
Eine neue externe Strahlführung für Detektortests an ELSA

Diplomarbeit in Physik
von
Stefan Patzelt

angefertigt am
Physikalisches Institut der Universität Bonn

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

November 2009

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: PD Dr. W. Hillert
Koreferent: Prof. Dr. K. Desch

Meinem Vater Wolfgang (†15.04.1993)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Die Detektorteststände am Forschungszentrum DESY	1
1.2	Die Bonner Elektronenbeschleunigeranlage ELSA	3
1.3	Motivation und Aufbau dieser Arbeit	6
2	Theoretische Grundlagen	8
2.1	Transversale Strahldynamik	8
2.1.1	Bewegung in magnetischen Feldern	8
2.1.2	Transversale Bewegungsgleichungen	10
2.2	Optische Funktionen	10
2.3	Dispersion	11
2.4	Emittanz	13
2.5	Matrixformalismus	15
3	Emittanzmessung an der bestehenden externen Strahlführung	18
3.1	Theorie der Resonanzextraktion	18
3.2	Methoden zur Emittanzmessung	23
3.2.1	„Pepperpot“-Technik	23
3.2.2	Phasenraumtomographie	25
3.2.3	Quadrupolscan	29
3.3	Emittanzmessung an ELSA mittels Quadrupolscan	31
3.3.1	Messung der Dispersionsfunktion	31
3.3.2	Horizontaler Quadrupolscan	33
3.3.3	Vertikaler Quadrupolscan	35
3.4	Einfluss der Extraktion auf die Emittanz	36
3.5	Diskussion der Ergebnisse	39
4	Design einer neuen externen Strahlführung	40
4.1	Anforderungen	40
4.2	Räumliche Gegebenheiten	41
4.3	Untersuchung der einzelnen Magnetkomponenten	43
4.3.1	Korrekturmagnete	43
4.3.2	Dipol	46
4.3.3	Quadrupole	48
4.4	Simulation mit MAD-X	49
4.4.1	Parameter am Anfang der neuen Strahlführung	50
4.4.2	Layout 1 - Drei Quadrupole	50
4.4.3	Layout 2 - Vier Quadrupole	54
4.4.4	Layout 3 - Fünf Quadrupole	60
4.4.5	Abhängigkeit der minimalen Strahlbreite von den Aperturgrenzen	61
4.5	Strahldiagnose	62
4.6	Strahlenschutz	62
4.7	Vakuumtechnik	63
4.8	Diskussion und endgültiges Layout	63

5	Design eines neuen Resonators zur Intensitätsmessung	65
5.1	Theoretische Kenngrößen	65
5.1.1	Feldverteilung in zylindrischen Hohlraumresonatoren	66
5.1.2	Shuntimpedanz und Güte	67
5.1.3	Auskopplung eines Signals	68
5.2	Optimierung der Resonatorgeometrie	68
5.2.1	Simulationsparameter	69
5.2.2	Simulationsergebnisse	71
5.3	Vergleich mit dem bestehenden Intensitätsmonitor und experimentelle Überprüfung	75
6	Zusammenfassung und Ausblick	77
A	Anhang	79
A.1	Parameter der verwendeten Magnete	79
A.2	MAD 8-Eingabedatei für die externe Strahlführung zum CB-Experiment	80
A.3	MAD-X-Eingabedatei für die Simulation der neuen Strahlführung	84
A.4	Lageplan der neuen externen Strahlführung	88
A.5	Konstruktionszeichnungen des neuen Intensitätsmonitors	89
	Literaturverzeichnis	93
	Danksagung	94

1 Einleitung

Seit der Entdeckung der Myonen im Jahr 1939 bzw. der Pionen im Jahr 1947 eröffnete sich der Physik der große Bereich der Elementarteilchen- und der Hadronphysik, die sich mit der Klassifizierung und Erforschung der grundlegenden Bausteine der Materie beschäftigt. Bis zu diesem Zeitpunkt ist man davon ausgegangen, dass die Bestandteile eines Atoms (Protonen, Neutronen und Elektronen) elementar, d.h. unteilbar sind. Insbesondere mit der Entdeckung des Myons zweifelte man allmählich an diesem Konzept, welches ca. 20 Jahre später völlig überholt war. Nachdem auch das Kaon entdeckt worden war, ergab sich zunächst eine unüberschaubare Anzahl an Teilchen (sog. „Teilchenzoo“), die erst später im Rahmen des *Eightfold-Way*¹ klassifiziert wurden. In den 1960er und 1970er Jahren setzte dann ein wahrer Teilchenboom ein, bei dem neue Teilchen fast im Jahresrhythmus entdeckt wurden.

Gleichbedeutend mit der Entdeckung der ersten „Elementarteilchen“, die erst später als zusammengesetzte Objekte erkannt werden sollten, wurden auch die notwendigen Experimentiergeräte weiterentwickelt. Da die Energien der emittierten Teilchen aus radioaktiven Zerfällen nicht mehr ausreichten, wurden die ersten größeren Beschleunigeranlagen gebaut. Zur besseren Untersuchung der neuen Teilchen wurden neue Detektoren entwickelt. Während die ersten neuen Teilchen mit Emulsionsdetektoren und Nebelkammeraufnahmen aufgenommen worden waren, entwickelte man schnell größere und bessere Detektoren wie z.B. Blaskammern, deren Aufnahmen manuell, d.h. mit dem bloßen Auge, untersucht wurden. Die Entwicklung der Computertechnologie machte auch in der Detektorphysik nicht Halt und so wurden neue Konzepte auf Basis elektronischer Ausleseeinheiten entwickelt. Diese Technologie ist bis heute ständig weiter verbessert worden und gipfelt in riesigen Detektoren, wie sie z.B. am LHC² verwendet werden. Ein solcher Detektor besteht aus mehreren Schichten verschiedener Detektoren mit unterschiedlichen Aufgaben. Jede Detektorschicht liefert im Betrieb Informationen über mehrere Millionen Kanäle, die gleichzeitig und möglichst schnell ausgelesen werden müssen. Bei dieser Größenordnung von Detektoren ist es wichtig, die Betriebseigenschaften des Detektors (oder nur von Teilen davon) bereits im Vorfeld zu kennen. Auch neue Detektorkonzepte müssen zunächst ihre Qualitäten unter Beweis stellen, bevor sie in großen Detektoren Verwendung finden. Neben diesen Aspekten kann ein Test der Datenverarbeitung unter realen Bedingungen nützlich sein, um Auswertungsfehler wegen falscher Triggerschwellen zu vermeiden. Solche Tests werden nicht in den großen Experimentierhallen der bestehenden Beschleunigeranlagen durchgeführt, sondern in separaten, speziell ausgestatteten Testplätzen, die meist parasitär, d.h. ohne Einfluss auf den regulären Beschleunigerbetrieb, betrieben werden. In Deutschland bietet dazu das Forschungszentrum DESY³ drei speziell ausgestattete Testplätze an, die im Folgenden kurz beschrieben werden sollen.

1.1 Die Detektorteststände am Forschungszentrum DESY

Am Forschungszentrum DESY in Hamburg stehen für Detektortests insgesamt drei Teststände (T21, T22 und T24) zur Verfügung. Nach dem Umbau des Elektronenbeschleunigers DESY

¹Der *Eightfold-Way* ist ein Versuch der Einordnung aller Teilchen, die ein strange-Quark enthalten. Durch Einführung eines neuen Freiheitsgrades konnte M. Gell-Mann sogar das Ω^- -Baryon vor seiner experimentellen Entdeckung voraussagen.

²Der Large Hadron Collider ist ein großer Beschleuniger am CERN, der für Teilchenenergien bis 7 TeV ausgelegt ist.

³Deutsches Elektronen-Synchrotron

zu DESYII, der zurzeit als Vorbeschleuniger für die Synchrotronlichtstrahlungsquelle PETRA⁴ verwendet wird, sind für den Detektortest drei gleichwertige Arbeitsplätze geschaffen worden, an denen tertiäre Elektronen- oder Positronenstrahlung mit einer Maximalenergie von 7 GeV genutzt werden können. Dazu wird in den gefüllten Speicherring ein 25 μm dicker Kohlenstoffdraht eingebracht, an dem die umlaufenden Elektronen Bremsstrahlung abgeben. Die Photonen bewegen sich über eine Strecke von bis zu 25 m durch Luft und treffen dann auf eine Metallplatte, an der sie in ein Elektronen-Positronen-Paar konvertieren. Die Metallplatte besteht aus unterschiedlichen Materialien mit verschiedener Dicke, die die Rate der Elektronen/Positronen am Testplatz bestimmt. Zurzeit können sechs verschiedene Dicken gewählt werden, die auch bei laufendem Beschleunigerbetrieb gewechselt werden können. Da die Emission von Synchrotronstrahlung eine $1/E$ -Abhängigkeit der Rate von der Energie aufweist, müssen die Elektronen und Positronen mit der gewünschten Energie herausgefiltert werden. Das geschieht mit einem Ablenkmagneten, der die Teilchen nach dem Impuls sortiert und damit die Energie der Teststrahlen bestimmt. Dabei wird die nicht gewünschte, entgegengesetzt geladene Teilchensorte in die andere Richtung abgelenkt und vernichtet. Der Strahl am Teststand wird mithilfe eines Kollimators aus dem aufweiteten Stahl herausgeschnitten, der zusätzlich die Rate am Experiment einstellen kann. Standardmäßig werden am Teststand T21 Positronen und an den Ständen T22 und T24 Elektronen für Detektortests verwendet. Die verwendete Teilchenenergie kann an allen Testständen beliebig zwischen 1-6 GeV variiert werden.

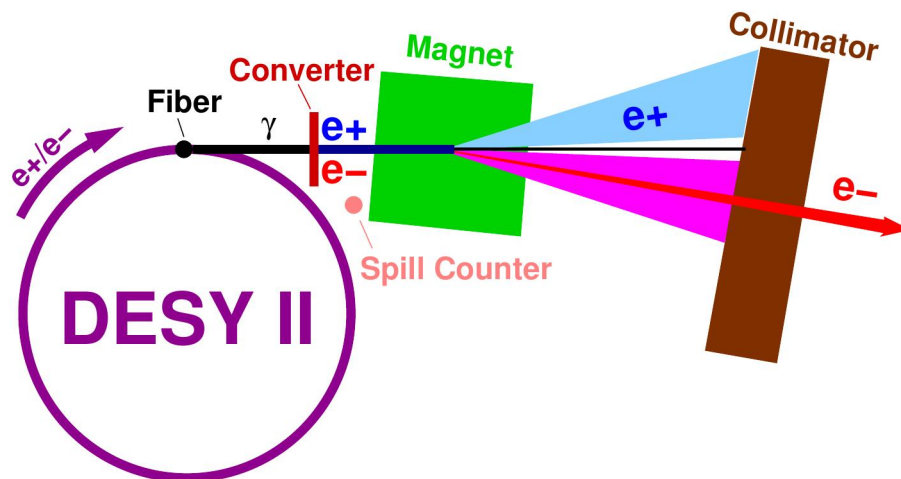


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau der DESY-Teststände für Detektortests [MPM09].

Durch den Bremsstrahlungsprozess und die anschließende Konversion erhält man eine gaußsche Verteilung, wenn man die erwartete Rate gegen die Teilchenenergie am Teststand aufträgt. Das Maximum der Verteilung hängt maßgeblich von der Energie der in DESYII umlaufenden Elektronen ab. Die höchste Rate von ca. 10 kHz wird bei einer Elektronenenergie von ca. 3 GeV am Testplatz erreicht. Besonders bei hohen Teilchenenergien nimmt die Rate schnell ab, bis sie bei 7 GeV nur noch 1 Hz beträgt. Die Strahlqualität am Teststand T24 ist im Rahmen eines Tests eines Detektors vom CERN⁵ vermessen worden [AM⁺04]. Die Strahlbreiten (siehe Kapitel 2.3) liegen im Bereich von 10 mm bei einer Stahldivergenz von bis zu 2 mrad. Die Energieschärfe der Teststrahlung beläuft sich auf maximal 5 %, wobei im tatsächlichen Testbetrieb von 2 % ausgegangen werden kann, was Messungen an den Testständen ergeben haben [Gre09].

⁴Positronen-Elektronen-Tandem-Ring-Anlage

⁵Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, frz.: Europäische Organisation für Kernforschung (bei Genf/Schweiz).

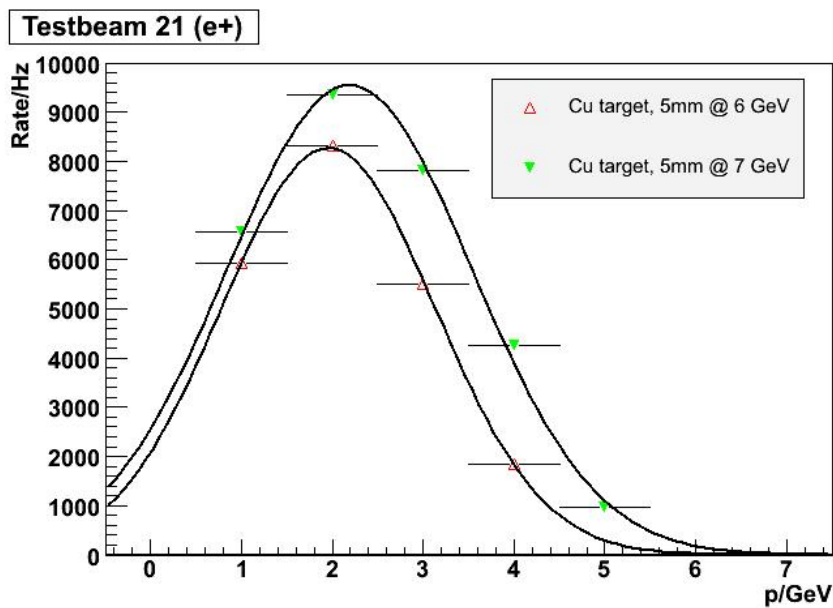


Abbildung 1.2: Abhängigkeit der Teilchenrate von der Teilchenenergie am Testplatz T21 [MPM09].

1.2 Die Bonner Elektronenbeschleunigeranlage ELSA

Die Beschleunigeranlage ELSA⁶, die von der Universität Bonn am Physikalischen Institut betrieben wird, kann in drei wesentliche Einheiten unterteilt werden, die die Elektronen während ihres Beschleunigungsprozesses durchlaufen. Zu Beginn werden sie in Linearbeschleunigern vorbeschleunigt und anschließend in das Booster-Synchrotron eingeschossen. Dazu stehen die beiden Linearbeschleuniger LINAC1 und LINAC2 zur Verfügung, die die Elektronen auf eine Energie von 20 MeV bzw. 26 MeV vorbeschleunigen. Der LINAC1 wird zurzeit grundlegend umgebaut, sodass in Zukunft Einzelpulse zu Diagnosezwecken und für den Betrieb der neuen Strahlführung für Detektortests verwendet werden können [Kla09]. Die Bereitstellung der Elektronen wird von einer thermischen Quelle übernommen, die Elektronen mit einer Energie von 90 keV emittiert. An LINAC2 stehen zwei Quellen zur Verfügung: die thermische Quelle kann einen unpolarisierten Elektronenstrahl mit einem Strom von bis zu 200 mA bereitstellen. Zusätzlich dazu existiert eine Quelle für polarisierte Elektronen, die ebenfalls einen Strahlstrom von bis zu 200 mA erzeugen kann. Die Polarisation der aus der Quelle emittierten Elektronen beträgt bis zu 98 % [Hil00]. Beide Quellen liefern einen gepulsten Strahl mit einer Pulslänge von etwa 1 μ s.

Vor dem Eintritt in die Linearbeschleuniger werden die von den Quellen gelieferten Strahlen in kleinere Teilchenpakete unterteilt und durchlaufen dann die Wanderwellenstruktur der Linearbeschleuniger, die typischerweise mit einer Frequenz von 3 GHz betrieben wird. Durch einen Transferkanal gelangen die Elektronenstrahlen beider Linearbeschleunigersektionen in das Synchrotron, das im Jahr 1967 den Betrieb aufgenommen hat und die Teilchen auf eine Maximalenergie von 2,5 GeV beschleunigen kann [A⁺68]. Das Booster-Synchrotron wird heute nur noch als Vorbeschleuniger für den ELSA-Speicherring verwendet. Eine Besonderheit ist der

⁶Elektronen-Stretcher-Anlage

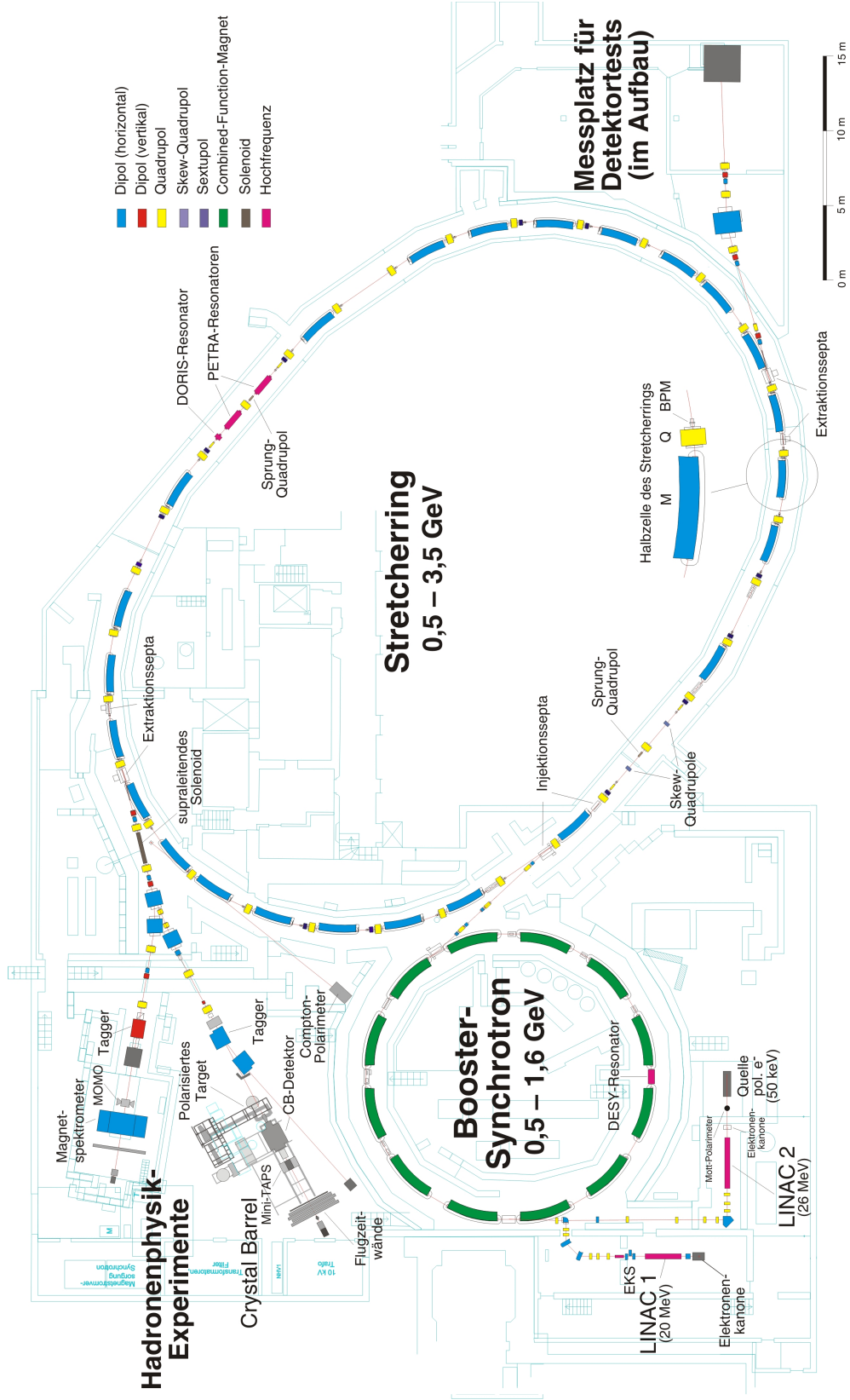


Abbildung 1.3: Plan der Bonner Beschleunigeranlage ELSA (Stand: September 2009).

netzsynchrone Betrieb des Synchrotrons, d.h. die *combined-function*-Magnete⁷ werden mit dem üblichen Wechselstrom von 50 Hz betrieben, was bedeutet, dass ein kompletter Zyklus nur 20 ms beträgt. Der Elektronenstrahl wird über zwei Umläufe eingeschossen, über einem Zeitraum von etwa 10 ms mithilfe eines 500 MHz-Hochfrequenzresonators beschleunigt und dann innerhalb von 1 μ s mit der *Single-Turn-Extraction*-Methode extrahiert und durch einen Transferkanal in den ELSA-Speicherring über einen oder mehrere Umläufe injiziert.

Der Stretcherring, der im Jahr 1987 in Betrieb genommen wurde, besteht aus insgesamt 16 FODO-Zellen in *separated-function*-Ausführung, d.h. Dipole und Quadrupole sind baulich voneinander getrennt und können unabhängig voneinander variiert werden. Hierdurch ist der Bereich, in dem Arbeitspunkte eingestellt werden können, so groß, dass mehrere unterschiedliche Betriebsmodi gefahren werden können [Pre07]. Zur Chromatizitätskorrektur und zur gezielten Anregung der drittelzahligen Resonanz zur Extraktion sind insgesamt zwölf Sextupolmagnete eingebaut. Die gesamte Magnetanordnung hat eine Superperiodizität $P = 2$.

Die einstellbaren Betriebsmodi werden im Folgenden kurz vorgestellt:

Stretchermodus: Im Stretchermodus werden die aus dem Booster-Synchrotron extrahierten (kurzen) Teilchenpakete in den Stretcherring injiziert und mithilfe einer drittelzahligen Resonanz zwischen zwei Injektionen langsam extrahiert. Die maximale Energie liegt bei 1,6 GeV [Hil06a], da das Extraktionsseptum aus dem Synchrotron aus Gründen der Betriebssicherheit die maximale Transferenergie limitiert [Pre07]. Nach der Injektion der Pakete über drei Umläufe aus dem Booster-Synchrotron wird ohne Nachbeschleunigung sofort mit der langsamen Extraktion begonnen. Der Vorgang wiederholt sich nach 20 ms wieder von neuem, sodass der gepulste Strahl des Synchrotrons in einen quasi kontinuierlichen Strahl umgewandelt wird. Am Experiment steht damit ein beinahe hundertprozentiges Tastverhältnis zur Verfügung, das nur durch die Injektion eingeschränkt wird. Dieser Betriebsmodus wurde zuletzt 1994 verwendet [Hil06a], steht prinzipiell aber noch zur Verfügung.

Nachbeschleunigungsmodus: Das Booster-Synchrotron beschleunigt im Nachbeschleunigungsmodus die Elektronen auf 1,2 GeV vor, da bei dieser Energie die Emittanz des Teilchenstrahl am geringsten ist [Pre07]. Anschließend wird wegen des unterschiedlichen Umfangs beider Beschleuniger über mehrere Zyklen des Synchrotrons extrahiert und in den Stretcherring injiziert, bis eine gleichmäßige Füllung erreicht ist. Die Teilchen werden mit der installierten Hochfrequenz in ca. 0,5 s auf bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt. Dazu müssen die Magnetfelder permanent an die aktuelle Teilchenenergie angepasst werden (sog. „Rampe“). Besitzen die Elektronen die gewünschte Energie, werden diese mit der Methode der Resonanzextraktion langsam extrahiert, sodass dem Experiment ein makroskopisch kontinuierlicher Elektronenstrahl zur Verfügung steht. Nach der eingestellten Extraktionszeit, die von 1 bis 60 s beliebig je nach Anforderung variiert werden kann, werden die Magnete wieder auf die Injektionsenergie heruntergerampft. Das Tastverhältnis beträgt je nach Dauer der Extraktionsphase 50-98 %. In ELSA werden bei diesem Modus typischerweise Strahlströme von 10-50 mA gespeichert; den Experimenten können Strahlströme von 50 pA bis zu 1 nA bereitgestellt werden.

Synchrotronlichtmodus: Für den Synchrotronlichtmodus wird über mehrere Zyklen des Booster-Synchrotrons injiziert, bis ein interner Strahlstrom von bis zu 200 mA im Stretcherring

⁷Bei *combined-function*-Magneten sind die Polschuhe der Ablenkmagnete nicht parallel zueinander, sodass das asymmetrische Magnetfeld einen Quadrupolanteil aufweist, mit dem die Elektronen gleichzeitig fokussiert werden können.

gespeichert ist. Die Intensität der emittierten Synchrotronstrahlung hängt unter anderem von der Größe des umlaufenden Strahlstroms ab. Eine obere Grenze des gespeicherten Strahlstroms stellen sog. kollektive Instabilitäten der Hochfrequenz und die Erwärmung der Vakuumkammern dar [Pre07]. Nach der Injektion werden die Elektronen langsam auf die gewünschte Energie von bis zu 3,0 GeV beschleunigt. Danach verweilen die Elektronen weiter im Beschleunigerring; die eingespeiste Hochfrequenz gleicht nur die Energieverluste aufgrund der emittierten Synchrotronstrahlung ständig aus. Durch Restgasstreuung nimmt der Strahlstrom, der bis zu vier Stunden gespeichert werden kann, exponentiell ab. Ist eine festgelegte Stromgrenze unterschritten, wird der Injektionsprozess wiederholt. Da keine dedizierten Synchrotronlichtexperimente mehr durchgeführt werden, wird dieser Modus nur noch zu internen Testzwecken verwendet.

Im ELSA-Stretching werden die Elektronen mithilfe von zwei fünfzelligen PETRA-Resonatoren beschleunigt, in die eine maximale Leistung von 250 kW eingespeist werden kann. Damit lässt sich eine maximale Elektronenenergie von 3,5 GeV erreichen. Höhere Energien sind mit den verwendeten Resonatoren nicht erreichbar, da diese nicht die erforderlichen Beschleunigungsspannungen ohne elektrischen Überschlüge liefern können. Um den Strahl langsam extrahieren zu können, wird die Extraktion mit einer drittelzahligen Resonanz mithilfe von speziellen Dipolmagneten (sog. „Septa“) verwendet (siehe Kapitel 3). Durch einen umpolbaren Ablenkmagneten in der externen Strahlführung können insgesamt zwei Experimentierplätze bedient werden. Eines der Experimente ist das *Crystal-Barrel*-Experiment [CBK09], das mit der Beschleunigeranlage ELSA den Kern des Projekts „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ im Rahmen eines Sonderforschungsbereichs SFB/TR 16 bildet. In der zweiten Experimentierhalle wird zurzeit ein weiteres Experiment zur Hadronspektroskopie aufgebaut [BK09].

1.3 Motivation und Aufbau dieser Arbeit

Da die Synchrotronlichtlabore nicht mehr genutzt werden, bietet es sich an, diese für Detektortests umzubauen, da einige Arbeitsgruppen des Physikalischen Instituts der Universität Bonn und auch international agierende Gruppen an Tests ihrer entwickelten Komponenten interessiert sind. Der Strahltransport aus dem Beschleuniger zum Testplatz kann verhältnismäßig leicht realisiert werden. Die Extraktionsseptas werden punktsymmetrisch zu denen der bestehenden Strahlführung in den Beschleuniger integriert. Das hat den großen Vorteil, dass die Strahleigenschaften aufgrund der Superperiodizität an beiden Extraktionsorten gleich sind. Damit lassen sich im Vorfeld des Aufbaus Messungen und Simulationen an der bestehenden Strahlführung durchführen, die für die neue Strahlführung ebenso gültig sind. Im Vergleich mit den am DESY zur Verfügung stehenden Testplätzen soll der neue Teststand an ELSA bessere Strahlbedingungen liefern. Wesentlicher Unterschied ist die Extraktionsmethode: während am DESY tertiäre Strahlung verwendet wird, soll an ELSA ein primärer Elektronenstrahl bereitgestellt werden. Durch diese unterschiedliche Methoden lassen sich an ELSA auch deutlich höhere Teilchenraten erreichen. Desweiteren soll der Elektronenstrahl besser fokussiert werden können, wobei auch eine größere Aufweitung im Vergleich zu den am DESY erreichbaren Strahlbreiten in Betracht gezogen werden sollte.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Konzeption einer neuen Strahlführung für Detektortests an der Beschleunigeranlage ELSA. Dazu werden im zweiten Kapitel die wesentlichen theoretischen Größen der Beschleunigerphysik in Bezug auf Strahloptik und Emittanz eingeführt.

Da die Extraktion das Strahlprofil beeinflusst und für die Simulation der Strahleigenschaften der

Strahlführung alle optischen Parameter im Vorfeld bekannt sein müssen, wird hier die Messung der Emittanzen behandelt. Dazu werden in Kapitel 3 verschiedene Messmethoden vorgestellt und auf ihre Realisierbarkeit an ELSA hin überprüft. Inwiefern die Extraktionsmethode die Emittanz in der bestehenden Strahlführung beeinflusst, ist bisher in mehreren Arbeiten nur theoretisch behandelt worden und soll hier in ersten Ansätzen untersucht werden.

Bei der Konzeption der Strahlführung, die in Kapitel 4 vorgestellt wird, müssen sowohl die Anforderungen seitens der Nutzer als auch die räumlichen Gegebenheiten beachtet werden. Unter diesen Voraussetzungen werden Vorschläge für die Gestaltung der Strahlführung gemacht, von denen am Ende die optimale Anordnung näher in Bezug auf die technische Ausrüstung wie Strahlkammer, etc. beleuchtet wird.

Zur nichtdestruktiven Intensitätsmessung soll ein Hohlraumresonator verwendet werden. Ein bereits existierender Resonator ist nur eingeschränkt für die neue Strahlführung geeignet; daher wird auf Basis dieses Resonators simulativ eine optimale Geometrie erarbeitet. Die dazu notwendigen Schritte werden in Kapitel 5 erläutert.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen kurz die wesentlichen Begriffe und Methoden der Beschleunigerphysik dargestellt werden, die zum Verständnis der Strahloptik einer Beschleunigeranlage wichtig sind. Ausgehend von der elektromagnetischen Kraft auf ein Teilchen werden die transversalen Bewegungsgleichungen und ihre Lösungen vorgestellt. Weiterhin sollen die *optischen Funktionen* wie Twiss-Parameter und Dispersion eingeführt werden, die im Wesentlichen den Verlauf der transversalen Ausdehnung des Strahls entlang des Beschleunigers beschreiben. Eine weitere wichtige Größe ist die *Emittanz*, die sich aus der Bewegung im Phasenraum als Erhaltungsgröße ergibt. Am Schluss wird ein auf Matrizen basierender Formalismus vorgestellt, der als nützliches Werkzeug die Entwicklung der optischen Funktionen entlang des idealen Teilchenwegs beschreiben kann.

Die Darstellungen in diesem Kapitel orientieren sich an [Wil96], [CT99] und [Hil06d]; ausführliche Beschreibungen finden sich ebenda.

2.1 Transversale Strahldynamik

2.1.1 Bewegung in magnetischen Feldern

Aus der klassischen Elektrodynamik ist bekannt, dass die Bahn eines geladenen Teilchens mit der Ladung q , der Ruhemasse m_0 und der Geschwindigkeit \vec{v} von einem elektromagnetischen Feld beeinflusst wird, was durch die Gleichung

$$\dot{\vec{p}} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (2.1)$$

beschrieben wird [Jac99]. In diesem Fall bezeichnet \vec{p} den Impuls des Teilchens, der nach $\vec{p} = \gamma m_0 \vec{v}$ aufgrund von relativistischen Effekten linear mit dem Lorentz-Faktor $\gamma = E/(m_0 c^2)$ ansteigt. Die folgenden Ausführungen beziehen sich ausschließlich auf Elektronen; daher wird die Ladung stets mit e bezeichnet.

Für den Betrieb eines Beschleunigers bieten sich grundsätzlich zwei Möglichkeiten an, auf die Teilchen einzuwirken: Mit elektrischen Feldern lassen sich niederenergetische⁸ geladene Teilchen gut kontrollieren, allerdings ist diese Variante bei hohen Energien aufgrund der begrenzten Spannungsfestigkeit des Vakuums von maximal 1 kV/mm nur schwer realisierbar. Magnetfelder mit derselben Wirkung auf die Teilchen sind technisch deutlich einfacher zu handhaben und werden daher bei Beschleunigern verwendet, die auf hohe Energien ausgelegt sind.

Im Falle eines Ringbeschleunigers legen die Dipolfelder die Grundgeometrie der Anlage fest. Diese definieren eine geschlossene Bahn, auf der sich die Teilchen im Idealfall bewegen. Diese Bahn bezeichnet man in der Beschleunigerphysik als *Sollbahn* oder *Sollorbit*. Da eine Beschreibung der Teilchenbewegung um diese Sollbahn im Laborsystem des Beschleunigers sehr komplex ist, verwendet man ein rechtshändiges, lokales Koordinatensystem $K = (x, s, z)$, das sich mit einem Teilchen mit Sollenergie durch den Beschleuniger bewegt. Ein solches *ideales Teilchen* befindet sich somit stets im Koordinatenursprung⁹.

Die meisten Beschleuniger sind planar aufgebaut, d.h. die wesentliche Bewegung findet in der

⁸Niederenergetisch bezeichnet in diesem Zusammenhang Teilchen mit Energien bis zu einigen 100 keV.

⁹In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, dass die Variable s sowohl für die longitudinale Ablage im mitbewegten System als auch zur Angabe der Position in Beschleuniger im Laborsystem verwendet wird. Die korrekte Verwendung erschließt sich meist aus dem Zusammenhang, falls nicht, soll in dieser Arbeit explizit darauf hingewiesen werden.

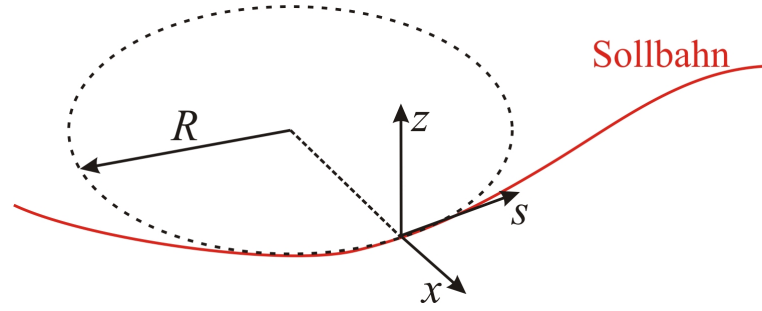


Abbildung 2.1: Lokales Koordinatensystem zur Beschreibung der transversalen Teilchenbewegung.

horizontalen Ebene statt. Für Dipolfelder ergibt sich dann nach einfacher Rechnung eine Beziehung zwischen dem Ablenkradius R und dem dafür benötigten vertikalen Feld B_z für einen bestimmten Impuls p des Elektrons:

$$\frac{1}{R(x, s, z)} = \frac{e}{p} B_z(x, s, z). \quad (2.2)$$

Da die transversale Bewegung der Teilchen im Vergleich zum Ablenkradius der Dipole sehr klein ist, entwickelt man das vertikale magnetische Feld in x -Richtung um die Sollbahn:

$$B_z(x, z) = B_z|_{x=0} + \left. \frac{\partial B_z}{\partial x} \right|_{x=0} \cdot x + \frac{1}{2!} \left. \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \right|_{x=0} \cdot x^2 + \dots \quad (2.3)$$

Wird die Gleichung mit dem Faktor e/p zur Energienormierung multipliziert, können folgende nützliche Variablen definiert werden:

$$\frac{e}{p} B_z(x) = \left. \frac{e}{p} B_z \right|_{x=0} + k \cdot x + m \cdot x^2 + \dots \quad (2.4)$$

Damit zerlegt man das Magnetfeld $\vec{B} = (B_x, B_s, B_z)^T$ in der unmittelbaren Umgebung der Sollbahn in unterschiedliche Multipolanteile, wobei jeder für sich eine andere Wirkung auf den Elektronenstrahl hat:

Der erste Faktor in der Summe gibt exakt den Zusammenhang (2.2) wieder. Desweiteren wird die *Quadrupolstärke* k eingeführt, mit der die Änderung des vertikalen Magnetfelds in horizontaler Richtung beschrieben wird:

$$k = \left. \frac{e}{p} \frac{\partial B_z}{\partial x} \right|_{x=0}. \quad (2.5)$$

Im Vorgriff auf die weiteren Erläuterungen bewirken Quadrupole in einer transversalen Ebene eine Fokussierung des Teilchenstrahls. Der benötigte Magnetfeldgradient lässt sich durch eine symmetrische Anordnung von vier Polschuhen realisieren.

Im dritten Summanden wird die *Sextupolstärke* m definiert:

$$m = \left. \frac{e}{p} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \right|_{x=0}. \quad (2.6)$$

Diese Felder werden zur Korrektur der chromatischen Effekte der Quadrupole und zur gezielten Anregung einer nichtlinearen Resonanz verwendet, die bei ELSA zur Extraktion des zirkulierenden Elektronenstrahls verwendet wird (siehe dazu Kapitel 3.1).

Die Entwicklung der Felder kann auch in vertikaler Richtung durchgeführt werden. Dann ist

der erste Summand Null, da es keine horizontalen Dipolfelder gibt. In den Definitionen der Quadrupol- und Sextupolstärken vertauschen die Indizes, aufgrund der Symmetrie bleibt der Betrag der jeweiligen Größe gleich.

2.1.2 Transversale Bewegungsgleichungen

Werden nur die konstanten Magnetfelder der Ablenkmagnete und die linear anwachsenden Felder der Quadrupole (bezüglich der transversalen Koordinaten) betrachtet, spricht man von der *linearen Strahl-optik*. Wesentlicher Vorteil dieser Vereinfachung sind die Bewegungsgleichungen, die analytisch gelöst werden können¹⁰.

Ziel zur Beschreibung der transversalen Dynamik sind Bewegungsgleichungen im mitbewegtem System, die sich aus den Bewegungsgleichungen des globalen Systems (2.1) ableiten. Dazu werden diese in das lokale System transformiert und nur Terme, die linear in x und z sind, berücksichtigt:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p_0} \quad (2.7)$$

$$z''(s) + k(s)z(s) = 0, \quad (2.8)$$

wobei $x'(s) = \frac{dx}{ds}$ gilt. Diese Gleichungen werden in der Beschleunigerphysik als *Hillsche Differentialgleichungen* bezeichnet, die ein über den Faktor $k(s)$ gekoppeltes Differentialgleichungssystem bilden. In horizontaler Richtung ist die Gleichung nur dann inhomogen, wenn das betrachtete Teilchen eine Impulsabweichung Δp bezüglich des Sollimpulses p_0 hat.

Aufgrund der Inhomogenität setzt sich die Lösung der Hillschen Differentialgleichung in horizontaler Richtung aus der Lösung $x_\beta(s)$ der homogenen und der Lösung $x_D(s)$ der inhomogenen Differentialgleichung zusammen:

$$x(s) = x_\beta(s) + x_D(s). \quad (2.9)$$

Der erste Summand $x_\beta(s)$ beschreibt eine Oszillation um die Sollbahn und $x_D(s)$ ist die spezielle Lösung in Abhängigkeit von der Impulsabweichung Δp des Teilchens. Für die vertikale Lösung kann der letzte Summand aufgrund der vernachlässigbar kleinen Dispersion weggelassen werden (siehe Kapitel 2.3).

Diese Lösungen sollen im Folgenden detaillierter betrachtet werden.

2.2 Optische Funktionen

Für den Fall, dass die Hillschen Differentialgleichungen homogen sind, lassen sich die Lösungen analytisch angeben

$$x_\beta(s) = \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_x} \cdot \cos[\Psi_x(s) + \Phi_x] \quad (2.10)$$

$$z_\beta(s) = \sqrt{\beta_z(s)\varepsilon_z} \cdot \cos[\Psi_z(s) + \Phi_z] \quad (2.11)$$

mit der *Betatronphase*

$$\Psi_{x,z}(s) = \int_0^s \frac{1}{\beta_{x,z}(\sigma)} d\sigma, \quad (2.12)$$

¹⁰Wird der transversale Effekt der Sextupole auf den Teilchenstrahl berücksichtigt, sind die Bewegungsgleichungen aufgrund der Nichtlinearität der Sextupole nicht mehr analytisch lösbar.

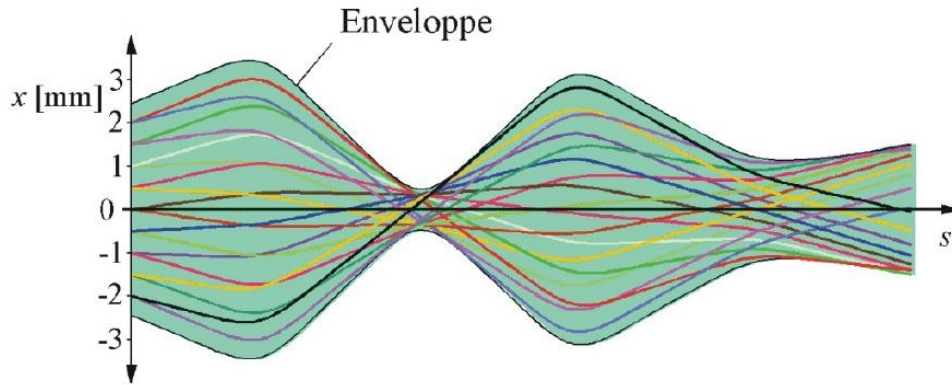


Abbildung 2.2: Verlauf der einzelnen Teilchenbahnen innerhalb der Enveloppe des Strahls [Hil06c].

die den Phasenverschiebung an einem Punkt s im Beschleuniger bezüglich einer beliebigen Referenzphase $\Phi_{x,z}$ beschreibt.

Die homogenen Lösungen beschreiben somit Schwingungen um die Sollbahn, die *Betatronoszillationen* genannt werden. Aufgrund der ortsabhängigen Betatronphase sind diese Oszillationen pseudoharmonisch. Entgegen den harmonischen Lösungen der bekannten Differentialgleichung der (un-)gedämpften Schwingung muss die Amplitude der Oszillation wegen der ortsabhängigen Rückstellkonstante $\frac{1}{R^2(s)} - k(s)$ ebenfalls ortsabhängig sein. Diese teilt sich auf in eine positiv definite *Betafunktion* $\beta_{x,z}(s)$ und eine als *Emittanz* bezeichnete nur von der Teilchenenergie abhängige Größe $\varepsilon_{x,z}$. Die Anordnung der Magnete im Beschleuniger spiegelt sich direkt im Verhalten der Betafunktionen wider, die ein Maß für den lokalen Strahlquerschnitt darstellen.

Es hat sich als sinnvoll herausgestellt, zusätzliche Größen zu definieren, die sich aus den Betafunktionen bestimmen lassen:

$$\alpha_{x,z}(s) = -\frac{\beta'_{x,z}(s)}{2} \quad (2.13)$$

$$\gamma_{x,z}(s) = \frac{1 + \alpha_{x,z}^2(s)}{\beta_{x,z}(s)}. \quad (2.14)$$

Die Funktion $\gamma(s)$ ist ein Maß für die Divergenz des Teilchenstrahls, während $\alpha(s)$ die Korrelation zwischen x und x' angibt. Diese drei optischen Funktionen werden in der Beschleunigerphysik als *Twiss-Parameter* bezeichnet.

Werden die Twiss-Parameter für eine bestimmte Magnetstruktur angegeben, spricht man nicht mehr von den Eigenschaften der einzelnen Teilchen, sondern von denen des gesamten Teilchenensembles. Die Betafunktion hat hier anschaulich die Funktion einer *Enveloppe* $E(s)$, die die transversalen Strahldimensionen des gesamten Teilchenstrahls angibt:

$$E_{x,z}(s) = \sqrt{\beta_{x,z}(s)\varepsilon_{x,z}} \quad (2.15)$$

Dabei sind die Bewegungen der einzelnen Teilchen nicht von Belang, sie definieren aber die Größe und Form der Enveloppe, da alle Teilchenbahnen innerhalb dieser Grenze liegen.

2.3 Dispersion

In einer Beschleunigeranlage ist eine Impulsabweichung $\Delta p = p - p_0$ vom Sollimpuls p_0 unvermeidlich, da die Teilchen in Folge der Beschleunigung mit hochfrequenten Wechselfeldern

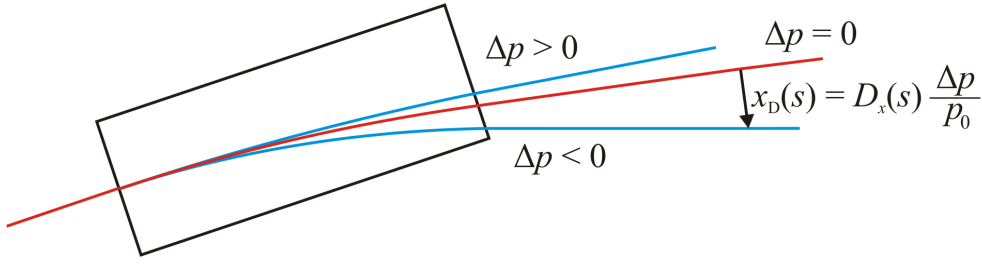


Abbildung 2.3: Dispersionsbahnen von Teilchen mit Impulsabweichungen durch einen Dipolmagneten.

longitudinale Oszillationen¹¹ vollführen und zusätzlich durch Abstrahlung von Synchrotronlicht eine Impulsänderung hervorgerufen wird (siehe Kapitel 2.4). Im Folgenden wird die Bewegung eines Teilchens mit Impulsabweichung $\Delta p \neq 0$ betrachtet. Die Hillsche Differentialgleichung ist nur dann inhomogen, wenn $1/R \neq 0$, d.h. eine gesonderte impulsabhängige Teilchenbahn tritt (in erster Näherung) nur in Dipolen auf. Man löst die Hillsche Gleichung für den Fall, dass $\frac{\Delta p}{p_0} = 1$ gilt und erhält als Lösung die *Dispersionsbahn* $D_x(s)$ bzw. ihre Änderung entlang des Sollorbits $D'_x(s)$. Beide Funktionen hängen wieder von der Magnetstruktur ab. Für die zusätzliche Ablage aufgrund der Dispersion erhält man proportional zur Impulsabweichung Δp :

$$x_D(s) = D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (2.16)$$

Mit (2.9) ergibt sich für die gesamte Ablage eines einzelnen Teilchens:

$$x(s) = \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_x} \cos[\Psi_x(s) + \Phi_x] + D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (2.17)$$

Auch die Strahlenvelope wird durch die Dispersion beeinflusst: Die Betatronoszillation und die Dispersionsbahn sind für ein Teilchen überlagert, d.h. es schwingt nicht mehr um die Sollbahn, sondern um die Dispersionbahn. Dieser Effekt ist statistischer Natur, was sich in der *Strahlbreite* $\sigma_x(s)$ des Teilchenstrahls niederschlägt:

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_x + \left(D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0}\right)^2}. \quad (2.18)$$

In einem Speicherring ergibt sich nach den typischen Dämpfungszeiten eine charakteristische Ladungsverteilung in allen drei Ebenen in Form einer Gauß-Verteilung, deren Standardabweichung gerade die Strahlbreite $\sigma(s)$ ist. In einem Strahl mit den Strahlbreiten σ_x und σ_z befinden sich aus Sicht entlang der longitudinalen Achse 39,3 % der Teilchen [Hin97] innerhalb der Ellipsenfläche mit den Halbachsen σ_x und σ_z wie Abbildung 2.4 zeigt.

In einem idealen planaren Beschleuniger ist die vertikale Dispersion grundsätzlich Null. Aufgrund von nicht vermeidbaren Feldfehlern der Magnete und Ungenauigkeiten in der Aufstellung derselben entsteht ein kleiner dispersiver Anteil in der Vertikalen, der nicht zu wesentlichen Ablagen führt und daher in der Regel vernachlässigt wird.

¹¹Diese Bewegung wird als *Synchrotronoschwingung* bezeichnet und ist die Folge von unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen im Resonator, da ein Teilchen je nach Länge der im Beschleuniger zurückgelegten Bahn zeitlich auf einer unterschiedlichen Phase in den Resonator eintritt.

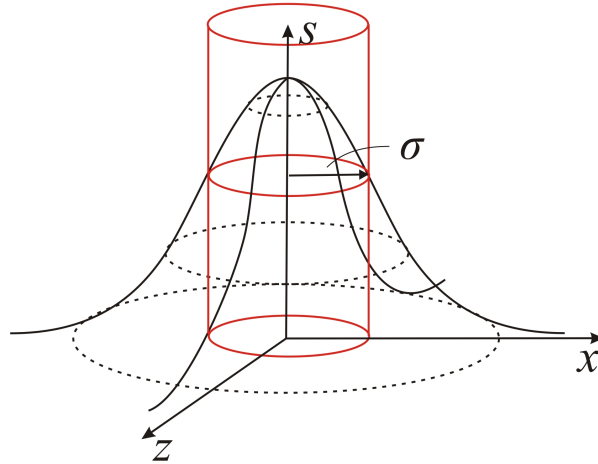


Abbildung 2.4: Zweidimensionale Ladungsverteilung des kreisrunden Teilchenstrahls. Innerhalb der Standardabweichung σ befinden sich 39,3 % aller Teilchen.

2.4 Emittanz

An dieser Stelle soll der Begriff der *Emittanz* mithilfe des *Phasenraums* erläutert werden. Im Allgemeinen ist ein Phasenraum von N Parametern ein $2N$ -dimensionaler Raum, bei dem die Achsen jeweils paarweise mit einer Koordinate und ihrer Änderung beschriftet werden. Der zur Beschreibung der Teilchenbewegung vollständige Phasenraum ist somit sechs-dimensional, soll aber in diesem Kapitel aufgrund der Übersichtlichkeit auf die horizontale Bewegung und somit auf zwei Dimensionen beschränkt werden. Aus der Lösung (2.10) ergibt sich für die Ablage x und die Winkelablage $x'(s) = \frac{dx}{ds}$ bezüglich der x -Koordinatenachse:

$$x_{\beta}(s) = \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_x} \cdot \cos[\Psi_x(s) + \Phi_x] \quad (2.19)$$

$$x'_{\beta}(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon_x}}{\sqrt{\beta_x(s)}} (\alpha_x(s) \cos[\Psi_x(s) + \Phi_x] + \sin[\Psi_x(s) + \Phi_x]) \quad (2.20)$$

Trägt man diese Koordinaten gegeneinander auf, ergibt sich eine Ellipse im Phasenraum, wie sie Abbildung 2.5 zeigt. Diese Ellipsen sind immer als Bilder des Phasenraums an einer festen Position s des Beschleunigers zu verstehen. Dort trifft ein Teilchen nach einem Umlauf mit anderen Phasenraumkoordinaten ein, diese bilden nach vielen Umläufen die Phasenraumellipse. Je nach gewählter Position im Beschleuniger hat die Ellipse eine andere Form und Orientierung: In Quadrupolen ist die große Halbachse entweder parallel zur x' -Achse (defokussierender Quadrupol) oder parallel zur x -Achse (fokussierender Quadrupol) ausgerichtet. Jedes Teilchen durchläuft den Phasenraum auf einer eigenen Ellipse. Die Phasenraumellipse, die auch in Abbildung 2.5 dargestellt ist, umfasst laut Definition (2.18) 39,3 % aller Teilchen¹² [Hin97].

Abbildung 2.5 macht auch deutlich, dass die Form der Ellipse in engem Zusammenhang mit den Twiss-Parametern steht. Durch die Angabe der drei Twiss-Parameter ist die Bewegung im Phasenraum vollständig bestimmt, da man durch Einsetzen von (2.19) in (2.20) die folgende Ellipsengleichung erhält:

$$\gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s) = \varepsilon_x. \quad (2.21)$$

¹²Bei Protonenbeschleunigern wird auch diejenige Ellipse mit dem Begriff *Phasenraumellipse* bezeichnet, die 95 % oder 99 % der Teilchen beinhaltet.

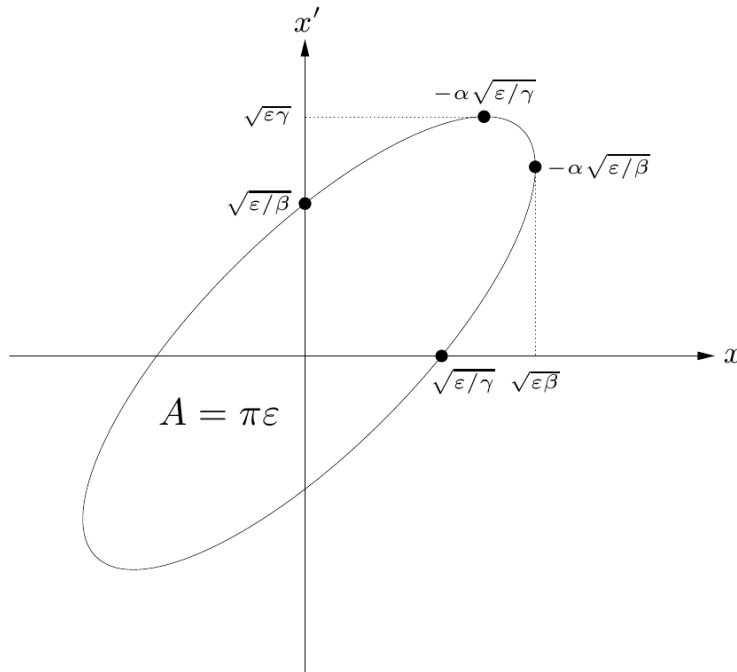


Abbildung 2.5: Bewegung der Teilchen im x - x' -Phasenraum an einer festen Position s [Pre07].

Die Emittanz ε ist somit ein Maß für die Fläche A der Ellipse, die sich zu $A = \pi\varepsilon$ ergibt. Diese Fläche ist gemäß dem Satz von Liouville eine Erhaltungsgröße, wenn nur die Einflüsse von Dipolen und Quadrupolen betrachtet werden.

Man kann die Größe der Emittanz auch ohne Verwendung der Twiss-Parameter angeben. In einem Elektronenbeschleuniger wird die horizontale Emittanz im Wesentlichen durch zwei konkurrierende Prozesse bestimmt: Zum Einen führt die Abstrahlung von Synchrotronlicht zu einer Dämpfung der transversalen Schwingung, andererseits führt diese Abstrahlung aufgrund dispersiver Effekte auch zu einer Vergrößerung des Strahls in horizontaler Richtung¹³. Die in einem Beschleuniger beobachtete Emittanz ist somit der Gleichgewichtszustand beider Prozesse, die im Folgenden kurz erläutert werden sollen.

Durch die Oszillation aufgrund der Betatronbewegung und aufgrund der (De-)Fokussierung werden die Teilchen beschleunigt und strahlen Synchrotronlicht ab. Durch diesen Prozess verliert das Teilchen an Impuls, der dem emittierten Photon übergeben wird. Dieser Verlust findet im Allgemeinen in allen drei Ebenen statt. Nur die longitudinale Komponente wird von der beschleunigenden Hochfrequenz nachgeliefert, sodass die transversale Bewegung und damit die transversale Ausdehnung des Strahls verkleinert wird. Die Dämpfungskonstanten sind damit proportional zum Energieverlust W_0 und antiproportional zur Energie E des Teilchens.

Der zweite Prozess tritt wegen einer etwaigen Impulsabweichung der Elektronen auf: Durchläuft ein Sollteilchen auf der idealen Gleichgewichtsbahn mit $x = x' = 0$, d.h. $\varepsilon_x = 0$ einen Dipolmagneten, so bewegt es sich dahinter auf einer neuen Bahn, die sich um $\delta x(s) = D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0}$ und $\delta x'(s) = D'_x(s) \frac{\Delta p}{p_0}$ von der Referenzbahn unterscheidet. Damit vergrößert sich die Emittanz, da

¹³In einem Protonenbeschleuniger sind die Effekte der Synchrotronabstrahlung wegen der größeren Masse der Protonen zu vernachlässigen. Die Emittanz wird daher fast ausschließlich durch die Eigenschaften der Quelle bestimmt.

nun mit (2.21) gilt:

$$\varepsilon_x = \gamma_x \delta x^2 + 2\alpha_x \delta x \delta x' + \beta_x \delta x'^2 = \left(\gamma_x D_x^2 + 2\alpha_x D_x D_x' + \beta_x D_x'^2 \right) \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right)^2. \quad (2.22)$$

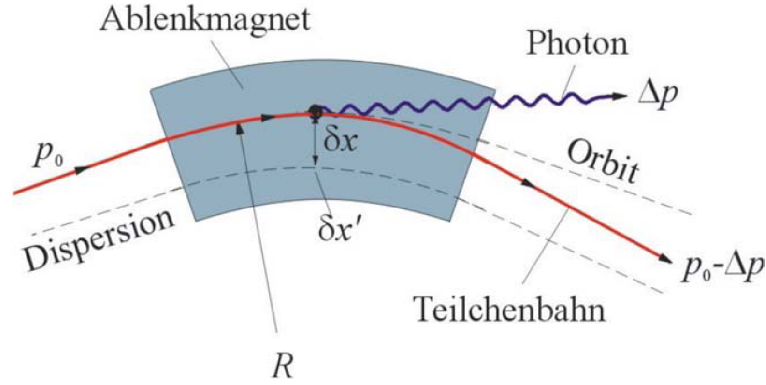


Abbildung 2.6: Eine Impulsabweichung erhöht durch Dispersion die horizontale Strahl-emittanz [Hil06d].

In horizontaler Richtung treten beide Effekte auf. Die resultierende Emittanz im Gleichgewichtszustand kann nach Mittelung über alle möglichen Photonenenergien und Emissionswahrscheinlichkeiten angegeben werden und wird *natürliche Emittanz* genannt:

$$\varepsilon_x = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{m_e c} \gamma^2 \frac{\langle \frac{1}{R^3} \mathcal{H}_x(s) \rangle}{J_x \langle \frac{1}{R^2} \rangle}, \quad (2.23)$$

wobei γ den Lorentzfaktor und $J_x = 1 - \mathcal{D}$ die horizontale Dämpfungskonstante angeben. Die Konstanten $\mathcal{H}_x = \gamma_x D_x^2 + 2\alpha_x D_x D_x' + \beta_x D_x'^2$ und $\mathcal{D} = \frac{\oint \left[\frac{D_x}{R} \left(2k + \frac{1}{R^2} \right) \right] ds}{\oint \frac{ds}{R^2}}$ hängen direkt mit der Magnetstruktur des Beschleunigers zusammen. Wegen der quadratischen Abhängigkeit der Emittanz von der Energie der Elektronen erwartet man bei hohen Energien bei gleichen optischen Einstellungen deutlich größere Strahlbreiten und -divergenzen (siehe z.B. Gleichung (2.18)). In vertikaler Richtung ergibt sich eine theoretische Emittanz von Null, da es keine Strahlanregung durch Photonenabstrahlung aufgrund verschwindender Dispersion gibt. Im realen Beschleunigerbetrieb kommt es aber meist zu einer Kopplung beider transversaler Ebenen, die durch die *Kopplungskonstante* κ beschrieben wird:

$$\kappa = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x}. \quad (2.24)$$

Eine solche Kopplung kann z.B. durch Feldfehler entstehen, die rotierten Quadrupolen entsprechen.

2.5 Matrixformalismus

In der Regel werden die Lösungen der Hillschen Differentialgleichungen (2.10) und (2.11) nicht für den gesamten Beschleuniger, sondern nur für die grundlegenden Elemente¹⁴ angegeben. Dazu

¹⁴Der Einfluss von Sextupolen und Multipolen höherer Ordnung kann nicht mit der linearen Strahl-optik beschrieben werden.

nimmt man an, dass das Teilchen mit den Startkoordinaten x_0 und x'_0 in das Element einläuft und gibt die Koordinaten x und x' am Ende als Resultat folgender Gleichung an:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \mathbf{M} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Die Matrix \mathbf{M} wird als *Transfermatrix* bezeichnet und ergibt sich aus den Lösungen von (2.10) und (2.11) mit den Anfangswerten x_0 und x'_0 . Im Folgenden sollen die für diese Arbeit wichtigen Matrizen für die horizontale Ebene angegeben werden. Für die Vertikale ergeben sich die betreffenden Matrizen in analoger Weise aus den unten genannten.

Für eine **Driftstrecke** der Länge s gilt $1/R = 0$ und $k = 0$, da mit ihr weder abgelenkt noch fokussiert wird. Als Lösung der Hillschen Differentialgleichung ergibt sich:

$$\mathbf{M}_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Quadrupole dienen der Fokussierung des Teilchenstrahls, wirken aber in beiden transversalen Ebenen in unterschiedlicher Weise. Während sie in der einen Ebene fokussieren, wirken sie in der anderen Ebene wegen der Feldverteilung defokussierend. Die Bezeichnung für einen Quadrupol orientiert sich per Konvention immer an seinem Einfluss auf den Strahl in horizontaler Richtung. Man unterscheidet daher für einen Quadrupol mit der Fokussierungsstärke k und der Länge l zwei Fälle ($\Omega = \sqrt{|k|l}$):

Horizontal fokussierend ($k > 0$):

$$\mathbf{M}_{\text{fok}} = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \Omega \\ -\sqrt{k} \sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Horizontal defokussierend ($k < 0$):

$$\mathbf{M}_{\text{defok}} = \begin{pmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \Omega \\ \sqrt{k} \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Falls ein Teilchen in einem **Dipolmagneten** die Bahnlänge s auf einer Kreisbahn mit Radius $R \neq 0$ zurücklegt, ergibt sich die folgende Matrix ($k = 0$):

$$\mathbf{M}_{\text{Dip}} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & R \sin \varphi \\ -\frac{1}{R} \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

mit dem Ablenkradius $\varphi = s/R$. In der vertikalen Ebene wirkt ein Dipol wie eine Driftstrecke der Länge s .

Tritt der Teilchenstrahl nicht senkrecht, sondern unter dem Winkel Ψ in den Dipol ein, wird der Strahl in der Horizontalen defokussiert, was folgender Matrix entspricht:

$$\mathbf{M}_{\text{Kante}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{R} \tan \Psi & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

In der vertikalen Ebene wird der Strahl fokussiert, daher bezeichnet man diesen Effekt als „**Kantenfokussierung**“.

Der Transport der Teilchen durch eine Beschleunigerstruktur bestehend aus mehreren linearen Elementen kann mithilfe der genannten Matrizen berechnet werden. Dazu multipliziert man die Matrizen $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \dots, \mathbf{M}_i$ in der korrekten Reihenfolge und erhält somit die Transfermatrix \mathbf{M} für diese Struktur:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_i \cdot \dots \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 . \quad (2.31)$$

Mit dieser Transfermatrix kann dann auch in einfacher Weise der Verlauf der optischen Funktion berechnet werden:

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 \\ -m_{11}m_{21} & m_{11}m_{22} + m_{12}m_{21} & -m_{12}m_{22} \\ m_{21}^2 & -2m_{21}m_{22} & m_{22}^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} , \quad (2.32)$$

wobei m_{ij} die Einträge der Transfermatrix \mathbf{M} in der i -ten Zeile und der j -ten Spalte sind.

3 Emittanzmessung an der bestehenden externen Strahlführung

Für die Simulation der neuen Strahlführung ist es notwendig, die optischen Funktionen und die Größe der Emittanz zu Beginn des neuen Vorseptums MSE6 zu kennen. Während die (periodischen) optischen Funktionen aus Simulationsrechnungen übernommen werden können, muss die Emittanz auf experimentellem Wege bestimmt werden, da sie aufgrund der nichtlinearen Einflüsse der Sextupole im Speicherring im Extraktionskanal keine Erhaltungsgröße mehr ist. Aufgrund der Superperiodizität $P = 2$ von ELSA bietet sich zur Messung die bestehende externe Strahlführung an, da die optischen Funktionen am Vorseptum MSE22 denen an der Position des neuen Vorseptums entsprechen sollten. In diesem Kapitel wird die Messung der Emittanz in der existierenden externen Strahlführung beschrieben, da diese wesentlichen Einfluss auf die Breite des externen Strahls hat. Wie sich zeigen wird, hängt die Emittanz von der Wahl der Extraktionseinstellungen ab; für die neue Strahlführung ist das insofern von Interesse, als dass sich eine kleinere Emittanz in einer kleineren Strahlbreite niederschlägt. Dann können die optischen Funktionen so gewählt werden, dass die Strahlbreiten am betrachteten Ort gleich bleiben, sich aber die Strahlqualität am Testplatz verbessert.

Nach einer kurzen Einführung in die Theorie der Extraktion mittels einer drittelzahligen Resonanz sollen in diesem Teil der Arbeit drei verschiedene Methoden zur Emittanzmessung vorgestellt und diskutiert werden. Eine der Messmethoden wird zur Emittanzmessung an ELSA verwendet, die detaillierter erläutert werden soll. Im letzten Abschnitt wird der Einfluss der Resonanzextraktion besprochen und die Ergebnisse im Vergleich zu den theoretisch erwarteten diskutiert.

3.1 Theorie der Resonanzextraktion

Für das Verständnis einer (optischen) Resonanz ist der Begriff des *Arbeitspunkts* von grundsätzlicher Bedeutung. Dieser ist als Anzahl der Betatronoszillationen pro Umlauf und somit auch nur für Beschleunigerringe definiert [Wil96]:

$$Q_{x,z} = \frac{\Delta\Psi_{x,z}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_{x,z}(s)}. \quad (3.1)$$

Der Phasenvorschub $\Delta\Psi$ pro Umlauf ergibt sich aus $\Delta\Psi_{x,z} = \Psi_{x,z}(s+L) - \Psi_{x,z}(s)$ mit der Länge L des Beschleunigers. Ebenso kann man einen *longitudinalen Arbeitspunkt* Q_s angeben, der die Anzahl der Synchrotronoschwingungen pro Umlauf angibt.

Durch nicht zu vermeidende Feldfehler kann es zu massivem Strahlverlust kommen, wenn die transversalen Arbeitspunkte bestimmte Bedingungen erfüllen. Ein Dipolfeldfehler kann bei jedem Umlauf einem Teilchen einen transversalen Impuls mitgeben, der sich stetig bis zum Verlust an der Kammerwand aufsummiert, wenn das Teilchen immer mit derselben Betatronphase in den Störbereich eintrifft. Ein ganzzahliger Arbeitspunkt darf somit nicht gewählt werden, wenn ein stabiler Beschleunigerbetrieb gewährleistet sein soll. Dieselben Überlegungen lassen sich für Quadrupolfeldfehler anstellen; in diesem Fall darf der Arbeitspunkt nicht halbzahlig gewählt werden. Bei einem Sextupolfeldfehler wird ein drittelzahliger Arbeitspunkt zu Strahlverlusten führen.

Durch die im vorangegangenen Kapitel angesprochene Kopplung zwischen den Ebenen des Beschleunigers können auch verschiedene Kombinationen von Arbeitspunkten zu sog. Koppelresonanzen führen, wenn die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$kQ_x + lQ_z + mQ_s = p, \quad (3.2)$$

wobei $k, l, m \in \mathbb{Z}$ und $p = qP$ mit $q \in \mathbb{Z}$ und der Superperiodizität P des Beschleunigers ist. Eine Resonanz wird stets mit ihrer Ordnung $|k| + |l| + |m|$ angegeben; für einen stabilen Elektronenbeschleunigerbetrieb sind alle Resonanzen bis zur fünften Ordnung relevant, wobei die Stärke, d.h die Breite einer Resonanzlinie, mit zunehmender Stärke rasch abnimmt [Pre07]. Für ELSA werden typische Werte für die Arbeitspunkte von $Q_x = 4,612$ und $Q_z = 4,431$ eingestellt, die nächstgelegene Differenzresonanz ($l < 0$) ist die Resonanz mit $Q_x - Q_z = 0$ [Kei00]. Solche Differenzresonanzen führen nicht zum Strahlverlust, sondern zu einer Umverteilung der transversalen Emittanzen, sodass die Summe $\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_z$ eine Erhaltungsgröße ist¹⁵.

Zur Extraktion aus ELSA wird gezielt eine horizontale, drittelzahlige, nichtlineare Resonanz mithilfe von zusätzlichen Sextupolen angeregt, die bei ELSA an den beiden (beinahe) dispersionsfreien geraden Strecken installiert sind, um die korrigierte Chromatizität so wenig wie möglich zu beeinflussen. Unter dem Einfluss dieser Sextupole verändert die in Kapitel 2.4 vorgestellte Phasenraumellipse ihre Form. Vielmehr zeigt sich idealerweise eine Phasenraumverteilung in Form eines Dreiecks, dessen Ecken umso abgerundeter erscheinen, je schwächer die Resonanz ist. Die Stärke der Resonanz kann über die Stärke der Extraktionssextupole kontrolliert werden. Ebenso ist die Emittanz keine feste Erhaltungsgröße mehr, da auch der Satz von Liouville wegen der nichtlinearen Effekten an Gültigkeit verliert. Dieses Dreieck wird als Separatrix bezeichnet und trennt den Phasenraum in einen stabilen, inneren Bereich und einen instabilen, äußeren Bereich. Die Form und Orientierung der Separatrix wird durch die eingestellte Extraktionssextupolstärke vorgegeben.

Damit ein Teil des umlaufenden Strahls extrahiert werden kann, müssen sich die Teilchen auf einer instabilen Teilchenbahn bewegen, was einem Wechsel aus der Separatrix in den äußeren Bereich des Phasenraums entspricht. Wie aus grundlegenden Arbeiten wie [Mon67] hervorgeht, ist eine Kreuzung der Dreiecksseiten nicht möglich – instabile Teilchen laufen dann entlang der Separatrix. Durch Einführung eines geeigneten Koordinatensystems kann gezeigt werden, dass die Bewegungsrichtung jedoch festgelegt ist, wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist. Die drei Eckpunkte der Separatrix werden instabile Fixpunkte genannt, da die Bewegung bei Erreichen eines solchen Punkts grundsätzlich zwei verschiedene Formen annehmen kann: Entweder laufen die Teilchen auf der Separatrix weiter um oder sie gelangen auf einen auslaufenden Separatrixast, sodass ihre Bewegung instabil wird und sie extrahiert werden. Bei ELSA wird die horizontale $4\frac{2}{3}$ -Resonanz zur Extraktion verwendet. Das bedeutet, die Teilchen umlaufen die Separatrix vier Mal plus zusätzliche $\frac{2\pi}{3}$ im Phasenraum pro Umlauf im Beschleuniger. Nach drei Umläufen befinden sie sich wieder auf dem gleichen Separatrixast, liegen nun aber weiter außen, da sich die Betatronamplitude vergrößert hat (vgl. Abbildung 3.2). Der Unterschied zwischen diesen Phasenraumpositionen wird als Sprungweite ξ bezeichnet, die sich in eine Änderung der Ablage und eine Divergenzänderung unterteilt. Für eine möglichst große Extraktionseffizienz sollte ein Separatrixast parallel zur x -Achse liegen, damit die Erhöhung der Betatronamplitude nur zu einem Ablagenzuwachs und nicht zu einem Anwachsen der Divergenz des extrahierten Strahl führt.

Um den zu extrahierenden Strahl tatsächlich vom umlaufenden Strahl zu trennen, werden bei ELSA zwei unterschiedliche Magnete in Form eines Vor- und eines Hauptseptums verwendet. Das Vorseptum besteht im Wesentlichen aus einem C-förmigen Eisenjoch und einer Spule mit wenigen Windungen. Zusätzlich ist eine dünne Septumsschneide ($d_{VS} = 1$ mm) installiert, die die magnetischen Randfelder des Jochs unterdrückt, die sich sonst auch auf den umlaufenden Teilchenstrahl auswirken. Zudem ist die Schneide in ihrer relativen Position und Winkel bezüglich

¹⁵Summenresonanzen mit $l > 0$ führen immer zu Strahlverlust, da hier die Differenz $\varepsilon_x - \varepsilon_z$ eine Erhaltungsgröße ist.

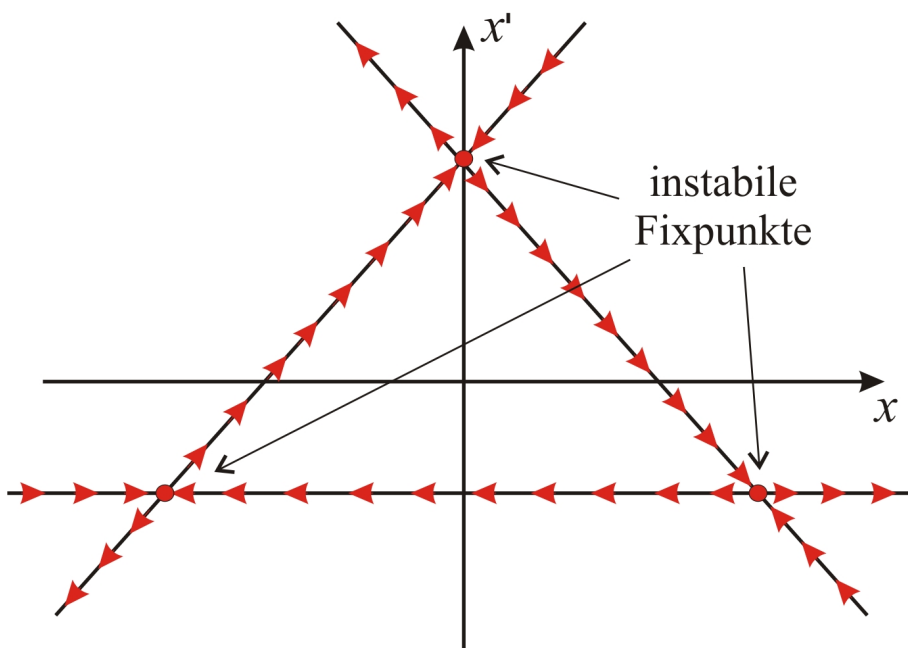


Abbildung 3.1: Mögliche Bewegungsrichtungen der Teilchen auf den instabilen Separatrixästen.

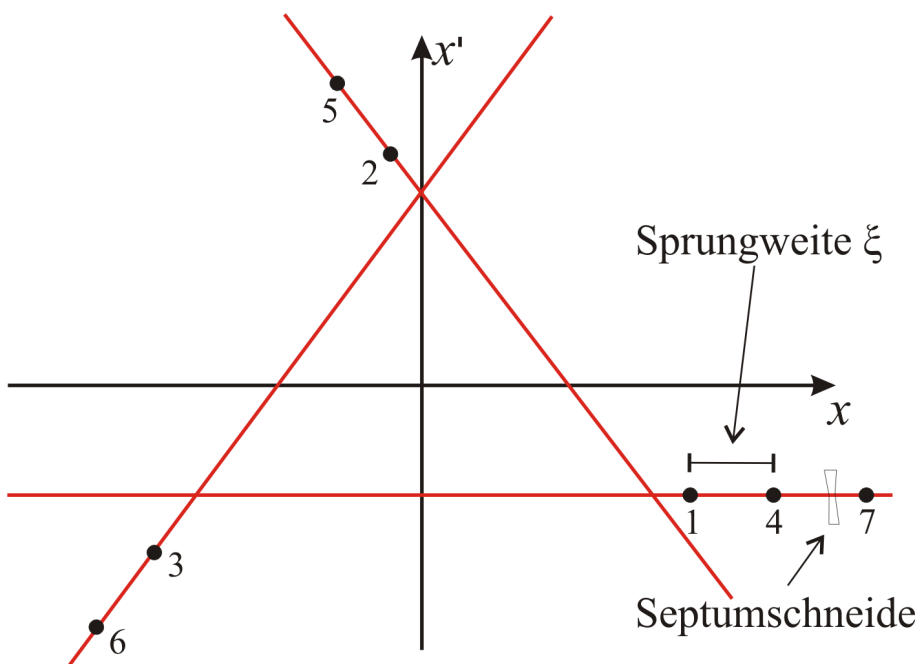


Abbildung 3.2: Bewegung auf den instabilen Separatrixästen. Die Zahlen stehen für den n -ten Umlauf im Beschleuniger.

des Strahls verstellbar. Dieses Septum hat bedingt durch den Aufbau nur eine geringe Wirkung auf den extrahierten Strahl: er wird räumlich getrennt, durchläuft die nachfolgende Beschleunigerstruktur zusammen mit dem umlaufenden Strahl und wird erst am Hauptseptum vollständig

getrennt. Das Hauptseptum entspricht im Aufbau grundsätzlich dem Vorseptum; hier ist die Schneide nicht beweglich, dafür aber dicker ($d_{\text{HS}} = 16 \text{ mm}$), sodass ein größeres Magnetfeld angelegt und der Strahl schließlich aus dem Beschleuniger gelenkt werden kann. Wie aus Abbildung 3.2 zu entnehmen ist, wird die Schneide des Vorseptums so positioniert, dass die Teilchen durch das Anwachsen der horizontalen Betatronamplitude „über“ die Schneide springen können und so extrahiert werden¹⁶, d.h die Sprungweite muss mindestens so groß sein wie die Dicke der Schneide, sonst gehen die Teilchen an der Septumsschneide verloren. Für die *gesamte* horizontale Strahlbreite $\Sigma_{\text{total},x}$ ergibt sich somit in erster Näherung:

$$\Sigma_{\text{total},x} = \xi_x - d_{\text{VS}} . \quad (3.3)$$

Die optischen Funktion an der Septumschneide entsprechen denen aus dem Beschleunigerring. Unter Beachtung von Gleichung (2.18) ergibt sich damit sofort, dass die Extraktionseinstellungen direkten Einfluss auf die Emittanz des extrahierten Strahl haben. Die horizontale Emittanz ist dabei proportional zu ξ_x^2 , d.h eine kleinere Sprungweite ist gleichbedeutend mit einer kleineren Emittanz, was allerdings eine schlechtere Extraktionseffizienz¹⁷ bedeutet.

Um das Verhalten des Teilchenstrahl während der Extraktion qualitativ beschreiben zu können, muss auch der Einfluss des Arbeitspunkts beachtet werden. Während der Beschleunigung der Teilchen beträgt der Wert des horizontalen Arbeitspunkts in ELSA $Q_x = 4,612$. Dieser wird zur Extraktion mit Luftquadrupolen in Richtung der drittelzahligen Resonanz verändert. Insgesamt gibt es bei ELSA vier solcher Quadrupole, die wegen der Anforderungen an eine zeitkritische Gradientenänderung nur mit einer Windung versehen sind. Sie stehen an Orten mit großer horizontaler Betafunktion. Damit ändert sich durch die zusätzlichen Quadrupolstärken Δk fast ausschließlich der horizontale Arbeitspunkt, da die Änderung proportional zur Betafunktion β ist [Wil96]:

$$\Delta Q = \frac{1}{4\pi} \int_s^{s+l} \Delta k \beta(\sigma) d\sigma \approx \frac{1}{4\pi} \Delta k l \beta . \quad (3.4)$$

Diese Gleichung gilt für beide transversale Ebenen, daher wurden die Indizes nicht explizit notiert. Die Länge des zusätzlichen Quadrupols sei l .

Man kann den Einfluss der Luftquadrupole und der Sextupole in einem Diagramm zusammenfassen. Dazu wird die normalisierte Koordinate $\alpha_x x + \beta_x x'$ gegen die x -Phasenraumkoordinate aufgetragen. Der Abstand der instabilen Fixpunkte zum Ursprung dieses Koordinatensystem hat nach [Nec93] die folgende Abhängigkeit:

$$a_{\text{fix}} \propto \frac{Q_{\text{res}} - Q_0}{g} . \quad (3.5)$$

Q_0 ist der eingestellte (horizontale) Arbeitspunkt und g bezeichnet die integrale Sextupolstärke. Je näher der Arbeitspunkt der Maschine Q_0 am Resonanzarbeitspunkt Q_{res} liegt, desto kleiner ist die Fläche der Separatrix. Es bietet sich somit an, als dritte Koordinate den Arbeitspunkt aufzutragen, was unter Beachtung der obigen Gleichung zu einer pyramidenartigen Form im sog. Stabilitätsdiagramm führt (vgl. [Nec93]). Die Spitze der Pyramide liegt exakt auf dem

¹⁶Die Form der Schneide im Phasenraum entspricht nicht der physikalischen Form. Teilchen, die sich mit genügend großem Abstand an der Schneide vorbeibewegen, können unter Umständen eine derartige Winkelablage bezüglich des Septums haben, dass sie erst weiter hinten auf die Schneide treffen und somit auch verloren gehen.

¹⁷Die Extraktionseffizienz E ist wie folgt definiert: $E = \frac{N_{\text{ext}}}{N_{\text{tot}}} = 1 - \frac{d_{\text{sep}}}{\xi_x}$, wobei N_{ext} und N_{tot} die Anzahl der extrahierten bzw. gesamten Teilchen und ξ_x die Sprungweite entlang der x -Achse beschreibt.

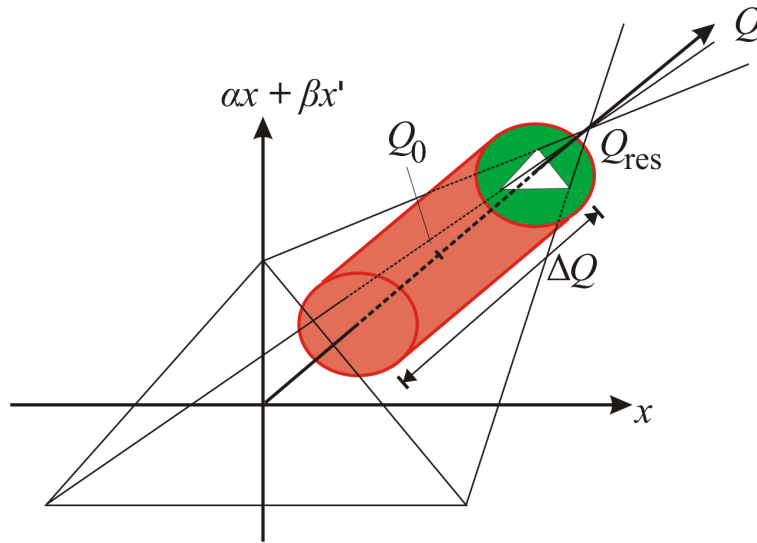


Abbildung 3.3: Stabilitätsdiagramm für die Extraktion mittels drittelzahliger Resonanz und Arbeitspunktverschiebung.

resonanten Arbeitspunkt, dort gibt es dann keinen Bereich stabiler Teilchenbewegung. Der Teilchenstrahl bildet zu Beginn der Extraktion einen Bereich (rot) innerhalb der Pyramide, dessen Mittelpunkt den eingestellten Maschinenarbeitspunkt darstellt. Die Länge des Bereichs ist durch die Arbeitspunktunschärfe ΔQ gegeben, die sich über die Chromatizität aufgrund einer Impulsabweichung Δp der Teilchen auf den Arbeitspunkt auswirkt. Der Bereich im Diagramm (grün), der außerhalb der Pyramide liegt, symbolisiert die instabilen Teilchen, die bereits extrahiert worden sind. Damit bieten sich zwei Möglichkeiten zur Steuerung des extrahierten Strahlstroms an: Eine Verschiebung des Arbeitspunkts hin zu Q_{res} oder eine Erhöhung der Sextupolstärken. Letztgenannte Methode verkleinert zwar die Separatrix und es wird extrahiert, allerdings sind für eine vollständige Extraktion unendlich hohe Sextupolstärken notwendig. Bei ELSA wird die Größe des extrahierten Strahlstroms daher mit einer reinen Arbeitspunktverschiebung gesteuert; die Sextupole dienen nur zur Anregung der Resonanz.

Die Bedingungen am Ende der Extraktionsphase unterscheiden sich leicht von denen zu Beginn der Extraktion. Da der Arbeitspunkt nicht exakt dem Resonanzarbeitspunkt entspricht, folgt die Bewegung der Teilchen im Phasenraum nicht exakt in der $\frac{2\pi}{3}$ -Symmetrie. Daher dreht sich die Separatrix über den Extraktionszyklus, was zu einer größeren Divergenz des extrahierten Strahls führt, da sich die Sprungweite ξ nicht mehr ausschließlich in einem Ablagenzuwachs äußert. Somit verkürzt sich die horizontale Sprungweite und die Verluste an der Septumschneide steigen. Zudem muss deshalb die Bestromung des Septums während der Extraktion kontinuierlich verändert werden (sog. Septumrampe), damit der Strahl richtig in die folgende Strahlführung eingelenkt werden kann. Durch das Schrumpfen der Separatrix vergrößert sich auch die Sprungweite; dieser Prozess überwiegt im Vergleich zu den Effekten der Separatrixdrehung. Allerdings vergrößert diese Änderung der Sprungweite im Laufe der Extraktion auch die Emittanz. Mit zunehmender Sprungweite ξ vergrößert man nach den obigen Überlegungen die Strahlbreite des externen Strahls und damit nach (2.18) die Emittanz – diese skaliert quadratisch mit der Sprungweite ξ und nimmt als maximalen Wert den der natürlichen Emittanz (2.23) aus ELSA an. Diese Variationen sind mit den in nächsten Kapitel vorgestellten Methoden aber nicht zu erfassen, da hierzu eine zeitkritische Aufnahme der transversalen Strahlprofile bei unterschiedlichen Einstellungen der Quadrupole nötig ist.

3.2 Methoden zur Emittanzmessung

Im Folgenden werden insgesamt drei Methoden zur Messung der Emittanz in beiden transversalen Raumrichtungen beschrieben. Die Vorgehensweise ist im Wesentlichen bei allen Methoden gleich: aus einem mithilfe eines Schirms und einer Kamera aufgenommenem transversalem Strahlprofil können mit unterschiedlichen Auswertungsverfahren die Emittanzen berechnet werden. Dabei sind grundsätzlich die Emittanzen in den externen Strahlführungen von Interesse, d.h. alle Methoden werden hinsichtlich ihrer Realisierbarkeit bei einer Energie von 3,5 GeV betrachtet und diskutiert. Anschließend werden die Ergebnisse eines Quadrupolscans an der bestehenden externen Strahlführung vorgestellt.

3.2.1 „Pepperpot“-Technik

Die „Pepperpot“-Methode ist eine einfache, aber destruktive Möglichkeit, beide transversalen Emittanzen gleichzeitig mit einer Messung zu ermitteln. Dazu wird ein Elektronenstrahl auf eine Platte gelenkt, die mit kleinen Löchern versehen ist, um den Phasenraum abzutasten (z.B. in [WCKZ99], [P⁺07]). Die Löcher können unterschiedliche Größen haben, bewegen sich aber alle in einem Rahmen von einigen Hundert Mikrometern. Je kleiner die zu messende Emittanz ist, desto kleiner sollten die Löcher zwecks höherer Auflösung sein. Dies ist eine prinzipielle Schwierigkeit dieser Methode, da die Dimensionierung des gesamten Aufbaus im Vorfeld an die zu erwartende Emittanzgröße anzupassen ist [Sep80]. In einem Abstand L von dieser Platte befindet sich ein Schirm und eine hochauflösende Kamera, die das entstehende Intensitätsprofil aufnimmt. Der Abstand sollte für eine gute Auflösung möglichst groß, aber nicht zu groß gewählt werden, damit die einzelnen Punkte auf dem Schirm nicht überlappen. Der Abstand der Löcher der „Pepperpot“-Platte kann dem in Grenzen entgegenkommen, indem man sie weit voneinander entfernt. In der Praxis werden unterschiedliche Abstände der Löcher verwendet, um einen möglichst großen dynamischen Bereich abdecken zu können [P⁺07]. Einen typischen Aufbau zeigt Abbildung 3.4. Im Folgenden soll die Messung der horizontalen Emittanz vorgestellt werden, die Formeln für die vertikale Emittanz ergeben sich durch Ersetzung der Indizes.

Zur Berechnung der Emittanzen geht man von der Definition der RMS-Emittanz¹⁸ aus:

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (3.6)$$

mit den folgenden Größen:

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad \text{und} \quad \langle xx' \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (x_i - \bar{x}) (x'_i - \bar{x}')$$

mit dem Mittelwert aller Punkte auf dem Schirm $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N x_i$. Die Bedeutung der Variablen ist Tabelle 3.1 und Abbildung 3.4 zu entnehmen. Die Strahldivergenz x'_i wird rein geometrisch ermittelt:

$$x'_i = \frac{X_i - x_i}{L} . \quad (3.7)$$

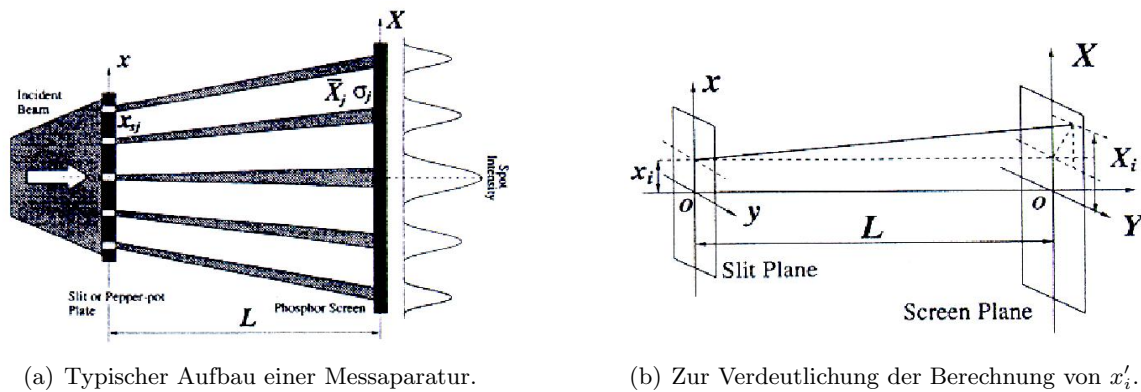
Zusammengefasst kann die Emittanz mit folgender Gleichung angegeben werden:

$$\varepsilon_x^2 \approx \frac{1}{N^2} \left\{ \left[\sum_{j=1}^P n_j (x_{sj} - \bar{x})^2 \right] \left[\sum_{j=1}^P (n_j \sigma_{x'_j}^2 + n_j (\bar{x}'_j - \bar{x}')^2) \right] - \left[\sum_{j=1}^P n_j x_{sj} x'_j - N \bar{x} \bar{x}' \right]^2 \right\} \quad (3.8)$$

¹⁸Die RMS-Emittanz ist die Fläche der Phasenraumellipse modulo π , die ca. 39 % der Teilchen beinhaltet.

Position des i -ten Teilchens auf der Blende	x_i
Position des i -ten Teilchens auf dem Schirm	X_i
Anzahl aller Teilchen	N
Positionsmittelwert aller Punkte auf dem Schirm	\bar{x}
Divergenzmittelwert aller Punkte auf dem Schirm	\bar{x}'
Position des j -ten Lochs auf der Blende	x_{sj}
Gesamtzahl aller Löcher	P
Anzahl der Teilchen durch das j -te Loch der Blende	n_j
Mittlere Divergenz des j -ten Punkts auf dem Schirm	x'_j
rms-Divergenz des j -ten Punkts auf dem Schirm	$\sigma_{x'_j}$

Tabelle 3.1: Definitionen der Variablen zur Emittanzmessung mit der Pepperpot-Technik.



(a) Typischer Aufbau einer Messapparatur.

(b) Zur Verdeutlichung der Berechnung von x'_j .

Abbildung 3.4: Definitionen zur Emittanzmessung mittels der Pepperpot-Technik [WCKZ99].

Dieses Verfahren wird seit geraumer Zeit verwendet, um Emittanzmessungen an Linearbeschleunigern durchzuführen, die sich in Energiebereichen um 100 MeV bewegen. Die nötige Dicke der Pepperpot-Blende liegt dabei im Bereich von 1-2 mm [WCKZ99]. Das ist ausreichend, um den gesamten Strahl, der nicht auf ein Loch in der Blende trifft, annähernd komplett zu vernichten. Elektronen mit einer Energie von 3,5 GeV benötigen hier viel dicker gestaltete Blenden. Bei der Verwendung einer speziellen Wolframlegierung hoher Dichte¹⁹ beträgt die Strahlungslänge bereits ca. 3,5 mm (für Details siehe Kapitel 4.6). Eine optimistische Wahl wären sicherlich mindestens fünf Strahlungslängen, damit der Elektronenstrahl fast vollständig vernichtet wird, was einer Gesamtdicke der Blende von ca. 17,5 mm entspricht. Mit dieser Dicke wird jedoch die Divergenzmessung stark verfälscht, da die Geometrie eine obere Schranke für den Winkel zur Sollbahn festlegt. Für ein Loch mit 100 μm Durchmesser beträgt sie nur 0,097 mrad. Typische Winkelablagen liegen aber in der Größenordnung 1 mrad, daher ist diese Methode für hohe Energien und damit für den Einsatz in einer externen Strahlführung nicht geeignet. Desweiteren sei auf das Problem der Dispersion hingewiesen. Die Messung basiert auf der Aufnahme der gesamten Strahlbreite, die nach (2.18) auch von der Dispersion abhängt. Für korrekte Werte müsste in jedem Fall ein dispersionsfreier Ort für den Messaufbau gewählt werden, da der dispersive Anteil ohne Weiteres nicht vom emittanzdominierten Anteil zu trennen ist. Sind dennoch alle

¹⁹Ein beliebter Werkstoff ist *Densimet* – eine vergleichsweise leicht zu verarbeitende Wolframlegierung mit einer Dichte von $\rho = 19,25 \text{ g/cm}^3$.

Voraussetzungen erfüllt, können mit dieser Methode direkt auch die optischen Funktionen an der Stelle der Blende ermittelt werden. Für eine detailliertere Darstellung sei auf [DD02] verwiesen.

3.2.2 Phasenraumtomographie

Die Phasenraumtomographie lehnt sich sehr stark an die aus der Medizin bekannten bildgebenden Verfahren an und wird primär hinter Linearbeschleunigern verwendet, um z.B. unerwünschte Effekte wie den der Phasenraumfilamentierung untersuchen zu können. Mehrere Projektionen des Phasenraums werden mit einem Algorithmus so kombiniert, dass sich daraus eine Phasenraumverteilung ergibt, aus der sich unter anderem die Emittanz unabhängig von der gewählten Definition bestimmt. Der Aufbau dieser Methode teilt sich in zwei Bereiche: eine Magnetstruktur, die Quadrupole beinhaltet, die die Korrelation zwischen x und x' herstellen, und einen Schirm mit Kamera, die die transversalen Strahlprofile mit möglichst hoher Auflösung aufnimmt. Zur Rekonstruktion des Phasenraums kann dann in der Regel die sog. gefilterte Rückprojektion verwendet werden, die im Folgenden kurz erläutert werden soll. Die Darstellungen folgen im Wesentlichen [S⁺06], [McK94] und [Kos01].

Für eine beliebige zweidimensionale Verteilung $f(x, y)$ kann die *Radon-Transformation* wie folgt angegeben werden:

$$\hat{f}(\rho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(\rho - x \cos \theta - y \sin \theta) dx dy . \quad (3.9)$$

Diese Gleichung beschreibt die Projektion einer Verteilung $f(x, y)$ entlang einer Achse $\rho = x \cos \theta + y \sin \theta$, die einen Winkel θ zur x -Achse einschließt. Wenn $F(w, \theta)$ die Fouriertransformierte zu $f(x, y)$ in Polarkoordinaten darstellt, kann man $f(x, y)$ als inverse Fouriertransformation ausdrücken als:

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(w, \theta) |w| e^{2\pi i w \rho} dw d\theta . \quad (3.10)$$

Die Fouriertransformierte der Radon-Transformation lautet in ähnlicher Weise:

$$S(w, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\rho, \theta) e^{-2\pi i w \rho} d\rho . \quad (3.11)$$

Grundlage aller Tomographien mit Parallelprojektionen ist das *Fourier-Slice-Theorem*, das einen Zusammenhang zwischen der Parallelprojektionen und dem Fourierraum der Ausgangsverteilung herstellt. Die Kernaussage des Theorems ist, dass die Fouriertransformierte der Projektion $\hat{f}(\rho, \theta)$ der Verteilung $f(x, y)$ unter dem Winkel θ den Werten der Fouriertransformierten $F(u, v)$ der Verteilung $f(x, y)$ entlang einer Geraden entspricht, die ebenfalls den Winkel θ mit der u -Achse einschließt [Kos01]. Für eine graphische Darstellung sei auf Abbildung 3.5 verwiesen, eine Herleitung des Theorems findet sich z.B. in [Hsi03]. Es gilt somit $F(w, \theta) = S(w, \theta)$ und mit (3.10) erhält man:

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(w, \theta) |w| e^{2\pi i w \rho} dw d\theta \stackrel{!}{=} \int_0^{\pi} Q(\rho, \theta) d\theta , \quad (3.12)$$

wobei $Q(\rho, \theta)$ *gefilterte Projektion* genannt wird. Ist eine Anzahl an Projektionen $Q(\rho, \theta)$ der Ausgangsverteilung $f(x, y)$ bekannt, kann diese per (gefilterter) Rückprojektion rekonstruiert werden.

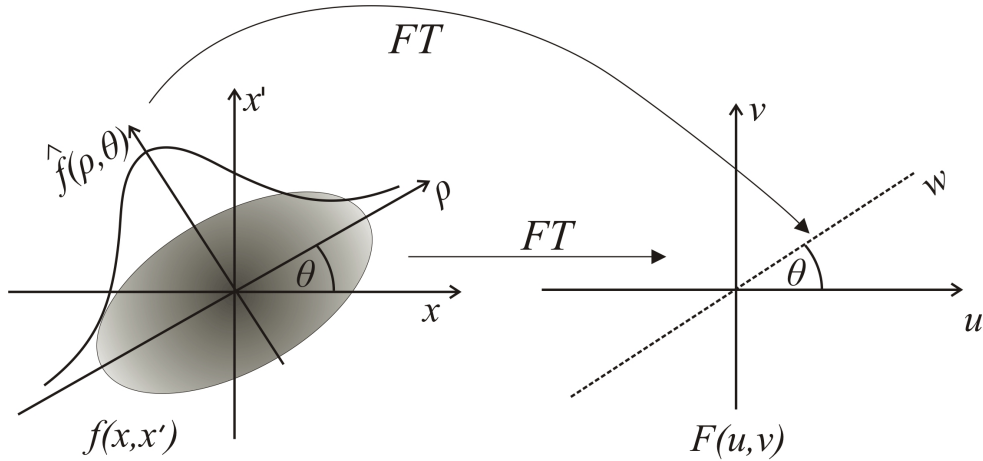


Abbildung 3.5: Zur Verdeutlichung des Fourier-Slice-Theorems (nach [Kos01]).

Eine Aufnahme eines transversalen Strahlprofils an der Position s_1 kann als Projektion der Phasenraumverteilung mit der Teilchendichte $\mu(x_1, x'_1)$ auf die x -Achse des Phasenraums verstanden werden, die mit der Diracschen Deltafunktion erweitert wird:

$$P(x_1) = \int \mu(x_1, x'_1)_{s_1} dx'_1 \quad \rightarrow \quad P(x) = \iint \mu(x_1, x'_1)_{s_1} \delta(x_1 - x) dx_1 dx'_1. \quad (3.13)$$

Nach dem Liouville-Theorem ist die Phasenraumdichte konstant, d.h. $\mu(x_0, x'_0)_{s_0} = \mu(x_1, x'_1)_{s_1}$ für zwei Orte s_0, s_1 im Beschleuniger. Die Transformation der Koordinaten gestaltet sich nach (2.25) wie folgt:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Kombiniert mit (3.13) führt dies zu:

$$P(x) = \iint \mu(x_0, x'_0) \delta(m_{11}x_0 + m_{12}x'_0 - x) dx_0 dx'_0 \quad \text{bzw.} \quad (3.15)$$

$$P(x, \theta) = \frac{1}{s} \iint \mu(x_0, x'_0)_{s_0} \delta(x_0 \cos \theta + x'_0 \sin \theta - \rho) dx_0 dx'_0. \quad (3.16)$$

Um Gleichung (3.15) in die Form (3.9) zu bringen, führt man die folgenden Ersetzungen ein, die schließlich zu Gleichung (3.16) führen: $s = \sqrt{m_{11}^2 + m_{12}^2}$ ist der Skalierungsfaktor zwischen den Systemen, $\rho = x/s$ repräsentiert die neue, gedrehte x -Phasenraumkoordinate und der Winkel der Phasenraumrotation θ kann aus $\tan \theta = m_{12}/m_{11}$ berechnet werden. Im Vergleich zu (3.9) ergibt sich ein einfaches Resultat:

$$\hat{f}(\rho, \theta) = sP(x, \theta). \quad (3.17)$$

Anschaulich bedeutet das, dass die räumlichen Strahlprofilprojektionen $P(x, \theta)$, die mit der Kamera erfasst werden können, nur über einen Skalierungsfaktor s , der von der Magnetstruktur abhängt, mit der Radon-Transformation $\hat{f}(\rho, \theta)$ im Zusammenhang stehen.

Die gefilterte Rückprojektion ist ein Spezialfall der Rekonstruktion durch zweidimensionale Fouriertransformationen, da für die letztgenannte Methode Informationen an unendlich vielen Punkten bekannt sein müssen. Die Werte der Fouriertransformierten $F(u, v)$ sind hingegen nur an endlich vielen Punkten radialer Linien bekannt [Kos01]. Liegen die Punkte zu weit auseinander,

entstehen Fehler in den höheren räumlichen Frequenzen und die Qualität der Rekonstruktion wird massiv verschlechtert. Stehen nur endlich viele Projektionen $P(x, \theta)$ im Intervall $[0, \pi]$ zur Verfügung (vgl. 3.12), kann mit einer Gewichtung im Fourierraum ein deutlich besseres Ergebnis erzielt werden. Der Wichtungsfaktor $2\pi|w|/M$ ist abhängig von der Breite eines Sektors bei der Frequenz w bei insgesamt M verschiedenen Projektionen. Der gesamte Ablauf der Messungen orientiert sich an folgenden Schritten (vgl. [Kos01]):

- Ermittlung M unterschiedlicher Projektionen $P(x, \theta)$ im Bereich $[0, \pi]$ durch Aufnahme von M transversalen Strahlprofilen
- Skalierung mit dem Faktor s , der sich aus den Einstellungen der Quadrupole ergibt
- Ermittlung der Fouriertransformation $S(w, \theta)$ der Projektionen mit (3.11)
- Gewichtung mit dem Faktor $2\pi|w|/M$, um die gefilterte Projektion zu erhalten
- Inverse Fouriertransformation der gefilterten Projektionen
- Summation über alle M inversen Fouriertransformationen nach (3.12), um den rekonstruierten Phasenraum zu erhalten

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein erster Versuch unternommen worden, eine Phasenraumtomographie des extrahierten Elektronenstrahl zu erstellen. Zur Aufnahme der Strahlprofile bietet sich ein hinter dem Ablenkmagneten MB3 installierter Synchrotronlichtmonitor an, wie Abbildung 3.6 zeigt.

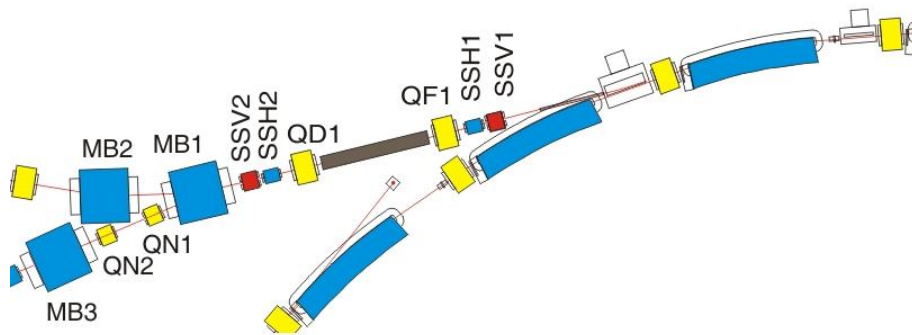


Abbildung 3.6: Überblick über die bestehende externe Strahlführung.

Die Quadrupole QF1 und QD1 werden dazu verwendet, den Phasenraum an der Stelle des Monitors zu drehen. Es stellt sich leider heraus, dass die beiden Quadrupole nicht den kompletten Bereich $[0, \pi]$ abdecken können, was sich nach den obigen Überlegungen in Ungenauigkeiten der Phasenraumrekonstruktion äußert. Die Strahlprofile können über das Kontrollsystem von ELSA direkt als ASCII-Datei gespeichert und dann weiterverarbeitet werden. Für Untersuchungen in dieser Arbeit ist das Programm *MENT*²⁰ verwendet worden, das den Phasenraum mit der Methode der Lagrange'schen Multiplikatoren und dem Maximum einer Entropiefunktion rekonstruiert [Roh00]. Als Eingabeparameter werden eine beliebige Anzahl an Projektionen und die zugehörigen Transportmatrizen benötigt. Das Programm rekonstruiert dann den Phasenraum und stellt die Teilchendichteverteilung als Diagramm dar. Die Emittanzen werden dann per Fit aus der Dichteverteilung gewonnen, indem die Größe der Schnittfläche zwischen einer Ebene in

²⁰Maximum Entropy Tomography

einem bestimmten Abstand zur $x-x'$ -Ebene und der Verteilung ermittelt wird. Durch Variation des Abstandes dieser Fläche kann das Problem der unterschiedlichen Definitionen der Emittanzen umgangen werden.

Eine erste Messung wurde bei einer Energie von 2,35 GeV durchgeführt. Insgesamt wurden sechs verschiedene Projektionen aufgenommen, die den Phasenraum beinahe gleichmäßig abdecken. Abbildung 3.7 zeigt den rekonstruierten Phasenraum. Gut zu erkennen ist die typische

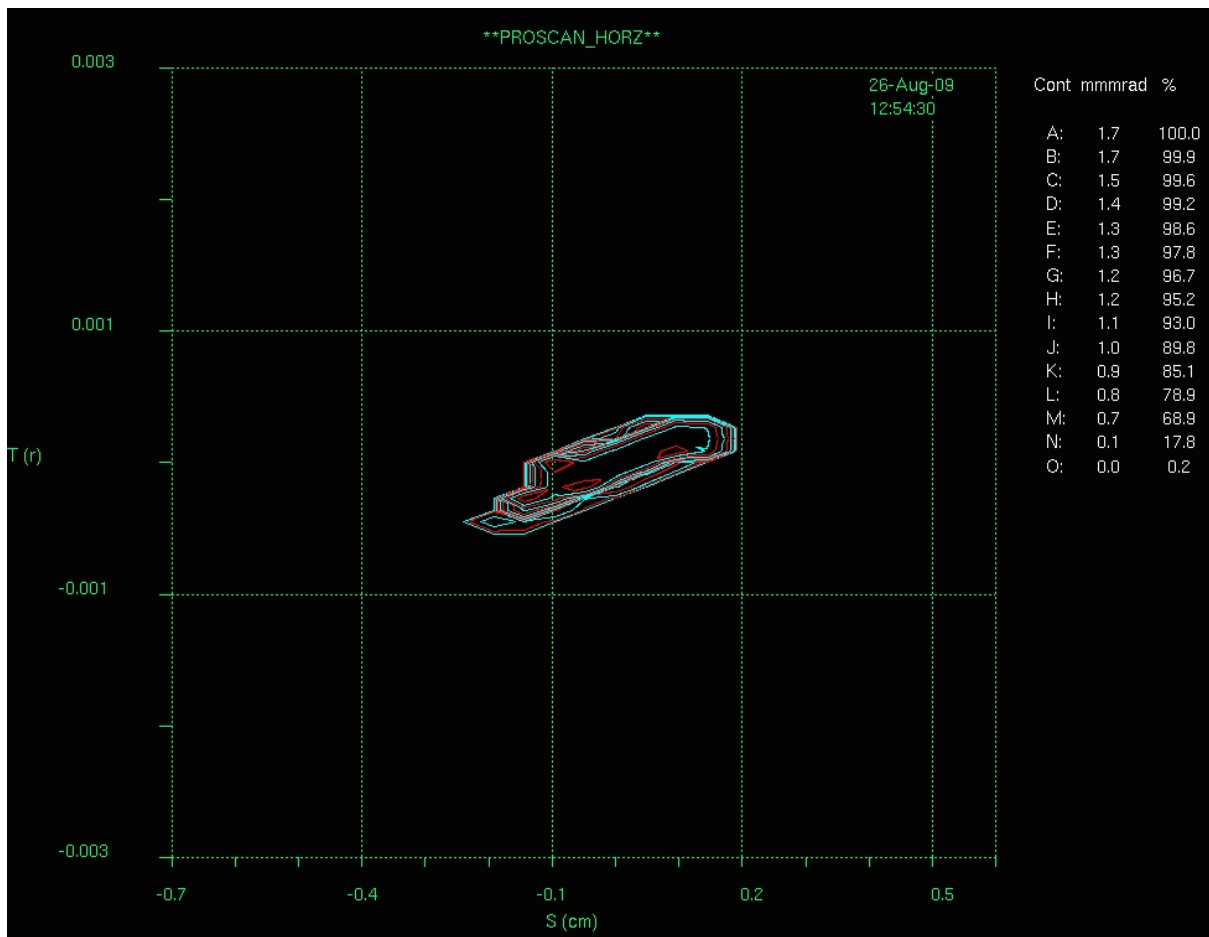


Abbildung 3.7: Rekonstruierter Phasenraum in der bestehenden externen Strahlführung.

Lage der Phasenraumellipse, die in diesem Fall einen divergenten Strahl zeigt. Die geschlossenen Linien symbolisieren den Verlauf der Dichteverteilung für einen bestimmten Dichtewert – dieser bestimmt den Anteil der eingeschlossenen Teilchen und damit die Emittanz. Das Programm MENT ist ursprünglich für einen Protonenbeschleuniger konzipiert worden, daher liegt der Fokus der Auswertung auf Anteilswerten von ca. 90 %. Für die RMS-Emittanz (Anteil in der Projektion auf die x -Achse ca. 68 %) ergibt sich eine horizontale Emittanz von ungefähr 700 nm rad. Im Vorgriff auf die folgenden Kapitel hat die natürliche Emittanz von ELSA bei einer Energie von 2,35 GeV eine Größe von $\varepsilon_x = 472,9$ nmrad, was deutlich kleiner als der gemessene Wert ist. Grund für diese Diskrepanz ist wieder der Einfluss der Dispersion. Die Phasenraumtomographie ermittelt aus einer aufgenommenen Strahlbreite die Verteilung des Phasenraum, unterscheidet dabei allerdings nicht zwischen der emittanzdominierten und der dispersiven Strahlbreite. Die berechneten Werte der Rekonstruktion sollten daher deutlich zu groß sein. Eine Lösung dieses Problems ist eine strahloptische Einstellung der externen Strahlführung, die eine verschwindende

Dispersion an der Position des Monitors beinhaltet. Das kann z.B. mit geeigneten Einstellungen der Quadrupole QF1 und QD1 geschehen. Zur Drehung des Phasenraums können dann die zwei kleineren, luftgekühlten Quadrupole QN1 und QN2 verwendet werden. Erste Überlegungen dazu kommen aber zu dem Ergebnis, dass diese den Phasenraum nur um ein Drittel des verlangten Bereichs $[0, \pi]$ drehen können. Eine weitere Messung der horizontalen Emittanz mittels der Phasenraumtomographie konnte im Rahmen dieser Arbeit leider nicht mehr durchgeführt werden. Es konnte aber gezeigt werden, dass sich diese Methode auch für hohe Energien als praktikabel erweist und eventuell Verwendung in der neuen externen Stahlführung und/oder den Linearbeschleunigern LINAC1 und LINAC2 finden kann.

3.2.3 Quadrupolscan

Ein Quadrupolscan ist eine schnelle und unkomplizierte Methode zur Emittanzmessung, die auf einfachen strahloptischen Berechnungen basiert. Sie liefert allerdings nur die Größe der Emittanz und sagt nichts über die Verteilung im Phasenraum aus. Dazu wird die Fokussierstärke eines Quadrupols in diskreten Schritten geändert und der Einfluss auf den Teilchenstrahl auf einem Schirm beobachtet. Für unterschiedliche Quadrupolstärken werden die Strahlbreiten gemessen; es ist Sorge dafür zu tragen, dass das Minimum im Messbereich liegt. Einen schematischen Aufbau zeigt Abbildung 3.8.

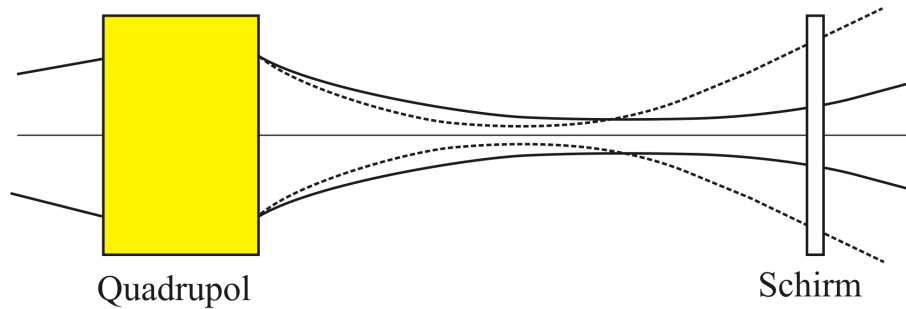


Abbildung 3.8: Schematischer Überblick über einen Quadrupolscan.

Nach Gleichung (2.18) teilt sich die gesamte Strahlbreite in einen emittanzdominierten und einen dispersiven Anteil auf:

$$\sigma_{\text{ges}}(s) = \sqrt{(\sigma_{\text{Emit}})^2 + (\sigma_{\text{Disp}})^2} = \sqrt{\beta(s)\varepsilon + \left(D(s)\frac{\Delta p}{p_0}\right)^2}. \quad (3.18)$$

Der für diese Methode relevante Teil ist der emittanzdominierte Anteil, die Kamera zeichnet aber nur die gesamte Strahlbreite auf. Daher geht der Quadrupolscan-Methode immer eine Messung der Dispersionsfunktion voraus. Im Anschluss werden dann die Schritte zur Bestimmung der Emittanz erläutert.

Wegen einer Impulsabweichung aufgrund der Beschleunigung mit hochfrequenten Wechselfeldern bewegen sich die Teilchen auf unterschiedlichen Bahnen durch den Beschleuniger, die sich mit der Dispersionsfunktion $D(s)$ charakterisieren lässt. Durch die unterschiedlichen Abweichungen von der Sollbahn ergibt sich eine Änderung der Bahnlänge ΔL , die mithilfe des *Momentum-Compaction-Faktors* α in Beziehung zur Impulsabweichung Δp gesetzt werden kann:

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p_0}. \quad (3.19)$$

Für einen stabilen Betrieb muss die Bahnlänge L ein Vielfaches der Wellenlänge der Hochfrequenz sein. Ändert man die Wellenlänge der Hochfrequenz, geht damit sofort eine Änderung der Bahnlänge einher. Ausgedrückt mit der Hochfrequenz ν_{HF} ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta \nu_{\text{HF}}}{\nu_{\text{HF}}} . \quad (3.20)$$

Für die durch die Dispersion verursachte zusätzliche Ablage ergibt sich schließlich:

$$x_{\text{Disp}}(s) = D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0} = -\frac{D_x(s)}{\alpha \nu_{\text{HF}}} \Delta \nu_{\text{HF}} , \quad (3.21)$$

was grundsätzlich auch für die vertikale Richtung gilt – dieser Anteil ist wegen der im Idealfall verschwundenen Dispersion D_z Null. Für eine feste Einstellung der Quadrupole wird die Hochfrequenz in kleinen Schritten $\Delta \nu_{\text{HF}}$ verändert und die Verschiebung des Strahlschwerpunkts x_{Disp} auf dem Schirm beobachtet. Über einen Geradenfit lässt sich somit die Dispersion am Ort des Monitors ermitteln, die auch von den Einstellungen der Quadrupole abhängt. Dieses Verfahren muss somit einmalig bei jeder Änderung der Quadrupolstärken durchgeführt werden.

Mit Kenntnis der Dispersionsfunktion kann der dispersive Anteil σ_{Disp} von der aufgenommenen Strahlbreite separiert werden, um den emittanzdominierten Anteil zu erhalten. Aus dem Matrixformalismus (2.32) geht hervor, dass die Betafunktion am Ort des Monitors über folgende Gleichung von der Betafunktion im Quadrupol abhängt:

$$\beta(k, s) = m_{11}^2(k, s)\beta_0 - 2m_{11}(k, s)m_{12}(k, s)\alpha_0 + m_{12}^2(k, s)\gamma_0 . \quad (3.22)$$

Die Matrixelemente $m_{11}(k, s)$ und $m_{12}(k, s)$ hängen von der Magnetstruktur und von der Größe der Quadrupolstärke k ab. Mit der Strahlbreite $\sigma_{\text{Emit}}(s) = \sqrt{\beta(s)\varepsilon}$ ergibt sich nach Multiplikation mit ε :

$$\sigma_{\text{Emit}}^2(k, s) = m_{11}^2(k, s)[\beta_0\varepsilon] - 2m_{11}(k, s)m_{12}(k, s)[\alpha_0\varepsilon] + m_{12}^2(k, s)[\gamma_0\varepsilon] . \quad (3.23)$$

Da die Matrixelemente im Wesentlichen nur von der eingestellten Quadrupolstärke k abhängen, können bei der Aufnahme der Strahlbreiten bei unterschiedlichen Quadrupolstärken k mithilfe eines dreiparametrischen Fits die Größen $\beta_0\varepsilon$, $\alpha_0\varepsilon$ und $\gamma_0\varepsilon$ bestimmt werden. Die Quadrupolstärke k wird so verändert, dass das Minimum der Strahlbreite auf dem Monitor durchschritten wird; nur dann ist eine eindeutige Bestimmung der Emittanz möglich. An der Strahltaile gilt $\alpha(s) = 0$, daher gilt laut den Definitionen der optischen Funktionen (2.14) $\gamma(s_t) = \gamma_t = \beta_t^{-1}$. Mit der Transformation der Gamma-Funktion

$$\gamma(k, s) = m_{21}^2(k, s)\beta_0 - 2m_{21}(k, s)m_{22}(k, s)\alpha_0 + m_{22}^2(k, s)\gamma_0 \quad (3.24)$$

und nach Erweitern mit ε sowie Ausnutzen des Zusammenhangs $\gamma_t = \beta_t^{-1}$ gilt für die Emittanz:

$$\varepsilon^2 = \sigma_t^2 (m_{21}^2(k_t)[\beta_0\varepsilon] - 2m_{21}(k_t)m_{22}(k_t)[\alpha_0\varepsilon] + m_{22}^2(k_t)[\gamma_0\varepsilon]) , \quad (3.25)$$

wobei $\sigma_t = \sqrt{\beta_t\varepsilon}$ die Breite der Strahltaile und k_t die Quadrupolstärke bezeichnet, die nötig ist, um die Taile genau auf dem Schirm abzubilden. Mit denen aus dem Fit ermittelten Parameter $\beta_0\varepsilon$, $\alpha_0\varepsilon$ und $\gamma_0\varepsilon$ kann schließlich die Emittanz berechnet werden. Zusätzlich lassen sich auch hier die optischen Funktionen am Quadrupol ermitteln.

3.3 Emittanzmessung an ELSA mittels Quadrupolscan

3.3.1 Messung der Dispersionsfunktion

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ist eine Messung der Dispersionfunktion am Ort des Strahlmonitors von essentieller Natur. Zudem lassen sich mithilfe des Matrixformalismus die Funktionen $D_{x,0}$ und $D'_{x,0}$ am Ort des Quadrupols bestimmen. Damit lässt sich der dispersive Anteil der Strahlbreite unabhängig von den aktuellen Einstellungen der Strahlführung trennen. Die folgenden Messungen sind alle bei einer Elektronenenergie von $E = 2,35$ GeV durchgeführt worden. Ein Versuch bei $E = 3,2$ GeV führte zu keinem Ergebnis, da die unterschiedlichen Einstellungen der Quadrupole hier eine Rotation und eine Verschiebung des Elektronenstrahls in beiden Dimensionen verursachte. Durch die begrenzte Apertur der Strahlführung ist somit keine vollständige Emittanzmessung möglich, da ebenfalls kein Minimum durchschritten wird.

Die Maschineneinstellungen für die Bestimmung der Dispersion sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Für möglichst einfache und handhabbare Transfermatrizen sind alle Korrekturmagnete nach dem Quadrupol QF1 sowie die Quadrupole QD1, QN1 und QN2 ausgeschaltet. Eine Übersicht der Strahlführung liefert Abbildung 3.6.

Elektronenenergie	$E = 2,35$ GeV
Max. gespeicherter Strahlstrom in ELSA	$I_{\text{ELSA}} = 7,0$ mA
Einstellung des Extraktionsseptums MSE22	$I_{\text{MSE22}} = 537,079$ A
Position der Septumschneide	$x_{\text{VS}} = 30,03$ mm
Einstellung des Extraktionsseptums MSE23	$I_{\text{MSE23}} = 1379,550$ A
Einstellung des Ablenkmagneten MB1	$I_{\text{MB1}} = 536,592$ A $\leftrightarrow \varphi_{\text{MB1}} = 119,168$ mrad
Einstellung des Ablenkmagneten MB3	$I_{\text{MB3}} = 209,057$ A $\leftrightarrow \varphi_{\text{MB3}} = 49,912$ mrad
Einstellung des Korrekturmagneten SSH1	$I_{\text{SSH1}} = 131,099$ A
Einstellung des Korrekturmagneten SSV1	$I_{\text{SSV1}} = 4,945$ A
Einstellung der Extraktionssextupole SEXTEX	$m_{\text{SEXTEX}} = 4,0$ m ⁻³
Arbeitspunkte	$Q_x = 4,628$, $Q_z = 4,439$
Horiz. Extraktionsarbeitspunkt	$Q_x^{\text{extr}} = 4,6425$

Tabelle 3.2: Eingestellte Parameter der externen Strahlführung zur Messung der Dispersion.

Für jede Einstellung des fokussierenden Quadrupols QF1 ist die den ELSA-Resonatoren zugeführte Hochfrequenz in 3 kHz-Schritten variiert worden. Insgesamt ist dabei für jede Einstellung eine Bandbreite von 27 kHz überstrichen worden, um möglichst viele Punkte für einen aussagekräftigen Geradenfit zu erhalten. Weicht man weit von der Resonanzfrequenz der Resonatoren ab, die von ihrer Geometrie abhängig ist, ist keine stabile Beschleunigung in ELSA möglich, da die Elektronenbahn aufgrund der Bahnlängenänderung zu nahe an die Kammerwände gerät²¹. In diesem Fall korreliert die Ablage auf dem Synchrotronlichtmonitor nicht mehr eindeutig mit der Bahnlänge. Abbildung 3.9 zeigt exemplarisch einen Fit für die Einstellung $k_{\text{QF1}} = 0,651$ m⁻² – die äußersten Punkte werden aufgrund der erwähnten Effekte nicht in den relevanten Fitbereich aufgenommen. Für die unterschiedlichen Quadrupolstärken ergeben sich die Ergebnisse aus Tabelle 3.3, die mit einem Momentum-Compaction-Faktor für ELSA von $\alpha = 6,1391 \cdot 10^{-2}$ berechnet worden sind. Die etwas zu kleine Dispersionfunktion bei $k_{\text{QF1}} = 0,875$ m⁻² ist auf den größeren Fehler der zusätzlichen Ablage x_{Disp} zurückzuführen.

²¹Eine Begrenzung aufgrund einer zu großen Leistungsreflexion am Resonator war in diesem Bereich so gut wie nicht beobachtbar.

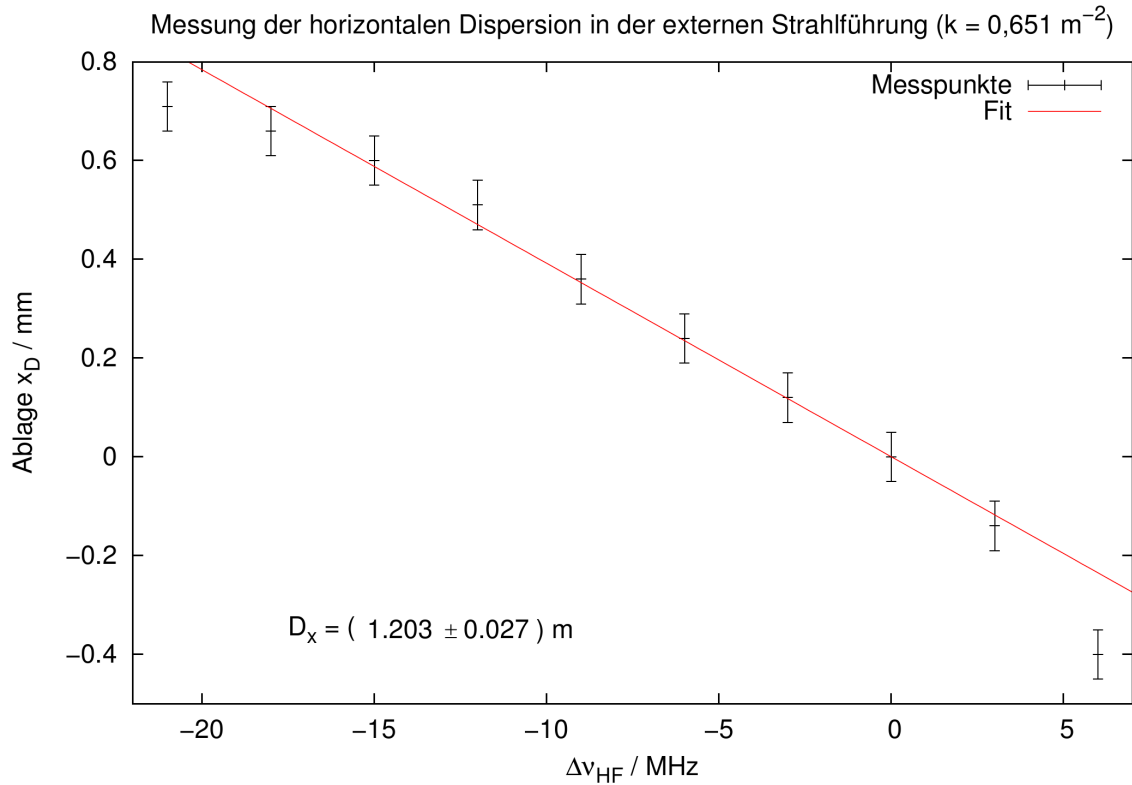


Abbildung 3.9: Messung der Dispersionfunktion für $k_{\text{QF1}} = 0,651 \text{ m}^{-2}$.

$k_{\text{QF1}} / \text{m}^{-2}$	D_x / m
0,651	$1,203 \pm 0,027$
0,703	$0,815 \pm 0,020$
0,750	$0,461 \pm 0,011$
0,800	$0,117 \pm 0,012$
0,825	$-0,102 \pm 0,022$
0,850	$-0,421 \pm 0,015$
0,875	$-0,408 \pm 0,034$
0,902	$-0,740 \pm 0,025$
0,950	$-1,065 \pm 0,025$
0,998	$-1,218 \pm 0,057$

Tabelle 3.3: Ergebnisse der Dispersionsmessung.

Um die Transfermatrix zu bestimmen, wird auf eine vorhandene Datei aus dem Jahr 2000 für das Programm MAD-X²² zurückgegriffen, die in Anhang A.2 zu finden ist. Die Matrix nimmt unter den in Tabelle 3.2 vorgestellten Parametern in Abhängigkeit der Quadrupolstärke k_{QF1} folgende Gestalt an:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 0,9603 \cos(\sqrt{k}l) - 8,1526\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}l) & 0,9603 \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}l) + 8,1526 \cos(\sqrt{k}l) \\ -0,013 \cos(\sqrt{k}l) - 0,9256\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}l) & -0,013 \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}l) + 0,9256 \cos(\sqrt{k}l) \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

²²siehe Kapitel 4.4.

Die Funktionen D_x und D'_x transformieren sich ähnlich wie die optischen Funktion gemäß folgenden Gleichungen:

$$D_x(k) = m_{11}(k)D_{x,0} + m_{12}(k)D'_{x,0} \quad (3.27)$$

$$D'_x(k) = m_{21}(k)D_{x,0} + m_{22}(k)D'_{x,0} . \quad (3.28)$$

Durch einen Fit lassen sich D_x und D'_x am Ort des Quadrupols ermitteln. Für die Argumente der trigonometrischen Funktionen folgt $\Omega = \sqrt{kl} \lesssim 1$, da für die Länge der Quadrupole $l = 0,4749$ m gilt. Eine Taylorentwicklung bis zur ersten Ordnung führt somit auf eine annähernd lineare Abhängigkeit der Funktionen von der Quadrupolstärke k , was Abbildung 3.10 zeigt. Man erhält für die Dispersionsfunktionen:

$$D_{x,0} = (1,927 \pm 0,027) \text{ m} \quad \text{und} \quad D'_{x,0} = 0,531 \pm 0,019 .$$

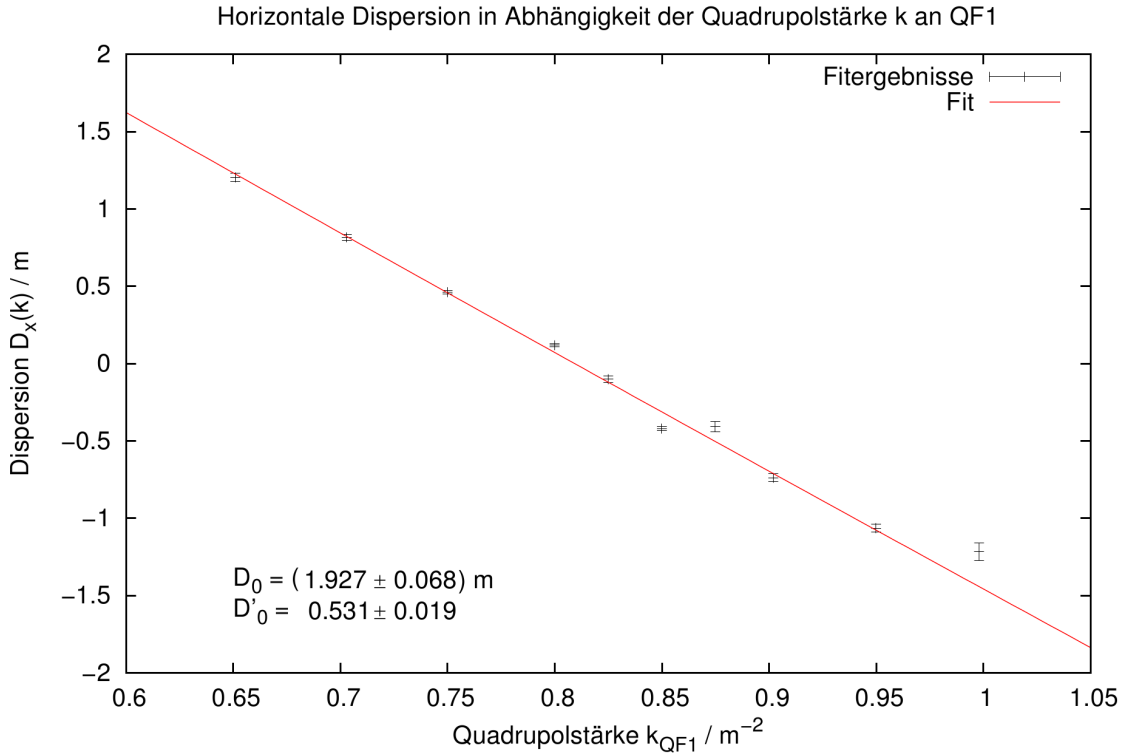


Abbildung 3.10: Bestimmung der Dispersionsfunktionen am Quadrupol QF1.

3.3.2 Horizontaler Quadrupolscan

Für die Messung der horizontalen Emittanz ist eine leicht veränderte Einstellung der externen Strahlführung verwendet worden. Mit diesen Einstellungen war es möglich, mehrere Messungen bei unterschiedlichen Maschineneinstellungen von ELSA durchzuführen (siehe Kapitel 3.4).

Die neue Transfermatrix hat nun in Abhängigkeit der Quadrupolstärke k_{QF1} folgende Form:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 0,9934 \cos(\sqrt{kl}) - 8,3503\sqrt{k} \sin(\sqrt{kl}) & 0,9934 \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{kl}) + 8,3503 \cos(\sqrt{kl}) \\ -0,0004 \cos(\sqrt{kl}) - 1,0033\sqrt{k} \sin(\sqrt{kl}) & -0,0004 \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{kl}) + 1,0033 \cos(\sqrt{kl}) \end{pmatrix} . \quad (3.29)$$

Elektronenenergie	$E = 2,35 \text{ GeV}$
Max. gespeicherter Strahlstrom in ELSA	$I_{\text{ELSA}} = 10,0 \text{ mA}$
Einstellung des Extraktionsseptums MSE22	$I_{\text{MSE22}} = 546,680,079 \text{ A}$
Position der Septumschneide	$x_{\text{VS}} = 30,03 \text{ mm}$
Einstellung des Extraktionsseptums MSE23	$I_{\text{MSE23}} = 1317,335 \text{ A}$
Einstellung des Ablenkmagneten MB1	$I_{\text{MB1}} = 504,044 \text{ A} \leftrightarrow \varphi_{\text{MB1}} = 114,321 \text{ mrad}$
Einstellung des Ablenkmagneten MB3	$I_{\text{MB3}} = 231,340 \text{ A} \leftrightarrow \varphi_{\text{MB3}} = 56,408 \text{ mrad}$
Einstellung des Korrekturmagneten SSH1	$I_{\text{SSH1}} = 106,850 \text{ A}$
Einstellung des Korrekturmagneten SSV1	$I_{\text{SSV1}} = 3,846 \text{ A}$
Einstellung der Extraktionssextupole SEXTEX	$m_{\text{SEXTEX}} = 4,0 \text{ m}^{-3}$
Arbeitspunkte	$Q_x = 4,628, Q_z = 4,439$
Horiz. Extraktionsarbeitspunkt	$Q_x^{\text{extr}} = 4,6425$

Tabelle 3.4: Eingestellte Parameter der externen Strahlführung zur Messung der horizontalen Emittanz.

Für die Trennung des dispersiven Anteils von der Strahlbreite müssen die Dispersionsfunktion und die Impulsunschärfe bekannt sein. Der Wert der Dispersionsfunktion D_x am Ort des Monitors kann mit den am Quadrupol QF1 ermittelten Werten $D_{x,0}$ und $D'_{x,0}$ gemäß Gleichung (3.27) mit den Matrixeinträgen (3.29) bestimmt werden. Die Impulsunschärfe $\Delta p/p_0$ kann direkt aus der Energieunschärfe eines Beschleunigerrings abgeleitet werden, da bei diesen Energien in guter Näherung $E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} \approx pc$ gilt. Für die Impulsunschärfe bei ELSA für eine Energie von $E = 2,35 \text{ GeV}$ gilt somit:

$$\frac{\Delta p}{p_0} \approx \frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\gamma^2 \hbar c}{J_s m c^2} \frac{1}{R}} = 5,9 \cdot 10^{-4}. \quad (3.30)$$

Hierbei bezeichnet $J_s = 2 + \mathcal{D}$ den longitudinalen Dämpfungsfaktor mit der in Kapitel 2.4 eingeführten Konstante \mathcal{D} . In Abbildung 3.11 ist die quadrierte emittanzdominierte Strahlbreite gegen die Quadrupolstärke k aufgetragen, aus der man entnehmen kann, dass die Bedingung, dass ein Strahlbreitenminimum durchlaufen wird, erfüllt ist. Ein Fit mit der Funktion (3.23) liefert die folgenden Parameter:

$$\begin{aligned} \beta_0 \varepsilon &= (-3,193 \pm 1,851) \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ rad} \\ \alpha_0 \varepsilon &= (1,567 \pm 0,515) \cdot 10^{-7} \text{ m rad} \\ \gamma_0 \varepsilon &= (3,023 \pm 0,645) \cdot 10^{-8} \text{ rad} . \end{aligned}$$

Mit dem Strahlbreitenminimum $\sigma_{\text{Emit}}^2 = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ bei $k_t = 0,77 \text{ m}^{-2}$ ergibt sich nach (3.25) eine horizontale Emittanz von

$$\varepsilon_x = (291,3 \pm 98,1) \text{ nrad} .$$

Im Vergleich zum theoretisch erwarteten Wert bei $E = 2,35 \text{ GeV}$ nach Gleichung (2.23) von

$$\varepsilon_x = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{m_e c} \gamma^2 \frac{\langle \frac{1}{R^3} \mathcal{H}_x(s) \rangle}{J_x \langle \frac{1}{R^2} \rangle} = 472,9 \text{ nrad} \quad (3.31)$$

ist der experimentell ermittelte Wert um ein Drittel zu klein. Diese Diskrepanz kann mit dem Einfluss des Extraktionsmechanismus auf die Größe der Emittanz erklärt werden, der zu Beginn dieses Kapitels dargestellt wurde. Je nach Einstellung der Extraktionssextupole und der

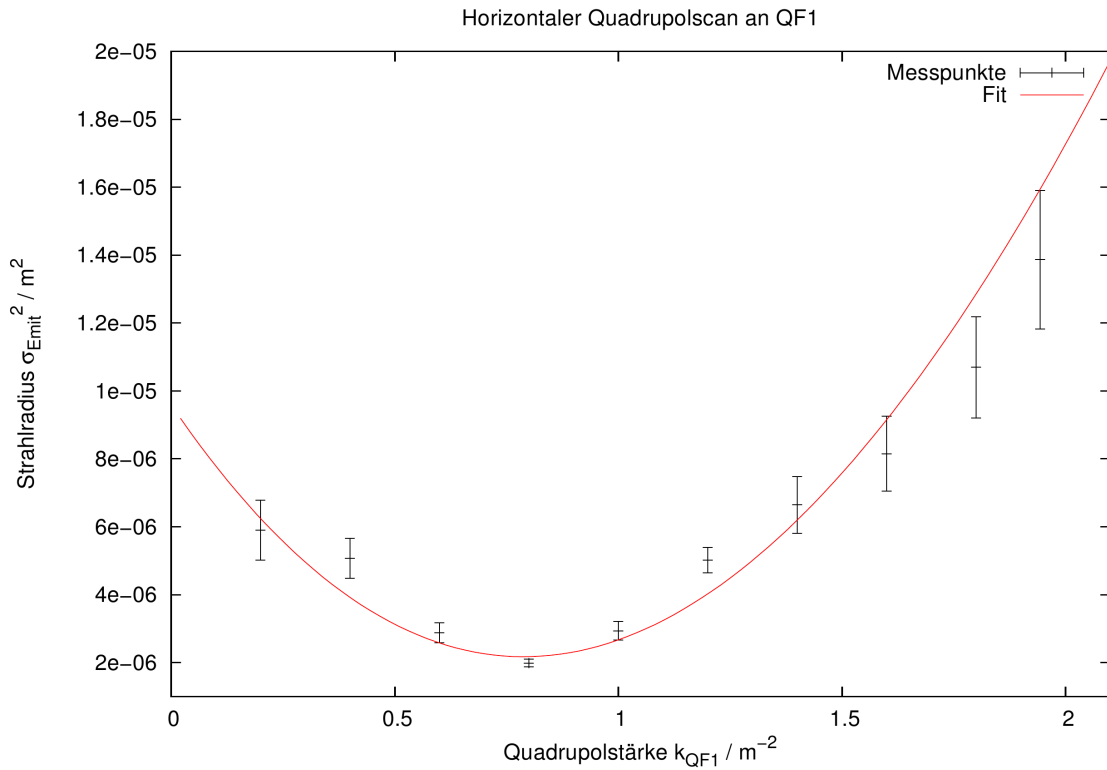


Abbildung 3.11: Horizontaler Quadrupolscan am Quadrupol QF1.

Luftquadrupole kann die Emittanz alle Werte zwischen Null und dem maximalen Wert der natürlichen Emittanz annehmen. Der Zusammenhang wird in Kapitel 3.4 näher experimentell untersucht. Der große Fehler von knapp 30 % lässt sich ausnahmslos auf den großen dispersiven Anteil der Strahlbreite zurückführen. Daraus resultiert ein ungenauer Fit an die Strahlbreiten, der sich empfindlich in der Größe der Emittanz äußert. Diese hängt fast ausschließlich von den Ergebnissen des Fits ab; eine Variation des Strahlbreitenminimums oder der passenden Quadrupolstärke ist im Vergleich dazu völlig zu vernachlässigen. Daher werden bei diesen Parametern keine Fehler angegeben.

3.3.3 Vertikaler Quadrupolscan

Im Falle einer vertikalen Emittanzmessung kann der Einfluss der Dispersion vollständig vernachlässigt werden. Nach [Kei00] beträgt die mittlere vertikale Dispersion $D_z = 0,07$ m, was sich in einem Strahlbreitenanteil von $42 \mu\text{m}$ äußert. Der wesentliche Anteil der vertikalen Strahlbreite ist daher durch die vertikale Emittanz bedingt. Für die Messung wurde der defokussierende Quadrupol QD1 verwendet; die Maschineneinstellungen entnimmt man Tabelle 3.2. Der dreiparametrische Fit liefert die folgenden Werte:

$$\begin{aligned}\beta_0\varepsilon &= (-1,048 \pm 0,042) \cdot 10^{-8} \text{ m}^2\text{rad} \\ \alpha_0\varepsilon &= (4,319 \pm 0,197) \cdot 10^{-8} \text{ m rad} \\ \gamma_0\varepsilon &= (4,224 \pm 0,089) \cdot 10^{-9} \text{ rad ,}\end{aligned}$$

die mit dem Strahlbreitenminimum $\sigma_{Emit}^2 = 9,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ und der Quadrupolstärke $k_t = -1,2 \text{ m}^{-2}$ zu einer vertikalen Emittanz von

$$\varepsilon_z = (24,3 \pm 1,4) \text{ nmrad}$$

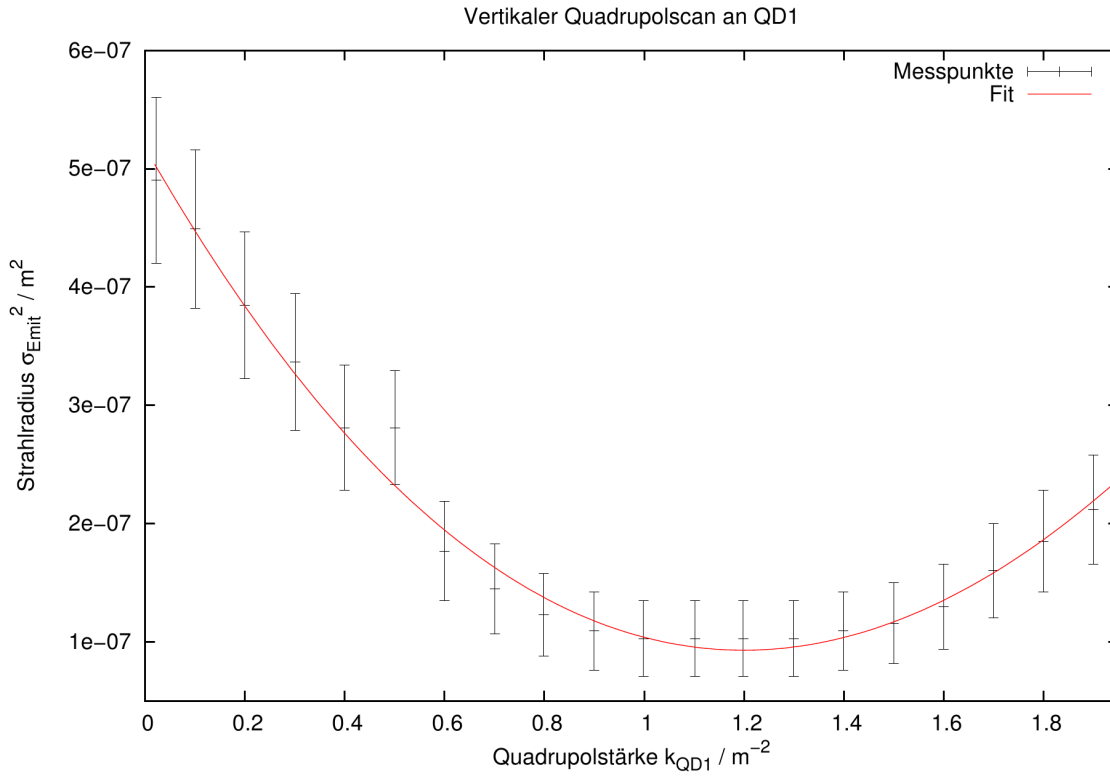


Abbildung 3.12: Vertikaler Quadrupolscan am Quadrupol QD1.

führt. Da sich bei horizontaler Extraktion die vertikale Emittanz nicht ändert, ist dieser Wert sowohl für die externe Strahlführung als auch für den gesamten Beschleunigerring ELSA gültig. Der theoretisch erwartete Wert ist Null, daher liegt der experimentelle Wert in einem plausiblen Bereich. Abbildung 3.12 zeigt, dass die Messpunkte ohne größere Abweichungen auf der Fitkurve liegen, was sich auch in den kleinen relativen Fehlern der Parameter äußert. Diese Messung der vertikalen Emittanz ist somit qualitativ deutlich höher anzusetzen als die der horizontalen.

Für eine Abschätzung der Kopplung in ELSA wird auf den aus der Theorie resultierenden Wert von $\varepsilon_x = 472,8$ nmrad zurückgegriffen. Nach (2.24) ergibt sich:

$$\kappa = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} = (5,1 \pm 0,3)\% .$$

Im Rahmen der Dissertation von J. Keil ([Kei00]) ist eine Messung der Kopplung durchgeführt worden, bei der die Kopplungsstärke κ bei unterschiedlichen Arbeitspunktständen Δ vermessen worden ist. Der Arbeitspunktstand bei ELSA von der nächstgelegenen emittanzerhaltenen Differenzresonanz beträgt $\Delta = Q_x - Q_z = 0,161$, was einer Kopplung beider Ebenen von maximal 5 % entspricht. Der hier experimentell ermittelte Wert wird von den bisher durchgeführten Messungen sehr gut bestätigt.

3.4 Einfluss der Extraktion auf die Emittanz

In Kapitel 3.1 ist bereits angedeutet worden, dass die Extraktionseinstellungen deutlichen Einfluss auf die Emittanz in der externen Strahlführung haben, was in diesem Kapitel näher untersucht werden soll.

Für eine Untersuchung der Emittanz in Abhängigkeit der Extraktionseinstellungen bieten sich im Wesentlichen zwei Parameter an: Die Sextupolstärke der Extraktionsextupole ist direkt proportional zur Sprungweite ξ und somit auch zur horizontalen Emittanz, was aber nur in bestimmten Bereichen der Sextupolstärke gilt. Wie aus [Gen99] hervorgeht, kann eine Vergrößerung der Sextupolstärke aufgrund der Vergrößerung der Separatrix und damit aufgrund der kleineren Sprungweite auch zu kleineren Emittanzen führen. Eine kleine Sextupolstärke äußert sich in der Regel in einer kleinen Emittanz und somit auch in einer kleinen Extraktionseffizienz, d.h. die Verluste an der Schneide des Vorseptums steigen im gleichen Maße. Desweiteren besteht die Möglichkeit, den Extraktionsarbeitspunkt und damit den Abstand zur drittelzahligen Resonanz zu verändern. Je näher der eingestellte Extraktionsarbeitspunkt am Resonanzarbeitspunkt liegt, desto größer wird die Emittanz in der externen Strahlführung, da sich die horizontale Ausdehnung des umlaufenden Strahls vergrößert.

Im ersten Teil soll der Einfluss der Sextupole untersucht werden. Als theoretische Grundlage dient die Dissertation von M. Gentner [Gen99], in der die Größe der Emittanz von der Sextupolstärke auf Basis von Tracking-Algorithmen in einer Simulationsstudie ermittelt wird. Für die Messungen sind unterschiedliche Sextupolstärken zur Extraktion eingestellt worden. Für jede Sextupolstärke wurde anschließend ein horizontaler Quadrupolscan am Quadrupol QF1 durchgeführt; die Maschineneinstellungen entsprechen denen aus Tabelle 3.4. Wie man Abbildung

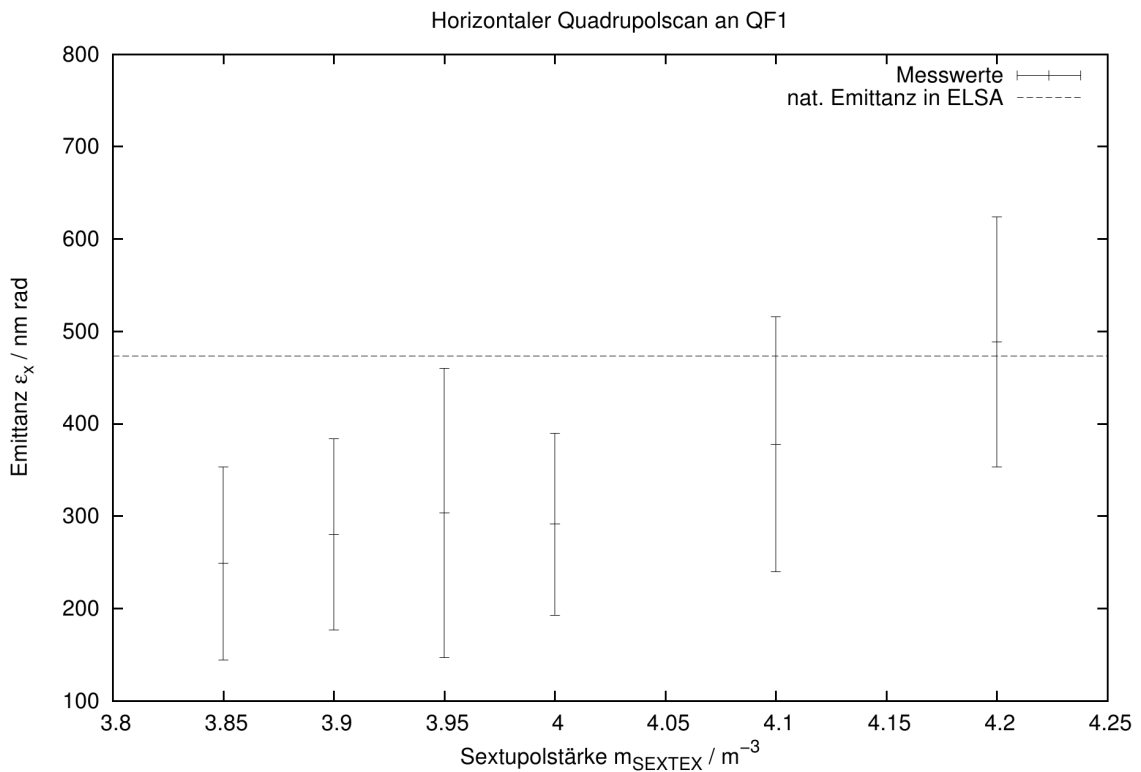


Abbildung 3.13: Horizontale Emittanz in der bestehenden externen Strahlführung in Abhängigkeit von der Stärke der Extraktionssextupole.

3.13 entnehmen kann, ergibt sich der vermutete proportionale Zusammenhang zwischen Emittanz und Sextupolstärke. Die waagerechte gestrichelte Linie gibt den theoretisch erwarteten Wert aus (2.23) an. Aufgrund der großen Fehlerbalken kann leider keine quantitative Aussage über den Verlauf einer möglichen Modellkurve gemacht werden. Im Vergleich zu den Simulationsrechnung aus [Gen99] unterscheiden sich Theorie und Experiment signifikant voneinander.

Während die Simulation in dem betrachteten Bereich eine Emittanz ausgibt, die mit größerer Sextupolstärke kleiner wird, geben die Ergebnisse aus den beschriebenen Messungen das entgegengesetzte Verhalten wieder. Mögliche Ursachen können unterschiedlichen Maschinenparameter wie leicht veränderte Arbeitspunkte sein, sodass die experimentellen Bedingungen nicht exakt reproduziert wurden. Desweiteren wurde auf eine Chromatizitätskorrektur verzichtet. Die Variation der Extraktionssextupole verändert nach [Gen99] die gesamte Chromatizität der Anlage, die sich dann wiederum in einer zusätzlichen Verschmierung des Arbeitspunkt äußert. Der Einfluss der Extraktionssextupole ist aufgrund ihrer Position im Beschleuniger aber so gering ($\Delta\xi \approx 0,01$), dass dieser Effekt hier vernachlässigt werden kann. Für eine qualitative Aussage sollte der gesamte Bereich mit $m_{\text{SEXTEEX}} \geq 0 \text{ m}^{-3}$ untersucht werden, was den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

Im Folgenden soll die Abhängigkeit der horizontalen Emittanz vom horizontalen Arbeitspunkt untersucht werden. Dazu wurde der Arbeitspunkt leicht verändert und für jede Einstellung ein Quadrupolscan durchgeführt. Die zur Änderung des Arbeitspunkt notwendige Einstellungen der ELSA-Quadrupole werden vom Kontrollsystem übernommen. Die Stärke der Extraktionssextupole wird hier bei $m_{\text{SEXTEEX}} = 4,0 \text{ m}^{-3}$ konstant gehalten. Auch hier bestätigt sich die

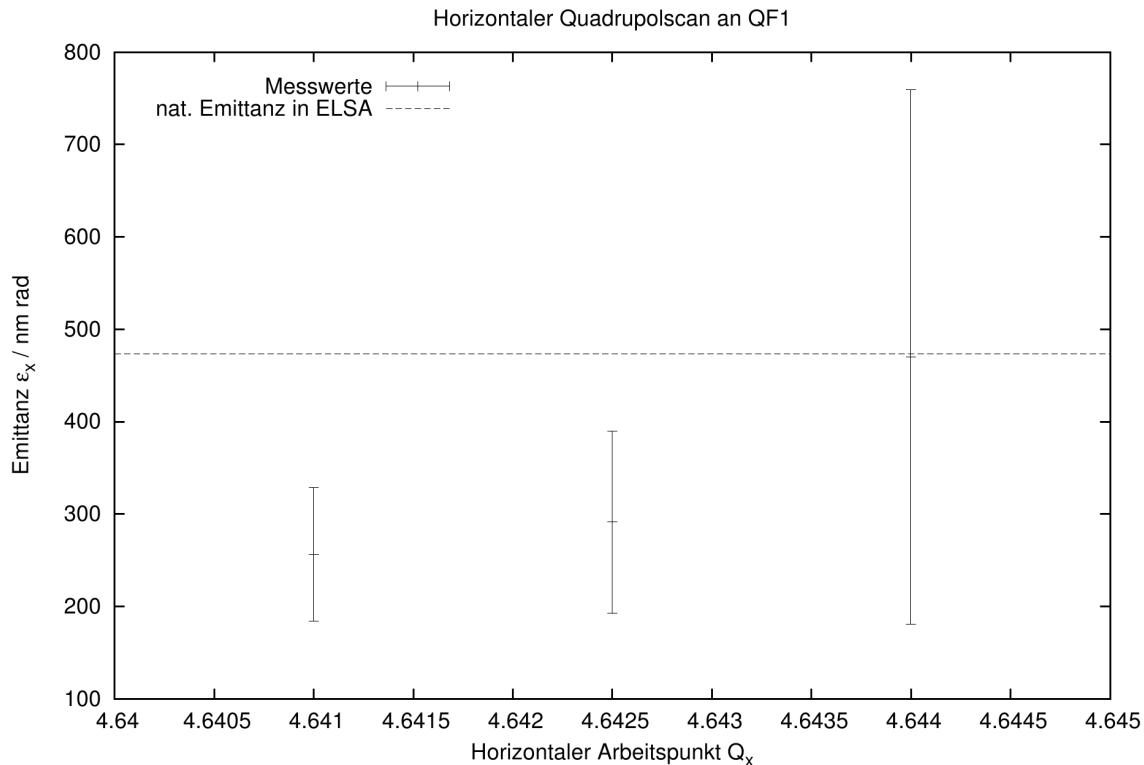


Abbildung 3.14: Horizontale Emittanz in der bestehenden externen Strahlführung in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts.

Vermutung, dass sich mit kleinerem Abstand zum Resonanzarbeitspunkt aufgrund der Strahlverbreiterung eine größere Emittanz ergibt. Im Rahmen der Messfehler liegen auch hier alle Messwerte unter der theoretisch vorhergesagten natürlichen Emittanz von ELSA, die wieder als gestrichelte Linie zu erkennen ist. Der überaus große Fehler bei $Q_x = 4,644$ ist das Ergebnis eines schlechten Gaußfits an das Strahlprofil, da das Profil sehr breit und ausgeschmiert war. Für eine kleine Emittanz sollte also ein möglichst kleiner horizontaler Arbeitspunkt Q_x gewählt werden, damit der Abstand zur Resonanz möglichst groß ist. Beide Arbeitspunkte korrelieren

in gewisser Weise miteinander, daher kann Q_x nicht beliebig klein gewählt werden. Die Position und Breite der Stoppbänder im Arbeitspunktdiagramm geben also eine untere Schranke für die erreichbare Emittanz an.

3.5 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel sind insgesamt drei unterschiedliche Verfahren zur Emittanzmessung diskutiert worden. Die „Pepperpot“-Methode ist wegen der großen Absorberdicken nicht für Energien von $E = 3,5$ GeV geeignet, wobei die Technik der Phasenraumtomographie gute Ergebnisse verspricht, wenn man alle notwendigen Bedingungen (insbesondere Dispersionsfreiheit) erfüllt. Der Quadrupolscan ist die grundlegendste und einfachste Technik, die Größe des Phasenraums zu bestimmen.

Bei den Untersuchungen zur Abhängigkeit der Emittanz von den Extraktionseinstellungen konnten die in den Vorüberlegungen formulierten Thesen bestätigt werden. Der in den bereits veröffentlichten Arbeiten beschriebene Verlauf konnte nicht verifiziert werden; dazu ist eine exakte Reproduktion der damals verwendeten Maschineneinstellungen notwendig. Die Methode der Resonanzextraktion ist aber ein interessantes Hilfsmittel, um Emittanzen künstlich, d.h. mit nichtlinearen Effekten zu verkleinern. Für die bestehende externe Strahlführung von ELSA bedeutet dies explizit, dass sich bei den hier betrachteten Einstellungen die horizontale Emittanz auf ca. 62 % verkleinert hat.

Für die Simulation der neuen externen Strahlführung ergeben sich ebenfalls interessante Schlussfolgerungen. Die Größe der Emittanz schlägt sich direkt in der Strahlbreite und -divergenz nieder, da beide proportional zu $\sqrt{\varepsilon}$ sind. Bei kleineren Emittanzen kann dann die Optik der Strahlführung so verändert werden, dass schlussendlich kleinere Strahldurchmesser im Fokuspunkt möglich sind.

Nimmt man an, dass die bisher routinemäßig verwendeten Extraktionseinstellungen mit $m_{\text{SEXTECH}} = 4,0 \text{ m}^{-3}$ und $Q_x^{\text{extr}} = 4,6425$ auch für die neue Strahlführung gelten sollen, kann die gemessene Emittanz auf $E = 3,5$ GeV hochskaliert werden, da $\varepsilon \propto \gamma^2$ gilt:

$$\varepsilon_x(3,5 \text{ GeV}) = \frac{\gamma_{3,5 \text{ GeV}}^2}{\gamma_{2,35 \text{ GeV}}^2} \cdot \varepsilon_x(2,35 \text{ GeV}) = (616,2 \pm 218,5) \text{ nrad.}$$

Die Skalierung mit γ^2 gibt nur den Extremwert der Emittanz bei höheren Energien an. Man erwartet, dass sich die Phasenraumellipse gleichmäßig vergrößert und nicht nur in eine ausgezeichnete Richtung im Phasenraum, da die Phasenraumkoordinaten x und x' durch die Verwendung von Quadrupolen miteinander korreliert sind. Somit gibt die Skalierung den maximalen Wert wieder, der aber als Grundlage für die folgenden Simulationen dienen soll.

Eine Überprüfung der horizontalen Emittanz in der externen Strahlführung bei $E = 3,5$ GeV wäre wünschenswert. Aufgrund bisher nicht verstandener Effekte in der Strahlführung wie Scherung und Rotation des elliptischen Strahlprofils um die Sollbahn in Abhängigkeit der Quadrupolstärke gestaltet sich dies eher schwierig. Für die vertikale Emittanz, die mithilfe des Kopplungsfaktors aus der horizontalen Emittanz gewonnen werden kann, erhält man:

$$\varepsilon_z = \kappa \cdot \varepsilon_x = (31,4 \pm 11,1) \text{ nrad.}$$

Im Hinblick auf eine Verbesserung der Strahlqualität in der neuen externen Strahlführung sollten die Sextupolstärken zur Extraktion und der Extraktionsarbeitspunkt leicht vermindert werden, um eine kleinere Emittanz zu erreichen. Inwieweit sich das auf die Extraktionseffizienz auswirkt und wie die vorgestellten Parameter zu optimieren sind, bleibt zu untersuchen.

4 Design einer neuen externen Strahlführung

In diesem Kapitel werden zunächst die Anforderungen an den Testplatz und Wünsche der zukünftigen Testplatznutzer aufgelistet und auf Realisierbarkeit hin überprüft. Im Anschluss führt ein kurzer Überblick über die ehemaligen Synchrotronlichtlabore in die räumlichen Gegebenheiten und erste Realisierbarkeitsgrenzen der neuen Strahlführung ein. Da für die Strahlführung im Wesentlichen nur bereits vorhandene Magnete verwendet werden sollen, sind die unterschiedlichen Komponenten detaillierten Untersuchungen unterworfen worden, die im Hinblick auf ihre Verwendung in der Strahlführung erste Randbedingungen liefern. Für die Simulation der optischen Funktionen wird auf das frei verfügbare Programm MAD-X zurückgegriffen. Es werden unterschiedliche Layouts diskutiert und die für die weiteren Untersuchungen am besten geeignete Anordnung als Planungsgrundlage verwendet. Daran schließen sich genauere Beschreibungen der wichtigen Teilbereiche Strahldiagnose, Strahlenschutz und Vakuumtechnik an. Am Ende dieses Kapitels wird ein konkreter Vorschlag zur Umsetzung der neuen externen Strahlführung angegeben.

4.1 Anforderungen

Die Anforderungen an eine neue Strahlführung seitens der Nutzer teilen sich in zwei unterschiedliche Bereiche auf: der Platzbedarf am und um den Testplatz sowie die Strahleigenschaften des Elektronenstrahls. Bei der Konzeption ist dafür Sorge zu tragen, dass um den Testplatz ausreichend Platz für Elektronik und bei Bedarf auch größere Einrichtungen wie weitere Magnete für den Detektor besteht. Dieser Themenkomplex wird in Kapitel 4.2 näher erläutert. In Bezug auf die Strahleigenschaften sollte die Strahlführung möglichst flexibel sein, d.h. mit unterschiedlichen Magneteeinstellungen sollten sowohl sehr kleine als auch sehr große Strahlbreiten erreicht werden können. Da für Detektortests in der Regel kleine Strahlbreiten verwendet werden, um z.B. die Auflösung eines Detektors zu testen und auch die Dimensionierung einzelner Detektortypen kleine Strahlbreiten nahe legen, liegt das primäre Ziel der Konzeption in einem minimalen Strahlradius an der Position des Testplatzes. Weiterhin ist es von Vorteil, eine verschwindende Divergenz am Teststand zu erreichen, um auch längere Detektoren ohne Einschränkungen testen zu können. Gleichzeitig soll es die Möglichkeit geben, mit derselben Magnetanordnung den Elektronenstrahl aufzuweiten, um Tests größerer Detektorflächen zu ermöglichen und somit auch den effektiven Elektronenstrom noch weiter zu reduzieren. In allen Fällen ist dafür Sorge zu tragen, dass die Strahlbreite am Beamdump, der sich am Ende der Strahlführung befindet, nicht zu groß wird (siehe Kapitel 4.6).

Der Energie der extrahierten Elektronen ist an die Betriebsbedingungen der Beschleunigeranlage gebunden, die einen Energiebereich von 0,5 - 3,5 GeV abdeckt. Die Energie der Elektronen kann innerhalb dieses Intervalls jeden beliebigen Wert annehmen. Zu Gunsten einer guten Strahlqualität sollte aber eine Elektronenenergie von 1,0 GeV nicht unterschritten werden.

Die Größe des extrahierten Strahlstroms kann ebenso kontinuierlich verändert werden. Wie in Kapitel 4.6 diskutiert wird, soll der maximale Strahlstrom auf 100 pA begrenzt werden. Eine untere Schranke bildet der Mechanismus der Resonanzextraktion, mit dem man den extrahierten Strom bei gleichmäßig gefüllter Maschine bis auf unter 10 pA reduzieren kann. Im Prinzip kann der Strahlstrom auch ohne weitere Hilfsmittel noch weiter reduziert werden, allerdings steigen dann die Verluste an der Septumschneide des Vorseptums dramatisch an. Als Alternative bietet sich hierzu ein neuer Betriebsmodus für den Beschleuniger an, bei dem nur ein einzelnes Elektro-

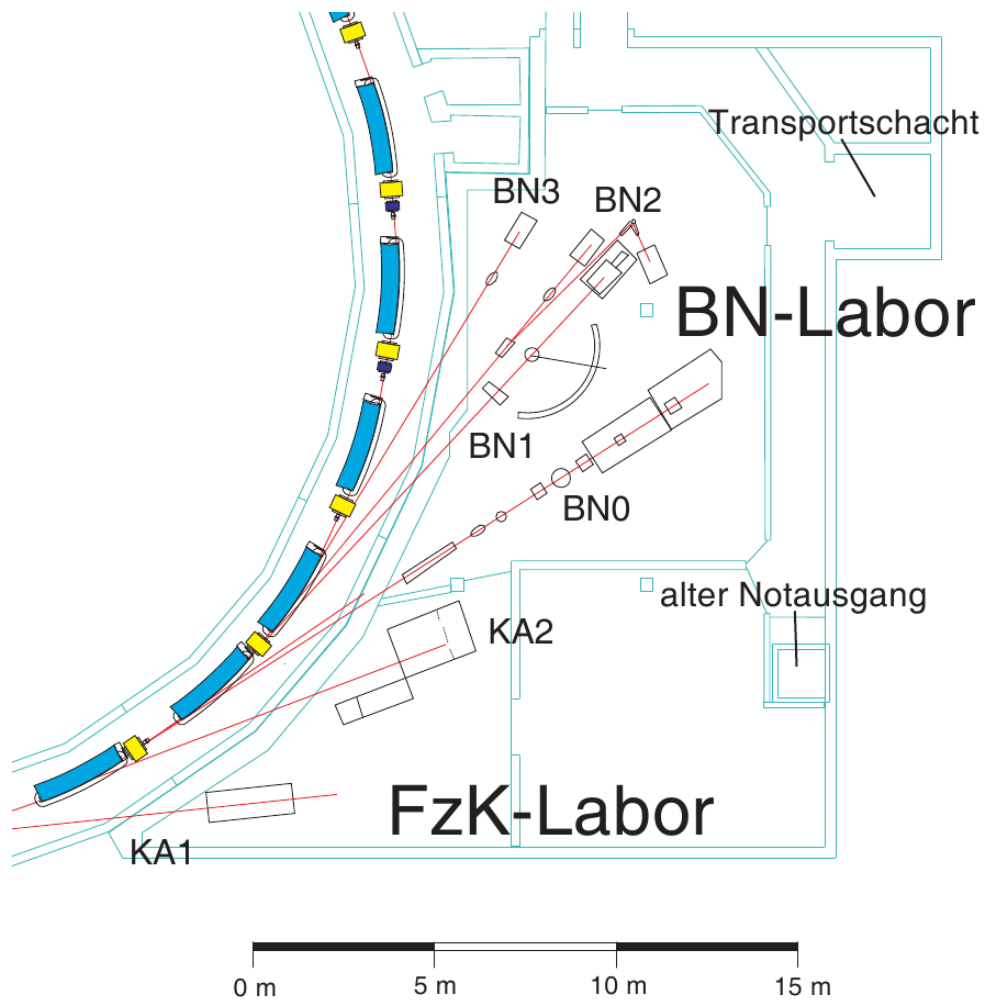


Abbildung 4.1: Lageplan der alten Synchrotronlichtlabore an ELSA.

nenpaket im Ring beschleunigt wird²³. Die nötige Infrastruktur seitens der Elektronenquelle wird im Rahmen einer Dissertation konzipiert und vorbereitet [Kla09]. Durch diesen neuen Modus kann der extrahierte Strom dann nochmals um die Harmonischenzahl $h = 274$ des Beschleunigers reduziert werden, bis ein Strom unterhalb von 1 fA erreicht wird, der einer mittleren Rate von etwa 6,2 kHz an Elektronen am Teststand entspricht.

4.2 Räumliche Gegebenheiten

Als Standort der neuen Strahlführung bieten sich bei ELSA im Wesentlichen nur die Synchrotronlichtlabore an, die sich gegenüber der bestehenden externen Strahlführung befinden. Diese werden nicht mehr benutzt, da ELSA im Vergleich zu den auf die Erzeugung von Synchrotronlicht spezialisierten modernen Beschleuniger Synchrotronlicht geringer Brillianz liefert. Wie man Abbildung 4.1 entnehmen kann, sind die Labore durch eine ca. 1,5 m dicke Schwerbetonwand vom eigentlichen Beschleuniger getrennt, die ein Arbeiten vor Ort selbst bei Strahlbetrieb für die Hadronphysikexperimente an den anderen Experimentierplätzen ermöglichen. Desweiteren

²³Sog. *Single-Bunch*-Modus.

ist die grundlegende Infrastruktur bereits vorhanden: die Lüftungsanlage kann ohne Umbauarbeiten übernommen werden. Für eine ausreichende Stromversorgung können ohne größere Maßnahmen zusätzliche Leitungen installiert werden. Die Wasserversorgung der Magnete zur Kühlung wird durch ein eigenes Wärmetauschersystem realisiert, welches ebenfalls auf unkompliziertem Wege eingebaut werden kann.

Ein großer Vorteil der ehemaligen Labore ist die Aufteilung in zwei bzw. drei eigenständige Bereiche. Der Bereich der ehemaligen Labore des Forschungszentrums Karlsruhe wird für die Strahlführung und den Detektorteststand umgebaut, wobei der zu ELSA gewandte Raum ausschließlich für beschleunigerrelevante Geräte wie Netzgeräte usw. dienen soll. Die Größe des ehemaligen Chemieraums reicht aus, um mehrere kleinere Detektoren gleichzeitig testen zu können und dabei ausreichend Platz für die nötige Elektronik bereitzustellen. Auch größere Detektoren, wie z.B. große Zeitprojektionskammern können getestet werden. Der für die Detektorgröße limitierende Faktor ist der Zugangschacht mit einer Größe von 3 mal 3 m. Das ehemalige Bonner Synchrotronlichtlabor wird komplett abgebaut und zukünftig als Vorbereitungs- und EDV-Raum verwendet. Die Größe dieses Raums erlaubt auch die Lagerung einiger Detektoren. Ziel der strahlenschutztechnischen Planungen (Kapitel 4.6) ist es, ein Arbeiten in diesem Raum zu ermöglichen, auch wenn im Nebenraum gerade ein Detektor bestrahlt und getestet wird.

Die Position des Strahlvernichters wirft in diesem Zusammenhang Probleme auf. Wünschenswert ist es, den Strahlvernichter möglichst weit vom Vorbereitungsraum entfernt, also möglichst weit auf dem Lageplan in die rechte untere Ecke des Testraums aufzustellen. Bei dieser Variante ist aber eine totale Strahlablenkung von mehr als 30 Grad bezüglich des aus dem Extraktionseptum laufenden Strahls notwendig, was mit einem einzelnen, normalleitenden Ablenkmagneten bei einer Energie von 3,5 GeV schon aufgrund des begrenzten Platzes nicht möglich ist. Daher muss der Strahlvernichter weiter oben in der Nähe des Notausgangs positioniert werden. Dieser muss bedingt durch Platzmangel auch weiter nach oben versetzt werden und wird zwischen dem Zugangsschacht und dem alten Notausgang neu gebaut. In den Schacht des alten Notausgangs kann dann der Strahlvernichter gestellt werden, was auch dem Testbereich zugute kommt, da sich die effektive Länge des Testbereichs um die Breite des Notausgangs erhöht. Im Rahmen dieser Umbaumaßnahmen sollen auch Teile der Wände des Bonner Labors entfernt werden, um leichter mit großen Detektoren zum Teststand zu gelangen. Den Zugang vom Vorbereitungsraum zum Testbereich soll durch eine neue Schleuse realisiert werden; Detektoren können durch eine massive, verschiebbare Strahlenschutztür in den Testbereich gelangen.

Aufgrund des verfügbaren Platzes für die Komponenten der Strahlführung ergeben sich einige Nebenbedingungen für die Anordnung der Magnete und Diagnoseeinrichtungen: Die beiden Septa werden punktsymmetrisch zu den zurzeit verwendeten Extraktionsmagneten in die Halbzellen 6 und 7 des Beschleunigers eingebaut. Nach der Extraktion ist der Strahl wegen der auftretenden Dispersion horizontal divergent, was mit einem fokussierenden Quadrupolmagneten QFEX1 ausgeglichen werden muss. Die Betriebsgenehmigung des Beschleunigers darf zu keiner Zeit gefährdet werden; es kann daher kein ELSA-typischer Quadrupol verwendet werden, sondern es muss auf ein kleineres Modell zurückgegriffen werden, das an der Decke montiert werden kann, damit die Fluchtmöglichkeit durch den Tunnel im Notfall gewährleistet ist. Nach der Betonwand folgt dann ein defokussierender Quadrupol QDEX1 und schließlich der Ablenkmagnet MBEX. Der Ablenkwinkel ist grundsätzlich beliebig; ein kleiner Winkel bedeutet aber, dass der Strahlvernichter weiter in Richtung des Vorbereitungsraums gestellt werden muss, was gemäß den diskutierten Strahlenschutzgründen nicht gewünscht wird. Ein größerer Ablenkwinkel ist gleichbedeutend mit einem stärkeren Magnetfeld im Rahmen der Spezifikationen des Magneten, was zu größerer Impulsselektion führt. Die Energieunschärfe kann somit durch dispersives Auffächern des Strahls und anschließender Kollimation reduziert werden. Desweiteren können

auf diese Weise Sekundärelektronen entfernt werden, die durch Streuung an den Septa bis zum Ablenkmagneten gelangen. Durch die Verbreiterung des Strahls sollte hinter dem Ablenkmagneten wieder ein fokussierender Magnet QFEX2 aufgestellt werden. Die Magnetstruktur danach ist frei wählbar und kann im Vorgriff auf die Simulationsergebnisse je nach Anordnung der Quadrupolmagnete eine Verbesserung der Strahlqualität am Teststand bewirken.

Zur Intensitätsmessung wird ein Hohlraumresonator verwendet, der eine Apertur von 40 mm besitzt. Falls der Strahl ohne signifikante Streuung der Halo-Elektronen²⁴ durch die Strahlführung laufen soll, muss der Intensitätsmonitor an einer Stelle kleiner Strahlbreite aufgestellt werden. Dazu bietet sich zum einen der Bereich zwischen dem Hauptseptum und der Betonwand an, der aber wegen der auftretenden, ausgekoppelten Synchrotronstrahlung aus dem Beschleuniger nicht geeignet ist. Das Synchrotronlicht kann, wenn es auf den Resonator trifft, eine deutliche Erhöhung des Rauschpegels verursachen, was sich als problematisch erweist, da die ausgekoppelte Leistung bei kleinen Strahlströmen extrem niedrig ist (vgl. dazu Kapitel 5.1.3). Eine andere Möglichkeit wäre, den Intensitätsmonitor hinter dem Ablenkmagneten aufzustellen, da dort die Problematik der Synchrotronstrahlung entfällt. Allerdings ist die Strahlbreite erst in einem Abstand (beinahe auf Höhe des Fokuspunkts) hinter dem Quadrupol QFEX2 so klein, dass Halo-Streuung ausgeschlossen werden kann. Zusätzlich müssen kleinere Dipolmagnete zur Strahlagekorrektur verwendet werden, um den Strahl optimal für den Betrieb zu positionieren. Dazu sollen drei Paare von jeweils einem horizontal und vertikal ablenkenden Magneten in die Strahlführung eingebaut werden. Diese Paare können vor und hinter der Betonwand sowie hinter dem letzten fokussierenden Quadrupol integriert werden, um Korrekturen möglichst flexibel handhaben zu können.

Abbildung 4.2 zeigt einen Vorschlag zur Gestaltung der Strahlführung²⁵ und schließt auch bauliche Veränderungen mit ein. Der Lageplan ist in der Positionierung der einzelnen Elemente nicht maßstabsgetreu zu verstehen, sondern soll nur einen groben Überblick geben. Eine genauere Beschreibung der Strahlführung findet sich in Kapitel 4.8.

4.3 Untersuchung der einzelnen Magnetkomponenten

In diesem Kapitel werden die für die Strahlführung verwendeten Magnete näher untersucht. Insbesondere ist es aus Sicht der Simulation wichtig, die Grenzen der einstellbaren Parameter wie Quadrupolstärke, maximaler Ablenkwinkel usw. zu kennen. Für die Einbindung in das Kontrollsystem und die Dimensionierung passender Netzgeräte werden am Ende eines jeden Unterkapitels die wichtigsten Parameter zusammengefasst.

4.3.1 Korrekturmagnete

Die für die neue Strahlführung vorgesehenen Korrekturdipole entsprechen den luftgekühlten Korrektoren aus dem Transferkanal vom Booster-Synchrotron in den Stretcherring. Im Vergleich zu den bei der bestehenden externen Strahlführung verwendeten Korrekturmagneten sind diese deutlich kleiner. Bei einer Energie von 3,5 GeV reichen diese aus, um die nötigen Ablenkwinkel für die Strahlagekorrektur zu generieren. Die hier verwendeten Korrektoren erreichen diese Magnetfelder bei weitem nicht, was auch nicht problematisch ist, da besonders der Transferkanal durch die Betonwand mit knapp 5 m so lang ist, dass auch kleinere Kickwinkel für eine effiziente Korrektur ausreichen.

²⁴Als *Halo* werden Elektronen bezeichnet, die einen vergleichsweise großen Abstand zum Ladungsschwerpunkt des Strahls haben.

²⁵Die Anordnung der Magnete nach dem Ablenkmagneten ist hier willkürlich.

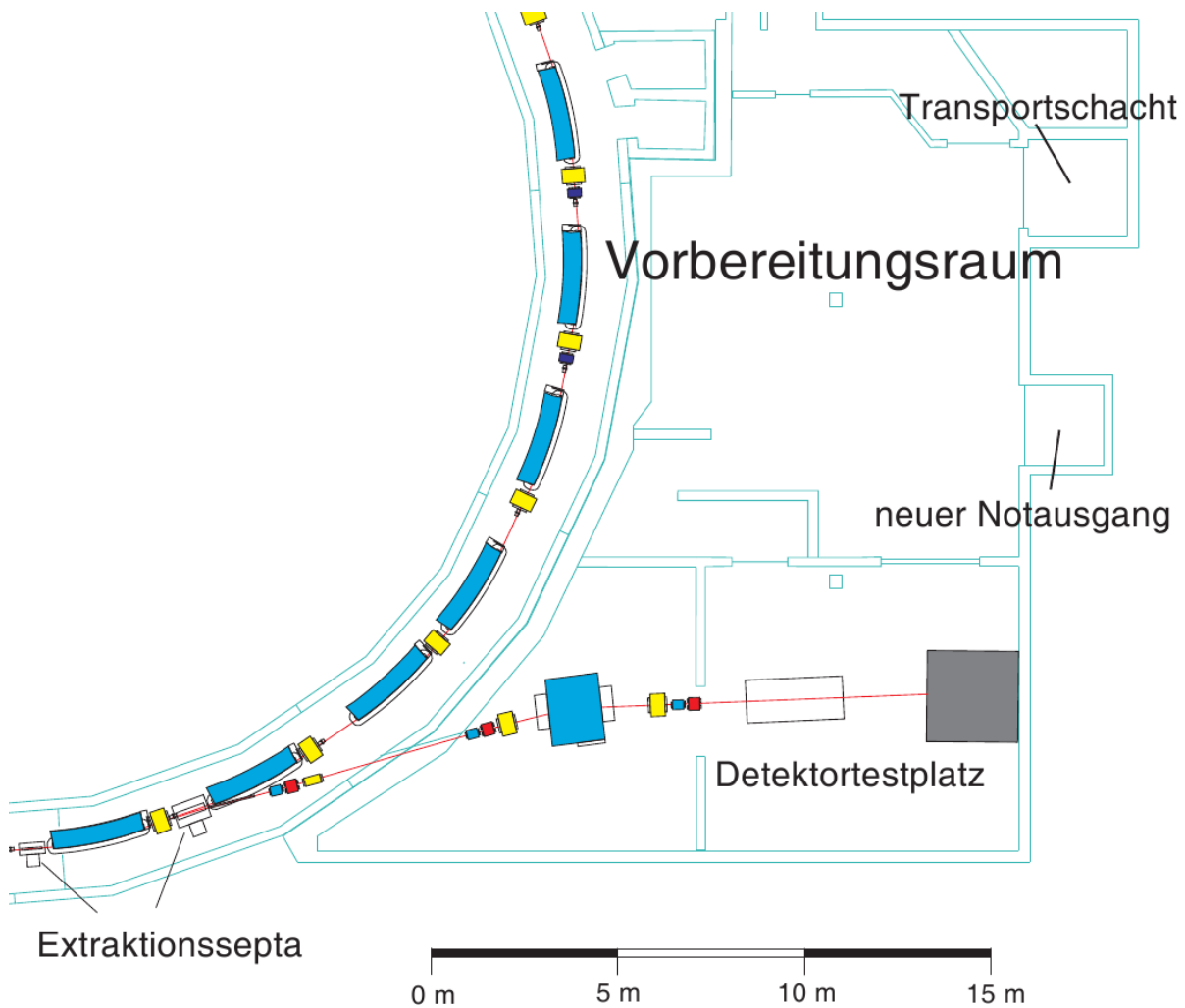


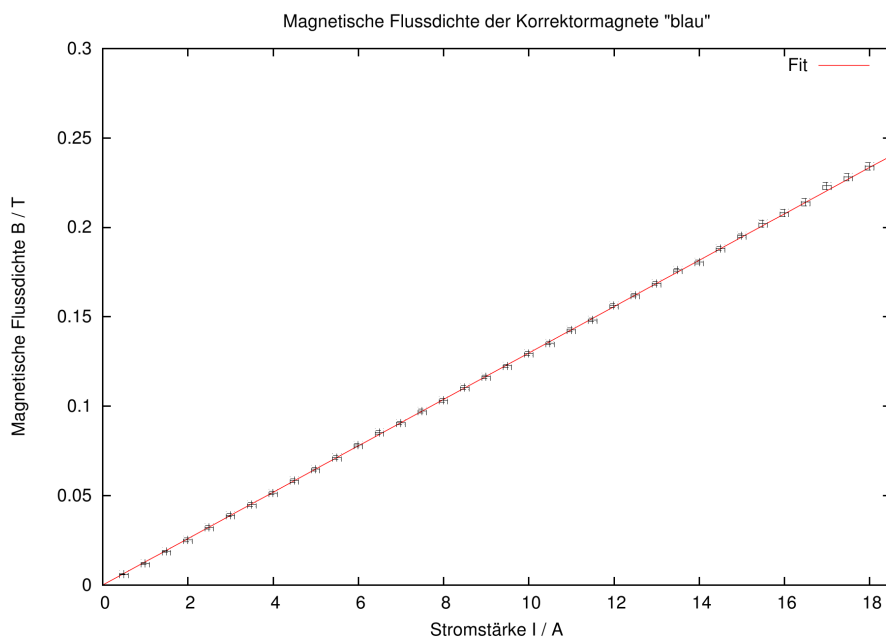
Abbildung 4.2: Vorschlag für die Umgestaltung der Synchrotronlichtlabore.

Für den Einbau stehen zurzeit sechs Magnete zur Verfügung, die sich rein geometrisch in zwei unterschiedliche Typen unterteilen, die hier entgegen der Farbe in der Abbildung mit *blau* und *gelb* aufgrund ihrer Lackierung bezeichnet werden sollen. Da für die Korrekturmagnete keine Datenblätter existieren, muss die Windungszahl n der Spulen beider Magnettypen experimentell ermittelt werden. Dazu wird der durch den Magnet fließende Strom in kleinen Schritten variiert und die Veränderung der magnetischen Flussdichte B mit einer Hallsonde beobachtet. Aus Überlegungen auf Basis der Maxwell'schen Gleichungen ergibt sich folgende Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte vom angelegten Strom I [Wil96]:

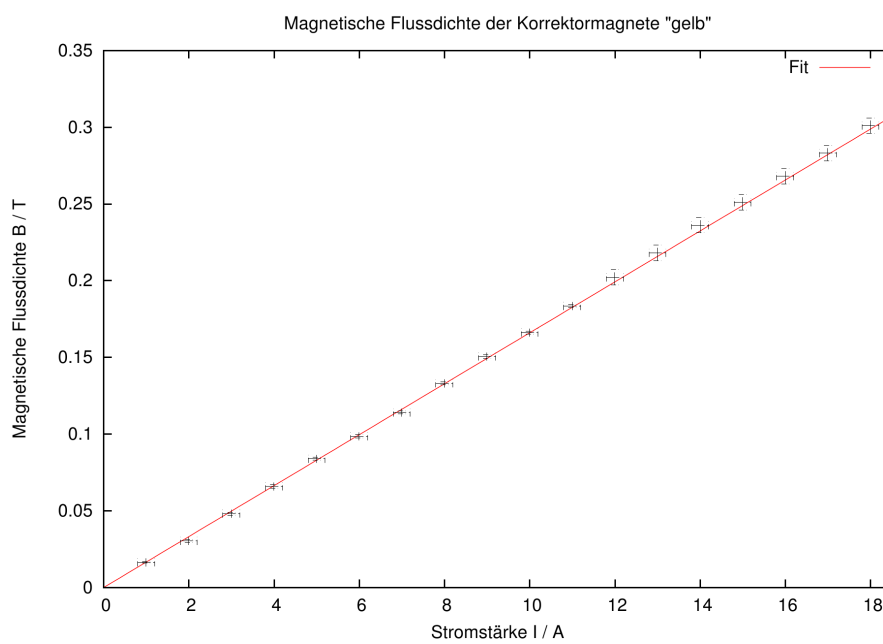
$$B = \frac{\mu_0 n}{h} \cdot I, \quad (4.1)$$

wobei μ_0 die magnetische Feldkonstante und h den Abstand der Polschuhe bezeichnet. Die Ergebnisse der Messungen für die unterschiedlichen Magnete sind in Abbildung 4.3 zusammengefasst. Aus der Steigung der Fitgeraden erhält man mit den nötigen, aus Tabelle A.1 übernommenen Größen die folgende Ergebnisse für die Windungszahlen der Spulen:

$$n_{\text{blau}} = 512 \pm 2 \quad \text{und} \quad n_{\text{gelb}} = 792 \pm 2.$$



(a) Typ „blau“



(b) Typ „gelb“

Abbildung 4.3: Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte von der Stromstärke für die Korrektordipole.

Um den Ablenkwinkel φ der Magnete in Abhängigkeit des durch die Spulen fließenden Stroms I zu bestimmen, geht man von Abbildung 4.4 aus, die die zur Herleitung notwendigen Variablen verdeutlicht.

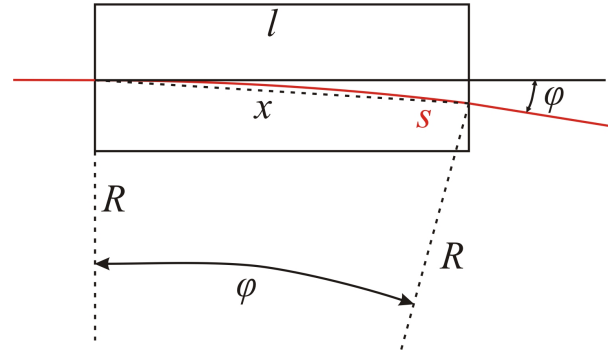


Abbildung 4.4: Übersicht über die zur Herleitung des Ablenkwinkels verwendeten Variablen.

Ein Teilchen mit der Ladung e und einem Impuls p wird in einem magnetischen Feld der Flussdichte B auf eine Kreisbahn mit Radius R abgelenkt, was näherungsweise durch folgende Formel beschrieben wird:

$$p = 0,2998 \cdot B \cdot R . \quad (4.2)$$

In diesem Fall wird der Impuls p in GeV, die Flussdichte B in Tesla und der Ablenkradius R in Metern angegeben. Mit dem Zusammenhang $\varphi = \frac{s}{l}$, der die Bogenlänge s mit der Länge des Magneten l verknüpft und der bei kleinen Winkeln gerechtfertigten Näherung $s \approx x = \frac{l}{\cos \varphi}$ ergibt sich:

$$B = \frac{p}{0,2998 \cdot l} \varphi \cos \varphi . \quad (4.3)$$

Zur weiteren Vereinfachung nimmt man an, dass $\cos \varphi \approx 1$ gilt, und erhält mit Gleichung (4.1):

$$\varphi = 0,2998 \mu_0 \frac{nl}{ph} \cdot I \quad (4.4)$$

Für eine Elektronenenergie von $E = 3,5$ GeV und den aus Tabelle A.1 entnommenen geometrischen Größen gilt somit für den Ablenkwinkel:

$$\varphi_{\text{blau}} = 0,2223 \frac{\text{mrad}}{\text{A}} \cdot I \quad \text{und} \quad \varphi_{\text{gelb}} = 0,2844 \frac{\text{mrad}}{\text{A}} \cdot I . \quad (4.5)$$

Die Größe des maximalen Stroms kann auf knapp 20 A abgeschätzt werden; damit ergeben sich Ablenkwinkel von 4,446 mrad bzw. 5,688 mrad, was in einem Abstand von fünf Metern vom Korrektordipol einen totalen Strahlversatz von bis zu 22 mm bewirken kann. Bei sorgfältiger Montage der Strahlführung werden aber solche große Kickwinkel nicht benötigt, daher reicht die Dimensionierung der Magnete völlig aus. Tabelle A.1 fasst alle wichtigen Kenngrößen der Magnete zusammen.

4.3.2 Dipol

Als Ablenkmagnet soll in der neuen externen Strahlführung der nicht mehr verwendete Paarspektrometermagnet aus dem ehemaligen Detektortestareal am Booster-Synchrotron verwendet werden. Ein großer Vorteil des Magneten ist seine Fähigkeit, magnetische Flussdichten bis zur Sättigungsgrenze von etwa zwei Tesla ohne Einsatz supraleitender Technologie zu erzeugen. Die

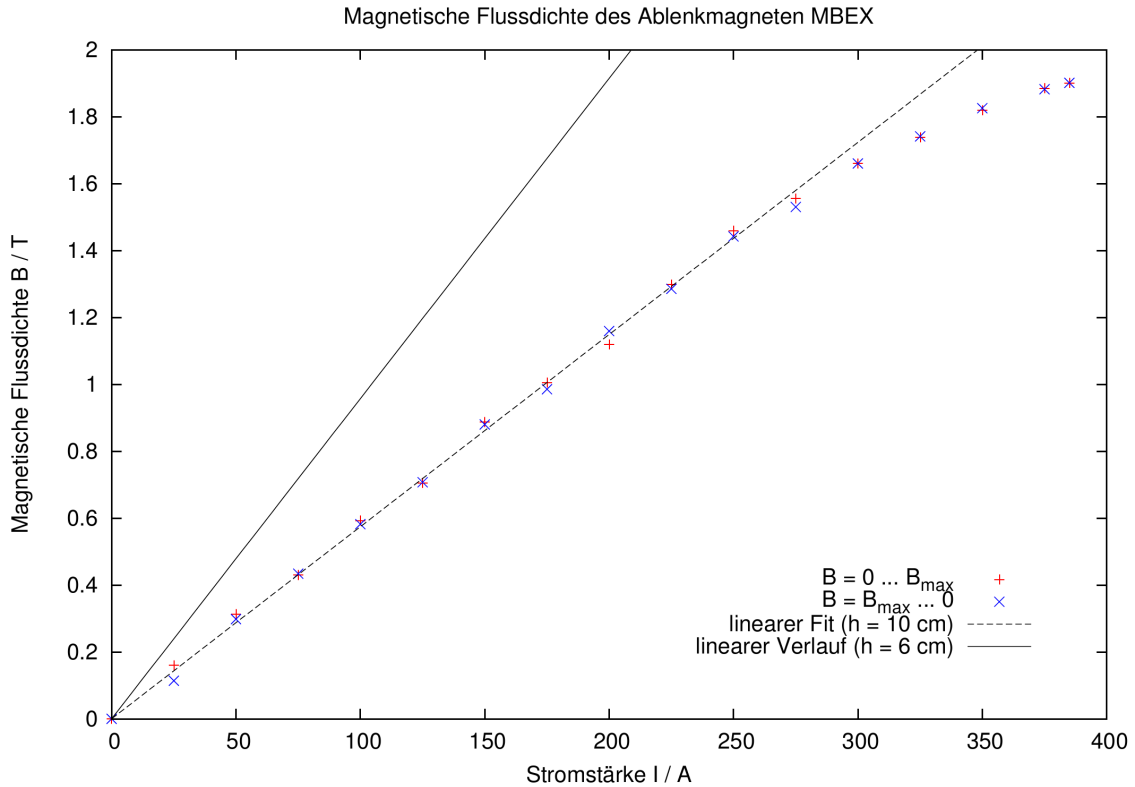


Abbildung 4.5: Magnetische Flussdichte des Ablenkmagneten in Abhängigkeit der Stromstärke.

hohen Flussdichten sind nötig um den hochenergetischen Elektronenstrahl um einen signifikanten Winkel abzulenken.

Da zu diesem Magneten ebenfalls kein Datenblatt existiert, ist auch hier eine experimentelle Bestimmung der Windungszahl n und eine Hysteresemessung nötig, da der Magnet mit hohen Feldstärken betrieben werden soll und damit nichtlineare Abhängigkeiten der Flussdichte von der Stromstärke auftreten können.

Abbildung 4.5 zeigt die Ergebnisse der Messung, bei der die Stromstärke in kleinen Schritten variiert und das resultierende Magnetfeld gemessen wird. Die eingetragenen roten Punkte geben das Verhalten der Flussdichte wieder, wenn der Strom stetig von Null bis zum maximalen Wert erhöht wird. Die blauen Punkte geben die Ergebnisse der Messung in umgekehrter Richtung wieder. Auf Fehlerbalken wurde hier aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet, die Fehler bewegen sich in der Größenordnung von etwa $\Delta B \lesssim 0,05$ T. Dem Verlauf beider Messreihen entnimmt man, dass für diesen Magneten Hystereseeffekte kaum eine Rolle spielen, da beide Punkteverläufe im Rahmen ihrer Fehler identisch sind. Gut zu erkennen ist allerdings, dass der Magnet ab einem magnetischen Feld von etwa 1,6 T langsam den Bereich der Sättigung erreicht, d.h. eine Erhöhung der Stromstärke führt zu einer immer geringeren Änderung der Flussdichte. Der Magnet hat in der hier vermessenen Form einen Polschuhabstand von $h = 10$ cm. Ein Geradenfit an den linearen Teil des Punktverlaufs ergibt analog zu (4.1) eine Windungszahl von

$$n_{\text{Dipol}} = 457 \pm 3.$$

Für eine optimale Strahlführung im Hinblick auf die Positionierung der Magnete und insbesondere des Strahlvernichters unter Beachtung des Platzangebots in den Laboren ist ein Ablenkwinkel von mindestens 12° nötig. Mit den Bezeichnern aus Abbildung 4.4 ergibt sich unter Benutzung

von $\sin \varphi = \frac{l}{R}$ mit einem effektiven Winkel $\varphi = 6^\circ$ ein Ablenkradius von $R = 7,175$ m, was bei einer Energie von $E = 3,5$ GeV einem Magnetfeld von $B = 1,627$ T entspricht. Dieser Flussdichte entspricht bei einem Polschuhabstand von 10 cm eine Stromstärke von $I \approx 300$ A. Um Stromkosten zu sparen und die Belastungen der wassergekühlten Spulen zu verringern, ist der Polschuhabstand auf 6 cm verringert worden. Damit ergibt sich die schwarze durchgezogene Gerade für den linearen Verlauf der Abhängigkeit. Umgerechnet wird somit inklusive kleinerer möglicher Sättigungseffekte nur noch ein Strom von etwa 175 A nötig sein, um das erforderliche Magnetfeld aufbauen zu können. Die genaue, zu verwendende Stromstärke kann unter der Annahme einer gut justierten Strahlführung experimentell ermittelt werden, indem man den Elektronenstrahl nur mit dem Ablenkmagneten mittig auf den nachfolgenden Diagnoseschirmen positioniert. In Tabelle A.2 sind alle wichtigen Parameter des Ablenkmagneten aufgelistet. Eine Vermessung des Magnetfelds in Bezug auf die Homogenität des Feldes konnte leider nicht mehr mit dem neuen Polschuhabstand von $h = 6$ cm durchgeführt werden; daher sind die Randfelder und damit die magnetische Länge des Magneten zunächst unbekannt. Eine erste grobe Messung mit einer mobilen Hallsonde zeigte, dass die Felder außerhalb des Magneten in einem Bereich von 2 cm schnell abfallen. Durch die Form der Polschuhe kann die magnetische Länge mit ungefähr 1,5 m abgeschätzt werden. Erst nach der endgültigen Installation in den Synchrotronlichtlaboren kann eine exakte Magnetfeldvermessung nachgeholt werden; kleinere Abweichungen sollten die Ergebnisse der Simulation aber nicht in Frage stellen.

4.3.3 Quadrupole

In der neuen Strahlführung kommen insgesamt zwei verschiedene Quadrupolmodelle zum Einsatz. Für die Fokussierung nach den Septa wird ein kleineres Modell verwendet, das an der Decke montiert werden kann. Im weiteren Verlauf der Strahlführung werden dann die ELSA-typischen Quadrupole verwendet, die teilweise mit zusätzlichen Polschuhaufsätzen ausgestattet werden sollen. Von den ELSA-Quadrupolen stehen insgesamt vier Magnete zur Verfügung.

Der erste Quadrupol QFEX1, der noch im Beschleunigertunnel eingebaut wird, ist baugleich mit den Quadrupolen in Transferkanal vom Booster-Synchrotron zu ELSA. Dieser besitzt die erforderliche Apertur von 5 cm und hat eine physische Länge von 0,5 m. Auch hier kann zu diesem Zeitpunkt noch keine Aussage über Randfelder gemacht werden. Optimistisch abgeschätzt soll im weiteren Verlauf eine magnetische Länge von $l \approx 0,52$ m angenommen werden. Mit einem maximalen Gradienten von 8 Tm^{-1} ergibt sich nach Gleichung (2.5) eine maximale Quadrupolstärke bei einer Energie von $E = 3,5$ GeV von

$$k_{\text{QFEX1}}^{\text{max}} = 0,686 \text{ m}^{-2}.$$

Im weiteren Verlauf der Strahlführung sollen Quadrupole verwendet werden, die baugleich zu denen im Beschleuniger sind. Diese stammen ebenfalls von der bereits abgebauten externen Strahlführung zum PHOENICS-Experiment²⁶. Die wichtigen Parameter der Quadrupole findet man in Tabelle A.4. Entsprechend der bestehenden externen Strahlführung sollen die beiden defokussierenden Quadrupole QDEX1 und QDEX2 in ihrer Apertur verkleinert werden, um die ohmschen Verluste in den Spulen zu verringern und somit den Leistungsbedarf zu reduzieren. Die Quadrupole haben in ihrer normalen Bauform eine Apertur von 5 cm, was für die Anforderungen einer externen Strahlführung viel zu groß dimensioniert ist. Die Strahlbreiten, die sich aus der Simulationen ergeben, sind von der Größenordnung 5 mm, was bedeutet, dass eine Apertur von 2,5 cm für diese Magnete völlig ausreichend ist. Einzig der fokussierende Magnet QFEX2, der

²⁶Am PHOENICS-Experiment (**PH**Oton **E**xperiments on **N**uclei **I**n **C**ounter **S**etups) sind bis zum Jahr 1996 Versuche mit spinpolarisierten Targets durchgeführt worden [Hil06a].

direkt hinter dem Ablenkmagneten aufgestellt werden soll, benötigt eine große Apertur, um den dispersiv aufgeweiteten Strahl wieder zu fokussieren.

Für den unbesohlenen Quadrupol QFEX2 ($a = 5$ cm) ergibt sich mit $E = 3,5$ GeV gemäß den Angaben aus Tabelle A.4 eine maximale Quadrupolstärke von:

$$k_{\text{QFEX2}}^{\max} = \frac{e}{p} \frac{\partial B_z}{\partial x} = 0,857 \text{ m}^{-2} .$$

Da der maximal erreichbare Feldgradient quadratisch von der Apertur des Magneten abhängt (siehe z.B. [Wil96]), erhält man für die besohlenen Quadrupole QDEX1 und QDEX2 ($a = 2,5$ cm) eine maximale Quadrupolstärke von:

$$k_{\text{QDEX1/2}}^{\max} = k_{\text{QFEX2}}^{\max} \cdot \left(\frac{a_{\text{QFEX2}}}{a_{\text{QDEX1/2}}} \right)^2 = 3,426 \text{ m}^{-2} .$$

4.4 Simulation mit MAD-X

Die Simulationen für die neue Strahlführung sind mit dem Programm *MAD-X*²⁷ durchgeführt worden, das am CERN entwickelt worden ist und ständig aktualisiert und erweitert wird [Sch09b]. Dieses Programm ist unter anderem dazu in der Lage, die optischen Funktionen bei vorgegebenen Randbedingungen durch eine beliebige Magnetstruktur zu berechnen und selbstständig in einem vorgegebenen Rahmen zu optimieren. Für die Berechnungen orientiert sich das Programm an dem in Kapitel 2.5 vorgestellten Matrixformalismus und löst ein hochdimensionales, aber lineares Gleichungssystem mit numerischen Methoden. MAD-X gestattet es, unterschiedliche Optimierungsverfahren anzuwenden, von denen für diese Arbeit nur die „LMDIF“-Methode²⁸ von Bedeutung ist, die die quadratischen Abweichungen zwischen Ist- und Sollwerten minimiert. Zudem ist es möglich, bei mehreren Randbedingungen diese unterschiedlich zu gewichten.

Das Programm wird im Folgenden so verwendet, dass bei gegebener Anordnung der Magnete die Einstellungen der Quadrupole unter Berücksichtigung der im letzten Kapitel vorgestellten maximalen Quadrupolstärken berechnet werden, wenn bestimmte Strahleigenschaften an festen Punkten in der Strahlführung eingehalten werden sollen. Alle anderen Parameter wie z.B. der Ablenkwinkel des Dipols sind aufgrund des Aufbaus fix. Hierzu wird eine Matrixgleichung numerisch gelöst, die aufgrund der Vielzahl der Parameter hochdimensional ist. Die hier verwendete Optimierungsmethode hat den Nachteil, dass häufig nicht das globale, sondern nur ein lokales Minimum für die quadratische Abweichung gefunden wird, was empfindlich von den Anfangswerten der Quadrupolstärken abhängt. Um dieses Problem zu umgehen, wird die Simulation mehrmals hintereinander mit unterschiedlichen Startwerten durchgeführt und die besten Ergebnisse weiter verwendet.

In Bezug auf die in Kapitel 4.1 vorgestellten Anforderungen müssen aus rein mathematischer Sicht Kompromisse eingegangen werden, da mit einer Strahlführung, die in den alten Synchrotronlichtlaboren realisiert werden soll, nicht alle Strahlparameter gleichzeitig optimiert werden können. Insgesamt ergeben sich durch die Variation der Quadrupolstärken eine entsprechende

²⁷Methodical Accelerator Design, Version 10.

²⁸Die LMDIF-Methode basiert auf einem numerischen Optimierungsalgorithmus, der von K. Levenberg und D. Marquardt vorgeschlagen wurde. Dieser minimiert die Summe der quadratischen Abweichung von m nichtlinearen Fitfunktionen in Abhängigkeit von n Variablen [NR09].

Anzahl an Freiheitsgraden, die zwar wegen der Begrenzung der Strahlbreite in gewisser Weise voneinander abhängig sind, jedoch im Wesentlichen als unabhängig angesehen werden können. Durch die Vorgabe der optischen Funktionen und der Dispersionsfunktion (siehe Kapitel 4.4.1) am Anfang der Strahlführung erhält man bereits sechs Randbedingungen ($\beta_{x,z}, \alpha_{x,z}, D_{x,0}, D'_{x,0}$); durch die Einschränkung der Strahlbreite am Intensitätsmonitor und die Strahleigenschaften am Fokuspunkt kommen insgesamt sechs, für die Eigenschaften am Strahlvernichter nochmals drei Randbedingungen hinzu. Insgesamt stehen den Freiheitsgraden 15 Randbedingungen gegenüber, die somit nicht alle gleichzeitig erfüllt werden können. Die wichtigsten Randbedingungen sind die am Fokuspunkt: für einen kleinen Strahlradius müssen nach Gleichung (2.18) sowohl die Betafunktionen als auch die horizontale Dispersionsfunktion gleichzeitig minimiert werden. Der verbleibende Freiheitsgrad (im Fall von vier verwendeten Quadrupolen) reicht nicht aus, um die Dispersionsfunktion und ihre Änderung entlang der Sollbahn auf größeren Bereichen verschwinden zu lassen. Daher ist es nicht möglich, die Dispersion nach dem letzten Quadrupol auf einen konstanten Wert (idealerweise Null) einzustellen. Ebenso ist ein paralleler Strahl am Teststand nicht möglich, da minimaler Strahldurchmesser und Divergenz bei Fokuspunkten reziprok miteinander verknüpft sind. An der Position des Fokuspunkts gilt $\alpha = 0$ und damit für die Strahldivergenz

$$\sigma' = \sqrt{\gamma\varepsilon} \stackrel{!}{=} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}}. \quad (4.6)$$

Ein tatsächlich paralleler Strahl ist nur dann möglich, wenn die Strahldimensionen ins Unendliche ausgedehnt werden. Ebenso geht mit einem stark fokussierten Strahl immer eine große Divergenz einher. Die einzige Möglichkeit, dieses Problem in gewissen Grenzen zu umgehen, ist, die Emittanz möglichst klein zu halten, was mit der Methode der Resonanzextraktion durchaus im Bereich des Möglichen liegt, wie Kapitel 3.4 gezeigt hat.

An dieser Stelle sei erwähnt, dass sich die folgenden Simulationen immer auf eine Elektronenenergie von $E = 3,5$ GeV beziehen. Die Bedingungen an die minimalen bzw. maximalen Strahlbreiten werden stets so gestellt, dass der Strahl im Fokus kreisrund ist. Alle elliptischen Formen zwischen beiden Extrema können dann ohne Einschränkungen eingestellt werden.

Sollten in den Verläufen der optischen Funktionen in den vorgestellten Diagrammen nicht differenzierbare Knickstellen auftreten, liegt das an der Interpolation von MAD-X. Falls sich die betreffenden Funktionen schnell ändern, kann es vorkommen, dass MAD-X die Stützpunkte linear interpoliert. Physikalisch korrekt wäre eine quadratische Abhängigkeit um den Fokuspunkt und ein lineares Verhalten zwischen den Elementen.

4.4.1 Parameter am Anfang der neuen Strahlführung

Die Simulation der Strahlparameter wird so durchgeführt, dass der Einfluss der beiden Septa berücksichtigt wird. Dazu ist es notwendig, die optischen Funktionen zu Beginn der Septumschneide des Vorseptums MSE6 zu kennen. Diese können mithilfe von MAD-X aus der (periodischen) Magnetstruktur von ELSA berechnet werden [Pre09] und sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Größe der Emittanz basiert auf den in Kapitel 3.3 vorgestellten Messungen.

4.4.2 Layout 1 - Drei Quadrupole

Die erste in dieser Arbeit zu untersuchende Anordnung der nötigen Magnete sieht insgesamt drei Quadrupole vor: einer wird noch im Beschleunigertunnel eingebaut, die verbleibenden Modelle vor bzw. hinter dem Ablenkmagneten. Ein großer Vorteil dieser Anordnung ist der geringe Platzbedarf, da die Strahlführung schon nach zwei Metern hinter dem Ablenkmagneten

Horiz. Betafunktion β_x	14,5 m
Vert. Betafunktion β_z	3,3 m
Horiz. Alphafunktion α_x	2,46
Vert. Alphafunktion α_z	-0,72
Horiz. Dispersionsfunktion D_x	2,44 m
Horiz. Änderung der Dispersion D'_x	-0,368
Horiz. Emittanz ε_x	616,2 nmrاد
Vert. Emittanz ε_z	31,4 nmrاد
Impulsunschärfe $\Delta p/p_0$	$8,8 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.1: Startwerte der optischen Funktionen und der Dispersionsfunktionen an der Septumschneide des Vorseptums MSE6. Die Impulsunschärfe und Emittanz bezieht sich auf eine Energie von 3,5 GeV.

endet und somit mehr Platz für den Detektorteststand liefert. Ein gravierender Nachteil ist die Anzahl der Quadrupole: mit den Überlegungen im vorangegangenen Kapitel verschlechtert sich durch Eliminierung eines benötigten Freiheitsgrades die Qualität des Strahls am Testplatz merklich. Eine schematische Übersicht der Strahlführung liefert Abbildung 4.6. Die Position

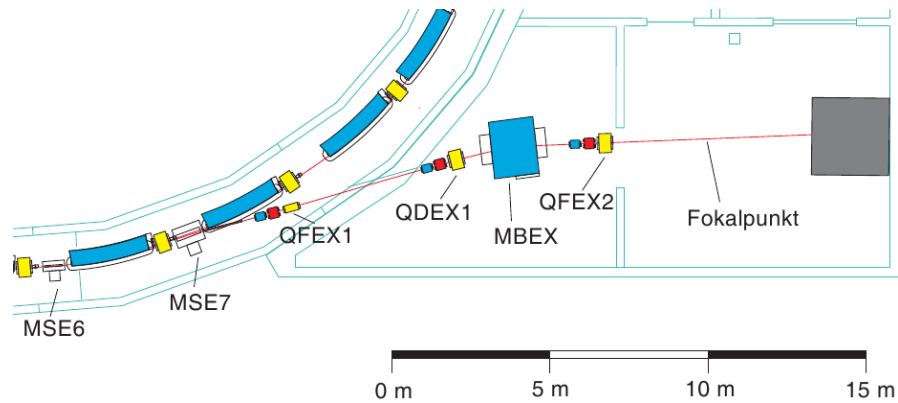
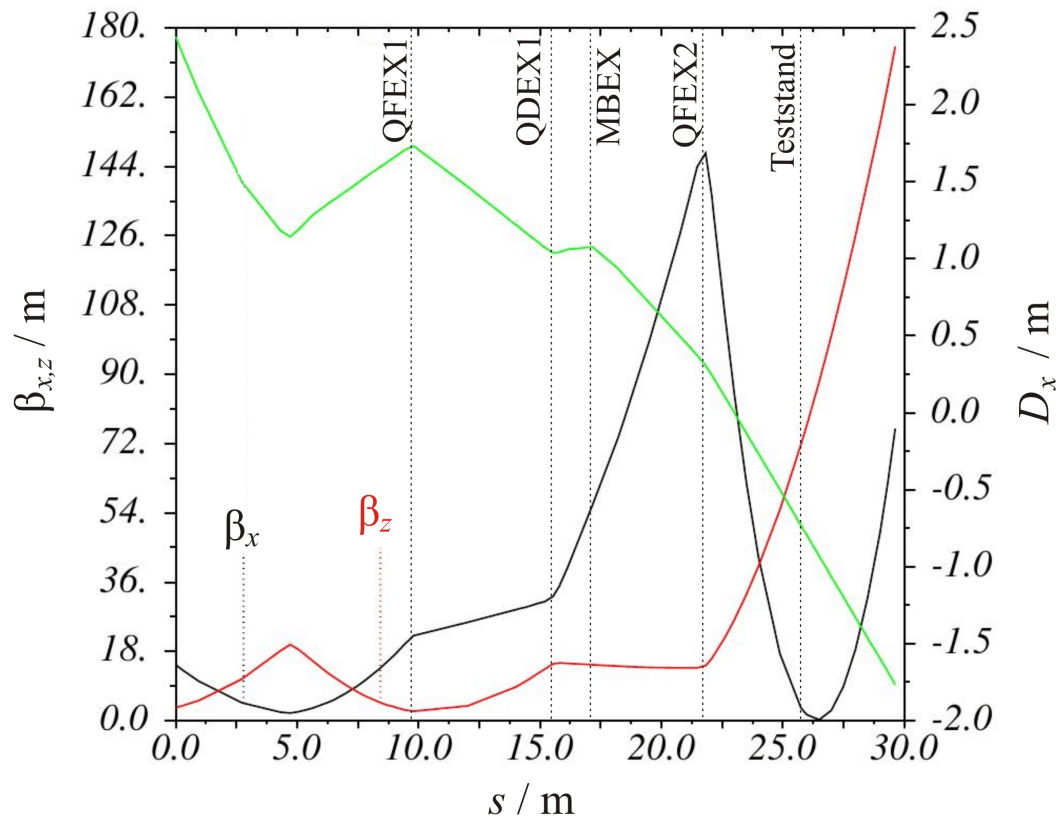
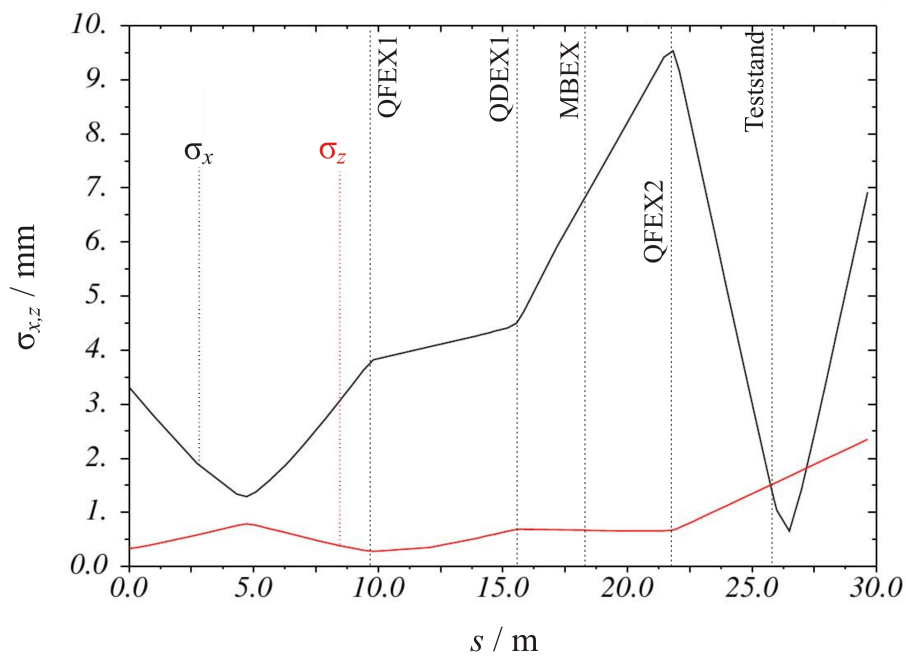


Abbildung 4.6: Schematische Übersicht Layout 1.

des Teststands und somit des Strahlfokus wird in dieser Anordnung etwa 3,2 m hinter dem letzten Quadrupol QFEX2 gewählt. Diese Position ergibt sich als Kompromiss zwischen einem möglichst großen Abstand zum Strahlvernichter aufgrund etwaiger Untergrundstrahlung und einem Abstand zum Quadrupol, der zu hohe Quadrupolstärken und zu große Strahlradien in den Quadrupolen ausschließt. Weitere durchgeführte Simulationen geben genau dieses Verhalten wieder: die erreichbaren Strahlbreiten werden umso größer, je weiter man sich von der optimalen Position des Fokuspunkts entfernt. Eine merkliche Vergrößerung der Strahlbreite tritt aber erst dann auf, wenn der Unterschied mehr als 50 cm beträgt. Die Positionen der Mittelpunkte aller wichtigen Elemente zeigt Tabelle 4.2. Der erste zu betrachtende Fall ist eine größtmögliche Fokussierung des Elektronenstrahls an der Position des Teststands. Abbildung 4.7a zeigt die optischen Funktionen für das optimale Tripel von Quadrupolstärken $k_{\text{QFEX1}}, k_{\text{QDEX1}}, k_{\text{QFEX2}}$ und Abbildung 4.7b die zugehörigen Strahlbreiten, die mit Gleichung (2.18) berechnet wurden. Als einschränkende Bedingungen sollen die Betafunktionen minimiert werden und die Dispersionsfunktion am Fokuspunkt verschwinden. Die vertikale Ausdehnung des Strahls ist unproblematisch, da die Strahlbreite σ_z unterhalb von 2 mm bleibt. In horizontaler Richtung erkennt



(a) Verlauf der optischen Funktionen.



(b) Verlauf der transversalen Strahlbreiten.

Abbildung 4.7: Simulationsergebnisse für einen minimalen Strahlradius mit Layout 1.

Element	Position
Startpunkt	0,000 m
Vorseptum MSE6	0,325 m
ELSA-Dipol M6	2,911 m
ELSA-Quadrupol QD7	4,849 m
Hauptseptum MSE7	5,961 m
Quadrupol QFEX1	9,871 m
Quadrupol QDEX1	16,513 m
Dipol MBEX	18,407 m
Quadrupol QFEX2	21,834 m
Teststand	25,808 m
Strahlvernichter (Vorderkante)	28,709 m

Tabelle 4.2: Positionen der Elemente bezüglich der Septumsschneide am Vorseptum MSE6.

man gut die große Aufweitung des Strahls vor der Fokussierung. Diese ist typisch für große Fokalstärken und ist umso größer, je stärker fokussiert wird. Die Grenze von σ_x ist in diesem Fall auf 10 mm gesetzt worden, da der gesamte Aperturradius a des unbesohlenen Quadrupols QFEX2 lediglich 50 mm beträgt und man konservativ von einem Verhältnis $a/\sigma \geq 5$ ausgeht, um Streuung der Halo-Elektronen an der Kammerwand zu vermeiden und somit den Untergrund am Testplatz zu minimieren. Mit diesem Aufbau lässt sich eine Strahlbreite von etwa 1,5 mm am Teststand in beiden transversalen Richtungen erzeugen, wobei die Dispersionsfunktion entgegen den Anforderungen eine Größe von $D_x = -0,73$ m annimmt – hier zeigt sich besonders der fehlende Freiheitsgrad. Im Hinblick auf eine mögliche Positionierung der Magnete zur Strahlagekorrektur ist diese Lösung nicht optimal, da hinter dem Ablenkmagneten die Strahlbreiten deutlich zu groß sind, um Halostreuung zu verhindern. Die Breite des Strahls am Beamdump ist mit etwa 7 mm horizontal und 2 mm vertikal unproblematisch.

Im Fall der maximalen Aufweitung des Strahls im Rahmen der zur Verfügung stehenden Apertur ergibt sich eine maximale Strahlbreite von 3,1 mm in beiden transversalen Richtungen. Besonders die große Strahlausdehnung zwischen den Quadrupolen QDEX1 und QFEX2 bereitet insofern Sorge, als dass der Aperturradius von 25 mm nicht ausreicht, um den Strahl ohne Streuung an der Kammerwand durch die Strahlkammer zu bewegen. Bei noch größerer Aufweitung wächst die Strahlbreite zwischen den Quadrupolen übermäßig an. Desweiteren erscheint eine Aufweitung des Strahls um lediglich 100 % verhältnismäßig wenig zu sein. Wie im ersten Fall hat auch hier die Dispersionsfunktion einen endlichen Wert von $D_x = -0,83$ m am Teststand. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

	min. Strahlradius	max. Strahlradius
σ_x	1,5 mm	3,1 mm
σ_z	1,5 mm	3,1 mm
σ'_x	0,429 mrad	0,021 mrad
σ'_z	0,213 mrad	0,013 mrad
$\sigma_{x, \text{Beamdump}}$	6,9 mm	1,9 mm
$\sigma_{z, \text{Beamdump}}$	2,3 mm	4,5 mm

Tabelle 4.3: Erreichbare Strahlradien am Teststand und am Strahlvernichter für das Layout 1.

	$k_{\text{QFEX1}} / \text{m}^{-2}$	$k_{\text{QDEX1}} / \text{m}^{-2}$	$k_{\text{QFEX2}} / \text{m}^{-2}$
min. Radius	0,262	-0,360	0,654
max. Radius	0,199	-0,147	0,887

Tabelle 4.4: Simulationsergebnisse für die einzustellenden Quadrupolstärke für Layout 1.

4.4.3 Layout 2 - Vier Quadrupole

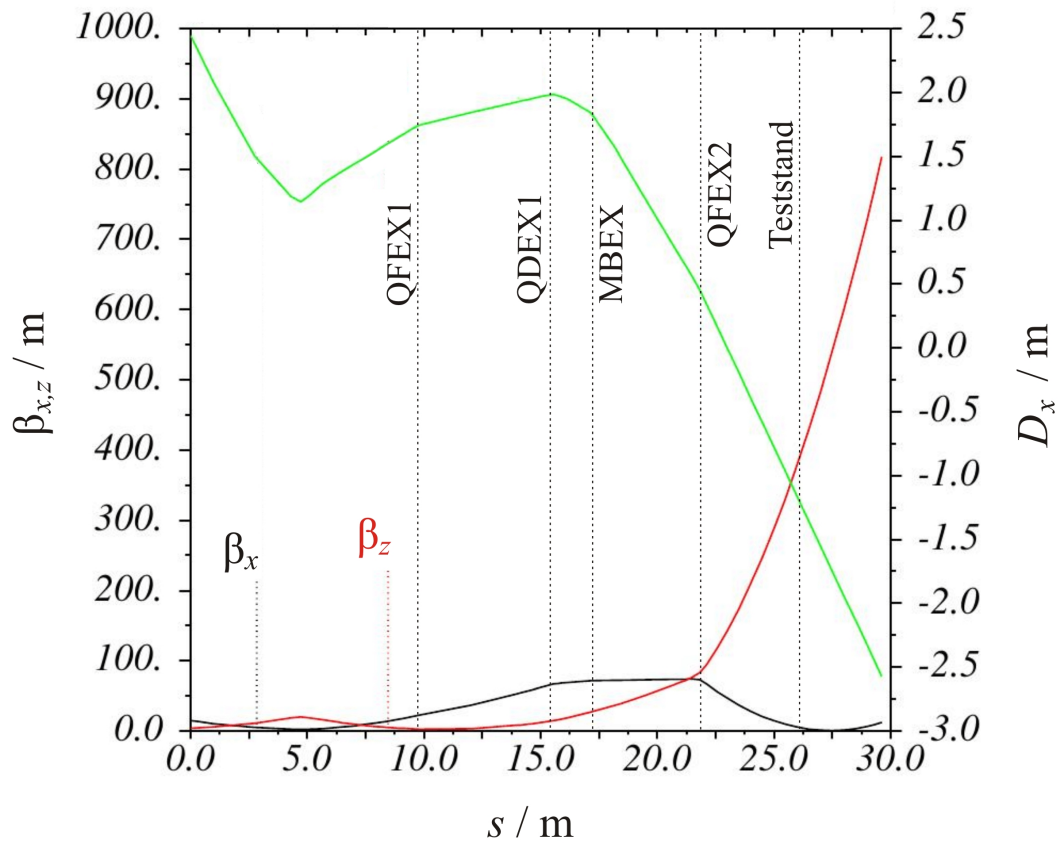
Um das Problem des fehlenden Freiheitsgrades zu umgehen, wird im folgenden Planungsvorschlag ein weiterer defokussierender Quadrupol QDEX2 verwendet. Die Anordnung der Magnete entspricht bis zum Ablenkmagneten derjenigen des vorangegangenen Layouts. Der fokussierende Magnet QFEX2 muss aus Platzgründen näher an den Ablenkmagneten gerückt werden, sodass der neue Quadrupol so aufgestellt werden kann, dass er den für den Testbetrieb verfügbaren Platz nicht wesentlich einschränkt. Der Teststand muss aus Platzgründen auch näher an den neuen Quadrupol rücken, um den Untergrund an dieser Stelle aus Richtung des Strahlvernichters möglichst zu minimieren. Der minimale Abstand ergibt sich aus der maximalen Quadrupolstärke des Magneten und wird in diesem Fall als Kompromiss auf knapp 1,1 m festgelegt. Die Positionen der Elemente bezüglich der Septumsschneide sind in Tabelle 4.5 aufgelistet; Abbildung 4.9 zeigt einen Überblick über die Strahlführung.

Element	Position
Startpunkt	0,000 m
Vorseptum MSE6	0,325 m
ELSA-Dipol M6	2,911 m
ELSA-Quadrupol QD7	4,849 m
Hauptseptum MSE7	5,961 m
Quadrupol QFEX1	9,871 m
Quadrupol QDEX1	16,513 m
Dipol MBEX	18,407 m
Quadrupol QFEX2	20,301 m
Quadrupol QDEX2	22,907 m
Teststand	24,000 m
Strahlvernichter (Vorderkante)	28,709 m

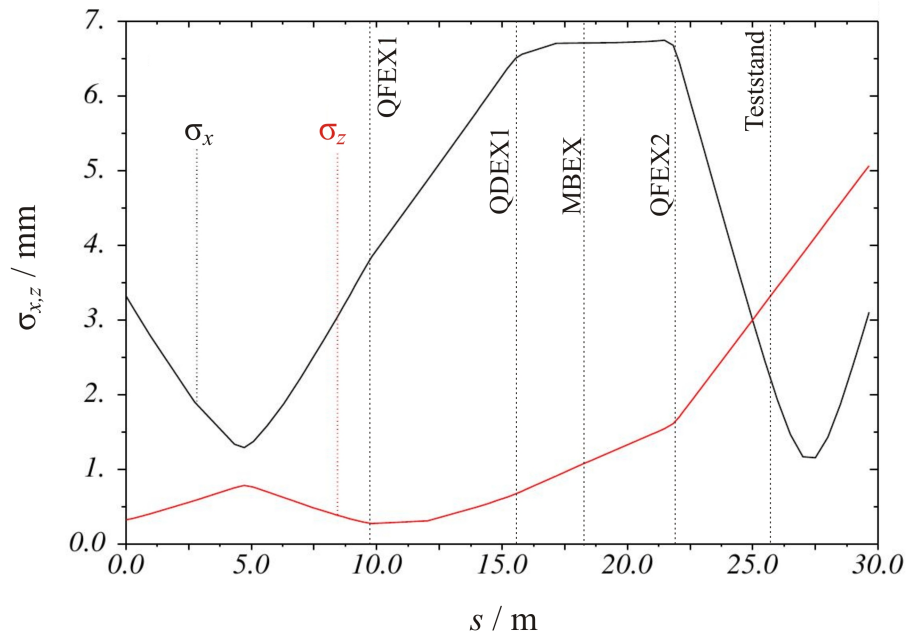
Tabelle 4.5: Positionen der Elemente bezüglich der Septumsschneide am Vorseptum MSE6.

Schränkt man die Strahlbreite im Quadrupol QFEX2 auf 10 mm ein, ergibt sich eine minimale Strahlbreite von etwa 0,9 mm. Hier ist im Vergleich zur Magnetanordnung ohne den Magneten QDEX2 zu erwähnen, dass die Dispersionsfunktion am Teststand einen Wert von $D_x = -0,20$ m annimmt, was sich in einem kleinerem Strahlradius bemerkbar macht. Der zusätzliche Freiheitsgrad bewirkt zwar eine Verringerung der Strahldimensionen, scheint aber teilweise von den zahlreichen Randbedingungen absorbiert zu werden. Beim Verlauf der Strahlbreite ist besonders hervorzuheben, dass diese nur im Bereich des Ablenkmagneten und des Quadrupols QFEX2 deutlich über 5 mm anwächst. Damit können in weiten Teilen der Strahlführung kleine Strahlrohrdurchmesser ($d = 50$ mm) und besohlte Quadrupole verwendet werden.

Für einen aufgeweiteten Strahl lassen sich Strahlbreiten von etwa 5 mm für beide transversa-



(a) Verlauf der optischen Funktionen.



(b) Verlauf der transversalen Strahlbreiten.

Abbildung 4.8: Simulationsergebnisse für eine maximale Aufweitung des Strahls mit Layout 1.

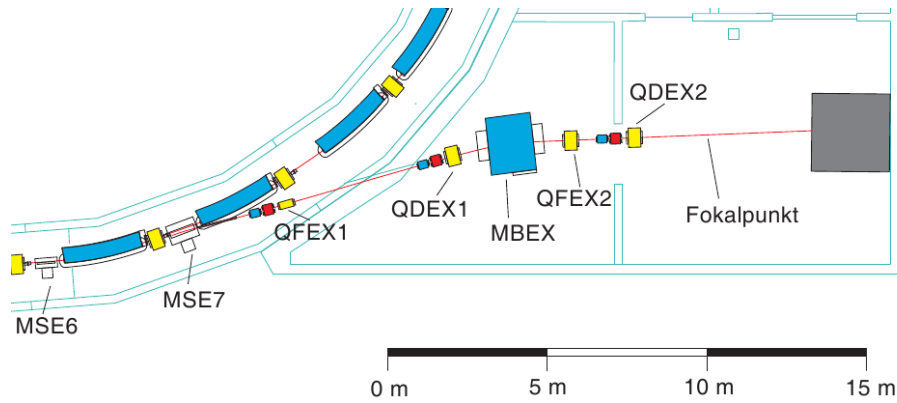


Abbildung 4.9: Schematische Übersicht Layout 2.

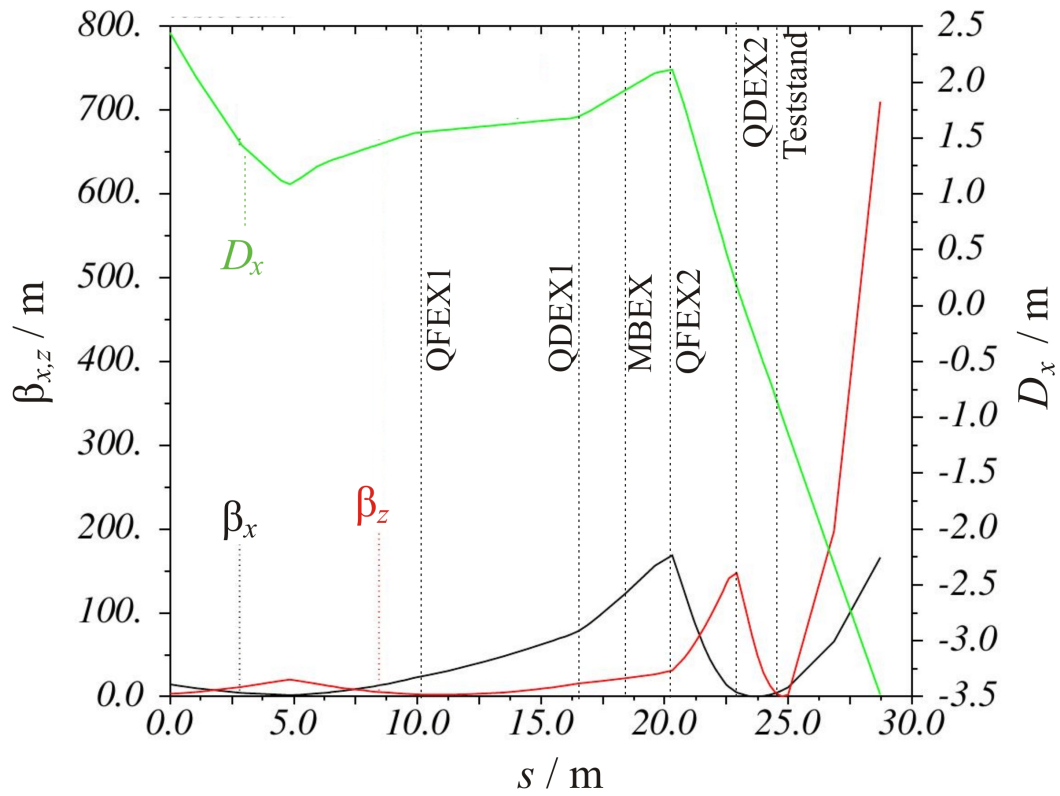
len Richtungen erreichen, was einer Verbreiterung des Strahls von über 400 % entspricht. In diesem Fall schränkt der Intensitätsmonitor mit einer Gesamtapertur von 40 mm die maximale Strahlbreite deutlich ein. Sofern die Halostreuung nur eine untergeordnete Rolle spielt, können auch größere 1σ -Strahlbreiten von bis zu 10 mm erreicht werden; in diesem Fall ist mit einer Aktivierung des Resonatormaterials zu rechnen. Nimmt man zudem Abstand von der Forderung, dass der Strahl im Fokuspunkt kreisrund sein soll, können sogar noch kleinere Strahlbreiten erreicht werden. Die Grenzen der Strahlführung unter Beachtung der Aperturrandbedingungen ($\sigma_{\text{QFEX2}} \leq 10$ mm) liegen bei $\sigma_x = 0,79$ mm und $\sigma_z = 0,94$ mm, was mit moderaten Quadrupolstärken zu realisieren ist. Abbildung 4.12 zeigt dazu den Verlauf der optischen Funktionen und der tatsächlichen Strahlbreiten. Die einzige Einschränkung ist der fast lineare Anstieg der Strahlbreite vom ersten Quadrupol QFEX1 bis zum Quadrupol QFEX2. Aufgrund des breiten Strahls wird es zur Halostreuung an der Kammerwand kommen, was aber unproblematisch ist, da der Ablenkmagnet die niederenergetischeren Elektronen aussortiert und diese dann nicht mehr zum Testplatz gelangen können.

	min. Radius (rund)	min. Radius (elliptisch)	max. Radius
σ_x	0,95 mm	0,74 mm	5,19 mm
σ_z	0,92 mm	0,94 mm	4,91 mm
σ'_x	0,676 mrad	0,761 mrad	0,109 mrad
σ'_z	0,035 mrad	0,034 mrad	0,007 mrad
$\sigma_{x,\text{Beamdump}}$	5,07 mm	10,33 mm	2,11 mm
$\sigma_{z,\text{Beamdump}}$	6,26 mm	4,72 mm	9,57 mm

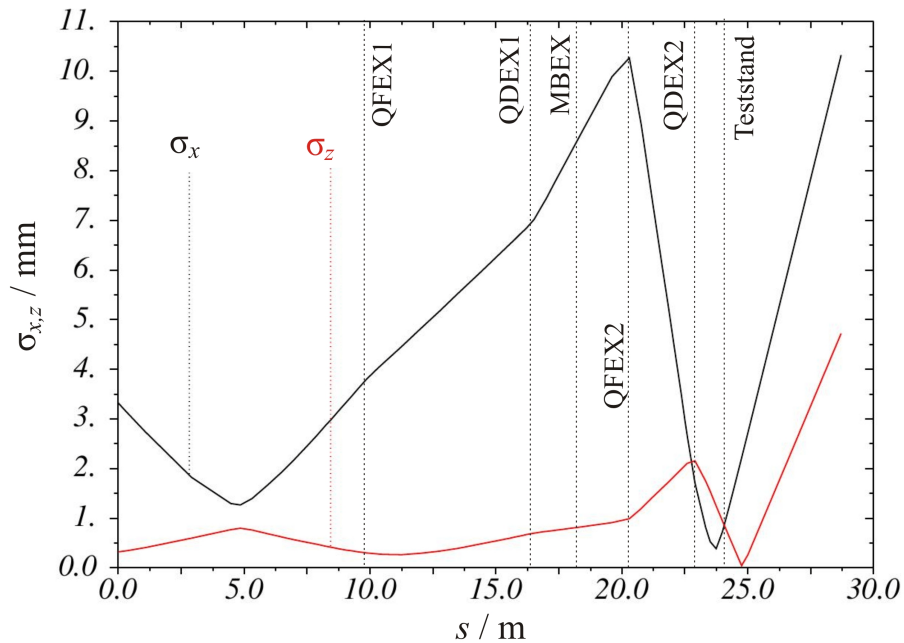
Tabelle 4.6: Erreichbare Strahlradien am Teststand und am Strahlvernichter für das Layout 2.

	$k_{\text{QFEX1}} / \text{m}^{-2}$	$k_{\text{QDEX1}} / \text{m}^{-2}$	$k_{\text{QFEX2}} / \text{m}^{-2}$	$k_{\text{QDEX2}} / \text{m}^{-2}$
min. Radius (rund)	0,000	-0,018	0,767	-1,728
min. Radius (elliptisch)	0,066	-0,128	0,859	-1,609
max. Radius	0,435	-1,745	0,712	-0,000

Tabelle 4.7: Simulationsergebnisse für die einzustellenden Quadrupolstärken für Layout 2.

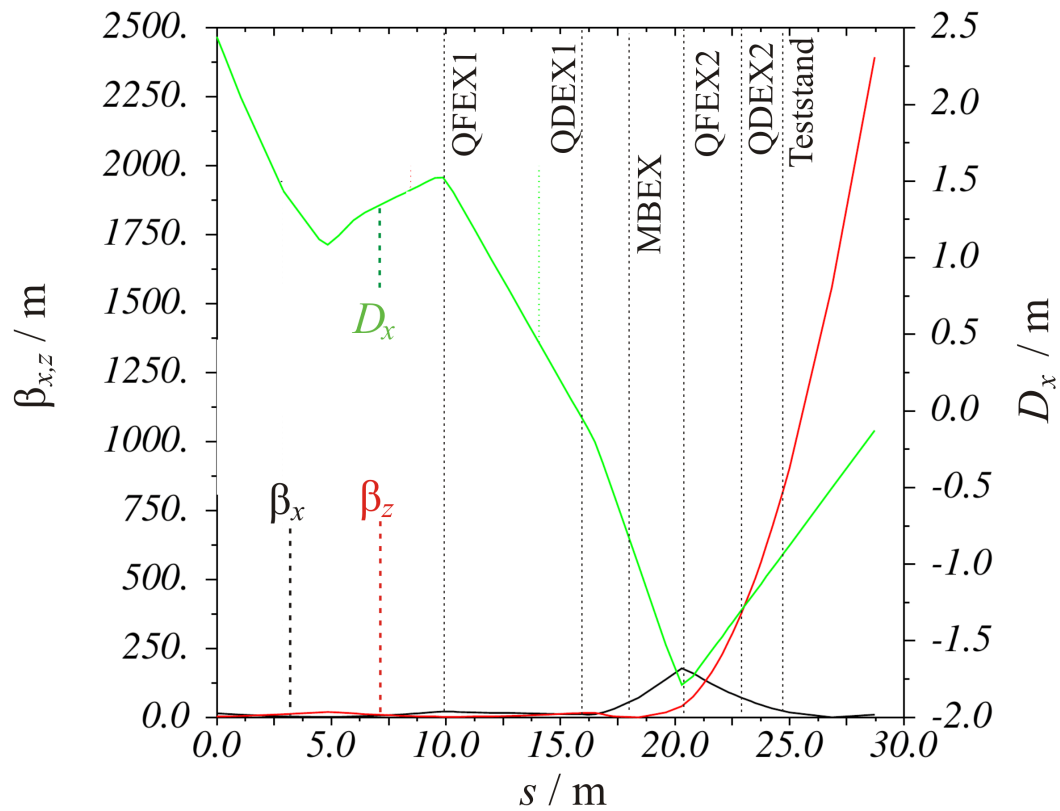


(a) Verlauf der optischen Funktionen.

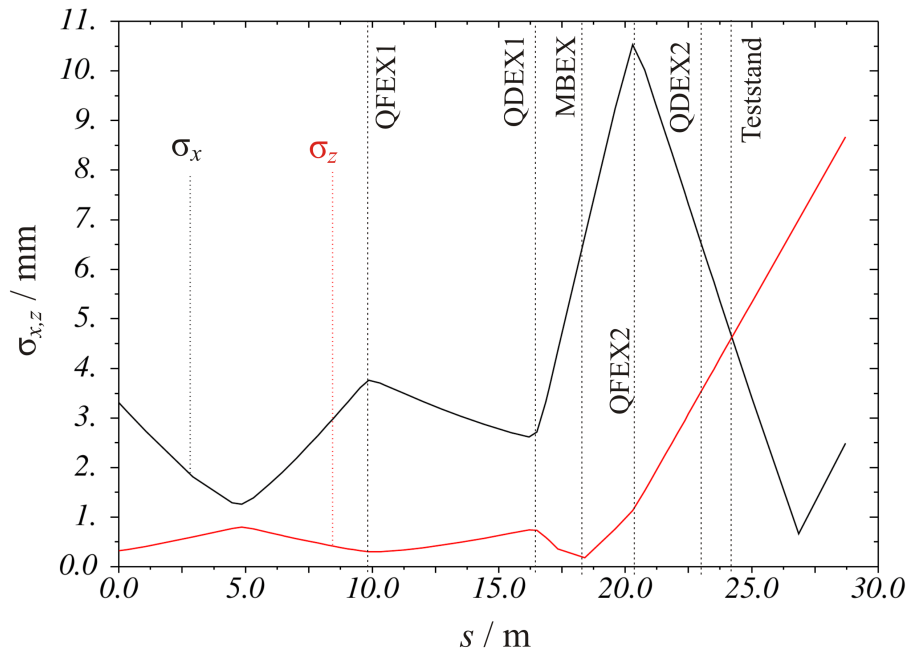


(b) Verlauf der transversalen Strahlbreiten.

Abbildung 4.10: Simulationsergebnisse für einen minimalen Strahlradius (runder Strahl) mit Layout 2.

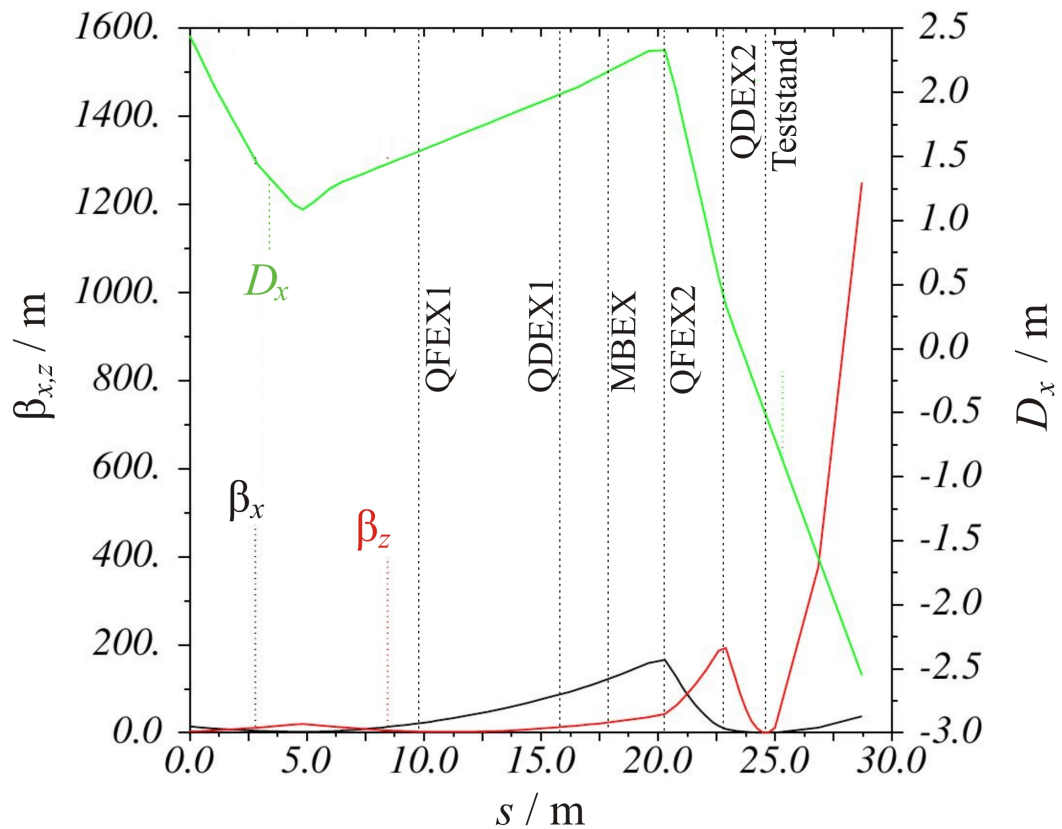


(a) Verlauf der optischen Funktionen.

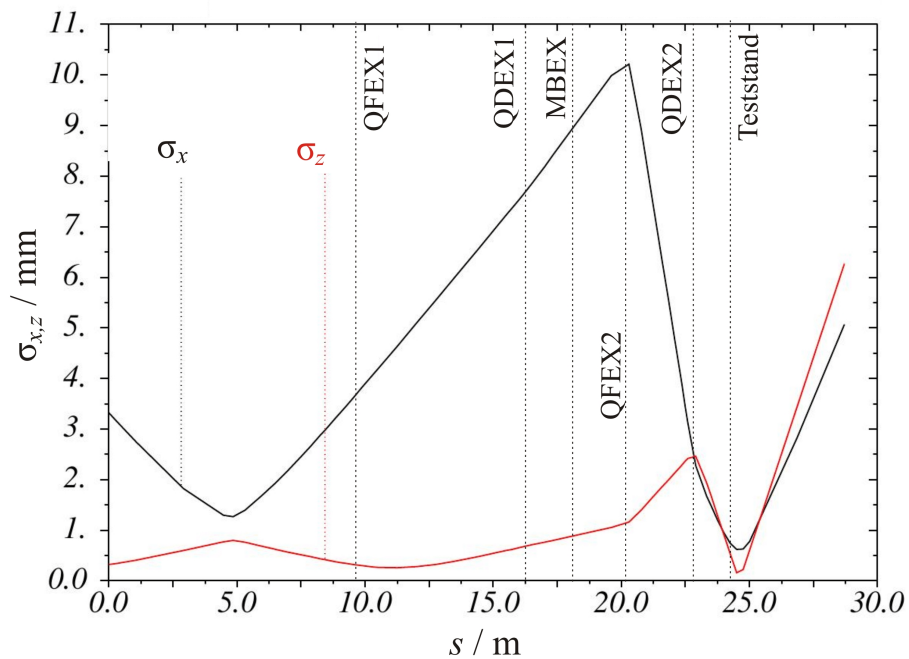


(b) Verlauf der transversalen Strahlbreiten.

Abbildung 4.11: Simulationsergebnisse für eine maximale Aufweitung des Strahls mit Layout 2.



(a) Verlauf der optischen Funktionen.



(b) Verlauf der transversalen Strahlbreiten.

Abbildung 4.12: Simulationsergebnisse für einen minimalen Strahlradius (elliptischer Strahl) mit Layout 2.

4.4.4 Layout 3 - Fünf Quadrupole

Führt man den Gedanken fort, dass jeder Quadrupol einen Freiheitsgrad für das lineare hochdimensionale Problem darstellt, gilt es zu untersuchen, ob ein fünfter (ELSA-typischer) Quadrupol eingebaut werden kann. Die einzige Stelle, die ausreichend Platz hierzu bietet, befindet sich direkt hinter dem Magneten QFEX2, was gleichzeitig bedeutet, dass der neue Quadrupol ebenfalls horizontal fokussierend wirken sollte, da sonst die Strahldimensionen im folgenden Teil der Strahlführung viel zu groß werden. Alternativ kann die Strahlführung nach dem Ablenkmagneten auch so verändert werden, dass die drei Quadrupole im gleichen Abstand zueinander stehen. Diese Anordnung von drei Quadrupolen findet man häufig bei Collidern, um den Strahl am Wechselwirkungspunkt maximal zu fokussieren. Besonderer Vorteil dieser *Triple-Quadrupole*-Anordnung ist die gleichzeitige Minimierung beider Betafunktionen; allerdings muss dann mit sehr großen Strahlbreiten innerhalb der Magnete gerechnet werden.

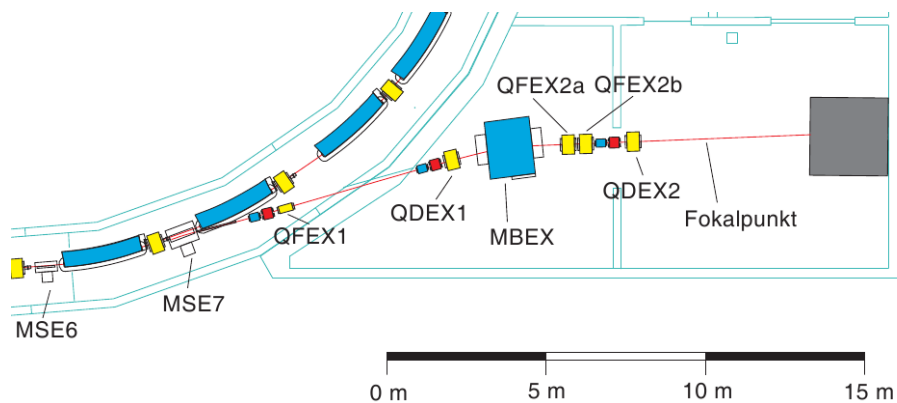


Abbildung 4.13: Schematische Übersicht Layout 3a.

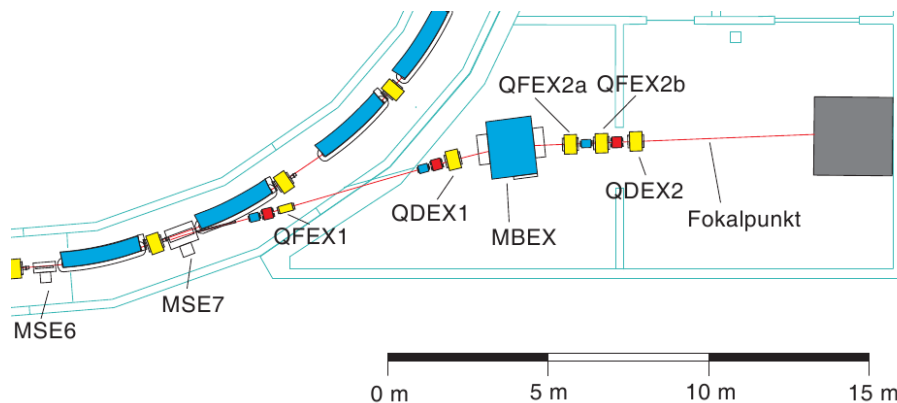


Abbildung 4.14: Schematische Übersicht Layout 3b.

Für beide Anordnungen sind ebenfalls Simulationen durchgeführt worden. Für das erste in diesem Kapitel vorgestellte Layout ergeben sich keine wesentlichen Verbesserungen der Strahleigenschaften. Die Strahlbreiten am Teststand bewegen sich wie in Layout 2 im Bereich von $\sigma_{x,z} \approx 0,9$ mm. Zwischen dem Quadrupolpaar und dem letzten Quadrupol ist besonders die vertikale Strahlausdehnung so groß, dass ein nicht unerheblicher Anteil des Strahlstroms im Intensitätsmonitor verloren geht. Die Triple-Quadrupole-Anordnung führt zwar in Bereiche von $\sigma_{x,z} \approx 0,7$ mm am Fokuspunkt, gleichzeitig erhöht sich die Strahlbreite zwischen den Quadrupo-

len auf bis zu 12,5 mm. Dies ist insofern problematisch, als dass der Intensitätsmonitor vor dem Ablenkmagneten positioniert werden müsste, was es aufgrund möglicher Synchrotronstrahlung zu vermeiden gilt. Ebenfalls könnten die Magnete zur Strahlagekorrektur nach dem Ablenkmagneten wegen der zu geringen Apertur nicht eingebaut werden.

Beide Magnetanordnungen erfüllen zwar die an die Strahlführung gestellten Anforderungen für den Strahl am Teststand, sind aber aufgrund der Strahleigenschaften in der Strahlführung selbst nicht geeignet. Für die weiteren Überlegungen wird somit von Layout 2 ausgegangen, das insgesamt vier Quadrupole in der Strahlführung vorsieht.

4.4.5 Abhängigkeit der minimalen Strahlbreite von den Aperturgrenzen

Bei allen untersuchten Layouts fällt auf, dass der minimale Strahlradius am Fokuspunkt scheinbar primär durch die Apertur am Quadrupol QFEX2 limitiert ist. Ein kleiner Strahlradius am Teststand geht immer mit einer großen Strahlbreite am Quadrupol einher. Diese Abhängigkeit ist näher untersucht worden, indem die Einschränkung an die Strahlbreite im Quadrupol mehr und mehr gelockert und der minimale Strahlradius am Fokuspunkt unter Beachtung der restlichen Randbedingungen beobachtet wurde. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 4.15.

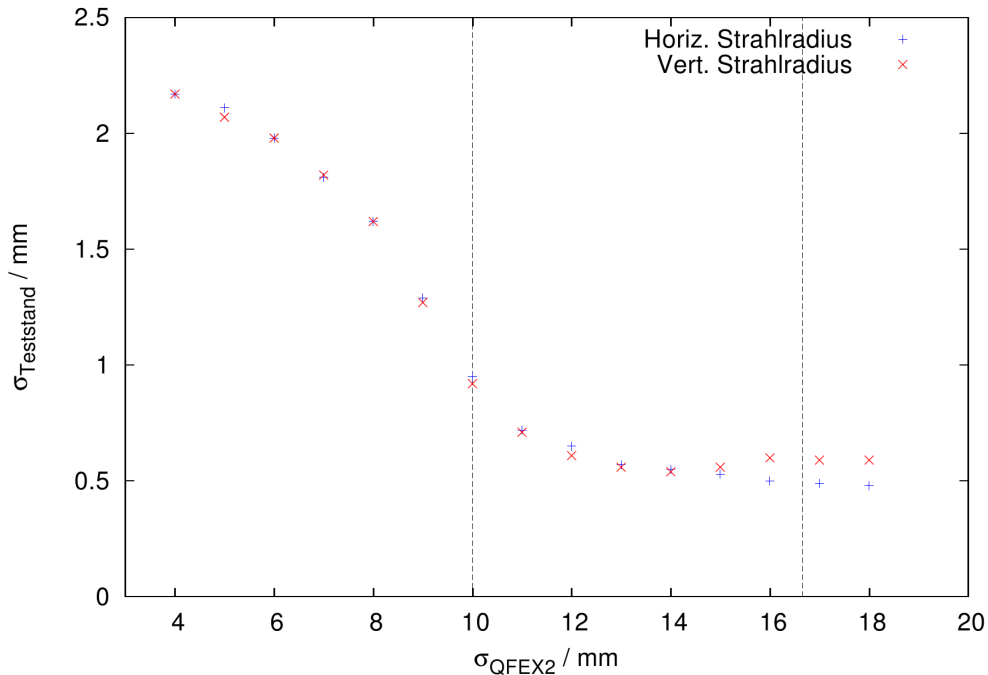


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Strahlbreite am Teststand von der Strahlbreite im Quadrupol QFEX2.

Im Bereich von 8 mm bis 14 mm für die Strahlbreite im Quadrupol QFEX2 erhält man das erwartete, antiproportionale Verhalten der Strahlbreiten. Für $\sigma_{\text{QFEX2}} < 8$ mm flacht die Kurve ab, was mit dem geometrischen Aufbau der Strahlführung erklärt werden kann. Ist der Strahlradius am letzten (fokussierenden) Quadrupol maximal 4 mm groß, können durch die fehlende Fokussierung danach keine wesentlich kleineren Breiten erreicht werden, da der Strahl nicht ausreichend aufgeweitet werden kann. Hiermit ergibt sich nochmals die Bedingung, dass der Quadrupol QFEX2 mit möglichst großer Apertur zu belassen ist. Für den Bereich $\sigma_{\text{QFEX2}} > 14$ mm stößt man beschleunigerphysikalisch an die Grenzen der Strahlführung – dort können beide Strahlradien nicht mehr gleichzeitig verkleinert werden. In diesem Fall führt eine Reduktion der

horizontalen Strahlbreite zu einer überproportionalen Vergrößerung der vertikalen Breite. Die linke gestrichelte Linie gibt die konservative, sichere 5σ -Grenze für den unbesohlenen Quadrupol wieder. Bei optimaler Durchführung des Strahls kann unter Umständen die Grenze für den Strahlradius auf 14 mm erhöht werden, was einem Verhältnis von $a/\sigma \approx 3,6$ entspricht. Damit reduziert sich die erreichbare Strahlbreite am Teststand auf die Hälfte. Ob diese Einstellungen grundsätzlich ohne zusätzliche Streuung von Halo-Elektronen realisierbar sind, zeigt sich erst, wenn erste Testmessungen an der Strahlführung durchgeführt werden können.

4.5 Strahldiagnose

Die Konzeption der Strahldiagnose teilt sich in die Messung der Position im Strahlrohr und in die Messung des Elektronenstroms auf. Während in Speicherringen grundsätzlich keine Elemente verbaut werden dürfen, die strahlzerstörend wirken, ist in einem Extraktionskanal die Verwendung von sog. *Chromox*-Schirmen möglich. Dazu werden dünne Folien unter einem Winkel von 45° in den Elektronenstrahl gehalten, die mit Al_2O_3 beschichtet sind und zusätzlich mit Chrom dotiert sind. Der Elektronenstrahl regt das Material beim Passieren zum Leuchten an, was mit einer CCD-Kamera beobachtet werden kann [Wil96]. Ein großer Vorteil dieser Schirme ist ihre hohe Strahlenbeständigkeit und die geringe Abgasrate, sodass sie auch in gutem Vakuum einsetzbar sind. Nachteil ist ihre strahlzerstörende Wirkung, was aber bei externen Strahlführungen nicht von Belang ist, da der Elektronenstrahl die Struktur nur ein einziges Mal passiert. Insgesamt sollen vier Schirme in der Strahlführung verwendet werden. Dazu werden jeweils zwei Exemplare in zueinander möglichst großem Abstand vor und nach dem Ablenkmagnet eingebaut. Für die exakte Orientierung im Raum eines geradlinigen Strahls werden mindestens zwei Messpunkte benötigt. Die Lage des Strahls kann also mit den Schirmen gemessen und gegebenenfalls mit den Korrektormagneten neu eingestellt werden.

Für die nicht destruktive Messung des extrahierten Elektronenstroms wird wie in der bestehenden Strahlführung ein Hohlraumresonator verwendet. Der Strahl regt im Resonator eine elektromagnetische Schwingung an. Mithilfe einer Schleife im Inneren des Resonators kann ein Signal ausgekoppelt werden, dessen Leistung proportional zum Strahlstrom ist (siehe Kapitel 5). Ein Feedback-System passt die Extraktionseinstellungen mit der gemessenen Stromstärke so an, dass über den gesamten Extraktionszyklus ein konstanter Strom extrahiert wird. Dieses Verfahren funktioniert bei großen Strahlströme sehr gut, jedoch ergeben sich wegen der quadratischen Abhängigkeit der ausgekoppelten Leistung bei sehr niedrigen Strömen nur sehr kleine Signale, die ab einem gewissen Wert nicht mehr vom Untergrundrauschen des Resonators getrennt werden können. In diesem Fall sollen Szintillationszähler zum Einsatz kommen, die direkt in den Elektronenstrahl gestellt werden müssen und so den Strahl in geringem Maße beeinflussen werden.

4.6 Strahlenschutz

In Bezug auf die strahlenschutztechnischen Anforderungen an den Testplatz und den angrenzenden Vorbereitungsraum müssen mehrere Faktoren berücksichtigt werden. Der Aufbau des Interlocksystems soll dem entsprechen, das zurzeit bei ELSA verwendet wird. Durch den Umbau der Labore und dem damit verbundenen Abriss einiger Wände müssen besonders die Wände des Vorbereitungsraum so konzipiert werden, dass sich Personen auch während des laufenden Strahlbetriebs dort aufhalten können – auch wenn massivere Detektoren getestet werden, durch

die viel sekundäre Strahlung erzeugt wird. Diese Simulationen und Berechnungen dazu werden von einem Experten des DESY durchgeführt [Tes08], der ebenfalls die Dimensionierung des Strahlvernichters untersucht. Die Größe der erwarteten 1σ -Strahlbreiten aus den in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen am Strahlvernichter unterschreiten dabei weit die geforderten maximalen Strahlradien von 30 mm. Damit die Größe des Strahlvernichters im praktikablen Rahmen bleibt und der Vorbereitungsraum nicht mit massiv gestalteter Abschirmung ausgestattet werden muss, soll der extrahierte Strahlstrom auf $I_{\max} = 100$ pA begrenzt werden.

Das Konzept sieht vor, dass während des laufenden Strahlbetriebs des Beschleunigers Arbeiten am Testplatz durchgeführt werden können. Dazu ist ein Strahlabsorber konstruiert worden, der nach den ersten Korrekturmagneten in die Strahlführung eingebaut werden soll und grundsätzlich geschlossen ist, wenn kein Strahl am Detektortestplatz gewünscht wird. Dieser Absorber besteht aus einem massiven Block einer speziellen Wolframlegierung, der den Elektronenstrahl vollständig vernichten kann. Ein Maß hierfür ist die *Strahlungslänge* X_0 , die angibt, in welchem Abstand ein Teilchenstrahl mit der anfänglichen Energie E_0 aufgrund von Bremsstrahlungseffekten um den Faktor e reduziert worden ist [CT99]:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad \text{mit} \quad X_0 \approx \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \cdot \ln(287/\sqrt{Z})}. \quad (4.7)$$

Die Variablen Z und A beschreiben die Ordnungszahl bzw. die Massenzahl des zur Absorption verwendeten Materials. Die Elektronen, die den Absorber verlassen können, haben eine so geringe Energie, dass sie entweder in der Kammerwand oder spätestens durch den Ablenkmagneten absorbiert werden. Die Strahlungslänge für Wolfram beträgt $X_0 = 3,51$ mm – ein Absorber mit einem 20 cm langen Wolframkern ist mit ca. 57 Strahlungslängen in jedem Fall ausreichend dimensioniert.

4.7 Vakuumtechnik

Da der Strahl die externe Strahlführung nur einmal passiert, werden keine besonderen Anforderungen an das Vakuum gestellt. Ähnlich der Konzeption der bestehenden Strahlführung ist ein mittlerer Druck von $p \approx 10^{-5}$ mbar völlig ausreichend. Der Bereich der Septa und des ersten Abschnitts der neuen Strahlführung wird als differentielle Pumpstrecke gestaltet, da der Druck von ca. 10^{-8} mbar in ELSA nicht vom schlechteren Vakuum in der Strahlführung beeinträchtigt werden sollte. Nach den Septa wird dazu eine großzügig dimensionierte Ion-Getter-Pumpe installiert; im weiteren Verlauf kommen Turbopumpen zum Einsatz. Die Strahlführung wird mittels Ventilen in mehrere Teilbereiche unterteilt, in denen sich jeweils mindestens eine Vakuumpumpe befindet, damit das Strahlrohr am Ende geöffnet werden kann, ohne die gesamte Strahlführung zu belüften. Die Strahlrohre an sich werden möglichst großzügig dimensioniert, damit die Vakuumeitwerte in den betreffenden Abschnitten möglichst groß sind und sich damit keine zusätzlichen Druckgradienten zwischen den Sektoren aufbauen.

4.8 Diskussion und endgültiges Layout

In diesem Kapitel sind die von den Nutzer gestellten Anforderungen aufgelistet und diskutiert worden. Die Forderung nach einem möglichst fokussierten und gleichzeitig divergenzfreien Strahl konnte im Rahmen der räumlichen Gegebenheiten nicht realisiert werden. Der Wunsch eines frei einstellbaren Strahlstroms kann aus strahlenschutztechnischer Seite von einem maximalen

Elektronenstroms von 100 pA bis zu kleinsten Strömen von etwa 5 fA sicher realisiert werden. Aus theoretischer Sicht sollte der Strahlstrom noch weiter zu reduzieren sein, was allerdings durch Testmessungen noch zu verifizieren ist, wenn die gesamte Strahlführung aufgebaut ist. Es wurden insgesamt drei verschiedene Layouts vorgestellt, die mit MAD-X auf ihre Tauglichkeit und Flexibilität untersucht wurden. Es stellte sich heraus, dass das Layout mit vier eingesetzten Quadrupolen die optimale Lösung für die zur Verfügung stehenden Räumlichkeiten darstellt. Mit diesem Aufbau lassen sich Strahlradien am Testbereich von 0,7 bzw. 0,9 mm erreichen. Maximal aufgeweitet können unter Beachtung der Aperturgrenzen über 5 mm an Strahlbreite erreicht werden. Die Anforderungen an die Strahlbreite im Strahlvernichter ist zu keiner Zeit überschritten worden. Die optimalen Quadrupolstärken bewegen sich alle in den geforderten Grenzen; die dazu benötigten Netzgeräte sollten alle so dimensioniert werden, dass sie den maximal erlaubten Strom liefern können, da oftmals die maximale Einstellung gefordert wird.

Der endgültige Aufbau der Strahlführung beachtet alle hier kurz erläuterten Teilbereiche wie Vakuumtechnik, Strahlenschutz, Strahldiagnose etc. und ist in seiner Form so komplex, dass er hier nicht im Detail vorgestellt werden soll. Ein finaler Lageplan der Strahlführung, die die Grundlage für die Positionierung der Elemente darstellt, ist im Anhang A.4 zu finden.

5 Design eines neuen Resonators zur Intensitätsmessung

Wie im vorangegangenen Kapitel dieser Arbeit kurz erläutert wird bei ELSA ein zylindrischer Hohlraumresonator zur verlustfreien Intensitätsmessung des extrahierten Elektronenstrahls verwendet. Mit diesem Resonator wird der externe Strahlstrom gemessen und anhand des Messwerts je nach Vorgabe die Bestromung der Luftquadrupole gesteuert, die maßgeblich für die Größe des extrahierten Strahlstroms ist. Der bisher verwendete Intensitätsmonitor ist im Rahmen einer Diplomarbeit von D. Kluxen [Klu94] simuliert und vermessen worden und befindet sich zurzeit am Anfang der bestehenden externen Strahlführung, wie Abbildung 5.1 zu entnehmen ist.

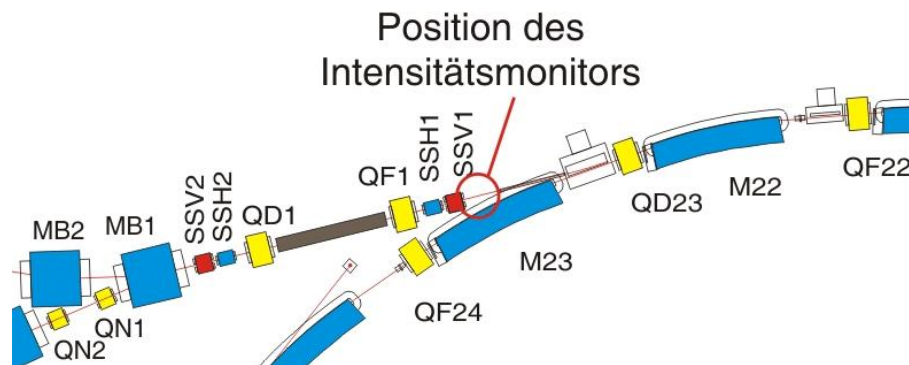


Abbildung 5.1: Übersicht über den ersten Teil der bestehenden externen Strahlführung.

Eine Optimierung dieses Resonators bietet sich aus folgenden Gründen an: Der bestehende Resonator ist für die bei ELSA typischen externen Strahlströme von ca. 10 pA bis zu einigen Nanoampere entworfen worden. Da bei der neuen externen Strahlführung wesentlich niedrigere Ströme extrahiert werden sollen, sollte die Geometrie des Resonators bezüglich wichtiger Kenngrößen wie *Güte* und *Shuntimpedanz* optimiert werden. Desweiteren sollte ein anderes Resonatormaterial verwendet und die Bauweise grundlegend verändert werden, was im weiteren Verlauf dieses Kapitels diskutiert wird. Der neue Resonator kann schließlich auch in der bestehenden Strahlführung verwendet werden und löst unter Umständen das Problem des hohen Untergrundrauschens des alten Intensitätsmonitors.

Da sich dieses Kapitel schwerpunktmäßig mit Hochfrequenztechnik beschäftigt, soll ein eigenes kleines Unterkapitel in die wichtigen Kenngrößen und Methoden einführen. In Kapitel 5.2 werden dann die einzelnen Optimierungsschritte beschrieben. Anschließend folgt eine kurze Diskussion der Ergebnisse und ein Vergleich mit den Simulationsergebnissen mit den experimentell ermittelten Kenngrößen, die im Rahmen einer Bachelorarbeit von M. Schedler [Sch09a] bestimmt worden sind.

5.1 Theoretische Kenngrößen

Das folgende Kapitel soll in die wesentlichen Grundlagen der Hohlraumresonatoren einführen, die zum Verständnis notwendig sind. Dabei werden bewusst nur die Teilbereiche näher beleuchtet, dessen Methoden in der Optimierung des Resonators verwendet werden. Die Darstellungen des folgenden Kapitels folgen den Quellen [Jac99], [Hil06b] und [Pus05].

5.1.1 Feldverteilung in zylindrischen Hohlraumresonatoren

Um die Verteilung der elektromagnetischen Felder in einem Hohlraumresonator analytisch beschreiben zu können, werden die Maxwell'schen Gleichung für ein zylindersymmetrisches Problem gelöst. Die Lösungen dieses Problems geben dann die Feldverteilungen der elektrischen und magnetischen Felder in einem unendlich langen Rohr an. Es bietet sich eine Zylindersymmetrie an, da der Elektronenstrahl, der sich auf der Symmetrieachse bewegen soll, eine zylindersymmetrische elektromagnetische Feldverteilung erzeugt. Radial und azimuthal ergeben sich wegen der leitenden Wände und den damit verbundenen Randbedingungen Einschränkungen an die Feldkonfiguration. Für einen kompletten Hohlraumresonator betrachtet man zusätzlich leitende Wände an den Enden des Rohrs, durch die zusätzlich longitudinale Randbedingungen für die elektromagnetischen Felder hinzukommen. In der Regel werden die Lösungen in zwei Kategorien unterteilt, die sich aus den unterschiedlichen Randbedingungen für die elektrischen und für die magnetischen Felder ergeben: Zum Einen sind das die *transversal magnetischen Wellen* (TM-Wellen), die nur transversale magnetische Komponenten haben. Dem gegenüber stehen die *transversal elektrischen Wellen* (TE-Wellen), die nur transversale elektrische Felder beinhalten. Analytisch findet man für die Lösungen der Feldverteilungen folgende Zusammenhänge:

$$\text{TM-Wellen: } E_z(r, \varphi, z, t) = E_{mn} \cdot J_m \left(\frac{j_{mn}}{R} r \right) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \cos \left(\frac{\pi p}{l} z \right) \cdot e^{i\omega_{mnp} t} \quad (5.1)$$

$$\text{TE-Wellen: } H_z(r, \varphi, z, t) = H_{mn} \cdot J'_m \left(\frac{j'_{mn}}{R} r \right) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \sin \left(\frac{\pi p}{l} z \right) \cdot e^{i\omega_{mnp} t} \quad (5.2)$$

Hier beschreibt J_m die Besselfunktion m -ter Ordnung und J'_m ihre Ableitung. Die n -te Nullstelle der Besselfunktion m -ter Ordnung wird mit j_{mn} bezeichnet; für die Ableitung der Besselfunktion m -ter Ordnung ist dies j'_{mn} . Die Variable R beschreibt den Radius des Resonators und l die Länge desselben. E_{mn} und H_{mn} sind ein Maß für die Amplitude der betreffenden Schwingung. Die Koeffizienten m , n und p haben auch eine physikalisch anschauliche Bedeutung: m gibt die azimuthale Variation des Feldes an, d.h. für $m = 0$ ist das Feld kreissymmetrisch, ansonsten hat es eine m -fache Symmetrie um die Resonatorachse. Die Variable n gibt die Zahl der Halbwellen des Feldes von der Resonatorachse bis zur Zylinderfläche an. Eine einzelne Halbwelle wird somit mit $n = 1$ beschrieben, $n = 0$ ist aus physikalischer Sicht und aufgrund der Randbedingungen nicht möglich. Die Anzahl der Halbwellen entlang der Resonatorachse zwischen den Endflächen wird mit p beschrieben und beginnt bei $p = 0$ für TM-Wellen und bei $p = 1$ für TE-Moden. Für $p = 0$ hängt das Feld nicht von der Länge l des Resonators ab. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, die unterschiedlichen Feldkonfigurationen in Kürze mit *TM_{mnp}-Moden* und *TE_{mnp}-Moden* zu bezeichnen.

Die zeitliche Abhängigkeit wird durch die Eigenfrequenz ω_{mnp} beschrieben, die sowohl von der Wahl der Mode als auch von der Resonatorgeometrie abhängt:

$$\omega_{mnp} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \cdot \sqrt{\left(\frac{j_{mn}^{(l)}}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi p}{l} \right)^2} \quad (5.3)$$

μ_r und ϵ_r geben die relative Permeabilität und Permittivität des Materials an, mit dem der Resonatorinnenraum gefüllt ist. Wird der Resonator im Vakuum betrieben, kann $\mu_r = \epsilon_r = 1$ gesetzt werden.

Für den Betrieb eines Hohlraumresonators zur Intensitätsmessung ist besonders die TM₀₁₀-Mode von Interesse. Diese Mode ist kreissymmetrisch um die Resonatorachse, da die φ -Abhängigkeit wegen $m = 0$ verschwindet. Die radiale Abhängigkeit wird durch die Besselfunktion J_0 beschrieben; über den Rohrradius durchläuft sie genau eine Halbwelle, da $n = 1$. Wie man Abbildung 5.2

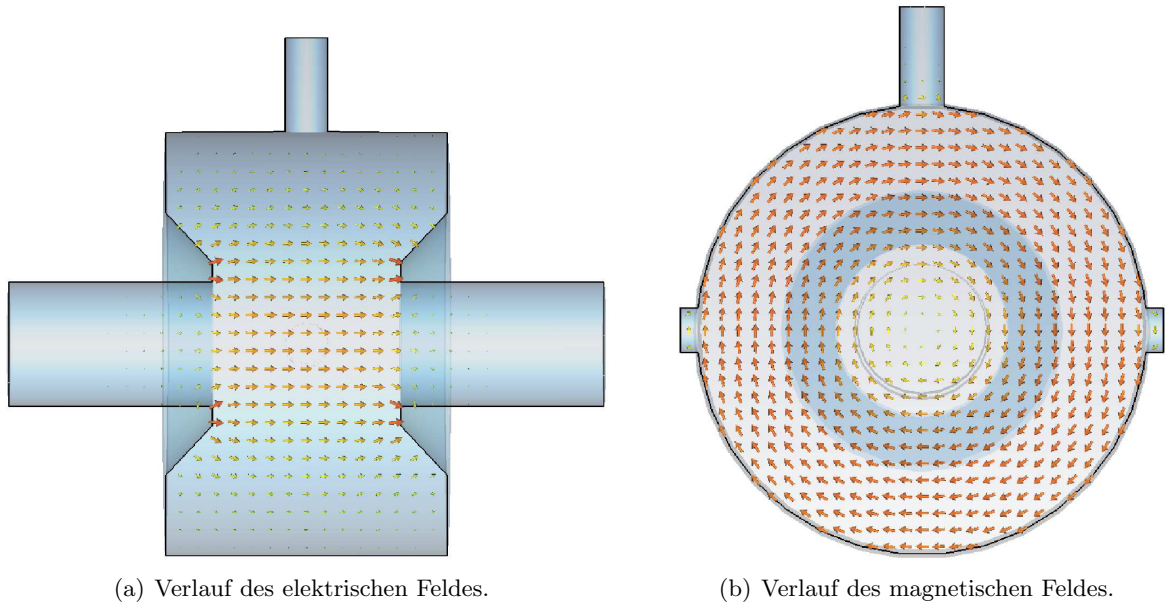


Abbildung 5.2: Feldverteilungen in einem zylindrischen Resonator für die TM_{010} -Mode [Sch09a].

entnimmt, ist damit das elektrische Feld auf der Strahlachse besonders stark ausgeprägt. Daher eignet sich diese Mode besonders zur Beschleunigung von Teilchen oder zur Intensitätsmessung, da die Kopplung von Teilchenstrahl und elektrischem Feld maximal ist. Die Länge des Resonators hat wegen $p = 0$ keinen Einfluss auf die Feldverteilung.

5.1.2 Shuntimpedanz und Güte

Typischerweise wird für den Resonator ein Ersatzschaltbild angegeben, das aus einer Parallelschaltung einer Spule mit Induktivität L und einem Kondensator der Kapazität C besteht. Andersherum kann man einen Resonator auch aus Sicht der Elektrizitätslehre betrachten, da er sich ähnlich einem elektrischen Widerstand verhält. Durchläuft ein Teilchenstrom I den Resonator und regt damit eine elektromagnetische Schwingung an, so verhält sich dieser wie eine Impedanz Z , die im allgemeinen Fall eine komplexe Größe ist. Regt der Teilchenstrom aufgrund seiner Struktur den Resonator mit einer festen Frequenz an, die der Resonanzfrequenz des Resonators entspricht, ist diese Größe reell und wird als *Shuntimpedanz* R_S bezeichnet. Sie verknüpft in gewohnter Weise den Strahlstrom \hat{I} mit einer Spannung \hat{U} , die sich als Integration des elektrischen Feldes entlang der Resonatorachse (bei optimaler Phase) ergibt²⁹:

$$\hat{U} = R_S \hat{I} \quad \text{mit} \quad \hat{U} = \int \vec{E}(r, \varphi, z, t) d\vec{z}. \quad (5.4)$$

Eine weitere Größe, die wie die Shuntimpedanz auch von der Geometrie des Resonators abhängt ist die (unbelastete) *Güte* Q_0 . Die im Resonator gespeicherte Energie wird allmählich in den Resonatorwänden dissipiert und in Joulsche Wärme umgesetzt, was zu einer Dämpfung der Schwingung führt. Diese Dämpfung wird mit der Güte Q_0 beschrieben, die das Verhältnis der

²⁹Eine optimale Phase des elektrischen Feldes bezüglich des Integrationswegs bedeutet, dass die Integration nur über die maximalen Feldstärke durchgeführt wird, d.h zeitliche Effekte werden nicht berücksichtigt.

im Resonator gespeicherten Energie zum Energieverlust pro Periode beschreibt:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_H}, \quad (5.5)$$

$\Delta\omega_H$ ist die volle Halbwertsbreite der Resonanzkurve bei $\hat{U}/\sqrt{2}$. Je größer die Güte, desto länger kann eine Schwingung im Resonator ohne Anregung aufrecht gehalten werden oder desto leichter kann ein Teilchenstrahl eine Schwingung anregen. Das ist auch gleichbedeutend damit, dass bei großen Güten die Resonanzkurve sehr schmal wird und die Resonanzfrequenz genau eingestellt werden muss.

Bildet man das Verhältnis R/Q , so hängt dieses nur von der Geometrie und den Materialeigenschaften bei einer fest gewählten Mode ab. Eine Erhöhung der Shuntimpedanz wird somit automatisch eine Erhöhung der Güte mit sich bringen, wenn die Resonatorform nicht wesentlich geändert wird.

5.1.3 Auskopplung eines Signals

Um ein Signal aus einem Hohlraumresonator auszukoppeln, hat man grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Mit einer Stiftkopplung kann an das elektrische Feld angekoppelt werden, eine Schleifenkopplung eignet sich für die Kopplung an das magnetische Feld. Für die verwendete TM_{010} -Mode wäre eine Stiftkopplung ungeeignet, da die optimale Position für die maximale Kopplung wegen der Feldverteilung auf der Resonatorachse liegt. Durch das sich ständig veränderliche Magnetfeld wird in der verwendeten Schleife eine Spannung induziert, die als Signal ausgekoppelt werden kann. Die Stärke des Signals hängt dabei von der Größe des Strahlstroms ab. Für die ausgekoppelte Leistung ergibt sich [Pus05]:

$$P_{\text{ext}} = R_S I^2 B^2 \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} \frac{1}{1 + 4Q_L^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2}. \quad (5.6)$$

Sie ist proportional zu Shuntimpedanz R_S , d.h. diese Größe sollte in jedem Fall so groß wie möglich gewählt werden, und proportional zu I^2 , was bedeutet, dass besonders bei kleinen zu messenden Strömen die ausgekoppelte Leistung sehr gering ist und mit hoher Präzision gemessen werden muss. Eine untere Grenze dafür bildet das Rauschniveau des Resonators, das mit Lock-In-Verstärkern reduziert werden kann, damit eine Trennung von Signal und Untergrund möglich ist. Der Faktor B wird als *Bunchfaktor* bezeichnet und ist Folge der Struktur des Teilchenstrahls. Für den hier zu optimierenden Resonator, der bei 1,5 GHz betrieben werden soll, gilt $B \approx 0,65$. Die ausgekoppelte Leistung ist maximal, wenn der *Kopplfaktor* κ den Wert $\kappa = 1$ annimmt. In diesem Fall spricht man von *kritischer Kopplung*, da die Leistungsanpassung vollkommen ist, d.h. die im Resonator gespeicherte Energie kann bestmöglich ausgekoppelt werden. Ein unerwünschter Nebeneffekt der kritischen Kopplung ist die verhältnismäßig große Abhängigkeit des Kopplfaktors von der Temperatur des Resonators, da geometrische Verformungen eine Verschiebung der Resonanzfrequenz $\Delta\nu$ bewirken. Für die *belastete Güte* Q_L gilt für $\kappa = 1$ die Beziehung $Q_L = Q_0/2$. Eine Vergrößerung der Güte führt nach Gleichung (5.6) zu einer empfindlicheren Abhängigkeit der ausgekoppelten Leistung von der Verschiebung der Resonanzfrequenz, was mit einer Temperaturstabilisierung aufgefangen werden kann.

5.2 Optimierung der Resonatorgeometrie

Für die Optimierung des bestehenden Resonators wird auf das Simulationsprogramm *CST Microwave Studio* zurückgegriffen, das die Maxwell'schen Gleichungen auf einem Rauggitter im

Resonator mit numerischen Methoden löst. Die Größe der Maschen des Gitters kann vom Anwender beliebig gewählt werden; eine größere Anzahl an sog. „Mesh-Zellen“ führt in der Regel zu einem genaueren Ergebnis. Das Programm bricht die Iteration der diskreten Lösungsschritte der Matrixgleichungen ab, wenn eine vorgegebene Genauigkeit erreicht ist. Da die Ergebnisse auf dem kompletten Raumgitter gespeichert werden, können Kenngrößen wie Güte oder Shuntimpedanz berechnet werden.

Als Resonatormaterial wird *OFHC-Kupfer*³⁰ verwendet, welches aufgrund der extrem hohen Leitfähigkeit besonders für die hier vorgestellten Zwecke geeignet ist. Die Simulation geht von einer Leitfähigkeit von $\sigma = 57 \text{ m}/\Omega \text{ mm}^2$ aus, was die Untergrenze für OFHC-Kupfer darstellt [Hie95].

5.2.1 Simulationsparameter

Im Folgenden sollen die Randbedingungen der Simulation und der noch zu bestimmenden freien Parameter vorgestellt werden.

Resonanzfrequenz ν_{res} : Bei ELSA wird standardmäßig zur Beschleunigung eine Hochfrequenz von $\nu_{\text{ELSA}} = 499,67 \text{ MHz}$ verwendet. Die resultierende Elektronenpaketstruktur legt nahe, einen Intensitätsmonitor auf Basis dieser Frequenz oder eines Vielfachen zu konstruieren. Aus Platz- und Kostengründen soll der Resonator (wie der zurzeit verwendete) bei einer Resonanzfrequenz von $\nu_{\text{res}} = 3 \cdot \nu_{\text{ELSA}} = 1499,01 \text{ MHz}$ betrieben werden, da eine größere Eigenfrequenz der TM_{010} nach Gleichung (5.3) einen kleineren Radius des Resonators bedeutet.

Mithilfe von Abstimmstempeln³¹ kann die Resonanzfrequenz verändert werden, falls die gefertigte Struktur nicht die Resonanzbedingung erfüllt. Aus Erfahrungen mit bereits gefertigten Resonatoren [Pus05] ergibt sich, dass die hier verwendeten Abstimmstempel, die für die Resonatoren zur Lagemessung konstruiert wurden, einen Frequenzhub von insgesamt 2 MHz bewirken. Um auf der sicheren Seite bezüglich der Resonanzbedingung (5.3) zu sein, wird die Simulation mit einer gewünschten Eigenfrequenz von $\nu_{\text{sim}} = 1498,01 \text{ MHz}$ durchgeführt. Kleinere Ungenauigkeiten aufgrund maschineller Bearbeitung können dann möglichst flexibel im Rahmen von 1 MHz nach unten *und* oben ausgeglichen werden.

Länge des Resonators l_{R} : Die Wahl der TM_{010} -Mode stellt im Prinzip keine Anforderungen an die Länge des Resonators. Da der Elektronenstrahl in Paketen den Resonator passiert, müssen Laufzeiteffekte beachtet werden, die im *Laufzeitfaktor* Λ_0 erfasst werden. Die Resonanzfrequenz legt den zeitlichen Rahmen einer möglichen Anregung durch den Elektronenstrahl fest. Wenn sich das Teilchenpaket durch den Resonator bewegt, sollte das elektrische Feld so gerichtet sein, dass das Paket beim Durchlaufen die Schwingung anregt, d.h. die Zeit, die das Paket zum Passieren der Struktur benötigt, sollte nicht länger als $1/2\nu_{\text{res}}$ sein. Falls der Resonator zu lang dimensioniert ist, kann sich die Richtung des elektrischen Feldes ändern, während sich das Teilchenpaket noch im Resonator befindet und somit die Feldkonfiguration erheblich stört, was sich in einer Verschlechterung der Kenngrößen äußern wird.

³⁰**Oxygen-Free-High-Conducting-Kupfer**, engl.: Sauerstofffreies hochleitendes Kupfer, ist eine Kupfersorte, die durch spezielle Reinigungsverfahren eine Reinheit von über 99,95 % Kupfer erreicht.

³¹Abstimmstempel sind kleine Stifte aus leitendem Material, die in den Resonator eingefahren werden können, um die Feldkonfiguration in einem kleinen Bereich gezielt zu beeinflussen. Der Radius des Resonators wird effektiv durch die Stifte verkleinert, was eine Erhöhung der Resonanzfrequenz bedeutet.

Eine erste Abschätzung der Resonatorlänge lautet nach [Pus05]:

$$l \approx \frac{\lambda}{2} - l_{\text{Paket}} . \quad (5.7)$$

Bei $\nu_{\text{res}} = 1499,01$ MHz gilt für die Wellenlänge $\lambda \approx 0,2$ m. Die Länge eines Elektronenpakets kann bei $E = 3,5$ GeV auf $l_{\text{Paket}} \approx 0,06$ m abgeschätzt werden, wobei zu beachten ist, dass dieser Wert aufgrund der longitudinalen gaußschen Verteilung nur 68 % der Elektronen beinhaltet. Damit liefert die obige Formel eine erste Abschätzung von $l \approx 0,04$ m. Da zusätzlich Kapazitätsnasen eingefügt werden sollen, ist die Länge l nicht mit dem Abstand der Resonatorwände, sondern mit dem Abstand dieser Nasen gleichzusetzen.

Kapazitätsnasen: Kapazitätsnasen sind zylindrische Verlängerungen des Strahlrohrs in den Resonatorinnenraum hinein, die dazu dienen das elektrische Feld zwischen ihnen zu konzentrieren. Der Verlauf des Feldes ist zwischen den Nasen nahezu konstant, was bedeutet, dass die räumliche Abhängigkeit der ausgekoppelten Signalleistung vom tatsächlichen Strahldurchgang durch den Resonator innerhalb der physischen Grenzen nahezu verschwindet [Klu94]. Weiterhin können die Kapazitätsnasen eine Vergrößerung der Shuntimpedanz bewirken und damit das Signal verbessern. Im Laufe der Simulation gilt es, die Länge l_K und die Dicke d der zylindrischen Hohlstruktur zu optimieren (siehe Abbildung 5.3).

Konische Erweiterungen: Zusätzlich zu den Kapazitätsnasen können weitere konische Erweiterungen in den Resonatorinnenraum eingebracht werden. Diese können die Güte wesentlich beeinflussen, da sie die Länge des Weges auf der Innenfläche des Resonators bestimmen. Die Größe, die hier optimiert werden soll, ist der Parameter h , der die „Höhe“ der konischen Erweiterungen angibt, die ab den Kapazitätsnasen gemessen wird. Der Verlauf der Oberfläche von den Nasen bis zur Resonatorinnenseite soll linear sein.

Apertur a : Der bestehende Resonator hat einen Aperturdurchmesser von 34 mm, was für die Strahlführung zu den Experimenten völlig ausreichend ist. Da in der neuen Strahlführung größere Strahldimensionen wegen der Aufweitung und anschließender maximaler Fokussierung des Strahls erwartet werden, sollte der Intensitätsmonitor eine möglichst große Apertur haben – zu große Aperturen führen aber schnell zu einer signifikanten Reduzierung der Güte und Shuntimpedanz, da die Innenfläche des Resonators reduziert wird. Für die Neukonzeption bietet sich als Kompromiss eine geringe Vergrößerung des Aperturradius auf $a = 20$ mm an.

Radius des Resonators R : Wie aus Gleichung (5.3) hervorgeht, hängt die TM_{010} -Mode nur vom Radius des Resonator ab. Die Herleitung basiert auf der Annahme, dass der Resonator rein zylindrischer Natur ist, d.h. keine Kapazitätsnasen und konischen Ringe verbaut werden. Diese zusätzlichen Bauteile haben erheblichen Einfluss auf die Feldverteilung, sodass (5.3) allenfalls als erste grobe Abschätzung fungieren kann. Abhilfe kann das Simulationsprogramm schaffen, das den Radius des Resonators selbstständig so anpassen kann, dass sich die gewünschte Resonanzfrequenz im Rahmen einer einstellbaren Genauigkeit ergibt.

Die Positionen der Abtimmstempel und der Koppelschleife werden analog zu [Klu94] in die Mitte der Resonatorlänge gesetzt, da das magnetische Feld dort die größte Amplitude hat und symmetrisch verformt werden kann. Die Form der Abtimmstempel wird in dieser Arbeit nicht genauer betrachtet; diese wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [Pus05] für die Lagemonitore in der bestehenden Strahlführung optimiert und können auch hier verwendet werden. Zusammenfassend soll Abbildung 5.3 die Parameter nochmals anhand einer Zeichnung verdeutlichen.

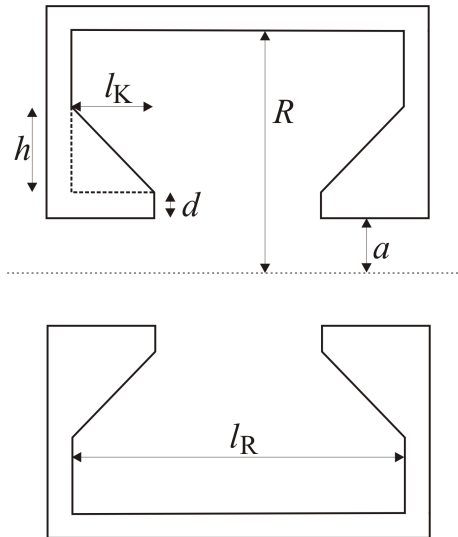


Abbildung 5.3: Überblick über die Simulationsparameter des neuen Hohlraumresonators.

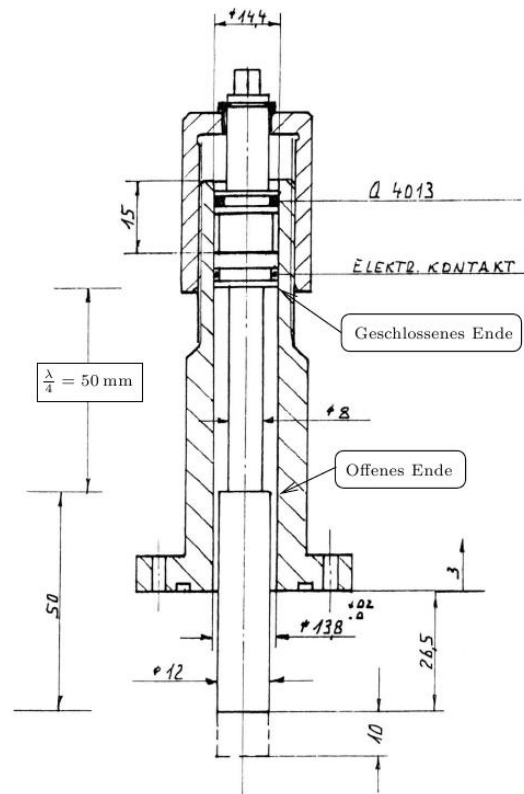


Abbildung 5.4: Bauzeichnungen des Abstimmstempels (Konstruktion B. Neff) [Pus05].

5.2.2 Simulationsergebnisse

Der erste zu bestimmende Simulationsparameter ist die Länge des Innenraums l . Auf Basis der Geometrie des bestehenden Resonators wurde neben dem beschriebenen Verfahren mit dem Programm *CST Particle Studio* eine Wakefield-Simulation³² für verschiedene Längen durchgeführt. In die Simulation gehen neben der Geometrie des Resonators die Eigenschaften des Teilchenstrahls ein, d.h. die Ladung pro Paket, die räumliche Länge und Frequenz, mit der die Pakete den Resonator durchlaufen. Das Programm löst ähnlich wie das zuvor vorgestellte die Maxwellgleichungen in diskreter Form und gibt das elektromagnetische Potential aus, das von den Spiegelladungen erzeugt wird. Aus den Ergebnissen kann eine (ausgekoppelte) Signalkurve auf der Grundlage errechnet werden, dass sich im Resonator eine Leistung von 1 W befindet. Das ist im tatsächlichen Strahlbetrieb in der Regel nicht der Fall, kann aber als qualitatives Maß herangezogen werden. Die verwendete Geometrie ist diejenige, die in [Klu94] vorgeschlagen wird; zusätzlich sind die konischen Erweiterungen mit einer willkürlichen Höhe von $h = 12$ mm hinzugefügt worden. Die einzelnen Simulationsschritte sind immer mit den zuvor auf maximale Kenngrößen optimierten Parametern durchgeführt worden. Die unterschiedlichen absoluten Kenngrößen der einzelnen Optimierungsschritte sind nicht aussagekräftig, da einige Überlegungen zu diesem Zeitpunkt noch nicht in die Geometrie des Resonators eingeflossen sind.

³² *Wakefelder*, engl.: Kielwellenfelder, entstehen durch Spiegelladungen auf der Strahlkammer, die sich mit dem Teilchenstrahl mitbewegen. Durchläuft der Strahl z.B. eine Sektion mit vergrößerter Strahlkammer, so können die Spiegelladungen dem Teilchenstrahl wegen des längeren Weges nicht exakt folgen. Sie erzeugen aber ein elektromagnetisches Feld, das unter Umständen das nachfolgende Teilchenpaket beeinflusst (sog. kollektive Instabilitäten).

Abbildung 5.5 zeigt die Ergebnisse der Simulation bezüglich der Resonatorlänge. Während die

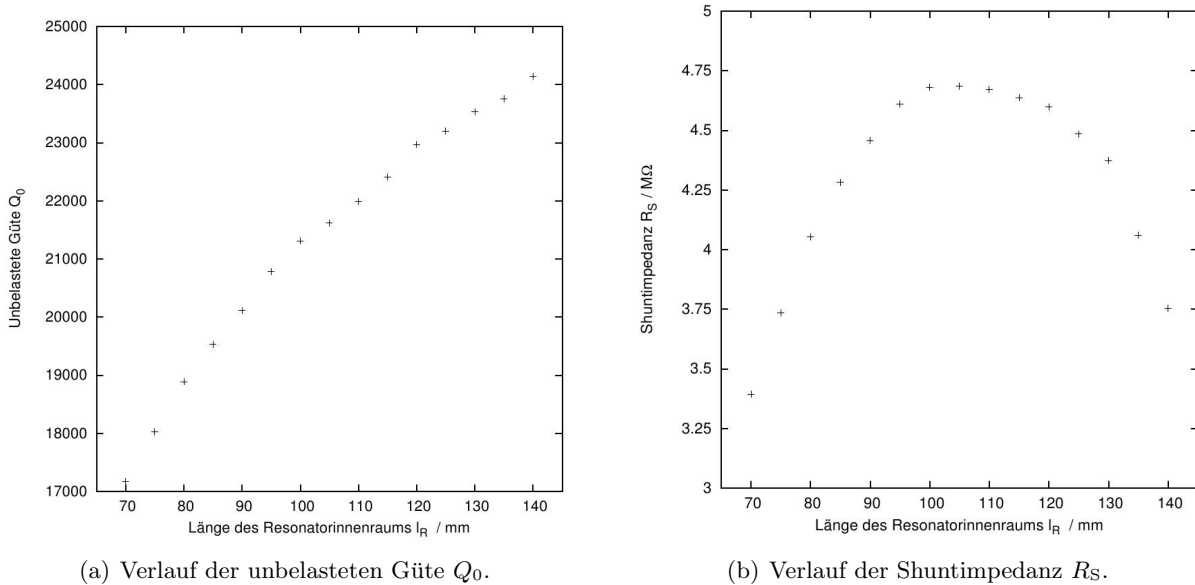


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der unbelasteten Güte und der Shuntimpedanz von der Länge des Resonatorinnenraums.

Güte mit der Länge des Resonator anwächst, ergeben sich deutliche Grenzen für die Shuntimpedanz. Ist der Resonator zu lang dimensioniert, wird die Shuntimpedanz aufgrund des Einflusses des Laufzeitfaktors wieder verringert. In diesem Fall überlagern sich die bereits schwingenden und gerade erzeugten Felder und kompensieren sich teilweise. Ein kurzer Resonator bedeutet eine kleine Shuntimpedanz, da die Wechselwirkung des Teilchenstrahls mit dem Resonator stark eingeschränkt wird. Zu diesen Resultaten werden die Ergebnisse der Wakefield-Simulation herangezogen, aus denen sich eine optimale Länge von $l_R = 90$ mm ergibt, da hier die Signalkurve die größte Amplitude aufweist. Zwar wären die Güte und Shuntimpedanz bei einem längeren Modell größer und damit der Resonator für den Betrieb als Intensitätsmonitor besser geeignet, allerdings ist die periodische Signalkurve ab 90 mm wegen der Feldüberlagerungen eher unregelmäßig. Weiterhin ist der zur Verfügung stehende Platz für die Resonatoren nicht beliebig groß, so dass $l_R = 90$ mm einen Kompromiss zwischen Platzbedarf, Kenngrößen und Materialkosten darstellt.

Bei der Variation der Länge der Kapazitätsnasen l_K ergibt sich ein ähnliches Bild. Sowohl die Güte als auch die Shuntimpedanz zeigen einen fast konstanten Verlauf bis zu einer Länge von 15 mm. Erst danach spielt wieder das oben angesprochene Laufzeitverhalten eine Rolle. Als bester Kompromiss wird die Länge der Kapazitätsnasen auf $l_K = 15$ mm gesetzt, sodass beide Kenngrößen noch verhältnismäßig große Werte annehmen.

Die Dicke der Kapazitätsnasen äußert sich gemäß Abbildung 5.7 in einer deutlichen Reduzierung beider Kenngrößen, wenn von sehr dicken Kapazitätsnasen ausgegangen wird. Physikalisch kann das durch die Verringerung des Resonatorvolumens erklärt werden, wodurch die Felder schlechter in den Resonator eingekoppelt werden können. Nach den Ergebnissen sollten die Kapazitätsnasen möglichst dünn sein. Da sich die elektrischen Ladungen auf der Innenseite des Resonators bewegen, kommt es je nach Strahlstrom besonders an den Nasen zu zusätzlichen Belastungen des Materials, was sich in einer Erwärmung des Resonators und damit in einer

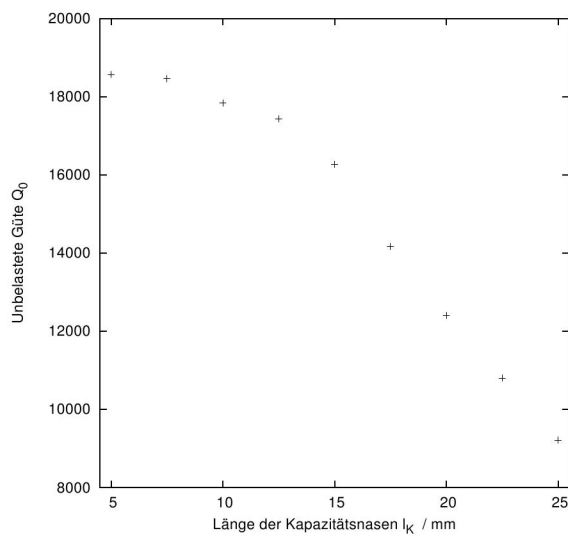
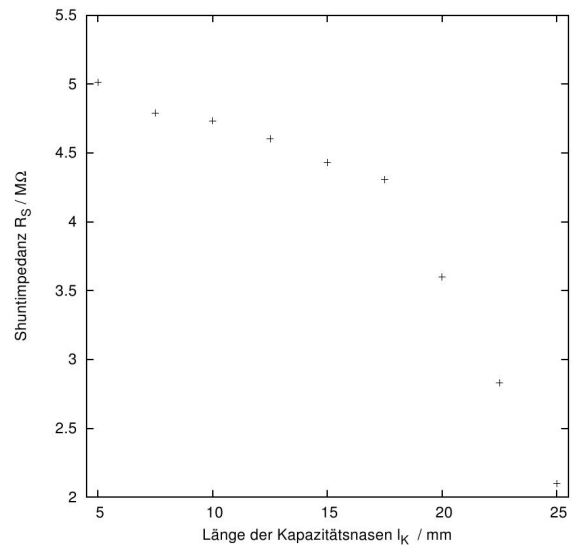
(a) Verlauf der unbelasteten Güte Q_0 .(b) Verlauf der Shuntimpedanz R_S .

Abbildung 5.6: Abhängigkeit der unbelasteten Güte und der Shuntimpedanz von der Länge des Kapazitätsnasen.

Verschiebung der Resonanzfrequenz äußert. Dicke Kapazitätsnasen kompensieren diesen Effekt besser als dünne. Der bisher verwendete Monitor hat eine Nasendicke von 8,5 mm; für den neuen Resonator wird leicht abweichend davon eine Dicke von 6 mm gewählt.

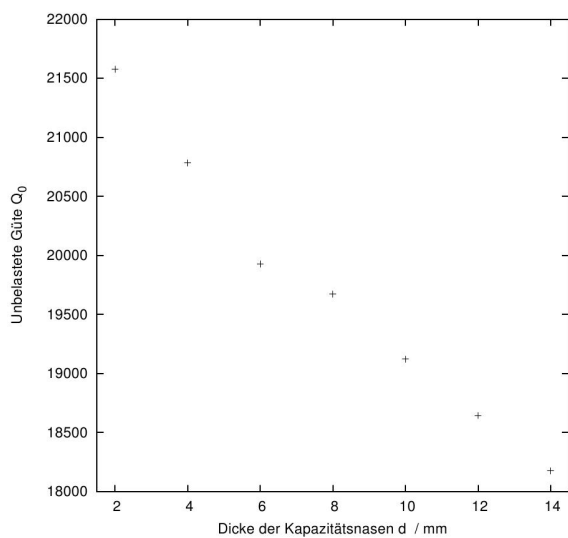
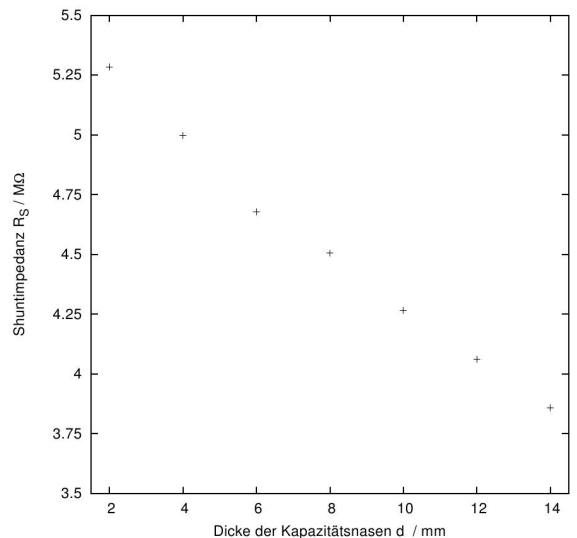
(a) Verlauf der unbelasteten Güte Q_0 .(b) Verlauf der Shuntimpedanz R_S .

Abbildung 5.7: Abhängigkeit der unbelasteten Güte und der Shuntimpedanz von der Dicke des Kapazitätsnasen.

Bei der Optimierung der konischen Erweiterungen zeigen Güte und Shuntimpedanz bei der Variation des Parameters h grundsätzlich gegensätzliches Verhalten. Vergrößert man die Höhe der

konischen Zusätze, verkleinert man effektiv das Resonatorvolumen, was auch zu einer Reduzierung der Shuntimpedanz führt. Gleichzeitig verkürzt man die Strecke, die die Ladung auf der Innenseite zurücklegen muss und verringert somit die Dämpfung der Schwingung und verbessert damit also die Güte des Resonators. Um möglichst große Werte der Kenngrößen zu erhalten, ist die Höhe h auf 16 mm gesetzt worden, da bei dieser Länge beide Größen in etwa ihr Maximum erreichen. Die Spitzen in den Diagrammen bei 16 mm sollten aber nicht überbewertet werden – diese Werte sind nicht signifikant ausgezeichnet, da beide Verläufe eher unregelmäßig erscheinen und von der Anzahl der Raumbitterpunkte abhängen, da durch eine veränderte Geometrie teilweise auch die Raumbitterdichte angepasst werden muss.

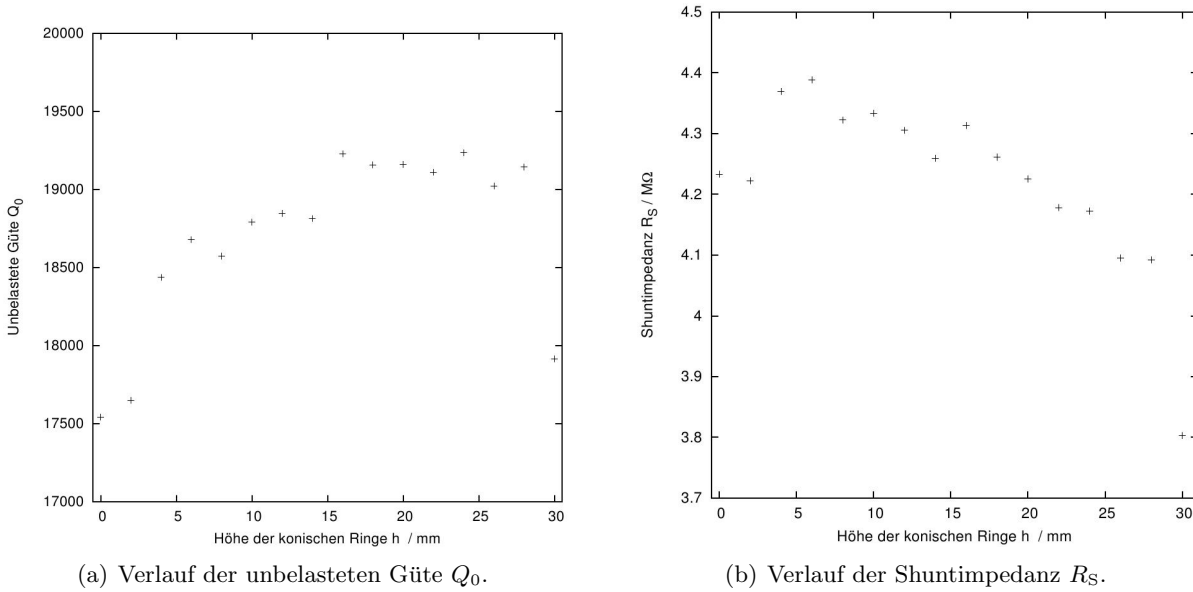


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der unbelasteten Güte und der Shuntimpedanz von der Höhe der konischen Ringe.

Die optimalen Parameter werden nochmals in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Der vom Simulationsprogramm optimale ausgegebene Wert für den Innenradius bei einer Resonanzfrequenz von $\nu_{\text{Res}} = 1,49801$ GHz liegt bei $R = 67,816$ mm. Eine Zeichnung der Resonatorgeometrie ist in Anhang A.5 zu finden.

Parameter	Wert
Resonanzfrequenz ν_{Res}	1,49801 GHz
Innenlänge l_R	90 mm
Länge der Kapazitätsnasen l_K	15 mm
Dicke der Kapazitätsnasen d	6 mm
Höhe der konischen Ringe h	16 mm
Aperturradius a	20 mm
Innenradius des Resonators R	67,816 mm
Unbelastete Güte Q_0	19381
Shuntimpedanz R_S	4,339 MΩ

Tabelle 5.1: Simulierte optimale Parameter für den neuen Intensitätsmonitor.

5.3 Vergleich mit dem bestehenden Intensitätsmonitor und experimentelle Überprüfung

Im direkten Vergleich zum Resonator, der zurzeit in der externen Strahlführung verwendet wird, ergeben sich teilweise große Unterschiede. Da der Resonator keine konischen Erweiterungen besitzt, wird gemäß der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen eine geringere Güte und eine größere Shuntimpedanz erwartet.

Zudem soll ein höherwertiges Material verwendet werden, was sich nochmals positiv in der Güte niederschlägt. Tabelle 5.2 stellt die Kenngrößen beider Hohlraumresonatoren gegenüber; die Daten aus [Klu94] gelten für die tatsächliche, bereits durch maschinelles Abdrehen der Kapazitätsnasen simulierte Geometrie³³.

	alt	neu
Unbelastete Güte Q_0	14500	19350
Shuntimpedanz R_S	2,1 M Ω	4,3 M Ω

Tabelle 5.2: Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse des alten und neuen Intensitätsmonitors.

Während der alte Resonator im erwarteten Maß eine kleinere Güte aufweist, weichen die Shuntimpedanzen stark voneinander ab, was größtenteils durch die längere Bauform des neuen Resonators bedingt ist.

Im Rahmen einer Bachelorarbeit [Sch09a] ist zur Vermessung von Hohlraumresonatoren ein dedizierter Teststand aufgebaut worden, mit dem auch der hier vorgestellte Resonatortyp untersucht worden ist. Dazu wurde unter anderem mit der Methode der „resonanten Störkörpermessung“, bei der ein Dielektrikum in diskreten Schritten durch den Resonator geführt und die Änderung der Resonanzfrequenz gemessen wird, die Güte und Shuntimpedanz bestimmt. Für die Güte ergibt sich ein Wert von $Q_0^1 = 17540$ für den ersten und $Q_0^2 = 17410$ für den zweiten Resonator, was leicht von den Ergebnissen der Simulation abweicht. Aus Sicht der Simulation erreicht die gemessene Güte nur ca. 90 % des erwarteten Wertes, was durch bauliche Ungenauigkeiten erklärt werden kann. Sind die beiden Resonatordeckel nicht exakt plan oder kann die korrekte Verbindung der Bauteile über das verwendete Vakuumlot nicht gewährleistet werden, führt sofort zu einer Verringerung der Güte. Ebenso können Oberflächenschäden wie z.B. kleine Kratzer die Güte negativ beeinflussen. Angesichts dieser Überlegungen stimmen Simulation und Experiment mit leichten Abweichungen gut überein.

Bei der Shuntimpedanz ergeben sich hingegen massive Diskrepanzen. Nach [Sch09a] betragen die Shuntimpedanzen $R_S^1 = R_S^2 = 2,94 \text{ M}\Omega$, was nur ca. 68 % der Shuntimpedanz entspricht, die der Simulation entnommen wurde. Der Grund für diese unterschiedlichen Ergebnisse kann messtechnisch nur mit einer ungenauen Messeinrichtung erklärt werden. Die Shuntimpedanz wird unter anderem über die Integration der elektrischen Felder auf der Resonatorachse bestimmt. Schon die Amplitude der elektrischen Felder aus Simulation und Experiment stimmen nicht überein; die Werte der Simulation sind grundsätzlich etwas größer. Das elektrische Feld wird über die Änderung des Reflexionsfaktors errechnet. Die Messung kann nach [Sch09a] an kritischen Stellen zu Verfälschungen des elektrischen Feldverlaufs und damit der Shuntimpedanz

³³Der in [Klu94] vorgeschlagene Resonator ist zunächst mit zu langen Kapazitätsnasen gefertigt worden, die dann in kleinen Schritten abgedreht wurden, bis die gewünschte Resonanzfrequenz im Rahmen der Möglichkeiten der maschinellen Bearbeitung erreicht wurde. Die Feinabstimmung ist dann auch mit der Methode der Abstimmstempel realisiert worden.

führen. Neben der resonanten Störkörpermessung gibt es ein weiteres Messfahren (nichtresonante Störkörpermessung), die mit demselben Aufbau realisiert werden kann. Seltsamerweise haben alle Messungen bis auf kleine Abweichungen die gleichen Werte für die Shuntimpedanz zum Ergebnis. Entweder handelt es sich um einen grundsätzlichen Fehler in der Auswertung, was aber nahezu ausgeschlossen werden kann, oder um bisher nicht verstandene Effekte in der Simulationssoftware.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Seit den Anfängen der Elementarteilchenphysik in den 1940er Jahren hat auch die Detektorphysik innerhalb dieses Bereichs immer mehr an Bedeutung gewonnen. Heutzutage ist es selbstverständlich, große und leistungsstarke Detektoren zu verwenden, die gleichzeitig Informationen über mehrere Millionen Kanäle liefern. Diese Daten werden mit einigem Aufwand aufgenommen und anschließend ausgewertet. Zum Test der Detektorkomponenten und der Robustheit der Datenaufnahme werden dedizierte Testplätze an Beschleunigeranlagen angeboten. Auf Grundlage dieser Arbeit soll ein solcher Detektortestplatz mit einem primären Elektronenstrahl von bis zu 3,5 GeV mit nahezu beliebiger Intensität bis zu einem externen Strom von 100 pA an der Bonner Elektronenbeschleunigeranlage ELSA aufgebaut werden.

Für die Simulation werden die Startwerte aller optischen Funktionen sowie die Emittanzen zu Beginn der Strahlführung benötigt. Während die optischen Funktionen den Simulationsrechnungen für ELSA mit MAD-X entnommen werden können, müssen die Emittanzen auf experimentellen Wege ermittelt werden, da aufgrund der nichtlinearen Einflüsse der Sextupole im Specherring die Emittanz im Extraktionskanal keine Erhaltungsgröße mehr ist. Dazu sind drei verschiedene Messmethoden vorgestellt worden, von denen nur zwei für die Verwendung bei hohen Energien geeignet sind. Mittels einer Phasenraumtomographie lässt sich die Verteilung der Elektronen im Phasenraum rekonstruieren und liefert somit weitere Informationen über die Teilchendynamik. Die einfach umzusetzende Methode des Quadrupolscans hat hingegen nur einen Zahlenwert für die Emittanzen zum Ergebnis.

Mithilfe der letztgenannten Methode ist die horizontale und vertikale Emittanz in der bestehenden Strahlführung gemessen worden. Diese Messungen sind aus Symmetriegründen auch für die neue externe Strahlführung gültig. Die Ergebnisse zeigen, dass die Extraktion mit einer drittelzahligen Resonanz die Größe des Emittanz nach der Extraktion beeinflussen kann, was von den verwendeten Extraktionseinstellungen abhängt. Anhand erster Untersuchungen zeigt sich, dass die horizontalen Emittanzen in der existierenden externen Strahlführung nur 62 % des theoretisch erwarteten Wertes aus ELSA betragen. Die Größe der Emittanzen hängt in erster Linie nur von den Einstellungen der Extraktionssextupole und vom verwendeten Extraktionsarbeitspunkt ab. Inwieweit die qualitativen Abhängigkeiten im untersuchten Bereich auch für den gesamten Parameterraum gültig sind, sollte durch weitere Messungen überprüft werden. Insbesondere ist eine Messung der Emittanzen bei einer Energie von 3,5 GeV von Interesse, um die skalierten Ergebnisse dieser Arbeit zu untermauern. Desweiteren ist zu überlegen, ob sich die Phasenraumtomographie als wichtiges Hilfsmittel auch dauerhaft etablieren kann. Anwendungsmöglichkeiten dazu bieten die beiden Linearbeschleuniger und die neue Strahlführung für Detektortests.

Die Gestaltung der neuen Strahlführung für Detektortests wird primär auf Simulationsstudien gestützt, die mit dem Programmpaket MAD-X durchgeführt wurden. Nach grundlegenden Überlegungen zur eventuellen räumlichen Umgestaltung der alten Synchrotronlichtlabore sind drei verschiedene Anordnungen vorgestellt worden, die auf ihre Flexibilität und auf die erreichbaren Strahlparameter untersucht wurden. Das Layout mit vier Quadrupolen ist die beste Lösung unter den vorgestellten Einschränkungen, auch wenn nicht alle geforderten Strahleigenschaften erreicht werden können. Mit der vorgestellten Magnetanordnung ergeben sich minimale Strahlbreiten von 0,9 mm im Fall eines kreisrunden Strahls, wobei sich die maximale Strahldivergenz in einem Bereich von 0,7 mrad bewegt. Der Elektronenstrahl lässt sich auf Strahlbreiten von bis zu 5 mm ohne nennenswerte Erhöhung der Untergrundstrahlung aufweiten.

Ob diese Strahlbreiten tatsächlich erreicht werden können, muss nach dem Aufbau der Strahlführung unter Betriebsbedingungen untersucht werden. Zudem sollte eine Magnetfeldvermessung des Ablenkmagneten erfolgen, um unerwünschte Inhomogenitäten des Feldes, die sich un-

ter Umständen negativ auf die Strahleigenschaften auswirken können, ausschließen zu können. Die ausreichende Dimensionierung des Kühlwasserkreislaufs und der Stromversorgung sowie die Netzwerkanbindung der einzelnen Netzgeräte und die Implementierung der Strahlführung in das Kontrollsystem sollten in nächster Zeit näher beleuchtet werden.

Für die nicht destruktive Messung des extrahierten Strahlstroms ist ein Hohlraumresonator optimiert worden, der in den externen Strahlführungen von ELSA Verwendung finden soll. Auf Basis einer Feldverteilung, die elektrische Felder nur entlang der Resonatorachse hat, kann durch Anregung einer elektromagnetischen Schwingung im Resonator durch den Teilchenstrahl ein Signal ausgekoppelt werden, das proportional zum Teilchenstrom ist. Die dazu maßgeblichen Kenngrößen wie Güte und Shuntimpedanz sind teilweise im Vergleich zum alten Intensitätsmonitor erheblich vergrößert worden, was eine Messung auch in Bereichen kleiner Ströme möglich macht. Der Vergleich zwischen den Simulations- und den experimentellen Ergebnissen zeigt, dass die Güte gut durch die Simulation wiedergegeben wird. Bei der Shuntimpedanz haben sich massive Diskrepanzen ergeben, die zurzeit nur mit Fehlern in der Simulation erklärt werden können. Diesem Sachverhalt sollte in jedem Fall mit weiteren Messungen und zusätzlichen Simulationen (evtl. auch anderen Programmpaketen) detailliert nachgegangen werden.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass der Aufbau einer neuen externen Strahlführung die Bonner Beschleunigeranlage ELSA neben den Hadronphysikexperimenten um einen interessanten und vielversprechenden Bereich erweitert. Durch die räumliche Trennung des Testbereichs ist dieser vollkommen unabhängig vom Betriebsstatus der Beschleunigeranlage. Der neue Detektorplatz mit den vorgestellten Strahleigenschaften ergänzt sich somit in idealer Weise mit den Testmöglichkeiten am DESY und erweitert das Angebot an Detektortestplätzen um einen Hochstromtestplatz.

A Anhang

A.1 Parameter der verwendeten Magnete

	blauer KM	gelber KM
Höhe des Magneten	0,22 m	0,22 m
Breite des Magneten	0,17 m	0,175 m
Abstand der Polschuhe h	0,05 m	0,06 m
Länge des Eisenjochs l	0,2 m	0,2 m
Länge des Magneten inkl. Spulen	0,34 m	0,34 m
Gesamtwindungszahl der Spulen n	512	796
Elek. Widerstand R (bei 20 °C)	0,67 Ω	3,15 Ω
Maximaler Spulenstrom I_{\max}	20 A	20 A
Maximaler Ablenkwinkel φ_{\max}	4,446 mrad	5,688 mrad

Tabelle A.1: Parameter der Korrektormagnete.

Höhe des Magneten	1,10 m
Breite des Magneten	1,84 m
Abstand der Polschuhe h	0,06 m
Länge des Eisenjochs l	1,50 m
Magnetische Länge l_{mag}	$\approx 1,50$ m
Länge des Magneten inkl. Spulen	2,10 m
Gesamtwindungszahl der Spulen n	457
Elek. Widerstand R (bei 20 °C)	1,32 m Ω
Maximaler Spulenstrom I_{\max}	400 A

Tabelle A.2: Parameter des Ablenkmagneten MBEX.

Außenradius des Magneten	0,25 m
Aperturradius a	0,025 m
Länge des Eisenjochs l	0,5 m
Magnetische Länge l_{mag}	$\approx 0,52$ m
Länge des Magneten inkl. Spulen	0,62 m
Elek. Widerstand R (bei 20 °C)	0,596 Ω
Maximaler Spulenstrom I_{\max}	27 A
Maximaler Gradient g_{\max}	8 T/m

Tabelle A.3: Parameter des fokussierenden Quadrupols QFEX1.

	QDEX1/2	QFEX2
Höhe des Magneten	0,6 m	0,6 m
Breite des Magneten	0,6 m	0,6 m
Aperturradius a	0,025 m	0,05 m
Länge des Eisenjochs l	0,45 m	0,45 m
Magnetische Länge l_{mag}	0,4997 m	0,4997 m
Länge des Magneten inkl. Spulen	0,61 m	0,61 m
Windungszahl pro Polschuh	11	11
Elek. Widerstand R (bei 20 °C)	4,15 m Ω	4,15 m Ω
Maximaler Spulenstrom I_{max}	910 A	910 A
Maximaler Gradient g_{max}	40 T/m	10 T/m

Tabelle A.4: Parameter des fokussierenden Quadrupols QDEX1/2 und QFEX2 (vgl. [Pre07]).

A.2 MAD 8-Eingabedatei für die externe Strahlführung zum CB-Experiment

Stand: Oktober 2006

```

! 01.12.2000: zusätzlicher vertikaler Strahlschieber SSV3 eingebaut
! 18.03.2003: alte GDH-Beamline als Ausgangspkt. fuer neue CB-Beamline
! 30.11.2004: GDH-Beamline angepasst an neuen CB-Aufbau vom Nov. 2004

! Neue CB-BEAMLINE

OPTION, -ECHO

WIDTHX: STRING, "SQRT( BEAM[EX]*BETX + BEAM[SIGE]*BEAM[SIGE]*DX*DX)"
WIDTHY: STRING, "SQRT( BEAM[EY]*BETY + BEAM[SIGE]*BEAM[SIGE]*DY*DY)"

DISPX: STRING, "R16*SIGX/SIGPT"
DISPY: STRING, " R36*SIGY/SIGPT"

! CB, ohne Kollimatoren, Eingang MSE22 (19.10.98)

BEAM, ENERGY=2.40, PARTICLE=ELECTRON, EX=376e-9, EY=45.1e-9, SIGE=3.94e-4

BCB: BETA0, BETX=33.3, ALFX=4.95, DX=-3.22, DPX=0.488, &
      BETY=10.1, ALFY=-4.43

SCB: SIGMA0, SIGX=3.750e-3, SIGPX=0.570e-3, SIGY=0.673e-3, SIGPY=0.304e-3, &
      R21=-0.980, R43=0.975, R61=-0.357, R62=0.357, SIGPT=3.94e-4

!QNs max. |k| = 1.15 m-2 bei 3.5 GeV

!! Einstellung 1
qf1_k=0.921
qd1_k=-0.888
qn1_k=1.196
qn2_k=-1.123
qf2_k=0.394
qd2_k=0.000

!! Einstellung 2
!qf1_k=0.937
!qd1_k=-0.907
!qn1_k=0.568
!qn2_k=-0.142
!qf2_k=0.851
!qd2_k=0.000

```

```
!! Einstellung gemäß GDH
!qf1_k=0.697
!qd1_k=-0.798
!qn1_k=0.699
!qn2_k=-0.703
!qf2_k=0.691
!qd2_k=-0.625

MSE22: SBEND, L=0.65, ANGLE=-0.0042, E1=0.0, E2=0.0042
DE1: DRIFT, L=0.649
M22: RBEND, L=2.875, ANGLE=PI/12, E1=-0.0042, E2=-0.0042
DE2: DRIFT, L=0.301
QD23: QUADRUPOLE, L=0.4997, K1=-0.594
DE3: DRIFT, L=0.210

BSTART: MARKER
MSE23: SBEND, L=0.90, ANGLE=-0.08744, E1=0.0042, E2=-0.085
DR1: DRIFT, L=0.20
M23: SBEND, L=0.90, ANGLE=0.0280
DR2A: DRIFT, L=0.71
MON1: RCOLLIMATOR
DR2B: DRIFT, L=0.37

SSV1: VKICKER, L=0.34, KICK=0.00
DR3: DRIFT, L=0.10
SSH1: HKICKER, L=0.34, KICK=0.00
DR4A: DRIFT, L=0.31
MON2: RCOLLIMATOR
DR4B: DRIFT, L=0.05

QF1: QUADRUPOLE, L=0.4749, K1=qf1_k
DR5: DRIFT, L=0.39
SOL: SOLENOID, L=2.0, KS=0.0
!SOL: SOLENOID, L=2.0, KS=0.78 ! Bei Energien bis 2.4 GeV
!SOL: SOLENOID, L=2.0, KS=0.51 ! Bei 3.5 GeV
DR6: DRIFT, L=0.38
QD1: QUADRUPOLE, L=0.4749, K1=qd1_k
DR7: DRIFT, L=0.25

SSH2: HKICKER, L=0.34, KICK=0.0
DR8: DRIFT, L=0.10
SSV2: VKICKER, L=0.34, KICK=0.0
DR9A: DRIFT, L=0.30
MON3: RCOLLIMATOR
DR9B: DRIFT, L=0.30

MB1: SBEND, L=1.08, ANGLE=0.188, E1=0.0, E2=0.188

DR10A: DRIFT, L=0.41
QN1: QUADRUPOLE, L=0.30, K1=qn1_k
DR10B: DRIFT, L=0.68
MON4: RCOLLIMATOR
DR10C: DRIFT, L=0.25
QN2: QUADRUPOLE, L=0.30, K1=qn2_k
DR10D: DRIFT, L=0.33

MB3: RBEND, L=1.08, ANGLE=0.051
MB3K: HKICKER, L=0.0, KICK=0.001
DR11: DRIFT, L=0.42
SSH3: HKICKER, L=0.34, KICK=0.00
DR12A: DRIFT, L=1.49
MON5: RCOLLIMATOR
DR12B: DRIFT, L=0.12

QF2: QUADRUPOLE, L=0.4749, K1=qf2_k
DR13A: DRIFT, L=2.218
SSV3: VKICKER, L=0.20, KICK=0.0
DR13A1: DRIFT, L=0.132

MON6: RCOLLIMATOR
DR13B: DRIFT, L=0.11
qd2: QUADRUPOLE, L=0.4749, K1=qd2_k
DR14: DRIFT, L=1.07
TTARGET: RCOLLIMATOR
DR15: DRIFT, L=0.5815
MON6A: RCOLLIMATOR
MON6B: RCOLLIMATOR
TMAGNET: SBEND, L=1.26, ANGLE=0.157, E1=0.0, E2=0.157

DR16: DRIFT, L=1.34
MAGNET2: SBEND, L=1.26, ANGLE=0.1082, E1=0.054, E2=0.054

DR17: DRIFT, L=11.410
```

DUMP: RCOLLIMATOR

```
! Strecke fuer Photonenstrahl
DRG1: DRIFT, L=9.750
PTARGET: RCOLLIMATOR
DRG2: DRIFT, L=7.50
GDUMP: RCOLLIMATOR
```

```
CBLINE: LINE=(MSE22,DE1,M22,DE2,QD23,DE3,BSTART, &
             MSE23,DR1,M23,DR2A,MON1,DR2B,SSV1,DR3,SSH1,DR4A,MON2,DR4B,QF1, &
             DR5,SOL,DR6,QD1,DR7,SSH2,DR8,SSV2,DR9A,MON3,DR9B,MB1,DR10A, &
             QN1,DR10B,MON4,DR10C,QN2,DR10D,MB3,DR11,SSH3,DR12A,MON5,DR12B, &
             QF2,DR13A,SSV3,DR13A1,MON6,DR13B,qd2,DR14,TTARGET,DR15,MON6A, &
             TMAGNET,MON6B,DR16, &
             MAGNET2,DR17,DUMP)
```

```
CBLINE2: LINE=(MSE22,DE1,M22,DE2,QD23,DE3,BSTART, &
              MSE23,DR1,M23,DR2A,MON1,DR2B,SSV1,DR3,SSH1,DR4A,MON2,DR4B,QF1, &
              DR5,SOL,DR6,QD1,DR7,SSH2,DR8,SSV2,DR9A,MON3,DR9B,MB1,DR10A, &
              QN1,DR10B,MON4,DR10C,QN2,DR10D,MB3,DR11,SSH3,DR12A,MON5,DR12B, &
              QF2,DR13A,SSV3,DR13A1,MON6,DR13B,qd2,DR14,TTARGET,DRG1,PTARGET, &
              DRG2,GDUMP)
```

USE, CBLINE

```
!SCB, R61=BCB[DX]*SCB[SIGPT]/SCB[SIGX], R62=BCB[DPX]*SCB[SIGPT]/SCB[SIGPX]
```

```
!SHOW, BCB
!SHOW, BEAM
```

```
SAVESIGMA, PLACE=MON2, LABEL=SIGMON2
SAVESIGMA, PLACE=MON3, LABEL=SIGMON3
SAVESIGMA, PLACE=MON4, LABEL=SIGMON4
SAVESIGMA, PLACE=MON5, LABEL=SIGMON5
SAVESIGMA, PLACE=MON6, LABEL=SIGMON6
SAVESIGMA, PLACE=TTARGET, LABEL=SIGMONTT
SAVESIGMA, PLACE=MON6A, LABEL=SIGMON6A
SAVESIGMA, PLACE=MON6B, LABEL=SIGMON6B
SAVESIGMA, PLACE=DUMP, LABEL=SIGMOND
```

SELECT, OPTICS, FULL

```
print, mon1
print, mon2
print, mon3
print, mon4
print, mb1
print, qn1
print, mon4
print, qn2
print, mb3
print, ssh3
print, mon5
print, mon6
print, qd2
print, ttarget
print, mon6a
print, mon6b
print, dump
ENV, SIGMA0=SCB, SAVE
PLOT, HAXIS=S, VAXIS1=SIGX,SIGY, VAXIS2=DISPX,DISPY, STYLE=100, &
      VMIN=0.0,-10.0, VMAX=0.010,10.0
```

use, cblin2

SELECT, OPTICS, FULL

```
print, mon1
print, mon2
print, mon3
print, mon4
print, mb1
print, qn1
print, mon4
print, qn2
print, mb3
print, ssh3
print, mon5
print, mon6
print, qd2
print, ttarget
```

```

print, ptarget
print, gdump
ENV, SIGMA0=SCB, SAVE
PLOT, HAXIS=S, VAXIS1=SIGX,SIGY, VAXIS2=DISPX,DISPY, STYLE=100, &
    VMIN=0.0,-10.0, VMAX=0.010,10.0

return

ERRMON2 = (SIGMON2[SIGX])2+(SIGMON2[SIGY])2
ERRMON3 = (SIGMON3[SIGX])2+(SIGMON3[SIGY])2
ERRMON4 = (SIGMON4[SIGX])2+(SIGMON4[SIGY])2
ERRMON5 = (SIGMON5[SIGX])2+(SIGMON5[SIGY])2
ERRMON6 = (SIGMON6[SIGX])2+(SIGMON6[SIGY])2
ERRMON6A = (SIGMON6A[SIGX])2+(SIGMON6A[SIGY])2
ERRMON6B = (SIGMON6B[SIGX])2+(SIGMON6B[SIGY])2
ERRMONTT = (SIGMONTT[SIGX])2+(SIGMONTT[SIGY])2
ERRMOND = (SIGMOND[SIGX])2+(SIGMOND[SIGY])2
FORMULA = SQRT( ERRMON2 + ERRMON3 + ERRMON4 + ERRMON5 + ERRMON6 &
    + ERRMON6A + ERRMON6B + ERRMONTT + ERRMOND)

OPTRECHNUNG: SUBROUTINE
    SELECT, OPTICS, FULL
    ENV, SIGMA0=SCB, SAVE
ENDSUBROUTINE

SELECT, OPTICS, FULL
ENV, SIGMA0=SCB, SAVE

MATCH, BETA0=BCB
vary, qf1[k1], step=0.1, lower=0., upper=2.
vary, qd1[k1], step=0.1, lower=-2., upper=0
vary, qn1[k1], step=0.1, lower=0., upper=2.
vary, qn2[k1], step=0.1, lower=-2., upper=0
vary, qf2[k1], step=0.1, lower=0., upper=2.
vary, qd2[k1], step=0.1, lower=-2., upper=0

GLOBAL, CALL=OPTRECHNUNG, FORMULA=0.0
SIMPLEX, call=10000
ENDMATCH

VALUE, qf1[k1]
VALUE, qd1[k1]
VALUE, qn1[k1]
VALUE, qn2[k1]
VALUE, qf2[k1]
VALUE, qd2[k1]

SHOW, SCB
print, mon2
print, mon3
print, mon4
print, mon5
print, mon6
print, mon6a
print, mon6b
print, ttarget
print,dump
print,ssh3
print,mb3

PLOT, HAXIS=S, VAXIS1=SIGX,SIGY, VAXIS2=DISPX,DISPY, STYLE=100, &
    VMIN=0.0,-5.0, VMAX=0.010,5.0

RETURN

```

A.3 MAD-X-Eingabedatei für die Simulation der neuen Strahlführung

```

! -----
! LATTICE FÜR EINE NEUE EXTERNE STRAHLFÜHRUNG
! (Vers. Waschlappen)
!
! 2009-01-27 S.Patzelt: angelegt
!
! -----

! *****
! MAKROS
! *****
mycrap(xx,yy,zz): macro = {myval = table(xx,yy,zz);};

! *****
! DEFINITION DER VARIABLEN
! *****

k1_max := 0.686; !max. k für QEXF1 (ohne Vorzeichen!)
k2_max := 3.426; !max. k für QEXD1
k3_max := 0.86; !max. k für QEXF2
k4_max := 3.426; !max. k für QEXD2

septangle22 := -5.171e-3; !Ablenkwinkel MSE6 (entspricht MSE22)
septangle23 := -0.084853; !Ablenkwinkel MSE7 (entspricht MSE23)

length_beamline = 28.709; !Länge der Beamline
length_MSE22 := 0.65; !Länge des Vorseptums
length_Edip := 2.875; !Länge eines ELSA-Dipols
length_Equad := 0.4997; !Länge eines ELSA-Quadrupols
length_MSE23 := 0.9; !Länge des Hauptseptums
length_qf1 := 0.5+0.02; !Länge von QFEX1
length_MBEX := 1.50+0.01; !Länge des MBEX
length_vkicker := 0.35; !Länge der V-Kicker
length_hkicker := 0.35; !Länge der H-Kicker
length_cs := 0.07; !Länge der Chromox-Schirme

angle_Edip := pi/12; !Ablenkwinkel ELSA-Dipol
k_Equad := -0.5799908151; !k für ELSA-Quadrupol (Qx=4.617, Qz=4.428)
angle_ELSExt := -80.285e-3; !Winkel zwischen ELSA und ext. Strahl
angle_MBEX := 12.0 *2*pi/360 !Ablenkwinkel MBEX
kick_ssv1 := 0.0; !Kickwinkel SSV1
kick_ssh1 := 0.0; !Kickwinkel SSH1
kick_ssv2 := 0.0; !Kickwinkel SSV2
kick_ssh2 := 0.0; !Kickwinkel SSH2
kick_ssv3 := 0.0; !Kickwinkel SSV3
kick_ssh3 := 0.0; !Kickwinkel SSH3

energy_ELSA := 3.5; !Energie der Elektronen
betax := 14.5; !Optische Parameter (ideal)
betaz := 3.32;
alphax := 2.46;
alphaz := -0.72;
disp_x := 2.44;
disp_y := -0.368;

ex := 616.2e-9; !Emittanz in x-Richtung
ey := 31.4e-9; !Emittanz in z-Richtung
pro := 0.88e-3; !Impulsabweichung (delta p / p)

varystep := 0.001; !Schrittgröße beim Matching
nsteps := 500; !Anzahl Schritte

max_beta := 400.0; !max. Beta-Funktion
max_dp := 0.0; !max. Dispersionsfunktion
max_dpx := 0.0; !max. Ableitung der Disp-Funk.
max_mvar1 := 1.6; !max. halbe Strahlbreite x
max_mvar2 := 1.6; !max. halbe Strahlbreite z
max_kluxen := 4.0; !max. h. Str.Breite im Kluxen
max_dump := 30; !max. h. Str.Breite im Dump

v := 52; !Anzahl der Elemente bis zum gewünschten Objekt
w := 58; ! (aus twiss-Tabelle entnehmen)

step_qfex1 := 0.2; !Schritte für Anfangswerte
step_qdex1 := 0.5;
step_qfex2 := 0.25;

```

```

step_qdex2 := 0.5;

! Startwerte direkt unten eintragen!

! *****
! PARAMETERBEREICH DER WHILE-SCHLEIFEN
! *****

create, table=matching-ergebnisse, column=qexf_1_i, qexd_1_i, qexf_2_i, qexd_2_i, qexf_1, qexd_1,
qexf_2, qexd_2, sig_x_test, sig_z_test, sig_x_dump, sig_z_dump;

QEXF_1_i := 0.0;
QEXD_1_i := -0.0;
QEXF_2_i := 0.0;
QEXD_2_i := -0.0;

while(QEXF_1_i < k1_max)
{
QEXD_1_i := 0.0;

while(QEXD_1_i > -k2_max)
{
QEXF_2_i := 0.0;

while(QEXF_2_i < k3_max)
{
QEXD_2_i := 0.0;

while(QEXD_2_i > -k4_max)
{

QEXF_1 := QEXF_1_i;
QEXD_1 := QEXD_1_i;
QEXF_2 := QEXF_2_i;
QEXD_2 := QEXD_2_i;

! *****
! ELEMENTDEFINITIONEN
! *****

vorseptum: rbend, l:=length_MSE22, angle:=septangle22, e1:=0.0, e2:=septangle22;
dip: rbend, l:=length_Edip, angle:=angle_Edip, e1:=-angle_Edip/2 +septangle22, e2:=-angle_Edip/2 +septangle22;
QD: quadrupole, l:=length_Equad, k1:=k_Equad;
hauptseptum: rbend, l:=length_MSE23, angle:=septangle23, e1:=-septangle23 +angle_ELSAExt, e2:=-angle_ELSAExt;
exqf1: quadrupole, l:=length_qf1, k1:=qexf_1;
exqd1: quadrupole, l:=length_Equad, k1:=qexd_1;
ablenk: rbend, l:= length_MBEX, angle:=-angle_MBEX, e1:=angle_MBEX/2, e2:=angle_MBEX/2;
exqf2: quadrupole, l:=length_Equad, k1:=qexf_2;
exqd2: quadrupole, l:=length_Equad, k1:=qexd_2;
exssv1: vkicker, l:=length_vkicker, kick:=kick_ssv1;
exssh1: hkicker, l:=length_vkicker, kick:=kick_ssh1;
exssv2: vkicker, l:=length_vkicker, kick:=kick_ssv2;
exssh2: hkicker, l:=length_vkicker, kick:=kick_ssh2;
exssv3: vkicker, l:=length_vkicker, kick:=kick_ssv3;
exssh3: vkicker, l:=length_vkicker, kick:=kick_ssh3;
nmon: monitor, l:=length_cs;

! *****
! Beamline
! *****

testbeam: sequence, refer=centre, l:=length_beamline;
start: marker, at=0.0;
mse6: vorseptum, at=0.3250;
m6: dip, at=2.911;
qd7: qd, at=4.849;
mse7: hauptseptum, at=5.961;
extern1: marker, at=6.5;
extern2: marker, at=7.5;
cs1: nmon, at=8.245;
ssvex1: exssv1, at=8.818;
sshex1: exssh1, at=9.277;
qfex1: exqf1, at=9.871;
extern3: marker, at=10.5;
extern4: marker, at=12.0;
extern5: marker, at=13.5;
ssvex2: exssv2, at=15.505;

```

```

sshex2: exssh2, at=15.963;
qdex1: exqd1, at=16.513;
radmon: nmon, at=17.0 ;
mbex: ablenk, at=18.407;
qfex2: exqf2, at=20.301;
extern6: marker, at=21.0;
ssvex3: exssv3, at=21.601;
sshex3:exssh3, at=22.059;
kluxen: nmon, at=22.5;
qexd2: exqd2, at=22.907;
test1: marker, at=23.5;
test2: marker, at=24.0;
test3: marker, at=24.5;
test4: marker, at=25.0;
beamdump: marker, at=length_beamline;
endsequence;

beam, particle=electron, energy:=energy_ELSA;
use, period=testbeam;

! *****
! TWISS-TABELLE & BETA-TABELLE
! *****

twiss, chrom, file="Testbeam_Layout5.twissx", betx=betax, bety=betaz, alfx=alphax,
  alfy=alphaz, dx=dispx, dpx=disppx, centre;
select, flag=twiss, column=name,s,betx,bety,dx,dpx;
twiss, chrom, file="Testbeam_Layout5.betax", betx=betax, bety=betaz, alfx=alphax,
  alfy=alphaz, dx=dispx, dpx=disppx, centre;

! *****
! STRAHLBREITENDEFINITION
! *****

mvar1 := 1000*sqrt(ex*table(twiss,betx) + (pro*table(twiss,dx))^2);
mvar2 := 1000*sqrt(ey*table(twiss,bety));

twiss, chrom, file="Testbeam_Layout5.twissx", betx=betax, bety=betaz, alfx=alphax,
  alfy=alphaz, dx=dispx, dpx=disppx, centre;
select, flag=twiss, clear;
select, flag=twiss, column=name,s,betx,bety,dx,dpx,mvar1,mvar2;
twiss, chrom, file="Testbeam_Layout5.betax", betx=betax, bety=betaz, alfx=alphax,
  alfy=alphaz, dx=dispx, dpx=disppx, centre;

! *****
! MATCHING
! *****

value, qexf_1, qexd_1, qexf_2, qexd_2;
match, sequence=testbeam, betx=betax, bety=betaz, alfx=alphax, alfy=alphaz, dx=dispx, dpx=disppx;
vary, name=qexf_1, step=varystep, lower=0.0, upper= k1_max;
vary, name=qexd_1, step=varystep, lower=-k2_max, upper= 0.0;
vary, name=qexf_2, step=varystep, lower=0.0, upper= k3_max;
vary, name=qexd_2, step=varystep, lower=-k4_max, upper= 0.0;
constraint, sequence=testbeam, range=extern1/test4, betx<max_beta;
constraint, sequence=testbeam, range=test2, dx=max_dp;
! constraint, sequence=testbeam, range=test2, dpx=max_dpx;
constraint, sequence=testbeam, range=test2, mvar1=max_mvar1;
constraint, sequence=testbeam, range=test2, mvar2=max_mvar2;
! constraint, sequence=testbeam, range=test1/test4, mvar1 = max_kluxen;
! constraint, sequence=testbeam, range=test1/test4, mvar2 = max_kluxen;
constraint, sequence=testbeam, range=qdex2, mvar1 < 5;
  constraint, sequence=testbeam, range=qdex2, mvar2 < 5;
  constraint, sequence=testbeam, range=qfex2, mvar1 < 7;
constraint, sequence=testbeam, range=dfex2, mvar2 < 7;
  Lmdif, calls=nsteps, tolerance=1.0e-21;
endmatch;
value,qexf_1, qexd_1, qexf_2, qexd_2;

! *****
! AUSWAHLBEDINGUNG
! *****

! Quadrupolstärke berechnet mit B_max=1.4 T und a=0.05m (besohlt) ---> k_max=2.4
! Für QEXF1 gilt: g=8 T/m ---> k_max=0.68

```



```

if( QEXF_1 > 0.0 && QEXF_1 < k1_max){
if( QEXD_1 > -k2_max && QEXD_1 < 0.0){
if( QEXF_2 > 0.0 && QEXF_2 < k3_max){
if( QEXD_2 > -k4_max && QEXD_2 < 0.0){

select, flag=twiss, column=name,s,x,betx,bety,dx,dpx,mvar1,mvar2;
twiss, chrom, file="Testbeam_Layout5.betax", betx=betax, bety=betaz, alfx=alphax,
      alfy=alphaz, dx=dispx, dpx=disppx, centre;

! *****
! STRAHLBREITEN NACH DEM MATCHING
! *****

exec, mycrap(twiss,betx,$v);
betx_v = myval;
value, betx_v;
exec, mycrap(twiss,dx,$v);
dx_v = myval;
value, dx_v;
exec, mycrap(twiss,bety,$v);
bety_v = myval;
value, bety_v;
exec, mycrap(twiss,betx,$w);
betx_w = myval;
value, betx_w;
exec, mycrap(twiss,dx,$w);
dx_w = myval;
value, dx_w;
exec, mycrap(twiss,bety,$w);
bety_w = myval;
value, bety_w;

sig_x_test := 1000*sqrt(ex*betx_v+(pro*dx_v)^2);
sig_z_test := 1000*sqrt(ey*bety_v);
sig_x_dump := 1000*sqrt(ex*betx_w+(pro*dx_w)^2);
sig_z_dump := 1000*sqrt(ey*bety_w);

! *****
! PLOT-BEFEHLE
! *****

!value, sig_x_test, sig_z_test, sig_x_dump, sig_z_dump;

! if( sig_x_test < (max_mvar1 +0.1)){
! if( sig_z_test < (max_mvar2 +0.1)){

plot, haxis=s, vaxis1=betx,bety,vaxis2=dx, colour= 100, file="OptParamter_Layout5";
plot, haxis=s, vaxis=mvar1,mvar2, colour=100, file="OptParameter_Layout5";

fill, table=matching-ergebnisse;

! }
! }

}
}
}

qexd_2_i = qexd_2_i - step_qdex2;
}

qexf_2_i = qexf_2_i + step_qfex2;
}

qexd_1_i = qexd_1_i - step_qdex1;
}

qexf_1_i = qexf_1_i + step_qfex1;
}

write, table=matching-ergebnisse, file="Matching_Layout5.out";

return;

```


A.5 Konstruktionszeichnungen des neuen Intensitätsmonitors

Alle Konstruktionszeichnungen sind von B. Neff angefertigt worden.

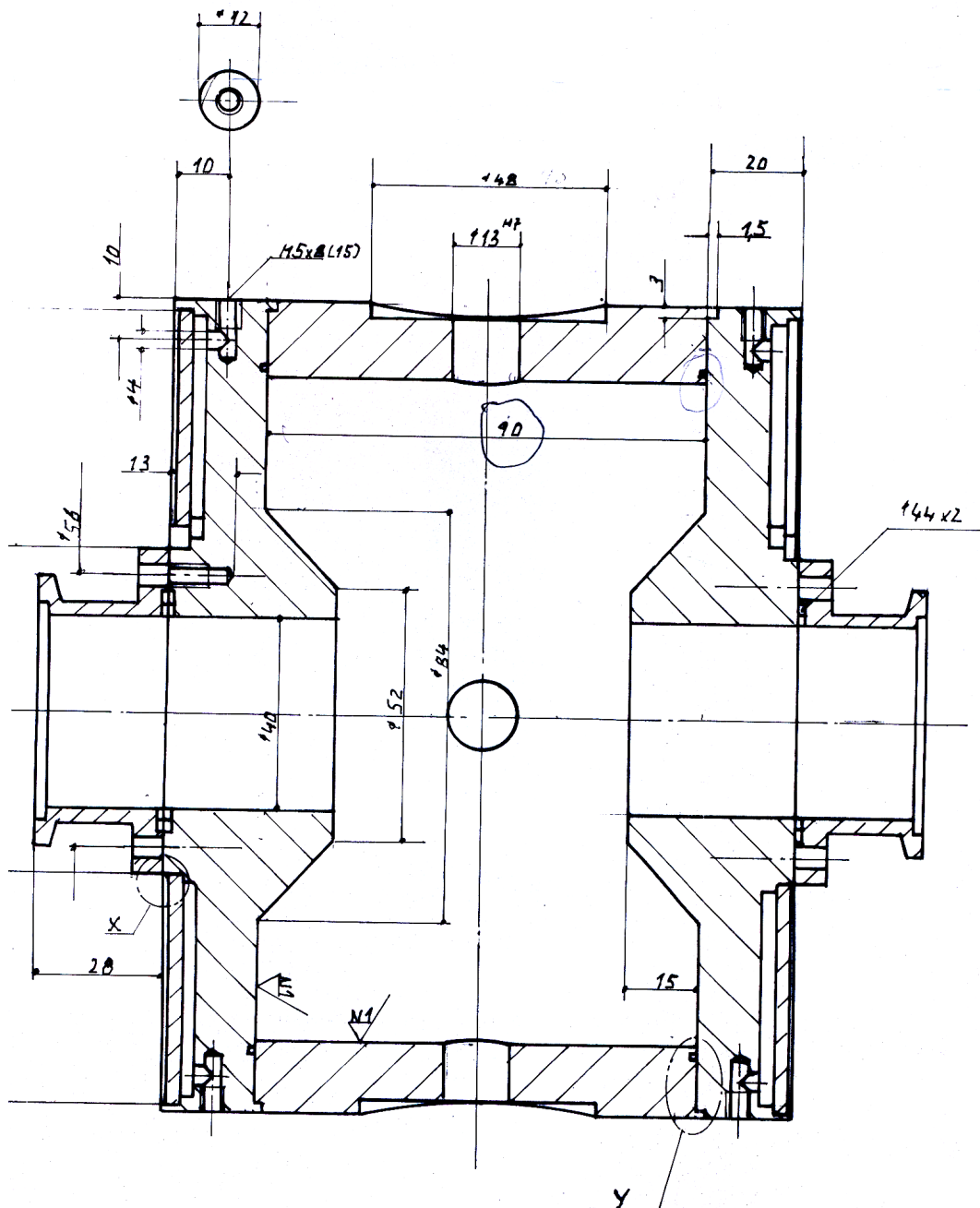


Abbildung A.2: Konstruktionszeichnung des Intensitätsmonitors (Seitenansicht).

Literatur

- [A⁺68] ALTHOFF, K.H. u. a.: *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn*. Nuclear Instruments & Methods 61, Nr. 1, S. 1-30, 1968.
- [AM⁺04] AUTIERO, D. ; MIGLIOZZI, P. u. a.: *Characterization of the T24 electron beam line available at DESY*. OPERA Collaboration, 2004.
- [BK09] B1-KOLLABORATION: *B1 project - Photoproduction of mesons*. 2009. <http://b1.physik.uni-bonn.de/>
- [CBK09] CRYSTAL-BARREL-KOLLABORATION: *Crystal Barrel – A 4π photon spectrometer*. Universität Bonn, 2009. <http://wwwnew.hiskp.uni-bonn.de/cb/>
- [CT99] CHAO, A.W. ; TIGNER, M.: *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*. World Scientific, Singapur, 1999.
- [DD02] DOLINSKA, M.E. ; DOROSHO, N.L.: *Pepper-Pot Diagnostic Method to Define Emittance and Twiss Parameters on Low Energies Accelerators*. Problems of Atomic Science and Technology, No.2, Nuclear Physics Investigation (40), 2002.
- [Gen99] GENTNER, M.: *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*. Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 1999.
- [Gre09] GREGOR, I.: *Persönliches Mitteilung*. 2009.
- [Hie95] HIERSIG, H. M.: *Lexikon Produktionstechnik, Verfahrenstechnik*. VDI-Verlag Düsseldorf, eingesehen über *Google Bücher*, 1995.
- [Hil00] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. Habilitation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2000.
- [Hil06a] HILLERT, W.: *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*. Eur. Phys. J. A 28, s01, 139-148, 2006.
- [Hil06b] HILLERT, W.: *Skript zum Praktikumsversuch E106: Hohlraumresonatoren*. Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2006.
- [Hil06c] HILLERT, W.: *Skript zur Vorlesung "Beschleunigerphysik 1"*. Wintersemester 2006/2007, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2006.
- [Hil06d] HILLERT, W.: *Skript zur Vorlesung "Beschleunigerphysik 2"*. Wintersemester 2006/2007, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2006.
- [Hin97] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1997.
- [Hsi03] HSIEH, J.: *Computed Tomography: Principles, Design, Artifacts, and Recent Advances*. SPIE Press, 2003.
- [Jac99] JACKSON, J.D.: *Classical Electrodynamics (3rd Edition)*. Wiley, 1999.

- [Kei00] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2000. – BONN-IR-2000-09
- [Kla09] KLARNER, F.: *Dissertation in Vorbereitung*. 2009.
- [Klu94] KLUXEN, D.: *Ein Hochfrequenz-Intensitätsmonitors [sic!] für die Strahlführung des ELAN-/SAPHIR-Experiments an ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 1994.
- [Kos01] KOSTIAL, S.: *Transversale Phasenraum-Tomographie des Elektronenstrahls am S-DALINAC*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2001.
- [McK94] MCKEE, C.B.: *Creation, transport and measurement of bright relativistic electron beams*. Dissertaion, Department of Physics, Duke University, 1994.
- [Mon67] MONTH, M.: *Effects of Sextupoles near a one-third integral ν value in the AGS: theory*. Brookhaven National Laboratory, Accelerator Department, Internal Report, 1967.
- [MPM09] MELZER-PELLMANN, I. ; MEYNER, N.: *Test Beams at DESY*,. 2009. <http://adweb.desy.de/testbeam/>
- [Nec93] NECKENIG, M.: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Elektronenstrahls aus dem Stretcherring ELSA*. Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 1993. – BONN-IR-93-16
- [NR09] NETLIB-REPOSITORY: *Netlib Repository at UTK and ORNL*. 2009. <http://www.netlib.org/minpack/lmdif.f>
- [P⁺07] POWER, J.G. u. a.: *Pepper-Pot Based Emittance Measurements of the AWA Photo-injector*. Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, 2007.
- [Pre07] PREISNER, O.: *Studien zur Magneto-optik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2007.
- [Pre09] PREISNER, O.: *Persönliche Mitteilung*. 2009.
- [Pus05] PUSCH, T.: *Lagemessung des extrahierten Strahls am Elektronenbeschleuniger ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2005.
- [Roh00] ROHRER, U.: *Beam Tomography for non-destructive Projected Emittance Measurements*. 2000. <http://pc532.psi.ch/ment.htm>
- [S⁺06] STRATAKIS, D. u. a.: *Tomography as a diagnostic tool for phase space mapping of intense particle beams*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams 9, 112801, 2006.
- [Sch09a] SCHEDLER, M.: *Optimierung von Hochfrequenzresonatoren zur Intensitätsmessung*. Bachelorarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn, 2009.
- [Sch09b] SCHMIDT, F.: *The MAD-X Home Page*,. 2009. <http://mad.web.cern.ch/mad/>

-
- [Sep80] SEPTIER, A.: *Applied Charged Particle Optics, Part A*. Academic Press, New York, 1980.
- [Tes08] TESCH, N.: *Persönliche Mitteilung*. 2008.
- [WCKZ99] WANG, C.H. ; CLAUSEN, M. ; KAKUCS, Z. ; ZHANG, M.: *Slits Measurement of Emittance on TTF*. International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems, Trieste, Italy, 1999.
- [Wil96] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2., überarbeitete und erweiterte Auflage, B.G.Teubner, Stuttgart, 1996.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Personen bedanken, die mich mit ihrem Einsatz und ihrer Hilfsbereitschaft unterstützt haben und ohne die die Erstellung dieser Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

Ich danke Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert für die Betreuung und die Bereitstellung dieses interessanten Themas. Er war stets bereit, über physikalische Probleme sachlich und konstruktiv zu diskutieren und Ergebnisse kritisch zu hinterfragen. Durch seine Unterstützung hat die Arbeit überhaupt erst in dieser Form entstehen können.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Klaus Desch für die Übernahme des Koreferates.

Einen großen Dank schulde ich Herrn Bernhold Neff, der mich uneingeschränkt bei der Konstruktion und der Konzeption der Strahlführung unterstützt hat. Dank seiner Hilfe und Expertise in konstruktionstechnischen Fragen kann die Strahlführung überhaupt erst in die Realität umgesetzt werden.

Ich danke Herrn Dr. Frank Frommberger für seine Unterstützung bei softwaretechnischen Fragen. Auch er konnte mir bei Fragen zur bestehenden Strahlführung und zur Extraktion immer sofort weiterhelfen.

Besonderer Dank gilt meinen Bürokollegen Maren Eberhardt, Andre Roth, Oliver Preisner und Rebecca Zimmermann, mit denen ich ein Jahr in einer harmonischen und kollegialen Arbeitsatmosphäre verbringen durfte. Neben vielen fachlichen Diskussionen waren es auch die nichtphysikalischen Dinge, die den Büroalltag immer wieder erheiterten. An dieser Stelle möchte ich mich besonders bei Oliver Preisner als betreuender Doktorand für eine fachkundige Unterstützung bei Fragen jeglicher Art bedanken.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit danke ich Sven Zander, Thorsten Pusch und Oliver Preisner.

Auch den übrigen Arbeitsgruppenmitgliedern und den festangestellten Mitarbeitern von ELSA sei an dieser Stelle für das freundliche und offenherzige Arbeitsklima herzlich gedankt.

Nicht vergessen möchte ich meine Kommilitonen, die mit mir den Weg des Physikstudiums gegangen sind und mit denen ich viele schöne und auch weniger erfreuliche Stunden erlebt habe. Das unkomplizierte Arbeiten in freundlicher und respektvoller Atmosphäre, die unzähligen Spieleabende und auch die vielen nichtphysikalischen Diskussionen werden mir noch lange in Erinnerung bleiben.

Schließlich möchte ich meiner Familie danken, die mich auf meinem bisherigen Weg begleitet hat. Insbesondere danke ich meiner Mutter Martina Patzelt, die mir auch in schweren Zeiten durch ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht das Studium ermöglicht hat. Sie hat sich niemals gescheut, auch eigene persönliche Interessen meinem Studium unterzuordnen. Ebenso danke ich meiner langjährigen Freundin Silke Schmitz für ihre Unterstützung während des Studiums.

Vielen Dank!