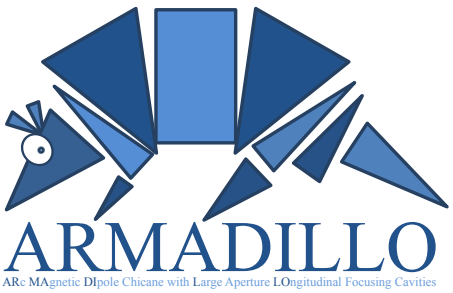
Institut für Angewandte Physik
Universität Frankfurt

Strahldynamische Rechnungen und Kavitätendesign für den FRANZ-Bunchkompressor

Daniel Noll

Gutachter:
Prof. Dr. U. Ratzinger
PD Dr. H. Podlech



1. September 2011

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **5**
- 1.1 Der ARMADILLO-Bunchkompressor . . . 6
- 1.2 Die Frankfurter Neutronenquelle am Stern-Gerlach-Zentrum . . . 9
- 1.3 Übersicht über diese Arbeit . . . 11

2 Einzeltrajektorienstrahldynamik im Bunchkompressor **13**
- 2.1 Beschreibung der Strahldynamik . . . 14
- 2.2 Optimierung mittels Particle Swarm Optimization . . . 17
  - 2.2.1 Algorithmus und Implementierung . . . 18
  - 2.2.2 Die Bewertungsfunktion . . . 19
  - 2.2.3 Diskussion der gefundenen Lösung . . . 22

3 Design der Rebuncherkavitäten **27**
- 3.1 Der Multiapertur-Rebuncher . . . 27
  - 3.1.1 Konzept . . . 27
  - 3.1.2 Spannungsverteilung und weitere Anpassungen . . . 29
  - 3.1.3 Strahldynamik im Aktivierungsmodus . . . 32
  - 3.1.4 Strahldynamik . . . 34
- 3.2 Der Final-Focus-Rebuncher . . . 40
  - 3.2.1 Anforderungen . . . 40
  - 3.2.2 2-Spalt-Viertelwellenresonator . . . 42
  - 3.2.3 4-Spalt-Viertelwellenresonator . . . 43
    - Weitere Optimierung der Kavität . . . 48
    - HF-Kurzschlussstäbe . . . 50
  - 3.2.4 Strahldynamik . . . 53
    - Vergleich mit LORASR . . . 53
    - Bunch Merging und Nachbeschleunigung . . . 56
  - 3.2.5 Gewählte Parameter und Leistungsabschätzung . . . 62

4 Zusammenfassung und Ausblick **65**

Literaturverzeichnis **69**

Danksagung **72**

1 Einführung

Seit Erfindung der Teilchenbeschleuniger sind Strahlen von geladenen Teilchen zu einem bedeutenden Werkzeug in der Kern- und Elementarteilchenphysik geworden. Besonderes Interesse galt lange Zeit dem Erreichen immer höherer Endenergien, welche die Suche nach neuen Elementarteilchen und neuen Zuständen der Materie erlauben.

Zur genauen Vermessung von Reaktionen mit geringen Wirkungsquerschnitten spielt weiterhin die Anzahl der für die Wechselwirkung zur Verfügung stehenden Teilchen eine wichtige Rolle. Um eine hohe Genauigkeit zu erreichen, werden *hochintensive* Strahlen benötigt. Diese können, um Sekundärteilchen zu produzieren, zur Kollision miteinander oder mit einem Target gebracht werden.

Ein häufiges Anwendungsgebiet hochintensiver Protonenstrahlen ist die Produktion von Neutronen. Diese sind für Experimente in der Grundlagenforschung, beispielsweise zur Untersuchung des astrophysikalischen s-Prozesses oder der spektroskopischen Untersuchung von Kernen und Molekülen, der Materialforschung, zum Beispiel zur Untersuchung der Haltbarkeit neuartiger Materialien für zukünftige Fusionsreaktoren (International Fusion Material Irradiation Facility IFMIF [1]), und für die Transmutation radioaktiver Abfälle (MYRRHA [2]) von Interesse.

Möchte man Wirkungsquerschnitte energieaufgelöst bestimmen, so kann dies über Messung der Flugzeit der Teilchen über eine bekannte Strecke geschehen. Sind Teilchensorte und Geschwindigkeit eines Reaktionspartners bekannt, so lässt sich dessen Energie berechnen. Für Flugzeitmessungen werden Strahlpulse benötigt, deren Kollisionszeitpunkt mit einem Target den Beginn der Zeitmessung angibt. Da die zeitliche Dauer der Strahlpulse zu einer Unsicherheit in der Messung der Flugzeit und somit der Energie führt, sollte diese so gering wie möglich sein.

Thema dieser Arbeit ist die Entwicklung von Komponenten für eine Apparatur zur Erzeugung von einer Nanosekunde langen, hochintensiven Protonenpulsen mit Spitzenströmen bis zu 7,7 A. Eine Möglichkeit diese zu erzeugen besteht darin, diese mit einem Choppersystem aus einem Strahl mit hohem Strom herauszuschneiden und die Intensität durch Verkürzung des Pulses per Komprimierung mittels eines *Bunchkompressors* weiter zu erhöhen.

Auf Hochfrequenzkavitäten mit einer Frequenz f_0 basierende Linearbeschleuniger beschleunigen aufgrund der harmonischen elektrischen Felder keine kontinuierlichen Strahlen, sondern formen diese zu einer Folge von Teilchenpaketen mit Abstand $L = v/f_0 = \beta\lambda$, welche Bunche genannt werden. Für das Design des Bunchkompressors in [3] wurde entschieden, neun dieser Bunche zu einem Teilchenpuls auf die gewünschte Dauer von 1 ns zu komprimieren. Welche technischen Umsetzungsmöglichkeiten bestehen hierzu?

In der Beschleunigerphysik werden typischerweise zwei Konzepte zur longitudinalen Kompression verwendet, welche beide auf der Erzeugung eines Laufzeitunterschieds zwi-

schen vorauslaufenden und zurückliegenden Teilen eines Bunchs oder einer Folge von Bunchen basieren: longitudinale Kompression durch einen *Weglängenunterschied* und longitudinale Kompression durch einen *Energieunterschied*. Beide Konzepte finden in dieser Arbeit eine Anwendung.

Bei der Kompression durch Energiedifferenz werden, beispielsweise durch die elektrischen Felder einer Hochfrequenzkavität, voranlaufende Teilchen abgebremst und zurückliegende beschleunigt, so dass diese im Idealfall gleichzeitig einen festgelegten Fokuspunkt erreichen. Ein solcher Ansatz wurde beispielsweise für das NDCX-II-Projekt [4] gewählt. Dort ist vorgesehen, 30 nC Li^+-Ionen mittels eines induktionsbasierten Beschleunigers auf bis zu 3 MeV zu beschleunigen und diesen anschließend die für die Kompression benötigte Geschwindigkeitsmodulation aufzuprägen. Um die hohen Raumladungskräfte in der sich anschließenden Driftstrecke zu vermeiden, wird in dieser Sektion ein Plasma eingelassen, welches die Raumladungskräfte kompensiert. Nachteil eines solchen Konzepts ist die entstehende hohe Energievariation des Strahls, welche für viele Experimente unerwünscht ist.

Eine Alternative stellt das auf einem Weglängenunterschied basierende Konzept von Mobley [5] dar. Bei diesem – in den 60er Jahren mehrmals für Ströme von einigen µA gebauten – System wird ein kontinuierlicher Strahl aus einem elektrostatischen Beschleuniger durch einen Kicker aufgefächert und mittels eines Dipolmagneten auf unterschiedlich langen Bahnen geführt, so dass alle Teilchen zum gleichen Zeitpunkt den Fokuspunkt des Systems erreichen.

Das in [3] entwickelte System ARMADILLO (*Arc Ma*gnetic *Di*pole Chicane with *L*arge *Lo*ngitudinal Focusing Cavities) stellt eine Erweiterung des Mobley'schen Konzeptes auf hohe Strahlintensitäten dar. Durch die Auslegung auf einen Hochfrequenzbeschleuniger müssen nun einzelne Teilchenpakete auf getrennten Bahnen geführt werden. Deren Längenunterschiede müssen Vielfache von $\Delta L = \beta\lambda$ betragen, damit alle Teilchenpakete den Fokus des Systems gleichzeitig erreichen. Vorteile gegenüber dem Mobley'schen Konzept sind kürzere Fluglängen und eine bessere Kontrollierbarkeit der Teilchendynamik auf den unterschiedlichen Trajektorien.

1.1 Der ARMADILLO-Bunchkompressor

ARMADILLO ist ausgelegt auf einen Protonenstrahl bei einer Energie von 2,03 MeV und einem Strom von $I = 150\,\mathrm{mA}$ mit einer Grundfrequenz von $f_0 = 175\,\mathrm{MHz}$. Die Bahnen besitzen dementsprechend einen Längenunterschied von $\Delta L = \beta\lambda = 11{,}25\,\mathrm{cm}$. Die Bunchfolge aus neun Teilchenpaketen hat insgesamt eine Länge von $8\beta\lambda \approx 0{,}9\,\mathrm{m}$ unter Vernachlässigung der Länge der Pulse. Als Anforderung an die Dauer des Protonenpulses auf dem im Fokuspunkt der neun Trajektorien befindlichen Target mit Radius $R_{\mathrm{target}} = 1\,\mathrm{cm}$ wurde $\tau = 1\,\mathrm{ns}$ bei einer Energieabweichung $\Delta E/E$ kleiner als $\pm 5\%$ festgelegt. Die longitudinale Kompressionsrate beträgt somit ungefähr

$$\kappa_L = \frac{8\beta\lambda}{v\tau} = \frac{8}{f_0\tau} = 45{,}7$$

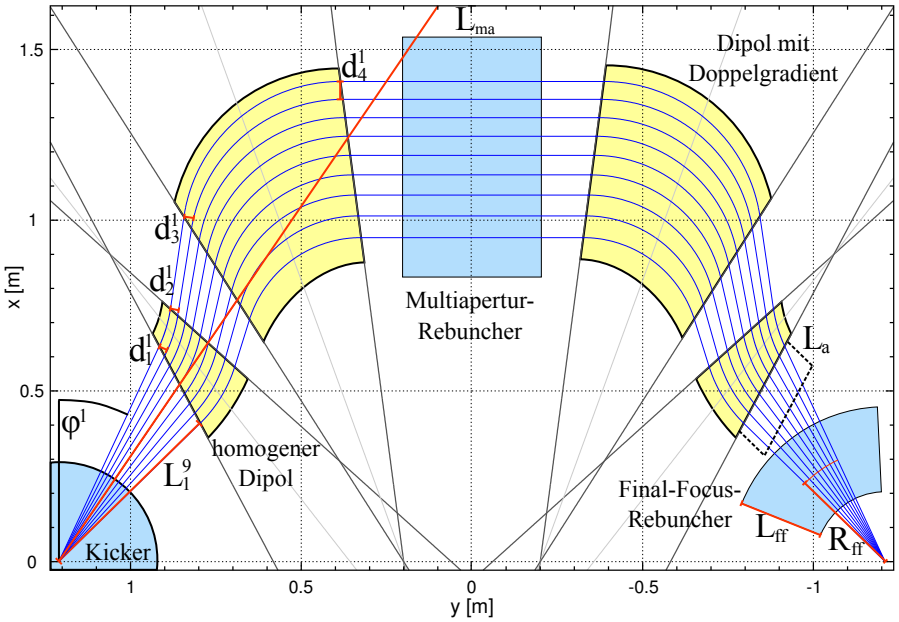


Abbildung 1.1: Geometrie des Bunchkompressors. Eingezeichnet sind die für diese Arbeit relevanten Parameter, die Werte der Parameter in der aktuellen Auslegung des Bunchkompressors sind in Tabelle 1.1 zu finden.

und am Target wird, über τ gemittelt, ein Strom von

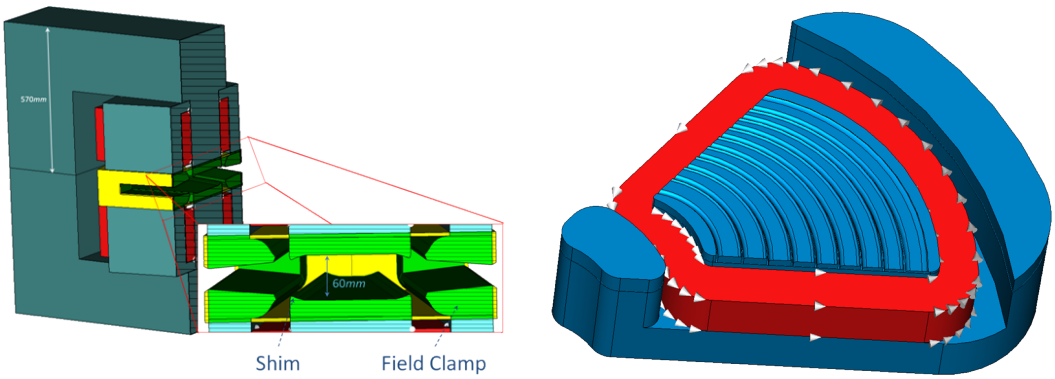
$$\tilde{I}_\tau = \frac{9 \cdot I}{f_0 \tau} \approx 7{,}7\,\mathrm{A}$$

erwartet.

Die in dieser Arbeit für die Untersuchungen verwendete Bunchkompressorgeometrie ist symmetrisch um die Mittelachse und in Abbildung 1.1 abgebildet. Das System besteht aus vier Dipolmagneten. Die zwei inneren Magnete werden zur Erzeugung der Längendifferenz zwischen den Trajektorien benötigt. Hierzu besitzen diese ein zu den kürzeren, inneren Trajektorien zunehmendes Magnetfeld, so dass die Krümmungsradien der Teilchentrajektorien abnehmen. Die Aufgabe der äußeren Dipolmagnete, welche ein homogenes Magnetfeld erzeugen, ist es, die Winkeldifferenz $\Delta\varphi_t = \varphi^t - \varphi^{t+1}$ zwischen den Trajektorien so konstant wie möglich zu halten. Dies ist besonders für den als Leitungsresonator bei 5,1 MHz umgesetzten Kicker wichtig, da sich mit diesem nicht beliebige Winkeldifferenzen zwischen den Trajektorien realisieren lassen.

Die in Abbildung 1.2 dargestellten Dipolmagnete benötigen Shims und Field Clamps. Diese verkürzen das aus dem Magnetspalt herausragende Randfeld und werden für eine korrekte Bahnführung und bessere strahldynamische Eigenschaften benötigt. Somit verlängern sich die Dipole im Vergleich zu Abbildung 1.1 um $L_a \hat{=} 10\,\mathrm{cm}$.

Da sich die Teilchenpakete auf den Einzeltrajektorien beim Durchflug aufgrund ihrer Energieunschärfe und der Raumladung auch longitudinal aufweiten, muss zusätzlich zu der Kompression durch die Wegdifferenz der Einzelbunche zu einem hochintensiven



(a) Homogener Dipol. (b) Dipol mit Doppelgradient.

Abbildung 1.2: Technische Umsetzung der beiden Dipolmagnettypen des Bunchkompressors.

t	L_1 [cm]	φ [°]	$\Delta\varphi$ [°]	$\psi^g_{21} = \psi^g_{32}$ [°]	$\psi^g_{22} = \psi^g_{31}$ [°]	d_1 [mm]	d_2 [mm]	d_3 [mm]	d_4 [mm]
1	69,49	25,0		49,1	7,5				
2	67,56	27,2	2,2	48,5	7,5	27,1	24,2	27,1	52,5
3	65,79	29,5	2,3	47,7	7,5	26,9	24,4	27,7	53,5
4	64,17	31,9	2,4	46,8	7,5	27,1	25	28,6	54,6
5	62,67	34,3	2,4	45,8	7,5	27,4	25,8	29,7	55,8
6	61,29	36,9	2,6	44,6	7,5	28,1	27,0	31,0	57,3
7	60,03	39,6	2,7	43,2	7,5	29,1	28,6	32,7	59,0
8	58,88	42,5	2,9	41,8	7,5	30,4	30,6	34,8	61,1
9	57,85	45,6	3,1	40,1	7,5	32,1	33,2	37,0	63,6

Tabelle 1.1: Geometrische Parameter der untersuchten Bunchkompressorgeometrie.

Puls auch eine Kompression per Energiedifferenz auf jeder der neun Bahnen, aufgeprägt durch einen Rebuncher, bereitgestellt werden. Dieser wurde zwischen den beiden inneren Dipolmagneten platziert, da diese beliebig voneinander entfernt werden können, ohne die Längenunterschiede zwischen den Trajektorien zu verändern. Die Weiterentwicklung des in [6] entwickelten Konzeptentwurfs ist Teil dieser Arbeit.

Vor dem Target wird eine erneute longitudinale Fokussierung des Strahls benötigt, um die Länge des Protonenpulses auf dem Target anzupassen. Weiterhin ist es für mögliche Experimente mit den kurzen, hochintensiven Pulsen von Interesse, unterschiedliche Protonenenergien am Target zu Verfügung zu stellen. Vor dem Bunchkompressor würde eine Energievariation jedoch zu einer Verschiebung der Bunchkompressortrajektorien führen. Dies motiviert die Unterbringung einer zweiten Kavität vor dem Target, welche eine Energievariation des Strahls von bis zu $\pm 200\,\mathrm{keV}$ zusätzlich zur longitudinalen Fokussierung ermöglichen soll. Die Entwicklung dieser Kavität ist Thema des Abschnitts 3.2.

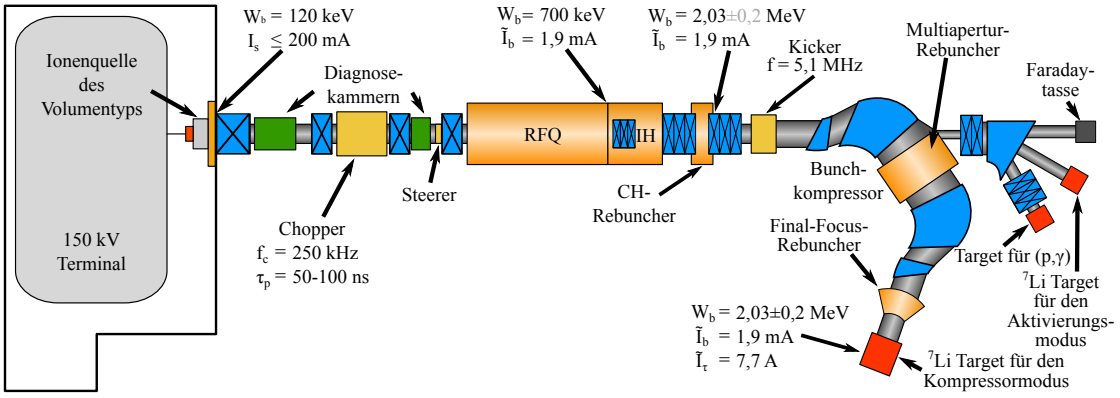


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau der Frankfurter Neutronenquelle FRANZ.

1.2 Die Frankfurter Neutronenquelle am Stern-Gerlach-Zentrum

Die *Fra*nkfurter *N*eutronenquelle am Stern-Gerlach-*Z*entrum FRANZ ist als Anlage zur Realisierung und Evaluierung des ARMADILLO-Kompressors ideal geeignet. Der Aufbau der Beschleunigeranlage ist in Abbildung 1.3 zu sehen. FRANZ lässt sich in zwei Modi betreiben: dem Aktivierungsmodus, in dem der Bunchkompressor deaktiviert ist und der Strahl kontinuierlich an den Experimentierplätzen bereitsteht, und dem Kompressormodus.

Die für FRANZ entwickelte filamentgeheizte Volumenionenquelle ist in der Lage, H^+-Strahlen mit Strömen bis $I_s = 200\,\mathrm{mA}$ bei einer Energie von $120\,\mathrm{keV}$ zur Verfügung zu stellen [7]. In der sich anschließenden Niederenergietransportsektion (LEBT) werden mittels der ersten beiden Solenoide unerwünschte H_2^+- und H_3^+-Anteile weitgehend aus dem Strahl entfernt und der Strahl für die folgende Choppersektion vorbereitet. Mittels des zweiten Solenoidpaars wird der Strahl in den ersten Teil des Beschleunigers, den RFQ, welcher für einen Strom von $I = 150\,\mathrm{mA}$ ausgelegt ist, injiziert

Für den Betrieb im Kompressormodus ist das in der LEBT untergebrachte Choppersystem wichtig. Dieses kann den Strahl mit einer Frequenz von $f_c = 250\,\mathrm{kHz}$ in $50 - 100\,\mathrm{ns}$ lange Makropulse zerteilen (siehe Abbildung 1.4) und den restlichen Teil des Strahls kontrolliert in einen Beam Dump lenken. Als Ort für den Chopper steht nur der Niederenergiebereich zur Verfügung, da der Sender die auftretende Strahllast von $I \cdot \Delta E = 150\,\mathrm{mA} \cdot 1{,}9\,\mathrm{MeV} = 285\,\mathrm{kW}$ nicht bereitstellen kann.

Durch den Chopper wird die Anzahl der den Bunchkompressor erreichenden Mikrobunche festgelegt. Damit soll verhindert werden, dass Teilchenpakete den Kicker am Beginn des Bunchkompressors zu Zeiten erreichen, wo dieser jene nicht auf eine der neun festgelegten Trajektorien ablenkt, was zu unerwünschter Sekundärteilchenproduktion und möglicherweise zu Schäden im Kompressorsystem führen könnte. Bei der für neun Mikrobunche benötigten Plateaulänge $\tau_p = 9/(175\,\mathrm{MHz}) \approx 51{,}4\,\mathrm{ns}$ wird entsprechend einem Tastverhältnis $D = \tau_p f_c \approx 1{,}3\,\%$ der mittlere Strom $I \cdot D \approx 1{,}9\,\mathrm{mA}$ weiterbeschleunigt.

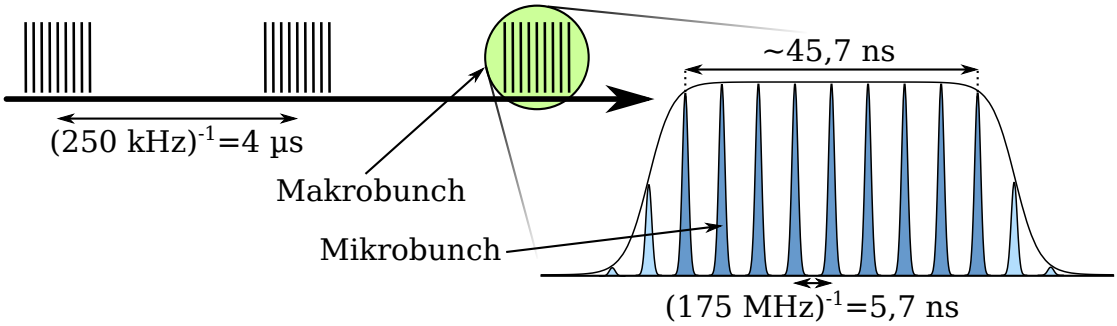


Abbildung 1.4: Pulsstruktur des Strahls bei FRANZ. Die Makropulse werden durch den Chopper mit einer Frequenz von 250 kHz geformt, die Mikrobunche entstehen im Linearbeschleuniger mit einer Frequenz von 175 MHz.

Der Chopper besteht aus einem statischen magnetischen Dipolfeld, welchem, gepulst mit 250 kHz, ein der Ablenkung des Strahls entgegengesetzt gerichtetes elektrisches Feld – erzeugt durch einen Plattenkondensator – überlagert wird [8]. Ohne das elektrische Feld wird der Strahl durch das Magnetfeld abgelenkt und anschließend mittels eines Septummagneten in den Beam Dump geführt. Liegt eine Spannung von ungefähr ±6 kV an den Ablenkplatten an, so kompensieren sich die magnetische und elektrische Kraft auf die Protonen und diese bewegen sich in Richtung des Beschleunigers weiter. Eine solche Feldkonfiguration vermeidet eine lange Einschaltdauer des elektrischen Feldes und reduziert damit die Wahrscheinlichkeit von Hochspannungsüberschlägen.

Der Beschleuniger besteht aus einer gekoppelten RFQ- (Radiofrequenzquadrupol) und IH-Einheit (Interdigitale H-Mode), beide betrieben bei einer Frequenz von 175 MHz. Im 1,8 m langen RFQ wird der Strahl zu Mikrobunchen geformt und auf 700 keV beschleunigt. Die 0,6 m lange IH-Struktur, welche ein internes Quadrupoltriplett zur transversalen Fokussierung enthält, erhöht die Energie der Bunche anschließend auf 2,03 MeV. Als letzter Teil des Beschleunigers steht eine CH-Struktur (Crossbar H-Mode) zur longitudinalen Fokussierung und, im Aktivierungsmodus, für eine Energievariation von ±200keV bereit. Der beschleunigte Strahl wird anschließend entweder in den Bunchkompressor injiziert oder steht in Geradeausrichtung Experimenten zur Verfügung.

FRANZ bietet als Beschleunigerteststand und Prototyp für Hochstromlinearbeschleuniger im Dauerstrichbetrieb Platz für neuartige Entwicklungen wie den ARMADILLO. Weiterhin ist zwischen dem dritten und vierten Solenoid eine an einem drehbaren Tank montierte Kamera vorgesehen, mit deren Aufnahmen es möglich sein wird, die Phasenraumverteilung des Strahls per Tomographie zerstörungsfrei zu rekonstruieren [9, 10]. Ebenso besteht die Möglichkeit, das Verhalten von hochintensiven Protonen- und Ionenstrahlen zu erforschen. So wird beispielsweise in der Niederenergiesektion ein großer Einfluss von Elektronen und anderen Sekundärpartikeln (Sputtern) erwartet. Hier ist es möglich, deren Einfluss genau zu studieren, was unter anderem für einen stabilen Betrieb des Choppersystems und für den Transport von Hochstromstrahlen bei FAIR an der GSI wichtig ist.

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt an FRANZ ist die nukleare Astrophysik. Die geplanten Experimente stellen eine Fortführung der ursprünglich am Forschungzentrum

Karlsruhe durchgeführten Untersuchungen bei mit $10^7 \frac{\mathrm{n}}{\mathrm{cm^2 s}}$ (Kompressormodus, integriert über Neutronenenergien $E_n < 100\,\mathrm{keV}$ im Abstand von 80 cm) bis zu 1000-fach höheren Neutronenflüssen dar. Die am Lithiumtarget im Fokus des Bunchkompressors per ^{7}Li(p,n)^{7}Be-Reaktion erzeugten Neutronenpulse sind für die Messung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion X(n,γ) im Bereich $1-500\,\mathrm{keV}$ geeignet [11]. Durch den hohen Neutronenfluss bei FRANZ wird es möglich sein, die Querschnitte sowohl von instabilen Isotopen als auch von leichten Elementen mit niedriger Einfangswahrscheinlichkeit genau zu vermessen. Dabei ermöglicht die Pulsung neben der Energiesensitivität des Experiments auch eine Separation der betrachteten (n,γ)-Reaktionen von anderen Reaktionen über die verstrichene Zeit zwischen dem Triggersignal und der Detektion eines Photons. Interessant sind die (n,γ)-Querschnitte für die Untersuchung des astrophysikalischen s-Prozesses, welcher für die Erzeugung von ungefähr 50% der bekannten Isotope schwerer als Eisen verantwortlich ist [12].

Der erzeugte hohe Neutronenfluss kann für viele weitere Experimente verwendet werden. So ist beispielsweise geplant, Teilchendetektoren für das CBM-Experiment bei FAIR auf ihre Widerstandsfähigkeit gegen nichtionisierende Strahlung zu testen [13].

1.3 Übersicht über diese Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung der beiden für den ARMADILLO benötigten Rebuncherkavitäten.

In Kapitel 2 wird anfänglich die Strahldynamik des Bunchkompressors vorgestellt. Anschließend folgt die Vorstellung eines Optimierungsalgorithmus, welcher in der Lage ist, die vorhandenen einstellbaren Parameter im Rahmen der Anforderungen an die Strahlqualität am Target bestmöglich zu wählen.

Für den Multiaperturrebuncher wurde bereits in [6] ein umsetzbares Konzept gefunden und untersucht. Dieses wird in Abschnitt 3.1 bezüglich der Spannungsverteilung und der Strahldynamik weiter an die Bedürfnisse der Bunchkompressorgeometrie angepasst.

Im Abschnitt 3.2 wird zu Beginn auf die Anforderungen an die Final-Focus-Kavität eingegangen, bevor technische Umsetzungsmöglichkeiten untersucht werden. Nach einer Optimierung des Resonators auf geringe Leistungsverluste folgt ein Vergleich der Strahldynamik mit den Rechnungen aus Kapitel 2.

Zur Berechnung der Strahldynamik in den Kavitäten wurde der Particle-in-Cell-Code (PIC) [14] BENDER entwickelt. Dieser bietet die Möglichkeit die Lösung der Newtonschen Bewegungsgleichung in beliebigen zeitabhängigen elektrischen und magnetischen Feldern zu berechen. Die Raumladungskräfte werden durch Akkumulation der Ladungen auf einem Gitter und Lösen der per Finiten Differenzen diskretisierten Poisson-Gleichung für das Potential mittels eines Mehrgitterverfahrens [15] berechnet. Dieser Code wurde für den Transport des Strahls durch realistische Feldgeometrien verwendet.

2 Einzeltrajektorienstrahldynamik im Bunchkompressor

Ein wichtiger Parameter beim Entwurf einer Hochfrequenzkavität als Rebuncher ist die Spannung, mit der diese betrieben werden soll. Dies gilt besonders im Hinblick auf die benötigte Senderleistung

$$P = \frac{U_{\text{eff}}^2}{R_{\text{sh}}}\,.$$

Die Shuntimpedanz R_{sh} ist hierbei durch die Geometrie und das Material der Kavität festgelegt, während die effektive Spannung von der benötigten longitudinalen Fokussierung bestimmt wird. Aus diesem Grund ist es wichtig, vor dem endgültigen Design der Kavitäten die Strahldynamik festzulegen.

In einem System wie dem FRANZ-Bunchkompressor, in dem sowohl Raumladung als auch Dispersion in den Magneten eine Kopplung zwischen der transversalen und der longitudinalen Ebene bewirken, ist es nicht möglich, die Strahldynamik in den einzelnen Ebenen unabhängig voneinander zu betrachten. Weiterhin führen Randfelder in den Rebuncherkavitäten zu einer transversalen Defokussierung des Strahls. Somit sollte die transversale Strahldynamik bei der Wahl der Betriebsspannung der Kavitäten berücksichtigt werden. Ebenso besteht die Frage, wie der Linearbeschleuniger so eingestellt werden kann, dass der Bunchkompressor am Target die gestellten Anforderungen bestmöglich erfüllt.

Particle-in-Cell-Codes, wie das in diesem Kapitel zur Untersuchung der Strahldynamik verwendete LORASR [16, 17], lösen nicht die Bewegungsgleichung aller im Strahl enthaltenden Teilchen, sondern fassen zur Reduktion der Rechenzeit eine feste Anzahl von Teilchen zu Makroteilchen zusammen. Die Energieverschmierung ΔE und die transversalen Ausmaße des Strahls in x und y auf dem Target wurden für diese Teilchenverteilungen über das quadratische Mittel definiert und berechnet

$$x_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i^2}\,,\; y_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} y_i^2} \;\text{ und }\; \Delta E_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \Delta E_i^2}\,.$$

Die Pulslänge

$$\tau_{\text{rms}} = 2\Delta T_{\text{rms}} = 2\sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \Delta T_i^2}$$

erhält einen Faktor 2, da diese nicht radial um den Ankunftszeitpunkt definiert ist, sondern die Gesamtdauer des Pulses bezeichnet.

Ist der Strahl gaussförmig verteilt, so entsprechen die RMS-Größen der Standardabweichung σ und $\pm 2\sigma$ beinhalten ungefähr 95% des Strahls, da

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-2\sigma}^{2\sigma} \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} \mathrm{d}x \approx 95{,}4\% \,.$$

Damit bei gaussförmiger Verteilung mehr als 95% des Strahles im Bereich x,$y < R_{\mathrm{target}}$ auftreffen, müssen $x_{\mathrm{rms}} \leq R_{\mathrm{target}}/2 = 5\,\mathrm{mm}$ und $y_{\mathrm{rms}} \leq 5\,\mathrm{mm}$ gelten. Für die longitudinale Strahldynamik wurden die Anforderungen über $\pm\sigma$ (entsprechend 68%) festgesetzt: somit sollten $\tau_{\mathrm{rms}} \leq 1\,\mathrm{ns}$ und $\Delta E_{\mathrm{rms}}/E \leq 5\%$ erfüllt werden.

Im Folgenden werden die frei wählbaren Parameter identifiziert, mit denen sich die Strahldynamik beeinflussen lässt. Im Anschluss wird ein Verfahren vorgestellt, wie sich diese automatisch bestimmen lassen, um die genannten Anforderungen an den Strahl am Target so gut wie möglich zu erfüllen. Dabei wurde die Bunchkompressorgeometrie wie in der Einführung vorgestellt als fest angenommen und nicht modifiziert.

2.1 Beschreibung der Strahldynamik

In der transversalen Ebene lässt sich die Phasenraumverteilung der Protonen, die den Linearbeschleuniger verlassen, mittels dreier Quadrupoltripletts ($\mathrm{QP}_{1\ldots3}$) anpassen. QP_1 und QP_3 fokussieren zuerst in der horizontalen Ebene, QP_2 zuerst vertikal. Als freie Parameter stehen der Gradient g_q^2 des mittleren Quadrupols jedes Tripletts QP_q und der Gradient g_q^1 des ersten und dritten Quadrupols jedes Tripletts – welche per Netzteil miteinander verschaltet sind – zur Verfügung. In longitudinaler Richtung kann der Strahl mittels der effektiven Spannung U_{ch} des CH-Rebunchers fokussiert werden. Die Strahlenveloppe in Abbildung 2.1 zeigt einen für die KONUS-Strahldynamik [18] typischen Verlauf: nach dem internen Quadrupoltriplett wird in den zwei folgenden Spalten longitudinal fokussiert und anschließend mit überhöhter Energie im Vergleich zum Referenzteilchen bei 0° beschleunigt, wodurch das „Weglaufen“ zu negativer Phase entsteht.

Im Anschluss an den Linearbeschleuniger und den CH-Rebuncher folgt der Kicker, welcher die Teilchenpakete auf die unterschiedlichen Bahnen auslenkt. Neben der Ablenkung, welche von der Bunchkompressorgeometrie vorgegeben ist, besitzt dieser auch einen Einfluss auf die Teilchenverteilung. Das Simulationsprogramm zu dessen Berechnung wurde in [3] entwickelt und in dieser Arbeit eingesetzt.

Die Strahldynamik in den vier folgenden Dipolen ist durch eine Reihe von Effekten bestimmt. Diese wurden durch Einfügen von „Testteilchen“, welche lediglich in einer Größe vom Sollteilchen abweichen, gezielt untersucht. Die Transportmatrix für einen Dipol positiver Krümmung ρ_0 in paraxialer Näherung erster Ordnung lautet in den Koordinaten (x,x',y,y',l,$\Delta p/p$) im mitbewegten, rechtshändigen Koordinatensystem [19]

$$R_{ij} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \rho_0 \sin\alpha & 0 & 0 & 0 & \rho_0\,(1-\cos\alpha) \\ -\frac{\sin\alpha}{\rho_0} & \cos\alpha & 0 & 0 & 0 & \sin\alpha \\ 0 & 0 & 1 & \rho_0\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin\alpha & -\rho_0\,(1-\cos\alpha) & 0 & 0 & 1 & \rho_0\frac{\alpha}{\gamma^2} - \rho_0\,(\alpha - \sin\alpha) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{ij} . \tag{2.1}$$

Die Matrix für Dipole negativer Krümmung erhält man durch Substitution von $\rho_0 \to -\rho_0$ und $\alpha \to -\alpha$ [20].

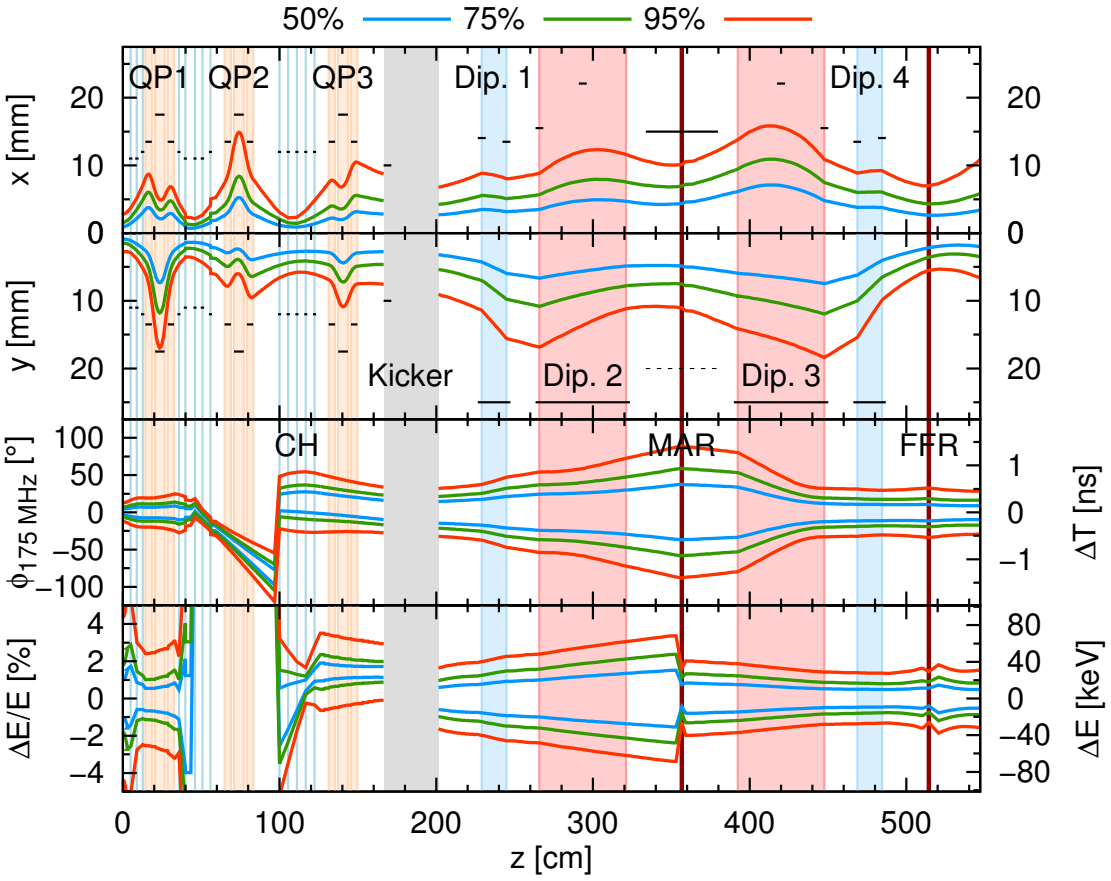
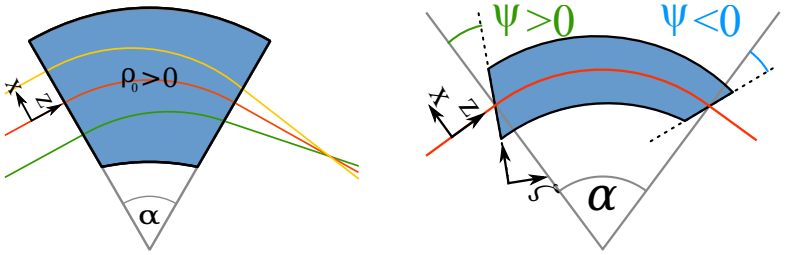


Abbildung 2.1: Strahldynamik des FRANZ-Linearbeschleunigers und der sich anschließenden mittleren Trajektorie des Bunchkompressors, gerechnet mit LORASR. Gezeigt sind die transversalen und die longitudinalen Enveloppen für unterschiedliche Anteile des Strahls.

Beim Durchflug des Strahls durch die Dipole zeigt sich in Abbildung 2.1 in den Strahlenveloppen in horizontaler Richtung die schwache Fokussierung. Dieser rein geometrische Effekt entsteht dadurch, dass Teilchen mit positiver Ortsablage eine längere Wegstrecke durch den Dipol zurücklegen und somit weiter als das Sollteilchen abgelenkt werden, während Teilchen mit negativer Ablage eine geringere Ablenkung erfahren. Dies ist in Abbildung 2.2a veranschaulicht. Beide Teilchen werden also in Richtung des Sollteilchens gelenkt, der Strahl wird fokussiert. Für die schwache Fokussierung sind in (2.1) die Terme R_{11}, R_{12}, R_{21} und R_{22} verantwortlich. Sie ist durch den Krümmungsradius ρ_0 und den Winkel α und somit durch die Bunchkompressorgeometrie festgelegt. In einem Sektormagnet ohne Randfeld driftet der Strahl in vertikaler Richtung frei. Die zu beobachtende Defokussierung in Abbildung 2.1 wird durch die Raumladung erzeugt.



(a) Schwache Fokussierung. (b) Kantenfokussierung.

Abbildung 2.2: Schwache Fokussierung und Kantenfokussierung.

Neben der schwachen Fokussierung spielen weiterhin Dispersions- und Laufzeiteffekte eine wichtige Rolle. Die Terme R_{16} und R_{26} bewirken, dass zu schnelle Teilchen eine positive Ablage beziehungsweise eine positive Winkeländerung erhalten. Verantwortlich ist hierfür die Zunahme des Krümmungsradius der Teilchen mit zunehmender Geschwindigkeit. R_{51} beschreibt den Einfluss der unterschiedlichen Pfadlängen von Teilchen mit Ortsablage. Teilchen mit positiver Ortsablage x verbringen eine längere Zeit im Dipol als das Sollteilchen und laufen somit gegenüber diesem zurück, während Teilchen mit negativer Ortsablage den Dipol früher verlassen. R_{52} bewirkt aus gleichem Grund ein Zurückbleiben von Teilchen mit positivem Winkel x'.

In Abbildung 2.1 zeigen sich diese beiden Effekte insbesondere in der starken Kompression des Strahls im dritten Dipol. Diese entsteht unter anderem dadurch, dass der Strahl den zweiten Dipol in der longitudinalen Ebene defokussiert durchläuft, also voranlaufende Teilchen zuviel, zurückliegende Teilchen zu wenig Energie besitzen. Aufgrund der Winkeldispersion R_{26} erhält man nach dem Dipol eine Verteilung, in der voranlaufende Teilchen in positive Richtung, hinterherlaufende Teilchen in negative Richtung abgelenkt sind. Nach der Drift zwischen den inneren Dipolen sind die äußeren Enden bis zu 1 cm vom Sollteilchen ausgelenkt. Aufgrund der Laufzeiteffekte (R_{51} und R_{52}) kommt es nun zum Schrumpfen des Teilchenpaketes im dritten Dipol, da die hinteren Teilchen aufgrund der negativen Ortsablage den kurzen und die vorderen mit positiver Ablage den längeren Weg durch den Dipol nehmen.

Steht die Feldkante nicht senkrecht zur Bahn des Strahls, sondern ist diese um einen zusätzlichen Winkel ψ geneigt, so entstehen zusätzliche Effekte. Ist der Winkel wie in Abbildung 2.2b positiv definiert, so erreicht ein Teilchen mit negativer Ortsablage früher als das Sollteilchen das Dipolfeld und wird durch das Magnetfeld von diesem weggelenkt. Ein Teilchen mit positiver Ablage durchläuft die Feldkante später als das Sollteilchen, welches somit auch von jenem weggelenkt wird. Im mitbewegten Koordinatensystem bedeutet dies, dass Teilchen mit Ortsablage eine zum Kantenwinkel ψ proportionale Winkeländerung $\Delta x'$ erhalten. Der Strahl wird für positive Kantenwinkel dementsprechend – sowohl beim Ein- als auch beim Austritt aus dem Dipol – horizontal defokussiert und für negative Winkel fokussiert.

In der vertikalen Ebene erhält man für positive Winkel eine Fokussierung. Das Randfeld eines Dipolmagneten besitzt aufgrund der Maxwellgleichung $\nabla \times B = 0$ in einem

Koordinatensystem mit senkrecht zur Kante definierter ζ-Achse eine longitudinale Feldkomponente B_ζ. Im mitbewegten Koordinatensystem (x,y,z) des Teilchens, welches die Kante mit dem Winkel ψ erreicht, teilt sich B_ζ in eine longitudinale Komponente B_z – welche aufgrund der gleichgerichteten Bewegung der Teilchen keinen Einfluss besitzt – und eine transversale Komponente $B_x = B_\zeta \sin(\psi)$ auf. Diese führt zu einer Fokussierung des Strahls bei positiven Winkeln für Magnete mit verhältnismäßig kurzem Randfeld. Eine genauere Betrachtung der Kantenfokussierung findet sich in [19, 21] und im Kontext des Bunchkompressors in [3].

Für die Strahldynamik des Bunchkompressors ist die Kantenfokussierung wichtig, da die Kantenwinkel durch Aufsätze von den, durch die Bunchkompressorgeometrie in Abbildung 1.1 vorgegebenen, Winkeln abgeändert werden können und somit zur Anpassung der Strahldynamik zur Verfügung stehen [3]. Da bei den äußeren, homogenen Dipolen die seitlichen Abstände zwischen den Trajektorien klein sind und somit Aufsätze sehr kompliziert umzusetzen wären, wurde entschieden, lediglich die Kantenwinkel $\psi_{21}(t)$, $\psi_{22}(t)$, $\psi_{31}(t)$ und $\psi_{32}(t)$ der inneren Dipole auf den neun Trajektorien t anzupassen. Dies hat den Vorteil einer einfacheren technischen Umsetzung der homogenen Dipole, bedeutet aber, dass die Strahldynamik der Teilchenpakete vor dem zweiten Dipol – auf der längsten Trajektorie 108 cm Flugstrecke – nur durch Veränderung der Einstellung des Linearbeschleunigers variiert werden kann.

Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen, besitzt der Strahl zwischen den inneren Dipolen eine Phasenbreite von $\pm 90°$ und kann somit mit einer bei der Grundfrequenz des Linearbeschleunigers von 175 MHz betriebenen Hochfrequenzkavität nur unter Inkaufnahme einer starken Aberration longitudinal fokussiert werden. Deshalb wird die auf der Mittelachse des Bunchkompressors platzierte Kavität für die Verwendung der halben Harmonischen von 175 MHz, 87,5 MHz, ausgelegt. Vor dem Neutronenproduktionstarget wird eine weitere Kavität benötigt, um den Strahl auf die gewünschte Länge von einer Nanosekunde zu komprimieren. Um die Strahldynamik zu beeinflussen stehen die effektiven Spannungen der Kavitäten $U_{\mathrm{ma}}(t)$ und $U_{\mathrm{ff}}(t)$ zur Verfügung, wobei diese vorerst unabhängig voneinander gewählt wurden, um keine Annahme über die benötigte longitudinale Fokussierung auf den unterschiedlichen Trajektorien zu treffen.

Somit lassen sich zur Optimierung der Strahldynamik des Bunchkompressors 61 Parameter verwenden: g_1^1, g_1^2, g_2^1, g_2^2, g_3^1, g_3^2, U_{ch} sowie $\psi_{21}(t)$, $\psi_{22}(t)$, $\psi_{31}(t)$, $\psi_{32}(t)$, $U_{\mathrm{ma}}(t)$ und $U_{\mathrm{ff}}(t)$ $\forall t \in \{1..9\}$.

2.2 Optimierung mittels Particle Swarm Optimization

Aufgrund der Vielzahl der zur Verfügung stehenden Parameter ist eine manuelle Optimierung des Bunchkompressors relativ aufwändig. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt ein Ansatz unter der Verwendung des Particle Swarm Optimization-Algorithmus (PSO) vorgestellt. Dieser Algorithmus wurde 1995 von Kennedy und Eberhart [22] entwickelt, um das Verhalten von Vogelschwärmen zu simulieren, stellte sich aber bei der Untersuchung als guter *globaler* Optimierungsalgorithmus heraus. Der PSO-Algorithmus wurde in dieser Arbeit aufgrund der einfachen Implementierung, geringen

Menge an wählbaren Einstellungen und der vielfach bewiesenen Funktionstüchtigkeit [23] ausgewählt. Weiterhin ist es nicht nötig, Gradienten im Suchraum zu berechnen, was bei Approximation per Differenzenquotient bei vielen Parametern sehr rechenaufwändig ist.

2.2.1 Algorithmus und Implementierung

Der PSO-Algorithmus verfolgt eine Menge von Teilchen $i \in \{1 \dots M\}$ mit einer Position $r_i^j \in \left[r_{\text{lower}}^j, r_{\text{upper}}^j\right]$ und einer Geschwindigkeit $\mathbf{v}_i \in \mathbb{R}^N$ in einem N-dimensionalen Suchraum $(1 \leq j \leq N)$. Zur Einschätzung einer Lösung verwendet der Algorithmus eine Bewertungsfunktion $f : \mathbb{R}^N \mapsto \mathbb{R}$. Die Teilchen besitzen weiterhin eine „Erinnerung“ an die beste in der Vergangenheit besuchte Position $pbest_i^j \in \left[r_{\text{lower}}^j, r_{\text{upper}}^j\right]$. Zusätzlich speichert der Algorithmus stets die Position **gbest** der besten bisher gefundenen Lösung (siehe Abbildung 2.3a). Der Algorithmus führt die folgenden Schritte aus:

1. Wähle die Positionen $r_i^{j(k=1)}$ der Teilchen zufällig im Suchintervall, die Geschwindigkeitskomponenten $v_i^{j(k=1)}$ zwischen r_{lower}^j und r_{upper}^j.

2. Berechne $f\left(\mathbf{r}_i^{(k)}\right)\ \forall i$.

3. Für jedes Teilchen: wenn $f\left(\mathbf{r}_i^{(k)}\right) < f\left(\mathbf{pbest}_i\right)$, aktualisiere $\mathbf{pbest}_i = \mathbf{r}_i^{(k)}$. Wenn $f\left(\mathbf{r}_i^{(k)}\right) < f\left(\mathbf{gbest}\right)$, aktualisiere $\mathbf{gbest} = \mathbf{r}_i^{(k)}$.

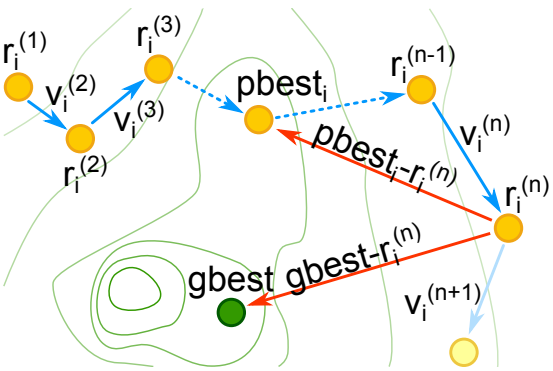
4. Setze (für alle Teilchen i und Komponenten j):

$$v_i^{j(k+1)} \leftarrow \omega v_i^{j(k)} + c_1 \cdot \text{random}() \cdot \left(pbest_i^j - r_i^{j(k)}\right) + c_2 \cdot \text{random}() \cdot \left(gbest^j - r_i^{j(k)}\right) \quad , \tag{2.2}$$

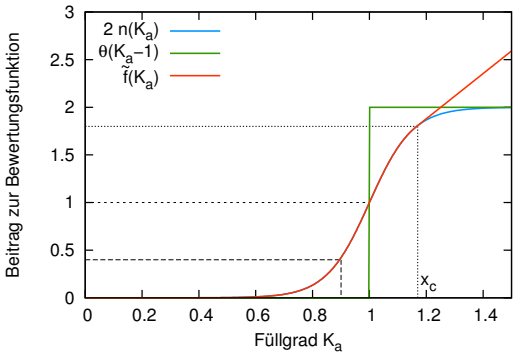
$$r_i^{j(k+1)} \leftarrow r_i^{j(k)} + v_i^{j(k+1)} \, . \tag{2.3}$$

5. $k \leftarrow k + 1$. Gehe zu Schritt 2, wenn die maximale Schrittanzahl nicht erreicht ist.

Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Terme in (2.2) findet sich in [24]: Ohne den zweiten und dritten Teil der Gleichung ($c_1 = c_2 = 0$) würden sich die Teilchen nur auf Geraden durch den Suchraum bewegen und der Algorithmus nur in dem seltenen Fall, dass diese zu Anfang zufälligerweise richtig gewürfelt wurden, zum Erfolg führen. Der zweite Term führt zu einer Anziehung eines Teilchens zu der vorangegangenen besten Position auf seiner Bahn, der dritte Term zu einer Anziehung zum globalen Optimum. Wird $c_1 = c_2 = 2$ gewählt, so schrumpft der Suchraum ohne den ersten Term mit jeder Iteration um das derzeitige globale Optimum und der Algorithmus kann nur ein Ergebnis finden, wenn der ursprüngliche, zufällig gewählte Suchraum das Optimum enthielt. Die Fähigkeit der Teilchen durch den ersten Term von (2.2) zu „fliegen“ führt dazu, dass neuer Suchraum erschlossen wird, also eine globalere Suche stattfindet. Beeinflusst werden



(a) Vom PSO-Algorithmus verwendete Größen.



(b) Bewertung der Füllgrade K_a mit einer Fermifunktion mit angeschlossenem linearem Anstieg $\tilde{f}$.

Abbildung 2.3: Veranschaulichung der vom PSO-Algorithmus verwendeten Größen und graphische Darstellung von $\tilde{f}$.

kann das Verhältnis zwischen lokaler und globaler Suche durch den Trägheitsparameter ω.

$c_1 = c_2 = 2$ wurde gewählt, damit die Teilchen über **gbest** beziehungsweise $\mathbf{pbest}_i$ in der Hälfte der Fälle hinausfliegen. Die Multiplikation jeder einzelnen Komponente mit einer zufälligen Zahl führt weiterhin dazu, dass die Teilchen um den betreffenden Vektor gestreut werden, wodurch vermieden wird, dass diese lediglich auf Linien um das aktuelle Optimum pendeln [25].

Wie in [26] eingeführt, wird das Gewicht ω in der verwendeten Implementierung linear mit dem Iterationsschritt gesenkt. Um zu Anfang eine längere globale Suchphase zu erhalten, wurde hiermit in den Rechnungen erst ab einem Drittel der maximalen Iterationszahl begonnen. Verwendet wurde $\omega_{\text{start}} = 0{,}75$ und $\omega_{\text{ende}} = 0{,}25$.

Der Algorithmus wurde mittels C++ implementiert. Zum Einsatz kommt weiterhin das Message Passing Interface (MPI) unter Verwendung von OpenMPI [27] zur Parallelisierung der Funktionsauswertungen in Schritt 2. Sowohl die Geschwindigkeitskomponenten v_i^j als auch die Positionen r_i^j werden auf $r_{\text{lower}}^j \dots r_{\text{upper}}^j$ begrenzt.

2.2.2 Die Bewertungsfunktion

Um die Anzahl der zu variierenden Parameter zu reduzieren wurde zuerst die fünfte Trajektorie zusammen mit dem Linearbeschleuniger optimiert (13 Parameter). Im Anschluss wurde der PSO-Algorithmus auf die verbleibenden acht Trajektorien mit festgesetzter Linac-Einstellung angewandt ($8 \cdot 6$ Parameter).

PSO trifft als Metaheuristik keine Annahmen über das zu lösende Problem, alle problemspezifischen Informationen sind in der Bewertungsfunktion $f(\mathbf{r}) = f\left(g_1^1, g_1^2, \dots\right)$ enthalten, die der Algorithmus verwendet, um einen Parametersatz einzuschätzen. Um diese zu berechnen wird die folgende Strategie verwendet:

1. Führe einen Simulationsdurchgang für den FRANZ-Linac und den Bunchkompressor mit den durch den Algorithmus gewählten Parametern durch.

2. Analysiere die Simulationsergebnisse und berechne hieraus $f(\mathbf{r})$.

Die Bewertungsfunktion besteht hierbei aus drei Einzelfunktionen

$$f := 4 \cdot f_{\text{Target}} + f_{\text{Apertur}} + f_{\text{Kicker}} \,.$$

- Ziel der Optimierung ist, die vom Experiment gestellten Anforderungen möglichst gut zu erfüllen. Die Kriterien werden in die Bewertungsfunktion auf folgende Weise einbezogen:

$$f_{\text{Target}} := \left(\frac{x_{\text{rms}}}{x_{\text{rms}}^{\text{soll}}}\right)^2 + \left(\frac{y_{\text{rms}}}{y_{\text{rms}}^{\text{soll}}}\right)^2 + \left(\frac{\tau_{\text{rms}}}{\tau_{\text{rms}}^{\text{soll}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{\text{rms}}}{\Delta E_{\text{rms}}^{\text{soll}}}\right)^2 .$$

  Für $x_{\text{rms}}^{\text{soll}}$ und $y_{\text{rms}}^{\text{soll}}$ wurde wie eingangs erwähnt die Hälfte des Targetradius von 5 mm, für $\tau_{\text{rms}}^{\text{soll}} = 1\,\text{ns}$ und für $\Delta E_{\text{rms}}^{\text{soll}}/E = 5\%$ verwendet.

- Bei obigen Rechnungen wurde die Funktion des LORASR-Programmes, Teilchen an eingegebenen Aperturen aus der Simulation zu entfernen, deaktiviert, um deren Füllgrad in die Bewertungsfunktion einbringen zu können. Der Füllgrad K_a der Apertur a wurde über das Maximum der 95%-Strahlenveloppe $X(z)$ beziehungsweise $Y(z)$ in einem Bereich $(z_a^{x,s}, z_a^{x,e})$ definiert. Diese sind in Abbildung 2.1 mit horizontalen Strichen markiert. $X_a^{\max}$ und $Y_a^{\max}$ geben die maximal erlaubte Ausdehnung des Strahls an.

$$K_a^x := \frac{\max_{z \in \left(z_a^{x,s}, z_a^{x,e}\right)} X(z)}{X_a^{\max}} \qquad K_a^y := \frac{\max_{z \in \left(z_a^{y,s}, z_a^{y,e}\right)} Y(z)}{Y_a^{\max}} \tag{2.4}$$

  Für f_{Apertur} wurde folgende Definition verwendet

$$f_{\text{Apertur}} := \sum_a N_a^x \tilde{f}(K_a^x) + \sum_a N_a^y \tilde{f}(K_a^y) \,. \tag{2.5}$$

  Um einen Einfluss der Anzahl der Bereiche, in denen die Enveloppe ausgewertet wird, auf die Bewertung zu vermeiden wurden die Normierungsfaktoren N_a^x und N_a^y so gewählt, dass die Aperturen in allen verbauten Geräten (IH, CH, QP1, ...) sowohl untereinander als auch in horizontaler und vertikaler Richtung gleichgewichtet sind. So wurde beispielsweise für ein Quadrupoltriplett $N^x = N^y = \frac{1}{3}$ (3 Auslesebereiche sowohl vertikal als auch horizontal) gewählt, aber für die inneren Bunchkompressordipole, bei denen die vertikale Apertur konstant ist, die horizontale jedoch anwächst, $N^x = \frac{1}{3}$ und $N^y = 1$ gewählt (3 Auslesebereiche horizontal bei Eingang, Mitte und Ausgang des Dipols, jedoch nur eine vertikal).

  Die Funktion $\tilde{f}$ bewertet den Füllgrad einer einzelnen Apertur. Als erster Versuch wurde hier die Heavisidesche Sprungfunktion $\theta(x)$ verwendet. Diese besitzt jedoch

eine Reihe von Nachteilen. Zum einen kann der Optimierungsalgorithmus, sollte es für die Verteilung am Target von Vorteil sein, eine Apertur vollständig ausfüllen. Dies ist nicht wünschenswert, es sollte stets Spielraum zur Verfügung stehen. Dieser sollte allerdings nicht fest vorgegeben, sondern vom Algorithmus reduzierbar sein, sollte sich hierdurch am Target ein bedeutender Vorteil ergeben. Aus diesem Grund wurde stattdessen die Fermifunktion gewählt, um die harte Kante von $\theta(x)$ aufzuweichen. Weiterhin könnte der konstante Verlauf der Funktion bei großen Argumenten x zu vielen Optimierungsfehlschlägen führen, da Lösungen weitab von sinnvollen Einstellungen gleich oder ähnlich bewertet würden. Aus diesem Grund wurde eine Fermi-Funktion mit einem anschließenden linearen Anstieg zu großen Werten für $\tilde{f}$ gewählt:

$$n(x) := 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{x-1}{T}\right)}$$

$$\tilde{f}(x) := 2n(x)\theta(x_c - x) + 2\left(\left.\frac{\mathrm{d}n(x)}{\mathrm{d}x}\right|_{x=x_c} \cdot (x - x_c) + n(x_c)\right)\theta\left(x - x_c\right) .$$

Höhere Werte des Parameters T führen dazu, dass Rechnungen mit Füllgraden in der Nähe von 100% stärker bestraft werden. $T = 0{,}07$ wurde gewählt, damit $n(0{,}9) = 0{,}2$ und somit eine Ausnutzung einer Apertur zu 90% zu einem Beitrag von 0,4 zur Bewertungsfunktion führt. $x_c = 1{,}16$ wurde so gewählt, dass der lineare Anstieg an dem Punkt beginnt, an dem die Fermi-Funktion $n(x)$ den Wert 0,9 annimmt. Der Verlauf der Funktion ist in Abbildung 2.3b dargestellt.

Für die Maximalwerte in (2.4) wurden im Bunchkompressor in der horizontalen Richtung die Hälfte des geringeren der beiden Abstände zwischen zwei Trajektorien aus Tabelle 1.1 verwendet. In vertikaler Richtung wurde $Y^{\max}_{\mathrm{D1\ldots D4}}$ zu 25 mm gewählt, so dass im Vergleich mit den vorläufigen technischen Entwürfen aus [3] Platz für eine Vakuumkammer mit 5 mm Wandstärke verbleibt. Für den Multiaperturrebuncher wurde die Apertur in horizontaler Richtung auf 15 mm, in vertikaler Richtung auf das Doppelte festgesetzt. Die Gründe hierfür werden in Abschnitt 3.1.2 erläutert.

- Um zu erreichen, dass weniger als 5% des Strahls am mit einem externen Programm [3] berechneten Kicker verloren gehen, wurde ein zusätzlicher Beitrag f_{Kicker} eingefügt.

$$f_{\mathrm{Kicker}} := 1000 \cdot \left(\frac{\Delta N}{N} - 5\%\right)\theta\left(\frac{\Delta N}{N} - 5\%\right) .$$

Mit dieser Bewertungsfunktion wurden eine Vielzahl von Optimierungsläufen unternommen. Typische PSO-Teilchenzahlen waren $M = 50 \ldots 300$ mit bis zu 300 Iterationen. Die Werte der Gradienten g^i_t der drei baugleichen Quadrupoltripletts wurden auf 0,6 T/cm begrenzt. Die Kantenwinkel wurden jeweils auf $\pm 45°$ um die geometrischen Kantenwinkel ψ^g, die effektiven Spannungen der Rebuncherkavitäten auf $U_{\mathrm{ch}} \leq 500\,\mathrm{kV}$, $U_{\mathrm{ma}} \leq 150\,\mathrm{kV}$ und $U_{\mathrm{ff}} \leq 200\,\mathrm{kV}$ beschränkt.

Wie im nächsten Abschnitt dargelegt wird, lassen sich mit einer so definierten Bewertungsfunktion sinnvolle Ergebnisse erhalten. Deren Definition – besonders das Einbringen der Apertur über die Ausmaße der 95%-Enveloppen – ist jedoch willkürlich getroffen. Hier könnten in Zukunft andere Wege untersucht werden: möglich wäre beispielsweise die Bewertung über den Teilchenverlust an Aperturen, wie bereits für den Kicker verwendet. Dies war in der vorliegenden Arbeit aufgrund der fehlenden Implementierung von Teilchenverlusten in den Dipolen in LORASR nicht möglich.

2.2.3 Diskussion der gefundenen Lösung

Aus der Vielzahl an Optimierungsläufen ergaben sich einige Parametersätze, bei denen sich die Werte der Bewertungsfunktion nur geringfügig voneinander unterschieden. Von diesen wurde eine Lösung zur weiteren Untersuchung ausgewählt. Die Strahlenveloppe der fünften Trajektorie für diese optimierten Einstellungen wurde bereits in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Enveloppen aller neun Trajektorien sind in Abbildung 2.4 zu sehen. Tabelle 2.1 enthält die gewählten Parameter, welche in Abbildung 2.5 grafisch dargestellt sind.

Die Kanten des zweiten Dipols wurden vom Algorithmus so gewählt, dass die Strahltaille in der Mitte des Multiaperturrebunchers liegt. Dazu wird es nötig die erste Kante, welche, wenn auf ihrem geometrischen gegebenen Wert belassen, in vertikaler Richtung zu stark fokussiert, um bis zu 21,3° in negativer Richtung zu verkippen.

Bei diesen Einstellungen füllen 95% des Strahls am Ende des Multiaperturrebunchers in horizontaler Richtung zwischen 75% ($\hat{=}$22,5 mm) und 85% ($\hat{=}$25,5 mm) der Apertur der Breite 30 mm aus. In vertikaler Richtung besitzt die 95%-Enveloppe des Strahls beim Durchgang durch den Multiaperturrebuncher eine maximale Ausdehnung von 32 mm. Die in Tabelle 2.2b vermerkten Werte des Füllgrads der Apertur sind für die im folgendenden Kapitel gewählte Höhe der Driftröhren des Multiaperturrebunchers von 45 mm angegeben.

Die Kantenwinkel des dritten Dipols werden zur Fokussierung des Strahls auf das Target verwendet. Auf den drei kürzeren Trajektorien werden die Teilchenpakete durch beide Dipolkanten vertikal fokussiert um ein zu starkes Aufweiten des Strahls im Dipol zu vermeiden. Auf den anderen sechs Trajektorien liegen die Kanten im schwach positiven Bereich und defokussieren somit nur schwach in der horizontalen Ebene.

Die effektiven Spannungen der Rebuncher sind in Abbildung 2.5b dargestellt. Die gefundene Einstellung des Multiaperturrebunchers lässt sich gut mit einer linearen Funktion

$$U_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{soll}}(t) = U_5\,(t-5) + U_0$$

mit $U_5 = 3{,}74\,\mathrm{kV}$ und $U_0 = 129{,}8\,\mathrm{kV}$ fitten. Es wird somit ein linearer Anstieg der Spannung von 114,8 kV auf der längsten zu 144,8 kV auf der kürzesten Trajektorie benötigt. Die Spannung am Final-Focus-Rebuncher wurde durch den Algorithmus für alle Trajektorien ungefähr gleich gewählt. Für die Auslegung der Rebuncherkavität wurde deshalb der Mittelwert der in Tabelle 2.1 angegebenen Werte, $U_{\mathrm{ff}} = 112\,\mathrm{kV}$, angenommen.

Abbildung 2.6 zeigt die wichtigen Kenngrößen der Teilchenpakete am Target. Die gewählte Lösung ist in horizontaler und vertikaler Richtung asymmetrisch, der Strahl-

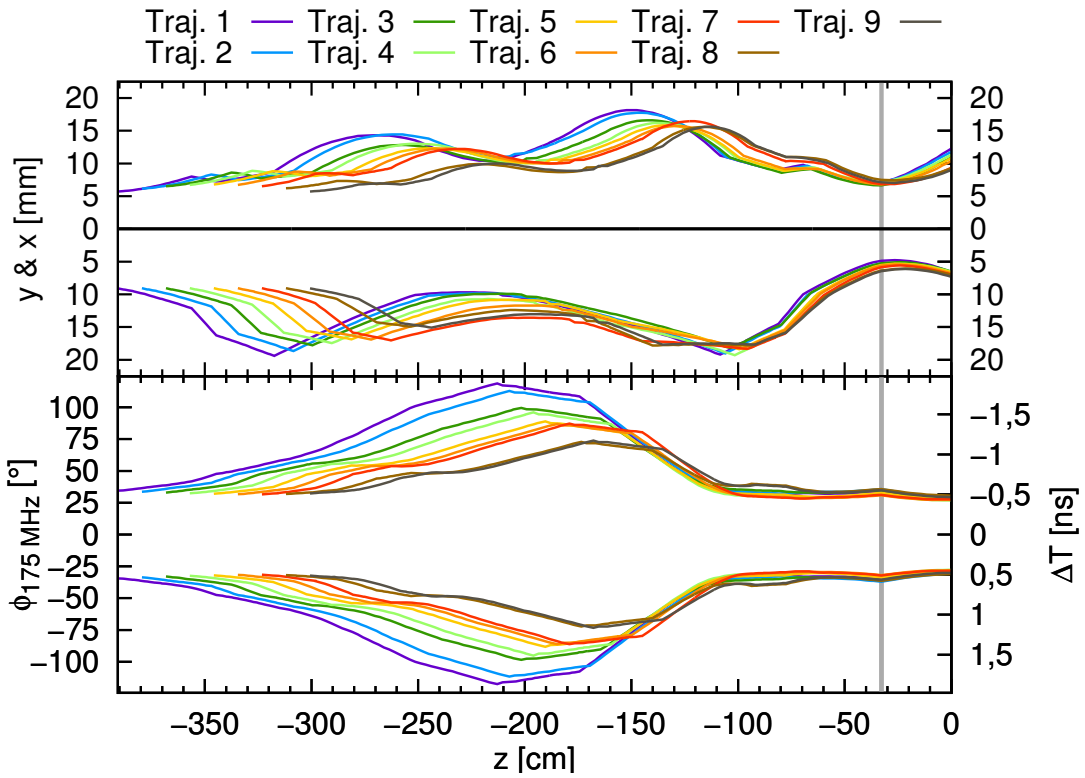


Abbildung 2.4: Strahlenveloppen aller Trajektorien, welche aufgrund des Längenunterschiedes jeweils um $\beta\lambda$ zueinander verschoben worden.

t	ψ_{21}	$(\Delta\psi_{21})$ [°]	ψ_{22}	$(\Delta\psi_{22})$ [°]	ψ_{31}	$(\Delta\psi_{31})$ [°]	ψ_{32}	$(\Delta\psi_{32})$ [°]	U_{ma} [kV]	U_{ff} [kV]
1	38,0	(−11,1)	−14,5	(−22,0)	1,9	(−5,6)	40,0	(−9,1)	114,5	120,8
2	36,6	(−11,9)	−12,1	(−19,6)	2,8	(−4,7)	38,6	(−9,9)	116,7	116,1
3	32,6	(−15,1)	−6,9	(−14,4)	5,4	(−2,1)	35,7	(−12,0)	123,1	108,1
4	31,1	(−15,7)	−9,2	(−16,7)	9,3	(1,8)	33,2	(−13,6)	129,5	114,1
5	28,7	(−17,1)	−4,9	(−12,4)	9,2	(1,7)	32,2	(−13,6)	133,3	109,4
6	26,2	(−18,3)	−3,2	(−10,7)	10,6	(3,1)	29,4	(−15,2)	130,9	110,0
7	22,5	(−20,7)	−0,7	(−8,2)	15,3	(7,8)	23,7	(−19,5)	129,6	111,5
8	20,1	(−21,7)	−1,4	(−8,9)	21,1	(13,6)	19,2	(−22,5)	145,5	105,8
9	18,8	(−21,3)	0,9	(−6,6)	19,6	(12,1)	18,7	(−21,4)	145,5	112,6

Tabelle 2.1: Durch den PSO-Algorithmus ermittelte ideale Werte für Kantenwinkel $\psi_{ij}(t)$, deren Abweichung $\Delta\psi_{ij}(t) = \psi_{ij}(t) - \psi^g_{ij}(t)$ von den in Tabelle 1.1 angegebenen geometrischen Kantenwinkeln $\psi^g_{ij}(t)$ und die effektiven Spannungen der Rebuncherkavitäten U_{ma} und U_{ff}.

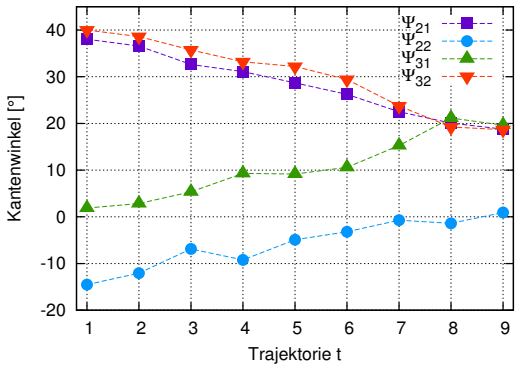
g_1^1	0,6 T/cm
g_1^2	0,54 T/cm
g_2^1	0,46 T/cm
g_2^2	0,56 T/cm
g_3^1	0,38 T/cm
g_3^2	0,42 T/cm
U_{ch}	259,6 kV

(a) Einstellungen am Linearbeschleuniger.

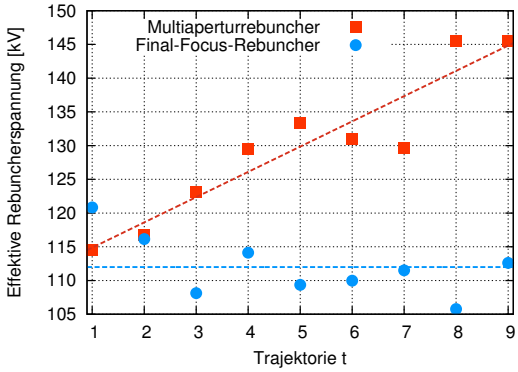
t	K^x_{D1}	K^y_{D1}	K^x_{D2}	K^y_{D2}	K^x_{D3}	K^y_{D3}	K^x_{D4}	K^y_{D4}	K^x_{ma}	K^y_{ma}
1	61,1	66,2	69,9	77,6	90,0	76,8	75,8	59,8	84,6	49,5
2	62,7	65,2	69,1	74,7	86,5	76,1	73,8	60,9	87,1	50,5
3	63,7	64,3	63,8	71,1	80,9	72,8	70,7	59,7	82,1	50,4
4	64,7	64,1	63,3	69,8	79,2	77,1	70,8	64,9	80,7	58,6
5	62,8	62,9	59,5	67,4	74,3	73,5	67,1	62,8	81,0	57,6
6	60,2	63,3	58,3	67,6	72,5	72,9	65,4	62,9	80,3	61,2
7	55,8	63,9	56,1	68,1	75,9	73,3	69,6	65,2	81,0	70,6
8	45,7	57,5	42,4	59,7	71,5	71,3	67,1	63,9	72,7	71,6
9	42,6	58,1	43,0	60,3	71,3	70,7	68,2	64,8	74,7	71,9

(b) Füllgrade in %.

Tabelle 2.2: Einstellungen des Linearbeschleunigers und Füllgrade berechnet nach (2.4) jeweils über die Länge des kompletten Magneten beziehungsweise des Rebunchers.

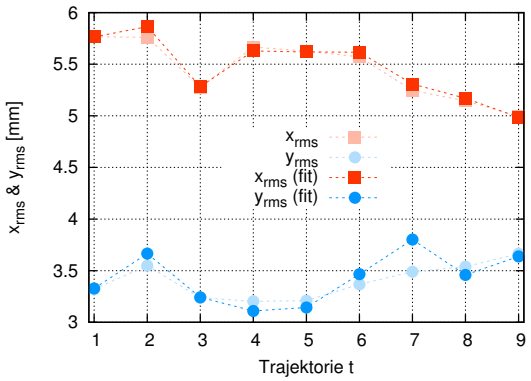


(a) Kantenwinkel ψ.

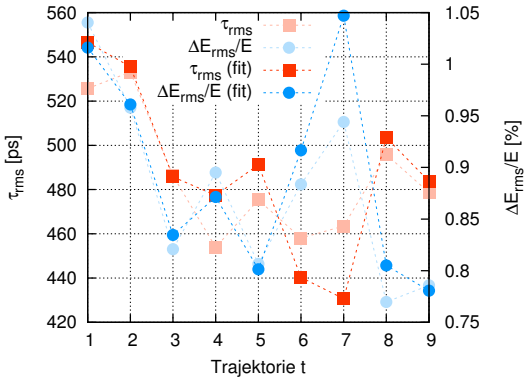


(b) Rebuncherspannungen U_{ma} und U_{ff}.

Abbildung 2.5: Grafische Darstellung der Daten aus Tabelle 2.1.



(a) Transversal.



(b) Longitudinal.

Abbildung 2.6: Strahlparameter des Optimierungsergebnisses am Target für alle neun Trajektorien sowohl für die unmodifizierten Ergebnisse als auch mit gefitteten Spannungen.

fleck am Target der neun Trajektorien liegt in horizontaler Richtung im Mittel bei ±5,4 mm und in vertikaler Richtung bei ±3,4 mm. Der Grund für diese Wahl liegt darin, dass das in LORASR verwendete Spaltmodell für den Final-Focus-Rebuncher eine zu starke horizontale Defokussierung vorhersagt, wie sich in Abschnitt 3.2.4 herausstellen wird. Sowohl die Pulslänge, welche im Mittel über die Trajektorien $\langle \tau_{\mathrm{rms}} \rangle = 0{,}5\,\mathrm{ns}$ beträgt, als auch die mittlere Energieunschärfe $\langle \Delta E_{\mathrm{rms}}/E \rangle = \pm 0{,}9\%$ liegen unter den Anforderungen von einer Nanosekunde beziehungsweise ±5%.

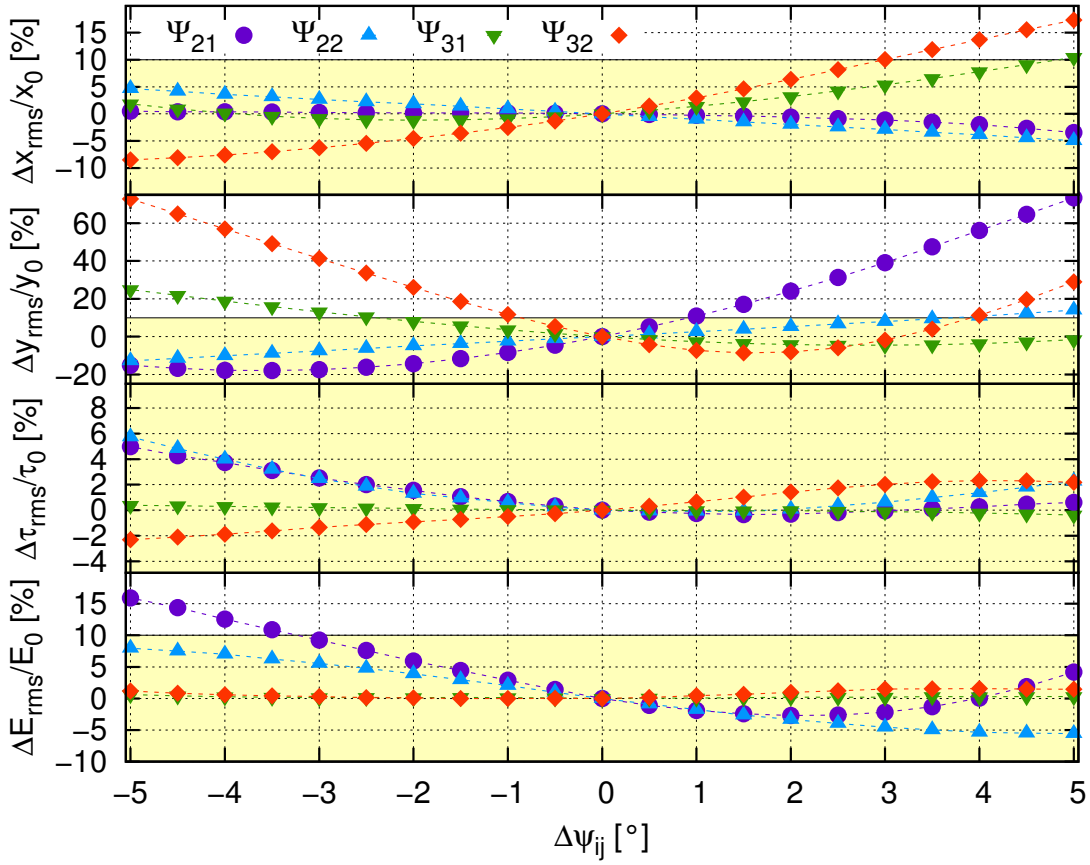


Abbildung 2.7: Abweichung der Strahleigenschaften am Target auf der fünften Trajektorie bei Abweichung $\Delta\psi$ der Kantenwinkel. Die Größen mit Index 0 bezeichnen die entsprechenden Werte im optimierten Fall. Die gelbe Unterlegung markiert die Bereiche, in denen die Größen sich weniger als 10% am Target verschlechtert haben.

Zuletzt wurde untersucht, wie sich Abweichungen einzelner Kantenwinkel auf die Strahleigenschaften am Target auswirken. Hierzu wurde die fünfte Trajektorie verwendet. Da die Strahldynamik der anderen Trajektorien ähnlich ist, sollte das Verhalten auf allen Trajektorien qualitativ gleich sein. Die Auswirkungen von Fehlern im Linearbeschleuniger auf die dem Bunchkompressor übergebene Teilchenverteilung und deren

Auswirkung auf die Strahlqualität am Neutronenproduktionstarget sollte in einer weiterführenden Arbeit untersucht werden.

Die erste Dipolkante des zweiten Dipols ψ_{21} besitzt einen großen Einfluss auf die vertikale Ausdehnung des Strahls am Target, insbesondere zu positiven Abweichungen (wenn also der Kantenwinkel näher am geometrischen Wert liegt). In diesem Fall wird der Strahl in vertikaler Richtung stärker fokussiert und erreicht den dritten Dipol mit einer wesentlich geringeren Ausdehnung. Durch die höheren Raumladungskräfte verschiebt sich die Strahltaille näher zum letzten Dipol und der Strahl weitet sich schließlich stark auf. Bei negativer Abweichung des Kantenwinkels ergibt sich nur eine geringe Verbesserung, da der Strahl zunehmend vertikal überfokussiert wird. Weiterhin ist eine negative Abweichung des Kantenwinkels problematisch, da bei $\Delta\psi_{21} = -5^\circ$ 95% des Strahls bis zu 98% der vertikalen Apertur des dritten Dipols benötigen.

In der horizontalen Ebene ist der Einfluss von ψ_{21} mit weniger als 5% bei einer Abweichung von $\pm 5^\circ$ gering. Aufgrund der begrenzten Breite der Driftröhren des Multiaperturrebunchers ist es hier wichtig, dass der Kantenwinkel nicht stark zu positiven Winkeln abweicht. Bei $\Delta\psi_{22} = 5^\circ$ steigt der Füllgrad von 81% auf 89% an.

Einen weiteren großen Einfluss besitzt die letzte Kante des dritten Dipols. Weicht der Kantenwinkel zu positiveren Werten, in Richtung des geometrischen Kantenwinkels, ab, so wird der Strahl in horizontaler Richtung zu schwach fokussiert und in der vertikalen Richtung überfokussiert. Bei einer umgekehrten Abweichung ist die Fokussierung in vertikaler Richtung zu schwach.

Der Einfluss der inneren Dipolkanten ψ_{22} und ψ_{31} auf die Größe des Strahlflecks am Target ist geringer als derjenige der beiden äußeren Kanten. Für ψ_{22} sollte jedoch eine Abweichung zu positiveren Winkeln vermieden werden: in diesem Fall wird der Strahl vor dem Multiaperturrebuncher stärker defokussiert und es wird ein Füllgrad bis zu 97% bei $\Delta\psi_{22} = 5^\circ$ erreicht.

Sollte eine geringere Verschlechterung am Target als 10% gewünscht sein, so kann man aus Abbildung 2.7 ablesen, dass gelten sollte

$$-3{,}2^\circ < \Delta\psi_{21} < 1^\circ,\ -5^\circ \lesssim \Delta\psi_{22} < 3{,}7^\circ,\ -2{,}3^\circ < \Delta\psi_{31} < 4{,}9^\circ \text{ und } -0{,}9^\circ < \Delta\psi_{32} < 3^\circ\,.$$

Insgesamt zeigt y_{rms} eine wesentlich stärkere Abhängigkeit von den Kantenwinkeln als x_{rms} und beschränkt vor allem die Abweichungen der äußeren Kantenwinkel. Dies hängt damit zusammen, dass diese in der vertikalen Ebene die einzige Möglichkeit darstellen den Strahl zu fokussieren.

3 Design der Rebuncherkavitäten

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die für die Rebuncherkavitäten benötigten Spannungen festgelegt wurden, sollen im folgenden Designs für die beiden benötigten Rebuncherkavitäten gefunden werden, welche die von der Strahldynamik gestellten Anforderungen erfüllen.

Für die Simulation der Kavitäten wurde der Eigenmoden-Löser des Programms Microwave Studio der Firma CST [28] verwendet. Durch die Approximation der Maxwell-Gleichungen auf einem orthogonalen Gitter können hier, hauptsächlich für nicht parallel zu den Gitterlinien liegende Geometrien, Fehler entstehen. Wie in [29, Kap. 6] dargelegt wird, lassen sich jedoch mit hoher Gitterzellenzahl bei ansteigenden Rechenzeiten genauere Ergebnisse für Frequenz und Shuntimpedanz erzielen. Zur Reduktion des Rechenaufwandes wurde bei der Optimierung der Kavitäten meist mit einer geringeren Auflösung gerechnet als nötig gewesen wäre um *absolut* verlässliche Werte zu erhalten. Aus diesem Grund werden im Folgenden Shuntimpedanzen stets relativ zueinander angegeben. Eine Leistungsabschätzung folgt am Ende des Kapitels für jeden Rebuncher.

3.1 Der Multiapertur-Rebuncher

Auf der Symmetrieachse wird, wie im vorangegangenen Kapitel dargelegt, eine longitudinale Fokussierung mit 87,5 MHz auf insgesamt neun Trajektorien benötigt. Da neun getrennte Rebuncher aufgrund der geringen transversalen Abstände keine technisch realisierbare Option darstellen, wird eine Kavität mit neun Aperturen – ein Multiapertur-Rebuncher – benötigt. In einer vorangegangenen Arbeit [6] wurde bereits ein Konzept zur technischen Umsetzung ausgewählt und unter vereinfachenden Annahmen, wie einem konstanten Trajektorienabstand und konstanter Spannung auf den einzelnen Trajektorien, untersucht. Dieses wird im Folgenden vorgestellt und im Anschluss auf die Bedürfnisse der derzeitigen Bunchkompressor-Geometrie angepasst.

3.1.1 Konzept

Die neun Teilchenpakete, welche durch den Kompressor zu einem hochintensiven Puls zusammengeführt werden, verlassen den Linearbeschleuniger mit einem longitudinalen Abstand von $\beta\lambda_{175\,\mathrm{MHz}} = 11{,}25\,\mathrm{cm}$. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus des Bunchkompressors um die Mittelachse muss sich dieser Abstand hier halbiert haben. Die einzelnen Teilchenpakete treffen also mit einem longitudinalen Abstand von $\beta\lambda_{175\,\mathrm{MHz}}/2 = \beta\lambda_{87{,}5\,\mathrm{MHz}}/4 = 5{,}63\,\mathrm{cm}$ an der Multiapertur-Kavität ein. Damit alle Bunche die Rebunchersplate zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs des elektrischen Feldes erreichen ($\varphi_s = -90°$), wird es deshalb nötig die einzelnen Beschleunigungsspalte von Trajektorie zu

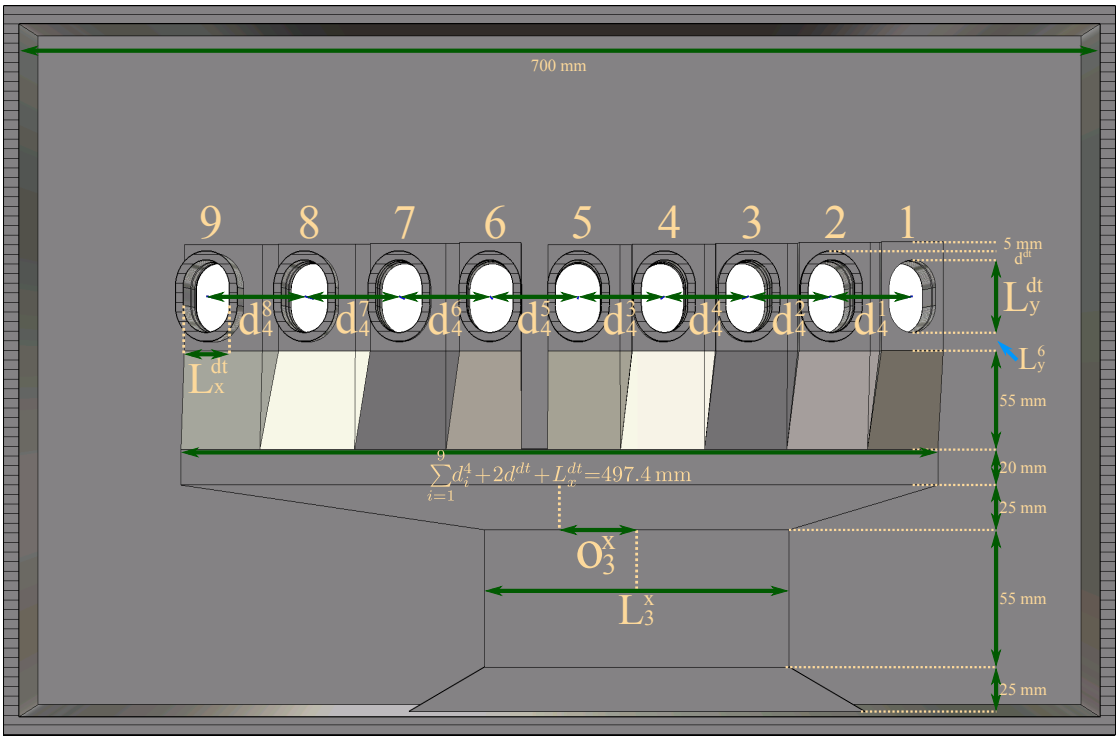


Abbildung 3.1: Vorderansicht des Multiaperturrebunchers.

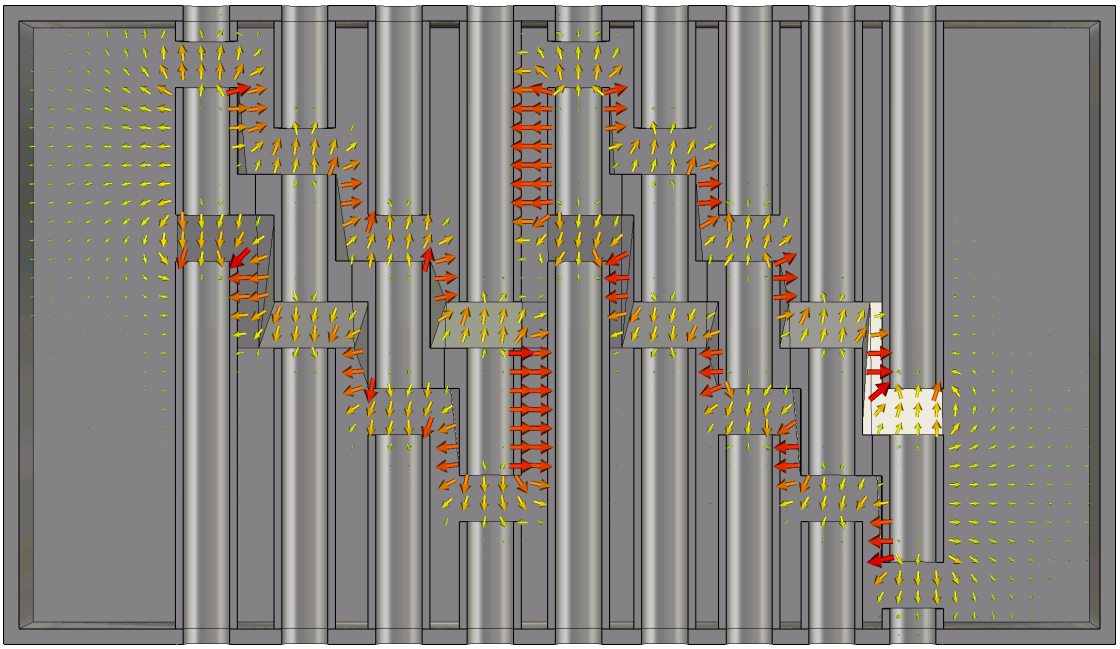


Abbildung 3.2: Aufsicht auf den Multiaperturrebuncher.

Trajektorie um $\beta\lambda_{87{,}5\,\mathrm{MHz}}/4$ zu versetzen. Für die Strahldynamik ist lediglich die Phase, zu welcher die Teilchen den Beschleunigungsspalt durchlaufen, relevant. Deshalb können einzelne Trajektorien immer um Vielfache von $\beta\lambda_{87{,}5\,\mathrm{MHz}}$ versetzt werden um die selbe Bedingung zu erfüllen. In [6] wurde dies ausgenutzt, um den Resonator so kurz wie möglich zu halten, indem die Driftröhren in zwei Gruppen von jeweils vier und eine einzelne Driftröhre aufgeteilt und versetzt wurden.

3.1.2 Spannungsverteilung und weitere Anpassungen

In Kapitel 2 wurde bereits festgelegt, dass die Rebuncherspannung linear mit der Trajektorienzahl $t = 1 \ldots 9$ zunehmen sollte

$$U_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{soll}}(t) = U_5\,(t-5) + U_0\,.$$

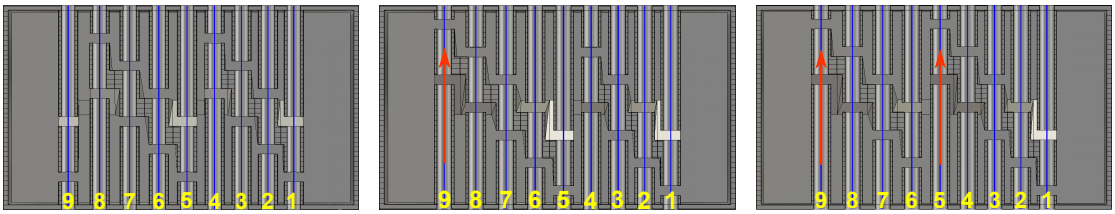
Tabelle 3.1 führt die benötigten Spannungen für die neun Trajektorien für $U_5 = 3{,}74\,\mathrm{kV}$ und $U_0 = 129{,}8\,\mathrm{kV}$ auf. Weiterhin enthält diese die Abstände der Trajektorien auf der Mittelachse für die in Abbildung 1.1 gezeigte Bunchkompressorgeometrie, welche in das Microwave Studio-Modell übernommen wurden. Aufgrund der insgesamt größeren Abstände als in [6] ergibt sich hierdurch ein Anstieg der Shuntimpedanz der Kavität um 18% auf $1{,}8\,\mathrm{M\Omega}$.

Trajektorie	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Abstand zwischen Trajektorien d_4^t [mm]		52,5	53,5	54,6	55,8	57,3	59	61,1	63,6
Abstand zwischen Driftröhren [mm]		12,5	13,5	14,6	15,8	17,3	19	21,1	23,6
Spannung [kV]	114,9	118,6	122,4	126,1	129,8	133,6	137,3	141,1	144,8

Tabelle 3.1: Für den Multiapertur-Rebuncher relevante Parameter des Bunchkompressors.

Durch die bereits erwähnte Eigenschaft, dass sich die Driftröhren auf den einzelnen Pfaden im Multiapertur-Rebuncher um $\beta\lambda_{87{,}5\,\mathrm{MHz}}$ versetzen lassen, ohne eine Änderung der strahldynamischen Eigenschaften zu erhalten, werden eine Reihe von unterschiedlichen Anordnungen der Driftröhren möglich. Die in dieser Arbeit untersuchten Varianten sind in Abbildung 3.3 dargestellt.

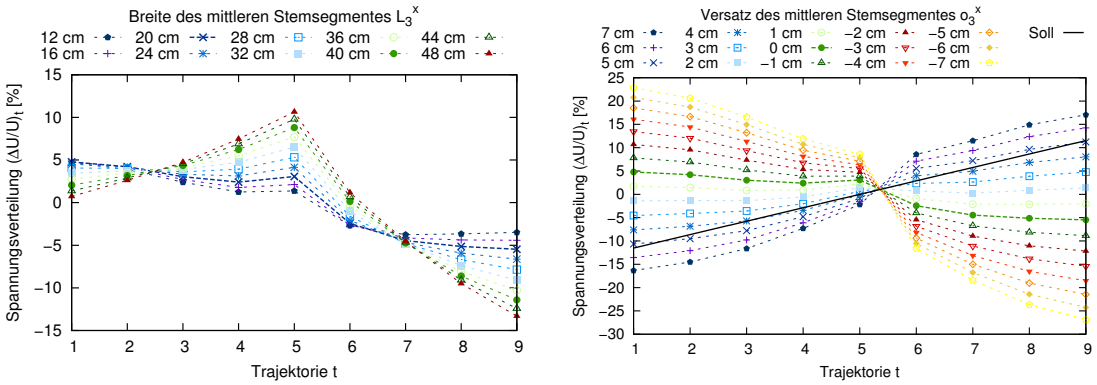
Die Variante „441“, bei der die neunte Driftröhre um eine weitere Hochfrequenzperiode zurückversetzt ist, besitzt mit $5/4 \cdot \beta\lambda_{87{,}5\,\mathrm{MHz}} + L_{\mathrm{spalt}} = 28{,}1\,\mathrm{cm} + L_{\mathrm{spalt}}$ die kürzeste mögliche Länge. Sowohl die Variante „45“ und als auch „54“ sind um $\beta\lambda_{87{,}5\,\mathrm{MHz}}/4 = 5{,}63\,\mathrm{cm}$ länger. Bei diesen verläuft jedoch nur noch eine, anstatt zwei Driftröhren, in voller Länge neben einer Driftröhre auf unterschiedlichem Potential, wodurch sich die Kapazität und in Folge die Leistungsaufnahme reduzieren sollte. Im Folgenden wird untersucht, welche der drei Varianten im Hinblick auf Spannungsverteilung und Leistungsverbrauch am besten geeignet ist.



(a) „441“ (b) „45“ (c) „54“

Abbildung 3.3: Die drei untersuchten Driftröhrenanordnungen. Die roten Pfeile markieren jeweils die im Vergleich zur Variante „441“ versetzten Driftröhren.

In [6] wurde bereits ein möglicher Parameter zur Änderung der Spannungsverteilung gefunden: die Breite L_3^x des Innenleiters verändert die „Krümmung“ der Spannungsverteilung wie in Abbildung 3.4a dargestellt. Ist der Stem genauso breit wie der aufsitzende Driftröhrenaufbau, so erhält man eine Überhöhung der effektiven Spannung auf der mittleren Trajektorie. Je schmaler dieser wird, desto linearer wird die Spannungsverteilung. Man kann weiterhin erkennen, dass die Spannung ohne weitere Maßnahmen auf der Seite der längeren Trajektorien im Mittel höher liegt als auf den kürzeren Trajektorien, was nicht erwünscht ist. Diese Erhöhung war bei den vorangegangenen Rechnungen mit konstantem Trajektorienabstand nicht vorhanden und entsteht aufgrund der höheren Kapazität durch die geringeren transversalen Abstände zwischen den längeren Trajektorien.



(a) L_3^x bei $o_3^x = 0\,\mathrm{cm}$. (b) o_3^x bei $L_3^x = 18\,\mathrm{cm}$.

Abbildung 3.4: Geometrische Parameter des Multiaperturrebunchers, mit welchen sich die Spannungsverteilung einstellen lässt (Variante „54“).

Versetzt man das mittlere Element des Stems (Parameter o_3^x) in Richtung der längeren Trajektorien, so erhöht sich die Länge des Strompfades zu den Driftröhren auf den kürzeren Trajektorien. Fasst man die Driftröhren in einem stark vereinfachten Bild als „Spannungsabgriffe“ auf einem mit einer sinus-viertelwellenförmigen Spannungsverteilung belegten Innenleiter [30, Abschnitt 2.3.5, S. 95] auf, so ist anschaulich verständlich,

Variante	L_3^x	o_3^x	R_{sh}	$\sigma_{\frac{\Delta U}{U}}$	$\max\limits_{t=1\ldots9}\left(\frac{\Delta U}{U}\right)_t$
441	203,2 mm	36 mm	1,43 MΩ	0,9%	1,9%
45	138,8 mm	49 mm	1,34 MΩ	1,6%	3,1%
54	212,3 mm	48,6 mm	1,53 MΩ	1,2%	1,7%

Tabelle 3.2: Ergebnis der Optimierung der Spannungsverteilung für die drei in Abbildung 3.3 gezeigten Varianten.

dass die Spannungen durch Verschiebung des Stems auf den kürzeren Trajektorien im Vergleich zu den längeren ansteigen. Weiterhin sollte die Resonanzfrequenz des Resonators sinken. Diese Auswirkungen werden auch in der Simulation beobachtet. Abbildung 3.4b zeigt, wie sich mittels dieser Anpassung die Spannungsverteilung an die gewünschte angleichen lässt.

Die drei Varianten wurden auf eine möglichst geringe quadratische Abweichung $\sigma_{\frac{\Delta U}{U}}$ von der gewünschen Spannungsverteilung optimiert. Die Shuntimpedanz R_{sh} und die quadratische Abweichung $\sigma_{\frac{\Delta U}{U}}$ von der Sollspannungsverteilung wurden wie folgt definiert:

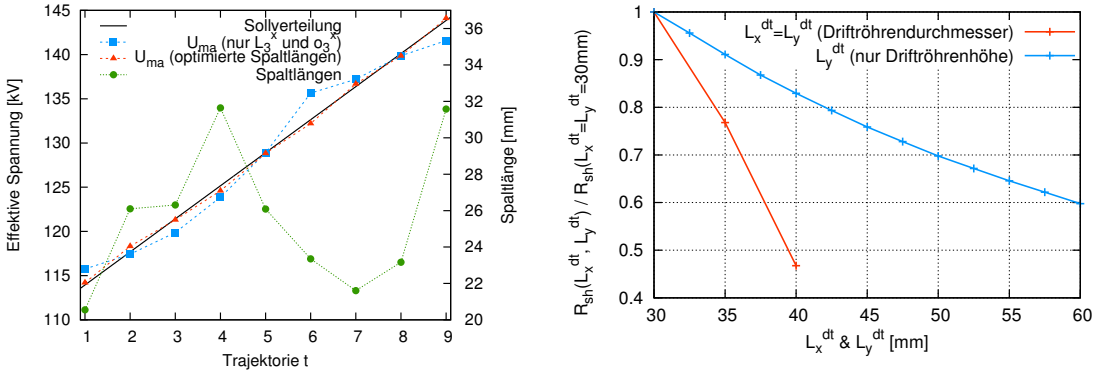
$$R_{\mathrm{sh}} = \frac{\overline{U_{\mathrm{eff}}}^2}{P}\,, \quad \overline{U_{\mathrm{eff}}} = \frac{1}{9}\sum_{t=1}^{9} U_{\mathrm{eff}}(t)\,,$$

$$\left(\frac{\Delta U}{U}\right)_t = \frac{U_{\mathrm{eff}}(t)}{\overline{U_{\mathrm{eff}}}} - \frac{U_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{soll}}(t)}{U_0}\,, \quad \sigma_{\frac{\Delta U}{U}} = \sqrt{\frac{1}{9}\sum_{t=1}^{9}\left(\frac{\Delta U}{U}\right)_t}\,.$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Die „54“-Variante besitzt die höchste Shuntimpedanz der drei Möglichkeiten, allerdings eine etwas größere mittlere Abweichung der Spannungsverteilung als Variante „441“. Die Gruppierung der Driftröhren in „45“ ist aufgrund der niedrigeren Shuntimpedanz, schlechteren Spannungsverteilung und der geringen Breite des Stems keine sinnvolle Option. Für die weiteren Untersuchungen wurde die Variante „54“ ausgewählt.

Sollte eine geringere Abweichung der Spannungsverteilung von Nöten sein, so lässt sich diese durch Variation der Spaltlängen weiter optimieren. Die so erhaltene Spannungs- und Spaltlängenverteilung weicht nur noch um $\sigma_{\frac{\Delta U}{U}} = 0{,}3\%$ von der Sollverteilung ab und ist in Abbildung 3.5a zusammen mit den verwendeten Spaltlängen im Vergleich mit der Optimierung ohne Anpassung der Spaltlängen gezeigt.

In Kapitel 2 wurde die Strahlenveloppe in horizontaler Richtung auf 15 mm Breite begrenzt, während der Algorithmus in vertikaler Richtung großen Spielraum erhielt. Dies wird durch die in Abbildung 3.5b dargestellte Shuntimpedanz des Rebunchers mit unterschiedlicher Driftröhrengröße und -form motiviert. Variiert wurden zum einen die Innendurchmesser der Driftröhren und zum anderen lediglich die Driftröhreninnenhöhe bei einer Driftröhreninnenbreite von $L_x^{\mathrm{dt}} = 30\,\mathrm{mm}$. Zu erkennen ist, dass die Shuntimpedanz bei einer Erhöhung des Innendurchmessers aufgrund der zu den Seiten zunehmenden Kapazität der Driftröhren schnell abnimmt. Deshalb wurde eine „rechteckige“



(a) Optimierung der Spannungsverteilung mit und ohne Veränderung der Spaltlängen.

(b) Shuntimpedanz R_{sh} rechteckiger und runder Driftröhren.

Abbildung 3.5: Optimierte Spannungsverteilung und Einfluss der Driftröhrenform und -ausmaße auf die Shuntimpedanz.

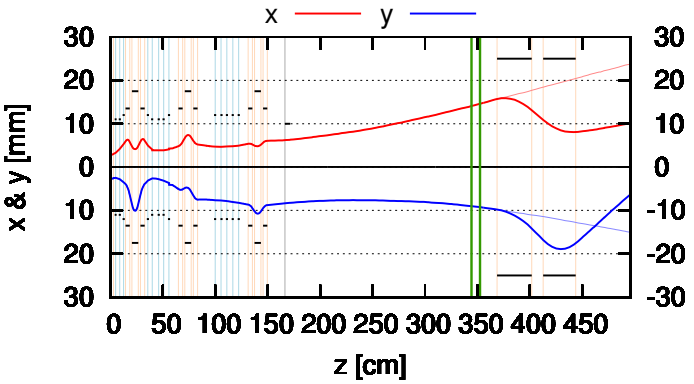
Driftröhrenform mit $L_x^{\mathrm{dt}} = 30\,\mathrm{mm}$ und $L_y^{\mathrm{dt}} = 45\,\mathrm{mm}$ gewählt, bei der die Abnahme der Shuntimpedanz mit 24% im tolerablen Bereich liegt. Weiterhin wurde der Strahl im vorangegangenen Kapitel auf eine geringe horizontale Ausdehnung optimiert.

3.1.3 Strahldynamik im Aktivierungsmodus

Wie in der Darstellung der Bunchkompressorgeometrie in Abbildung 1.1 zu sehen ist, müssen am Multiaperturrebuncher besondere Vorkehrungen getroffen werden, um den Strahl in Geradeausrichtung transportieren zu können. Der Strahl schneidet die Kavität bei der derzeitigen Länge von 39,3 cm (ohne Berücksichtigung der Wandstärke) bei einem Abstand von 7,8 cm von der äußersten Trajektorie.

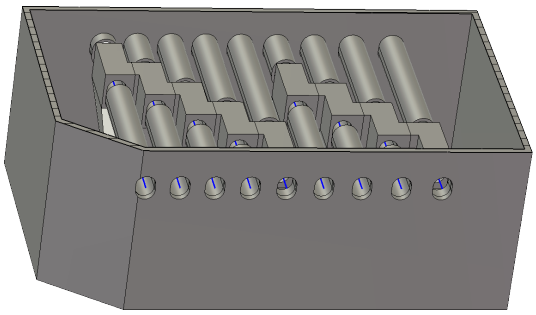
Um eine Abschätzung für die Ausdehnung des Strahls und somit für die Größe des benötigten Auslasses im Multiaperturrebuncher zu erhalten, wurde die Strahldynamik bei 30 mA mittels LORASR berechnet und mit dem im letzten Kapitel vorgestellten Verfahren auf einen geringen Strahlfleck am Aktivierungstarget optimiert. Für die Fokussierung auf das Aktivierungstarget wurden die Daten eines zur Verfügung stehenden Quadrupoldubletts mit 33,1 cm effektiver Länge, 5 cm Apertur und einem maximalen Gradienten von $0{,}245\,\frac{\mathrm{T}}{\mathrm{cm}}$ eingegeben. Das Dublett wurde so positioniert, dass zwischen Rebuncherwand und der Kante des Dubletts 5 cm Platz verbleiben, der Strahl driftet nach Verlassen der Kavität 16 cm vor Eintritt in das Feld des Quadrupols. Nach dem Quadrupol wurden weitere 50 cm Strahldrift angenommen. Der CH-Rebuncher wird für den Aktivierungsmodus nur für eine Energievariation und nicht zur longitudinalen Fokussierung benötigt – die Bunche weiten sich nach dem Linearbeschleuniger auf $\pm 180°$ auf.

Das ausgesuchte Quadrupoldublett ist für die Fokussierung des Strahls im Aktivierungsmodus überdimensioniert: ein Dublett oder möglicherweise auch ein Triplett (für eine in beiden Ebenen gleich wirkende Fokussierung) mit einer geringeren Länge und

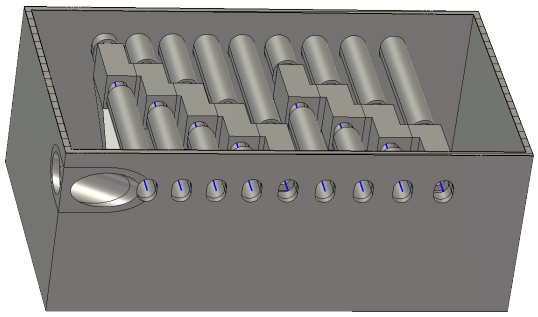


Quadrupoleinstellungen	
g_1^1	0,531 T/cm
g_1^2	0,505 T/cm
g_2^1	0,306 T/cm
g_2^2	0,378 T/cm
g_3^1	0,173 T/cm
g_3^2	0,225 T/cm
g_{db}^1	0,011 T/cm
g_{db}^2	0,016 T/cm

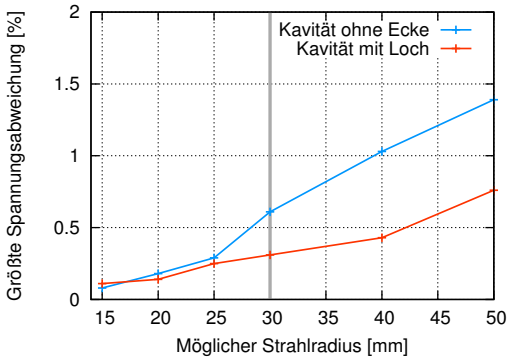
Abbildung 3.6: Eine mögliche transversale Strahldynamik des Aktivierungsmodus in transversaler Ebene bei $I = 30\,\mathrm{mA}$. Von besonderem Interesse ist der Abschnitt, in dem der Strahl den Multiaperturrebuncher passiert, welcher mit grünen Strichen markiert ist.



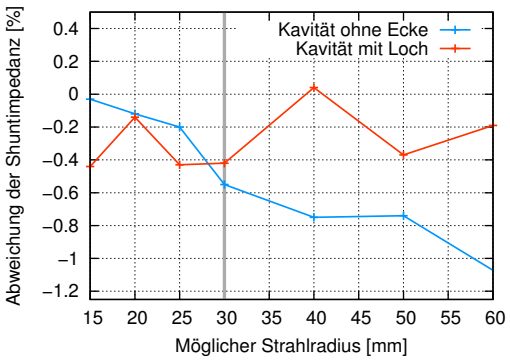
(a) Resonator ohne Ecke.



(b) Resonator mit zusätzlicher „Drifttröhre“.



(c) Abweichung der Spannung vom „ungestörten“ Resonator.



(d) Abweichung der Shuntimpedanz vom „ungestörten“ Resonator.

Abbildung 3.7: Zwei mögliche technische Umsetzungen für den Durchlass des Strahls in Geradeausrichtung und die Auswirkungen auf die Resonatoreigenschaften.

einem geringeren Gradienten würde genügen. Insgesamt ergab sich ein Strahlfleck am Target von $(x \cdot y)_{95\%} = 10\,\text{mm} \cdot 5\,\text{mm}$. Der Strahl weitet sich am Durchgang durch den Auslass im Multiaperturrebuncher auf $x_{95\%} = \pm 14{,}4\,\text{mm}$ und $y_{95\%} = \pm 9{,}2\,\text{mm}$ auf. Zur Sicherheit wurde das Doppelte der 95%-Strahlenveloppe in horizontaler Ebene als Radius des Auslasses gewählt: es wird also ein Auslass mit 3 cm Radius benötigt.

Es wurden zwei Möglichkeiten untersucht den Strahldurchlass umzusetzen: ein runder Ausschnitt wie in Abbildung 3.7b oder ein vollständiges Entfernen der Ecke des Resonators wie in Abbildung 3.7a. Die maximale Veränderung der Spannungsverteilung auf den einzelnen Trajektorien liegt nach Abbildung 3.7c bei einem Durchlassradius von 3 cm in beiden Fällen unter 1%. Eine geringe Shuntimpedanzabnahme ist für den abgeschrägten Resonator nur bei unnötig großen Strahlradien zu erkennen. Für die zusätzliche „Driftröhre“ lässt sich bis zu einem Strahlradius von 6 cm keine Änderung feststellen. An dieser Stelle kann also die technisch am einfachsten umsetzbare Lösung gewählt werden.

3.1.4 Strahldynamik

In [6] wurde festgestellt, dass das elektrische Feld in den Beschleunigungsspalten des Multiaperturrebunchers sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung Dipolanteile enthält (siehe Abbildung 3.11a). Die Stärke dieser Feldanteile nimmt mit der Spaltlänge zu, die zu erwartende Leistungsdissipation jedoch ab. Um eine geeignete Wahl für die Spaltlänge zu finden, ist es dementsprechend wichtig, den Einfluss der Querfelder auf den Strahl zu untersuchen.

Zunächst wurden lediglich Linienladungen bestehend aus Einzelteilchen auf den Strahlachsen der Trajektorien mittels des Programms BENDER durch den Rebuncher transportiert. Abbildung 3.8 zeigt die Bewegung einzelner Teilchen in dem benötigten Phasenbereich von $\pm 40°$ in der horizontalen Ebene. Die Schwingung in der Kavität wurde in der Simulation so eingestellt, dass das Sollteichen die Spaltmitte zum Nulldurchgang erreicht. Bei den Simulationen zeigt sich, dass die Dipolfelder zu einer Auffächerung des Strahls aufgrund der Hochfrequenzschwingung führen.

Die vertikalen Feldanteile entstehen, wie auch bei IH-Strukturen [18], durch die auf dem Stem befindlichen Ladungen und zeigen zu einem Zeitpunkt in beiden Spalten stets in die selbe Richtung. Dies führt dazu, dass die vertikale Ablenkung in den zwei Spalten (durch die Umpolung des Feldes bei Durchflug der inneren Driftröhre) entgegengesetzt gerichtet ist.

In Abbildung 3.8 verbleibt ein kleiner Winkel y' bis zu 0,2 mrad, da die vertikalen Feldkomponenten im ersten Spalt fast die dreifache Stärke derer im zweiten Spalt besitzen. Ursache für diesen Unterschied zwischen den beiden Spalten sind die schrägen Stems, welche die inneren Driftröhren halten. Erkennen lässt sich dies deutlich in Abbildung 3.9a. Auf der dritten und siebten Trajektorie, bei denen die inneren Driftröhren symmetrisch über dem Stem platziert sind, werden die Protonen auf der Strahlachse kaum vertikal abgelenkt. Die größte Auffächerung ergibt sich auf den beiden äußeren und der fünften Trajektorie, bei denen die inneren Driftröhren am weitesten von der Mitte der Kavität versetzt werden müssen. Weiterhin unterscheidet sich auch die Richtung der Auslenkung: auf den Trajektorien 1, 2 und 6 besitzt der erste Spalt eine stärkere vertikale Feldkompo-

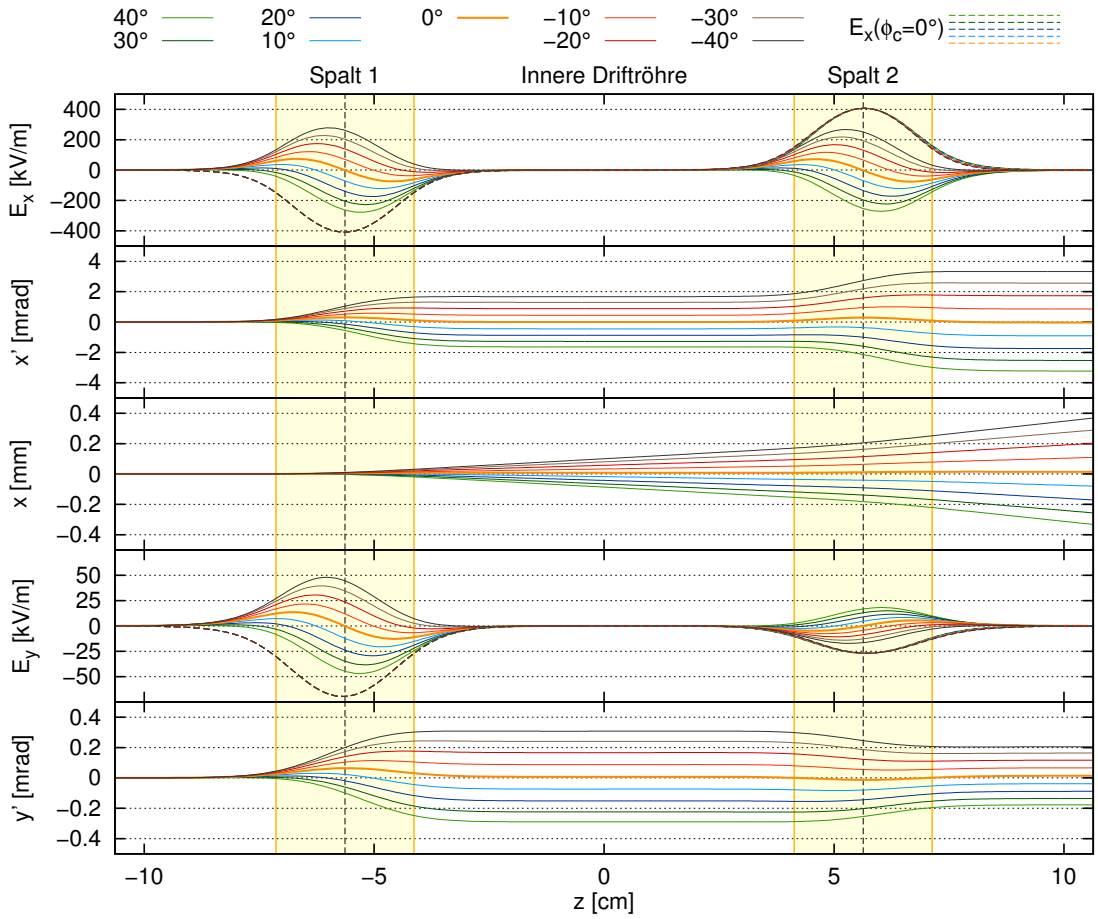
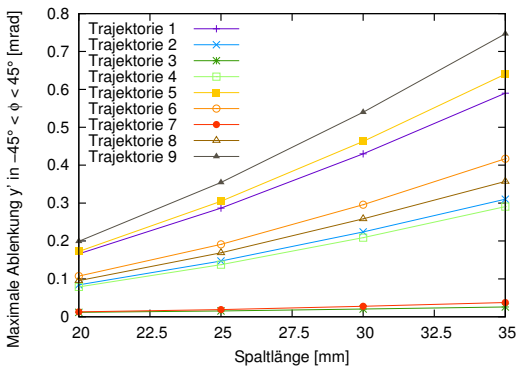


Abbildung 3.8: Bewegung von Teilchen mit unterschiedlichen Ankunftszeitpunkten auf der Mittelachse der zweiten Trajektorie.

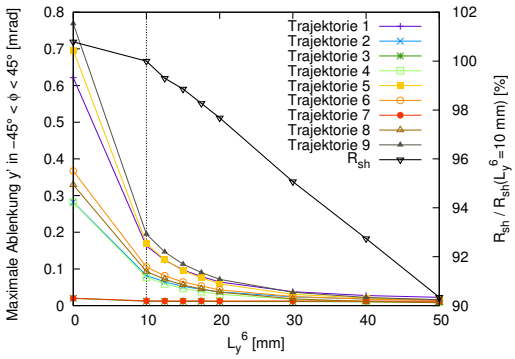
nente und voranlaufende Teilchen werden nach oben abgelenkt (zurückliegende dementsprechend nach unten). Auf den Trajektorien 4, 5, 8 und 9 ergibt sich eine Auffächerung in die umgekehrte Richtung.

Um die vertikale Auffächerung zu reduzieren, genügt es, den Abstand L_y^6 zwischen den Spalten und den darunterliegenden Stützen zu vergrößern. Abbildung 3.9b zeigt die Abhängigkeit der Auffächerung und der Shuntimpedanz von L_y^6. Die derzeitige Wahl $L_y^6 = 1\,\mathrm{cm}$ stellt einen Kompromiss zwischen Leistungsverbrauch und Ablenkung dar, da sich die Leistungsaufnahme für geringe Abstände nicht wesentlich verringert.

In der horizontalen Ebene ergeben sich Queranteile durch die Nachbarschaft von Driftröhren auf Null- und HF-Potential. Betrachtet man Abbildung 3.2, so stellt man fest, dass sich auf den meisten Trajektorien der erste Spalt rechts und der zweite Spalt links neben dem inneren Stem befindet. Dies führt dazu, dass zu einem Zeitpunkt die horizontalen Felder in beiden Spalten entgegengesetzt gerichtet sind und sich somit die Ablenkung in beiden Spalten aufaddiert. Dieser Unterschied zwischen E_x und E_y zeigt

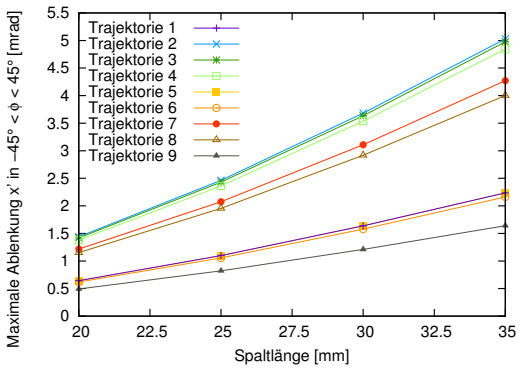


(a) Variation der Spaltlänge.

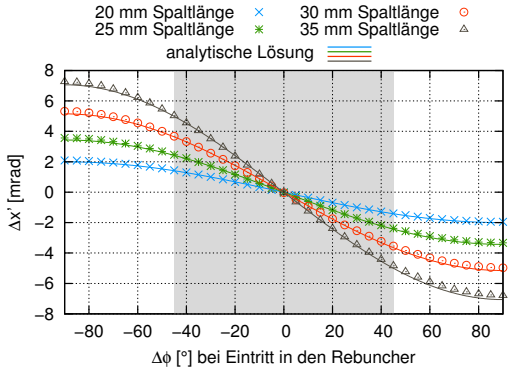


(b) Variation von L_y^6 bei 2 cm Spaltlänge.

Abbildung 3.9: Maximale Ablenkung in vertikaler Richtung bei unterschiedlichen Spaltlängen und Werten von L_y^6.



(a) Variation der Spaltlänge.

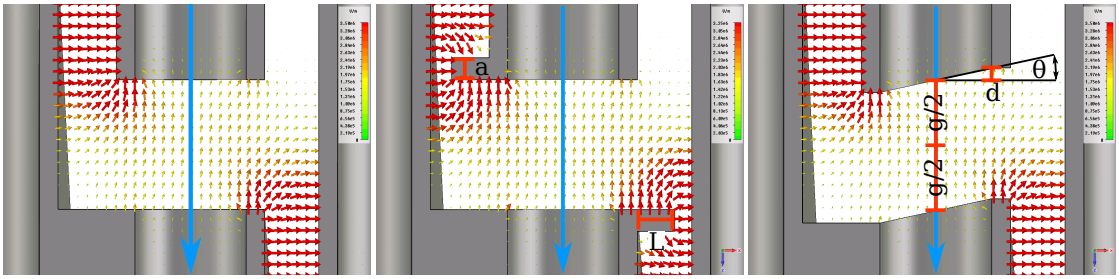


(b) Vergleich mit analytischer Formel für die zweite Trajektorie.

Abbildung 3.10: Maximale Ablenkung in horizontaler Richtung bei unterschiedlichen Spaltlängen und Vergleich mit analytisch berechneter Ablenkung.

sich in Abbildung 3.8 deutlich in der Darstellung bei $\phi_c = 0$.

Dementsprechend liegt die Ablenkung der Teilchen in horizontaler Richtung, dargestellt in Abbildung 3.10a, wesentlich höher als in vertikaler Richtung. Zu sehen ist dort, dass die Auffächerung auf den längeren Trajektorien trotz der geringeren Spannung stärker ist als auf den kürzeren. Grund hierfür sind die geringeren horizontalen Abstände zwischen den längeren Trajektorien. Die simulierte Ablenkung der Teilchen auf den Trajektorien 1, 5, 6 und 9 beträgt nur etwa die Hälfte derer auf den anderen Bahnen. Auf den äußeren Trajektorien „fehlt“ die benachbarte Driftröhre auf entgegengesetzem Potential, wodurch sich E_x auf der Sollbahn ungefähr halbiert. Auf den inneren Bahnen ist aufgrund des Phasensprungs jeweils einer der beiden Spalte von zwei Driftröhren auf gleichem Potential umgeben, wodurch in diesem Spalt auf der Achse die E_x-Komponente



(a) Elektrisches Feld in einem 3 cm langen Beschleunigungsspalt. (b) Mit Drifröhrenaufsätzen. (c) Mit schräger Spaltgeometrie.

Abbildung 3.11: Dipolkomponente des elektrischen Feldes in der horizontalen Ebene und zwei unterschiedliche Ansätze zu deren Reduktion.

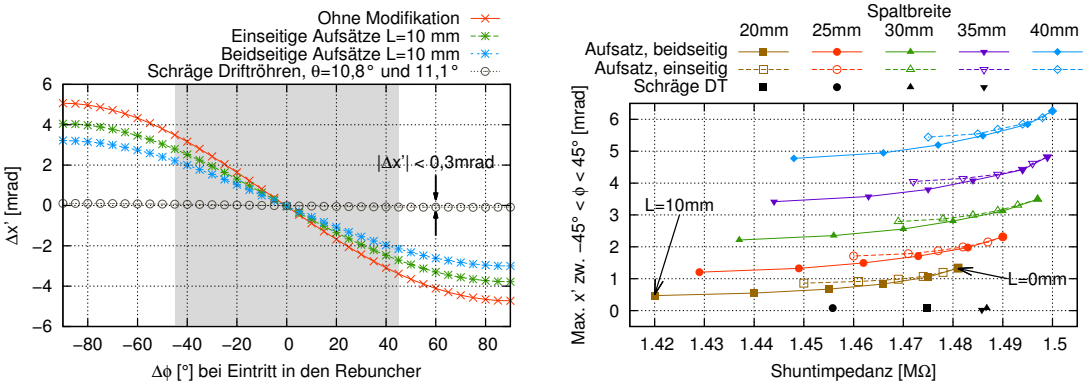
um zwei Größenordnungen gesenkt und die Ablenkung effektiv halbiert wird.

Abbildung 3.10b zeigt einen Vergleich der Ablenkungen zwischen den Simulationsergebnissen und der in [6] hergeleiteten analytischen Formel. Die relative Abweichung zwischen beiden Kurven liegt im dargestellten Bereich unter 7%. Dieses Ergebnis und die geringen Abweichungen der Kurven für $\phi_c = 0$ in Abbildung 3.8 unterstützen die Annahme, dass die Ablenkung innerhalb des Rebunchers gering genug ist, um diese über $E_x(z)$ auf einer Gerade genähert zu berechnen.

Die Teilchenablenkung würde, wenn der Strahl die verbleibende Strecke von rund 2 m frei driften würde, zu einem Abstand der vormals vorderen und hinteren Teilchen zwischen 5,7 mm (2 cm Gap) und 20 mm (3,5 cm Gap) führen. Durch die Dipole kommt es jedoch, wie bereits bei der Untersuchung der Einzelstrahldynamik festgestellt, zu einer Kopplung der horizontalen und der longitudinalen Ebene. Es stellt sich heraus, dass der Multiaperturrebuncher eine ähnliche Phasenraumverteilung wie auch der zweite Dipol – voranlaufende Teilchen werden in positive, zurückliegende in negative Richtung abgelenkt – erzeugt. Somit könnte die zusätzliche Auffächerung des Strahls zu einer erhöhten Kompression im dritten Dipol führen, allerdings unter dem Risiko, dass Protonen den Dipolmagneten mit Doppelgradient auf der falschen Bahn durchfliegen und folglich verloren gehen. Eine solche Ausnutzung der Querfelder sollte in einer weiterführenden Arbeit untersucht werden.

Sollte sich herausstellen, dass die Ablenkung in der Gesamtstrahldynamik des Bunchkompressors einen negativen Einfluss besitzt, so sollte diese durch Modifikationen an der Spaltgeometrie entfernt werden. In Abbildung 3.11b wurden die Driftröhren seitlich mit Aufsätzen der Länge $a = 5\,\mathrm{mm}$ versehen, wie diese typischerweise auch bei IH-Beschleunigern angebracht werden [18]. Diese laden sich auf und erzeugen einen der vorhandenen Dipolkomponente entgegengerichteten Feldanteil. Untersucht wurden sowohl Aufsätze auf einer als auch auf beiden Seiten der Driftröhren. Abbildung 3.11c zeigt einen Beschleunigungsspalt, dessen Mittelachse nicht mehr senkrecht zur Strahlachse gerichtet ist, sondern um einen Winkel θ gedreht wurde.

Für beide Varianten wurde die Ablenkung auf einer Gerade durch den Mittelpunkt



(a) Einfluss der Spaltgeometriemodifikationen auf die Ablenkung bei $g = 30\,\mathrm{mm}$.

(b) Effizienz der Spaltgeometriemodifikationen.

Abbildung 3.12: Auswirkungen der Modifikationen der Spaltgeometrie.

der Driftröhre bei unterschiedlichen Spaltlängen berechnet und mittels Microwave Studio einmal unter Verwendung der Aufsatzlängen L und für die zweite Variante durch Variation des Winkels in den zwei Gaps der vierten Trajektorie für ein Teilchen, welches den Spalt zum Zeitpunkt maximalen Feldes durchläuft, minimiert

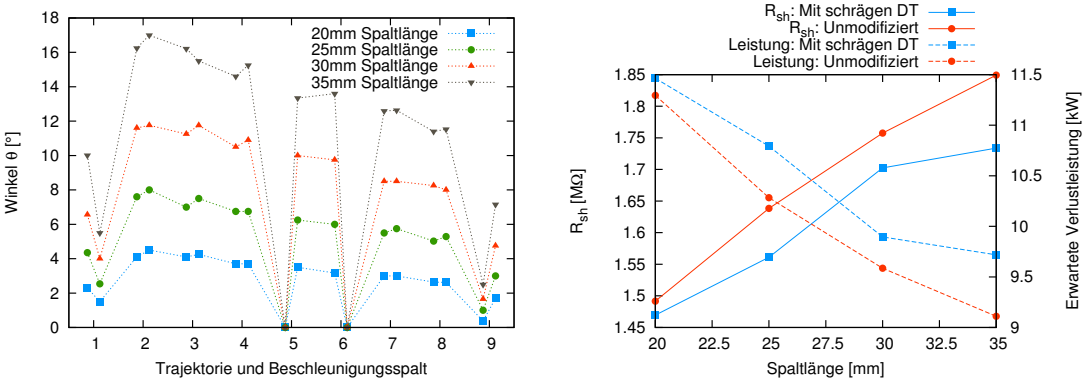
$$x' \approx \frac{e}{m_p \beta^2 c^2} \int_{-L_z/2}^{L_z/2} E_x(z) \cos\left(2\pi \frac{z}{\beta\lambda} + \phi\right) \mathrm{d}z. \tag{3.1}$$

Alle anderen Trajektorien wurden vorerst unverändert belassen.

Mittels der Aufsätze lässt sich (3.1) nur auf ungefähr 60% reduzieren. Weiterhin entsteht durch die Nähe der Aufsätze zu den benachbarten Driftröhren ein starkes elektrisches Feld von bis zu 16 $\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{mm}}$. Dies entspricht 148% des durch das Kilpatricksche Kriterium [31] für Vakuumdurchbrüche gegebenen Wertes von 10,8 $\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{mm}}$ bei $L = 1\,\mathrm{cm}$. Im Betrieb dürfte hierdurch jedoch keine Beschränkung gegeben sein, da in Beschleunigern in der Vergangenheit weitaus höhere Werte ($\gtrsim 500\%$) erreicht wurden [18] und gegenwärtige Beschleunigerdesigns höhere Werte für den Regelbetrieb vorsehen [32].

Für die Variante mit schräger Spaltgeometrie erhält man bei Winkeln θ zwischen 3,8° bei $g = 2\,\mathrm{cm}$ bis 16,1° bei $g = 4\,\mathrm{cm}$ die minimale Ablenkung. Der Versatz der Spaltmitte um maximal $d = L_x^{\mathrm{dt}} \cdot \sin(\theta) \approx 1 \ldots 4{,}2\,\mathrm{mm}$ ist klein gegenüber der Ausdehnung des Bunches von $\pm 45° \mathrel{\hat{=}} 5{,}6\,\mathrm{cm}$. Daher sollte der Einfluss auf die longitudinale Strahldynamik, der durch den unterschiedlichen Durchlaufzeitpunkt der Teilchen mit unterschiedlichen Ortsablagen x durch das elektrische Feld entstehen könnte, gering sein.

Abbildung 3.12a zeigt beispielhaft den Einfluss, welchen die beiden Varianten auf die Ablenkung der Linienladung in der Simulation besitzen. Mittels der Aufsätze auf beiden Seiten reduziert sich im gezeigten Fall die Ablenkung auf 60%. Insgesamt stellt sich heraus, dass die Reduzierung der Ablenkung durch die Aufsätze gleicher Länge relativ zu den Rechnungen ohne Aufsatz mit der Spaltlänge abnimmt: so reduziert sich bei



(a) Optimierte Spaltwinkel θ.

(b) Shuntimpedanz.

Abbildung 3.13: Multiaperturrebuncher mit schräger Spaltgeometrie.

$L = 10\,\text{mm}$ bei einer Spaltlänge von 2 cm die maximale Ablenkung auf 40%, bei 4 cm Spaltlänge verbleiben 77%. Ebenso reduziert sich der Einfluss mit zunehmender Länge der Aufsätze: so führen beispielsweise bei $g = 30\,\text{mm}$ Aufsätze von 2 mm Länge zu einer Reduktion der Ablenkung von 0,4 mrad im Vergleich zu $L = 0\,\text{mm}$, der Unterschied zwischen $L = 8\,\text{mm}$ und 10 mm beträgt mit 0,14 mrad nur noch ein Drittel diesen Wertes. Mittels der gedrehten Driftröhrenstirnflächen kann die Ablenkung auf unter $\pm 0{,}3$ mrad für die untersuchten Spaltlängen $g \leq 3{,}5\,\text{cm}$ reduziert werden.

Beide untersuchten Varianten führen zu einer Zunahme der parasitären Kapazität der Driftröhren und somit zu einem Anstieg des Leistungsbedarfs. Abbildung 3.12b zeigt die maximal erhaltene Ablenkung gegen die Shuntimpedanz der Kavität. Die Verwendung von Aufsätzen auf nur einer Seite ist nicht sinnvoll, da bei gleicher Shuntimpedanz die Modelle mit Aufsätzen auf beiden Seiten eine geringe Ablenkung der Teilchen bewirken, beziehungsweise bei gleicher maximaler Ablenkung jene mit Aufsätzen auf beiden Seiten eine höhere Effizienz besitzen. Weiterhin lässt sich erkennen, dass die Effizienz des Multiaperturrebunchers nicht durch Wahl einer größeren Spaltlänge und Kompensation der Ablenkung durch Aufsätze erhöht werden kann, da bei gleicher Ablenkung stets die Variante mit kleinerem Gap eine höhere Shuntimpedanz besitzt.

Um eine genauere Aussage über die Effizienz der Variante mit schräger Spaltgeometrie treffen zu können, wurden alle Spalte des Kavitätenmodells mit einem Winkel versehen und (3.1) für unterschiedliche Spaltlängen auf unter 5% des Wertes im unmodifizierten Fall reduziert. In der erhaltenen Winkelverteilung in Abbildung 3.13a spiegelt sich die zuvor beschriebene „Stärke“ der Auffächerung wider. Die Shuntimpedanzen der optimierten Kavitäten in Abbildung 3.13b liegen zwischen 1% bis 7% unter denen mit unmodifizierter Spaltgeometrie, was ein tolerabler Wert für die Reduktion der Ablenkung zu sein scheint. Weiterhin ist es mittels der geneigten Driftröhrenstirnflächen nun möglich, durch die Wahl von größeren Spaltlängen die Shuntimpedanz zu erhöhen, ohne eine stärkere Auffächerung des Strahls zu bewirken. Bei Verwendung von $g = 35\,\text{mm}$ reduziert sich beispielsweise die von der Simulation vorausgesagte benötigte Leistung um 15%, entsprechend 1,7 kW.

Diese Untersuchungen stellen lediglich einen ersten Schritt dar: um die Umsetzbarkeit der gedrehten Spalte zu zeigen, sollte weiterführend der Einfluss auf die Synchronizität der Teilchen neben der Strahlachse und auf die transversale Defokussierung von realistischen Strahlverteilungen untersucht werden.

3.2 Der Final-Focus-Rebuncher

3.2.1 Anforderungen

Die Hauptaufgabe des Final-Focus-Rebunchers ist es, auf neun Trajektorien eine Spannung von 112 kV bereitzustellen. Bei der Auslegung des Rebunchers wird im Folgenden jedoch als maximale Spannung 150 kV angenommen, um im fertigen Gerät genug Spielraum für Anpassungen zu lassen. Um nicht wie im Fall des Multiapertur-Rebunchers besondere Maßnahmen zur Berücksichtigung der unterschiedlichen Ankunftszeiten der Teilchenpakete treffen zu müssen, bietet es sich vor dem Target an, die Driftröhren zu krümmen. Somit besitzen die Beschleunigungsspalte auf allen Trajektorien den selben Abstand zum Target und alle Bunche durchlaufen diese zum selben Zeitpunkt. Der Abstand wurde – gemessen von der Mittelachse des Resonators – auf $R = 32{,}8\,\mathrm{cm}$ festgelegt, so dass auf der Trajektorie mit der kürzesten Drift nach dem letzten Dipol 12,5 cm für die Dipolaufsätze und einen Flansch verbleiben. Die maximale Länge der Kavität soll unter $L_{\max} = 25\,\mathrm{cm}$ ($\pm 12{,}5\,\mathrm{cm}$ von der Mitte der Kavität gemessen) liegen.

Als Schwingungsfrequenz wurde $f_0 = 175\,\mathrm{MHz}$ festgelegt. Nach Abbildung 2.4 besitzen die Strahlen an der Position des Rebunchers etwa eine Phasenbreite von bis zu $\pm 35°$. Die Abweichungen des Kosinus bei $-90°$ vom linearen Verlauf liegen hier noch unter 5%, so dass eine Verwendung der halben Harmonischen $f_0/2 = 87{,}5\,\mathrm{MHz}$ wie im Fall des Multiapertur-Rebunchers nicht nötig ist. Gegen die Verwendung von 87,5 MHz spricht weiterhin der begrenzte verfügbare Platz: in longitudinaler Richtung ließen sich aufgrund des im Vergleich zu 175 MHz doppelt so großen $\beta\lambda$ nur halb so viele Beschleunigungsspalte unterbringen, die transversalen Abmessungen wären ebenso wesentlich höher.

Trajektorie	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Abstand Mittelachse zu letztem Dipol [cm]	36,6	34,7	33,0	31,3	29,8	28,5	27,2	26,0	25,0
Strahlabstand am Eingang ($R + 12{,}5\,\mathrm{cm}$) [cm]	1,86	1,91	1,97	2,05	2,14	2,27	2,42	2,6	
Strahlabstand am Ausgang ($R - 12{,}5\,\mathrm{cm}$) [cm]	0,69	0,71	0,73	0,76	0,8	0,85	0,9	0,97	
Winkel zur Symmetrieachse des Rebunchers [°]	10,3	8,1	5,8	3,4	1	−1,6	−4,3	−7,2	−10,3

Tabelle 3.3: Für den Final-Focus-Rebuncher relevante Parameter des Bunchkompressors.

Wie in Tabelle 1.1 zu sehen ist, sind die Winkeldifferenzen, mit denen die Strahlen auf den unterschiedlichen Trajektorien auf das Target zulaufen, nicht gleich. Somit fällt die Symmetrieachse des Rebunchers nicht mit der fünften Trajektorie zusammen. Die entsprechenden Winkel sind in Tabelle 3.3 angegeben.

Weiterhin beinhaltet Tabelle 3.3 die Abstände der Trajektorien zueinander am Eingang und am Ausgang der Kavität. Vergleicht man jene mit der Ausdehnung des Strahls an dieser Stelle, dargestellt in Abbildung 2.4, so stellt man fest, dass die Strahlen sich beim Verlassen der Kavität bereits stark überlappen. Aus diesem Grund sind einzelne Driftröhren für die unterschiedlichen Strahlen nicht mehr möglich und es muss eine breite Apertur verwendet werden. Für einen Öffnungswinkel der Trajektorien $\varphi_b = 20{,}6°$ und einen zusätzlichen Abstand von je 2,75 cm für jede der beiden äußeren Trajektorien ergibt sich beispielsweise am Anfang der Kavität eine Breite von 21,5 cm.

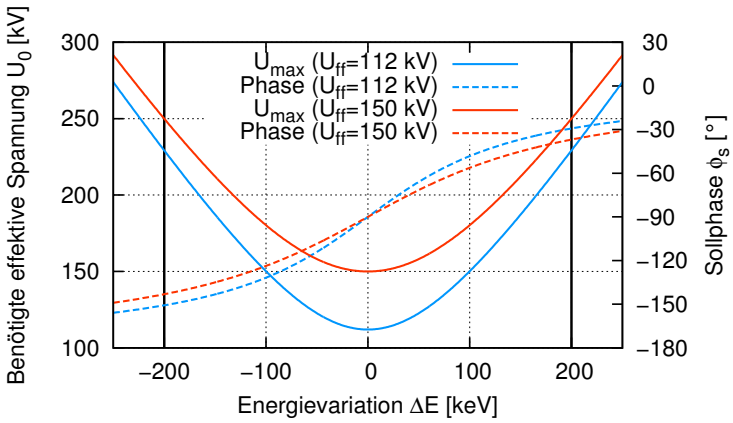


Abbildung 3.14: Minimale Spannungsamplitude und Sollphase der Teilchen für unterschiedliche Energievariation bei konstanter longitudinaler Fokussierung.

Um gleichzeitig sowohl eine longitudinale Fokussierung als auch eine Nachbeschleunigung zu erreichen, können zwei Parameter angepasst werden: die Amplitude des elektrischen Feldes in der Kavität und die Phase, zu der die Teilchen den Beschleunigungsspalt durchfliegen. Der Energiegewinn eines Teilchens mit der Phasenabweichung $\Delta\phi$ vom Sollteilchen bei φ_s im Feld des Rebunchers ist $\Delta W(\Delta\phi,\varphi_s) = qU_0 \cos(\varphi_s + \Delta\phi)$. Entwickelt man ΔW für kleine Phasenabweichungen $\Delta\phi$, so erhält man

$$\Delta W(\Delta\phi,\varphi_s) = q \cdot [\underbrace{U_0 \cos(\varphi_s)}_{\equiv U_{\mathrm{acc}}(\varphi_s)} \underbrace{-U_0 \sin(\varphi_s)}_{\equiv U_{\mathrm{ff}}(\varphi_s)} \cdot \Delta\phi] + \mathcal{O}(\Delta\phi^2)\,.$$

Der lineare, von $\Delta\phi$ abhängige Term führt zu einem longitudinalen Fokuspunkt des Strahls. Die Terme $\mathcal{O}(\Delta\phi^2)$ sind verantwortlich für Aberrationen und werden in der folgenden Abschätzung der benötigten Spannung vernachlässigt. Für die Spannungsamplitude U_0 und die Phase des Sollteilchen ergibt sich für vorgegebene Beschleunigungs-

und Rebunchingspannungen U_{acc} und U_{ff} durch Umstellen der identifizierten Terme

$$U_0 = \sqrt{U_{\mathrm{acc}}^2 + U_{\mathrm{ff}}^2} \qquad \varphi_s = -\arctan\left(\frac{U_{\mathrm{ff}}}{U_{\mathrm{acc}}}\right). \tag{3.2}$$

Der sich ergebende Verlauf ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Die bei $U_{\mathrm{ff}} = 150\,\mathrm{kV}$ für $\Delta E = qU_{\mathrm{acc}} = \pm 200\,\mathrm{keV}$ Energievariation benötigte Spannung liegt bei $U_0 = 250\,\mathrm{kV}$ mit einer Sollphase φ_s zwischen $-36{,}9°$ (Beschleunigung) und $-143{,}1°$ (Abbremsung). Die Länge des Teilchenpaketes liegt am Ort des Rebunchers nach Abbildung 2.4 bei ungefähr $\pm 36°$. Dies bedeutet, dass die hinteren Teilchen des Bunches aufgrund der Nichtlinearität des Kosinus 15% weniger beschleunigt werden als nötig, während die vorderen Teilchen ungefähr 30% zu wenig Spannung sehen. Bei dieser Einstellung sind also einige Aberrationen zu erwarten. Weiterhin wurde vernachlässigt, dass auch die Geschwindigkeitsvariation zu einer Verschiebung des Fokuspunktes führt. Die Korrekturen, die hierdurch an der Rebuncherspannung vorgenommen werden müssten, um die gleiche Fokuslänge zu erhalten, sind kleiner als 15%.[1]

Um die obigen Anforderungen zu erfüllen, wird für die Kavität unter Verwendung des vorgesehenen Hochfrequenzsender mit P=12 kW mindestens eine Shuntimpedanz von

$$R_{\mathrm{sh}} = \frac{U_0^2}{P} > 5{,}2\,\mathrm{M\Omega}$$

benötigt. Meistens liegt die Shuntimpedanz einer gefertigten Kavität jedoch unter den simulierten Werten, beispielsweise durch schlechtere Leitfähigkeit an Schweißnähten oder Verunreinigungen im Material. Aus diesem Grund sollte das Design in der Simulation eine wesentlich höhere Shuntimpedanz aufweisen, typischerweise beträgt die Shuntimpedanz der gebauten Resonatoren nur 50-70% des simulierten Wertes (siehe beispielsweise [33]).

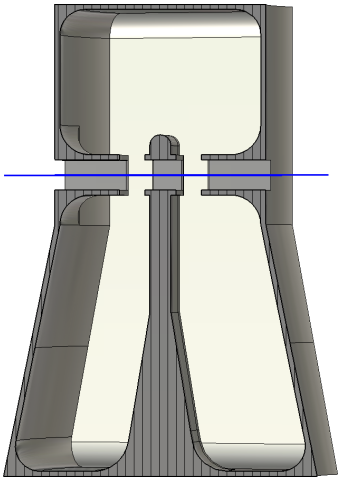
Als vertikale Apertur des Rebunchers wird im Folgenden $h_{\mathrm{dt}} = 3\,\mathrm{cm}$ angenommen. Dies entspricht nach Abbildung 2.4 etwa dem Doppelten der 95%-Strahlenveloppe, was einen Kompromiss zwischen Fehlertoleranz und benötigter HF-Leistung darstellt [34].

3.2.2 2-Spalt-Viertelwellenresonator

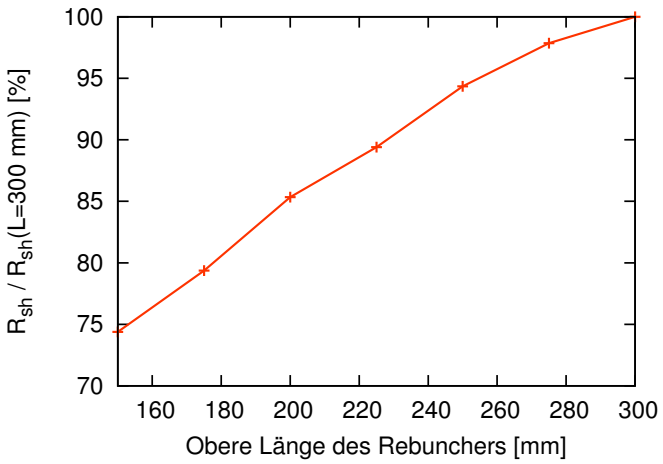
Als erstes Design wurde der in Abbildung 3.15a dargestellte Viertelwellenresonator mit zwei Spalten untersucht. Die optimierte Kavität besitzt eine Höhe von 461 mm bei einer Stemlänge von 296 mm. Da das elektrische Feld in den beiden Spalten stets entgegengesetzt gerichtet ist, muss der Abstand zwischen ihnen dem Flugweg der Protonenbunche in einer halben Schwingungsperiode, also $\beta\lambda/2 = 5{,}6\,\mathrm{cm}$, entsprechen. Als Spaltlänge wurde 25 mm verwendet. Sowohl zwischen dem Stem und den Seitenwänden als auch zwischen Stem und dem oberen Deckel der Kavität befinden sich Kapazitäten, welche geladen werden müssen und somit zu den Verlusten beitragen, obwohl keine zur Teilchenbeschleunigung verwendbare Spannung aufgebaut wird. Um diese zu minimieren,

[1] Aus $L(E_0 + \Delta E) \stackrel{!}{=} L(E_0)$ erhält man mit der Fokuslänge eines Rebunchers $L = (pv^2)/(qU_{\mathrm{ff}}\omega_{\mathrm{HF}})$ in der nichtrelativistischen Näherung, dass $U_{\mathrm{ff}}(E_0 + \Delta E) = \left(1 + \frac{\Delta E}{E_0}\right)^{3/2} U_{\mathrm{ff}}(E_0)$ betragen sollte.

wurden die betreffenden Abstände so angepasst, dass diese nur noch einen geringen Einfluss auf die Frequenz des Resonators besitzen. Aus dem gleichen Grund wurde der Resonator auf der Unterseite aufgeweitet.



(a) Viertelwellenresonator mit zwei Spalten als Final-Focus-Rebuncher.



(b) Shuntimpedanz der Kavität in Abhängigkeit der Länge in Driftröhrenhöhe.

Abbildung 3.15: Design des zweispaltigen Viertelwellenresonators. Die maximale Shuntimpedanz wird erst bei großen Längen erreicht, die besser für zusätzliche Beschleunigungsspalte genutzt werden könnten.

Insgesamt ließ sich mit diesem Design bei einer Länge von 25 cm eine maximale Shuntimpedanz von 2,6MΩ erreichen. Hiermit wäre lediglich eine Energievariation von $\Delta E = \pm 95\,\mathrm{keV}$ möglich. Wie in Abbildung 3.15b zu sehen ist, steigt die Shuntimpedanz der Kavität mit der Länge in Strahlrichtung aufgrund der abnehmenden Kapazität zwischen Stem und den Kavitätenwänden stark an. In diesem Fall ragen die äußeren Driftröhren weit in die Struktur hinein. Diese zusätzliche Länge lässt sich jedoch besser für zwei zusätzliche Beschleunigungsspalte verwenden.

3.2.3 4-Spalt-Viertelwellenresonator

Aus diesem Grund wird im Folgenden ein Viertelwellenresonator mit der für $L_{\mathrm{max}} = 25\,\mathrm{cm}$ bei 175 MHz maximalen Spaltanzahl von vier untersucht. Wie im vorangegangen Abschnitt wurde eine Spaltlänge von 25 mm verwendet, die Abstände der Spaltmitten müssen erneut $\beta\lambda/2 = 5{,}6\,\mathrm{cm}$ betragen.

Bei der Entwicklung eines Resonators mit vier Spalten gibt es eine Reihe von Möglichkeiten die drei inneren Driftröhren aufzuhängen. Bei den untersuchten Varianten sind die erste und dritte Driftröhre über einen breiten Stem am Boden des Resonators montiert. Die beiden Versionen unterscheiden sich lediglich durch die Aufhängung der mittleren Driftröhre: in der in Abbildung 3.16 gezeigten Variante ist die Driftröhre von beiden

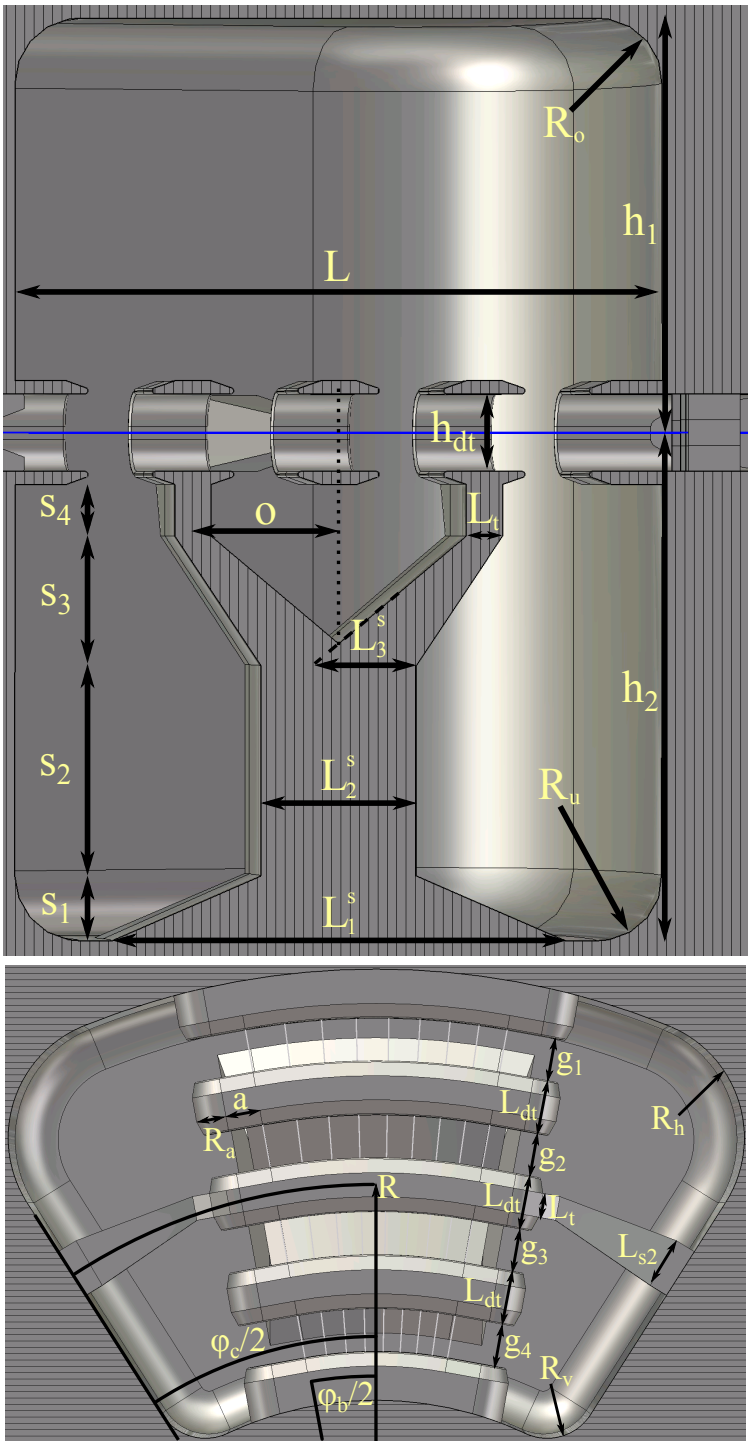
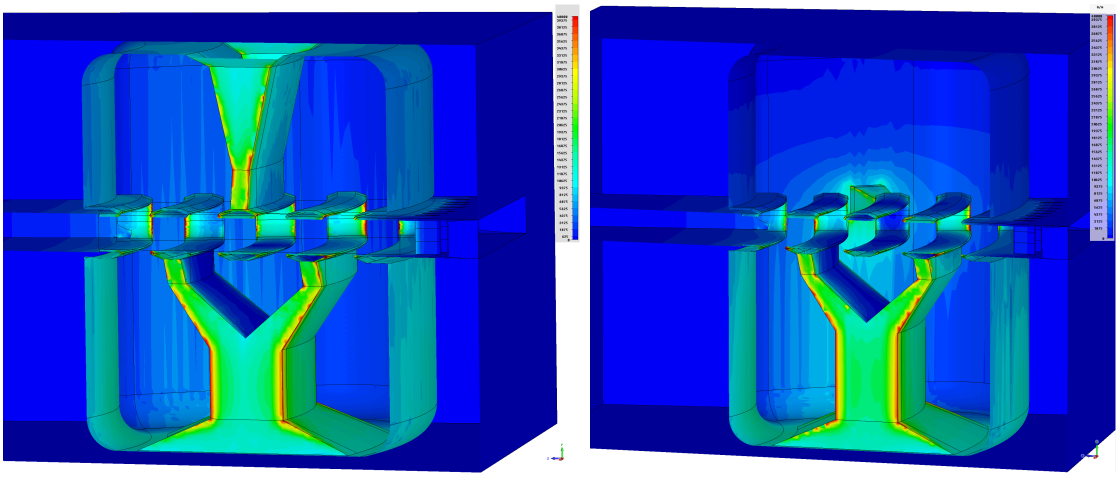


Abbildung 3.16: Design der Final-Focus-Rebuncherkavität mit von den Seiten aufgehängten Stems.



(a) Stem von oben.

(b) Stem von den Seiten.

Abbildung 3.17: Stromflussdichte auf der Resonatoroberfläche. Skalierung von $0\,\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{mm}}$ (blau) bis $12{,}8\,\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{mm}}$ (rot).

Seiten an den Wänden der Kavität befestigt. Bei der zweiten Möglichkeit ist die mittlere Driftröhre an der Oberseite der Kavität montiert.

Wie in Abbildung 3.17 dargestellt ist, fließen bei beiden Varianten Ströme in der unteren Hälfte der Kavität zwischen den Driftröhrenaufsätzen am Eintritt beziehungsweise am Austritt der Kavität und dem Stem, welcher die erste und dritte Driftröhre hält. Bei der Variante mit von oben aufgehängter Driftröhre (Abbildung 3.17a) fließen weiterhin Ströme

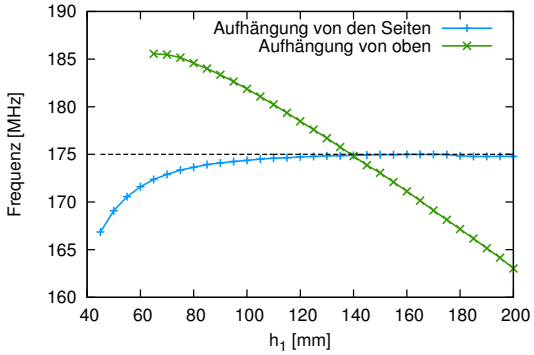
- in der oberen Hälfte zwischen den Aufsätzen an den Wänden und der mittleren Driftröhre über die Vorder- beziehungsweise Rückseite,
- zwischen der ersten und der mittleren Driftröhre über die Seitenwände sowie
- zwischen der dritten und der mittleren Driftröhre über die Seitenwände.

Ist die mittlere Driftröhre von der Seite aufgehängt (Abbildung 3.17b), so fließt hier ein Strom zwischen dieser und der ersten beziehungsweise dieser und der dritten Driftröhre über die Seitenwand der Kavität und den inneren Stem hinauf. In dieser Variante fließt in der oberen Hälfte der Kavität nur ein geringer Strom. Dies stellt einen Vorteil gegenüber der Kavität mit von oben aufgehängter Driftröhre dar, da hier beispielsweise ein Flansch zum Anschluss einer Vakuumpumpe untergebracht werden kann.

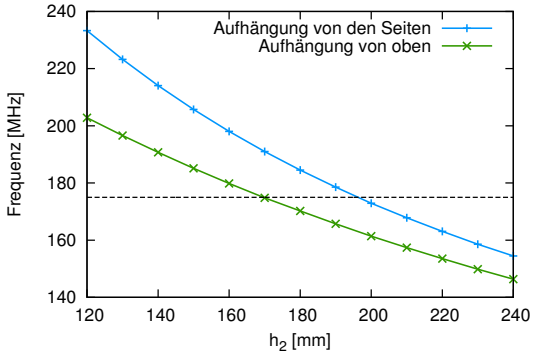
Als erster Schritt wurden jene Parameter identifiziert, welche den größten Einfluss auf die Frequenz der Kavität besitzen. Die Abhängigkeiten sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Ist die mittlere Driftröhre von oben aufgehängt, so sind dies zum einen die Längen der Stems (h_1 und h_2, abzüglich der Höhe der Driftröhren). Die Frequenz sinkt mit zunehmenden Längen aufgrund der Zunahme der Induktivität der Stems. Das Abknicken der Kurve in h_1 zu kleinen Längen erklärt sich wiederum durch die Zunahme der Kapazität zwischen Kavitätendeckel und den Driftröhren. Weiterhin ist der Öffnungswinkel φ_c zwischen den beiden äußeren Resonatorwänden relevant: durch eine Erhöhung von

φ_c verlängert sich hier der Strompfad, die Frequenz der Kavität sinkt.

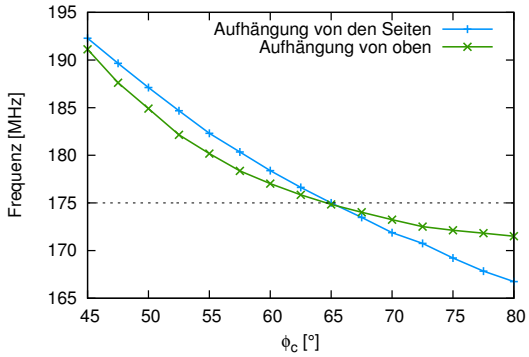
Bei einer Aufhängung der mittleren Driftröhre von den Seiten sind h_2 und φ_c die relevanten Größen. Beide bewirken bei Erhöhung eine Absenkung der Frequenz, da beide die Induktivität eines Stems erhöhen. h_1 hat nur bei geringen Werten aufgrund der Kapazität zwischen Oberseite und den Driftröhren einen Einfluss, bei großen Abständen nähert sich die Frequenz asymptotisch einem Maximum an. Beim Absinken der Frequenz zu großen Abständen handelt es sich höchstwahrscheinlich um einen Effekt des Simulationsgitters. Da zusätzliche Kapazitäten aufgeladen werden müssen und die Aufladeströme auf der Oberfläche zu zusätzlichen HF-Verlusten führen, sollten diese so gering wie möglich gehalten werden. Um diese zu minimieren wurde deshalb für die Variante mit seitlichem Stem $h_1 = 160\,\text{mm}$ gewählt, da hier der Einfluss von h_1 auf die Frequenz fast verschwunden ist.



(a) Abhängigkeit der Frequenz von h_1.



(b) Abhängigkeit der Frequenz von h_2.

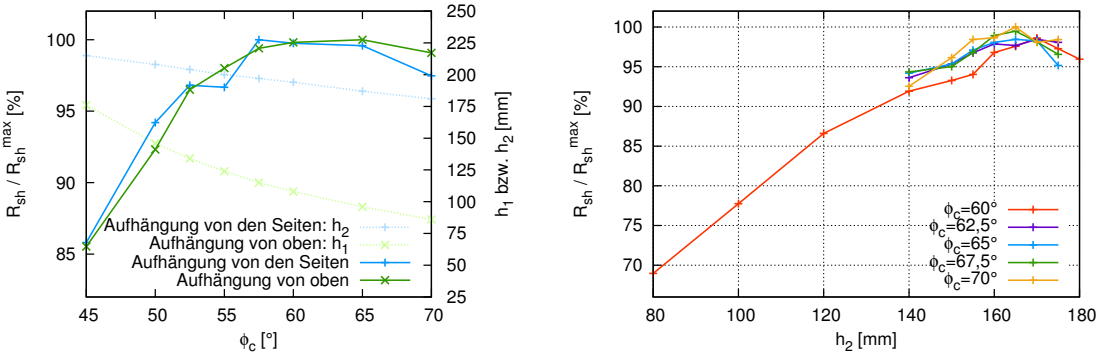


(c) Abhängigkeit der Frequenz von φ_c.

Abbildung 3.18: Frequenzabhängigkeiten der zwei unterschiedlichen Designvorschläge für die Final-Focus-Kavität von h_1, h_2 und φ_c.

Für die Variante mit seitlichem Stem verbleiben also zwei Parameter, mit denen sich die Frequenz auf die gewünschten 175 MHz einstellen lassen: h_2 und φ_c. Um die

optimale Einstellung der zwei Parameter zu finden wurden mehrere Simulationsrechnungen bei unterschiedlichem φ_c ausgewertet und die Frequenz durch Anpassung von h_2 eingestellt. Wie in Abbildung 3.19a zu erkennen ist, sinkt die Shuntimpedanz bei kleinem Öffnungswinkel der Seitenwände um bis zu 15% im Vergleich zum Maximum bei $\varphi_c = 57{,}5°$. Dieses Absinken liegt möglicherweise an der Kapazität zwischen den Driftröhren und den Seitenwänden.



(a) Shuntimpedanz in Abhängigkeit vom Winkel zwischen den Seitenwänden der Kavität.

(b) Optimierung des Verhältnisses von h_1 und h_2. h_1 wurde zur Anpassung der Frequenz verwendet.

Abbildung 3.19: Grobe Optimierung der zwei 4-Spalt-Resonatoren auf hohe Shuntimpedanz.

Bei der Aufhängung der zweiten Driftröhre von oben müssen drei Parameter gegeneinander abgewogen werden. So gibt es beispielsweise für jeden Wert von φ_c ein optimales Verhältnis von h_1 und h_2. Abbildung 3.19a zeigt die Abhängigkeit der Shuntimpedanz von φ_c. Die Frequenz wurde jeweils mit h_1 auf 175 MHz angepasst, h_2 wurde zunächst auf 170 mm belassen. Hier zeigt sich etwa das selbe Verhalten wie für die Variante mit seitlichem Stem. Als nächster Schritt wurde für die φ_c-Werte mit der größten Shuntimpedanz das Verhältnis zwischen h_1 und h_2 angepasst. Dies ist Abbildung 3.19b dargestellt, das Maximum liegt bei $\varphi_c = 70°$, $h_2 = 165$ mm und $h_1 = 113$ mm.

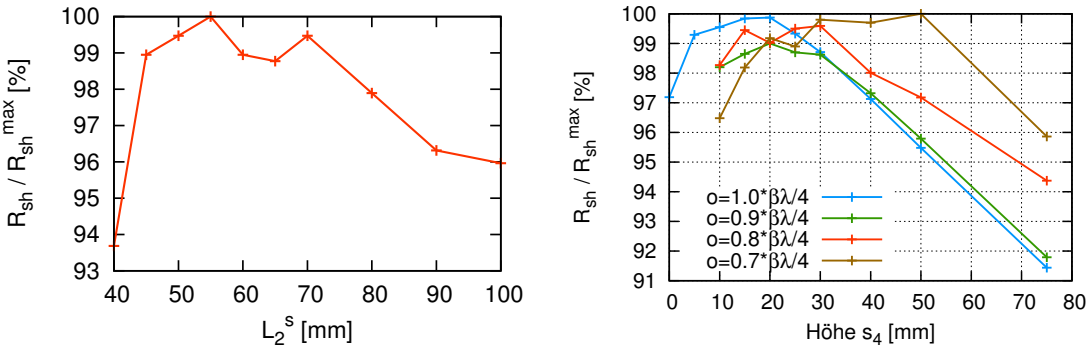
Variante	R_{sh}	P(250 kV)	Q	φ_c	h_1	h_2
Stem von den Seiten	5,3 MΩ	11,8 kW	9760	57,5°	160 mm	194 mm
Stem von oben	5,2 MΩ	12 kW	9560	70°	113 mm	165 mm

Tabelle 3.4: Kenndaten der Kavitäten nach grober Optimierung.

Die Shuntimpedanzen der beiden Kavitätenvarianten, angegeben in Tabelle 3.4, weichen nach dieser ersten Optimierung nur um 2% voneinander ab. Aufgrund der bereits genannten technischen Vorteile der Variante mit seitlich aufgehängter zweiter Driftröhre wurde lediglich diese Option weiterverfolgt.

Weitere Optimierung der Kavität

Als weiterer Schritt wurde die Geometrie des Stems der ersten und dritten Driftröhre optimiert. Abbildung 3.20a zeigt die Abweichung der Shuntimpedanz vom Maximum für Simulationen mit unterschiedlichen Dicken des Stems. Bei dem Absinken der Werte für 60 mm und 65 mm handelt es sich wahrscheinlich um einen Effekt der Auflösung des Simulationsgitters. Im Hinblick auf die Kühlung ist es günstiger einen breiten Stem zu verbauen, da hier die Stromflussdichte auf der Oberfläche geringer liegt. Auf der anderen Seite nimmt jedoch die Shuntimpedanz mit größeren Werten von L_2^s ab. Als Wert wurde deshalb 6 cm weiterverwendet.



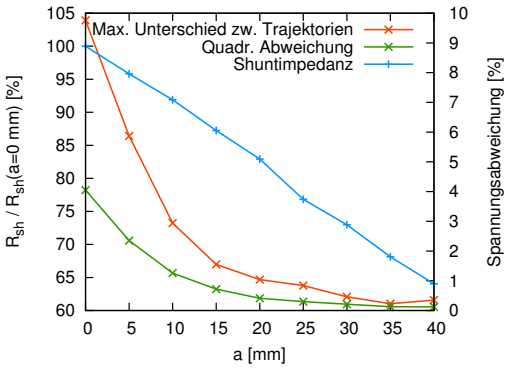
(a) Variation der Stemdicke L_2^s.

(b) Variation der Höhe s_4 des letzten Stemsegmentes bei unterschiedlichem Versatz.

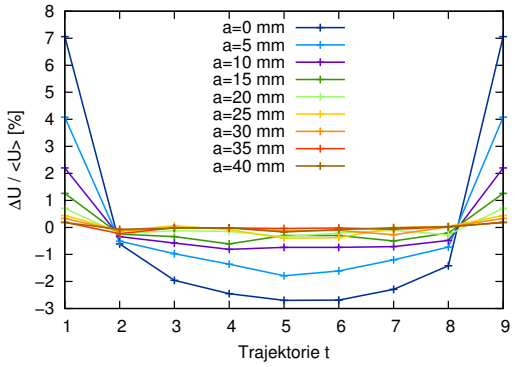
Abbildung 3.20: Optimierung des Stems.

Einen besonderen Einfluss auf die Shuntimpedanz der Kavität hat die Form des Stems in der Nähe der Driftröhren. Parametrisiert wurde diese, wie in Abbildung 3.16 dargestellt, über die Höhe des vierten Abschnittes des Stems s_4 und den Versatz o des unteren Endes jenes Abschnittes zur Mitte der inneren Driftröhre. Variiert man diese Parameter und passt die Frequenz der Kavität über den Parameter h_2 an, so erhält man die Kurven in Abbildung 3.20b. Die Maxima der Kurven verschieben sich bei geringeren Versätzen zu höheren Werten von s_4. Eine mögliche Erklärung für diesen Verlauf ist, dass die maximalen Werte auf den Kurven einem Minimum der Kapazität zwischen dem oberen Stemsegment und der Außenwand der Kavität sowies zwischen Stem und der inneren Driftröhre entsprechen. Die Verschiebung der Kurven bei geringerem Versatz o käme hier durch den geringeren Abstand zur mittleren Driftröhre bei gleichem s_4 zustande. Für jedes der Maxima (1,0: $s_4 = 20\,\text{mm}$, 0,9: $s_4 = 20\,\text{mm}$, 0,8: $s_4 = 25\,\text{mm}$, 0,7: $s_4 = 50\,\text{mm}$) wurde im Anschluss eine Optimierung wie in Abbildung 3.18c vorgenommen, als Optimum ergab sich $o = \beta\lambda/4$, $s_4 = 20\,\text{mm}$.

In Abbildung 3.21a ist zu erkennen, dass die seitliche Größe der Driftröhren, parametrisiert über den Abstand a, einen großen Einfluss auf die Shuntimpedanz der Kavität besitzt. Größere Driftröhren besitzen eine größere zu ladende Kapazität, die Aufladeströme führen zu steigenden Verlusten. Typischerweise ist das longitudinale elektrische

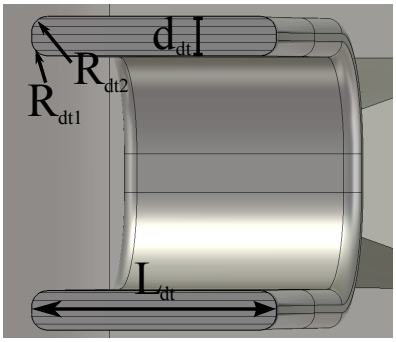


(a) Shuntimpedanz und Abweichung der Spannungsverteilung.

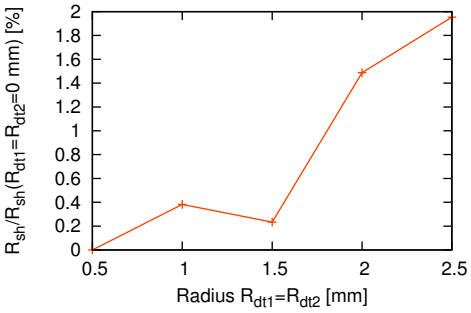


(b) Abweichung der Spannungsverteilung vom Mittelwert.

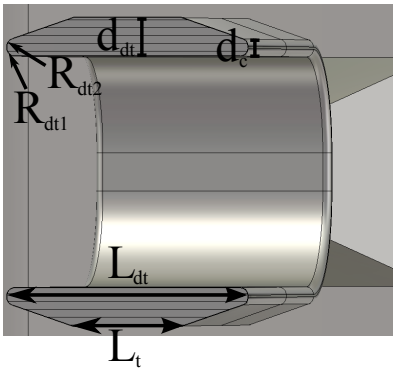
Abbildung 3.21: Einfluss des zusätzlichen seitlichen Abstandes a zwischen den äußeren Trajektorien und den Driftröhrenseiten auf die HF-Eigenschaften.



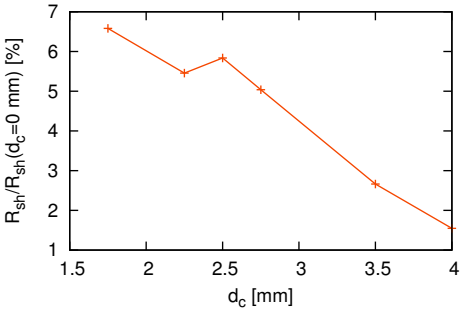
(a) Geometrie der abgerundeten Driftröhren.



(b) Shuntimpedanz bei abgerundeten Driftröhren.



(c) Geometrie der abgeschrägten Driftröhren.



(d) Shuntimpedanz bei abgeschrägten Driftröhren.

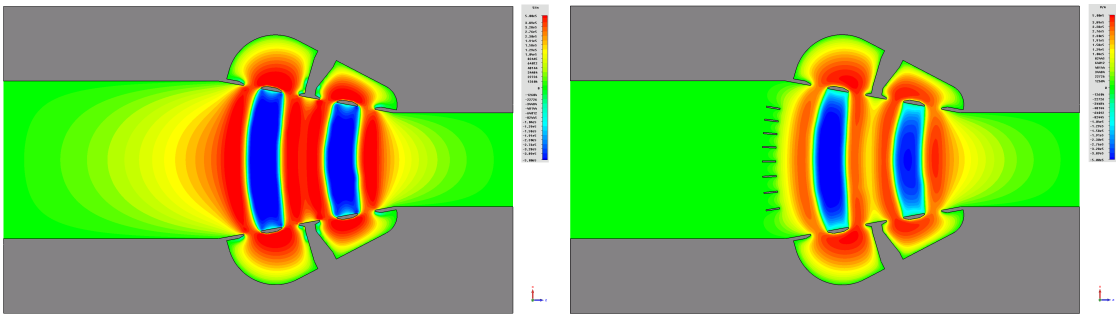
Abbildung 3.22: Shuntimpedanz der Kavität mit unterschiedlichen Driftröhrengeometrien.

Feld an den Rändern der Driftröhre am höchsten und fällt ins Innere der Driftröhre ab. Dies beobachtet man an der Homogenität der Spannung über den unterschiedlichen Trajektorien in Abbildung 3.21b: bei geringen Werten von a liegt die Spannung auf den äußeren Trajektorien nennenswert höher als auf den inneren. Um eine geschickte Wahl für a zu treffen wird deshalb in Abschnitt 3.2.4 untersucht, welchen Einfluss jener Abstand auf den Strahl und die Strahlparameter am Target besitzt.

Abbildung 3.22 zeigt die Abhängigkeit der Shuntimpedanz von der Form der Driftröhrenenden. In Abbildung 3.22a wurden diese an der Ober- und Unterkante abgerundet, in Abbildung 3.22c wurden diese an der Oberseite abgeschrägt und die Enden zusätzlich abgerundet. Für abgerundete Driftröhren steigt die Shuntimpedanz linear mit dem Radius an, es lässt sich maximal eine geringe Verbesserung der Shuntimpedanz von 2% erreichen. Der Einbruch der Kurve bei $R_{\mathrm{dt}} = 1{,}5\,\mathrm{mm}$ ist erneut ein Effekt des Simulationsgitters. Die maximale Verbesserung für abgeschrägte Driftröhren liegt bei 6,5%. Für das weitere Design wurde $d_c = 2\,\mathrm{mm}$ gewählt.

HF-Kurzschlussstäbe

Wie bereits erwähnt, wird für den Final-Focus-Rebuncher eine sehr breite Apertur, im derzeitigen Design mit einer Breite von $b = 21{,}5\,\mathrm{cm}$, benötigt. Fasst man das anschließende Strahlrohr als Hohlleiter auf, so besitzt dieser eine Grenzfrequenz, ab der eine Wellenfortpflanzung möglich wird [35]. Liegt die Anregungsfrequenz unterhalb der Grenzfrequenz, wird das Feld exponentiell gedämpft. Im betrachteten Beispiel ist der Hohlleiter breiter als hoch. Die niedrigste Schwingungsmode ist deshalb die TE_{10}-Mode, welche lediglich eine elektrische Feldkomponente in vertikaler Richtung besitzt. Somit könnten die in den Beschleunigungsspalten vorhandenen E_y-Komponenten eine Abstrahlung anregen.



(a) E_y-Komponente ohne Abschirmung. (b) E_y-Komponente mit Abschirmung.

Abbildung 3.23: Einfluss der HF-Abschirmstäbe auf die y-Komponente des elektrischen Feldes am Ausgang des Final-Focus-Rebunchers. Die gezeigte Form des Strahlrohrs entspricht nicht der wirklichen Geometrie, sondern wurde lediglich als Modell angenommen.

Die Grenzfrequenz der TE_{10}-Mode berechnet sich zu

$$f_{10} = \frac{c}{2 \cdot b} \approx 697{,}2\,\text{MHz} > 175\,\text{MHz}\,.$$

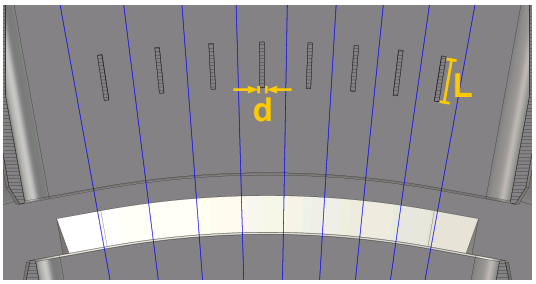
Man erhält somit eine exponentielle Dämpfung wie folgt:

$$E_y\,(z) \sim \exp\left(-\frac{2\pi}{c}\sqrt{f_{10}^2 - f^2}\cdot z\right) \approx \exp\left(-14{,}1\frac{1}{\text{m}}\cdot z\right)\,. \tag{3.3}$$

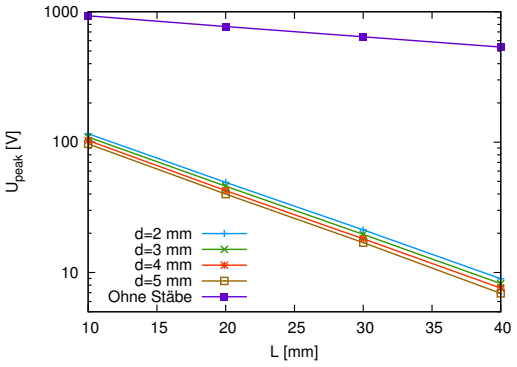
Die maximale Spannung zwischen oberer und unterer Wand liegt am Ausgang des Resonators bei etwa 2,2 kV, wenn dieser mit einer effektiven Spannung von 250 kV betrieben wird. Nach (3.3) ist diese Spannung erst nach 54,4 cm auf 1 V abgefallen.

Die Feldkomponenten könnten aus folgenden Gründen schädlich sein:

- Die von Strahldiagnoseelementen gemessenen Signale liegen typischerweise im Bereich weniger Volt [36, 37] und würden somit im hinteren Bereich des Bunchkompressors durch die HF-Signale überdeckt.
- Der Strahl wird durch das elektrische Feld vertikal hin- und hergewedelt.
- Bei der Berechnung durch Microwave Studio werden typischerweise geschlossene Randbedingungen (kein transversales elektrisches Feld) verwendet. Werden diese in einem Bereich eingesetzt, in dem im offenen Fall Feldkomponenten zu finden wären, so führt dies zu einer Verzerrung des Feldes im Resonator. Somit müsste zur korrekten Simulation zusätzlich ein längeres Stück Strahlrohr simuliert werden, um einen ausreichenden Abfall der E_y-Komponente zu gewährleisten.



(a) Geometrie der Kurzschlussstäbe.



(b) Spannung zwischen Strahlrohrboden und -deckel, dargestellt für die neunte Trajektorie, sowohl ohne als auch mit Kurzschlussstäben unterschiedlicher Dicke.

Abbildung 3.24: Geometrie und Auswirkung der HF-Kurzschlussstäbe.

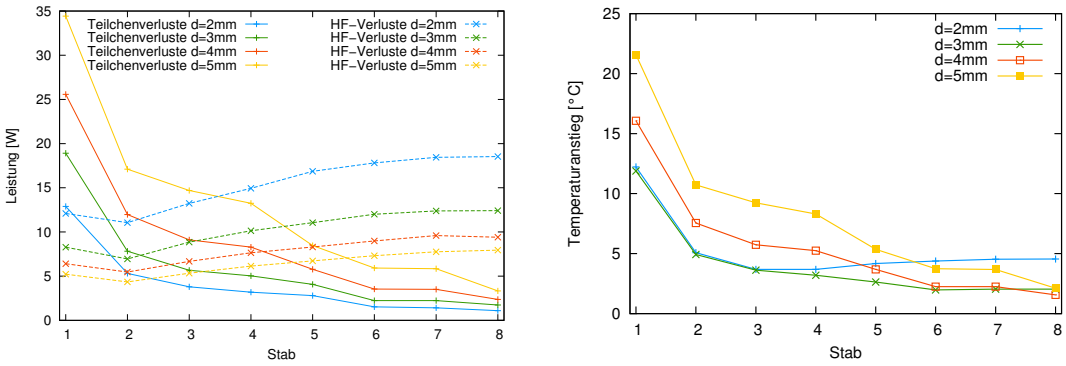
Um den Abfall des elektrischen Feldes zu verkürzen wurden die in Abbildung 3.24a abgebildeten Stäbe am Ausgang des Resonators jeweils im halben Winkel zwischen den Trajektorien eingefügt. Diese erhöhen lokal die Grenzfrequenz und führen zu einer Dämpfung

des Feldes. Abbildung 3.24b zeigt die Auswirkung dieser Stäbe auf die Spannung zwischen Strahlrohrdeckel und Strahlrohrboden für unterschiedliche Stablängen auf der Trajektorie mit den höchsten Spannungswerten (9. Trajektorie). Man kann erkennen, dass bereits mit kurzen Stäben eine Senkung der Spannung um eine Größenordnung erreicht werden kann, sowie dass der exponentielle Abfall im Vergleich zum offenen Fall schneller stattfindet. Weiterhin sieht man, dass die Breite d der Stäbe nur einen geringen Einfluss auf den Abfall des Feldes besitzt.

Die thermische Belastung, der die Stäbe ausgesetzt sind, ist in Abbildung 3.25a dargestellt. Die Teilchenverluste P_{Strahl} wurden aus einer Rechnung wie in Abschnitt 3.2.4 ausgelesen. Die HF-Verluste berechnen sich unter der Annahme, dass der Strom vollständig auf der der Kavität zugewandten Seite in einer Schicht der Dicke der Skintiefe δ fließt, über

$$P_{\text{hf}} = \frac{1}{\sigma\delta}\frac{h_{\text{dt}}}{d}\frac{I_0^2}{2} = R_{\text{s}}\frac{h_{\text{dt}}}{d}\frac{I_0^2}{2}\,. \tag{3.4}$$

Als Material wurde Kupfer mit $\rho = \frac{1}{\sigma} = 1{,}68 \cdot 10^{-8}\,\Omega\text{m}$ angenommen. Der Faktor 0,5 wird benötigt, da der Strom I_0 zum Zeitpunkt des höchsten Magnetfeldes ausgelesen wurde, in die thermische Belastung jedoch der effektive Strom $I_0/\sqrt{2}$ einfließt. Für die längsten Trajektorien dominiert der Teilchenverlust aufgrund der geringeren Abstände zwischen den Trajektorien und der größeren Ausdehnung der Bunche. Die HF-Verluste wiederum steigen mit dem Abstand zwischen den Stäben zu den kürzeren Trajektorien. In Hinsicht auf die Teilchenverluste sind dünne Stäbe besser. Dem entgegengesetzt sind die HF-Verluste aufgrund des mit zunehmender Dicke d abnehmenden Widerstandes.



(a) Leistungsdeposition auf den Stäben.

(b) Temperaturanstieg.

Abbildung 3.25: Berechnung der thermischen Belastung der Kurzschlussstäbe.

Um die technische Umsetzbarkeit und den möglicherweise notwendigen Bedarf einer Kühlung solcher Stäbe zu überprüfen, wurde mittels CST MPhysics Studio die zu erwartende Temperatur der Stäbe berechnet. Als Modell wurde ein Kupferblock angenommen, dessen Ober- und Unterseite bei Raumtemperatur liegen und der von einer Seite auf kompletter Höhe mit P_{hf} und auf der anderen Seite in der Mitte in einem Bereich von 7 mm mit P_{Strahl} geheizt wird. Die auftretenden maximalen Temperaturdif-

ferenzen für eine Länge von 4 cm sind in Abbildung 3.25b dargestellt. Ab einer Breite von 4 mm dominiert der zunehmende Teilchenverlust auf den längeren Trajektorien sowohl die Hochfrequenzverluste als auch die zunehmende Wärmeleitung. Bei $d = 2\,\mathrm{mm}$ steigt die Maximaltemperatur der Stäbe zwischen den kürzeren Trajektorien aufgrund der hohen HF-Verluste. Optimal erscheint $d \approx 3\,\mathrm{mm}$.

Für die hintere Seite des Rebunchers ist es nicht möglich ähnliche Stäbe einzufügen, da hier der Trajektorienabstand bereits unterhalb der Ausdehnung der Strahlenveloppe (siehe Tabelle 3.3 im Vergleich mit Abbildung 2.4) liegt und somit hohe Teilchenverluste zu erwarten sind.

3.2.4 Strahldynamik

Die Driftröhrengeometrie des Final-Focus-Rebunchers unterscheidet sich stark von den typischerweise in Beschleunigern verwendeten runden Driftröhren. Aus diesem Grund soll im Folgenden die Strahldynamik in diesem untersucht und mit dem in Kapitel 2 verwendeten LORASR verglichen werden. Im Anschluss daran wird die volle hintere Sektion nach dem letzten Dipol des Bunchkompressors simuliert werden, um herauszufinden, ob der Bunchkompressor und der Rebuncher im Speziellen auch bei einer Energievariation die Anforderungen erfüllen.

Vergleich mit LORASR

Abbildung 3.26 zeigt die Projektionen auf die Ebenen $x-x'$, $y-y'$ und φ-ΔE der Strahlen auf der ersten, fünften und neunten Trajektorie beim Austritt aus dem Rebuncher. Die Simulationen wurden ohne Raumladung ausgeführt. Als Verteilungen wurden mit LORASR erzeugte homogene Verteilungen mit den selben Twiss-Parametern α, β, γ und gleicher Emittanz wie die in Kapitel 2 erhaltenen Verteilungen verwendet.

Mit LORASR wurden zwei unterschiedliche Geometrien simuliert. Da zum Zeitpunkt der Optimierung in Kapitel 2 die Spaltanzahl und Geometrie des Final-Focus-Rebunchers noch nicht feststanden, wurde dort lediglich ein Beschleunigungsspalt mit der vollen Spannung verwendet (Innendurchmesser 4 cm, Spaltlänge 2 cm). Als zweites Modell wurden die im vorhergegangenen Abschnitt ermittelten Spaltspannungen und -abstände verwendet (Innendurchmesser 3 cm, Spaltlänge 25 mm). Die Felder für die realistische Geometrie wurden aus CST Microwave Studio ausgelesen[2] und die Teilchen mit dem Programm BENDER transportiert.

In der longitudinalen Ebene ergibt sich zwischen beiden Programmen eine gute Übereinstimmung. Dementsprechend sind die longitudinalen Fokussierstärken und die bestimmten Rebuncherspannungen unter Verwendung der reellen Geometrie die selben, wie sie im vorangegangenen Kapitel bestimmt wurden. Weiterhin zeigt sich in Abbildung 3.26 die Erhöhung der Spannung auf den äußeren Trajektorien an der leicht erhöhten Fokussierung bei kleineren Werten des Abstandes a.

[2] Das verwendete Gitter besaß 8,1 Millionen Maschenpunkte, die Schrittweite im Beschleunigungsspalt war auf 1,3 mm transversal und 1,5 mm longitudinal festgesetzt.

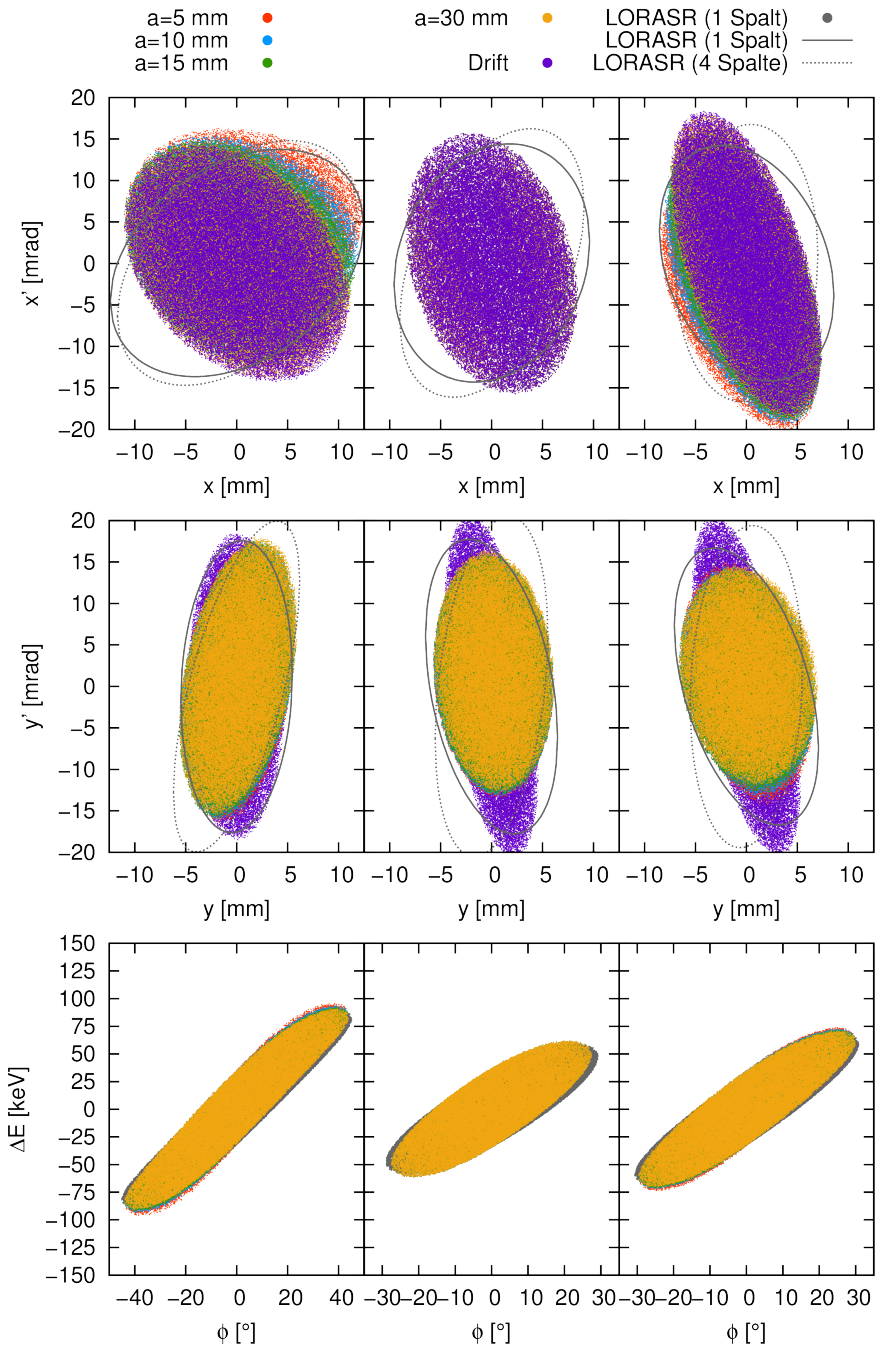


Abbildung 3.26: Homogene Strahlverteilungen nach Transport durch den Final-Focus-Rebuncher auf erster, fünfter und neunter Trajektorie für unterschiedliche Werte des Parameters a (siehe Abbildung 3.16) unter Verwendung von LORASR beziehungsweise BENDER.

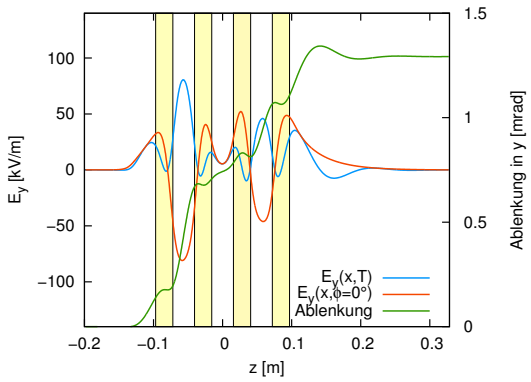
Besonders interessant ist das Verhalten in der $x - x'$-Ebene. In typischen Beschleunigerstrukturen mit zylinderförmigen Driftröhren entsteht durch die Randfelder eine Defokussierung des Strahls. LORASR sagt dementsprechend aufgrund der Annahme von zylinderförmigen Driftröhren eine Defokussierung des Strahls voraus. Diese Randfelder sind jedoch im breiten Gap des Final-Focus-Rebunchers lediglich am Rand der Driftröhren vorhanden. Somit durchläuft der Strahl den Rebuncher auf den innen liegenden Trajektorien fast ungestört, wie man in Abbildung 3.26 am Vergleich mit einem Strahl, welcher um die selbe Fluglänge gedriftet ist, erkennen kann. Auf den äußeren Trajektorien sehen die Strahlen die Randfelder lediglich auf einer Seite, abhängig vom Abstand a (siehe Abbildung 3.16) zwischen den äußeren Trajektorien und den Seitenwänden der Driftröhren. Wählt man $a = 30\,\mathrm{mm}$, so ist die Ellipse derjenigen des gedrifteten Strahls sehr ähnlich. Bei kleineren Abständen erhalten die außen liegenden Teilchen einen Kick: auf Trajektorie 1 bei positiven x-Werten zu positiven Winkeln, auf Trajektorie 9 bei negativen x-Werten zu negativen Winkeln. Bei kleinen Abständen a stimmt die Vorhersage von LORASR auf der dem Rand nahen Seite jeweils recht gut mit der durch die realistischen Felder transportierten Teilchenverteilung überein.

In der $y-y'$-Ebene fällt besonders auf, dass die Schwerpunkte der Teilchenverteilungen zu positiven Winkeln verschoben sind, also die Strahlen in vertikale Richtung abgelenkt werden. Auf den äußeren Trajektorien liegt der Winkel, mit dem der Schwerpunkt der Bunche die Kavität verlässt, beim Betrieb mit $U_{\mathrm{ff}} = 112\,\mathrm{kV}$ zwischen 0,5 mrad für $a = 5\,\mathrm{mm}$ und 1,3 mrad für $a = 30\,\mathrm{mm}$. Auf der fünften Trajektorie ist die Ablenkung mit 1,1 mrad für $a = 5\,\mathrm{mm}$ bis 1,8 mm für $a = 30\,\mathrm{mm}$ größer. Im letztgenannten Fall ergibt sich am Target insgesamt eine Ablenkung von 0,6 mm.

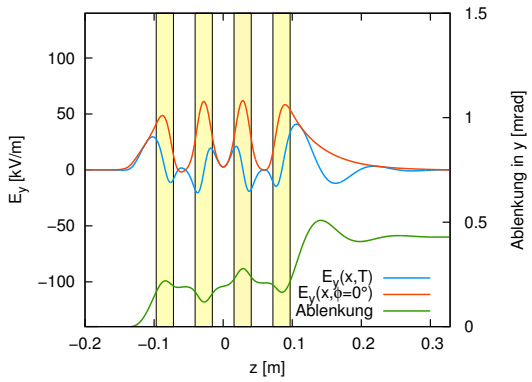
Abbildung 3.27a zeigt die y-Komponente des elektrischen Feldes an der Position des Sollteilchens und den zwischen dessen Bewegungsrichtung und der z-Achse eingeschlossenen Winkel. Bemerkenswert ist, dass die größten Feldkomponenten nicht in den Beschleunigungsspalten, sondern vor allem in der ersten und dritten Driftröhre zu finden sind. Da beim Betrieb als Rebuncher das Feld genau dann maximal ist, wenn das Sollteilchen die Mitte der Driftröhre durchläuft, wird das Teilchen recht stark abgelenkt. Woher kommt diese Feldkomponente? Bei einem idealen Topfkreis als nach vorne abgeschlossenen koaxialen Leiter erhält man eine ungefähr sinusförmige Spannungsverteilung entlang des Leiters [30, Abschnitt 2.3.5, S. 95].

Fasst man nun die Stütze der ersten und dritten Driftröhre als diesen Leiter auf, so ist der Strompfad zur Unterseite der Driftröhre wesentlich kürzer als zur Oberseite. Somit erhält man auf jenen unterschiedliche Potentiale und dementsprechend ein vertikal gerichtetes elektrisches Feld. Mit diesem Ansatz erklärt sich die zunehmende Ablenkung mit a aus dem zunehmenden Längenunterschied des Strompfades zwischen der oberen und unteren Seite der Driftröhre. Weiterhin ist der Längenunterschied auf den äußeren Trajektorien wesentlich kleiner, wodurch sich der Unterschied der Ablenkung zwischen den äußeren und inneren Trajektorien erklären lässt.

Um diese Theorie zu überprüfen wurden in den Driftröhren so wie in Abschnitt 3.2.3 Stäbe zwischen den Trajektorien verbaut, die dazu führen, dass der Aufladestrom zur Oberseite der Driftröhre nicht mehr über die Seiten fließt und somit einen wesentlich kürzeren Weg zurücklegen muss. Abbildung 3.27b zeigt die selben Größen wie Abbil-



(a) Gegenwärtiges Design.



(b) Modell mit Kurzschlussstäben in den Driftröhren.

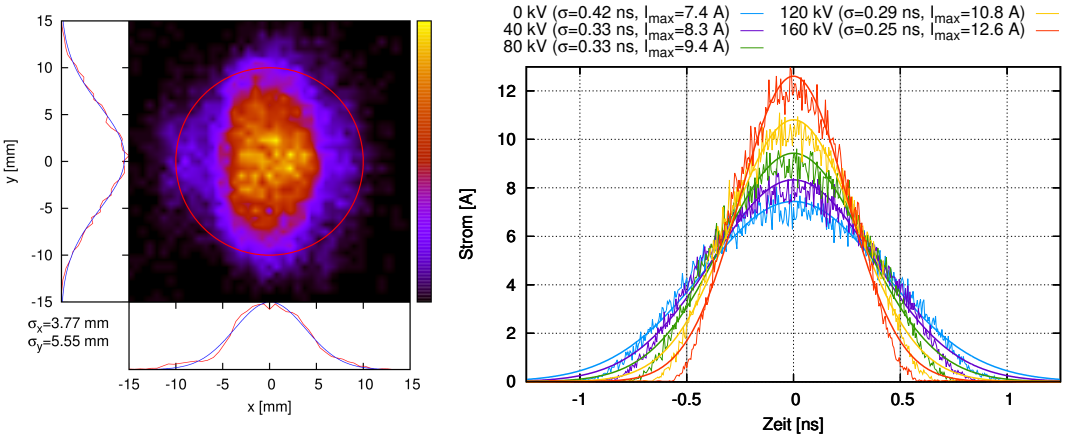
Abbildung 3.27: Vertikale Komponente des elektrischen Feldes an der Position des Sollteilchens sowohl zum Zeitpunkt des Durchflugs T als auch zum Zeitpunkt maximalen Feldes $\phi_{\text{cavity}} = 0°$ bei einer effektiven Spannung von $U_{\text{ff}} = 112\text{kV}$ und $a = 5\,\text{mm}$. Die Beschleunigungsspalte sind durch gelbe Balken markiert. Weiterhin ist die durch diese Komponenten bewirkte Ablenkung dargestellt.

dung 3.27a mit solchen Stäben. Man kann gut erkennen, dass die vertikalen Feldkomponenten in den Driftröhren um eine Größenordnung abgesenkt wurden und das Teilchen beim Durchflug der Driftröhren nur noch geringfügig abgelenkt wird. Für die verbleibende Ablenkung von 0,4 mrad sind hauptsächlich die vertikalen Feldkomponenten im Strahlrohr vor dem ersten und nach dem letzten Beschleunigungsspalt verantwortlich. Man kann in Abbildung 3.27 im Bereich nach dem Rebuncher ($z > 10\,\text{cm}$) weiterhin das bereits in Abschnitt 3.2.3 erwähnte „Wedeln“ des Strahls erkennen.

Für das endgültige Design lassen sich aufgrund der zu erwartenden Strahlverluste solche Stäbe in den Driftröhren nicht realisieren. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt untersucht, ob die genannte Ablenkung des Strahls in vertikale Richtung dazu führt, dass große Anteile des Strahls nicht das Target treffen. Sollte dies der Fall sein, so ließen sich die vertikalen Feldkomponenten möglicherweise durch eine seitliche Befestigung der beiden betroffenen Driftröhren mit einem spiralförmigen Stem am Resonatorboden reduzieren.

Bunch Merging und Nachbeschleunigung

Im vorangegangen Abschnitt wurden zur Untersuchung des Verhaltens der Rebuncherkavität lediglich einzelne Teilchen oder einzelne emittanzäquivalente homogene Verteilungen *ohne Raumladung* durch den Rebuncher gesendet. Bei Spitzenströmen von $\tilde{I}_\tau = 7{,}7\,\text{A}$ spielt diese jedoch eine wichtige Rolle. Aus diesem Grund werden im Folgenden die letzten 60 cm vor dem Target mit Raumladung und Rebuncher betrachtet. Besonders soll



(a) Strahlverteilung auf dem Target.

(b) Zeitlicher Verlauf des Strahlstroms.

Abbildung 3.28: Form der Protonenpulse am Neutronenproduktionstarget in der transversalen Ebene für $U = 112\,\mathrm{kV}$ und in der longitudinalen Ebene für unterschiedliche Rebuncherspannungen. Der Kreis in (a) kennzeichnet den Radius $R_{\mathrm{target}} = 1\,\mathrm{cm}$ des Neutronenproduktionstargets.

hier auf die Erfüllung der Designkriterien des Bunchkompressors bei Verwendung von realistischen Feldern für den Rebuncher und bei Energievariation geachtet werden. Eine detailiertere Untersuchung des Verhaltens des Strahls in dieser Sektion findet sich in [3].

Die Bunch-Merging-Rechnungen wurden für unterschiedliche Werte des Parameters a durchgeführt. Dabei ergaben sich für die wichtigen Größen am Target die folgenden Unterschiede zwischen $a = 20\,\mathrm{mm}$ und $a = 5\,\mathrm{mm}$: $\Delta x_{\mathrm{rms}} = x_{\mathrm{rms}}\,(20\,\mathrm{mm}) - x_{\mathrm{rms}}\,(5\,\mathrm{mm}) \approx -180\,\mu\mathrm{m}$, $\Delta y_{\mathrm{rms}} \approx 80\,\mu\mathrm{m}$, $\Delta\tau \approx 6\,\mathrm{ps}$ und ein Anstieg der Verluste von 1,16% auf 1,22%. Da diese Unterschiede im Vergleich mit den absoluten Werten vernachlässigbar klein sind, macht es Sinn, den Parameter a relativ klein zu wählen, da hierdurch, wie bereits in Abschnitt 3.2.3 gezeigt, die Shuntimpedanz durch die abnehmende Kapazität zwischen den Driftröhren ansteigt. Die Wahl fiel für die weiteren Untersuchungen auf $a = 10\,\mathrm{mm}$. Wie auch in vertikaler Richtung liegt dann der seitliche Abstand der Trajektorien zur Driftröhrenwand zusammen mit dem in Abbildung 3.16 eingezeichneten $R_a = 12{,}5\,\mathrm{mm}$ bei ungefähr dem Doppelten der 95%-Strahlenveloppe aus Abbildung 2.4.

In Abbildung 3.28a ist die Dichteverteilung des Protonenstrahls auf dem Neutronenproduktionstarget mit Projektionen der Dichte in horizontaler und vertikaler Richtung zu sehen. Bemerkenswert ist, dass die Teilchenverteilung des Strahls in beiden Projektionen gut mit einer Gauß-Verteilung gefittet werden kann. Dies gilt auch für die zeitliche Abhängigkeit des Stromes am Target, gezeigt in Abbildung 3.28b.

Abbildung 3.29 zeigt die RMS-Strahlenveloppe in transversaler und longitudinaler Richtung für unterschiedliche Rebuncherspannungen. In der horizontal liegenden x-Ebene laufen die Teilchen mit einem Winkel von bis zu $\pm 180\,\mathrm{mrad}$ ($\hat{=} \pm 10{,}3°$) auf das Target zu. Dementsprechend besteht der Effekt der Raumladung in dieser Ebene

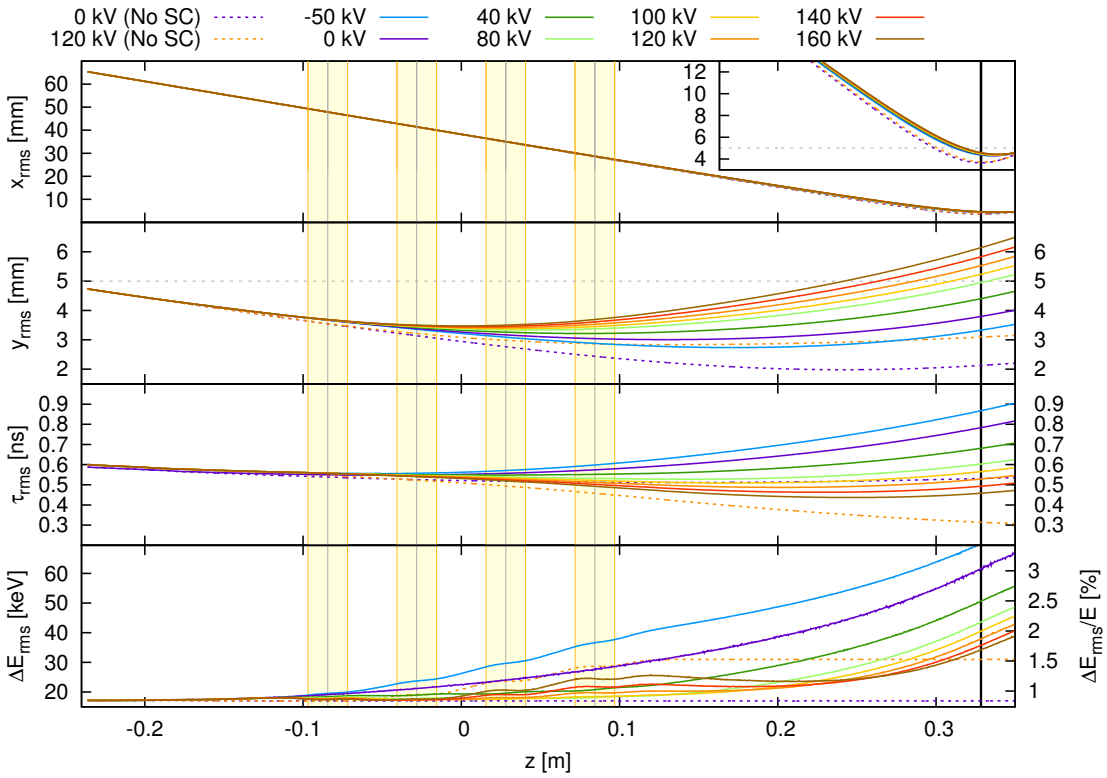


Abbildung 3.29: RMS-Strahlenveloppen in der letzten Sektion des Bunchkompressors für verschiedene Rebuncherspannungen, mit Raumladung ($I = 150\,\mathrm{mA}$) und ohne Raumladung („No SC“). Die vertikalen Linien zu Anfang entsprechen den vier Spalten des Final-Focus-Rebunchers mit Spaltmitte und -ende, der vertikale Strich bei 32,8 cm gibt die Position des Targets an.

hauptsächlich in einer Reduktion des Winkels x', was zu einer Verschiebung von Fokuspunkt und Strahltaille um 8 mm hinter das Target führt. Das Resultat ist ein Anstieg von x_{rms} um $\pm 0{,}7\,\mathrm{mm}$ am Target. Es lässt sich weiterhin gut erkennen, dass die Betriebsspannung des Rebunchers aufgrund der lediglich auf den äußeren Trajektorien vorhandenen Randfelder nur einen sehr geringen Einfluss auf den Strahl in horizontaler Richtung besitzt.

Die starke Aufweitung des Strahls in der vertikalen Ebene entsteht einerseits unabhängig von der Raumladung durch die HF-Defokussierung des Rebunchers. Für die Rechnungen ohne Raumladung ist diese Defokussierung der einzige Grund für eine Aufweitung des Strahls, wie in Abbildung 3.30 in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. Bei 112 kV beispielsweise führt die HF-Defokussierung zu einer y_{rms}-Zunahme von 40% im Vergleich zur Rechnung mit ausgeschaltetem Rebuncher. Bei $I = 150\,\mathrm{mA}$ führt die Raumladung zu einer weiteren Vergrößerung des Strahlflecks in vertikaler Ebene am Target, bei $U = 112\,\mathrm{kV}$ liegt diese im Vergleich zu den Nullstromrechnungen bei 80%.

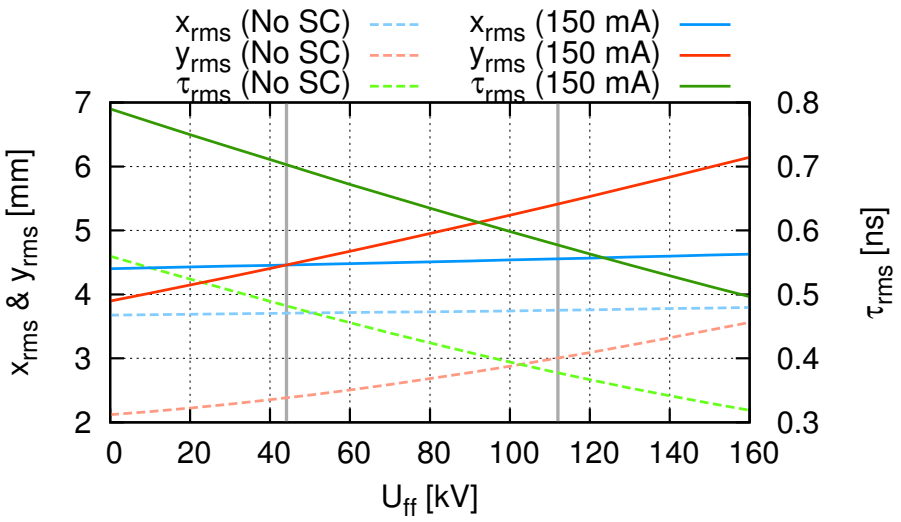
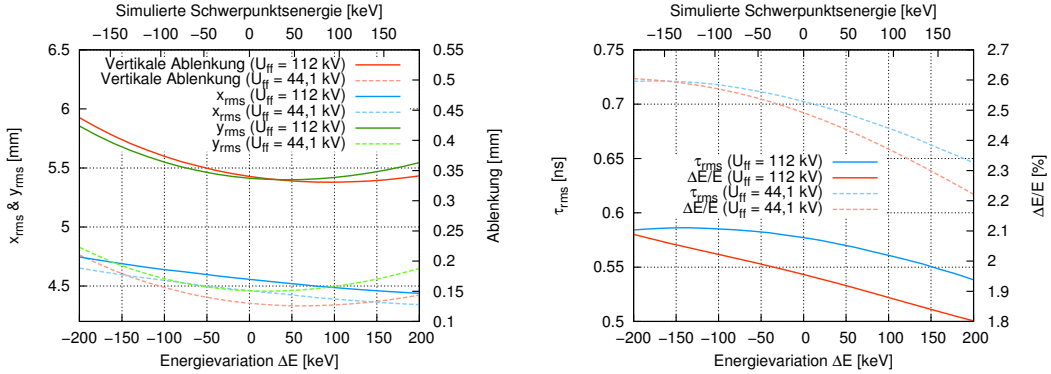


Abbildung 3.30: Auswertung von Abbildung 3.29 am Target für unterschiedliche Spannungen am Final-Focus-Rebuncher.

Vergleicht man den Verlauf von y_{rms} mit und ohne Raumladung in Abbildung 3.30, so fällt auf, dass diese für die Rechnungen mit Raumladung weitgehend linear ist, bei Nullstrom jedoch zu kleinen Spannungen vom linearen Verlauf abweicht. Diese Nichtlinearität entsteht durch die Nähe der Strahltaille zum Target. Der selbe Effekt zeigt sich auch bei höheren Spannungen in den Rechnungen ohne Raumladung in der longitudinalen Ebene.

Die resultierende Energieverschmierung ΔE_{rms} des Strahls am Target sinkt in Abbildung 3.29 bei höheren Rebuncherspannungen. Ist der Final-Focus-Rebuncher ausgeschaltet, so liegt die longitudinale Strahltaille etwa im Zentrum des Rebunchers. Die hohen Raumladungskräfte, die aufgrund des Zusammenlaufens der Einzelbunche entstehen, führen im Anschluss zu einem Anstieg der Energieverschmierung um über 40 keV auf mehr als das Dreifache des vorherigen Wertes. Bei niedrigen Spannungen $U_{\mathrm{ff}} \lesssim 100\,\mathrm{kV}$ genügt die longitudinale Fokussierung des Rebunchers nur um den Effekt der Raumladung teilweise zu kompensieren: betrachtet man die Lage des Strahls in der $\varphi - \Delta E$-Projektion, so verharrt dieser beim Durchgang durch den Rebuncher in der aufrechten Lage. Nach dem Rebuncher nehmen sowohl die Länge des Bunches als auch die Energieverschmierung zu. Bei höheren Spannungen findet eine geringe Fokussierung statt. Die Energieverschmierung nimmt durch die Beschleunigung der vorderen und hinteren Bereiche des Pulses kurzzeitig ($0\,\mathrm{cm} \lesssim z \lesssim 12\,\mathrm{cm}$) zu. Da die Beschleunigung jedoch zum Ladungsschwerpunkt hin gerichtet stattfindet, werden die betreffenden Strahlteile schnell wieder abgebremst ($12 \lesssim z \lesssim 20\,\mathrm{cm}$). Im Anschluss setzen auch hier eine – aufgrund des nun geringeren Abstandes zum Target im Vergleich zu niedrigeren Spannungen geringere – Defokussierung und ein Anstieg von ΔE_{rms} ein.

Insgesamt bietet der Rebuncher eine Möglichkeit, die vertikale Größe des Strahlflecks



(a) Transversal.

(b) Longitudinal.

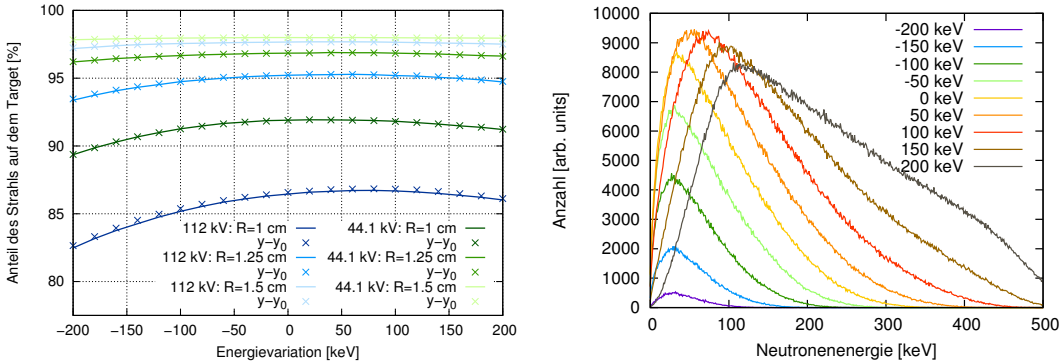
Abbildung 3.31: Strahlparameter am Target bei Energievariation.

auf dem Target gegen die Länge und Energieverschmierung des Pulses abzustimmen. Sollte beispielsweise ein Puls mit sehr geringer transversaler Ausdehnung benötigt werden, so wäre es auch denkbar, den Rebuncher wie in Abbildung 3.29 in hellblau gezeigt als Debuncher einzusetzen. In diesem Fall steigt jedoch die Energieverschmierung stark an, für eine Debunching-Spannung von $-50\,\mathrm{kV}$ beispielsweise auf $70\,\mathrm{keV}$, entsprechend 3,4% der Gesamtenergie.

Bei der in Kapitel 2 gefundenen „idealen“ Einstellung des Final-Focus-Rebunchers auf $U = 112\,\mathrm{kV}$ erhält man bei Berechnung mit realistischen Feldern für den Rebuncher und dem Zusammenlaufen der Teilchenpakete ein anderes Ergebnis als zuvor: lag vorher die Ausdehnung des Strahls in vertikaler Richtung im Mittel über die Trajektorien mit $\pm 3{,}4\,\mathrm{mm}$ deutlich unter derjenigen in horizontaler Richtung ($\pm 5{,}4\,\mathrm{mm}$), so liegt diese nun $0{,}8\,\mathrm{mm}$ darüber. Ab einer Spannung von $85\,\mathrm{kV}$ ist weiterhin $y_{\mathrm{rms}} < 5\,\mathrm{mm}$ nicht mehr erfüllt. Allerdings liegt für diese Spannungen auch die Pulslänge τ_{rms} mit $0{,}58\,\mathrm{ns}$ deutlich unter der Anforderung von $1\,\mathrm{ns}$. Um eine Einstellung der Parameter des Bunchkompressors zu finden, bei der alle Anforderungen optimal erfüllt sind, sollten im nächsten Optimierungsschritt das Zusammenführen der neun Teilchenpakete und die realistische Rebunchergeometrie berücksichtigt werden.

Die gleiche Ausdehnung am Target in der transversalen Ebene von $x_{\mathrm{rms}} = y_{\mathrm{rms}} = 4{,}5\,\mathrm{mm}$ besitzt der Strahl bei $U_{\mathrm{ff}} = 44{,}1\,\mathrm{kV}$. Die Pulslänge beträgt dort $\tau_{\mathrm{rms}} = 0{,}7\,\mathrm{ns}$, die Energieverschmierung $\Delta E_{\mathrm{rms}} = 50{,}6\,\mathrm{keV}$ (2,5%). Da diese Einstellung die gestellten Anforderungen erfüllt, wird diese als zweite mögliche Einstellung bei der Simulation der Energievariation berücksichtigt.

Als Nächstes wurden Rechnungen bei unterschiedlichen Energien durchgeführt. Die Spannung im Resonator und die Phase, zu welcher der Teilchenstrahl diesen durchläuft, wurden nach Gleichung (3.2) eingestellt. Die x-Achse der Graphen in Abbildung 3.31 besitzt zwei Skalierungen: die untere gibt die nach (3.2) eingestellte Nachbeschleunigung an, die obere den von der Simulation am Target vorausgesagten Energieschwerpunkt. Die Abweichung des simulierten Schwerpunktes vom erwarteten Wert liegt zwischen 5



(a) Strahlanteil auf dem Target.

(b) Neutronenspektrum (aus [38]).

Abbildung 3.32: Anteil der Teilchen, die das Target treffen, bei Energievariation und das daraus resultierende Neutronenspektrum.

und 10%.

Ein Ursprung dieser Differenz ist der nichtsymmetrische Energiegewinn der Teilchen: wie bei der Abschätzung der benötigten Spannung in Abschnitt 3.2.1 festgestellt, erhalten sowohl die vorderen Teilchen als auch die hinteren Protonen des Bunches im Vergleich zum linearisierten Spannungsverlauf weniger Energie als benötigt. Der Schwerpunkt wird hierdurch insgesamt weniger stark beschleunigt als das Sollteilchen. Ein weiterer Unterschied könnte möglicherweise durch das Fehlen eines β-Profils, also einer Anpassung der Spaltmittenabstände auf die zunehmende (oder in dieser Kavität auch abnehmende) Geschwindigkeit der Teilchen, zustande kommen. Der Ursprung des Unterschieds sollte in einer fortführenden Arbeit untersucht werden.

Die Pulslänge, dargestellt in Abbildung 3.31b, liegt in der Simulation für beide Rebuncherspannungen und volle Nachbeschleunigung unter einer Nanosekunde. Die Pulse werden tendenziell bei Nachbeschleunigung kürzer, bei $U_{\mathrm{ff}} = 44{,}1\,\mathrm{kV}$ beispielsweise um 75 ps im Vergleich zur maximalen Abbremsung. Die Energieverschmierung $(\Delta E/E)_{\mathrm{rms}}$ des Strahls steigt bei Abbremsung um 200 keV um lediglich 7% auf 2,1% (2,6% bei 44,1 kV), bei voller Nachbeschleunigung sinkt diese um 8% auf 1,8% (2,2%).

Die Dynamik in der transversalen Ebene entsteht aufgrund einer Kombination aus der Wirkung der Raumladung, der HF-Defokussierung und der Ablenkung des Strahls aufgrund der Dipolanteile in den Driftröhren des Final-Focus-Rebunchers. Diese ist bisher nicht vollständig verstanden und sollte in einer fortführenden Arbeit genauer untersucht werden. Die vertikale Ablenkung des Strahls ist bei Abbremsung mit 0,44 mm bei 112 kV maximal. Bei höheren Energien als 1830 keV nimmt diese ab und sinkt auf 0,34 mm bei maximaler Nachbeschleunigung. Für die niedrigere Rebuncherspannung liegt die Ablenkung aufgrund der niedrigeren Gesamtspannung bei der Hälfte.

In Abbildung 3.32a wurde der Anteil der Teilchen aufgetragen, die den Final-Focus-Rebuncher passieren und welche das Lithium-Target mit unterschiedlichen Radien treffen würden. 1,0% des Strahls geht in der Kavität verloren, 92% hiervon an den HF-

h_1	160 mm	φ_b	20,6°	d_c	2 mm	s_1	25 mm
h_2	209 mm	a	10 mm	R_{dt1}	1 mm	s_2	93,3 mm
φ_c	65°	R_a	12,5 mm	R_{dt2}	1 mm	s_3	50 mm
R	32,85 cm	h_{dt}	30 mm	g_1	25 mm	s_4	20 mm
L	25 cm	L_{dt}	31,3 mm	g_2	25 mm	L_1^s	175 mm
R_o	25 mm	d_{dt}	5 mm	g_3	25 mm	L_2^s	60 mm
R_u	25 mm	L_t	14 mm	g_4	25 mm	L_3^s	40 mm
R_h	70 mm	L_{s2}	30 mm			o	56,3 mm
R_v	30 mm						

Tabelle 3.5: Zusammenfassung aller geometrischen Maße des Final-Focus-Rebunchers, wie definiert in Abbildung 3.16 und 3.22c.

Kurzschlusstäben, die restlichen Teilchen an den Driftröhren. Mit dem derzeitig vorgesehenen Target mit 2 cm Durchmesser und Rebuncherbetrieb bei $U_{\mathrm{ff}} = 112\,\mathrm{kV}$ ohne Energievariation erreicht ein Anteil von 86,3 % des Strahls das Target. Sowohl bei Nachbeschleunigung als auch bei Abbremsung sinkt dieser Anteil geringfügig – bei 1,83 MeV auf 82,5 %, bei 2,23 MeV auf 86%. Die Verwendung einer geringeren Spannung am Rebuncher ist hier von Vorteil: bei $U_{\mathrm{ff}} = 44{,}1\,\mathrm{kV}$ treffen ohne Energievariation 91,9% auf dem Target auf, der Anteil sinkt bei $\Delta E = -200\,\mathrm{keV}$ auf 89,4% ab.

Die Ablenkung des Strahls in vertikaler Richtung im Final-Focus-Rebuncher führt nicht dazu, dass ein großer Teil des Strahls das Target verfehlt. Dies zeigt sich in Abbildung 3.32a an den mit Kreuzen dargestellten Kurven: für diese wurde der vertikale Schwerpunkt des Strahls von den Teilchenpositionen abgezogen. Für die Rechnung mit $U_{\mathrm{ff}} = 112\,\mathrm{kV}$ und dem Targetradius $R = 1\,\mathrm{cm}$ ergibt sich hieraus, dass lediglich 1‰ mehr Teilchen das Target treffen, bei allen weiteren Rechnungen liegt der Anteil darunter.

Eine geringfügige Erhöhung des Targetdurchmessers führt bei beiden untersuchten Einstellungen zu einem signifikanten Anstieg des Strahlanteils, der Neutronen erzeugen kann: erhöht man den Targetradius um 25%, so erhöht sich der Anteil der Teilchen auf dem Target ($U_{\mathrm{ff}} = 44{,}1\,\mathrm{kV}$, $\Delta E = 0\,\mathrm{keV}$) auf 96,8 %.

Mit den hier simulierten Teilchenverteilungen am Target lassen sich nun auch Schlüsse auf das Spektrum und die Phasenraumverteilung der erzeugten Neutronen ziehen. Abbildung 3.32b zeigt hier beispielsweise das in [38] errechnete Neutronenspektrum für unterschiedliche Strahlenergien durch Energievariation am Final-Focus-Rebuncher.

Zusammenfassend können die Anforderungen an den Bunchkompressor auch bei voller Energievariation, dem Zusammenlaufen der neun Einzelstrahlen und der Simulation des Final-Focus-Rebunchers mit realistischen Feldverteilungen sehr gut erfüllt werden.

3.2.5 Gewählte Parameter und Leistungsabschätzung

Tabelle 3.5 fasst die derzeitigen geometrischen Parameter des Final-Focus-Rebunchers zusammen. Die für diese Parameter von Microwave Studio berechnete Shuntimpedanz liegt bei $\mathbf{6{,}4\,M\Omega}$ mit einer Güte von 10700 und somit um **23%** höher als gefordert. Um

die maximale Spannung von 250 kV aufzubauen, werden vorausichtlich **9,8 kW** benötigt.

Bei einem Betrieb mit $U_{\mathrm{ff}} = 44{,}1\,\mathrm{kV}$ wird nur eine Leistung von 300 W dissipiert, bei zusätzlicher Energievariation 6,5 kW mit der nach (3.2) berechneten effektiven Spannung im Resonator von 205 kV. Diese Werte stellen nur Abschätzungen dar, da die von der Simulation vorausgesagten Schwerpunktsenergien von der in (3.2) eingesetzten abweicht.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Zu Beginn der vorliegenden Arbeit wurde der in [3] entwickelte ARMADILLO-Bunchkompressor vorgestellt. ARMADILLO ist ein System, aufgebaut aus vier Dipolmagneten, zwei Hochfrequenzkavitäten und einem Kicker, dessen Aufgabe es ist, neun Mikrobunche aus einem Hochstrominjektor in einem Puls von 1 ns Dauer und mit einem Spitzenstrom von 7,7 A zu vereinen. Installiert am Ausgang des FRANZ-Linearbeschleunigers, welcher darauf ausgelegt ist, Makropulse mit einer Wiederholrate von 250 kHz und Strömen bis 150 mA auf eine Energie von 2,03 MeV zu beschleunigen, wird dieser Experimente im Energiebereich von $1 - 500$ keV mit bis zu 1000-fach höherer Neutronenintensität als in vorangegangenen Experimenten ermöglichen.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Einzelstrahldynamik des ARMADILLO-Bunchkompressors optimiert und die Auslegung der zwei benötigten Hochfrequenzkavitäten vorgestellt.

Hierfür wurde zuerst der Einfluss der magnetischen Dipolmagnete auf den Strahl anhand der Strahldynamik der fünften Trajektorie des Kompressorsystems diskutiert. Für den Transport des Strahls sind sowohl die schwache als auch die Kantenfokussierung von Bedeutung. Die Dispersion wird ausgenutzt, um eine weitere Kompression des Strahls zu bewirken. Im Anschluss wurde der Particle Swarm Optimization-Algorithmus verwendet, um die freien Parameter des Bunchkompressors zusammen mit denen des Linearbeschleunigers den Anforderungen an den Strahl am Target ($\tau < 1$ ns, x_{rms},$y_{\mathrm{rms}} < 5$ mm und $\Delta E/E < 5\,\%$) entsprechend zu wählen. Hierzu wurde eine Bewertungsfunktion für die Auswertung von LORASR-Rechnungen vorgestellt, welche die Zielgrößen am Target quadratisch und die Aperturen mittels einer modifizierten Fermifunktion berücksichtigt.

Die gefundene Lösung erfüllt mit $\langle \tau_{\mathrm{rms}} \rangle = 0{,}5$ ns, $\langle \Delta E_{\mathrm{rms}}/E \rangle = \pm 0{,}9\,\%$, $\langle y_{\mathrm{rms}} \rangle = \pm 3{,}4$ mm und $\langle x_{\mathrm{rms}} \rangle = \pm 5{,}4$ mm alle Anforderungen außer in der horizontalen Ebene, wobei diese Wahl aufgrund des Wissens um die ungenaue Berechnung der Beschleunigungsgaps des Final-Focus-Rebunchers in LORASR getroffen wurde. Für den Final-Focus-Rebuncher wurde eine Spannung von 112 kV auf allen Trajektorien als Optimum, für den Multiaperturrebuncher eine von den längeren zu den kürzeren Bahnen um 3,7 kV pro Trajektorie ansteigende Spannungsverteilung mit der fünften Trajektorie bei 129,8 kV gefunden. In einer anschließenden Fehleranalyse ergab sich, dass bei den getroffenen Einstellungen die äußeren Kantenwinkel der inneren Dipolmagnete einen großen Einfluss auf die Ausdehnung des Strahls in vertikaler Richtung besitzen und die Fehlertoleranz bei Abweichung einzelner Kanten, um Abweichungen geringer als 10% am Target zu erhalten, bei ungefähr 1° liegt.

Besonders bezüglich der Fehlertoleranz des Bunchkompressorsystems verbleiben einige offene Fragen: wie klein müssen die Abweichungen in den Kantenwinkeln und den beiden Rebuncherspannungen sein, wenn diese alle gleichzeitig berücksichtigt werden,

damit der Strahl weiterhin zuverlässig transportiert werden kann? Wie groß sind die Auswirkungen von Abweichungen in der vom Linearbeschleuniger gelieferten Strahlverteilung? Diese Fragen sollten zukünftig durch eine statistische Aufprägung von Fehlern in der Strahldynamiksimulation geklärt werden.

Um den Particle Swarm Optimization-Algorithmus zur Lösung anderer strahldynamischer Problemstellungen zu verwenden, sollten verschiedene Varianten der Einbringung der Aperturen sowie das damit verbundene Konvergenzverhalten des Algorithmus auch in Abhängigkeit der Parameter des Algorithmus untersucht werden.

Nach Festlegung der benötigten Spannungsverteilung des Multiaperturrebunchers wurden das in [6] entwickelte Design auf die Geometrie des Bunchkompressors angepasst sowie unterschiedliche Anordnungen der Driftröhren untersucht. Als effizienteste Variante ergab sich die Gruppierung der Driftröhren in eine Gruppe von fünf und eine von vier, wobei die Spannungsverteilung bis auf eine quadratische Abweichung von 1,2 % durch Anpassung des Stems optimiert werden konnte. Der Transport des Strahls im Aktivierungsmodus auf der die Kavität schneidenden Achse des Linearbeschleunigers stellt kein Problem dar: für den benötigten Durchlass mit 3 cm Größe ergaben sich sowohl für das Entfernen einer Ecke der Kavität als auch für das Einfügen einer zusätzlichen zylindrischen „Driftröhre“ keine signifikanten Verschlechterungen der HF-Eigenschaften.

Die in den Beschleunigungsspalten des Multiaperturrebunchers vorhandenen Dipolkomponenten führen zu einer Auffächerung des Strahls um bis zu ±5 mrad bei einer Spaltlänge von 35 mm. Es wurden zwei Modifikationen untersucht um diese zu reduzieren: seitliche Driftröhrenaufsätze und schräggestellte Gaps. Mittels der schrägen Spaltmitten konnte die Auffächerung auf maximal ±0,3 mrad für Spaltlängen bis 3,5 cm reduziert werden. Weiterhin ergab sich, dass es bei gleicher Strahlauffächerung stets effizienter ist, eine geringere Spaltlänge anstelle der Driftröhrenaufsätze zu verwenden.

In dieser Arbeit wurden die schräggestellten Gaps lediglich mittels Linienladungen untersucht und bestätigt, dass sich mit dieser Modifikation größere Spaltlängen bei geringer Leistungsaufnahme realisieren lassen, ohne die Ablenkung der Teilchen auf der Spaltachse zu erhöhen. Als nächster Schritt empfiehlt es sich, die Berechnungen mit realistischen Strahlverteilungen zu wiederholen, um zu überprüfen, ob der Einfluss der schräggestellten Spaltmitten auf die Synchronizität der Teilchen tatsächlich gering ist. Anschließend sollte ein Vergleich mit dem bisher verwendeten LORASR klären, ob in der Strahldynamik des Bunchkompressors große Unterschiede zu erwarten sind und eventuell Anpassungen an dessen Einstellungen vorgenommen werden müssen.

Für den Final-Focus-Rebuncher konnte ein Design gefunden werden, welches in der Lage ist, die Spannung für die longitudinale Fokussierung sowie für eine Energievariation von ±200 keV mit dem vorhandenen 12 kW-Verstärker bereitzustellen. 33 cm vor dem Target platziert, benötigt der vierspaltige Resonator große gekrümmte Beschleunigungsspalte für alle Trajektorien. Diese wurden über die Länge und die Form der Stems sowie die Form der Driftröhrenenden auf geringe Leistungsverluste optimiert. Um starke, vertikale elektrische Felder in den Vakuumkammern des Bunchkompressors zu unterdrücken, wurden zwischen den Trajektorien am Eingang des Resonators Stäbe eingefügt und deren Kühlbarkeit bestätigt.

Bei der Simulation der Strahldynamik mittels realistischer Hochfrequenzfelder aus

Microwave Studio zeigte sich, dass der Final-Focus-Rebuncher auf den äußeren Trajektorien eine einseitige horizontale Defokussierung bewirkt. Weiterhin wurde eine vertikale Ablenkung des Strahls um bis zu 1,8 mrad beobachtet und auf vertikale elektrische Felder zwischen Unter- und Oberseite zweier Drifttröhren, entstehend durch deren große Ausdehnung, zurückgeführt.

Abschließend wurde das Zusammenlaufen der neun Einzelbunche vor dem Target studiert. Es ergab sich, dass sich mittels des Rebunchers die vertikale Ausdehnung des Strahls gegen Pulslänge und Energieunschärfe bei nahezu konstanter horizontaler Ausdehnung abstimmen lässt. Weiterhin wurde ein neues Optimum der Final-Focus-Rebuncherspannung von 44,1 kV gewählt, da die vertikale Ausdehnung bei 112 kV über den Anforderungen lag. Der simulierte Strahlfleck am Target betrug hier $x_{\mathrm{rms}} = y_{\mathrm{rms}} = \pm 4{,}5\,\mathrm{mm}$ bei einer Pulslänge von $\tau = 0{,}7\,\mathrm{ns}$. Anschließend wurde bestätigt, dass auch bei Energievariation die Anforderungen an den Bunchkompressor erfüllt werden können. Bei einer Spannung von 44,1 kV treffen je nach gewählter Energievariation zwischen 89% und 92% der Teilchen auf dem Target mit 1 cm Radius ein.

Aus den Simulationen ergibt sich eine Shuntimpedanz der Final-Focus-Kavität von 6,4 MΩ. Somit wird im Betrieb bei voller Energievariation und longitudinaler Fokussierung mit 44,1 kV eine Verlustleistung von ungefähr 6,5 kW erwartet.

Das Verhalten des Strahls bei Nachbeschleunigung sollte zukünftig weiter untersucht werden. Bezüglich des Kavitätendesigns verbleiben vor allem technische Fragen: an welchen Stellen wird die höchste Verlustleistung dissipiert und wie kann diese durch Wasserkühlung davongetragen werden? Wie kann Leistung in den Resonator eingekoppelt werden?

Mit der vorliegenden Arbeit konnte ein Schritt in Richtung der Umsetzung des ARMADILLO-Bunchkompressors getan werden. Unter Zuhilfenahme der realistischen Felder der Hochfrequenzkavitäten kann nun mit einer weiteren Optimierung der Strahldynamik ausgehend von der gefundenen Einzelstrahldynamik fortgefahren werden.

Literaturverzeichnis

[1] Garin, P. : *IFMIF: Status and developments.* In: *11th European Particle Accelerator Conference, Genoa, Italy, 23 - 27 Jun 2008*, 2008.

[2] Vandeplassche, D. , H. Klein, H. Podlech und J.-L. Biarotte: *The Myrrha Linear Accelerator.* In: *Proceedings of the 2011 International Particle Accelerator Conference. 3. Sept. - 9. Sept. 2011, San Sebastian*, 2011.

[3] Chau, L.P.: *Auslegung eines Nanosekunden-Bunchkompressors für intensive Ionenstrahlen, im Abschluss begriffen.* Dissertation, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2011.

[4] Friedman, A. , J. Barnard, R. Briggs, R. Davidson, M. Dorf, D. Grote, E. Henestroza, E. Lee, M. Leitner, B. Logan, A. Sefkow, W. Sharp, W. Waldron, D. Welch und S. Yu: *Toward a physics design for NDCX-II, an ion accelerator for warm dense matter and HIF target physics studies.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 606(1-2):6 – 10, 2009. Proceedings of the 17th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion.

[5] Mobley, R. C. : *Proposed Methods for Producing Short Intense Monoenergetic Ion Pulses.* Physical Review Letters, 88(2):360–361, Oct 1952.

[6] Noll, D. : *Entwicklung eines Multiapertur-Rebunchers für das FRANZ-Projekt.* Bachelorarbeit, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.

[7] Hollinger, R. und P. Beller: *The Frankfurt 200 mA proton source.* Review of Scientific Instruments, 71:836–838, 2000.

[8] Wiesner, C. , L.P. Chau, H. Dinter, M. Droba, N. Joshi, O. Meusel, I. Müller und U. Ratzinger: *E×B Chopper System for High Intensity Proton Beams.* In: *Proceedings of Linear Accelerator Conference LINAC2010, Tsukuba, Japan*, 2010.

[9] Reichau, H. : *im Abschluss begriffen.* Dissertation, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2011.

[10] Wagner, C. : *Entwicklung eines Teststandes für die optische Strahltomographie.* Bachelorarbeit, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2010.

[11] Reifarth, R. , Chau, L. P., M. Heil, F. Käppeler, O. Meusel, R. Plag, U. Ratzinger, A. Schempp und K. Volk: *Opportunities for Nuclear Astrophysics at FRANZ.* Publications of the Astronomical Society of Australia, 26(3):255–258, 2009.

[12] Reifarth, R. : *The s-process–overview and selected developments.* In: *Journal of Physics: Conference Series*, Band 202. IOP Publishing, 2010.

[13] Chau, L.P., M. Heil, O. Meusel, U. Ratzinger, A. Schempp und K. Volk: *The Frankfurt Neutron Source at the Stern-Gerlach-Zentrum (FRANZ).* In: *10th European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, UK, 26 - 30 Jun 2006*, Seite 1690, 2006.

[14] Hockney, R. W. und J. W. Eastwood: *Computer Simulation Using Particles.* Taylor & Francis, 1988, ISBN 978-0070291089.

[15] Trottenberg, U. , C. Oosterlee und A. Schüller: *Multigrid.* Academic Press, 2001, ISBN 978-0127010700.

[16] Tiede, R. : *Simulationswerkzeuge für die Berechnung hochintensiver Ionenbeschleuniger.* Dissertation, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.

[17] Droba, M. : *Teilchendynamik in gefalteten Schwerionenlinearbeschleunigern.* Dissertation, Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Darmstadt, 2002.

[18] Ratzinger, U. : *Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen.* Habilitationsschrift, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1998.

[19] Hinterberger, F. : *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik.* Springer, Zweite Auflage, 2008, ISBN 978-3540612384.

[20] Castro, P. : *Beam Trajectory Calculations in Bunch Compressors of TTF2.* Technical Note, DESY, `http://www.desy.de/~ahluwali/technicalnotes/calc_path_len_castro_mpy.pdf`, 2003.

[21] Wiedemann, H. : *Particle Accelerator Physics.* Springer, Dritte Auflage, 2007, ISBN 978-3540490432.

[22] Kennedy, J. und R. Eberhart: *Particle swarm optimization.* In: *Proceedings of IEEE International Conference on Neural Networks, 1995.*, Band 4, Seiten 1942–1948. IEEE, 1995, ISBN 0780327683.

[23] Poli, R. : *Analysis of the publications on the applications of particle swarm optimisation.* Journal of Artificial Evolution and Applications, 2008, ISSN 1687-6229.

[24] Shi, Y. und R. Eberhart: *A modified particle swarm optimizer.* In: *Evolutionary Computation Proceedings, 1998. IEEE World Congress on Computational Intelligence., The 1998 IEEE International Conference on*, Seiten 69–73. IEEE, 1998, ISBN 0780348699.

[25] Wilke, D. N. : *Analysis of the particle swarm optimization algorithm.* Dissertation, University of Pretoria, 2005.

[26] Shi, Y. und R. Eberhart: *Empirical Study of Particle swarm optimization.* In: *Proceedings of the Congress on Evolutionary Computation, Seoul, Korea*, 2001.

[27] Gabriel, E. , G. E. Fagg, G. Bosilca, T. Angskun, J. J. Dongarra, J. M. Squyres, V. Sahay, P. Kambadur, B. Barrett, A. Lumsdaine, R. H. Castain, D. J. Daniel, R. L. Graham und T. S. Woodall: *Open MPI: Goals, Concept, and Design of a Next Generation MPI Implementation.* In: *Proceedings, 11th European PVM/MPI Users' Group Meeting*, Seiten 97–104, Budapest, Hungary, September 2004.

[28] Computer Simulation Technology AG: *Microwave Studio.* `www.cst.com`.

[29] Mäder, D. : *Kopplung der Beschleunigerkavitäten RFQ und IH-DTL am FRANZ-Projekt.* Masterarbeit, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2011.

[30] Zinke, O. und H. Brunswig: *Hochfrequenztechnik 1.* Springer Verlag, Sechste Auflage, 2000.

[31] Wangler, T. P. : *RF Linear Accelerators.* Wiley-VCH, 2008.

[32] Vretenar, M. , N. Alharbi, F. Gerigk, M. Pasini und R. Wegner: *Design and development of RF structures for Linac4.* Linac06, Knoxville, USA.

[33] Schmidt, J. : *Aufbau des EBIS-RFQ-Beschleunigers für das Brookhaven National Laboratory.* Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.

[34] Ratzinger, U. : *Private Communication.*

[35] Jackson, J. D. : *Classical Electrodynamics.* John Wiley & Sons, Dritte Auflage, ISBN 978-0471309321.

[36] Kowina, P. , P. Forck, F. Wolfheimer und T. Weiland: *Simulation Studies for p-Linac BPMs.* GSI Annual Report, Seite 93, 2008.

[37] Kowina, P. , P. Forck, W. Kaufmann, P. Moritz, F. Wolfheimer und T. Weiland: *FEM-Simulations–a powerful Tool for BPM Design.* In: *DIPAC*, Band 9, Seite 35.

[38] Schmidt, S. : *Transition of properties from a proton beam to a neutron beam using the $^7Li(p,n)^7Be$ reaction as an example.* Masterarbeit, Fachbereich Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main, `http://publikationen.ub.uni-frankfurt.de/volltexte/2011/10900/`, 2011.

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Unterstützung vieler Menschen nicht möglich gewesen. Besonders bedanke ich mich bei

Prof. Dr. U. Ratzinger für die Möglichkeit, dieses interessante Thema am Institut für Angewandte Physik zu bearbeiten. Ich danke ihm für die vielfältige Unterstützung dieser Arbeit sowie für seine hilfreichen Vorschläge bezüglich des Designs der Resonatoren,

PD Dr. Podlech für die Förderung dieser Arbeit und für seine hilfreichen Vorschläge zum Kavitätendesign,

Long Phi Chau für die großartige Zusammenarbeit in den vergangenen drei Jahren. Dafür, dass er stets die Zeit hatte meine vielen Fragen rund um den Bunchkompressor zu beantworten, für viele anregende Diskussionen und für die tolle Zeit während und nach der LINAC-Konferenz in Japan,

der ganzen *Arbeitsgruppe NNP* für das positive Arbeitsklima. *Martin Droba* für seine Hilfe auf der Suche nach unzähligen Vorzeichen und dafür, dass er mich an seinem Wissen über Numerik teilhaben ließ, *Oliver Meusel*, dessen physikalische Intuition mir viele wertvolle Denkanstöße für diese Arbeit gaben, *Christoph Wiesner* als Vorsitzendem der CST Studio-Selbsthilfegruppe, *Stefan Schmidt* für viele lustige und interessante Gespräche, sowie *Marcel Lotz* für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Hannes Dinter und *Christopher Wagner* für viele Diskussionen über physikalische und nicht-physikalische Themen, aber auch für viele fernab von der Universität verbrachten Stunden. Hannes danke ich besonders für das aufmerksame und ausführliche Korrekturlesen dieser Arbeit.

meinen Eltern, die mich immer und in allem unterstützt haben.