik bei Einzelmesswerten sehr groß (mindestens ± 0.5 mm – bei Orbitmessungen wird daher über 4096 Einzelmesswerte gemittelt), so daß nur mit den letzten beiden Monitoren sinnvoll gemessen werden konnte.

In Abbildung C.2 sind Meßwerte dieser beiden Monitore dargestellt. Die vorgegebene Beulenamplitude betrug 10 mm, so daß an den beiden Monitoren die Amplituden 8 mm und -3.4 mm betragen sollten. In der Abbildung ist zu erkennen, daß dies im Rahmen der Meßgenauigkeit der Fall ist. Es ist auch zu erkennen, daß nach Zurücksetzen der Beule nur geringe Orbiterschwingungen von rund ± 1 mm zurückbleiben. Es liegt also kein Problem mit der Injektionsbeule vor.

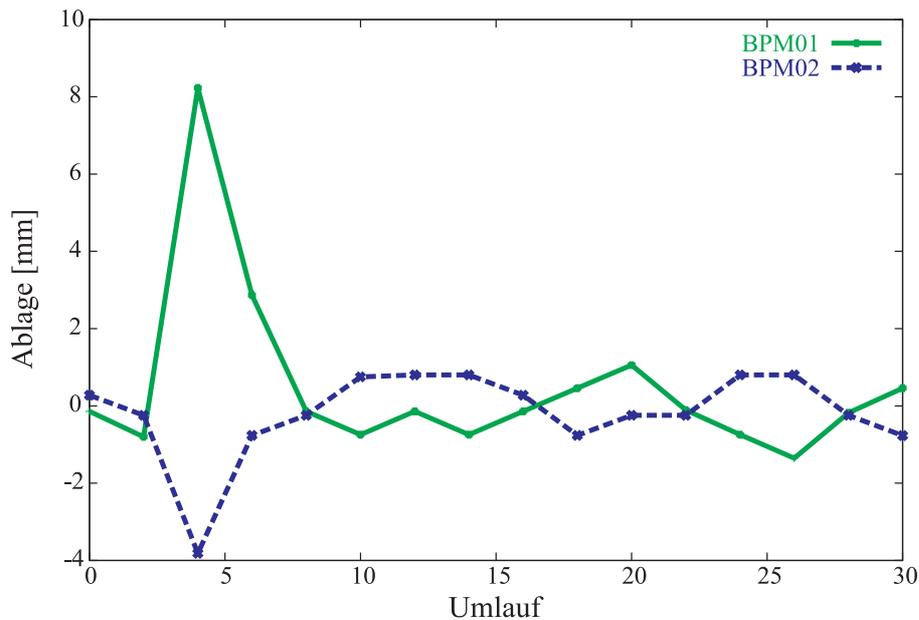


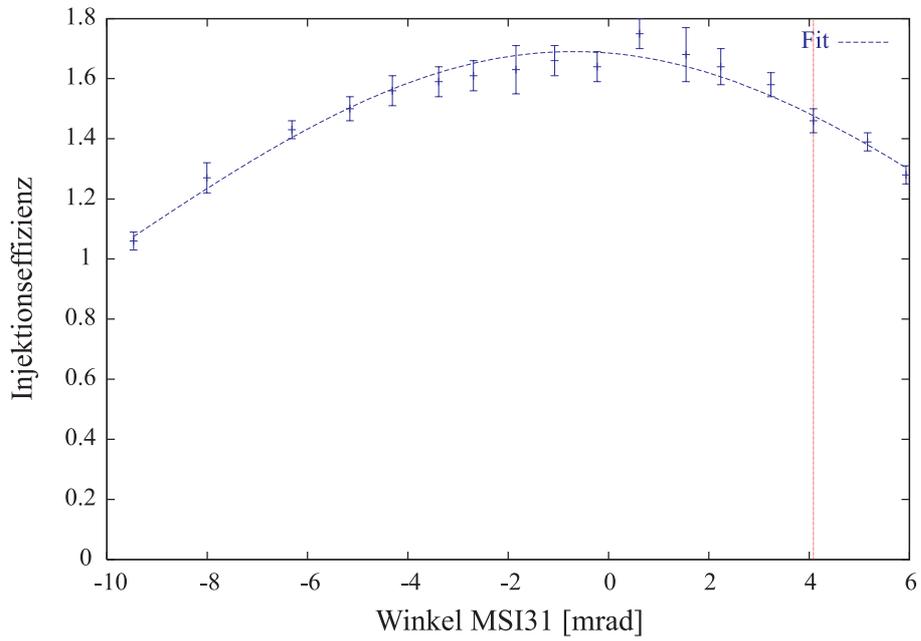
Abbildung C.2: Gemessene Orbitablagen innerhalb der Injektionsbeule

C.3 Injektionsseptum MSI31

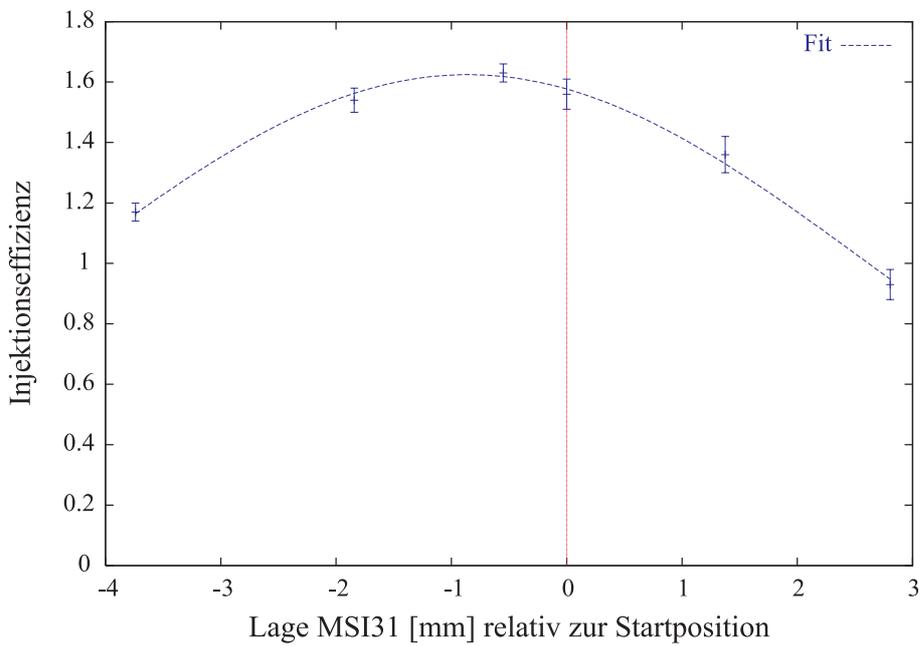
In Abbildung C.1 ist ersichtlich, daß Lage und Winkel des Injektionsseptums MSI31 relativ kritisch sind. Es wurde daher mit zwei Achsen fahrbar konstruiert, damit Lage und Winkel veränderbar sind. Allerdings existierten keine Ansteuerung und Fernsteuerung für die Motoren, die daher jetzt nachgerüstet wurden. Die Injektionseffizienz wurde daraufhin als Funktion von Lage und Winkel des MSI31 gemessen (Abbildung C.3).

Die Messung der Injektionseffizienz geschah mit Hilfe der BERGOZ-Strommonitore im Transferkanal und in ELSA. Die absolute Eichung des Monitors im Transferkanal ist allerdings um einen Faktor von schätzungsweise 2 zu klein, so daß Injektionseffizienz-Meßwerte von über 100% resultieren können. Es wurden jeweils ca. 20 Schüsse in ELSA akkumuliert, der gesammelte Strom gemessen und danach durch Fahren des horizontalen Arbeitspunktes auf die drittelzahlige Resonanz der Strom wieder aus der Maschine entfernt. So ließ sich die Injektionseffizienz ungefähr im Sekundentakt bestimmen.

In Abbildung C.3 sind die Meßergebnisse dargestellt. Im Vergleich zum bisher eingestellten Winkel ist eine Steigerung der Effizienz um rund 20% (relativ) möglich (von 145% auf 175%). Der ideale Winkel liegt in etwa bei 0 mrad, also in der Mitte zwischen Winkel des zirkulierendem und des einkommenden Strahls. Dies ist auch in Abbildung C.1 erkennbar. Die Lage des Septums lag ungefähr im Optimum, wobei dazu allerdings zu sagen ist, daß im Prinzip durch Anpassen der Beulenamplitude und der Lage des einkommenden Strahls im Transferkanal die Strahlen schon optimal zur Septumposition justiert werden können. Die Messung hat also gezeigt, daß die Beulenamplitude und die Lage des Strahls im Transferkanal schon gut eingestellt waren.



(a) Injektionseffizienz in Abhängigkeit des MSI31-Winkels



(b) Injektionseffizienz in Abhängigkeit der MSI31-Lage

Abbildung C.3: Gemessene Injektionseffizienz, die Linie markiert die jeweils ursprüngliche Einstellung.

Anhang D

Die Extraktion aus dem ELSA Booster-Synchrotron

Als Beispiel einer schnellen Extraktion sei hier die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron an der Bonner Beschleunigeranlage beschrieben. Der Aufbau der Booster-Extraktion sowie des Transferkanals zu ELSA war Thema der Dissertation [Nuhn88].

D.1 Extraktionsmethode

Bei der schnellen Extraktion aus dem Booster wird der Strahl mit Hilfe von schnell gepulsten Magneten, sogenannten Kickern, in den Extraktionskanal gelenkt, der in diesem Fall aus drei Septummagneten besteht. Da die Kickamplitude auf einige Millimeter begrenzt ist, wird der Strahl zuerst langsam mit den sogenannten Bumper-Magneten in Form einer geschlossenen Beule an das erste Septum herangeführt. In Abbildung D.1 ist die Booster-Extraktion dargestellt.

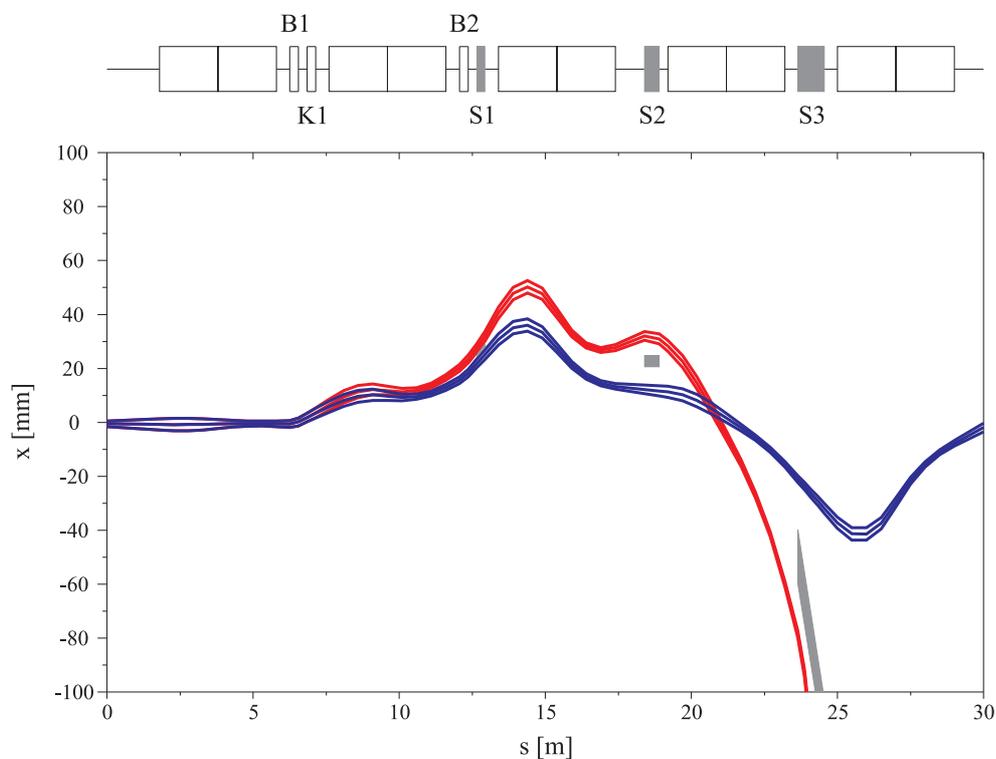


Abbildung D.1: Extraktionskanal des Booster-Synchrotrons

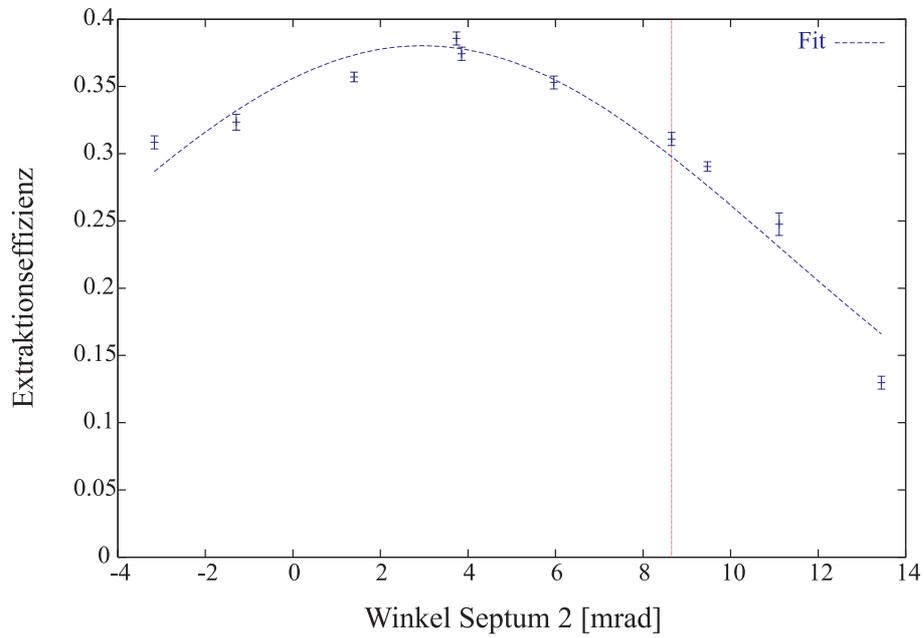
Im Prinzip reicht für die Umlenkung des Strahls in den Extraktionskanal ein Kicker, für die Möglichkeit der sogenannten Shaving-Extraktion wurden aber drei Kicker installiert, mit denen ebenfalls eine geschlossene Beule gefahren wird. Bei dieser Extraktionsmethode wird der Strahl durch den ersten Kicker nicht vollständig über die Schneide des ersten Septums gelenkt. Der übrige Teil des Strahls zirkuliert für weitere ein bis zwei Umläufe (der horizontale Arbeitspunkt liegt bei 3.4), bis er vom Septum erfaßt wird. Damit wird die Pulsdauer des extrahierten Strahl verlängert, um den etwa dreimal so langen Stretcherring mit einem Schuß gleichmäßiger zu füllen. Der Hauptnachteil der Methode liegt in den hohen Strahlverlusten am ersten Septum.

D.2 Septa

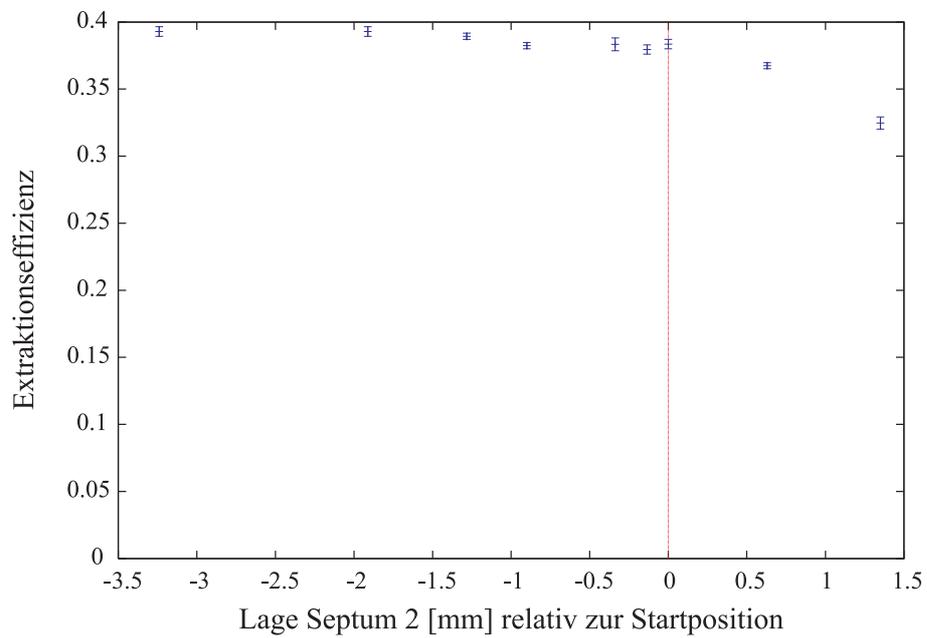
Die ersten beiden Septa sind sowohl in der Lage als auch im Winkel fahrbar, während das dritte Septum nur in der Lage einstellbar ist. Für das erste und zweite Septum wurden jetzt fernbedienbare Ansteuerungen installiert. Allerdings kann zur Zeit nur das zweite Septum bewegt werden, da die Bälge am ersten Septum aufgrund von Vakuum-Problemen nicht bewegt werden dürfen. Dies ist bedauerlich, da insbesondere die Lage und der Winkel des ersten Septums kritische Größen für die Extraktionseffizienz sind (wie in Abbildung D.1 erkennbar).

In Abbildung D.2 sind die Meßwerte der Extraktionseffizienz in Abhängigkeit von Lage und Winkel des 2. Septums dargestellt. Man erkennt, daß die Lage weit gefahren werden kann, ohne daß Einbußen in der Effizienz sichtbar sind. Die Messung der Winkelabhängigkeit geschah bei einer Lage, die gerade an den Strahl heranreichte.

Wie bei der Messung der Injektionseffizienz wurde der Strommonitor im Transferkanal zwischen dem Booster und ELSA verwendet. Der Fehler in der absoluten Eichung ergibt eine systematisch zu kleine gemessene Extraktionseffizienz. Wenn man die Meßwerte für die Extraktionseffizienz aus dem Booster und die Injektionseffizienz in ELSA (Anhang C) miteinander multipliziert, kürzt sich der Strommonitor-Meßwert weg, so daß sich eine sinnvolle Meßgröße ergibt. Die maximal erreichte Gesamt-Transfereffizienz vom Booster zu ELSA ist danach in etwa 70%.



(a) Extraktionseffizienz in Abhängigkeit des Septum2-Winkels



(b) Extraktionseffizienz in Abhängigkeit der Septum2-Lage

Abbildung D.2: Gemessene Extraktionseffizienz, die Linie markiert die jeweils ursprüngliche Einstellung.

Literaturverzeichnis

- [Althoff68] K. H. Althoff et al.: *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of Bonn University*, Nuclear Instruments and Methods 61(1968) pp. 1-30
- [Amico95] E.T. d'Amico, G. Guignard: *First-order design of a new type of isochronous arc*, Geneva 1995, CERN/SL/95-120 (AP)
- [Beyer89] H. F. Beyer, D. Liesen und O. Guzman: *On the total recombination between cooling electrons and heavy ions*, Particle Accelerators Vol. 24, pp. 163-175 (1989)
- [Bjorken83] J. D. Bjorken und S. K. Mtingwa: *Intrabeam Scattering*, Particle Accelerators Vol. 13, pp. 115-143 (1983)
- [Blell96] U. Blell: *A feedback system to improve the spill structure of a synchrotron*, Proc. 5th European Particle Accelerator Conference, Sitges 1996
- [Bourat91] C. Bourat, D. Tronc: *Prestudy for a 200 MeV injector ELSA Bonn*, internal report by CGR, Buc 1991
- [Brinkmann95] R. Brinkmann: *On a continuous electron beam option at the TESLA and S-Band linear colliders*, DESY-TESLA-95-14
- [Burnton98] C. Burton: *Tracking Studies in the Longitudinal Phase Space for the TESLA Damping Ring Design*, DESY-TESLA-98-15
- [Burov98] A. Burov und V. Danilov: *An Insertion to Eliminate Horizontal Temperature of High Energy Electron Beam*, FERMILAB-TM-2043
- [Cline79] D. Cline et al.: *High Energy Electron Cooling to Improve the Luminosity and Lifetime in Colliding Beam Machines*, IEEE Trans. Nucl. Science NS-26 (1979) 3472
- [Cooler98] R. Brinkmann, Y. Derbenev, M. Gentner, D. Husmann, C. Steier: *On the Possibilities of Electron Cooling for HERA*, akzeptiert zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth. A
- [Dallin90] L.O. Dallin: *High duty factor, monochromatic extraction from EROS*, Ph.D. thesis, SAL Report No. 38
- [Derbenev79] Y. Derbenev und A. N. Skrinsky: *On Electron Cooling at High Energy*, Sov. Phys. Rev. 1, 165 (1981)
- [Derbenev98] Y. Derbenev: *Adapting Optics for High Energy Electron Cooling*, University of Michigan, UM-HE-98-04
- [Dreist89] A. Dreist: *Das Injektionssystem des Stretcherringes ELSA*, Universität Bonn 1989, BONN-IR-89-26
- [ELFE93] : *Electron Laboratory For Europe - Accelerator Technical Proposal*, erhältlich via J.-M. DeConato, ISN Grenoble
- [ELFEWorkshop] Second ELFE Workshop: *Prospects of Hadron and Quark Physics with Electromagnetic Probes*, Nucl. Phys. A622
- [FuturePhysics96] G. Ingelman, A. De Roeck und R. Klanner (editors): *Future Physics at HERA*, Proceedings, Hamburg 1995-1996, DESY-96-235

- [Gianfelice98] E. Gianfelice-Wendt: *HERA Upgrade Plans*, Proc. 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm 1998
- [Giovannozzi98] M. Giovannozzi et al.: *Measurement of the Optical Parameters of a Transfer Line Using Multi-Profile Analysis*, Proc. 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm 1998
- [Gladkikh92] P. Gladkikh et al.: *PSR-2000 beam extraction to SP-103*, Proc. 3rd European Particle Accelerator Conference, Berlin 1992
- [Grote95] H. Grote und F. C. Iselin: *The MAD Program (Methodical Accelerator Design), Version 8.19*, Genf 1995, CERN/SL/90-13 (AP) (Rev. 5)
- [Helm73] R. H. Helm, M. J. Lee, P. L. Morton und M. Sands: *Evaluation of synchrotron radiation integrals*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20 (1973) 900
- [Husmann88] D. Husmann und W. Schwille: *ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Physikalische Blätter, 44(2), 1988
- [Jacobs97] K. Jacobs et al.: *High Duty Factor Beams Extracted from the MIT-Bates South Hall Ring*, Proc. 17th Particle Accelerator Conference, Vancouver 1997
- [Keil98] J. Keil: *Dissertation in Vorbereitung*, Universität Bonn
- [Koechlin87] F. Koechlin: *Electrostatic septum in a high intensity electron accelerator*, DPh-N/Saclay n°2441, March 1987
- [LCCDR] R. Brinkmann (ed.), G. Materlik (ed.), J. Rossbach (ed.) und A. Wagner (ed.): *Conceptual Design of a 500 GeV e^+e^- Linear Collider with Integrated X-Ray Laser Facility*, DESY-97-048, ECFA-97-182
- [Linden92] A. van der Linden et al.: *80 kV electrostatic wire septum for AmPS*, Proc. 3rd European Particle Accelerator Conference, Berlin 1992
- [Meshkov94] I. N. Meshkov: *Electron Cooling: Status and Perspectives*, Phys. Part. Nucl. **25** (6), pp. 631-661, 1994
- [Migliorati96] M. Migliorati, L. Palumbo, M. Serio, B. Spataro, F. Tazzioli: *RF system and related multi-bunch instabilities issues for the ELFE at HERA Stretcher*, INFN-LNF-97/001
- [Muon98] : *Status of Muon Collider Research and Development*, BNL-65-623, Fermilab-PUB-98-179, LBNL-41935
- [Nakamura98] S. Nakamura et al.: *Polarized Electrons in ELSA*, Nucl. Instr. and Meth. A411 (1998) 93-106
- [Neckenig93] M. Neckenig: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Elektronenstrahls aus dem Stretcherring ELSA*, Universität Bonn 1993, BONN-IR-93-16
- [Nelson85] W.R. Nelson et al.: *The EGS4 code system*, SLAC-265 (1985)
- [Noda97] A. Noda et al.: *KSR as a Pulse Stretcher*, Proc. 17th Particle Accelerator Conference, Vancouver 1997
- [Nuhn88] H.-D. Nuhn: *Schnelle Extraktion aus dem Bonner 2.5-GeV-Elektronensynchrotron und Strahltransfer zur neuen Stretcher-Anlage ELSA*, Universität Bonn 1988, BONN-IR-88-03
- [Piwinski74] A. Piwinski: *Intrabeam Scattering*, Proc. 9th Int. Conference on High Energy Accelerators, CA (1974)
- [Poth90] H. Poth: *Electron Cooling: Theory, Experiment, Application*, Phys. Rep. 196, pp. 136-297, 1990
- [Press92] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling und B. Flannery: *Numerical recipes in C*, Cambridge University Press 1992, ISBN 0-521-43108-5

- [Reistad98] D. Reistad: *Recent Developments at Cooler Rings*, Proc. 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm 1998
- [Sands70] M. Sands: *The physics of electron storage rings, an introduction*, SLAC Report No. 121
- [Schillo91] M. Schillo: *Das Strahldiagnosesystem für ELSA*, Universität Bonn 1991, BONN-IR-91-77
- [Shiltsev95] V. Shiltsev, B. Balakov, P. Lebedev, C. Montag und J. Rossbach: *Ground Motion Measurements in HERA*, Proc. 16th Particle Accelerator Conference, Dallas 1995
- [Shiltsev96] V. Shiltsev: *TESLA Damping Ring Impedances: Preliminary Design Consideration*, DESY- TESLA-96-02
- [Shoji93] Y. Shoji et al.: *Slow extraction system of the KEK-PS*, Tsukuba 1993, KEK Report 93-10
- [Shoji95] Y. Shoji et al.: *Low-emittance slow extraction using half-integer resonance*, Tsukuba 1995, KEK Preprint 95-99
- [Simonian90] K.A. Simonian: *New Aspects of the Theory of Resonant Beam Extraction from Synchrotrons (Stretchers)*, Particle Accelerators 1990, Vol. 28, pp. 101-106
- [Steier97] C.Steier: *private Mitteilung*, 1997
- [Symon68] K.R. Symon: *Beam Extraction at a Third Integral Resonance I-IV*, Fermilab FN-130 / FN-134 / FN-140 / FN-144
- [Tamae82] T. Tamae: *150-MeV Pulse Stretcher at Sendai*, Proc. of New Horizons In Electromagnetic Physics, Charlottesville 1982
- [Tevatron98] A. Burov, P. Colestock, V. Danilov, Y. Derbenev und S. Y. Lee: *Electron Ring for High Energy Cooling*, FERMILAB interner Bericht, 1998
- [Touloukian70] Y.S. Touloukian et al.: *Thermophysical properties of matter*, IFI/Plenum New York-Washington 1970
- [Walker87] R. P. Walker: *Calculation of the Touschek lifetime in electron storage rings*, Proc. Particle Accelerator Conference, Washington 1987
- [Wartski75] L. Wartski et al.: *Thin films on LINAC beams as nondestructive devices for particle beam intensity, profile, centering and energy monitors*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 (1975) 1552
- [Wenzel94] J. Wenzel: *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Universität Bonn 1994, BONN-IR-94-13
- [Wesolowski98] P. Wesolowski et al.: *Preliminary Study of Electron Cooling Possibility of Hadronic Beams at PETRA*, Proc. 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm 1998
- [Wille92] K. Wille: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner 1992, ISBN 3-519-03087-X
- [Wu91] Y. Wu: *The optical design of AmPS*, Ph.D. thesis, Technische Universiteit Eindhoven 1991

Danksagung

An erster Stelle sei Herrn Prof. D. Husmann für das Thema und die Betreuung dieser Dissertation gedankt. Er war immer bereit, jegliche Unterstützung zu gewähren und Hindernisse zu beseitigen. Den wissenschaftlichen Austausch mit anderen Instituten hat er stark gefördert. Herrn Prof. W. Schwiller danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. R. Brinkmann für die Ermöglichung der Mitarbeit an den in dieser Dissertation beschriebenen DESY-Projekten. Die Zusammenarbeit war freundschaftlich geprägt und immer sehr angenehm. Für aufschlußreiche Diskussionen und anderweitige Unterstützung danke ich auch Dr. K. Flöttmann, Dr. J. Maidment, Dr. Kohaupt, Dr. Rümmler, Dr. H. Weise und vielen anderen. Für die Ermöglichung der ELSA-DESY-Kollaboration danke ich Herrn Dr. Trines und Herrn Dr. Kose.

Von den Mitarbeitern im Projekt ELFE@DESY schulde ich insbesondere den Herren Dr. B. Frois, Dr. A. Tkatchenko und Dr. P. Nghiem Dank. Außerdem danke ich Dr. F. Tazzioli, Dr. J.-M. DeConto, Dr. Y. Wu, Dr. P. Bruinsma und Dr. J. Payet für die gute Zusammenarbeit. Herrn Dr. Y. Derbenev danke ich für seine Ideen und hilfreichen Anmerkungen zum Elektronenkühlen.

Den anderen Mitgliedern der ELSA-Gruppe, namentlich Dr. W. von Drachenfels, Dr. C. Nietzel, Dr. F. Frommberger, J. Keil, C. Steier, H. Bongartz, S. Nakamura, M. Hoffmann und K. Raecke, sei für unzählige Diskussionen und Unterstützungen bei Messungen, und nicht zuletzt für viel gemeinsamen Spaß gedankt.

Für technische Unterstützung bei den Messungen an ELSA danke ich Herrn Dr. D. Menze und Herrn B. Wiegers, sowie den Technikern Herrn Karthaus und Herrn Peschel. In elektronischen Angelegenheiten wurde ich insbesondere von Herrn Humpert, Herrn Schug, Herrn Welt und Herrn Lindenberg unterstützt. Auch allen, die ich hier vergessen habe, gilt mein aufrichtiger Dank.