

---

# Ein Energie-Kompressor-System für die Beschleunigeranlage ELSA

---

Diplomarbeit in Physik  
von  
Dominic Krönung

angefertigt am  
Physikalisches Institut der Universität Bonn

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

September 2009

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig 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. R. Beck

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Die Beschleunigeranlage der Universität Bonn . . . . .	1
1.2	Motivation und Aufbau dieser Arbeit . . . . .	1
<b>2</b>	<b>Injektorsystem und LINAC 1</b>	<b>5</b>
2.1	Elektromagnetische Felder in einem einzelligen Resonator . . . . .	5
2.2	Elektromagnetische Felder in einem mehrzelligen Resonator . . . . .	6
2.3	Aufbau des Injektorsystems . . . . .	7
2.3.1	Der Prebuncher . . . . .	7
2.3.2	Der Travelling Wave Buncher . . . . .	12
2.4	Der Linearbeschleuniger LINAC 1 . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Energie-Kompressor-System</b>	<b>15</b>
3.1	Funktionsweise eines Energie-Kompressor-Systems . . . . .	15
3.2	Optimierung der Energiekompression . . . . .	16
3.3	Lineare Strahloptik . . . . .	19
3.3.1	Abbildungseigenschaften eines Dipolmagneten . . . . .	20
3.3.2	Abbildungseigenschaften eines Quadrupolmagneten . . . . .	21
3.3.3	Abbildungseigenschaften des Debunchers am LINAC 1 . . . . .	22
3.4	Simulation der Abbildungseigenschaften mit dem Programm MAD-X . . . . .	27
3.4.1	Optische Funktionen und Emittanz . . . . .	27
3.4.2	Simulation mit MAD-X . . . . .	29
3.5	Eigenschaften der Quadrupolmagnete . . . . .	33
3.6	Horizontale Ablenkung des Elektronenstrahls im Debuncher . . . . .	36
3.7	Der Linearbeschleuniger des Energie-Kompressor-Systems . . . . .	37
3.7.1	Die Störkörpermessmethode . . . . .	38
3.7.2	Die Shuntimpedanz . . . . .	39
3.7.3	Die Störkörpermessung . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Der Einlenkweg vom Linearbeschleuniger zum Synchrotron</b>	<b>43</b>
4.1	Injektion in das Synchrotron . . . . .	43
4.2	Randfeld des Synchrotronmagneten SM 12 . . . . .	45
4.3	Strahloptik des Einlenkwegs . . . . .	47
4.4	Strahlkorrektur und Strahldiagnose im Einlenkweg . . . . .	53
4.5	Messung des Strahlspektrums . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>57</b>
<b>A</b>	<b>Quellcode zur Berechnung des Kompressionsfaktors</b>	<b>59</b>

<b>B MAD-Eingabedatei des Einlenkwegs</b>	<b>63</b>
<b>C Bestromung des Debunchers</b>	<b>69</b>
Literaturverzeichnis . . . . .	72

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Die Beschleunigeranlage der Universität Bonn

Seit mehr als 50 Jahren werden am Physikalischen Institut der Universität Bonn Elektronenbeschleuniger betrieben und es wird an ihnen im Bereich der Beschleunigerphysik geforscht. In dieser Zeit wurden an der Beschleunigeranlage unterschiedliche Experimente zur Erforschung des Nukleons durchgeführt. Unterdessen wurde die Beschleunigeranlage in mehreren Stufen ausgebaut, um einen Elektronenstrahl mit von den Experimenten benötigten Eigenschaften zu erzeugen [Hil06]. Die Beschleunigeranlage ELSA<sup>1</sup> besteht derzeit aus drei Beschleunigereinheiten (siehe Abb. 1.1.1): dem Injektionsbereich, dem Booster-Synchrotron<sup>2</sup> und dem Stretcherring. Im Injektionsbereich stehen zwei Linearbeschleuniger zur Verfügung. Am Linearbeschleuniger LINAC 2<sup>3</sup> befindet sich sowohl eine thermische Quelle für unpolarisierte Elektronen als auch eine 50 keV-Quelle für spinpolarisierte Elektronen. Der Injektionsbereich des Linearbeschleunigers LINAC 1 befindet sich zur Zeit im Wiederaufbau. Dieser Bereich wird zur Erzeugung eines unpolarisierten Elektronenstrahls genutzt werden. Den zweiten Teil der Beschleunigeranlage bildet das Booster-Synchrotron, das die Elektronen auf eine Energie von 1,2 GeV vorbeschleunigt. Aus dem Synchrotron gelangen sie in den Stretcherring, in welchem eine Beschleunigung der Elektronen auf eine Endenergie von bis zu 3,5 GeV möglich ist. Der Strahl kann zu einem von zwei an ELSA vorhandenen Experimentierplätzen extrahiert oder zur Messung von Maschinenparametern im Stretcherring gespeichert werden.

An ELSA wird im Rahmen des Sonderforschungsbereichs/Transregio 16 das Crystal Barrel-Experiment (CB@ELSA) durchgeführt [SFB08]. Mit Hilfe des Crystal Barrel-Detektors werden unter Verwendung eines spinpolarisierten Targets und eines spinpolarisierten Elektronenstrahls sogenannte Doppelpolarisationsexperimente durchgeführt, durch welche die Substruktur des Nukleons erforscht wird. Durch dieses Experiment werden neue Anforderungen an die Strahleigenschaften gestellt, die mit der bestehenden Anlage nicht erfüllt werden können. Beispielsweise wird ein höherer Polarisationsgrad des Elektronenstrahls am Experiment gefordert und eine Erhöhung des Stahlstroms unpolarisierter Elektronen angestrebt.

### 1.2 Motivation und Aufbau dieser Arbeit

Zur Zeit wird die gesamte Injektion am Linearbeschleuniger LINAC 1 neu aufgebaut. Ein Ziel, dass durch die neue Injektion erreicht werden soll, ist ein Einzelpuls-Betrieb des Beschleunigers,

---

<sup>1</sup>Elektronen-Stretcher-Anlage

<sup>2</sup>Im Folgenden wird das Booster-Synchrotron abkürzend als Synchrotron bezeichnet

<sup>3</sup>für LINear ACcelerator

# Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

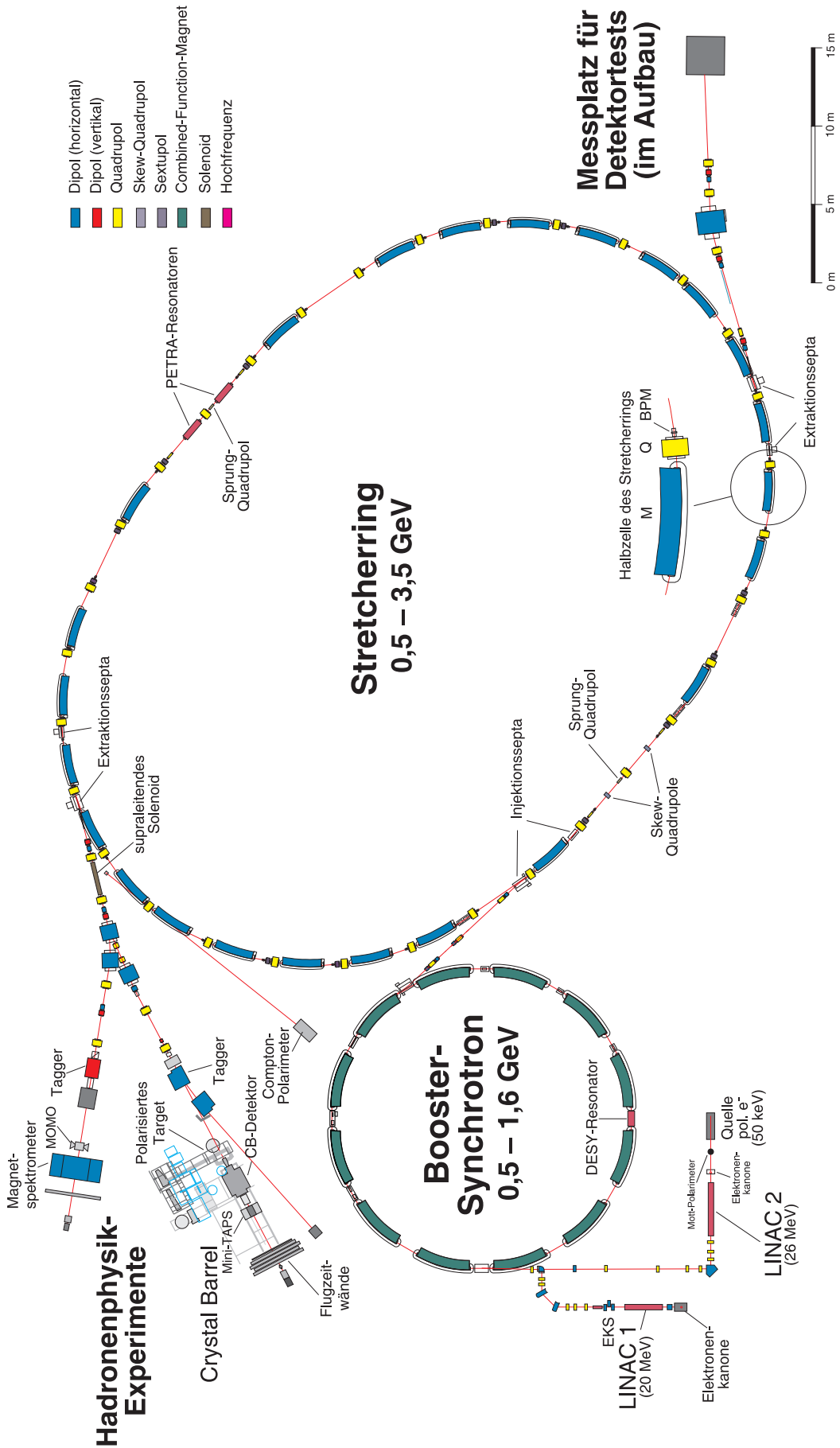


Abbildung 1.1.1: Übersichtsplan der Beschleunigeranlage ELSA, Stand: August 2009.

bei dem nur ein einzelnes Elektronenpaket beschleunigt wird. Dies bietet für die Experimentatoren die Möglichkeit, Studien des Strahlungsuntergrunds durchzuführen, da Ereignisse bei der Kollision zwischen dem Strahl und dem Target zeitlich von Untergrundereignissen, die zum Beispiel durch Interaktion von Elektronen des Strahls mit der Strahlkammer entstehen, getrennt werden können. Desweiteren kann der Einzelpuls-Betrieb zur Untersuchung der Strahldynamik im Streherring verwendet werden. Das hat den Vorteil, dass nur der Beschleuniger die Strahldynamik beeinflusst und keine Wechselwirkung zwischen unterschiedlichen Elektronenpaketen auftritt [Kla06].

Ein weiteres Ziel dieses Neuaufbaus ist es, für den Experimentierbetrieb höhere Strahlströme unpolarisierter Elektronen zu erzeugen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Beitrag zur Realisierung höherer Strahlströme geleistet, indem der Einlenkweg vom Linearbeschleuniger LINAC 1 zum Synchrotron untersucht und neu konzipiert wurde, um den Elektronenstrahl möglichst effizient und mit möglichst geringen Verlusten in das Synchrotron zu injizieren.

Für eine optimale Injektion des Elektronenstrahls in das Synchrotron ist insbesondere zu beachten, dass nur Elektronen mit einer Energieabweichung kleiner als  $\pm 0,5\%$  von der Sollenergie in dem Kreisbeschleuniger verbleiben [Rei81]. Teilchen mit einer höheren Energieabweichung gehen bei der Beschleunigung im Synchrotron verloren. Die Energieunschärfe des vom LINAC 1 emittierten Strahls beträgt allerdings  $\pm 5\%$ . Daher wurde bereits im alten Einlenkweg hinter dem LINAC 1 ein sogenanntes Energie-Kompressor-System installiert, welches die Energieunschärfe verkleinert und somit die Injektion ins Synchrotron verbessert. Dieses ist allerdings nicht mehr betriebsbereit, da die Beschleunigerstruktur des Systems beschädigt ist. Im neuen Einlenkweg wird daher eine andere Beschleunigerstruktur eingesetzt. Im Rahmen dieser Umbauten wurde das Energie-Kompressor-System in Bezug auf die Verkleinerung der Energieunschärfe des Strahls analysiert und für den neuen Einlenkweg optimiert. Durch den Aufbau des neuen Energie-Kompressor-Systems verändern sich die strahloptischen Eigenschaften des Einlenkwegs vom LINAC 1 zum Synchrotron. Das hat zur Folge, dass sich die transversalen Strahleigenschaften am Injektionspunkt ändern. Daher wurden die strahloptischen Eigenschaften des Einlenkwegs mit dem neuen Energie-Kompressor-System berechnet und mit Hilfe dieser Ergebnisse dieser umgestaltet, um eine bestmögliche Injektion gewährleisten zu können.

Zur Erzeugung eines intensiven Elektronenstrahls wurde bereits eine neue Elektronenkanone vor dem Linearbeschleuniger LINAC 1 installiert [Kla06]. Für eine effiziente Beschleunigung muss der von der Kanone emittierte kontinuierliche Strahl zu Teilchenpaketen zusammengefasst werden, dazu werden zwischen Elektronenkanone und LINAC 1 geeignete Elemente eingebaut. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ansteuerung dieser Einheiten fertiggestellt.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird auf den Teil des Einlenkwegs zwischen Elektronenkanone und dem Ausgang des LINAC 1 eingegangen. Es werden die zur Erzeugung der Elektronenpakete verwendeten Elemente und deren Eigenschaften vorgestellt. Außerdem wird die Funktionsweise eines Linearbeschleunigers erklärt, um die Entstehung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls verständlich zu machen.

In Kapitel 3 wird die Funktionsweise eines Energie-Kompressor-Systems erläutert, und die Berechnungen und Simulationen für einen optimierten Aufbau des Energie-Kompressor-Systems vorgestellt. Im letzten Teil des Kapitels wird auf die neue Beschleunigerstruktur und auf die an ihr durchgeführten Messungen eingegangen.

Kapitel 4 beinhaltet die Berechnungen und die Konzipierung des neuen Einlenkwegs vom LINAC 1 zum Synchrotron. Es wurde ein Einlenkweg konzipiert, bei dem die Abweichungen der simulierten von den geforderten Strahlparametern am Injektionspunkt des Synchrotrons minimal sind. Zum Abschluss dieses Kapitels werden Diagnose- und Korrektur Elemente des neuen Einlenkwegs vorgestellt.





# Kapitel 2

## Injektorsystem und LINAC 1

In diesem Kapitel wird die Teilchenbeschleunigung von der Elektronenkanone bis zum Ausgang des Linearbeschleunigers LINAC 1 beschrieben. Hierzu wird als erstes die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einzelligen Resonatoren und Linearbeschleunigern beschrieben. Danach wird auf den Aufbau desjenigen Teils des Einlenkwegs zwischen Elektronenkanone und Eingang des LINAC 1 eingegangen, der als Injektorsystem bezeichnet wird. Es werden die zur Erzeugung von Elektronenpaketen eingesetzten Elemente und deren Eigenschaften beschrieben. Im letzten Teil wird der Linearbeschleuniger LINAC 1 vorgestellt und auf die Entstehung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls eingegangen.

### 2.1 Elektromagnetische Felder in einem einzelligen Resonator

Das Prinzip der Beschleunigung von Elektronen beruht darauf, dass die Teilchen einen Hohlleiter passieren, in dem sich eine elektromagnetische Welle ausbreitet. Den Elektronen wird durch ein longitudinales elektrisches Feld Energie zugeführt. Allerdings ist die Verwendung eines einfachen Hohlleiters für eine effektive Beschleunigung nicht hinreichend, da die Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle in einem Hohlleiter immer größer als die Lichtgeschwindigkeit, die Geschwindigkeit der zu beschleunigenden Elektronen aber stets kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist. Daher werden die Elektronen von der elektromagnetischen Welle überholt. Auf die Elektronen wirkt also abwechselnd ein beschleunigendes und ein abbremsendes elektrisches Feld und es gibt folglich keine Netto-Beschleunigung. Um den Elektronen effektiv Energie zuzuführen, kann der Wellenleiter auf folgende Weise modifiziert werden:

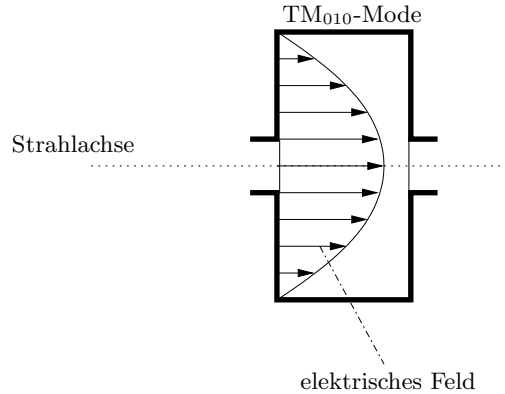
Fügt man senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle zwei leitende Platten in den Hohlleiter ein und schließt den Hohlleiter damit ab, so erhält man einen sogenannten Hohlraumresonator. Die Welle wird an diesen Platten reflektiert und es bildet sich zwischen diesen eine stehende Welle aus. Die Feldverteilungen der Stehwellen, die sich aufgrund der elektrischen und magnetischen Randbedingungen im Resonator ausbilden können, werden als Moden bezeichnet. Bei den Moden werden zwei Typen unterschieden: Moden, bei denen das magnetische Feld der elektromagnetischen Welle ausschließlich eine zur Ausbreitungsrichtung transversale Komponente besitzt, werden als  $TM_{mnp}$ -Moden<sup>1</sup> bezeichnet, wobei  $m$ ,  $n$  und  $p$  die Anzahl der Knoten der Stehwelle in azimuthaler, radialer und longitudinaler Richtung angeben. Analog dazu gibt es Moden, bei denen das elektrische Feld der Welle eine zur Ausbreitungsrichtung transversale Komponente besitzt. Diese werden als  $TE_{mnp}$ -Moden<sup>2</sup> bezeichnet. Für die Teilchenbeschleunigung ist die  $TM_{010}$ -Mode wichtig, da sie eine longitudinale elektrische Feldkomponente

---

<sup>1</sup>TM steht für transversal magnetisch

<sup>2</sup>TE steht für transversal elektrisch

besitzt, welche die Elektronen auf der Strahlachse beschleunigt (siehe Abbildung 2.1.1).



**Abbildung 2.1.1:** Schematische Darstellung des elektrischen Feldverlaufs der  $TM_{010}$ -Mode in einem Hohlraumresonator.

## 2.2 Elektromagnetische Felder in einem mehrzelligen Resonator

Ein mehrzelliger Resonator besteht aus beliebig vielen, gekoppelten einzelligen Resonatoren. Mehrzellige Resonatoren werden in Form von Wanderwellenstrukturen und Stehwellenstrukturen eingesetzt. Bei Wanderwellenstrukturen wird am Anfang der Struktur eine elektromagnetische Welle eingekoppelt, die am Ende der Struktur ausgekoppelt oder absorbiert wird. In Stehwellenstrukturen wird die elektromagnetische Welle am Ende der Struktur reflektiert und die Überlagerung von hin- und rücklaufender Welle ergibt eine Stehwelle.

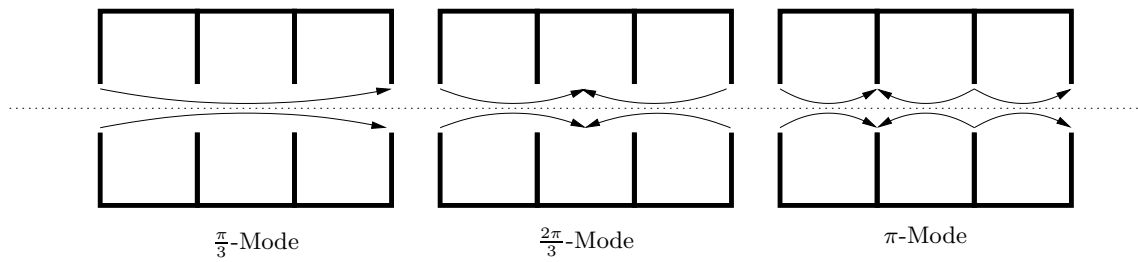
Dadurch, dass bei einem mehrzelligen Resonator viele Einzelresonatoren miteinander verbunden sind, verändern sich die Resonanzfrequenzen und die Feldverteilungen. Werden  $N$  identische Resonatoren verbunden, so entstehen aus jeder Mode des Einzelresonators  $N$  sogenannte Normalmoden des mehrzelligen Resonators [Wan04]. Die Normalmoden besitzen unterschiedliche Frequenzen. Der Frequenzunterschied zweier Normalmoden ist von der Stärke der Kopplung der Einzelresonatoren abhängig. Je stärker die Kopplung ist, umso größer ist der Frequenzunterschied zweier Normalmoden. Sind die Resonatoren schwach gekoppelt, so können die Resonanzkurven der Normalmoden aufgrund ihrer endlichen Breite überlappen. Die Normalmoden werden nach der Phasendifferenz  $\xi_n$  des elektromagnetischen Wechselfeldes zweier benachbarter Resonatorzellen bezeichnet. Für diese gilt immer :

$$\xi_n = n \cdot \frac{\pi}{N} \quad \text{mit} \quad n = 0, \dots, N \quad . \quad (2.2.1)$$

In Abbildung 2.2.1 ist zur Verdeutlichung der elektrische Feldverlauf der Normalmoden eines dreizelligen Resonators, die aus der  $TM_{010}$ -Mode der Einzelresonatoren entstehen, entlang der Strahlachse skizziert.

Bei einer Wanderwellenstruktur werden nur elektromagnetische Wellen mit der Frequenz der Normalmoden reflexionsfrei transmittiert [Wil96]. Die Elektronen können durch die longitudinale Komponente des elektrischen Feldes der transmittierten Welle beschleunigt werden. Hierbei muss für die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle in der Struktur  $v_{Ph} \leq c$  gelten. Die Phasengeschwindigkeit berechnet sich aus

$$v_{Ph} = \nu \cdot 2d \cdot \frac{N}{n} \quad , \quad (2.2.2)$$



**Abbildung 2.2.1:** Skizze des elektrischen Feldverlaufs der Normalmoden der  $TM_{010}$ -Mode in einem dreizelligen Resonator.

wobei  $\nu$  die Frequenz der elektromagnetischen Welle und  $d$  die Länge eines einzelligen Resonators ist.

In einem Resonator kann kein kontinuierlicher Teilchenstrahl beschleunigt werden, da sich die Richtung des beschleunigenden elektrischen Feldes stetig periodisch ändert. Dadurch werden beispielsweise nur die Elektronen beschleunigt, bei denen der Impulsvektor beim Passieren der Beschleunigungsstruktur antiparallel zum Vektor des elektrischen Feldes steht. Für eine effiziente Beschleunigung müssen daher die Elektronen in Paketen die beschleunigende Struktur passieren, wobei der Abstand der einzelnen Teilchenpakete ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge des elektrischen Wechselfeldes betragen muss.

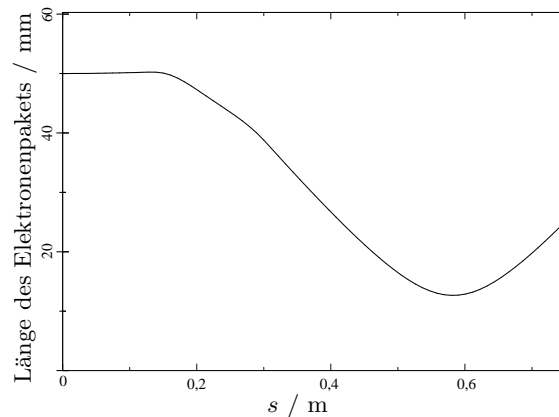
## 2.3 Aufbau des Injektorsystems

Das Injektorsystem besteht aus einer Elektronenkanone, einem einzelligen Resonator und einem vierzelligen Resonator. An das Injektorsystem schließt sich der Linearbeschleuniger LINAC 1 an (siehe Abbildung 2.3.2). Die Elektronenkanone erzeugt ein  $2 \mu\text{s}$  langes Elektronenpaket. Da die Periode der elektromagnetischen Welle im Linearbeschleuniger  $0,33 \text{ ns}$  beträgt, kann das Elektronenpaket als kontinuierlichen Elektronenstrahl ansehen werden. Die von der Kanone emittierten Elektronen haben eine Energie von  $90 \text{ keV}$ . Durch den Einsatz des einzelligen Resonators, des sogenannten Prebunchers, und des vierzelligen Resonators, der als Travelling Wave Buncher bezeichnet wird, werden die Elektronen des kontinuierlichen Strahls in Teilchenpakete zusammengefasst. Dieser Vorgang wird auch Bunching genannt. Die Elektronen in diesen Teilchenpaketen werden dann von dem sich an das Injektorsystem anschließenden Linearbeschleuniger LINAC 1 auf  $20 \text{ MeV}$  beschleunigt.

### 2.3.1 Der Prebuncher

Der Prebuncher ist ein aus Kupfer gefertigter, einzelliger Hohlraumresonator. In dem Prebuncher wird mittels einer Koppelschleife eine elektromagnetische Welle mit einer Frequenz von  $499,67 \text{ MHz}$  eingespeist. Die elektromagnetische Welle regt die  $TM_{010}$ -Mode an. Durch das hierdurch entstehende elektrische Wechselfeld auf der Strahlachse erhalten die Elektronen beim Passieren des Prebunchers eine sinusförmige Modulation ihrer Energie. Da die Geschwindigkeit der Elektronen noch sehr viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist, ergibt sich durch diese Energiemodulation eine Geschwindigkeitsmodulation [Kla06]. In der sich an den Prebuncher anschließenden Driftstrecke holen die schnelleren Elektronen die langsameren ein, sodass die Geschwindigkeitsmodulation der Teilchen eine Dichtemodulation des Elektronenstrahls bewirkt. Bereiche hoher Teilchendichte werden als Elektronenpakete oder mit dem englischen Wort „Bunche“ bezeichnet.

In der Planung des Injektorsystems ist hinter dem Prebuncher eine Driftstrecke von  $32 \text{ cm}$



**Abbildung 2.3.1:** Mit ASTRA simulierte Längen des Elektronenpakets entlang der Strahlwegs von der Elektronenkanone zum Linearbeschleuniger LINAC 1.

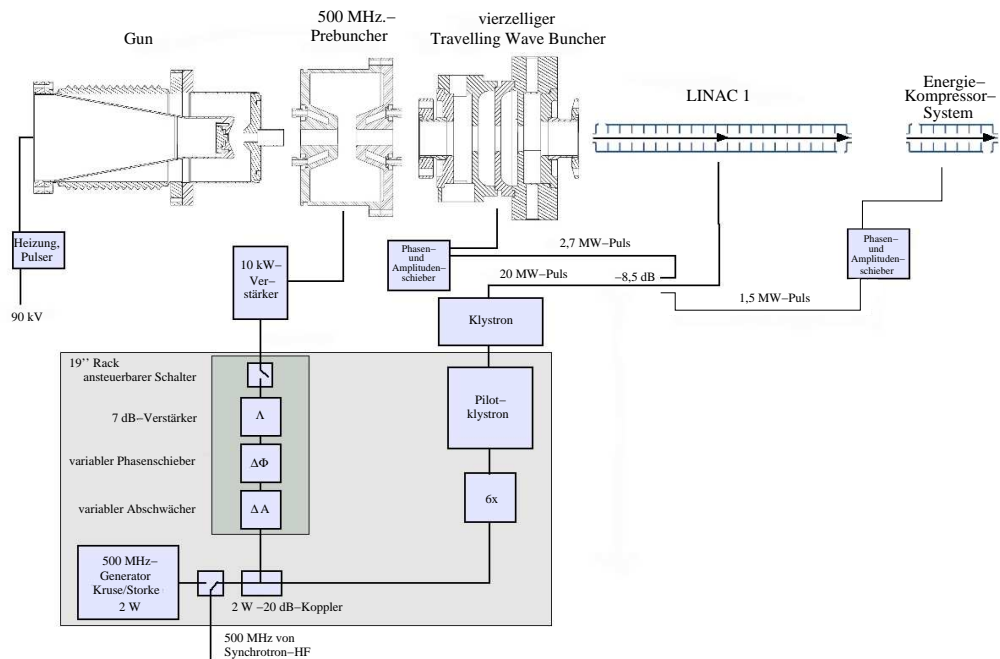
vorgesehen. Die Dichtemodulation ist 32 cm hinter dem Prebuncher maximal, die longitudinale Ausdehnung des Elektronenpakets also minimal, wenn die Modulation der Elektronenenergie eine Amplitude von 36,6 keV aufweist [Kla06]. Hierzu muss die Leistung der eingekoppelten elektromagnetischen Welle im Prebuncher 400 W betragen [Ade08]. Diese Parameter wurden durch eine Simulation mit dem Programm ASTRA<sup>3</sup> überprüft. Außerdem wurde die Länge eines Elektronenpakets entlang des Strahlwegs simuliert, welches 20 cm vor dem Prebuncher startet, eine Länge von 50 mm besitzt und bei dem die Energie der Teilchen 90 keV beträgt. Hierbei ist zu beachten, dass die Länge eines Teilchenpakets bei ASTRA als der quadratische Mittelwert aus den Abständen jedes Teilchens zum Ladungsschwerpunkt des Elektronenpakets definiert ist [Flo]. Das elektrische Wechselfeld des Resonators wirkt 4 cm entlang der Teilchenbahn, danach beginnt die Driftstecke.

In Abbildung 2.3.1 ist das Ergebnis der Simulation der Bunchlängen entlang des Strahlwegs aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Bunchlänge bei  $s = 0,57$  m, also 33 cm hinter dem Prebuncher, minimal ist. Hier stimmen die Simulation und die Berechnungen gut überein. Die minimale Länge des Elektronenpakets beträgt 12,5 mm. Sie nimmt danach wieder zu, da die schnellen Elektronen die langsamen überholen und das Paket wieder auseinander läuft. Um das zu verhindern, wird an die Stelle der minimalen Paketausdehnung der vierzellige Resonator gestellt, auf den in Kapitel 2.3.2 eingegangen wird.

### Ansteuerung des Prebunchers

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ansteuerung des Prebunchers fertiggestellt, die der Erzeugung des für die Beschleunigung der Elektronen notwendigen elektromagnetischen Wechselfelds dient. Das elektromagnetische Wechselfeld wird durch eine Leiterschleife erzeugt, die sich am Rand des Hohlraumresonators befindet. Fließt durch die Leiterschleife ein Wechselstrom mit einer Frequenz von 499,67 MHz, so wird im Resonator ein magnetisches Wechselfeld erzeugt, das die  $TM_{010}$ -Mode anschwingen lässt. Der Wechselstrom wird mit einem Generator erzeugt, der eine Ausgangsleistung von 2 W zur Verfügung stellt. Um eine feste Phasenbeziehung der elektromagnetischen Felder in allen Resonatoren des Einlenkwegs zu gewährleisten, wird das Ausgangssignal dieses Generators auch zur Erzeugung des elektromagnetischen Wech-

<sup>3</sup>ASTRA wurde am Deutschen Elektronen Synchrotron zur Simulation von longitudinalen Strahleigenschaften entwickelt, ASTRA ist die Abkürzung für: **A** Space Charge **TR**acking **A**lgorithm

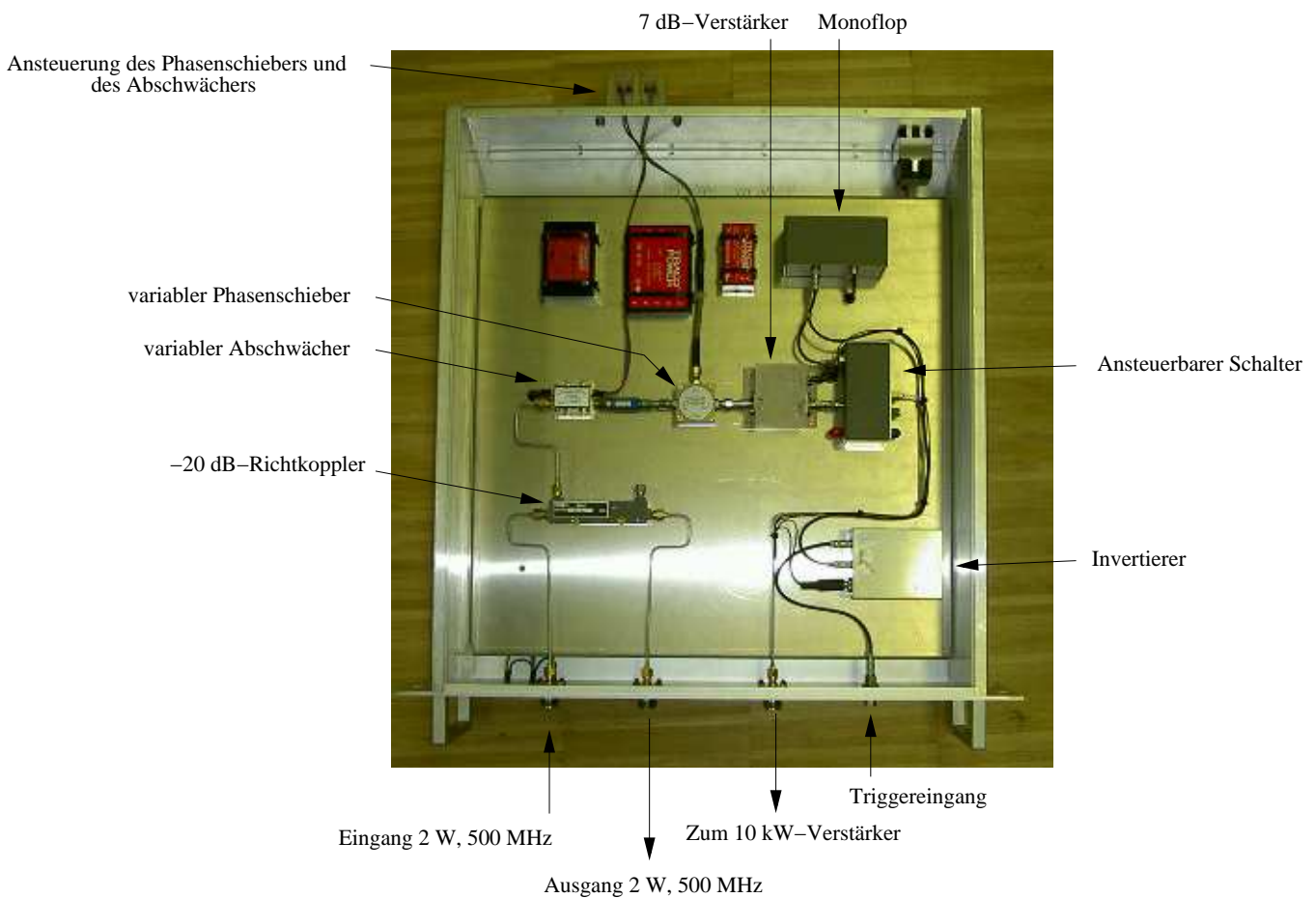


**Abbildung 2.3.2:** Erzeugung des elektromagnetischen Wechselfeldes für die neue Injektion an ELSA (nach [Kla06]).

sselfeldes im Travelling Wave Buncher, im LINAC 1 und in der Beschleunigerstruktur des neuen Energie-Kompressor-Systems verwendet (siehe Abbildung 2.3.2). Da diese mit einer Frequenz von 2,998 GHz betrieben werden, wird die Frequenz des Ausgangssignals hierzu versechsfacht [Kla06].

Für die Versorgung des Prebunchers wird vorher ein abgeschwächtes Signal ausgekoppelt und über eine Signalverarbeitung auf einen zweistufigen 10 kW-Verstärker gegeben. Bei der Verwendung des Verstärkers ist zu beachten, dass dieser nur gepulste Eingangssignale verstärken kann. Zur Erzeugung eines Signals mit 400 W, wie es für das Bunching im Prebuncher benötigt wird, reicht die 50 dB-Verstärkung der vorverstärkenden Stufe des 10 kW-Verstärkers aus. Mit der Signalverarbeitung wird das Ausgangssignal des Generators gepulst, außerdem kann die Phase und die Amplitude des Signals variiert werden. Dies ist für eine optimale Einstellung des Bunchings nötig.

In Abbildung 2.3.3 ist der Aufbau der Signalverarbeitung zu sehen. Aus dem 500 MHz-Signal des 2 W-Generators wird über einen -20 dB-Richtkoppler ein 20 mW starkes Signal abgezweigt. Der darauf folgende variable Abschwächer wird über eine Spannung zwischen 0 V und 10 V angesteuert. Hinter dem Abschwächer befindet sich ein variabler Phasenschieber, der separat vom Abschwächer ebenfalls mit einer Spannung zwischen 0 V und 10 V angesteuert wird. Anschließend wird das Signal um 7 dB verstärkt. Im letzten Teil der Signalverarbeitung wird das Signal gepulst. Hierzu dient der ansteuerbare Schalter. Dieser ist nur geschlossen, wenn er mit einer Spannung von mindestens +3 V angesteuert wird. Dies geschieht mithilfe eines Monoflops, das einen Spannungspuls von -4 V, der kürzer als 70  $\mu$ s ist, in einen 70  $\mu$ s langen Spannungspuls von



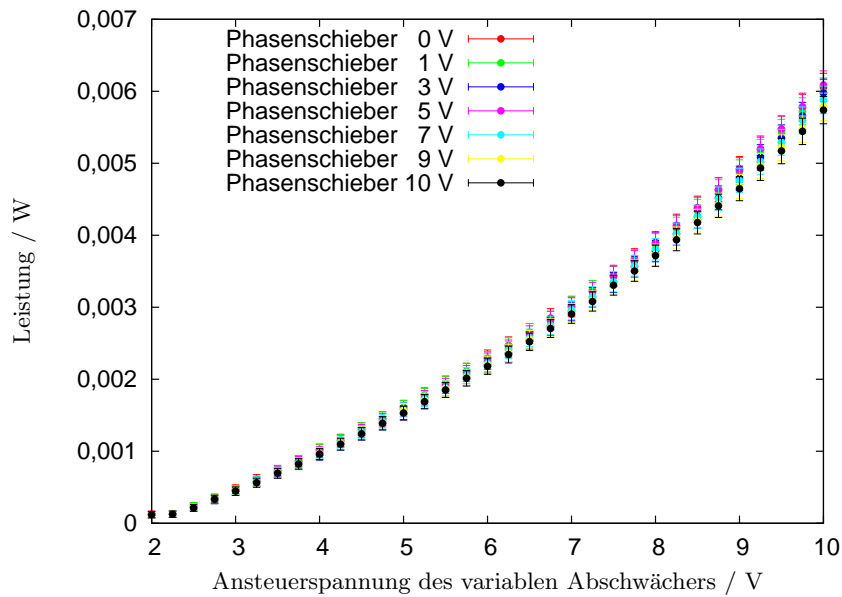
**Abbildung 2.3.3:** Signalverarbeitung zur Erzeugung des elektromagnetischen Feldes im Prebuncher.

+4 V umwandelt. Im Betrieb des Prebunchers erhält das Monoflop über den Triggereingang der Signalverarbeitung in 20 ms-Abständen 1  $\mu$ s lange +4 V-Pulse. Diese werden invertiert und auf das Monoflop gegeben. Hierdurch wird der Schalter in 20 ms-Abständen für 70  $\mu$ s geschlossen und der zu verstärkende Wechselstrom gepulst.

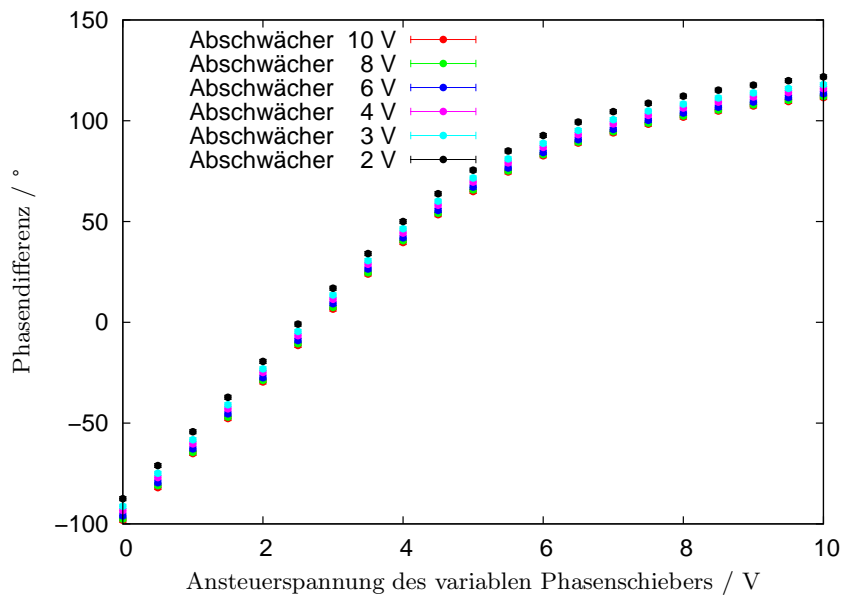
### Abschwächung und Phasenänderung des Signals

Vor dem Einbau der Signalverarbeitung wurden die durch sie erzeugte Abschwächung und Phasenverschiebung des Signals untersucht. Hierzu wurde bei einer festen Ansteuerspannung des Phasenschiebers die Ansteuerspannung des Abschwächers variiert und die Leistung des Ausgangssignals gemessen. In Abbildung 2.3.4 (a) sind die Messergebnisse zusammengefasst. Die Messung wurde bei sieben unterschiedlichen Ansteuerspannungen des Phasenschiebers durchgeführt. Es ist zu erkennen, dass die Ausgangsleistung bei höheren Ansteuerspannungen des Phasenschiebers kleiner wird. Er schwächt das Signal bei größeren Ansteuerspannungen zusätzlich ab.

Mit einer entsprechenden Messung wurde der variable Phasenschieber untersucht. Dabei wurde bei einer festen Ansteuerspannung des Abschwächers die Ansteuerspannung des Phasenschiebers variiert und mit einem Vektorvoltmeter die Phasendifferenz zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal gemessen. Abbildung 2.3.4 (b) zeigt das Messergebnis. Hieraus ist zu erkennen, dass durch



(a) Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Ansteuerspannung des Abschwächers bei verschiedenen Ansteuerspannungen des Phasenschiebers.



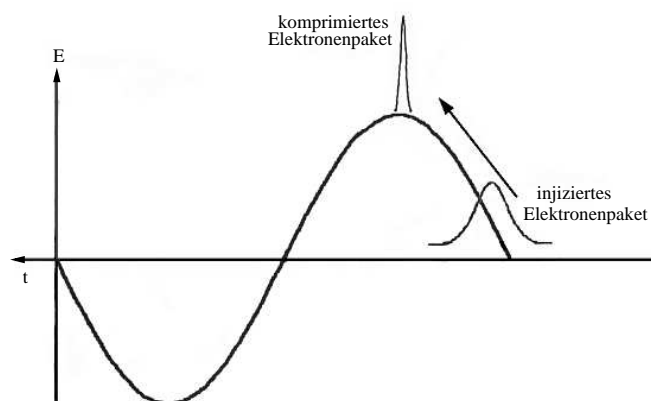
(b) Abhängigkeit der Phasendifferenz zwischen Eingangs- und Ausgangssignal von der Ansteuerspannung des Phasenschiebers bei verschiedenen Ansteuerspannungen des Abschwächers.

**Abbildung 2.3.4:** Phasenverschiebung und Abschwächung durch die Signalverarbeitung.

den variablen Phasenschieber eine Phasenverschiebung von  $(209 \pm 1,4)^\circ$  möglich ist und dass der variable Abschwächer abhängig von seiner Ansteuerspannung eine Phasenverschiebung zwischen Eingangs- und Ausgangssignal erzeugt.

### 2.3.2 Der Travelling Wave Buncher

Hinter dem Prebuncher befindet sich der vierzellige Travelling Wave Buncher. Er wird eingesetzt, um das in Kapitel 2.3.1 beschriebene Auseinanderlaufen der Elektronenpakete zu verhindern. Der Travelling Wave Buncher wird bei 2,998 GHz im  $2\pi/3$ -Mode betrieben. Die Phasengeschwindigkeit beträgt  $v_{\text{Ph}} = 0,6 c$  [Kla06]. Wird die Phase des elektrischen Wechselfeldes im Travelling Wave Buncher so eingestellt, dass zum Eintreffzeitpunkt des Elektronenpakets der Feldvektor antiparallel zum Impulsvektor der Elektronen steht und die Feldstärke mit der Zeit ansteigt, wird das Elektronenpaket beschleunigt und weiter komprimiert. Denn durch diese Phaseneinstellung werden die Elektronen um so schwächer beschleunigt, je weiter vorne sie sich im Bunch befinden. Das hat zur Folge, dass die vorderen Teilchen von den hinteren Teilchen eingeholt werden und das Elektronenpaket auf diese Weise kürzer wird (siehe Abbildung 2.3.5).



**Abbildung 2.3.5:** Schematische Darstellung der Kompression eines Elektronenpakets. Aufgetragen ist der zeitliche Verlauf des beschleunigenden elektrischen Feldes. Teilchen, die früher in das Feld eindringen, werden von einem schwächeren Feld beschleunigt, als Teilchen, die zu einem späteren Zeitpunkt eintreffen. Aufgrund der höheren Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle nimmt die Stärke des beschleunigenden Feldes mit der Zeit zu. Am Ende der Kompression wird das komprimierte Elektronenpaket mit der maximalen Feldstärke beschleunigt (nach [Kla06]).

Im Unterschied zum Prebuncher, in dem einige Teilchen abgebremst und einige beschleunigt werden, wirkt im Travelling Wave Buncher auf alle Elektronen ein beschleunigendes Feld. Da die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle mit  $0,6 c$  größer ist als die Geschwindigkeit der in den Travelling Wave Buncher eintretenden Elektronen, werden diese von der Welle eingeholt und erfahren entlang ihres Weges ein immer stärkeres beschleunigendes Feld. Im Betrieb des Travelling Wave Bunchers am LINAC 1 beträgt der maximal mögliche Energiegewinn 525 keV. Das ergibt eine maximale Elektronengeschwindigkeit am Eingang des LINAC 1 von  $0,819 c$  [Kla06].

## 2.4 Der Linearbeschleuniger LINAC 1

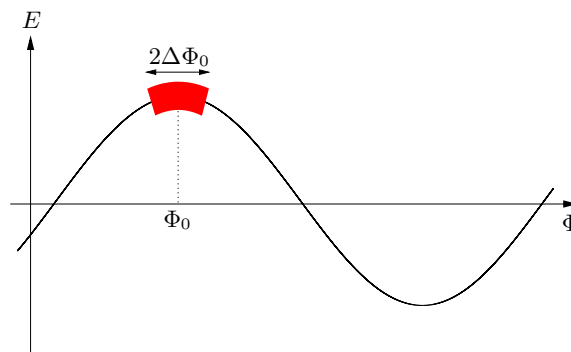
Der Linearbeschleuniger LINAC 1 wird wie der Travelling Wave Buncher bei einer Frequenz von 2,998 GHz im  $2\pi/3$ -Mode betrieben. Die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle beträgt  $v_{\text{Ph}} = c$ . Der Linearbeschleuniger ist so konstruiert, dass bei der Einkopplung einer elektromagnetischen Welle mit einer Leistung von 20 MW der maximale Energiegewinn der Elektronen in den ersten fünf Zellen des Beschleunigers 17 MeV/m [A<sup>+</sup>69] und in den übrigen Zellen 10 MeV/m beträgt [Kla06]. Die letzten acht Zellen sind mit einer Substanz hoher



Permeabilität beschichtet, welche die verbleibende elektromagnetische Welle absorbiert.

Da die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Linearbeschleuniger größer als die Geschwindigkeit der mit maximal  $0,819 c$  injizierten Elektronen ist, sollte die Phase des elektrischen Feldes so eingestellt sein, dass das Elektronenpaket auf der ansteigenden Flanke des elektrischen Wechselfeldes beschleunigt wird. Aufgrund der höheren Phasengeschwindigkeit werden die Elektronen von der elektromagnetischen Welle eingeholt und die Stärke des beschleunigenden Feldes steigt entlang der Elektronenbahn an. Bei optimaler Einstellung der Phase ist die Geschwindigkeit der Elektronen zu dem Zeitpunkt, wenn sie vom maximalen elektrischen Feld der Welle beschleunigt werden, so nah an der Lichtgeschwindigkeit, dass sie synchron mit dem Feldmaximum den verbleibenden Teil des Linearbeschleunigers passieren. Auf diese Weise erfahren die Elektronen im LINAC 1 einen maximalen Energiegewinn.

Am Ausgang des Linearbeschleunigers weist das Elektronenpaket eine Energieunschärfe auf. Diese Energieunschärfe entsteht zum einen während der Erzeugung der Elektronenpakete, da hierzu eine Geschwindigkeitsmodulation der Teilchen genutzt wird, die die Teilchen zu Paketen zusammenlaufen lässt, zum anderen entsteht sie durch die Beschleunigung des Elektronenpakets im Linearbeschleuniger, da sich das Elektronenpaket über einen endlichen Bereich der elektromagnetischen Welle erstreckt. Dies ist in Abbildung 2.4.1 schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.4.1:** Lage des Elektronenpakets bezüglich der Phase des beschleunigenden elektrischen Feldes im Linearbeschleuniger bei  $v_e \approx c$ .

Die schwarze Kurve gibt den Verlauf der longitudinalen Komponente des elektrischen Feldes der elektromagnetischen Welle wieder. In rot ist die Lage des Elektronenpakets bezüglich deren Phase dargestellt. Es erstreckt sich über ein Phasenintervall von  $2\Delta\Phi_0$  der elektromagnetischen Welle. Daher erfahren die Teilchen des Elektronenpakets in Abhängigkeit von ihrer Position unterschiedliche Beschleunigungen.

Zur Bestimmung der Energieunschärfe und der Länge des Elektronenpakets am Ausgang des LINAC 1 sind Simulationen notwendig. Diese konnten jedoch nicht durchgeführt werden, da keine Daten über die elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse im LINAC 1 existieren und auch die Geometrie der einzelnen Zellen im Linearbeschleuniger für eine Berechnung des Feldverlaufs nicht hinreichend bekannt ist.

Aus diesen Gründen wird auf Angaben zu den Strahleigenschaften am Ausgang des Linearbeschleunigers aus früheren Publikationen zurückgegriffen [Rei81]. Demnach erstreckt sich das Teilchenpaket über Phasen der elektromagnetischen Welle zwischen  $\Delta\Phi_0 = 4^\circ$  und  $\Delta\Phi_0 = 8^\circ$  und weist eine Energieunschärfe von  $\pm 5\%$  auf.



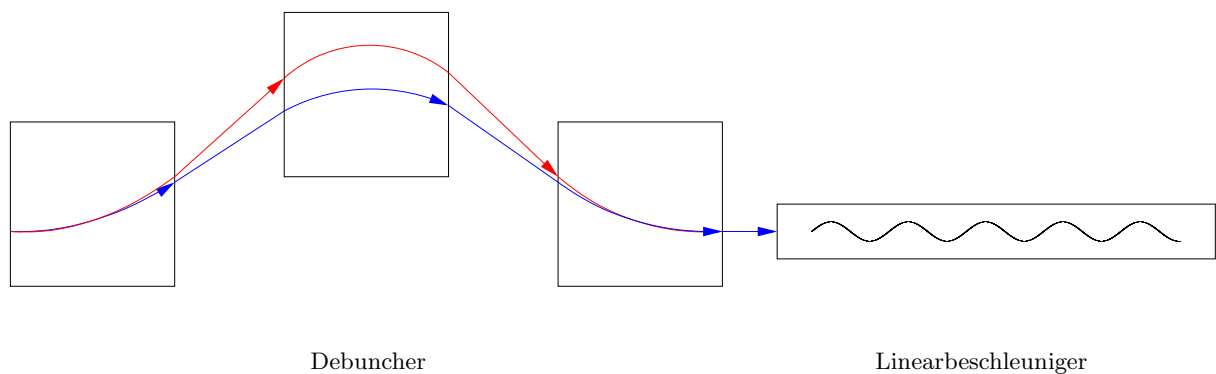
## Kapitel 3

# Energie-Kompressor-System

Im Einlenkweg des Linearbeschleunigers LINAC 1 zum Synchrotron soll durch den Einsatz eines Energie-Kompressor-Systems die Energieunschärfe der Elektronen innerhalb eines Teilchenpakets verkleinert werden. In diesem Kapitel wird zunächst die Funktionsweise eines Energie-Kompressor-Systems erläutert. Anschließend wird erklärt, in welchem Maße die Energieunschärfe verringert werden kann und welche limitierenden Faktoren auftreten. Danach wird allgemein der Einfluss von Dipol- und Quadrupolmagneten auf den Strahl beschrieben und der Einfluss des Energie-Kompressor-Systems auf die transversalen Strahleigenschaften untersucht. Im letzten Teil dieses Kapitels werden Messungen, die an der neuen Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems durchgeführt worden sind, und deren Ergebnisse vorgestellt.

### 3.1 Funktionsweise eines Energie-Kompressor-Systems

Zur Verringerung der Energieunschärfe des vom LINAC 1 emittierten Elektronenstrahls kann man ein Energie-Kompressor-System verwenden. Es besteht aus zwei Elementen: einer dispersiven Strecke, dem sogenannten Debuncher, und einem Linearbeschleuniger (siehe Abb. 3.1.1).



**Abbildung 3.1.1:** Schematische Darstellung eines Energie-Kompressor-Systems.

Die dispersive Strecke besteht aus drei Dipolmagneten. Die Elektronen werden im Magnetfeld der Dipolmagnete auf eine Kreisbahn mit dem Radius

$$r(p) = \frac{p}{B e} \quad (3.1.1)$$

abgelenkt, wobei  $p$  der Impuls der Elektronen,  $B$  die magnetische Feldstärke und  $e$  die Elementarladung ist. Aufgrund der unterschiedlichen Impulse der Elektronen in einem Teilchenpaket

unterscheiden sich deren Ablenkradien: Teilchen mit einer höheren Energie als der Sollenergie bewegen sich auf einer Kreisbahn mit größerem Radius, werden also schwächer abgelenkt als Teilchen mit geringerer Energie. Daraus folgt: Je höher die Teilchenenergie ist, desto kürzer ist die Strecke, die das Teilchen im Debuncher zurücklegt. Hierdurch wird eine Laufzeitdifferenz<sup>1</sup> erzeugt, die bewirkt, dass der Eintreffzeitpunkt eines Teilchens am Linearbeschleuniger von seiner Energie abhängt.

Dies wird ausgenutzt, um im nachfolgenden Linearbeschleuniger die Energieunschärfe zu verkleinern. Hierzu muss die Phase des elektrischen Wechselfeldes im Linearbeschleuniger an den Eintreffzeitpunkt der Elektronen angepasst werden. Das bedeutet, dass Elektronen, die eine höhere Energie als die Sollenergie haben, den Beschleuniger passieren, wenn der elektrische Feldvektor parallel zum Impulsvektor der Elektronen steht. Diese Elektronen geben Energie an das elektrische Feld ab. Die Teilchen mit Sollenergie durchlaufen zeitgleich mit dem Nulldurchgang des elektrischen Feldes den Beschleuniger. Passieren Elektronen mit zu niedriger Energie den Beschleuniger, muss der Vektor des elektrischen Feldes antiparallel zum Impulsvektor dieser Elektronen sein, damit diese im Beschleuniger Energie gewinnen. Der gesamte Vorgang wird Energiekompression genannt.

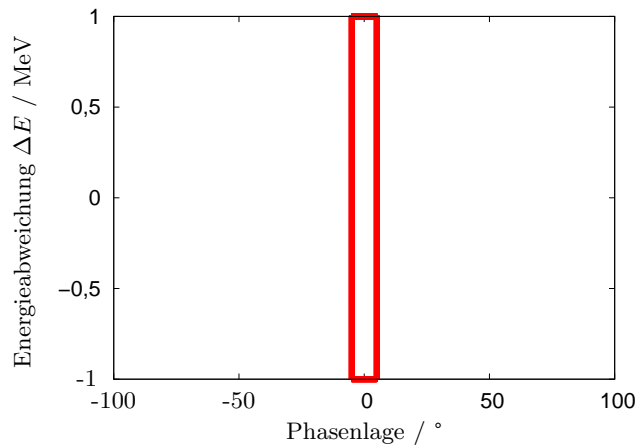
### 3.2 Optimierung der Energiekompression

Für die Energiekompression muss eine Korrelation zwischen der Energie eines Elektrons und seiner Ankunftszeit am Linearbeschleuniger erzeugt werden, daher ist die Energiekompression in Abhängigkeit der longitudinalen Eigenschaften des Elektronenpakets zu untersuchen. Hierzu wird ein Teilchen, das sich im Zentrum des Elektronenpakets befindet und die Sollenergie besitzt, als Sollteilchen definiert. Trägt man in einem Diagramm die Energieabweichung eines jeden Teilchens von der Sollenergie gegen seine longitudinale Ablage bezüglich des Sollteilchens auf, so erhält man die Phasenraumfläche des Elektronenpakets im longitudinalen Phasenraum. Die longitudinale Ablage wird in dieser Arbeit immer mit der Phasenlage  $\Phi$  bezüglich des beschleunigenden elektrischen Wechselfeldes angegeben. Nach dem Liouvilleschen Theorem muss der Flächeninhalt der Phasenfläche vor und nach der Energiekompression gleich groß sein. Durch den Debuncher wird eine lineare Korrelation zwischen der Teilchenenergie und der longitudinalen Ablage bezüglich des Sollteilchens erzeugt. Aufgrund dieser linearen Korrelation ist die Phasenraumfläche hinter dem Debuncher eindeutig durch die Länge des Elektronenpakets vor und hinter dem Debuncher, gegeben durch  $\Delta\Phi_0$  und  $\Delta\Phi_1$ , sowie die Energieunschärfe  $\Delta E$  festgelegt, daher werden im Folgenden zur Beschreibung des Elektronenpakets nur noch diese Größen angegeben.

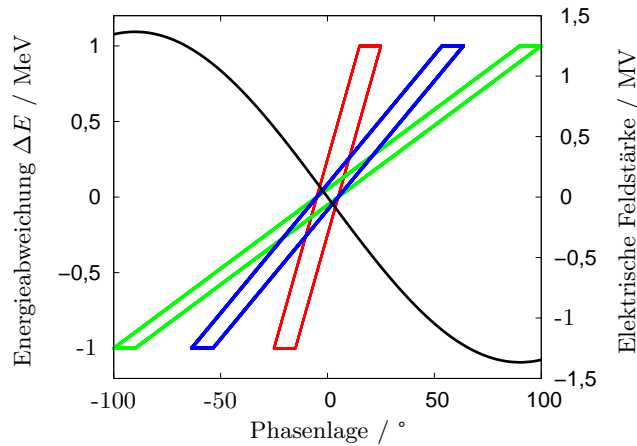
Es ist leicht einzusehen, dass bei einer linearen Abhängigkeit der Orts- und Energieabweichung die beste Energiekompression erreicht wird, wenn auch der zeitliche Verlauf des korrigierenden elektrischen Wechselfeldes im Beschleuniger des Energie-Kompressor-Systems linear ist. In diesem idealen Fall ist die Energiekompression optimal, wenn das Elektronenpaket hinter dem Debuncher eine Länge von  $\Delta\Phi_1 = \pm 90^\circ$  besitzt, da es sich in diesem Fall zwischen den beiden Extrema des korrigierenden Feldes erstreckt. Bei einem realen Beschleuniger ist der Verlauf des elektrischen Feldes sinusförmig. Das hat zur Folge, dass bei langen Bunchen die Energiekorrektur der Teilchen am Anfang und am Ende des Teilchenpakets im Vergleich zum linearen Feldverlauf schwächer ist. Das bewirkt eine Krümmung der Phasenraumfläche und somit eine Verschlechterung der Energiekompression. Die Abbildungen 3.2.1 (a) bis 3.2.1 (c) verdeutlichen dieses Verhalten: In Abbildung 3.2.1 (a) ist eine Kurve dargestellt, die die Phasenraumfläche

---

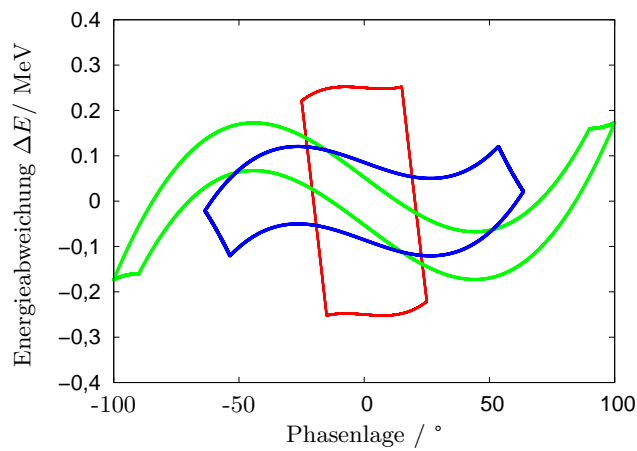
<sup>1</sup>Laufzeitdifferenzen aufgrund von unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Elektronen können vernachlässigt werden, da alle Elektronen mit einer Energie von mehr als 4 MeV annähernd Lichtgeschwindigkeit haben.



(a) Phasenraumfläche eines Elektronenpakets vor dem Energie-Kompressor-System.



(b) Phasenraumfläche der Elektronenpakete nach dem Debuncher und Verlauf des elektrischen Feldes.



(c) Phasenraumfläche der Elektronenpakete hinter dem Energie-Kompressor-System.

**Abbildung 3.2.1:** Elektronenpakete haben hinter dem Debuncher verschiedene Längen. Die Energiekompression unterscheidet sich für die verschiedenen Werte.

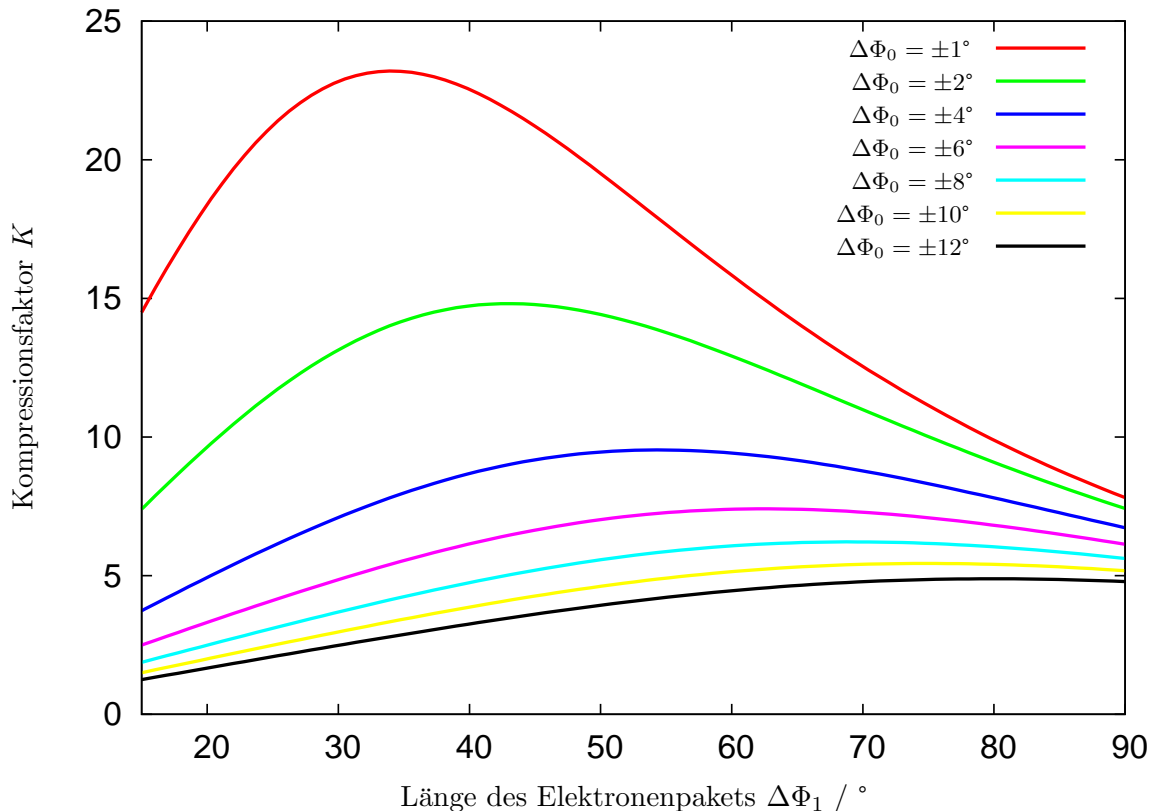
eines Elektronenpakets beim Eintritt in das Energie-Kompressor-System umschließt.

Für die folgenden Betrachtungen wird eine rechteckige Phasenraumfläche mit einer Länge von  $\Delta\Phi_0 = \pm 5^\circ$  und einer Energieunschärfe  $\Delta E = \pm 1$  MeV angenommen. In Abbildung 3.2.1 (b) sind die Phasenraumflächen für drei unterschiedliche Einstellungen des Debunchers zu sehen. In grün ist die Phasenraumfläche der Elektronen dargestellt, wenn das Paket hinter dem Debuncher eine Länge von  $\pm 90^\circ$  besitzt, die blaue Kurve gibt die Phasenraumfläche für ein Paket mit der Länge  $\pm 58^\circ$  und die rote Kurve mit einer Länge von  $\pm 20^\circ$  hinter der dispersiven Strecke wieder. Die schwarze Kurve gibt die Stärke des korrigierenden elektrischen Feldes im nachfolgenden Linearbeschleuniger an. Abbildung 3.2.1 (c) zeigt die Phasenraumflächen der Teilchenpakete nach der Energiekorrektur durch den nachfolgenden Linearbeschleuniger. Man sieht, dass die Energieabweichung zunächst für längere Elektronenpakete sinkt und dass sich bei zu langen Paketen die Energiekorrektur durch die Nichtlinearität des korrigierenden elektrischen Feldes wieder verschlechtert.

Um die Reduktion der Energieunschärfe quantifizieren zu können, wird der Kompressionsfaktor  $K$  eingeführt:

$$K = \frac{\Delta E_0}{\Delta E_1} \quad , \quad (3.2.1)$$

wobei  $\Delta E_0$  die Energieunschärfe vor und  $\Delta E_1$  die Energieunschärfe hinter dem Energie-Kompressor-System sind. In der Realität ist die Phasenraumfläche kein ideales Rechteck. In diesem Fall wird  $\Delta E$  als die Energiebreite definiert, innerhalb der 68,3 % der Teilchen eines Elektronenpakets liegen.



**Abbildung 3.2.2:** Kompressionsfaktor in Abhängigkeit von der Länge des Elektronenpakets  $\Delta\Phi_1$  bei einem vorgegebenen  $\Delta\Phi_0$ .

Um die Abhängigkeit des Kompressionsfaktors von der Länge des Elektronenpakets vor und

hinter der dispersiven Strecke zu analysieren, wird die Phasenfläche eines Elektronenpakets berechnet, das vor dem Debuncher eine Länge  $\Delta\Phi_0$  und eine Energiebreite  $\Delta E_0$  und nach den Debuncher die Länge  $\Delta\Phi_1$  hat. Die Elektronen erfahren in Abhängigkeit von ihrer Position im Teilchenpaket eine Energiekorrektur um

$$E(\Phi) = -E_{\text{kor}} \sin \Phi \quad , \quad (3.2.2)$$

wobei  $E_{\text{Kor}}$  der maximale Energiegewinn ist, den ein Elektron durch den Linearbeschleuniger erfahren kann. In Abhängigkeit von  $\Delta\Phi_1$  wird die Feldstärke des elektromagnetischen Feldes im Linearbeschleuniger  $E_{\text{Kor}}$  bei vorgegebenen Wert  $\Delta\Phi_0$  so lange variiert, bis der Kompressionsfaktor  $K$  seinen maximalen Wert annimmt. Diese Berechnungen wurden mit Hilfe eines C++-Programms automatisiert. In Abbildung 3.2.2 sind die Ergebnisse dieser Berechnungen dargestellt.

Je länger das Elektronenpaket vor der dispersiven Strecke ist, desto größer muss für eine optimale Energiekompression  $\Delta\Phi_1$  sein und desto kleiner ist der maximal erreichbare Kompressionsfaktor. Außerdem werden die Kurven für größere  $\Delta\Phi_0$  immer flacher, was für den Aufbau eines Debunchers bedeutet, dass eine starke Dehnung der Elektronenpakete einen geringeren Einfluss auf den Kompressionsfaktor hat als eine schwache. Der Kompressionsfaktor ist unabhängig von der Energieunschärfe vor dem Energiekompressor, er hängt nur von der Länge des Elektronenpakets vor und nach dem Debuncher ab [Rei81]. Beim Linearbeschleuniger LINAC 1 werden Teilchenpakete erwartet, die zwischen  $\Delta\Phi_0 = \pm 4^\circ$  und  $\Delta\Phi_0 = \pm 8^\circ$  lang sind. Allerdings sind kleine Werte für  $\Delta\Phi_0$  nur bei einer idealen Einstellung der Phasen und Amplituden der elektrischen Felder in Prebuncher, Travelling Wave Buncher und LINAC 1 erreichbar. Da dies nicht immer sichergestellt ist, werden den folgenden Betrachtungen Elektronenpaketen mit  $\Delta\Phi_0 \geq 6^\circ$  zugrunde gelegt. Der Debuncher sollte daher und aus zuvor genannten Gründen so aufgebaut werden, dass der Kompressionsfaktor für große  $\Delta\Phi_0$  maximal wird. Hierzu muss für die Länge des Teilchenpaketes hinter dem Debuncher  $\Delta\Phi_1 > 60^\circ$  gelten. Im Folgenden wird genauer auf die Abbildungseigenschaften des Debunchers eingegangen, um herauszufinden, bei welchen Magnetabständen und Ablenkwinkeln die Elektronenpakete hinter dem Debuncher die gewünschte Länge haben.

### 3.3 Lineare Strahloptik

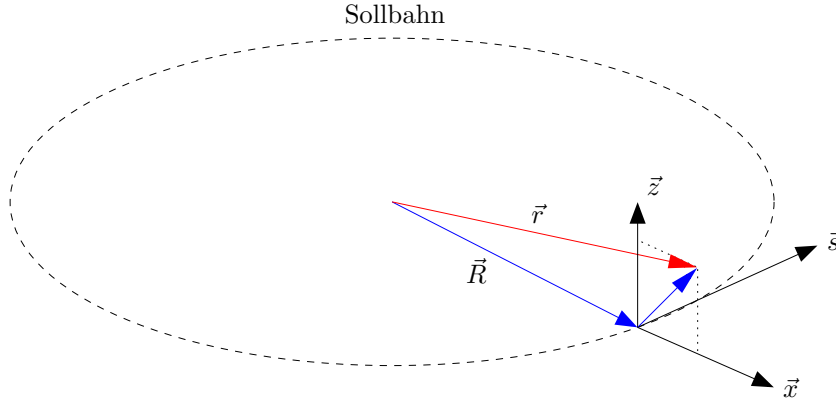
Um die Wirkung von Magnetfeldern auf die Elektronen beschreiben zu können, wird der Formalismus der linearen Strahloptik vorgestellt. Mit diesem Formalismus kann die Wirkung der Dipolmagnete des Debunchers beschrieben werden und es können die transversalen und longitudinalen Abbildungseigenschaften des Debunchers untersucht werden. Da im Injektionsweg auch Quadrupolmagnete zum Einsatz kommen, werden auch deren Eigenschaften hier in aller Kürze erläutert.

Zur Beschreibung einer Teilchenbahn verwendet man ein mitbewegtes, rechtshändiges, orthogonales Koordinatensystem. Der Ursprung bewegt sich mit dem Sollteilchen auf der Sollbahn mit (siehe Abb. 3.3.1). Die Koordinaten des Teilchens am Ort  $\vec{r}$  im mitbewegten System sind gegeben durch [Hil04]

$$\vec{r} = (R + x)\hat{e}_x + z\hat{e}_z \quad . \quad (3.3.1)$$

Bildet man von diesem Ausdruck die erste und zweite zeitliche Ableitung, kann diese in die Bewegungsgleichung eines Elektrons in einem Magnetfeld

$$\ddot{\vec{r}} = \frac{e}{m} \left( \dot{\vec{r}} \times \vec{B} \right) \quad (3.3.2)$$



**Abbildung 3.3.1:** Mitbewegtes Koordinatensystem mit Ursprung am Ort des Sollteilchens.

eingesetzt werden. Setzt man voraus, dass die Magnetfelder nur von Dipol- und Quadrupolmagneten erzeugt werden, und verwendet man zusätzlich Näherungen der linearen Strahloptik, so ergeben sich die Hillschen Differentialgleichungen [Wil96]:

$$x''(s) + \left[ \frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right] x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad (3.3.3)$$

$$z''(s) + k(s)z(s) = 0 \quad (3.3.4)$$

Hierbei sind  $x''$  und  $z''$  die Ableitungen nach dem zurückgelegten Weg  $s$ ,  $R(s)$  der Ablenkradius und  $k = \frac{e}{p} \frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{e}{p} \frac{\partial B_x}{\partial z}$  die Quadrupolstärke. Die Lösungen der Hillschen Differentialgleichungen beschreiben die Bahnkurve eines Teilchens bezüglich des Sollteilchens.

### 3.3.1 Abbildungseigenschaften eines Dipolmagneten

Bei der dispersiven Strecke des Energiekompressors kommen nur Dipolmagnete zum Einsatz. Zur Berechnung der transversalen Bewegung eines Teilchens bezüglich des Sollteilchens innerhalb des Dipolmagneten sind die Hillschen Differentialgleichungen mit  $k(s) = 0$  zu lösen. Das Magnetfeld eines Dipolmagneten hat auch Einfluss auf die longitudinale Koordinate eines Teilchens. Das liegt daran, dass die Strecke, die ein Teilchen durch einen Dipolmagneten zurücklegt, von seiner horizontalen Orts- und Winkelablage von der Sollbahn sowie seiner Impulsabweichung vom Sollimpuls abhängt. Die longitudinale Abbildungseigenschaft sowie die Lösungen der Hillschen Differentialgleichungen können in Matrixschreibweise folgendermaßen zusammengefasst werden [Hin97]:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ z(s) \\ z'(s) \\ s \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = M_{\text{Dipol}} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \\ s_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (3.3.5)$$

mit

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & R \sin \varphi & 0 & 0 & 0 & R(1 - \cos \varphi) \\ -\frac{\sin \varphi}{R} & \cos \varphi & 0 & 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & 1 & R\varphi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \varphi & -R(1 - \cos \varphi) & 0 & 0 & 1 & R\frac{\varphi}{\gamma^2} - R(\varphi - \sin \varphi) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.3.6)$$



wobei  $R$  der Ablenkradius,  $\varphi$  der Ablenkwinkel und  $\gamma$  der Lorentzfaktor<sup>2</sup> ist.

Bisher wurde davon ausgegangen, dass  $R$  und  $\varphi$  entlang der Sollbahn konstant sind. Reale Dipolmagnete besitzen ein Randfeld, welches über die Polschuhe hinausragt, sodass sich der Ablenkradius und der Ablenkwinkel entlang der Teilchenbahn ändern. Um weiterhin den einfachen Formalismus der linearen Strahloptik verwenden zu können, wird die effektive Feldlänge eines Magneten eingeführt. Hierbei wird ein ideales Magnetfeld angenommen, welches innerhalb des Magneten die Stärke  $B_0$  hat und außerhalb verschwindet. Als effektive Feldlänge  $l_{\text{eff}}$  wird diejenige Länge eines idealen Magneten definiert, die folgende Gleichung erfüllt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} B(s) ds = B_0 l_{\text{eff}} \quad . \quad (3.3.7)$$

Hier bezeichnet  $B(s)$  das Magnetfeld des realen Magneten entlang der Teilchenbahn  $s$ .

Tritt ein Elektronenstrahl nicht senkrecht zur Polschuhkante in das Feld eines realen Dipols ein, so tritt Kantenfokussierung auf: das Magnetfeld an der Polschuhkante wirkt wie eine dünne Linse, die horizontal defokussiert und vertikal fokussiert. Die vertikale Fokussierung entsteht durch longitudinale Magnetfeldkomponenten im Randfeld des Dipolmagneten. Die fokussierende bzw. defokussierende Wirkung einer Kante wird näherungsweise durch die Matrix

$$M_{\text{Kante}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \psi}{R} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan \psi}{R} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3.8)$$

beschrieben. Mit  $\psi$  wird der Winkel zwischen der Bahn des Elektronenpakets und der Normalen der Polschuhkante bezeichnet. Bei der Herleitung der Matrix wird der genaue Verlauf des Randfeldes nicht berücksichtigt.

### 3.3.2 Abbildungseigenschaften eines Quadrupolmagneten

Zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften eines Quadrupolmagneten löst man die Gleichungen (3.3.3) und (3.3.4) mit  $1/R^2(s) = 0$  und  $k(s) \neq 0$ . Die Abbildungsmatrix für  $k < 0$  lautet:

$$M_{\text{Quadrupol}} = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{|k|}L & \frac{\sin \sqrt{|k|}L}{\sqrt{|k|}} & 0 & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin \sqrt{|k|}L & \cos \sqrt{|k|}L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \sqrt{|k|}L & \frac{\sinh \sqrt{|k|}L}{\sqrt{|k|}} \\ 0 & 0 & \sqrt{|k|} \sinh \sqrt{|k|}L & \cosh \sqrt{|k|}L \end{pmatrix} \quad . \quad (3.3.9)$$

Das Magnetfeld eines solchen Quadrupolmagneten wirkt folglich in der horizontalen Ebene fokussierend und in der vertikalen defokussierend. Analog ergibt sich für  $k > 0$  die Matrix für ein horizontal defokussierendes und vertikal fokussierendes Feld eines Quadrupolmagneten:

$$M_{\text{Quadrupol}} = \begin{pmatrix} \cosh \sqrt{k}L & \frac{\sinh \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} & 0 & 0 \\ \sqrt{k} \sinh \sqrt{k}L & \cosh \sqrt{k}L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \sqrt{k}L & \frac{\sin \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} \\ 0 & 0 & -\sqrt{k} \sin \sqrt{k}L & \cos \sqrt{k}L \end{pmatrix} \quad . \quad (3.3.10)$$

<sup>2</sup>Der Lorentzfaktor  $\gamma$  ist von der Geschwindigkeit der Elektronen  $v_{e^-}$  abhängig und definiert über  $\gamma = \left(1 - \left(\frac{v_{e^-}}{c}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}$ .

### 3.3.3 Abbildungseigenschaften des Debunchers am LINAC 1

Der Debuncher am Linearbeschleuniger LINAC 1 besteht aus drei Dipolmagneten (siehe Abbildung 3.3.2). Die beiden äußeren Dipolmagnete sind baugleich mit einer Länge von  $d_1 = 195$  mm.

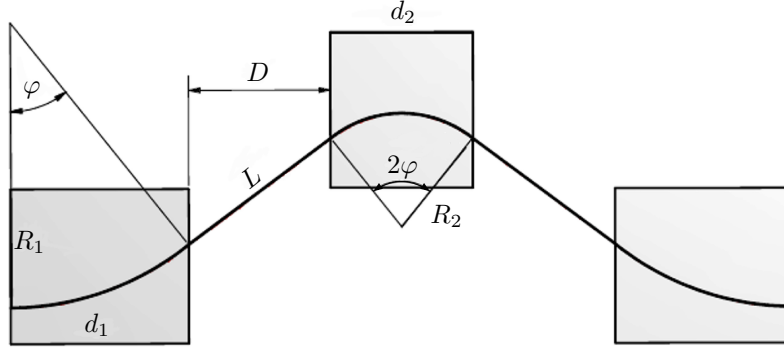


Abbildung 3.3.2: Skizze des Debunchers.

Zur Berechnung der Abbildungseigenschaften der Dipolmagnete muss die effektive Feldlänge bekannt sein. Diese kann über die Form der Polschuhkanten beeinflusst werden [Wil96]. Zusätzlich kann durch das Anbringen sogenannter Spiegelplatten am Ein- und Ausgang des Dipolmagneten das Magnetfeld nach außen abgeschirmt werden. Bei den Dipolmagneten des Debunchers am LINAC 1 sind beide Techniken angewendet worden. Die Polschuhkanten sind hyperbolisch geformt. Dadurch entspricht die effektive Feldlänge der Dipolmagnete  $l_{\text{eff}}$  ihrer Länge  $d_1$ . Die effektiven Feldkanten und die Polschuhkanten fallen zusammen [Rei81]. Der mittlere Magnet ist ebenfalls mit hyperbolischen Polschuhkanten versehen, damit auch hier seine Länge von  $d_2 = 156$  mm der effektiven Feldlänge entspricht. Zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften des Debunchers wird die Abbildungsmatrix des Debunchers berechnet. Sie ergibt sich durch Multiplikation der Matrizen für Driftstrecken, Dipolmagneten und Kanten:

$$M_{\text{Debuncher}} = M_{\text{Dipol}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Drift}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Dipol}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Drift}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Dipol}} \quad (3.3.11)$$

Da der Elektronenstrahl senkrecht zur Polschuhkante in den Debuncher eintritt und ihn auch wieder senkrecht zur Polschuhkante verlässt, tritt dort keine Kantenfokussierung auf. Bei einem Debuncher, wie er in Abbildung 3.3.2 skizziert ist, sind der Ablenkwinkel  $\varphi$  und der Winkel  $\psi$  (vgl. Gleichung (3.3.8)) zwischen der Normalen der Polschuhkante und dem Strahl identisch. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache kann die Abbildungsmatrix des Debunchers berechnet werden. Zunächst wird der Einfluss des Debunchers auf den longitudinalen und den horizontalen Phasenraum untersucht. Die Abbildungsmatrix erhält durch einen symmetrischen Aufbau des Debunchers eine sehr einfache Form. Ist der Debuncher symmetrisch zu einer Ebene, die senkrecht zum einfallenden Strahl steht, so hat die Abbildungsmatrix folgende Gestalt [Kai73]:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ s \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 2 \left[ (R_1 + R_2) \tan \varphi + \frac{L}{\cos^2 \varphi} \right] & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 2 \left[ (R_1 + R_2) (\tan \varphi - \varphi) + L \tan^2 \varphi \right] \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ s_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (3.3.12)$$

Der Debuncher wirkt in horizontaler Richtung wie eine Driftstrecke. Die longitudinale Ablage eines Teilchens bezüglich des Sollteilchens ist nur von seiner Energieabweichung abhängig. Ein Teilchen, das vor dem Eintritt in die dispersive Strecke keine longitudinale Ablage, aber eine

Impulsabweichung bezüglich des Sollteilchens besitzt, erhält durch den Weglängenunterschied in der dispersiven Strecke eine longitudinale Ablage:

$$s = 2 [(R_1 + R_2)(\tan \varphi - \varphi) + L \tan^2 \varphi] \frac{\Delta p}{p} \quad . \quad (3.3.13)$$

Die Ablage  $s$  als Phasenlage des beschleunigenden elektrischen Feldes ausgedrückt ist

$$\frac{\Delta \Phi_1}{|\vec{k}|} = 2 [(R_1 + R_2)(\tan \varphi - \varphi) + L \tan^2 \varphi] \frac{\Delta p}{p} \quad (3.3.14)$$

mit  $|\vec{k}|$  als Betrag des Wellenvektors der beschleunigenden elektromagnetischen Welle. Er kann aus der Wellenlänge  $\lambda$  über  $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$  berechnet werden.

Durch die festgelegte Geometrie der Dipolmagnete sind der Ablenkwinkel  $\varphi$  und die Ablenkradien  $R_1$  und  $R_2$  nicht unabhängig voneinander. Für den Aufbau der dispersiven Strecke ist es vorteilhafter, den Magnetabstand  $D$  (siehe Abbildung 3.3.2) zu kennen, als die Länge der Driftstrecke  $L$ . In Gleichung (3.3.14) werden folgende Ersetzungen vorgenommen:

$$L = \frac{D}{\cos \varphi} \quad (3.3.15)$$

$$R_1 = \frac{d_1}{\sin \varphi} \quad (3.3.16)$$

$$R_2 = \frac{d_2}{2 \sin \varphi} \quad (3.3.17)$$

Löst man Gleichung (3.3.14) nach  $D$  auf, so erhält man für eine gegebene Impulsunschärfe  $\Delta p/p$  zu jeder gewünschten Elektronenpaketlänge  $\Delta \Phi_1$  einen Satz von Parametern  $D$  und  $\varphi$ :

$$D = \left[ \frac{\Delta \Phi_1 p}{2k \Delta p} - \left( \frac{d_1}{\sin \varphi} + \frac{d_2}{2 \sin \varphi} \right) (\tan \varphi - \varphi) \right] \frac{\cos \varphi}{\tan^2 \varphi} \quad . \quad (3.3.18)$$

In Abbildung 3.3.3 ist beispielhaft dargestellt, bei welchen Ablenkwinkeln und Magnetabständen ein Elektronenpaket mit einer Energieabweichung von  $\pm 5\%$  hinter dem Debuncher eine Länge von  $\Delta \Phi_1 = \pm 65^\circ$  besitzt.

Um den Einfluss des Debunchers auf die transversalen Strahleigenschaften zu minimieren, sollten der Magnetabstand und der Ablenkwinkel so gewählt werden, dass die dispersive Strecke auch in vertikaler Richtung wie eine Driftstrecke auf den Strahl wirkt. Das kann erreicht werden, wenn sich in der Symmetrieebene des Debunchers ein vertikaler Strahlfokus befindet. Die Abbildungsmatrix bis zur Symmetrieebene muss hierzu folgende Gestalt haben [Lü93]:

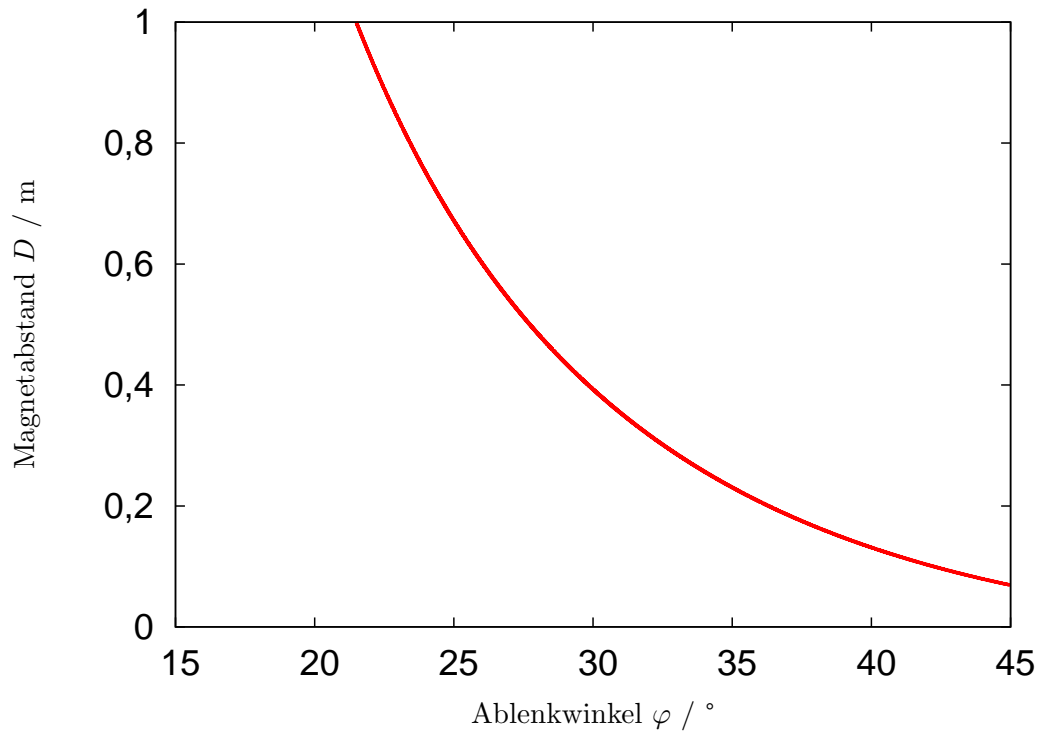
$$\begin{pmatrix} z \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & v_{12} \\ v_{21} & v_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix} \quad (3.3.19)$$

Führt man die Matrizenmultiplikationen der Abbildungsmatrizen bis zur Symmetrieebene aus, so ergibt sich für die Bedingung  $v_{11} = 0$ :

$$v_{11} = 0 = 1 - \frac{L}{R_1} \tan \varphi - R_2 \varphi \tan \varphi \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{L}{R_1 R_2} \tan \varphi \right) \quad (3.3.20)$$

Einsetzen von (3.3.15), (3.3.16) und (3.3.17) in (3.3.20) und Auflösen nach  $D$  ergibt:

$$D = \left[ \frac{d_2}{2} \varphi \left( \frac{1}{d_2} + \frac{2}{d_2} \right) - \frac{1}{\tan \varphi} \right] \frac{d_1}{\varphi \tan^2 \varphi - \tan \varphi} \quad (3.3.21)$$



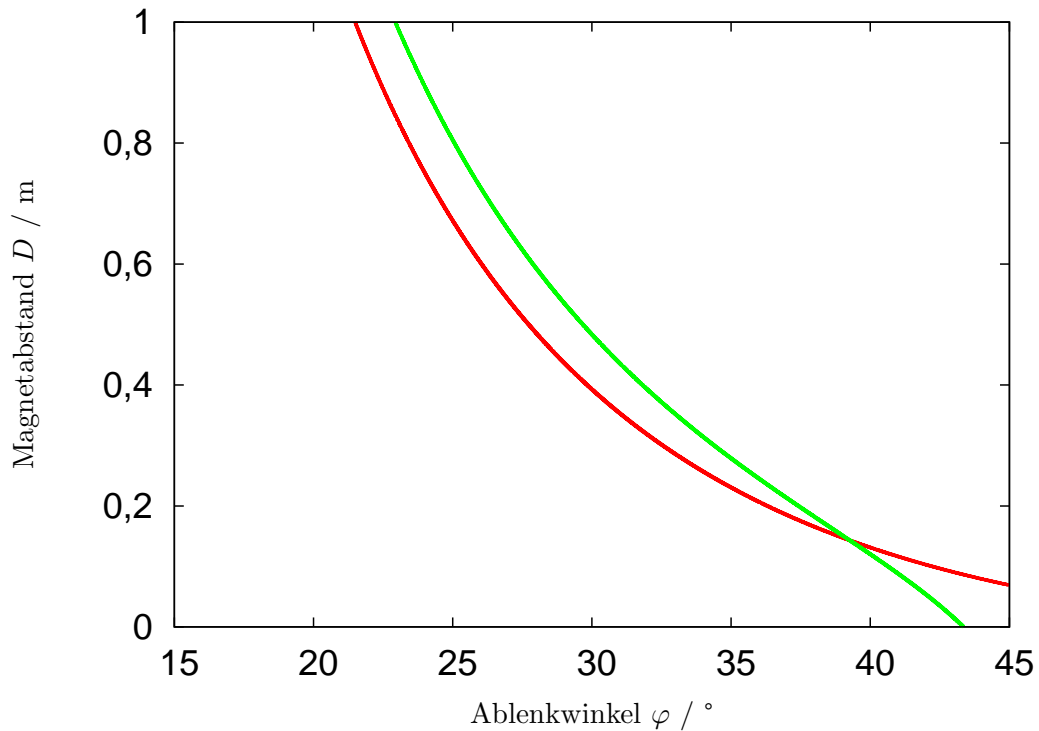
**Abbildung 3.3.3:** Der Graph gibt an, für welche Werte von  $D$  und  $\varphi$  ein Teilchenpaket mit einer Energiebreite von  $\pm 5\%$  hinter dem Debuncher eine Länge  $\Delta\Phi_1 = \pm 65^\circ$  besitzt.

Fügt man in Abbildung 3.3.3 einen Graphen hinzu, der den funktionellen Zusammenhang von Gleichung (3.3.21) wiedergibt, so erhält man Abbildung 3.3.4: Der Schnittpunkt beider Kurven gibt an, welchen Abstand die Dipolmagnete voneinander haben müssen und um welchen Winkel  $\varphi$  der Elektronenstrahl im ersten Dipolmagnet abgelenkt werden muss, damit das Elektronenpaket nach der dispersiven Strecke eine Länge von  $\Delta\Phi_1 = \pm 65^\circ$  hat und gleichzeitig der Debuncher in vertikaler Richtung wie eine Driftstrecke wirkt.

Da der Verlauf der roten Kurve von  $\Delta\Phi_1$  abhängt, verändert sich bei Variation dieser Größe der Schnittpunkt. Es wurde untersucht, welche Koordinaten der Schnittpunkt für unterschiedliche Werte für  $\Delta\Phi_1$  hat. Aufgrund der Ergebnisse aus Kapitel 3.2 wurde bei der Bestimmung der Schnittpunkte  $\Delta\Phi_1$  zwischen  $62^\circ$  und  $69^\circ$  variiert. In den Abbildungen 3.3.5 (a) und 3.3.5 (b) ist das Ergebnis zu sehen: In Abbildung 3.3.5 (a) sieht man zu jeder Länge der Elektronenpakete den einzustellenden Ablenkwinkel und in Abbildung 3.3.5 (b) den entsprechend notwendigen Abstand der Magnete, damit die Forderung nach dem vertikalen Fokus in der Symmetrieebene erfüllt wird.

Je länger das Elektronenpaket hinter dem Debuncher werden soll, desto größer muss der Magnetabstand und desto kleiner der Ablenkwinkel sein. In der Strahlführung vom LINAC 1 zum Synchrotron sind entlang des Strahlwegs etwa 90 cm für den Debuncher vorgesehen. Unter diesen Umständen kann ein maximales  $\Delta\Phi_1$  von  $66,6^\circ$  erreicht werden. Hierzu wird der Magnetabstand  $D$  auf 15,5 cm festgesetzt. Man erhält einen vertikalen Fokus, wenn der Ablenkwinkel  $\varphi = 38,88^\circ$  beträgt. Die bei diesem  $\Delta\Phi_1$  erreichbaren Kompressionsfaktoren sind in Tabelle 3.3.1 zusammengefasst.

Die Vergrößerung der longitudinalen Ausdehnung des Elektronenpaketes ist im Hinblick auf die Injektion in das Synchrotron unproblematisch. Die Beschleunigerstruktur, die auf die dispersive Strecke folgt, wird mit einem elektromagnetischen Wechselfeld betrieben, welches eine Frequenz

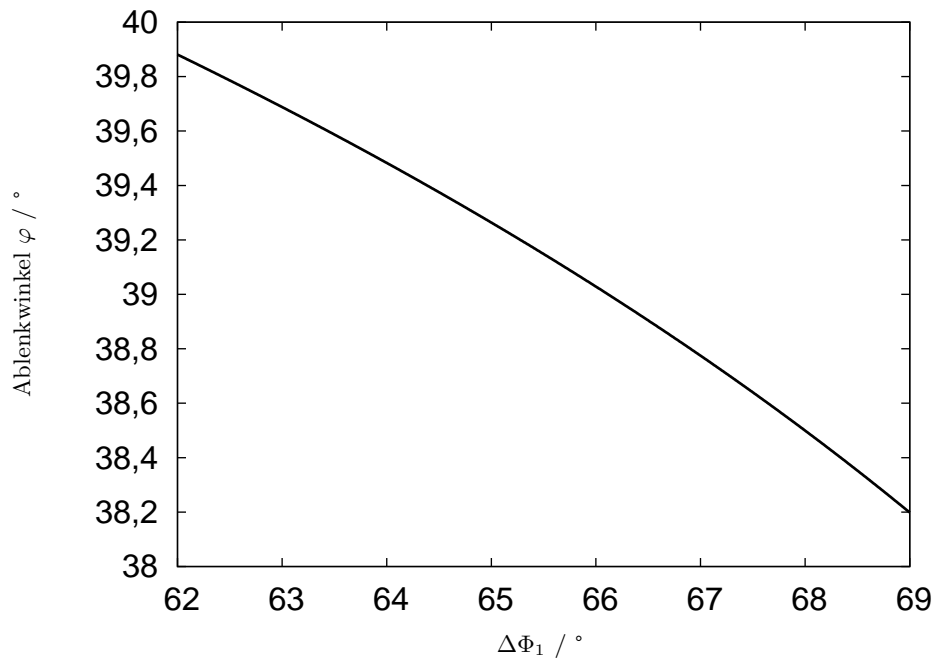


**Abbildung 3.3.4:** Die rote Kurve gibt an, für welche Werte  $D$  und  $\varphi$  ein Teilchenpaket mit einer Energiebreite von  $\pm 5\%$  hinter dem Debuncher eine Länge  $\Delta\Phi_1 = \pm 65^\circ$  besitzt. Die grüne Kurve gibt an, bei welchen Werten für  $D$  und  $\varphi$  sich ein vertikaler Fokus in der Symmetrieebene des Debunchers befindet.

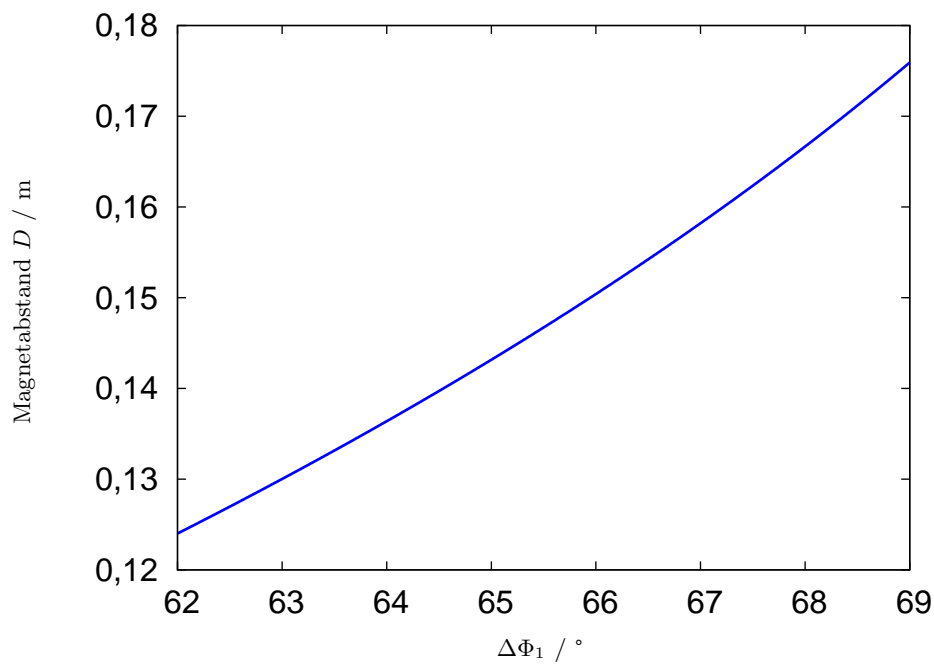
$\Delta\Phi_0 / ^\circ$	Kompressionsfaktor $K$
4	9,0
5	8,1
6	7,4
7	6,7
8	6,2

**Tabelle 3.3.1:** Kompressionsfaktoren für  $\Delta\Phi_1 = \pm 66,6^\circ$ .

von 3 GHz und eine Wellenlänge von 10 cm hat. Die Elektronenpakete werden auf  $\Delta\Phi_1 = \pm 66,6^\circ$  gedehnt, was einer Länge von 3,7 cm entspricht. Die Beschleunigungssektion im Synchrotron wird mit einem elektromagnetischen Wechselfeld der Frequenz 500 MHz betrieben. Die Wellenlänge beträgt hier 60 cm. Auf eine Wellenlänge der elektromagnetischen Welle verteilen sich bei der Injektion sechs kurze Elektronenpakete. Diese Struktur der Teilchenverteilung geht durch die Beschleunigung im Synchrotron verloren und es bilden sich neue, längere Elektronenpakete [Weh68].



(a) Notwendiger Ablenkwinkel bei gegebener Länge des Elektronenpakets  $\Delta\Phi_1$ .



(b) Notwendiger Magnetabstand bei gegebener Länge des Elektronenpakets  $\Delta\Phi_1$ .

**Abbildung 3.3.5:** Den Abbildungen ist zu entnehmen, welcher Ablenkwinkel  $\varphi$  und Magnetabstand  $D$  einzustellen ist, damit die Länge eines Elektronenpakets mit der Energieunschärfe  $\Delta E/E = 5\%$  hinter dem Debuncher  $\Delta\Phi_1$  beträgt und sich gleichzeitig in der Symmetrieebene ein vertikaler Fokus befindet.

### 3.4 Simulation der Abbildungseigenschaften mit dem Programm MAD-X

Bei den bisherigen Untersuchungen der Abbildungseigenschaften des Debunchers wurde der Einfluss der Randfelder mit Ausnahme der Kantenfokussierung vernachlässigt. Um den Einfluss der Randfelder auf den Elektronenstrahl untersuchen zu können, wurde das Simulationsprogramm MAD-X verwendet [Sch03]. Ziel dieser Simulationen ist es, den Einfluss des Debunchers auf die transversale Stahlausdehnung zu untersuchen. Es muss sichergestellt sein, dass der Strahl in der Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems stets schmaler ist als die zur Verfügung stehende physikalische Apertur von 2 cm. In diesem Kapitel wird daher zunächst der Formalismus vorgestellt, mit dem die transversale Dynamik eines Teilchenstrahls beschrieben wird. Anschließend wird die Simulation der transversalen Strahldynamik in der dispersiven Strecke mit MAD-X vorgestellt. Zum Schluss werden die Simulationsergebnisse und die Konsequenzen vorgestellt, die sich daraus für den Aufbau des Energie-Kompressor-Systems ergeben.

#### 3.4.1 Optische Funktionen und Emittanz

Ein Elektronenstrahl ist ein Vielteilchensystem, das über statistische Größen beschrieben wird, die im Folgenden vorgestellt werden. Hierzu betrachtet man separat die vertikalen und horizontalen Strahleigenschaften. Trägt man im horizontalen Phasenraumdiagramm zu jedem Teilchen des Strahls die horizontale Winkelablage  $x'$  gegen die horizontale Ortsablage  $x$  zum Sollteilchen an einer festen Position  $s$  auf, so erhält man eine ellipsenförmige Verteilung (siehe Abb. 3.4.1) [Hin97]. Unter der Annahme, dass die Orts- und Winkelablage der Teilchen normalverteilt sind, wird die Ellipse, die 39,3% aller Phasenraumpunkte enthält, durch die Gleichung

$$\varepsilon_x = \gamma_x(s)x^2(s) + 2\alpha_x(s)x(s)x'(s) + \beta_x(s)x'^2(s) \quad (3.4.1)$$

beschrieben. Hierbei wird  $\varepsilon_x$  als die horizontale Emittanz des Teilchenstrahls bezeichnet. Sie ist

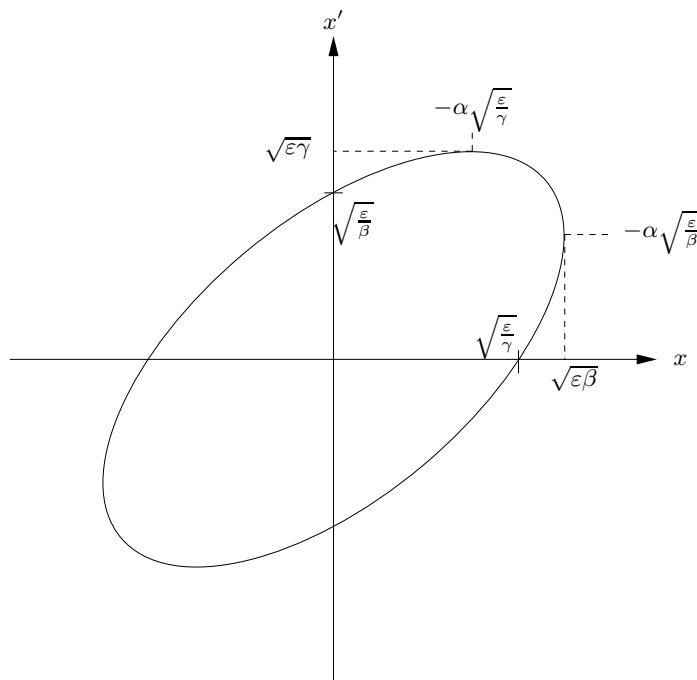


Abbildung 3.4.1: Phasenraumellipse in der  $x$ - $x'$ -Ebene.

die auf  $\pi$  normierte Fläche der Phasenraumellipse [Pie03]. Nach dem Liouvilleschen Theorem bleibt unter der Voraussetzung, dass dem Strahl keine Energie zugeführt oder entzogen wird, die Fläche der Phasenraumellipse und damit die Emittanz entlang der Elektronenbahn  $s$  konstant. Die Faktoren  $\alpha_x(s)$ ,  $\beta_x(s)$  und  $\gamma_x(s)$ , die Form und Orientierung der Ellipse festlegen, werden als Twissparameter bezeichnet. Die Twissparameter sind von  $s$  abhängige Funktionen, da sich die Orientierung und Form der Phasenraumellipse entlang der Elektronenbahn  $s$  ändern. Der Funktionswert der Funktion  $\gamma_x(s)$  ist ein Maß für die horizontale Strahldivergenz am Ort  $s$ . Die Funktion  $\alpha_x(s)$  gibt die Korrelation zwischen der Ortsablage  $x$  und Winkelablage  $x'$  an. Der Funktionswert der Funktion  $\beta_x(s)$  ist ein Maß für die horizontale Strahlbreite, mit ihm und der Emittanz wird die horizontale  $1\sigma$ -Strahlausdehnung berechnet. Für einen Elektronenstrahl, dessen Impulsunschärfe Null beträgt, ist die  $1\sigma$ -Strahlausdehnung gegeben durch

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_x} \quad . \quad (3.4.2)$$

Weist der Elektronenstrahl eine Impulsunschärfe auf, so erhalten Teilchen aufgrund ihrer Impulsabweichung vom Sollimpuls in einem magnetischen Dipolfeld eine Orts- und Winkelablage (vgl. Kapitel 3.3.1). Diese impulsabhängige Ablage wird als Dispersion bezeichnet. Die Dispersionsfunktion  $\eta(s)$  gibt die Ortsablage aufgrund einer Energieabweichung  $\Delta p/p_0 = 1$  am Ort  $s$  an. Die Ableitung der Dispersionsfunktion  $\eta'(s)$  gibt die Winkelablage aufgrund einer Energieabweichung  $\Delta p/p_0 = 1$  am Ort  $s$  an. Unter Berücksichtigung der Dispersion und der Impulsunschärfe eines Elektronenstrahls berechnet sich die horizontale  $1\sigma$ -Strahlbreite nach

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_x + \left(\frac{\Delta p}{p_0}\eta_x(s)\right)^2} \quad . \quad (3.4.3)$$

Die Twissparameter sind nicht unabhängig voneinander. Aus  $\alpha(s)$  und  $\beta(s)$  kann  $\gamma(s)$  über

$$\gamma_x(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} \quad (3.4.4)$$

berechnet werden. Außerdem stehen  $\alpha(s)$  und  $\beta(s)$  über

$$\alpha_x(s) = -\frac{1}{2} \frac{\partial \beta(s)}{\partial s} \quad (3.4.5)$$

in Beziehung.

Für den vertikalen Phasenraum ist die Definition der Emittanz und der Twissparameter  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  analog. Die vertikale  $1\sigma$ -Strahlausdehnung ist gegeben durch

$$\sigma_z(s) = \sqrt{\beta_z(s)\varepsilon_z} \quad . \quad (3.4.6)$$

Der Summand, der die Dispersion enthält, fällt weg, da Ablenkungen des Strahls und damit eine Dispersion in vertikaler Richtung in der Regel vernachlässigbar klein sind.

Die Transformation der Twissparameter durch Driftstrecken und Magnetfelder kann aus den Transformationsmatrizen der linearen Strahloptik berechnet werden. Werden Orts- und Winkelablage eines Teilchens gemäß

$$\begin{pmatrix} x(s_1) \\ x'(s_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(s_0) \\ x'(s_0) \end{pmatrix} \quad (3.4.7)$$

transformiert, so transformieren sich die Twissparameter nach [Wil96]:

$$\begin{pmatrix} \beta(s_1) \\ \alpha(s_1) \\ \gamma(s_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 \\ -m_{11}m_{21} & m_{11}m_{22} + m_{12}m_{21} & -m_{22}m_{12} \\ m_{21}^2 & -2m_{22}m_{21} & m_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta(s_0) \\ \alpha(s_0) \\ \gamma(s_0) \end{pmatrix} \quad . \quad (3.4.8)$$



### 3.4.2 Simulation mit MAD-X

Zur Untersuchung des Einflusses des Debunchers auf die transversalen Strahleigenschaften wurde das Simulationsprogramm MAD-X (**M**ethodical **A**ccelerator **D**esign-**X**) verwendet. MAD-X kann zu einer gegebenen Maschinenoptik u.a. die Twissparameter berechnen. Außerdem können die Positionen verschiedener optischer Elemente und Strahleigenschaften an verschiedenen Positionen im Strahlweg vorgegeben werden. Die Abbildungseigenschaften der optischen Elemente werden von MAD-X auf die gewünschten Strahleigenschaften angepasst. In einem Ringbeschleuniger werden die Strahleigenschaften aus Periodizitätsbedingungen errechnet [Sch03]. Bei einer nicht geschlossenen Einheit wie dem Debuncher müssen Twissparameter als Anfangswerte vorgegeben werden. Die Stärke des Magnetfeldes eines Dipolmagneten wird durch den Ablenkwinkel der Teilchen bestimmt und durch die Länge der Strecke, die das Sollteilchen im Magnetfeld zurücklegt. Für die Simulation der vertikalen Abbildungseigenschaft des Debunchers unter Berücksichtigung des endlich ausgedehnten Randfeldes wird ein effektiver Eintritts- bzw. Austrittswinkel berechnet. Er ist gegeben durch

$$\varphi_{\text{eff}} = \varphi - \frac{g}{R}(1 + \sin^2 \varphi) \int_a^b \frac{B_z(s)(B_0 - B_z(s))}{g B_0^2} ds \quad (3.4.9)$$

und liegt dem Simulationsprogramm MAD-X zugrunde [Ise94]. Hier ist  $g$  der Polschuhabstand der Dipolmagnete, auch Gaphöhe genannt,  $\varphi$  der Winkel zwischen der Teilchenbahn des Sollteilchens und der Normalen der Polschuhkante und  $R$  der Ablenkradius der Bahn des Sollteilchens. Das Integral wird als Randfeldintegral bezeichnet. Die Integrationsgrenzen werden so gewählt, dass  $a$  außerhalb des Magnetfeldes ( $B_z(a) = 0$ ) und  $b$  im homogenen Bereich des Feldes ( $B_z(b) = B_0$ ) liegt.

Da bei dem Debuncher am Linearbeschleuniger LINAC 1 die Eintritts- und Austrittswinkel immer positiv sind, ist der effektive Winkel kleiner als der tatsächliche. Das liegt zum einen daran, dass durch die fokussierende Wirkung des Randfeldes die vertikale Strahlablage verkleinert wird, zum anderen daran, dass durch die horizontale Bahnkrümmung der wirksame Winkel zwischen Teilchenbahn und Feldkante abnimmt [Hin97]. Zur Bestimmung der Randfeldintegrale  $I$  wurden bereits vorhandene Graphen ausgewertet, die den Magnetfeldverlauf der Debuncherdipole beschreiben [Rei81]. In den Abbildungen 3.4.2 (a) und 3.4.2 (b) sind die aus diesen Graphen extrahierten Werte für den Magnetfeldverlauf zu sehen. Die Feldintegrale wurden unter Verwendung der Trapezregel<sup>3</sup> berechnet. Die Ergebnisse sind:

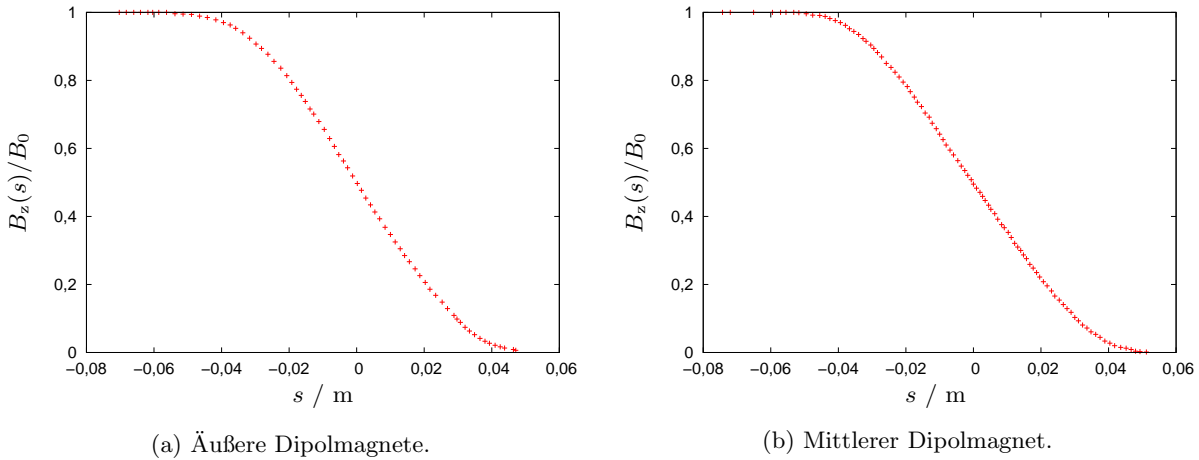
$$\begin{aligned} I_{1,3} &= 0,31 \pm 0,01 \\ I_2 &= 0,32 \pm 0,01 \end{aligned} .$$

Für die Simulation mit MAD-X benötigt man noch die die Strahleigenschaften am Anfang des Energie-Kompressor-Systems Die Strahleigenschaften sind der Diplomarbeit von Fritz Nolden entnommen [Nol80]:

$$\begin{aligned} \alpha_{x,z} &= 1,7 \pm 0,63 \\ \beta_{x,z} &= (9,9 \pm 3,7) \text{ m/rad} \\ \gamma_{x,z} &= (0,4 \pm 0,15) \text{ rad/m} \end{aligned}$$

Die Emittanz wird mit  $\varepsilon_{x,z} = 5 \cdot 10^{-6}$  m rad angegeben [AF66]. Mit diesen Anfangswerten und den ermittelten Feldintegralen wurden die horizontalen und vertikalen Strahldurchmesser

<sup>3</sup>Die Trapezregel gibt ein Verfahren zur numerischen Berechnung eines Integrals an:  $\int_a^b f(x)dx \approx \frac{1}{2} \left( \frac{f(a)+f(x_0)}{x_0-a} + \frac{f(x_n)+f(b)}{b-x_n} \right) + \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{f(x_i)+f(x_{i+1})}{x_{i+1}-x_i}$  mit  $a < x_0 < x_1 < \dots < x_{n-1} < x_n < b$



**Abbildung 3.4.2:** Randfeldverläufe der Dipolmagnete des Debunchers.

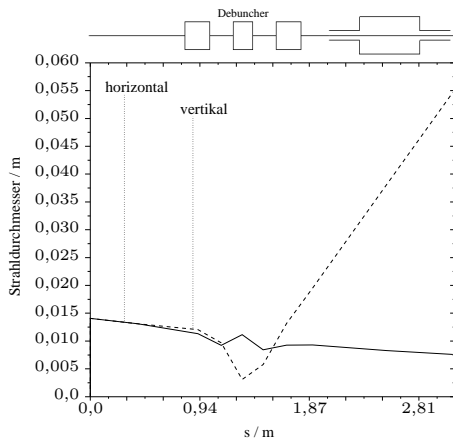
entlang der Teilchenbahn berechnet. Hierbei wurde das Doppelte der  $1\sigma$ -Strahlausdehnung als Strahldurchmesser definiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.4.3 (c) zu sehen.

Der Strahl wird durch den Debuncher in vertikaler Richtung defokussiert. Die Defokussierung ist so stark, dass die vertikale Strahlbreite hinter dem Debuncher die Apertur der Beschleunigerstruktur von 2 cm übersteigt. Die Strahlbreite muss reduziert werden, um Strahlverluste zu vermeiden. Durch das Randfeld ist die vertikale Fokussierung der Dipolmagnete kleiner als die in Kapitel 3.3.1 angegebene Kantenfokussierung, dadurch befindet sich der vertikale Fokus hinter der Symmetrieebene.

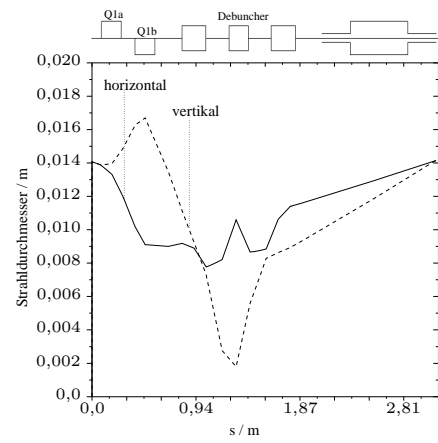
Um einen Fokus in der Symmetrieebene zu erhalten, kann der Ablenkwinkel erhöht werden. Hierdurch verändert sich allerdings die longitudinale Abbildungseigenschaft des Debunchers, die Elektronenpakete werden stärker gedehnt und der Kompressionsfaktor wird kleiner. Ein weiterer Nachteil dieses Vorgehens ist, dass der Debuncher dann nur in dieser Einstellung betrieben werden kann, da sonst Strahlverluste aufgrund der Strahlaufweitung durch den Debuncher in Kauf genommen werden müssen.

Eine andere Möglichkeit, den Fokus in die Symmetrieebene zu bringen, ist, den Strahl vor dem Debuncher mit Quadrupolmagneten zu fokussieren, damit er vertikal konvergent in den Debuncher eintritt. Ein vertikal fokussierender Quadrupolmagnet defokussiert den Strahl in horizontaler Richtung. Damit der Elektronenstrahl horizontal nicht breiter wird als die Apertur der Beschleunigerstruktur, werden ein horizontal und ein vertikal fokussierender Quadrupolmagnet vor den Debuncher gestellt. Dieser Aufbau erhöht die Flexibilität des Energie-Kompressor-Systems. Die zwei zusätzlichen Quadrupole können den Strahl so beeinflussen, dass die Strahlverluste beim Passieren der Beschleunigerstruktur des Energiekompressors minimiert werden. Das ist notwendig, da die Anfangsparameter  $\alpha_x$ ,  $\alpha_z$ ,  $\beta_x$  und  $\beta_z$  nur mit einer Unsicherheit von 37% bekannt sind. Der Einsatz zusätzlicher Quadrupolmagnete vor der dispersiven Strecke bringt den weiteren Vorteil, dass die Länge  $\Delta\Phi_1$  durch Veränderung des Ablenkwinkels gezielt variiert werden kann, ohne dass der Strahl sich zu stark aufweitet.

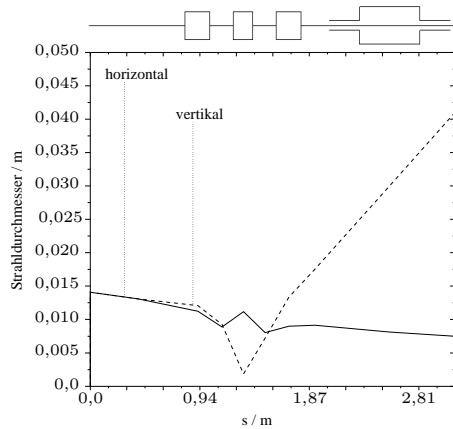
Die Abbildungen 3.4.3 (a) bis 3.4.3 (h) zeigen die Simulationsergebnisse der Strahldurchmesser für verschiedene Ablenkwinkel zwischen  $36,0^\circ$  und  $42,7^\circ$ . Man erkennt, dass der Strahldurchmesser des Elektronenstrahls unter Verwendung der Quadrupolmagnete im Bereich der Beschleunigerstruktur im Anschluss an den Debuncher stets kleiner als 2 cm bleibt. Hieraus kann geschlossen werden, dass sich der vertikale Fokus jetzt näher an der Symmetrieebene befindet.



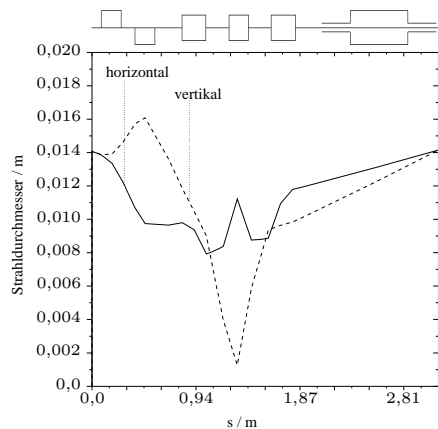
(a) Ohne Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 36^\circ$ .



(b) Mit Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 36^\circ$ .

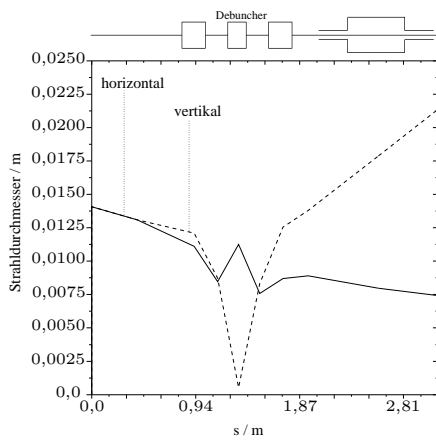
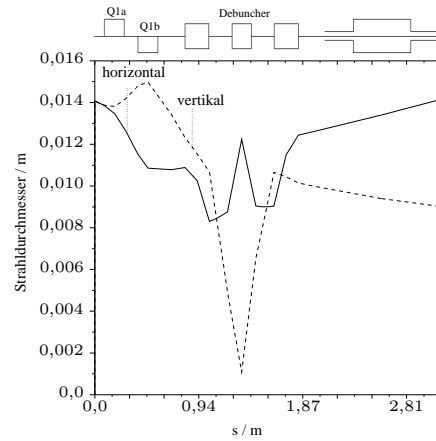
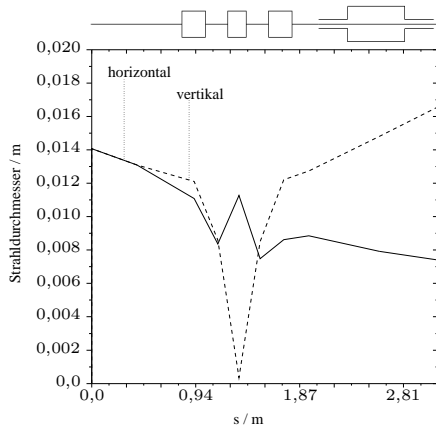
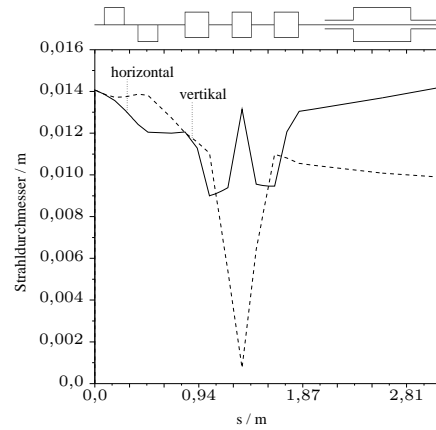


(c) Ohne Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 38,88^\circ$ .



(d) Mit Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 38,88^\circ$ .

**Abbildung 3.4.3:** Strahldurchmesser mit und ohne Quadrupolmagnete bei verschiedenen Ablenkwinkeln  $\varphi$ .

(e) Ohne Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 42^\circ$ .(f) Mit Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 42^\circ$ .(g) Ohne Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 42,7^\circ$ .(h) Mit Quadrupolmagnete bei  $\varphi = 42,7^\circ$ .

**Abbildung 3.4.3:** Strahldurchmesser mit und ohne Quadrupolmagnete bei verschiedenen Ablenkwinkeln  $\varphi$ .

Durch die Variation des Ablenkwinkels lässt sich die Länge des gedehnten Elektronenpakets zwischen  $\Delta\Phi_1 = \pm 52,8^\circ$  und  $\Delta\Phi_1 = \pm 90,4^\circ$  einstellen. In Tabelle 3.4.1 ist aufgelistet, welche Länge  $\Delta\Phi_1$  ein Teilchenpaket mit der Anfangslänge  $\Delta\Phi_0$  hinter dem Debuncher haben muss, damit  $K$  seinen maximalen Wert annimmt. Der maximal mögliche Wert für  $K$  ist in der dritten Spalte

$\Delta\Phi_0 / ^\circ$	Maximales $K$ bei $\Delta\Phi_1 / ^\circ$	$K$
4	54,3	9,5
5	58,6	8,3
6	62,8	7,4
7	66,2	6,7
8	68,8	6,2
10	74,7	5,4
12	79,8	4,9

**Tabelle 3.4.1:** Optimale Kompressionsfaktoren  $K$  für Elektronenpakete mit unterschiedlichen  $\Delta\Phi_0$ .

der Tabelle eingetragen. Unter Verwendung der zwei zusätzlichen Quadrupolmagnete werden alle  $\Delta\Phi_1$ , die jeweils für ein maximales  $K$  nötig sind, zugänglich. Bei der Inbetriebnahme des Linearbeschleunigers LINAC 1 kann durch Variation des Ablenkwinkels der Weglängenunterschied durch die dispersive Strecke den Eigenschaften des emittierten Elektronenstrahls angepasst und so der Kompressionsfaktor optimiert werden.

### 3.5 Eigenschaften der Quadrupolmagnete

Die zusätzlichen Quadrupolmagnete wurden baugleich zu den bereits im Injektionsweg vom Linearbeschleuniger zum Synchrotron eingesetzten Quadrupolmagneten hergestellt (siehe Abbildung 3.5.1). Die Apertur der Quadrupolmagneten beträgt 72 mm, ihre Länge 150 mm und der Innendurchmesser 260 mm. Die Polschuhflächen sind hyperbolisch geformt, damit die Magnetfeldstärke linear mit dem radialen Abstand zur Strahlachse zunimmt. Um die Wirkung der Randfelder entlang der Strahlachse zu berücksichtigen, wird die magnetische Länge des Quadrupols eingeführt. Sie wird näherungsweise berechnet aus

$$L_m = L_E + \alpha R \quad , \quad (3.5.1)$$

wobei  $L_E$  die Länge des Polschuhs,  $R$  der Radius der Apertur und  $\alpha$  ein dimensionsloser Faktor ist, der von der Spule und der Polschuhform abhängt. Für einen Quadrupolmagneten, bei dem die Spule bis nah an die Quadrupolspitze heranreicht, ist  $\alpha \approx 0,8$  [Har], ihre magnetische Länge beträgt demzufolge  $L_m \approx 180$  mm. Die Magnete wurden so konzipiert, dass sie bei dieser Länge eine Quadrupolstärke von  $k = 25 \text{ m}^{-2}$  erreichen,  $k$  und der Feldgradient  $g$  stehen über

$$g = \frac{p_0}{e} k \quad (3.5.2)$$

in Beziehung. Für den Elektronenimpuls hinter dem Linearbeschleuniger LINAC 1 von  $p_0 = 20$  MeV ergibt das einen maximalen Feldgradienten  $g = 1,67$  T/m. Damit die Quadrupolmagnete den geforderten Feldgradienten erreichen, wurde die notwendige Anzahl an Spulenwindungen und die benötigte Stromstärke mit der Formel

$$NI = g \frac{R^2}{2\mu_0} \quad (3.5.3)$$

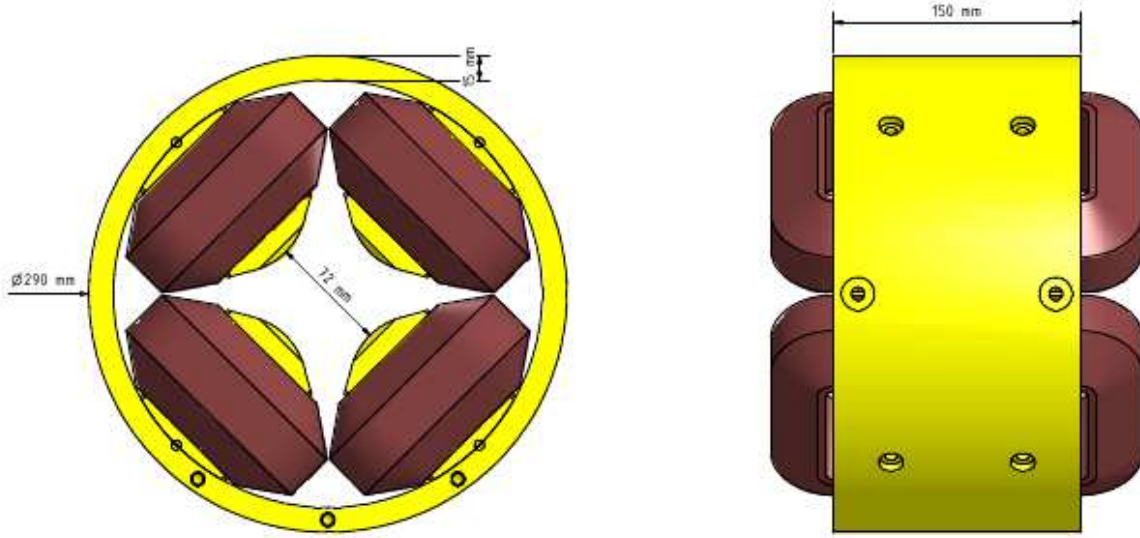


Abbildung 3.5.1: Vorder- und Seitenansicht der Quadrupolmagnete.

abgeschätzt [Sch92]. Hierbei ist  $N$  die Anzahl der Spulenwindungen. Aufgrund dieser Abschätzung werden Spulen mit 100 Windungen eingesetzt, die mit einem maximalen Strom von  $I = 12$  A betrieben werden.

Für den Einsatz der Quadrupolmagnete vor dem Debuncher muss der Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld und dem Spulenstrom bekannt sein, mit dem der Quadrupolmagnet betrieben wird. Hierzu wurde zunächst mit einer Hallsonde überprüft, ob an den Polschuhspitzen bei einem eingestellten Strom  $I$  der Betrag der magnetischen Feldstärke gleich groß ist. Die Messergebnisse werden in Abbildung 3.5.2 graphisch veranschaulicht. Die gemessene Magnetfeldstärke an der Polschuhspitze ist für alle vier Polschuhe des Quadrupolmagneten gegen den Spulenstrom aufgetragen. Der Fehler auf die Messung der Magnetfeldstärke beträgt  $\pm 2\%$  [Hal]. Die Messung zeigt, dass der Zusammenhang zwischen Spulenstrom und Betrag der magnetischen Feldstärke an allen vier Polschuhspitzen im Rahmen des Messfehlers gleich ist. Daher kann aus der Magnetfeldstärke an der Polschuhspitze der Feldgradient mittels

$$g = \frac{B_{\text{Pol}}}{R} \quad (3.5.4)$$

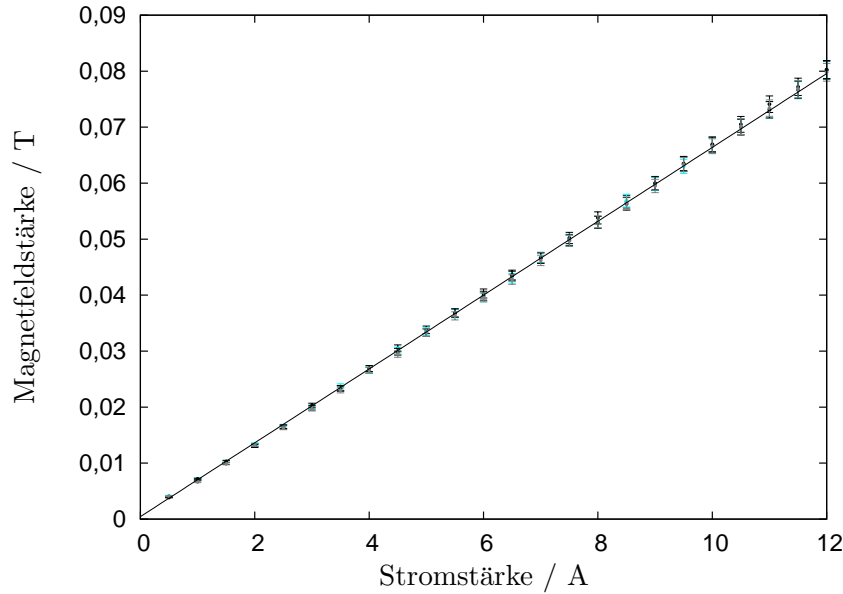
berechnet werden. Der Zusammenhang zwischen dem Feldgradienten  $g$  und dem Spulenstrom  $I$  wurde ermittelt, indem an die Messwerte eine Gerade angepasst wurde. Der Zusammenhang zwischen dem Spulenstrom  $I$  und der Magnetfeldstärke  $B_{\text{Pol}}$  an den Polschuhspitzen ist dann gegeben durch die Geradengleichung

$$B_{\text{Pol}} = (0,00659 \pm 0,00003) \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I + (0,00044 \pm 0,00007) \text{ T} \quad (3.5.5)$$

Mit Gleichung (3.5.4) erhält man den Zusammenhang:

$$g = (0,1831 \pm 0,0008) \frac{\text{T}}{\text{m A}} \cdot I + (0,0122 \pm 0,002) \frac{\text{T}}{\text{m}} \quad (3.5.6)$$

Verwendet man Gleichung (3.5.2) unter der Voraussetzung, dass die Elektronen einen Impuls von  $p_0 = 20$  MeV besitzen, so erhält man die Abhängigkeit von der Quadrupolstärke  $k$  und dem



**Abbildung 3.5.2:** An den Polschuhspitzen gemessene Magnetfeldstärken bei verschiedenen Spulenströmen.

Spulenstrom  $I$ :

$$k = (2,745 \pm 0,011) \frac{1}{\text{m}^2\text{A}} \cdot I + (0,1829 \pm 0,029) \frac{1}{\text{m}^2} \quad . \quad (3.5.7)$$

Mit dieser Gleichung werden die Spulenströme berechnet, die für die Quadrupolstärkern  $k$  benötigt werden, welche sich aus den in Kapitel 3.4.2 erläuterten Simulationen ergeben. In Tabelle 3.5.1 sind die Quadrupolstärken und Spulenströme der Magnete zusammengefasst, die bei den verschiedenen Ablenkwinkeln notwendig sind, damit der Strahl im gesamten Energie-Kompressor-System schmäler als 2 cm bleibt. Hierbei bedeutet ein positiver Wert für die Quadrupolstärke  $k$ , dass der Quadrupolmagnet den Strahl in horizontale Richtung fokussiert, ein negativer Wert  $k$  bedeutet eine vertikale Fokussierung des Strahls.

Ablenkwinkel $\varphi / ^\circ$	Quadrupolmagnet	Quadrupolstärke $k / \text{m}^{-2}$	Spulenstrom $I / \text{A}$
36	Q1a	5,92	$2,09 \pm 0,01$
	Q1b	-10,61	$3,8 \pm 0,02$
38,88	Q1a	4,90	$1,72 \pm 0,01$
	Q1b	-8,46	$3,03 \pm 0,02$
42	Q1a	3,19	$1,10 \pm 0,01$
	Q1b	-5,46	$1,92 \pm 0,01$
42,7	Q1a	1,40	$0,44 \pm 0,01$
	Q1b	-2,83	$0,96 \pm 0,01$

**Tabelle 3.5.1:** Quadrupolstärken aus den Simulationen mit MAD-X

### 3.6 Horizontale Ablenkung des Elektronenstrahls im Debuncher

Bisher wurden nur die vertikalen und longitudinalen Strahleigenschaften betrachtet. Im Folgenden wird untersucht, wie die Dipolmagnete des Debunchers aufgebaut werden müssen, damit Elektronen, die aufgrund ihrer Energie unterschiedlich stark im Dipolmagnet abgelenkt werden, alle Dipolfelder durchlaufen und wieder in die ursprüngliche Strahlrichtung gelenkt werden. Wenn der Ablenkwinkel  $\varphi$  variiert wird, ändert sich die horizontale Ablenkung der Elektronen und damit der Eintrittsort in das Magnetfeld des mittleren Dipolmagneten des Debunchers. Es muss sichergestellt sein, dass bei einer Variation des Ablenkwinkels  $\varphi$  zwischen  $36^\circ$  und  $42,7^\circ$  weder Teilchen mit der Sollenergie, noch die Teilchen, die eine Energieabweichung von  $\pm 5\%$  besitzen, am Magnetfeld des zweiten Dipols vorbeigelenkt werden. Der erste Dipolmagnet wird so aufgestellt, dass der Abstand  $x_0$  zwischen der längs der Strahlrichtung verlaufenden Polschuhkante und dem Eintrittspunkt des Elektronenstrahls 4 cm beträgt (vergleiche Abb. 3.6.1). Für

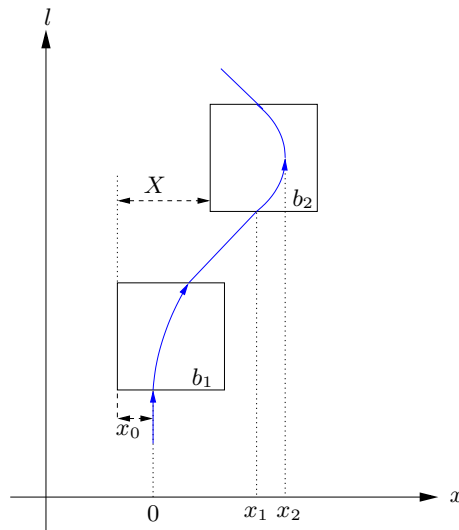


Abbildung 3.6.1: Horizontale Strahlablage im Debuncher.

die Berechnungen der horizontalen Auslenkung des Strahls durch den Debuncher wird der Ursprung in den Eintrittspunkt des Debunchers gelegt. Das Sollteilchen, welches eine Energie von 20 MeV besitzt, wird durch den ersten Dipolmagneten um einen Winkel  $\varphi$  abgelenkt. Aufgrund dieser Ablenkung tritt es im Punkt  $x_1$  in das Magnetfeld des zweiten Dipolmagneten des Debunchers. Der Punkt  $x_2$  gibt die maximale horizontale Ablage des Teilchens an.

Für ein Elektron, dessen Energie von der Sollenergie abweicht, weicht auch der Ablenkwinkel ab. Daraus resultieren abweichende Koordinaten für den Eintreffpunkt. In Tabelle 3.6.1 sind die errechneten Werte  $x_1$  und  $x_2$  für Teilchen, welche die Sollenergie oder eine Energieabweichung von  $\pm 5\%$  besitzen, bei einem festen Ablenkwinkel des Sollteilchens zusammengestellt. Die Breite der Polschuhe beider Dipolmagnete beträgt  $b_1 = b_2 = 170$  mm. Wählt man den Abstand  $X = 170$  mm (siehe Abb. 3.6.1), so ist sichergestellt, dass alle Teilchen innerhalb der Energieunschärfe  $\pm 5\%$  bei einer Ablenkung des Sollteilchens um einen Winkel  $\varphi$  zwischen  $36^\circ$  und  $47,2^\circ$  das Magnetfeld des zweiten Dipolmagneten passieren.



Ablenkwinkel des Sollteilchens / °	Elektronenenergie / MeV	$x_1$ / m	$x_2$ / m
36	19	0,164	0,189
	20	0,175	0,202
	21	0,189	0,217
42,7	19	0,202	0,231
	20	0,219	0,25
	21	0,24	0,274

Tabelle 3.6.1: Horizontale Strahlablage im Debuncher

### 3.7 Der Linearbeschleuniger des Energie-Kompressor-Systems

Im Folgenden wird auf die Beschleunigerstruktur eingegangen, die sich an den Debuncher anschließt und zur Verringerung der Energieunschärfe der Elektronenpakete verwendet werden soll. Sie besteht aus 33 Zellen mit einer Länge von jeweils 2,5 cm. Die Gesamtlänge diese Linearbeschleunigers beträgt also 825 mm. Im Betrieb des Energie-Kompressor-Systems wird eine elektromagnetische Welle mit einer Frequenz von 2,998 GHz in die Struktur eingekoppelt. In dem Beschleuniger hat diese elektromagnetische Welle eine Phasengeschwindigkeit  $v_\phi = c$  und einen Phasenvorschub pro Zelle von  $\pi/2$  [Ade08]. Die Beschleunigerstruktur ist eine sogenannte Wanderwellenstruktur, bei der eine elektromagnetische Welle am Anfang der Struktur eingekoppelt und am Ende wieder ausgekoppelt wird (siehe Abbildung 3.7.1). Für den Betrieb des Beschleu-

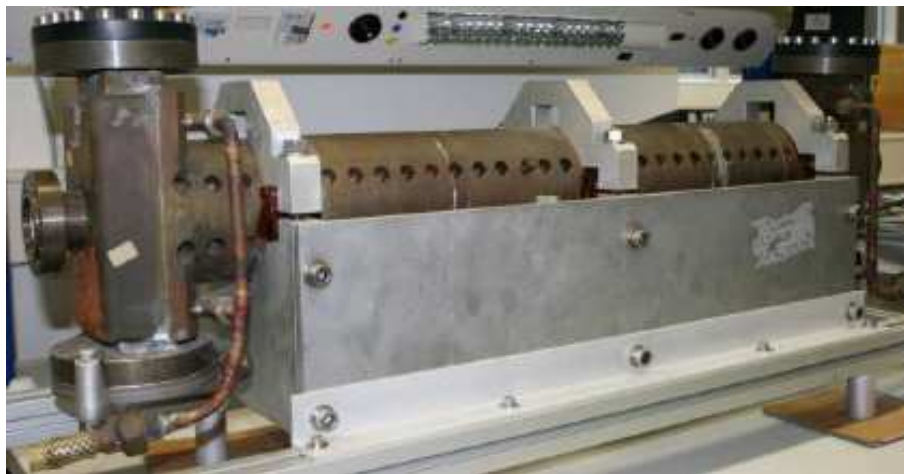


Abbildung 3.7.1: Foto des Linearbeschleunigers des Energie-Kompressor-Systems [Ade08].

nigers im Energie-Kompressor-System muss bekannt sein, wie groß der maximale Energiegewinn eines Teilchens ist, das den Beschleuniger passiert. Um den maximalen Energiegewinn berechnen zu können, wird die Shuntimpedanz der Beschleunigerstruktur bestimmt.

In den folgenden Unterkapiteln wird zunächst vorgestellt, wie man mittels der Störkörpermessmethode die Feldverteilung des elektrischen Feldes innerhalb eines Linearbeschleunigers bestimmt. Danach wird erläutert, wie daraus die Shuntimpedanz der Struktur berechnet werden kann. Im letzten Teil werden die an der 33-zelligen Beschleunigerstruktur durchgeführten Messungen und deren Ergebnisse dargestellt.

### 3.7.1 Die Störkörpermessmethode

Mittels einer Störkörpermessung kann man die Feldverteilung der elektrischen und magnetischen Felder in einem Resonator oder einem Linearbeschleuniger bestimmen. Hierzu wird ein kleiner leitender oder dielektrischer Körper als sogenannter Störkörper in das elektromagnetische Feld des Resonators gebracht. Durch diesen Körper ändert sich seine Resonanzfrequenz. Die Änderung der Resonanzfrequenz ist gegeben durch [Pes95]:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{\iiint_{V_s} \vec{E}_0^* \vec{P} - \vec{B}_0^* \vec{M} dv}{2W} \quad , \quad (3.7.1)$$

wobei  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz des ungestörten,  $\omega$  die Resonanzfrequenz des gestörten Resonators und  $\vec{E}_0^*$  und  $\vec{B}_0^*$  die komplex konjugierten elektrischen und magnetischen Felder des ungestörten Resonators sind. Die Größen  $\vec{P}$  und  $\vec{M}$  geben die Polarisierung und die Magnetisierung des Störkörpers an. Die Integration wird über das Störkörpervolumen  $V_s$  durchgeführt. Die Größe  $W$  ist die im Resonator gespeicherte Energie. Soll nur das elektrische Feld vermessen werden, verwendet man dielektrische Störkörper. Macht man die Näherung, dass das elektrische Feld innerhalb des Störkörpervolumens homogen ist, erhält man:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{1}{2}(\varepsilon - \varepsilon_0)V_s \frac{|\vec{E}_0|^2}{W} \quad . \quad (3.7.2)$$

Die Änderung der Resonanzfrequenz durch den Störkörper ist direkt verknüpft mit dem Betrag des elektrischen Feldes am Ort des Störkörpers. Dieses Messverfahren wird resonante Störkörpermessung genannt. Für mehrzellige Beschleunigerstrukturen ist die in der Struktur gespeicherte Energie verglichen mit der Energie, die in dem Volumen des Störkörpers gespeichert wird, sehr groß. Das bedeutet, dass die durch den Störkörper erzeugte Resonanzfrequenzverschiebung in der gleichen Größenordnung liegt wie die Messgenauigkeit der Frequenzmessung. Hieraus resultiert ein großer Fehler auf die zu bestimmende elektrische Feldstärke. In diesem Fall wird die nicht-resonante Störkörpermessmethode angewendet. Hierzu wird in die Beschleunigerstruktur eine elektromagnetische Welle eingekoppelt und die Amplitude der reflektierten elektromagnetischen Welle gemessen. Hat die Welle die gleiche Frequenz wie die Resonanzfrequenz des Beschleunigers, so ist die Amplitude der reflektierten Welle minimal. Durch das Einbringen des Störkörpers in den Linearbeschleuniger verschiebt sich die Resonanzfrequenz und die Amplitude der reflektierten Welle wird größer. Aus der Änderung der Amplitude kann auf der elektrische Feld am Ort des Störkörpers geschlossen werden.

Die nicht-resonante Störkörpermessmethode kann auch eingesetzt werden, wenn sich mehrere Normalmoden eines Mehrzellers überlappen. Bei diesem Verfahren muss nicht nur die Amplitude der reflektierten elektromagnetischen Welle, sondern auch der Phasenunterschied zwischen der reflektierten und der eingekoppelten elektromagnetischen Welle gemessen werden. Es wird der komplexe Reflexionsfaktor  $\rho$  definiert, der das Verhältnis der Amplituden der reflektierten und eingekoppelten Welle sowie den Phasenunterschied beinhaltet. Mittels des Reflexionsfaktors der ungestörten Beschleunigerstruktur  $\rho_0$  und der Messung des Reflexionsfaktors  $\rho$ , wenn sich ein Störkörper in der Struktur befindet, kann das magnetische und elektrische Feld am Ort des Störkörpers mit

$$2P_1(\rho - \rho_0) = -i\omega [\varepsilon\alpha_e E_0^2 - \mu\alpha_m B_0^2] \quad (3.7.3)$$

berechnet werden. Hierbei ist  $P_1$  die Leistung und  $\omega$  die Frequenz der eingekoppelten elektromagnetischen Welle. Die Größen  $\alpha_e$  und  $\alpha_m$  beinhalten die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Störkörpers sowie seine Form. Die Ausdrücke  $E_0^2$  und  $B_0^2$  beinhalten die elektrischen und magnetischen Komponenten des Feldes. Es sind komplexe Ausdrücke der Form  $E_0 = X e^{i\phi}$

und  $B_0 = Y e^{i\phi}$  [KPD<sup>+</sup>95]. Eine detaillierte Abhandlung des Formalismus findet man in [Ste66]. Verwendet man wieder einen dielektrischen Störkörper, so ist  $\alpha_m = 0$  und die Messung ist nur empfindlich auf das elektrische Feld.

### 3.7.2 Die Shuntimpedanz

Wird in einen Resonator oder einen Linearbeschleuniger eine elektromagnetische Welle eingekoppelt, so induziert sie Ströme in der Außenwand, wodurch diese Energie verliert. Die auf diese Weise entzogene Energie pro Zeit wird als Verlustleistung  $P_V$  bezeichnet. Die Shuntimpedanz  $R_S$  ist gegeben durch

$$R_S = \frac{|U|^2}{P_V} \quad , \quad (3.7.4)$$

wobei  $U$  die maximale Beschleunigungsspannung ist, die auf ein Teilchen wirkt, das den Beschleuniger passiert. Misst man mittels einer Störkörpermessung das longitudinale elektrische Feld entlang der Strahlachse, erhält man den Zähler von Gleichung (3.7.4) aus [Mü00]:

$$|U|^2 = \left[ \int_0^L |E_s| ds \right]^2 \quad . \quad (3.7.5)$$

### 3.7.3 Die Störkörpermessung am Linearbeschleuniger des Energie-Kompressor-Systems

Als Vorbereitung auf die Störkörpermessung wurde ein sogenanntes Passband der Beschleunigerstruktur ausgemessen. Dazu wurde unter Verwendung eines Netzwerkanalysators eine elektromagnetische Welle am einen Ende des Beschleunigers eingekoppelt und der Betrag des Reflexionsfaktors gemessen. Am anderen Ende der Struktur wird die Welle ausgekoppelt und in einem  $50 \Omega$  Widerstand absorbiert. Für die Messung wurde die Frequenz der elektromagnetischen Welle von 2,9 GHz bis 3,1 GHz durchfahren. Das Messergebnis ist in Abbildung 3.7.2 dargestellt. Bei bestimmten Frequenzen wird der Wert des Reflexionsfaktors minimal. Bei den Frequenzen dieser lokalen Minima werden Normalmoden des Linearbeschleunigers angeregt. Im Frequenzbereich zwischen 2,987 GHz und 3 GHz überlappen die Normalmoden. Wird in die Struktur eine elektromagnetische Welle mit einer Frequenz von 2,998 GHz eingekoppelt, so ist eine Bestimmung der Verteilung des elektrischen Feldes mittels der Störkörpermessmethode nur mit der Messung komplexer Reflexionsfaktoren möglich. Zur Berechnung der Shuntimpedanz muss der Betrag des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse bestimmt werden. Hierzu wurde die Frequenz der eingekoppelten elektromagnetischen Welle auf 2,998 GHz gestellt. Als Störkörper wurde ein 6 mm langer Teflonzylinder verwendet, dessen Durchmesser 6 mm beträgt. Um den ihn an einer Schnur durch den Beschleuniger ziehen zu können, ist der Störkörper entlang der Zylinderachse durchbohrt. Die Bohrung hat einen Durchmesser von 1,5 mm. Das Volumen des Störkörpers beträgt damit  $V_S = 159 \text{ mm}^3$ . Die Permittivität von Teflon beträgt  $\varepsilon \approx 2,1 \varepsilon_0$  [Ade08]. Damit ergibt sich:

$$\alpha_e = \frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1 \right) V_S = 8,745 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3 \quad . \quad (3.7.6)$$

Der Störkörper wird mit einem Schrittmotor in Millimeterschritten entlang der Strahlachse durch den Beschleuniger gezogen. Die Schnur wird durch ein Gegengewicht gespannt. Zu jeder Störkörperposition wird der komplexe Reflexionsfaktor gemessen (siehe Abbildung 3.7.3). Die Leistung der eingekoppelten elektromagnetischen Welle betrug bei der Messung  $P_1 = (3,87 \pm$

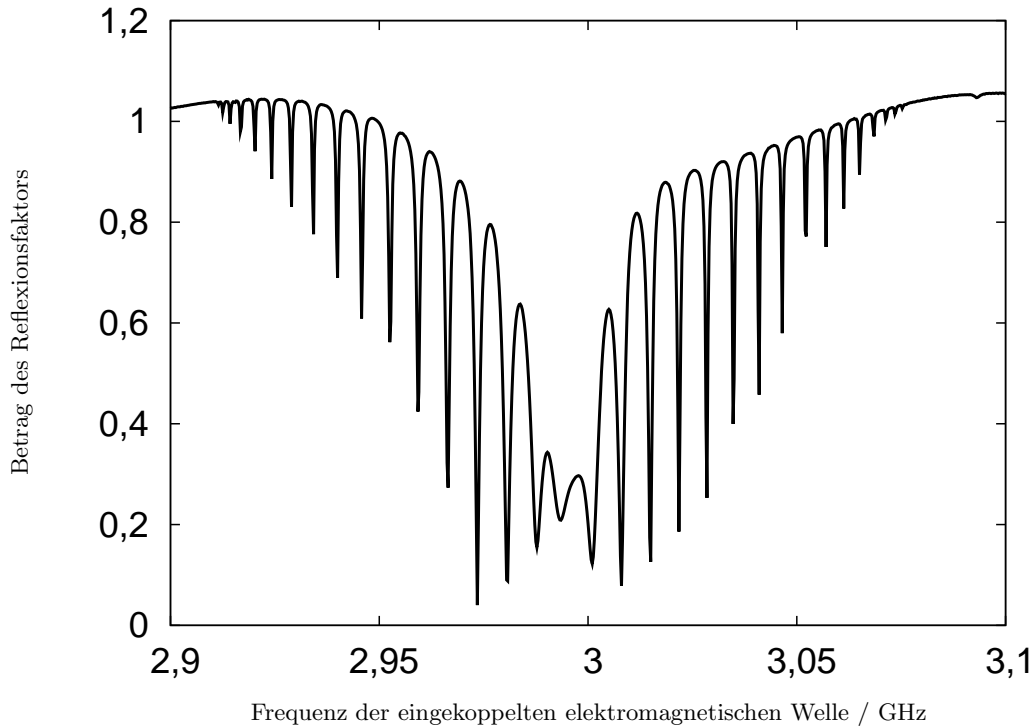


Abbildung 3.7.2: Passband des Linearbeschleunigers des Energie-Kompressor-Systems.

0,09) mW. Aus diesen Messwerten berechnet man mit Gleichung (3.7.3) den Betrag des elektrischen Feldes auf der Strahlachse nach

$$|E_0| = \sqrt{2P_1 \frac{|\rho - \rho_0|}{\omega \varepsilon_0 \alpha_e}} \quad . \quad (3.7.7)$$

Abbildung 3.7.4 zeigt das Ergebnis der Störkörpermessung. Der Betrag des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse ist gegen die Position des Störkörpers aufgetragen. Hieraus kann durch numerische Integration mittels des Trapezverfahrens  $U$  berechnet werden.

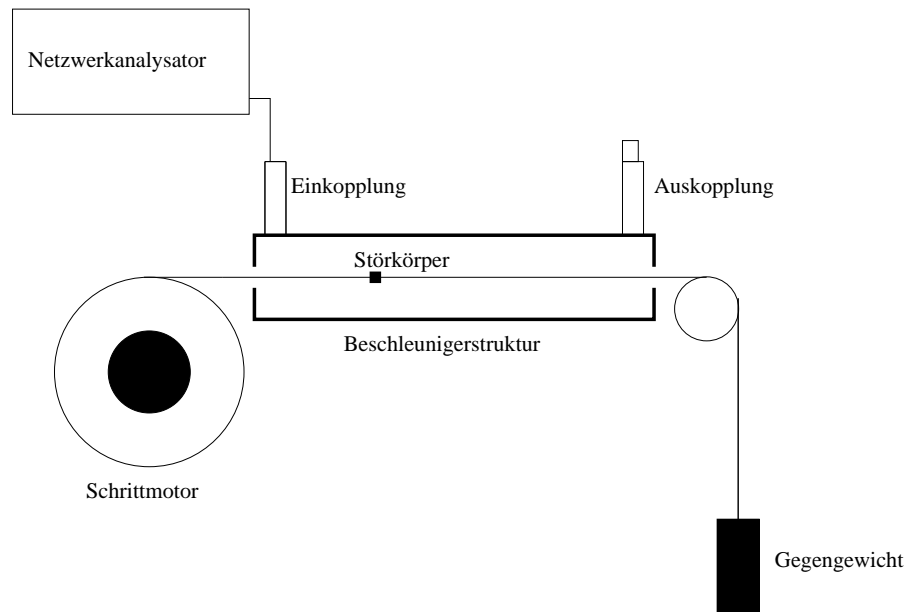
Zur Berechnung der Shuntimpedanz muss noch die Verlustleistung ermittelt werden. Dazu wurde mit einem Leistungsmessgerät am Ende des Linearbeschleunigers die transmittierte Leistung gemessen. Außerdem wurde mit Hilfe eines Zirkulators an der Einkopplung die reflektierte Leistung gemessen. Die Verlustleistung ergibt sich dann aus

$$\begin{aligned} P_V &= P_i - P_{\text{trans}} - P_{\text{ref}} \\ &= (3,87 \pm 0,09) \text{ mW} - (2,84 \pm 0,07) \text{ mW} - (0,51 \pm 0,01) \text{ mW} \\ &= (0,52 \pm 0,1) \text{ mW} \quad . \end{aligned}$$

Mit diesen Werten erhält man die Shuntimpedanz:

$$R_S = (17 \pm 3,8) \text{ M}\Omega \quad .$$

Über die Shuntimpedanz kann im Betrieb des Energie-Kompressor-Systems die maximale Beschleunigungsspannung und damit  $E_{\text{kor}} = Ue = \frac{R_S}{\sqrt{P_V}}e$  aus Gleichung (3.2.2) berechnet werden. Hierzu wird während des Betriebs die Leistung der in die Beschleunigerstruktur eingekoppelten, der reflektierten und der ausgekoppelten elektromagnetischen Welle gemessen und daraus



**Abbildung 3.7.3:** Messaufbau der Störkörpermessung.

die Verlustleistung berechnet. In Abbildung 3.7.5 ist das für eine optimale Korrektur eines Elektronenpakets mit der Länge  $\Delta\Phi_1$  und einer Energieunschärfe  $\Delta E = \pm 5\%$  benötigte  $E_{\text{kor}}$  aufgetragen.

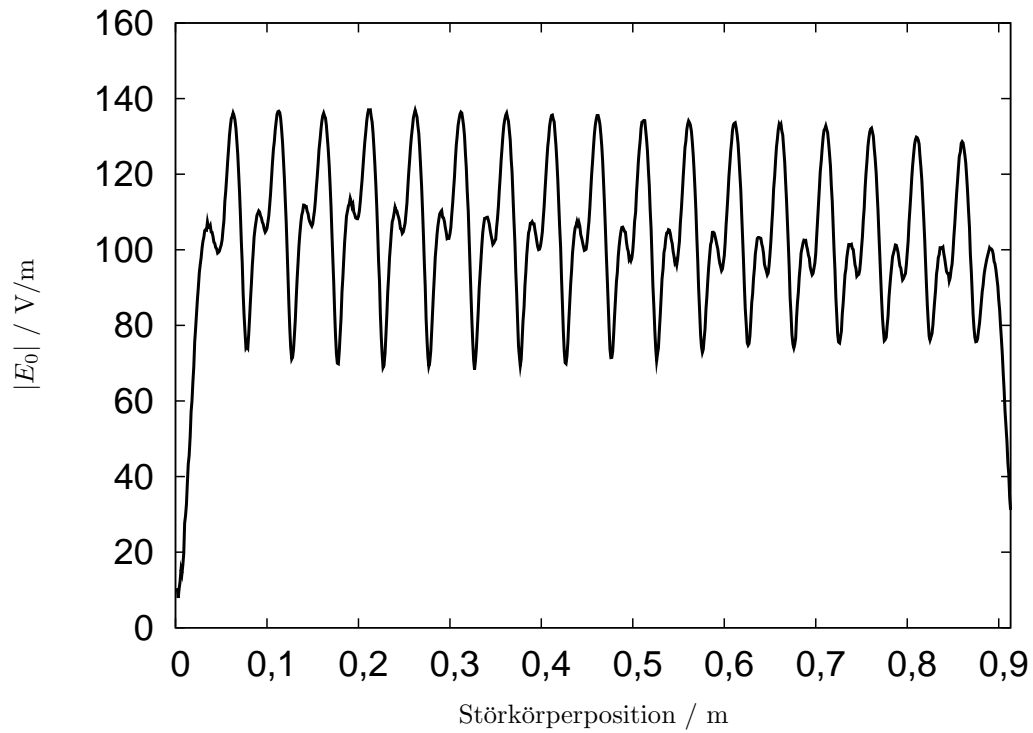


Abbildung 3.7.4: Betrag des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse.

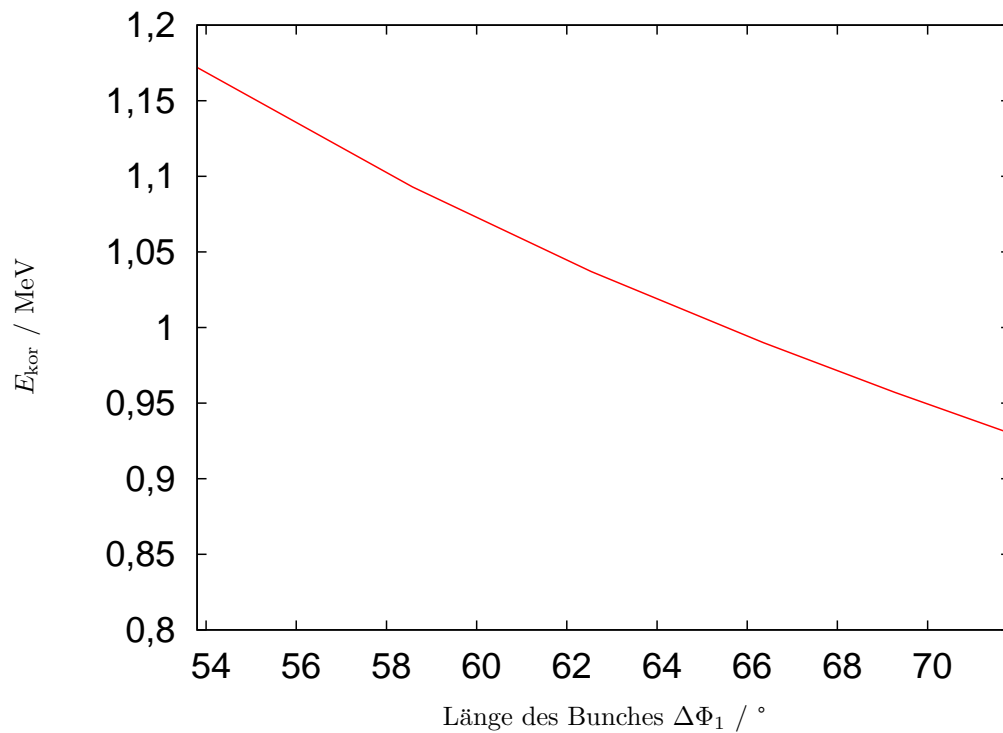


Abbildung 3.7.5: Zur Korrektur der Energieunschärfe benötigtes  $E_{kor}$  in Abhängigkeit von  $\Delta\Phi_1$ .

# Kapitel 4

## Der Einlenkweg vom Linearbeschleuniger zum Synchrotron

In diesem Kapitel wird die Injektion des Elektronenstrahls in das Synchrotron beschrieben und erläutert, welche Strahleigenschaften der zu injizierende Strahl am Injektionspunkt besitzen muss. Mit MAD-X werden Simulationen des mit dem neuen Energie-Kompressor-System ausgestatteten Einlenkwegs durchgeführt um zu evaluieren, welche strahloptischen Elemente im Einlenkweg nötig sind, um die Strahleigenschaften für die Injektion anzupassen.

### 4.1 Injektion in das Synchrotron

Zur Injektion der Elektronen aus dem Linearbeschleuniger LINAC 1 in das Synchrotron wird ein Septummagnet eingesetzt. Dieser erzeugt ein Dipolfeld, das durch eine dünne Schneide nach außen abgeschirmt ist. Dadurch wirkt das Magnetfeld des Septums nur auf die zu injizierenden Elektronen und beeinflusst die Elektronenbahn im Synchrotron nicht (siehe Abbildung 4.1.1). Zur Injektion wird die Elektronenbahn im Synchrotron mit zwei Dipolmagneten, die als Bumper

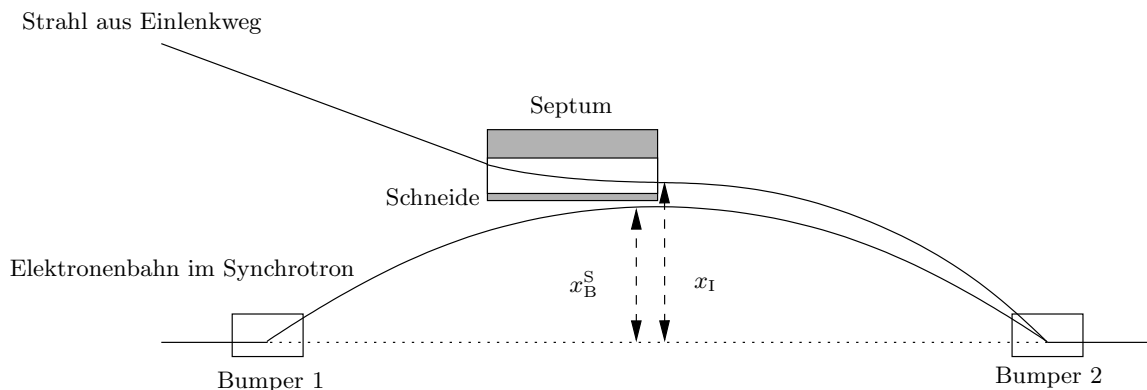


Abbildung 4.1.1: Injektion in das Synchrotron.

bezeichnet werden, horizontal von der Sollbahn abgelenkt und nah an die Schneide herangeführt. Das Magnetfeld des Septums lenkt gleichzeitig die zu injizierenden Elektronen an die verschobene Elektronenbahn. Nachdem die zu injizierenden Elektronen das Septum passiert haben, werden die Magnetfelder der beiden Bumper wieder zurückgefahren, sodass der Strahl innerhalb

von 1  $\mu\text{s}$  zurück auf die Sollbahn gelenkt wird. Unterstützt wird die Rückführung des Strahls auf die Sollbahn dadurch, dass während dieser Zeit die Beschleunigersektion des Synchrotrons ausgeschaltet ist, dem Strahl also keine Energie zugeführt wird. Die Magnetfeldstärke der Dipolmagnete des Synchrotrons wird währenddessen erhöht [Dö91], sodass der Ablenkradius der Elektronen kleiner wird. Dadurch erreicht man, dass die Elektronen beim Zurückfahren der Elektronenbahn auf den Sollorbit bei keinem Umlauf wieder auf das Septum treffen.

Zur Injektion des Elektronenstrahls in das Synchrotron muss die Phasenraumellipse des Strahls aus dem Einlenkweg an die sogenannte Akzeptanzellipse des Synchrotrons angepasst werden. Die Akzeptanzellipse ist gegeben durch

$$A_x = \gamma_x^S (x - x_B^S)^2 + 2\alpha_x^S (x - x_B^S)(x' - x_B'^S) + \beta_x^S (x' - x_B'^S)^2 \quad , \quad (4.1.1)$$

wobei  $\alpha_x^S$ ,  $\beta_x^S$  und  $\gamma_x^S$  die Twissparameter des Strahls im Synchrotron an der Injektionsstelle und  $A_x$  die Akzeptanz sind. Die Akzeptanz berechnet sich aus

$$A_x = \frac{D_x^2}{\beta_x^S} \quad , \quad (4.1.2)$$

wobei  $D_x$  die an dieser Stelle zur Verfügung stehende Apertur ist. Die Twissparameter des Strahls im Synchrotron an der Injektionsstelle haben folgende Werte [AF66]:

$$\begin{aligned} \beta_x^S &= 5,344 \text{ m/rad} \\ \alpha_x^S &= -1,874 \\ \gamma_x^S &= 0,844 \text{ rad/m} \quad . \end{aligned}$$

Wird die Elektronenbahn des Synchrotrons bis an die Schneide herangefahren, so steht als Apertur nur noch der horizontale Abstand zwischen der Schneide und dem Strahlrohr zur Verfügung, dieser beträgt  $D_x = 2 \text{ cm}$ . Damit erhält man

$$A_x = \frac{D_x^2}{\beta_x^S} = 75,85 \cdot 10^{-6} \text{ m rad} \quad . \quad (4.1.3)$$

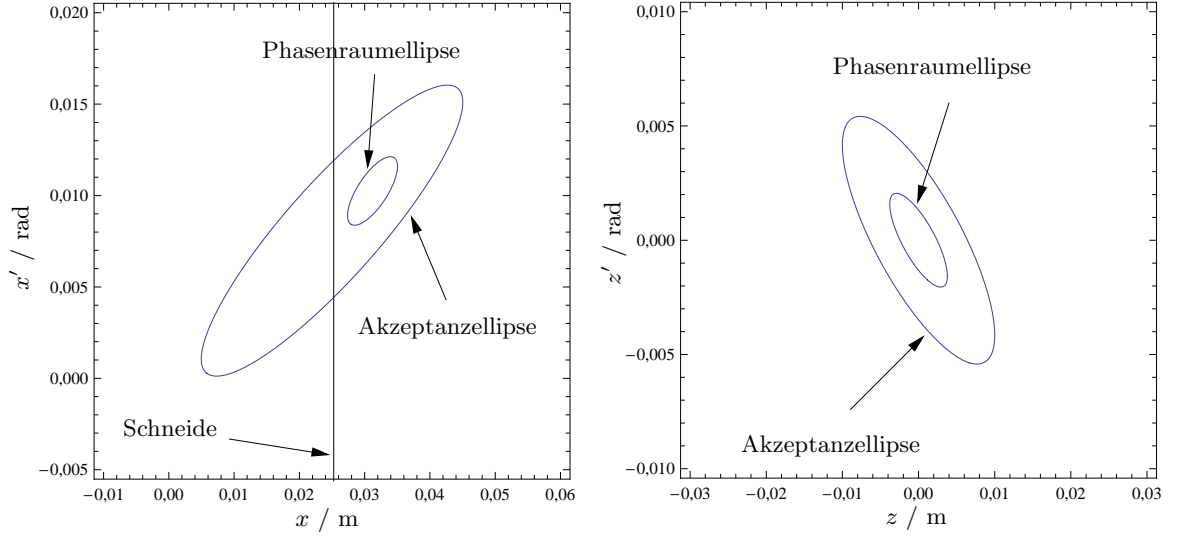
Bei der Injektion wird die Elektronenbahn so ausgelenkt, dass sie an der Stelle des Septumsausgangs eine horizontale Ablage von  $x_B^S = 25 \text{ mm}$  von der Sollbahn besitzt (vgl. Abb. 4.1.1). Der Winkel zwischen der Sollbahn und der ausgelenkten Bahn beträgt  $x_B'^S = 8,08 \text{ mrad}$  [AF66]. Die vertikale Akzeptanzellipse ist definiert über die Twissparameter [AF66]

$$\begin{aligned} \beta_z^S &= 2,872 \text{ m/rad} \\ \alpha_z^S &= 1,194 \\ \gamma_z^S &= 0,844 \text{ rad/m} \end{aligned}$$

und über die vertikale Akzeptanz. Sie beträgt  $A_z = 34,8 \cdot 10^{-6} \text{ mrad}$ , da auf der Seite der Schneide des zu injizierenden Strahls die Strahlkammer eine vertikale Ausdehnung von  $D_z = 1 \text{ cm}$  besitzt. Für eine optimale Injektion sollten die Twissparameter des Strahls aus dem Einlenkweg am Injektionspunkt folgende Werte annehmen [Nol80]:

$$\begin{aligned} \beta_x &= 2,93 \text{ m/rad} \\ \alpha_x &= -1,03 \\ \gamma_x &= 0,070 \text{ rad/m} \\ \beta_z &= 2,872 \text{ m/rad} \\ \alpha_z &= 1,194 \\ \gamma_z &= 0,844 \text{ rad/m} \end{aligned}$$





(a) Horizontal.

(b) Vertikal.

**Abbildung 4.1.2:** Phasenraumellipsen des zu injizierenden Strahls und Akzeptanzellipsen am Injektionspunkt.

In den Abbildungen 4.1.2 (a) und 4.1.2 (b) sind die horizontale und vertikale Phasenraumellipse des zu injizierenden Strahls und die jeweilige Akzeptanzellipse dargestellt. Die horizontale Phasenraumellipse wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\varepsilon_x = \gamma_x(x - x_I)^2 + 2\alpha_x(x - x_I)(x' - x'_I) + \beta_x(x' - x'_I)^2 \quad , \quad (4.1.4)$$

wobei  $x_I$  der horizontale Abstand zwischen dem Injektionspunkt und der Sollbahn im Synchrotron ist.  $x_I$  ist gegeben durch

$$x_I = x_{I_0} + \eta_x \frac{\Delta p}{p_0} \quad , \quad (4.1.5)$$

mit der Ablage  $x_{I_0} = 31,2$  mm des Sollteilchens des zu injizierenden Strahls von der Sollbahn des Synchrotrons [AF66] und der horizontalen Dispersion  $\eta_x$  am Injektionspunkt. Für den zu injizierenden Strahl sollte zur optimalen Injektion  $\eta_x = 0$  m gelten [Sch92], da sonst Teilchen mit einer Impulsabweichung vom Sollimpuls auf die Schneide oder das Strahlrohr treffen. Die Größe  $x'_I$  gibt den Winkel zwischen der Sollbahn im Synchrotron und dem zu injizierenden Stahl an. Auch  $x'_I$  besteht aus einem Anteil, der von der Impulsunschärfe unabhängig, und einem Anteil, der von der Impulsunschärfe abhängig ist:

$$x'_I = x'_{I_0} + \eta'_x \frac{\Delta p}{p_0} \quad . \quad (4.1.6)$$

Der Winkel  $x'_{I_0} = 10,25$  mrad ist durch die Stellung der Schneide bestimmt. Mit  $\eta'_x$  wird die Winkeldispersion bezeichnet. Bei einer maximalen Impulsabweichung von  $\Delta p/p_0 = 0,5$  % ist eine Winkeldispersion von  $\eta'_x = -0,148$  erlaubt [Sch92].

## 4.2 Randfeld des Synchrotronmagneten SM 12

Der Injektionspunkt A befindet sich zwischen den Synchrotronmagneten SM 12 und SM 1 (siehe Abbildung 4.2.1). Der Punkt E markiert die Eisenkante des Dipolmagneten M3, der den Strahl

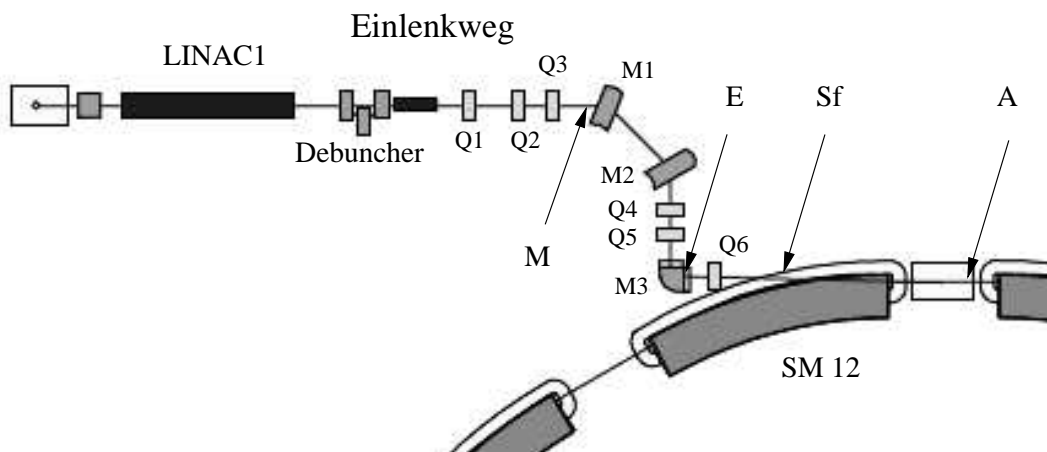


Abbildung 4.2.1: Skizze des Einlenkwegs vom LINAC 1 zum Injektionspunkt A.

um einen Winkel von  $90^\circ$  ablenkt. Der Strahlweg von Punkt E nach A führt durch das Randfeld des Synchrotronmagneten SM 12. Für die Anpassung der Phasenraumellipse an die in Kapitel 4.1 aufgeführten Parameter ist der Einfluss dieses Randfeldes auf den zu injizierenden Strahl zu beachten. Hierzu wurden die Strahl-Transfermatrizen für den Strahlweg zwischen dem Punkt Sf, der sich 1,5 m strahlabwärts vom Punkt E befindet, zum Injektionspunkt A berechnet. Die horizontalen Strahleigenschaften transformieren sich nach [Sch92]

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ \Delta p/p \end{pmatrix}_A = \begin{pmatrix} 2,39062 & 4,66506 & 0,07457 \\ 0,74910 & 1,87972 & -0,02838 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \Delta p/p \end{pmatrix}_{Sf}, \quad (4.2.1)$$

die vertikalen nach

$$\begin{pmatrix} z \\ z' \\ \Delta p/p \end{pmatrix}_A = \begin{pmatrix} -0,07695 & 1,77486 & 0 \\ -0,57302 & 0,21041 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ z' \\ \Delta p/p \end{pmatrix}_{Sf}. \quad (4.2.2)$$

Mittels der Matrix aus Gleichung (4.2.1) lässt sich die für eine optimale Injektion nötige Dispersion des Elektronenstrahls am Punkt Sf berechnen. Hierzu wird die Matrix invertiert und auf den Vektor  $(\eta_x, \eta'_x, 1)^T$  angewendet:

$$\begin{pmatrix} \eta_x \\ \eta'_x \\ 1 \end{pmatrix}_{Sf} = \begin{pmatrix} 1,88141 & -4,66926 & -0,272811 \\ -0,749775 & 2,39277 & 0,123818 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_x \\ \eta'_x \\ 1 \end{pmatrix}_A. \quad (4.2.3)$$

Damit erhält man am Punkt Sf eine Dispersion von:

$$\begin{aligned} \eta_x &= 0,418 \text{ m} \\ \eta'_x &= -0,230 \end{aligned}.$$

Zur Bestimmung der am Punkt Sf anzupassenden horizontalen Twissparameter wird, wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben, die Transfermatrix aus der Matrix der Gleichung (4.2.3) berechnet. Hieraus erhält man für die am Punkt Sf notwendigen Twissparameter des Elektronenstrahls:

$$\begin{aligned} \beta_x &= 7,88 \text{ m/rad} \\ \alpha_x &= 3,82 \\ \gamma_x &= 1,98 \text{ rad/m} \end{aligned}.$$

Analog erhält man mittels der Matrix aus Gleichung (4.2.2) die vertikalen Twissparameter:

$$\begin{aligned}\beta_z &= 3,55 \text{ m/rad} \\ \alpha_z &= -1,65 \\ \gamma_z &= 1,05 \text{ rad/m} \quad .\end{aligned}$$

Die strahloptischen Elemente des Einlenkwegs sind für eine optimale Injektion so einzustellen, dass der Strahl am Punkt Sf die zuvor berechneten Parameter besitzt.

### 4.3 Strahloptik des Einlenkwegs

In diesem Kapitel werden die strahloptischen Eigenschaften des Einlenkwegs erläutert. Insbesondere wird auf die Anpassung der Twissparameter und der Dispersion durch Einsatz von Quadrupolmagneten eingegangen. Hierzu wird zunächst die Anpassung der horizontalen Dispersion untersucht. Diese entsteht im Magnetfeld eines Dipolmagneten. Danach wird die Anpassung der Phasenraumellipse untersucht.

Im Einlenkweg des Linearbeschleunigers LINAC 1 zum Synchrotron werden sechs Dipolmagnete eingesetzt (siehe Abb. 4.2.1). Die ersten drei Dipolmagnete bilden den Debuncher des Energie-Kompressor-Systems. Durch den symmetrischen Aufbau des Debunchers entsteht durch sie keine horizontale Dispersion (vgl. Kap. 3.3.3). Erst die Magnetfelder der darauf folgenden Dipolmagnete sorgen für eine von Null verschiedene horizontale Dispersion. Der erste dieser Magnete M1 lenkt den Strahl um  $41^\circ$  ab. Der Ablenkwinkel des zweiten Sektormagneten M2 beträgt  $50^\circ$  und der letzte Dipolmagnet des Einlenkwegs M3 bewirkt eine Ablenkung um  $90^\circ$ . Zur Kompensation der Dispersion befinden sich zwischen den beiden Dipolmagneten M2 und M3 die beiden Quadrupolmagnete Q4 und Q5 sowie hinter dem Dipolmagneten M3 der Quadrupolmagnet Q6. Es wurde durch Simulationen mit MAD-X untersucht, bei welchen Quadrupolstärken die horizontale Dispersion am Punkt Sf die geforderten Werte annimmt. Die ermittelten Quadrupolstärken wurden verwendet, um den Einfluss dieses dispersionserzeugenden Abschnitts des Einlenkwegs auf die optischen Funktionen des Elektronenstrahls zu untersuchen. Ziel dieser Untersuchungen war es herauszufinden, welche Twissparameter der Elektronenstrahl vor dem Dipolmagneten M1 am Punkt M besitzen muss, damit diese unter Berücksichtigung der Transformationseigenschaften der Dipolmagnete M1 bis M3 und der Quadrupolmagnete Q4 bis Q6 am Punkt Sf die geforderten Werte annehmen. Hierzu wurde mit den berechneten Quadrupolstärken der Strahlweg vom Punkt Sf entgegengesetzt der Strahlrichtung bis zum Punkt M simuliert und die Twissparameter an diesem Punkt berechnet. Als Startwerte verwendet man die in Kapitel 4.2 angegebenen Twissparameter. Auf die bei diesen Simulationen ermittelten Werte sind die Twissparameter des Elektronenstrahls mit Hilfe von Quadrupolmagneten anzupassen, die sich zwischen dem Linearbeschleuniger LINAC 1 und dem Punkt M befinden. In Tabelle 4.3.1 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Man sieht, dass zur Kompensation der Dispersion der Quadrupolmagnet Q6 stark horizontal fokussierend sein muss. Die einzustellende Quadrupolstärke variiert nur um ca.  $2,5 \text{ m}^{-2}$ . Für die Quadrupolmagnete Q4 und Q5 sind sowohl horizontal fokussierende als auch defokussierende Einstellungen möglich. Durch diese Einstellmöglichkeiten verändern sich die Twissparameter, auf die der Strahl am Punkt M angepasst werden muss. Hierbei ist vor allem der Wert der Beta-Funktion am Punkt M wichtig, da er die Ausdehnung des Strahls bestimmt. Die horizontale Strahlausdehnung  $2\sigma_x$  variiert zwischen 4,4 cm und 21,8 cm und die vertikale Strahlausdehnung  $2\sigma_z$  zwischen 53,6 cm und 5 cm. Am Punkt M ist die vertikale Abmessung der Strahlkammer durch die Gaphöhe des Dipolmagneten M1 auf 4 cm festgelegt, die horizontale Ausdehnung der Strahlkammer beträgt 10 cm. Der Tabelle 4.3.1 ist zu entnehmen, dass es keine Einstellung der Quadrupolstärken gibt, bei der sowohl die horizontale als auch die

vertikale Strahlausdehnung kleiner als die Strahlkammerabmessungen sind. Als Ergebnis dieser Untersuchung ist festzuhalten, dass eine gleichzeitige Anpassung aller Strahlparameter ohne Strahlverluste in der Kammerwand von mehr als 50 % nicht möglich ist. Um Strahlverluste aufgrund zu starker Aufweitung des Strahls zu verhindern, ist eine Neugestaltung des Einlenkwegs erforderlich, wie im folgenden ausgeführt wird.

Die Konzeption des Einlenkwegs wurde unter folgenden Zielvorgaben durchgeführt:

1. Die horizontale Strahlausdehnung  $2\sigma_x$  und die vertikale Strahlausdehnung  $2\sigma_z$  sollten immer kleiner als die Innenmaße der Strahlkammer sein.
2. Die Abweichung der Twissparameter und der Dispersion am Punkt Sf von den in Kapitel 4.2 berechneten Werten soll minimal sein.

Bei der Anpassung der Strahlausdehnung ist zu beachten, dass die Geometrie des Strahlkammerquerschnitts nicht im gesamten Einlenkweg gleich ist. Die eingesetzten Dipolmagnete haben alle eine Gaphöhe von 4 cm. Innerhalb der Dipolmagnete M1 bis M3 werden Strahlkammern mit rechteckigem Querschnitt verwendet. Sie sind 10 cm breit, 4 cm hoch und besitzen eine Wandstärke von 4 mm. Im Debuncher wird eine Strahlkammer verwendet, deren Wandstärke 8 mm beträgt. Am Eingang und Ausgang der Strahlkammer ist diese 8 cm breit. Innerhalb der Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems muss der Strahl Blenden mit 2 cm Durchmesser passieren. Im übrigen Einlenkweg kommt ein rundes Strahlrohr mit einem Innendurchmesser von 6,5 cm zum Einsatz. Bei der Realisierung der Vorgaben mussten folgende Einschränkungen berücksichtigt werden: Die Position des Quadrupolmagneten Q6 durfte nicht verändert werden, da dieser auch für den Betrieb des Linearbeschleunigers LINAC 2 verwendet wird und durch einen Eingriff an dieser Stelle die strahloptischen Eigenschaften des Einlenkwegs vom LINAC 2 zum Synchrotron verändert würden. Desweiteren sollten die Positionen der Dipolmagnete M1 bis M3 beibehalten werden, da eine Änderung der Positionen sehr aufwändige Umbaumaßnahmen nach sich ziehen würde. Außerdem ist zu beachten, dass keine Quadrupolmagnete zwischen den Dipolmagneten M1 und M2 eingebaut werden können, da in diesem Bereich eine Diagnoseeinheit zur Messung des Strahlspektrums vorgesehen ist.

Zur Anpassung der Stahleigenschaften an die Vorgaben stehen die sechs Quadrupolmagnete Q1 bis Q6 des alten Einlenkwegs (siehe Abbildung 4.2.1) und zwei neue Quadrupolmagnete Q1a und Q1b zur Verfügung, die aufgrund der in Kapitel 3.4.2 beschriebenen Ergebnisse vor dem Energie-Kompressor-System installiert werden. Die Untersuchungen wurden für eine Einstellung des Debunchers durchgeführt, bei der der Ablenkwinkel  $\varphi = 38,88^\circ$  beträgt. Unter Berücksichtigung der erwähnten Einschränkungen konnten die Positionen und Quadrupolstärken der Magnete Q1a bis Q6 variiert. Hierzu wurde das Programm MAD-X verwendet. Es wurden die Positionen der Quadrupolmagnete angegeben und das Programm berechnete die Quadrupolstärken, bei denen unter Berücksichtigung der Einschränkung der Strahlausdehnung die Abweichung der Twissparameter und der Dispersion des Strahls am Punkt Sf von den vorgegebenen Parameterwerten minimal ist. Es stellte sich heraus, dass durch Variation der Positionen der Quadrupole Q4 und Q5 keine Verbesserung der Anpassung der Dispersion und Twissparameter erzielt werden konnte. Die Positionen der Quadrupolmagnete Q1a und Q1b wurden auf die in Abbildung 4.3.1 angegebenen Werte festgelegt, da bei anderen Positionen der Elektronenstrahl im Energie-Kompressor-System zu breit würde. Durch Veränderung der Positionen von Q2 und Q3 konnte die Anpassung der Twissparameter und der Dispersion am Punkt Sf allerdings verbessert werden.

In Abbildung 4.3.1 ist der Aufbau des auf diese Weise optimierten Einlenkwegs dargestellt. Die zu diesem Aufbau von MAD-X berechneten Quadrupolstärken und die hierzu einzustellenden Spulenströme sind Tabelle 4.3.2 zu entnehmen. Mit diesen Werten werden die Twissparameter entlang des Strahlwegs berechnet. Hieraus lassen sich die horizontalen und vertikalen Strahlausdehnungen entlang des Einlenkweges ausrechnen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3.2 dargestellt.

$k_{Q4} / \text{m}^{-2}$	$k_{Q5} / \text{m}^{-2}$	$k_{Q6} / \text{m}^{-2}$	$\beta_x(\text{M}) / \text{m/rad}$	$\alpha_x(\text{M})$	$\sigma_x(\text{M}) / \text{m}$	$\beta_z(\text{M}) / \text{m/rad}$	$\alpha_z(\text{M})$	$\sigma_z(\text{M}) / \text{m}$
6	17,17	22,58	94,87	-216,24	0,022	14314,37	5840,04	0,268
5	15,98	22,81	114,80	-257,03	0,024	11654,18	4688,33	0,241
4	14,56	23,04	141,56	-311,01	0,027	9142,72	3614,35	0,214
3	12,83	23,28	178,63	-384,72	0,03	6801,56	2628,27	0,184
2	10,69	23,52	231,94	-489,20	0,034	4661,45	1744,26	0,153
1	7,95	23,78	312,41	-644,61	0,04	2773,32	985,16	0,118
0	4,32	24,04	441,99	-891,16	0,047	1228,60	390,36	0,078
-1	-0,74	24,31	670,70	-1319,76	0,058	208,52	35,80	0,032
-2	-8,37	24,59	1135,98	-2178,29	0,075	123,17	88,30	0,025
-3	-21,61	24,91	2356,24	-4393,24	0,109	2104,79	995,67	0,103

**Tabelle 4.3.1:** Die Quadrupolstärken der Magnete Q4, Q5 und Q6 führen zur Anpassung der horizontalen Dispersion. Daraus ergeben sich die Werte der  $\beta$ - und  $\alpha$ -Funktionen am Punkt M sowie die Strahlbreiten  $\sigma_i$ .

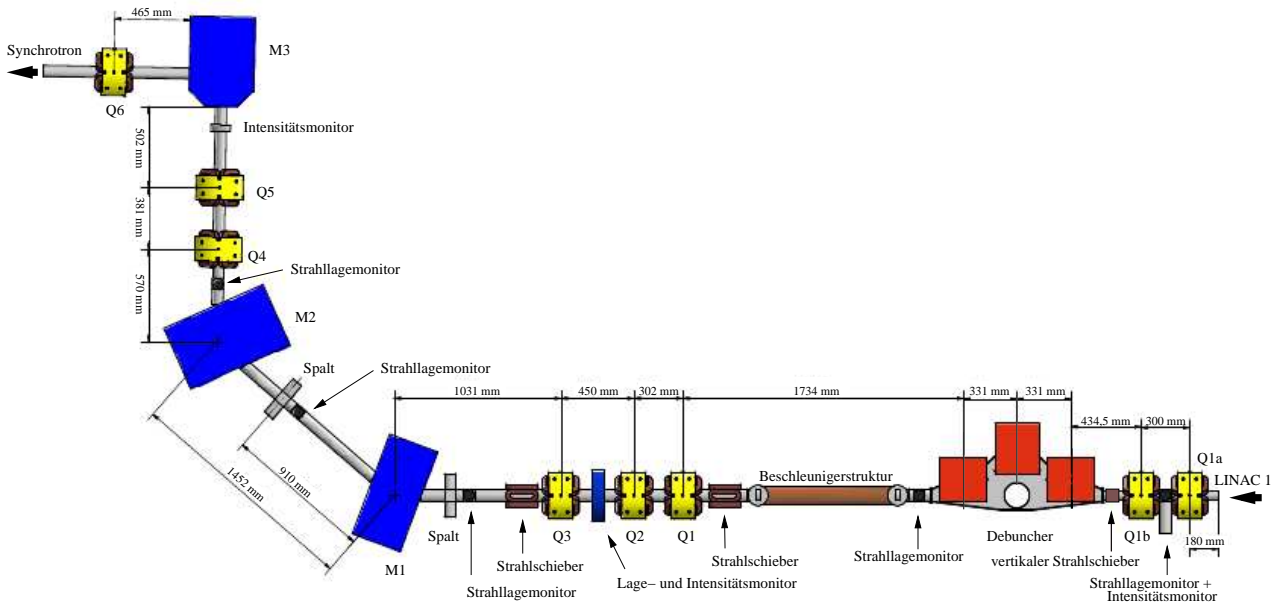


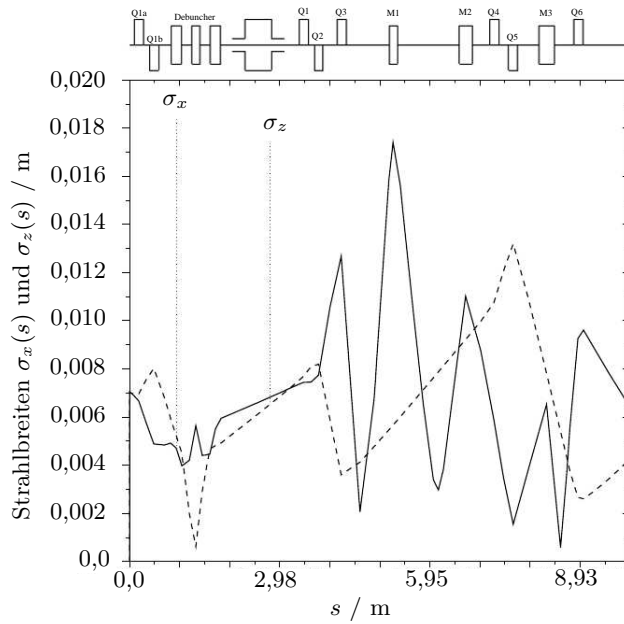
Abbildung 4.3.1: Positionierung der Dipol- und Quadrupolmagnete im Einlenkweg vom LINAC 1 ins Synchrotron.

Quadrupolmagnet	$k / \text{m}^{-2}$	$I / \text{A}$
Q1a	4,90	1,72
Q1b	-8,46	3,03
Q1	0,80	0,22
Q2	-9,98	3,57
Q3	20,43	7,38
Q4	2,65	0,90
Q5	-6,97	2,47
Q6	19,66	7,10

Tabelle 4.3.2: Quadrupolstärken  $k$  aus MAD-X-Simulationen und der hierfür erforderliche Spulenstrom  $I$ .

Man erkennt, dass  $\sigma_x^{\max} = 0,017 \text{ m}$  und  $\sigma_z^{\max} = 0,013 \text{ m}$  sind, und dass damit die Strahlausdehnungen  $2\sigma_x$  bzw.  $2\sigma_z$  stets kleiner sind als die beschriebenen Abmessungen der Strahlkammer. Berechnet man mit diesen Quadrupolstärken die Twissparameter am Punkt Sf, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 \beta_x &= 3,24 \text{ m/rad} \\
 \alpha_x &= 2,93 \\
 \gamma_x &= 2,96 \text{ rad/m} \\
 \beta_z &= 3,65 \text{ m/rad} \\
 \alpha_z &= -1,75 \\
 \gamma_z &= 1,12 \text{ rad/m} \quad .
 \end{aligned}$$

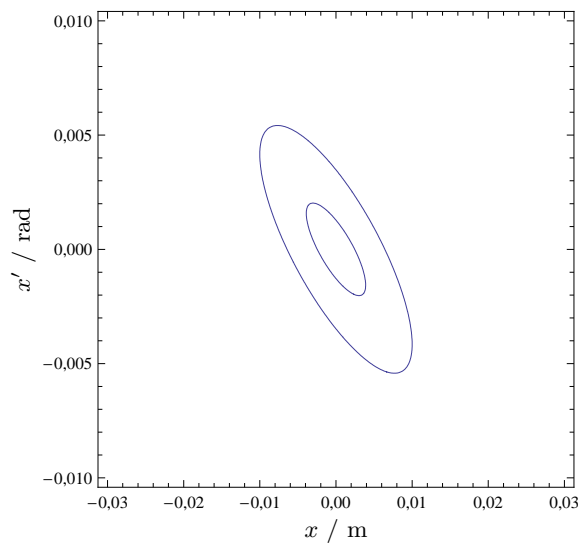


**Abbildung 4.3.2:** Strahlbreiten  $\sigma_x$  und  $\sigma_z$  entlang des Einlenkwegs.

Die horizontale Dispersion beträgt an diesem Punkt:

$$\begin{aligned}\eta_x &= 1,00 \text{ m} \\ \eta'_x &= -0,230\end{aligned}$$

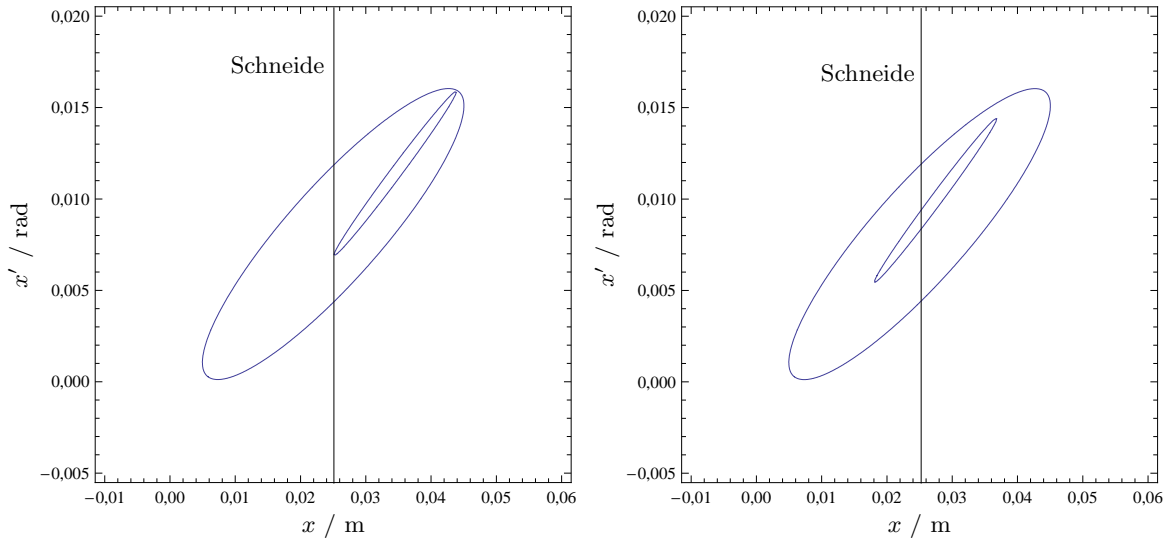
Hieraus lässt sich mit Hilfe der Transfermatrizen des Streufeldes die horizontale und vertikale Phasenraumellipse des Strahls am Injektionspunkt berechnen. In Abbildung 4.3.3 ist die vertikale Phasenraumellipse und die Akzeptanzellipse zu sehen. Die Anpassung ist hinreichend gut. Bei der horizontalen Phasenraumellipse wurden Teilchen mit der Sollenergie, mit einer Energie-



**Abbildung 4.3.3:** Vertikale Phasenraumellipse und Akzeptanzellipse am Injektionspunkt.

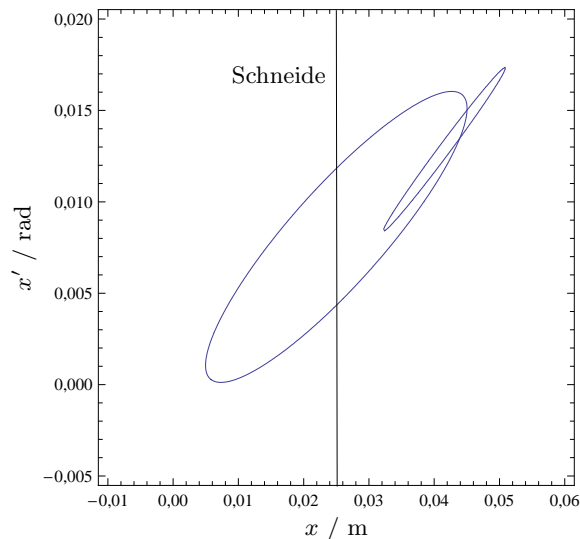
abweichung von 0,5 % und mit einer Energieabweichung von  $-0,5$  % von der Sollenergie separat

betrachtet. In Abbildung 4.3.4 (a) sind die horizontale Phasenraumellipse für die Elektronen mit Sollenergie und die Akzeptanzellipse dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Phasenraumellipse vollständig innerhalb der Akzeptanzellipse liegt und dass sie nicht über die Schneide ragt. Betrachtet man die Ellipsen für Teilchen mit einer Energieabweichung von der Sollenergie, so



(a) Teilchen mit Sollenergie.

(b) Teilchen mit einer Energieabweichung von  $-0,5\%$  von der Sollenergie.



(c) Teilchen mit einer Energieabweichung von  $0,5\%$  von der Sollenergie.

**Abbildung 4.3.4:** Horizontale Phasenraumellipsen des zu injizierenden Strahls und Akzeptanzellipsen am Injektionspunkt für Teilchen verschiedener Energie.

stellt man fest, dass sich der Mittelpunkt der Phasenraumellipsen aufgrund der Dispersion am Injektionspunkt verlagert. Die Phasenraumellipse für Teilchen mit einer Energieabweichung von  $-0,5\%$  ragt über die Schneide des Septummagneten hinaus, während die Phasenraumellipse



für Teilchen mit einer Energieabweichung von 0,5 % zum Teil außerhalb der Akzeptanzellipse liegt (siehe Abbildungen 4.3.4 (b) und 4.3.4 (c)). Hier ist mit Strahlverlusten zu rechnen. Die Simulationen des Strahlwegs für Ablenkwinkel  $\varphi$  des Debunchers von 36°, 42°, und 42,7° ergaben das gleiche Ergebnis. Für Teilchen mit Sollenergie ist eine Anpassung wie sie in Abbildung 4.3.4 (a) zu sehen ist möglich, bei Energieabweichungen ergeben sich Strahlverschiebungen wie in den Abbildungen 4.3.4 (b) und 4.3.4 (c). In Tabelle 4.3.3 sind die bei den oben genannten Einstellungen von  $\varphi$  für die Strahlanpassung benötigten Quadrupolstärken der Magnete Q1 bis Q6 zusammengestellt.

$\varphi / ^\circ$	$k_{Q1} / \text{m}^{-2}$	$k_{Q2} / \text{m}^{-2}$	$k_{Q3} / \text{m}^{-2}$	$k_{Q4} / \text{m}^{-2}$	$k_{Q5} / \text{m}^{-2}$	$k_{Q6} / \text{m}^{-2}$
36,0	1,37	-10,74	20,56	2,66	-6,96	19,66
42,0	0,40	-9,79	20,46	2,57	-7,27	19,68
42,7	0,20	-9,85	20,50	2,55	-7,29	19,68

**Tabelle 4.3.3:** Quadrupolstärken  $k$  aus MAD-X-Simulationen bei verschiedenen Einstellungen des Debunchers.

## 4.4 Strahlkorrektur und Strahldiagnose im Einlenkweg

Beim Aufbau des Einlenkwegs gibt es unvermeidliche Aufstellungsfehler der Elemente und die Felder der Magnete weisen Feldfehler auf. Das führt dazu, dass die tatsächliche Bahn der Elektronen von der berechneten Sollbahn abweicht. Zur Korrektur dieser Fehler werden sogenannte Strahlschieber eingesetzt. Sie bestehen aus Spulen, die am Strahlrohr angebracht werden und ein Dipolfeld erzeugen. Diese Magnetfelder bewirken eine Ablenkung des Strahls um wenige Millirad. Vor dem Quadrupolmagneten Q1 und hinter dem Quadrupolmagneten Q3 werden Strahlschieber installiert, die den Strahl sowohl in horizontaler wie auch in vertikaler Richtung ablenken können (vgl. Abb. 4.3.1). Vor dem Debuncher wird ein Strahlschieber eingebaut, der den Strahl nur vertikal ablenken kann. Zusammen mit dem letzten Dipolmagneten des Debunchers kann die Teilchenbahn dergestalt beeinflusst werden, dass der Strahl mittig die Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-System passiert. Desweiteren existiert am Ausgang des LINAC 1 ein Strahlschieber, der den Stahl horizontal und vertikal ablenken kann.

Die Strahlpositionen können mit Hilfe sogenannter Strahllagemonitore überprüft werden. Das Funktionsprinzip der hier eingesetzten Monitore besteht darin, dass ein Schirm in den Elektronenstrahl gefahren wird und durch die Wechselwirkung zwischen dem Schirmmaterial und den Elektronen des Strahls sichtbares Licht erzeugt wird, das mit einer Kamera aufgenommen wird. Diese Messmethode vernichtet den Strahl und kann deshalb nicht während des Strahlbetriebs verwendet werden.

Zwischen dem Debuncher und dem Linearbeschleuniger des Energie-Kompressor-System, vor dem Dipolmagnet M1, zwischen Dipolmagnet M1 und M2 sowie hinter dem Dipolmagnet M2 werden Strahllagemonitore eingebaut, die so konstruiert sind, dass zwischen zwei Schirmmaterialien gewählt werden kann. Zum einen kann eine Chromoxscheibe als Schirm in den Strahl gefahren werden. Durch die Elektronen des Strahls beginnt das Chromox zu fluoreszieren. Dieser Schirm wird bei sehr geringen Strahlintensitäten eingesetzt. Bei hohen Strahlintensitäten bedingt das Nachleuchten der Fluoreszenz, dass der gesamte Schirm ausgeleuchtet ist und man das Profil des Strahls nicht mehr erkennen kann. In diesem Fall kann als Schirm eine Aluminiumfolie in den Strahl gefahren werden. Beim Auftreffen der Elektronen auf das Aluminium entsteht Übergangsstrahlung, die wiederum mit einer Kamera aufgenommen wird. Mit dem Strahllage-

monitor zwischen dem Debuncher und der Beschleunigerstruktur kann kontrolliert werden, ob der Strahl mittig in letztere eintritt. Der Strahllagemonitor vor dem Dipolmagneten M1 dient dazu, die Wirkung der Strahlschieber hinter dem Quadrupolmagneten Q3 und vor dem Quadrupolmagneten Q1 zu kontrollieren. Mit Hilfe der Strahllagemonitore hinter den Dipolmagneten M1 und M2 kann deren Ablenkwinkel und somit die richtige Bestromung ihrer Spulen überprüft werden. Der Strahllagemonitor zwischen den Quadrupolmagneten Q1a und Q1b ist nur mit einem Chromoxschirm ausgerüstet. Mit ihm wird die Injektion des Strahls in den LINAC 1 kontrolliert.

Um während des Strahlbetriebs Strahllage und Strahlstrom messen zu können, muss eine Methode genutzt werden, bei der der Strahl während der Messung nicht beeinflusst wird. Hierzu werden um den Elektronenstrahl Spulen angeordnet, die von dem durch den Strahl erzeugten sich zeitlich ändernden Magnetfeld durchsetzt werden. In den Spulen wird hierdurch ein Strompuls generiert. Durch geeignete geometrische Anordnung der Spulen um den Elektronenstrahl und Auslese der Strompulse können sowohl Lage als auch Intensität des Strahls bestimmt werden. Diese Technik wird beim Lage- und Intensitätsmonitor verwendet, der sich zwischen den Quadrupolmagneten Q2 und Q3 befindet. Bei dem Intensitätsmonitor vor dem Dipolmagnet M3 wird mit dieser Methode nur die Strahlintensität gemessen. Außerdem befindet sich ein Intensitätsmonitor zwischen den Quadrupolmagneten Q1a und Q1b. Mit ihm wird die Strahlintensität gemessen, wenn der Strahllagemonitor aus dem Strahl gefahren ist.

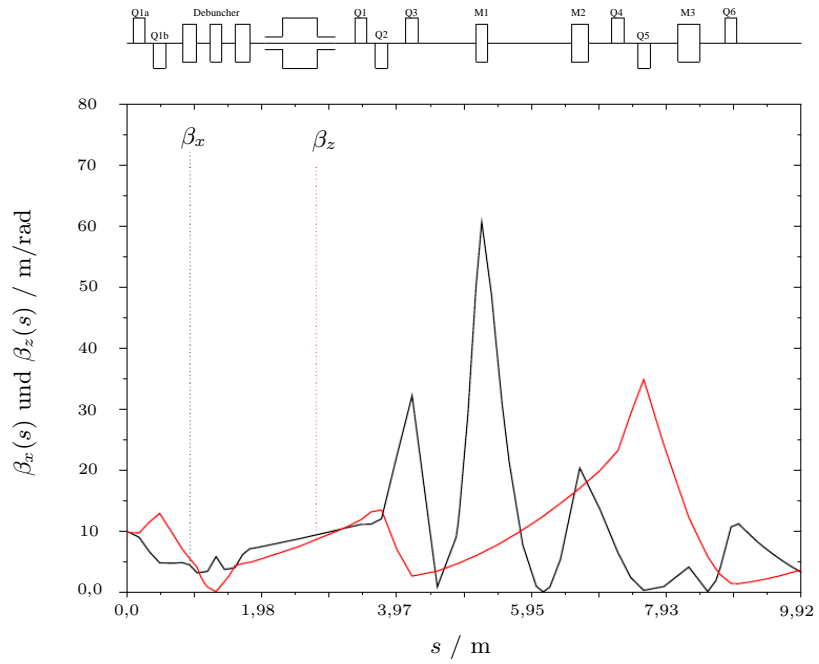
## 4.5 Messung des Strahlspektrums

Zur Optimierung der Energiekompression werden Elemente im Einlenkweg benötigt, mit denen ein Strahlspektrum gemessen werden kann. Hierzu werden vor und hinter dem Dipolmagneten M1 je ein Spalt eingebaut, mit dem die horizontale Apertur der Strahlkammer begrenzt werden kann. Die beiden Spalte definieren einen Winkel  $\alpha$ , um den die Elektronen im Feld des Magneten M1 abgelenkt werden müssen, damit sie beide Spalte ungehindert passieren. Mit dem Intensitätsmonitor vor dem Magneten M3 wird die Intensität des Strahls gemessen, der die beiden Spalte passiert hat. Die Energie der Strahlteilchen ist gegeben durch [Wil96]

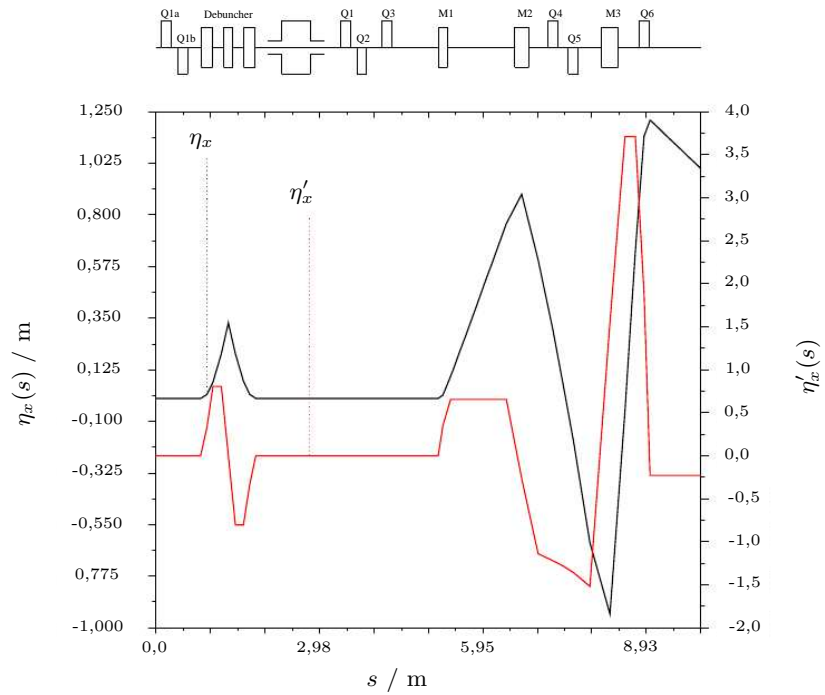
$$E = \frac{ec}{\alpha} \int B_z(s) ds \quad . \quad (4.5.1)$$

Zur Bestimmung des Strahlspektrums wird am Intensitätsmonitor die Strahlintensität bei verschiedenen Magnetfeldstärken  $B_z$  des Magneten M1 gemessen und die gemessene Intensität gegen die aus dem vertikalen Magnetfeld  $B_z$  mit Gleichung (4.5.1) errechnete Teilchenenergie aufgetragen.

Der Spalt zwischen den Dipolmagneten dient nicht nur zur Messung des Spektrums, mit ihm kann auch die Energiebreite des Spektrums beeinflusst werden. Hierzu wird der Spalt an einer Stelle eingebaut, an der die Beta-Funktion verschwindet, die Dispersion  $\eta_x$  allerdings von Null verschieden ist. An dieser Stelle ist die horizontale Strahlausdehnung nach Gleichung (3.4.3) nur von  $\eta_x$  und der Impulsunschärfe abhängig. Durch die Variation der Spaltbreite können nur die Teilchen mit einer hinreichend kleinen Energieabweichung den Spalt passieren, Elektronen mit zu großer Energieabweichung werden in den Spaltbacken absorbiert. Aus den Berechnungen des Strahlwegs, die in Kapitel 4.3 vorgestellt wurden, ergibt sich der Verlauf der Beta-Funktion und der Dispersion  $\eta_x(s)$  und  $\eta'_x(s)$ . Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.5.1 (a) und 4.5.1 (b) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass zwischen den Dipolmagneten M1 und M2 an einer Stelle  $\beta_x = 0$  m/rad ist. Dieser Punkt befindet sich 91 cm strahlabwärts vom Mittelpunkt des Magneten M1. An dieser Stelle wird der zweite Spalt eingebaut. Die Dispersion beträgt hier  $\eta_x = 0,6$  m.



(a) Beta-Funktion.



(b) Dispersion.

Abbildung 4.5.1: Verlauf der Beta-Funktion und der Dispersion entlang des Einlenkwegs.



## Kapitel 5

# Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Injektion am Linearbeschleuniger LINAC 1 zu analysieren und diese in Hinsicht auf eine Minimierung des Strahlverlustes und eine Erhöhung der Injektionseffizienz in das Synchrotron zu optimieren. Dies beinhaltet eine Anpassung der transversalen Strahleigenschaften am Injektionspunkt und eine Erhöhung der Teilchenzahl in dem vom Synchrotron akzeptierten Energieintervall  $\Delta E/E = 0,5 \%$ . Um letztgenanntes zu erreichen, wurde das Design eines neuen Energie-Kompressor-Systems erarbeitet. Das neue Energie-Kompressor-System wird durch zwei neue Quadrupolmagnete ergänzt, die vor dem Debuncher installiert werden. Hierdurch erhöht sich die Flexibilität des Systems, sodass die Energiekompression ideal an die Eigenschaften des vom LINAC 1 emittierten Strahls angepasst werden kann, der Kompressionsfaktor seinen maximalen Wert annimmt und keine signifikante Aufweitung des Strahls auftritt.

Des Weiteren wird in das neue System eine vorhandene Beschleunigerstruktur eingebaut. Mittels der nichtresonanten Störkörpermethode wurde ihre Shuntimpedanz bestimmt. Während des Betriebs des Energie-Kompressor-Systems wird durchgehend die Verlustleistung der Struktur ermittelt. Aus Verlustleistung und Shuntimpedanz wird der maximale Energiegewinn berechnet, den ein Elektron beim Passieren der Struktur erfahren kann. Dieser Wert ist durch Veränderung der Leistung der eingekoppelten elektromagnetischen Welle für eine bestmögliche Energiekompression anzupassen.

Durch das neue Energie-Kompressor-System verändern sich die strahloptischen Eigenschaften des Strahlwegs zwischen dem Ausgang des LINAC 1 und dem Synchrotron. Daher wurde auf Grundlage von Simulationen mit dem Programm MAD-X der Einlenkweg so umgestaltet, dass Strahlverluste, die durch Streuung von Strahlelektronen an der Strahlkammerwand entstehen, minimiert werden, indem er auf kleine Enveloppen optimiert wurde. Dabei wurde berücksichtigt, dass die Abweichungen der für eine ideale Injektion in das Synchrotron nötigen transversalen Strahlparameter zu den sich aus der Simulation ergebenden minimal sind.

Nachdem die Konzeption des Energie-Kompressor-Systems und des Einlenkwegs im Rahmen dieser Arbeit abgeschlossen wurden, sind die nächsten Schritte der Aufbau und die Inbetriebnahme der Injektion am LINAC 1. Hierzu muss die Spannungsversorgung der Elektronenkanone fertig gestellt werden. Der Prebuncher und die Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems sind einzubauen und an die fertiggestellte Ansteuerung, welche die Erzeugung des elektromagnetischen Wechselfeldes in den Resonatoren ermöglicht, anzuschließen. Bei der Einkopplung einer elektromagnetischen Welle in die Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems ist mit einem Effekt zu rechnen, der „Multipacting“ genannt wird. Hierbei werden durch das elektrische Feld Elektronen aus der Resonatorwand herausgelöst, die Hochspannungsüberschläge verursachen. Dieser Effekt kann durch mehrfache und langsame Erhöhung der Leistung der eingekoppelten Welle reduziert bzw. beseitigt werden. Nach dem Aufstellen der Magnete an den

mit den Simulationen bestimmten Positionen, und einem Test aller Komponenten sollten noch verschiedene Messungen durchgeführt werden:

- Die für die Simulationen verwendeten Werte der Strahleigenschaften am Ausgang des LINAC 1 sollten auf ihre Gültigkeit überprüft werden.
- Die Funktionstüchtigkeit des Energie-Kompressor-Systems sollte durch Aufnahme von Strahlspektren getestet werden. Hierzu sollten diese bei ausgeschaltetem Energie-Kompressor-System und bei verschiedenen Ablenkungswinkeln der Debunchermagnete mit jeweils optimierten Einstellungen der sich anschließenden Beschleunigerstruktur vermessen werden. Hieraus sollten sich Rückschlüsse auf die Bunchlänge  $\Delta\Phi_0$  und eine für die Energiekompression optimale Einstellung des Energie-Kompressor-Systems ergeben.
- Außerdem ist zu prüfen, ob durch die Umgestaltung des Einlenkwegs eine effiziente und zuverlässige Injektion in das Synchrotron gewährleistet wird, und die Simulationen eine hinreichend gute Wiedergabe der tatsächlichen Gegebenheiten darstellen.

Es ist geplant die Aufbauarbeiten bis Ende des Jahres abzuschließen, sodass der Strahl für erste Tests und Messungen genutzt werden kann.

## Anhang A

# Quellcode zur Berechnung des Kompressionsfaktors

Im Folgenden wird der Programmcode zur Berechnung des optimalen Kompressionsfaktors zu einem vorgegebenen Elektronenpaket der Länge  $\Delta\Phi_0$  bei verschiedenen  $\Delta\Phi_1$  dokumentiert.

```
//Kompressionsfaktor 04.01.2009

#include <iostream>
#include <fstream>
#include <string>
#include <cstring>
#include <sstream>
#include <cmath>

using namespace std;

//Initialisierung der Phasenraumfläche
void int_px(double x[],long double delta_phi0)
{
    long double step_phi0 = delta_phi0 / 500;
    for(int i=0; i<=999; i++)
    {
        x[i]= - delta_phi0 + i * step_phi0;
    }
    for(int i=1000; i<=2999; i++)
    {
        x[i]= delta_phi0;
    }
    for(int i=3000; i<=3999; i++)
    {
        x[i]= delta_phi0 - (i-3000) * step_phi0;
    }
    for(int i=4000; i<=5999; i++)
    {
        x[i]= - delta_phi0;
    }
}
```

```
}

void int_py(double y[], long double delta_t)
{
    long double step_t = delta_t / 1000;
    for(int i = 0; i <= 999; i++)
    {
        y[i] = delta_t ;
    }
    for(int i = 1000; i <= 2999; i++)
    {
        y[i] = delta_t - (i-1000) * step_t;
    }
    for(int i=3000; i<=3999; i++)
    {
        y[i]= -delta_t;
    }
    for(int i=4000; i<=5999; i++)
    {
        y[i]= - delta_t + (i-4000) * step_t;
    }
}

//Berechnung der Phasenraumfläche hinter dem Debuncher
void debunch(double x[], double y[], long double delta_phi1,
             long double delta_phi0, long double delta_t)
{
    for (int i=0 ; i<=5999; i++)
    {
        x[i] = x[i] + ((delta_phi1) / delta_t) * y[i];
    }
}

//Berechnung der Phasenraumfläche hinter dem Energie-Kompressor-System
void kompress(double x[], double y[], long double delta_phi1,
             long double T_0, long double delta_t)
{
    for(int i=0; i<=5999; i++)
    {
        y[i] = y[i] - T_0 * sin(x[i] * 3.14 /180);
    }
}

int main()
{
    long double T, delta_T, deltaphi0, deltaphi1, deltaphi1_alt,
    deltaphi1_max, deltaphi1_step, T0, T0_min;
    double px[5999], py[5999], px_alt[5999], py_alt[5999];
    double py_max, py_min, K, K_alt;
```



---

```
int n = 100;

T = 20.0; //Energie der Elektronen
delta_T = 1; //Energieunschärfe

deltaphi0 = 6; //Bunchlänge vor dem Debuncher
deltaphi1 = 5; //minimale Bunchlänge hinter Debuncher
deltaphi1_alt = deltaphi1;
deltaphi1_max = 135; //maximale Bunchlänge hinter Debuncher

py_max = 0;
py_min = 0;

//Schrittweite, in der Bunchlänge variiert wird
deltaphi1_step = (deltaphi1_max - deltaphi1) / n;

fstream file;
file.open("Kompressionsfaktor_gegen_deltaphi1.dat", ios::out);
file << "#deltaphi1" << "\t" << "K_alt" << "\t" << "T0_min" << endl;

for (int i=0; i<=n; i++)
{
T0 = 0.005; //Amplitude des korrigierenden elektrischen Feldes
K = 1; //Kompressionsfaktor

deltaphi1 = deltaphi1_alt + (i * deltaphi1_step);

int_px(px, deltaphi0);
int_py(py, delta_T);

debunch(px, py, deltaphi1, deltaphi0, delta_T);

for(int i=0; i<=5999; i++)
{
    px_alt[i] = px[i];
    py_alt[i] = py[i];
}
do
{
    //debunch(px_alt, py_alt, deltaphi1, deltaphi0, delta_T);
    for(int i=0; i<=5999; i++)
    {
        px[i] = px_alt[i];
        py[i] = py_alt[i];
    }
}

K_alt = K;
kompress(px, py, deltaphi1, T0, delta_T);
```

```
py_max = py[0];
py_min = py[0];

//Ermittlung der Energieunschärfe hinter dem Energie-Kompressor-System
for(int i=0; i<=5999; i++)
{
    if(py[i]>py_max) py_max = py[i];
    if(py[i]<py_min) py_min = py[i];
}

K = 2 * delta_T / ( abs(py_min)+abs(py_max) );
T0_min = T0;
T0 = T0 + 0.00005 ;
}
while (K > K_alt);
file << deltaphi1-deltaphi1_step << "\t" << K_alt << "\t"<< T0_min-0.00005<< endl;
}
file.close();

return 0;
}
```

## Anhang B

# MAD-Eingabedatei des Einlenkwegs

Zur Simulation des Einlenkwegs mit MAD-X wurde folgende Eingabedatei verwendet:

```
//Strahlführung am LINAC1 mit Debuncher und Randfeld der Debunchmagnete
//16.01.2009

// Parameter der Dipole des Debunchers
PHI = 38.879 * 2 * pi / 360; //Ablenkwinkel
s = 0.155; //Magnetabstand
L_drift = s / cos(PHI); //Driftstrecke zwischen Magneten des Debunchers
l_d1 = 195.0e-3 * PHI / sin(PHI); //Strecke durch das Magnetfeld der äußeren Magnete
l_d2 = 156.0e-3 * PHI / sin(PHI); //Strecke durch das Magnetfeld des mittleren Magnets

//Debuncher
Debuncher_length = 0.8165 + l_d1 + L_drift + l_d2 + L_drift + l_d1 + 0.2385;

//Injektionsstrecke
Injekt_length = 0.744 + 0.654 + 0.551 + 0.481 + (0.750-0.0885+(0.1686/2)) +
1.452-0.0885+(0.1689/2)-0.133+(0.2488/2)) + (0.570-0.133+(0.2488/2)) +
0.381 + (0.702-0.200+(0.3142/2)) + (0.665-0.200+(0.3142/2)) +
0.650 + 2.546;

p0 = 20E6; //p0 in eV
c = 299792458;

//Magnetfeldstärken
qs_1a = 8.184132299 ;
qs_1b = -10.90833668 ;
qs1 = 4.276073097 ;
qs2 = -5.908106338 ;
qs3 = 20.59034933 ;
qs4 = 1.65713191 ;
qs5 = -6.762934337 ;
qs6 = 20.29806838 ;
```

```

//Definition der Elemente
Debunch_D1: SBEND, E1:=0, E2:=PHI, L:=l_d1, ANGLE := PHI, HGAP=0.02, FINT=0.31;
Debunch_D2: SBEND, E1:=-PHI, E2:=-PHI, L:=l_d2, ANGLE := -2 * PHI, HGAP=0.02, FINT=0.32;
Debunch_D3: SBEND, E1:=PHI, E2:=0, L:=l_d1, ANGLE:=PHI, HGAP=0.02, FINT=0.31;

Q_1a : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS_1a;
Q_1b : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS_1b;

Q1 : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS1;
Q2 : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS2;
Q3 : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS3;
Q4 : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS4;
Q5 : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS5;
Q6 : Quadrupole, L := 0.18, k1 := QS6;

M1 : SBEND, L := 0.1686, ANGLE :=0.71562, HGAP=0.02;
M2 : SBEND, L := 0.2488, ANGLE :=0.872676, HGAP=0.02;
M3 : SBEND, L := 0.3142, ANGLE :=-1.570796, HGAP=0.02;

EKS: RFCAVITY, L = 1.03, FREQ = -3000.0, VOLT = 0, LAG = 1.162;

//Länge der Maschine
length = Debuncher_length + Injekt_length;

//Strahleigenschaften
Beam, particle = electron, energy = 20E-3, SIGE = 0.05, SIGT = 3.33e-3, NPART = 2.5e10;

//Positionen der Elemente
LINAC1: sequence, refer=centre, l=length;
start_machine: marker, at = 0;

    Q_1a: Q_opt, at = 0.18;
    Q_1b: Q_test1, at = 0.48;
        P1: MARKER, at = 0.8165+(l_d1 / 2)-0.113;
    Debunch_D1: Debunch_D1, at = 0.8165+(l_d1 / 2);
        P2: MARKER, at = 0.8165+(l_d1 / 2)+0.113;
        MA_1: Marker, at = 0.8165 + l_d1 + (L_drift/2);
        P3: MARKER, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ (l_d2 / 2)-0.169;
    Debunch_D2: Debunch_D2, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ (l_d2 / 2);
        P4: MARKER, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ (l_d2 / 2)+0.169;
        MA_3: Marker, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ l_d2 + (L_drift/2);
        P5: MARKER, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ l_d2 + L_drift + (l_d1 / 2)-0.113;
    Debunch_D3: Debunch_D3, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ l_d2 + L_drift + (l_d1 / 2);
        P6: MARKER, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ l_d2 + L_drift + (l_d1 / 2)+0.113;
        MA_5: Marker, at = 0.8165 + l_d1 + L_drift+ l_d2 + L_drift + l_d1+ 0.01;
    EKS: EKS, at = Debuncher_length + 0.5015;
        MA_6: Marker, at = Debuncher_length + 1.08;
    Q1: Q1, at = Debuncher_length + 1.398;
    Q2: Q2, at = Debuncher_length + 1.7;

```

---

```

    MA_8: Marker, at = Debuncher_length + 2.05;
    MA_8a: Marker, at = Debuncher_length + 2.10;
Q3: Q3, at = Debuncher_length + 2.15;
    MA_8b: Marker, at = Debuncher_length + 2.80;
    MA_8c: Marker, at = Debuncher_length + 2.85;
    Ma_9: Marker, at = Debuncher_length + 3.0915;
M1: M1, at = Debuncher_length + 3.1758;
    MA_10: Marker, at = Debuncher_length + 3.3758;
    MA_11: Marker, at = Debuncher_length + 3.5758;
    MA_12: Marker, at = Debuncher_length + 3.9758;
    MA_13: Marker, at = Debuncher_length + 4.1758;
M2: M2, at = Debuncher_length + 4.615;
Q4: Q4, at = Debuncher_length + 5.17655;
Q5: Q5, at = Debuncher_length + 5.55755;
M3: M3, at = Debuncher_length + 6.21665;
    MA_D: Marker, at = Debuncher_length + 6.61665;
Q6: Q6, at = Debuncher_length + 6.83875;
    MA_TWISS: Marker, at = Debuncher_length + 6.97375;
    MA_14: Marker, at = Debuncher_length + 7.23875;
    MA_15: Marker, at = Debuncher_length + 7.43875;
    MA_16: Marker, at = Debuncher_length + 7.63875;
    MA_17: Marker, at = Debuncher_length + 7.83875;
    MA_DISP: Marker, at = Debuncher_length + 7.87375;
    MA_18: Marker, at = Debuncher_length + 8.03875;
end_machine: marker, at = length;
endsequence;

use, period = LINAC1;

//Matching der Quadrupolstärken
value, QS_1a, QS_1b, QS1, QS2, QS3, QS4, QS5, QS6;
MATCH, SEQUENCE = LINAC1, BETX = 9.9, ALFX = 1.7,
        BETY = 9.9, ALFY = 1.7;

VARY, NAME = QS_1a, STEP = 0.001;
VARY, NAME = QS_1b, STEP = 0.001;
VARY, NAME = QS1, STEP = 0.001;
VARY, NAME = QS2, STEP = 0.001;
VARY, NAME = QS3, STEP = 0.001;
VARY, NAME = QS4, STEP = 0.001;
VARY, NAME = QS5, STEP = 0.001;
VARY, NAME = QS6, STEP = 0.001;

CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = start_machine/end_machine,
        BETX < 100.0, BETY < 100.0;
CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = start_machine/Ma_9,
        BETX < 50.0, BETY < 50.0;
CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = start_machine/MA_6,
        BETX < 10.0, BETY < 10.0;
CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = MA_TWISS, BETX = 15.932;

```

```

CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = MA_TWISS, ALFX = 5.520;
CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = MA_TWISS, BETY = 1.481;
CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = MA_TWISS, ALFY = -0.747;

CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = start_machine/MA_DISP, DX<20;
CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = MA_DISP, DX = 0.41824;
CONSTRAINT, sequence = LINAC1, range = MA_DISP, DPX = -0.23031;

simplex, calls = 100000000;
migrad, calls = 100000000;
endmatch;
value, qs_1a, qs_1b, QS1, QS2, QS3, QS4, QS5, QS6;

//Berechnung der Twissparameter
twiss, file="TESTBEAM.twissx", BETX = 9.9, ALFX = 1.7, BETY = 9.9, ALFY = 1.7, CENTRE;
select, flag=twiss, clear;
select, flag=twiss, column=name,s, betx, bety, alfx, alfy, DX, DPX;
twiss, file="TESTBEAM.betax", BETX = 9.9, ALFX = 1.7, BETY = 9.9, ALFY = 1.7, CENTRE;

//Erstellen der Graphen
PLOT,HMIN=0, HMAX= Debuncher_length + 7.87375,
HAXIS=S, VAXIS2=DPX, VAXIS1=DX, colour = 100, TITLE ="Injektion mit Debuncher",
file="Linac1:Dispersion", noversion;
PLOT,HMIN=0, HMAX= Debuncher_length + 7.87375,
HAXIS=S, VAXIS1=BETX,BETY , colour = 100, TITLE ="Injektion mit Debuncher",
file="Linac1:BETX", noversion;
PLOT,HMIN=0, HMAX= Debuncher_length + 7.87375,
HAXIS=S, VAXIS1=ALFX,ALFY , colour = 100, TITLE ="Injektion mit Debuncher",
file="Linac1:ALFX", noversion;

//Berechnung der Strahlausdehnung
mycrap(xx,yy,zz): macro = {myval = table(xx,yy,zz);};
create, table=sigtab,column=ss,sx,sy;
i = 0;
ex = 5E-6;
ey = 5E-6;
pro = 0.005;
incval = 0;
while (i < 85) {
value,i;
exec,mycrap(twiss,betx,$i);
bx = myval;
si = sqrt(ex*bx);
exec,mycrap(twiss,dx,$i);
dx = myval;
sx = sqrt((si)^2+(pro*dx)^2);
exec,mycrap(twiss,bety,$i);
by = myval;
sy = sqrt(ey*by);
}

```

```
exec,mycrap(twiss,s,$i);
ss = myval;
value,i,ss,sx,sy;
fill,table=sigtab;
i = i + 1;
}
write,table=sigtab,file=sig.out;

plot,table=sigtab,haxis=ss,vaxis=sx,sy,
hmin=0, hmax= 9.917232134, style=100, title="Strahleinhuellende_Einlenkweg",
file="Strahleinhuellende_Einlenkweg",noversion;

stop;
```





## Anhang C

# Bestromung des Debunchers

In der folgenden Tabelle sind die für die Ablenkung des Elektronenstrahls um dem Winkel  $\varphi$  im Debuncher die benötigten Spulenströme zusammengefasst. Sie wurden mithilfe der Näherungsformel

$$I = \frac{p_0 h \sin(\varphi)}{d e \mu_0 c} \quad (\text{C.0.1})$$

berechnet, wobei  $p_0$  der Impuls des Sollteilchens,  $h$  die Gaphöhe des Dipolmagneten,  $d$  die Länge des Magneten,  $e$  die Elementarladung,  $\mu_0$  die Permeabilität des Vakuums und  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit sind.

$\varphi / ^\circ$	Spulenstrom der äußeren Dipolmagnete /A	Spulenstrom des mittleren Dipolmagnets /A
36	123,09	123,09
36,4	124,27	124,27
36,8	125,45	125,45
37,2	126,62	126,62
37,6	127,78	127,78
38	128,93	128,93
38,4	130,08	130,08
38,8	131,22	131,22
39,2	132,36	132,36
39,6	133,49	133,49
40	134,61	134,61
40,4	135,73	135,73
40,8	136,84	136,84
41,2	137,94	137,94
41,6	139,04	139,04
42	140,13	140,13
42,4	141,21	141,21
42,7	142,02	142,02

**Tabelle C.0.1:** Bestromung der Spulen der Debuncherdipolmagnete.



# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>69] ALTHOFF, K.H. [u. a.]. *Das 2.5-GeV-Elektronen-Synchrotron der Universität Bonn*. 1969
- [Ade08] ADERHOLD, Sebastian: *Ein System zur Puls- und Energiekompression am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, Januar 2008
- [AF66] A. FEBEL, P. L.: *Das Einlenksystem des Bonner 2,3 GeV-Elektronensynchrotrons*, Universität Bonn, Diplomarbeit, März 1966
- [Dö91] DÖING, R.: *Kurzbeschreibung der Bonner Beschleunigeranlagen* / Physikalisches Institut der Universität Bonn. 1991. – Forschungsbericht
- [Flo] FLOETTMANN, Klaus: *ASTRA User Manual*, see <http://www.desy.de/mpyflo>. In: *Astra-Dokumentation*
- [Hal] *Technische Daten GAUSS/TESLA METER und SONDE, Model: FH-21, Sonde: HS-T721*
- [Har] HAROLD, M.R.: Home Articles Preprints Published Articles Record 627102: Magnet systems.
- [Hil04] HILLERT, Wolfgang. *Particle Accelerator Physics I*. Vorlesungsskript Sommersemester 2004, Physikalisches Institut der Universität Bonn. 2004
- [Hil06] HILLERT, W.: The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future. In: *The European Physical Journal A Hadrons and Nuclei* 28 (2006), S. 139–148
- [Hin97] HINTERBERGER, Frank: *Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 1. Auflage. Springer, 1997
- [Ise94] ISELIN, F. C. *The MAD-X Program Version 8.13 Physical Methods Manual*. 1994
- [Kai73] KAISER, Karl-Heinz: *Berechnung und Aufbau eines Systems zur Verbesserung der Energieschärfe des Mainzer 300 MeV-Elektronenlinearbeschleunigers*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diss., Oktober 1973
- [Kla06] KLARNER, Fabian: *Ein neues Injektorsystem zur Erzeugung von Einzelpulsen für den Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, April 2006
- [KPD<sup>+</sup>95] KHABIBOULLINE, T. ; PUNTUS, V. ; DOHLUS, RM ; HOLTkamp, N. ; KREPS, G. ; IVANOV, S. ; JIN, K.: A new tuning method for traveling wave structures. In: *Particle Accelerator Conference, 1995, Proceedings of the 1995* Bd. 3, 1995

- [Lü93] LÜCK, Rainer: *Entwurf eines Energie-Kompressor-Systems unter Verwendung eines Alphas magneten als Debuncher für die Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, März 1993
- [Mü00] MÜLLER, Wolfgang F.: *Untersuchungen zu Moden höherer Ordnung in konstanten und variierten Beschleunigerstrukturen für zukünftige lineare Kollider*, Universität Frankfurt a. M., Diss., Dezember 2000
- [Nol80] NOLDEN, Fritz: *Optimierung des Einlenkweges für ein Energie-Kompressor-System am Bonner 2,5-GeV Synchrotron*, Universität Bonn, Diplomarbeit, August 1980
- [Pes95] PESCHKE, Claudius: *Messung und Berechnung zu longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen einer Elektronen-Positronen-Linearbeschleuniger-Struktur*, Universität Frankfurt a. M., Diplomarbeit, Januar 1995
- [Pie03] PIEL, Christian: *Konzeption, Aufbau und Test eines Elektronenlinearbeschleunigers für eine Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation*, Universität Dortmund, Diss., Juli 2003
- [Rei81] REICHMANN, Karl: *Entwurf und Aufbau eines Energiekompressors für den Vorbeschleuniger am 2,5 GeV-Synchrotron*, Universität Bonn, Diss., Juni 1981
- [Sch92] SCHNEIDER, Wilfried: *Entwurf einer Strahloptik für den Transferkanal zwischen dem LINAC 2 und dem 2,5 GeV-Synchrotron*, Universität Bonn, Diplomarbeit, Oktober 1992
- [Sch03] SCHMIDT, F. *MAD-X User's guide, Version 2.12*. 2003
- [SFB08] *Sonderforschungsbereich Transregio 16: Subnuclear Structure of Matter - Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme*. URL: <http://sfb-tr16.physik.uni-bonn.de>. Juli 2008
- [Ste66] STEELE, C.W.: A nonresonant perturbation theory. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 14 (1966), Nr. 2, S. 70–74
- [Wan04] WANGLER, Thomas P.: *Principles of Linear Accelerators*. 1. Auflage. WILEY-VCH, 2004
- [Weh68] WEHNER, Heinz-Dieter: *Intensitäts- und Energiemessung am Bonner 2,5 GeV-Elektronensynchrotron*, Universität Bonn, Diplomarbeit, September 1968
- [Wil96] WILLE, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2. Auflage. Teubner Studienbücher Physik, 1996