
Schnelles Choppersystem für hochintensive Protonenstrahlen

Christoph Wiesner

Diplomarbeit
am Institut für Angewandte Physik
der Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Gutachter:
Prof. Dr. Ulrich Ratzinger
Prof. Dr. Horst Klein

1. September 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	5
2.1	Strahldynamik	5
2.1.1	Phasenraum, Emittanz und der Satz von Liouville	5
2.1.2	Raumladung und generalisierte Perveanz	7
2.1.3	Emittanzwachstum und Verteilungsfunktionen	9
2.2	Bewegung in elektrischen und magnetischen Feldern	11
2.2.1	Bewegung im statischen Magnetfeld	11
2.2.2	Bewegung im zeitlich veränderlichen Magnetfeld	13
2.2.3	Bewegung im zeitlich veränderlichen elektrischen Feld .	14
3	Anforderungen und Voraussetzungen des Choppersystems	17
3.1	Anforderungen an das Choppersystem	17
3.1.1	Layout des Frankfurter Neutronengenerators FRANZ .	17
3.1.2	Designparameter des Choppersystems	18
3.1.2.1	Wiederholrate: 250 kHz	18
3.1.2.2	Pulslänge: 50 bis 100 ns	20
3.1.3	Strahleigenschaften	21
3.1.3.1	Strahlleistung und -energie	21
3.1.3.2	Strahlpotential und Raumladung	22
3.2	Strahltransport in der LEBT	25
3.2.1	Aufbau und Funktion der LEBT für FRANZ	25
3.2.1.1	Diagnose und Vakuumsystem	26
3.2.1.2	Solenoiden	27
3.2.2	Vielteilchen-Simulationen in der LEBT	33

3.2.2.1	Das Simulationsprogramm LINTRA	33
3.2.2.2	Raumladungskompensation in der LEBT	34
3.2.2.3	Gewählte Startverteilung	34
3.2.2.4	Variation der Solenoidfelder und Matching ins Choppersystem	35
3.2.2.5	Simulation für H_2^+ - und H_3^+ -Ionen	37
4	Konzeption des Choppersystems	39
4.1	Erzeugung kurzer Ionenpulse ohne Kickersystem	39
4.1.1	Pulsung der Ionenquelle	39
4.1.2	Mechanische Chopper	40
4.1.3	DC-Einschuss in den RFQ	42
4.2	Einsatz eines Kickersystems	44
4.2.1	Funktionsprinzip	44
4.2.2	Abschätzung der Blendengeometrie und Systemlänge . .	45
4.2.3	Geometrische Abschätzung der Auslenkung	47
4.2.3.1	Strahlsteifigkeit	47
4.2.3.2	Ablenkwinkel und transversale Auslenkung . .	48
4.2.4	Anforderungen an die Ablenkfelder	50
4.2.4.1	Ablenkung in den <i>Beam Dump</i> ohne statische Verstärkung	50
4.2.4.2	Ablenkung in den <i>Beam Dump</i> mit statischer Verstärkung durch einen Septum-Magneten . .	52
4.2.4.3	Erzeugung der geforderten Pulslänge	53
5	Auslegung des Choppersystems: Simulationen und Vorexperi- mente	57
5.1	Entwicklung eines PIC-Programms zur Simulation der Strahldynamik im Choppersystem	57
5.2	Magnetischer Chopper	58
5.2.1	PIC-Simulation eines magnetischen Choppers	58
5.2.1.1	Simulationsparameter	58
5.2.1.2	Simulation ohne Berücksichtigung der Elektro- nen	58
5.2.1.3	Simulation mit Berücksichtigung der Elektronen	62

5.2.1.4	Fazit	63
5.2.2	Technische Realisierung und Vorexperimente	65
5.2.2.1	Spule mit Joch	65
5.2.2.2	Niederinduktiv aufgebaute Testspule	67
5.2.2.3	Analytische und experimentelle Bestimmung der Induktivität der Testspule	67
5.2.2.4	Analytische und experimentelle Bestimmung der magnetischen Induktion der Testspule . . .	68
5.2.2.5	Betrieb der Testspule mit Hochstromschalter .	71
5.2.3	Abschätzung des Leistungsbedarfs	73
5.3	Elektrischer Chopper	77
5.3.1	Aufbau eines elektrischen Choppers	77
5.3.2	PIC-Simulation eines elektrischen Choppers	78
5.3.2.1	Simulationsparameter	78
5.3.2.2	Simulation ohne Berücksichtigung der Elektro- nen	79
5.3.2.3	Simulation mit Berücksichtigung der Elektronen	80
5.3.2.4	<i>Sputtern</i> , Feldemission und Spannungsdurch- schläge	83
5.3.2.5	Fazit	85
5.3.3	Technische Realisierung und Vorexperimente	85
5.3.3.1	Pulstransformation	85
5.3.3.2	Schwingungstransformation	88
5.3.3.3	Einsatz eines Koaxialtopfes als Primärwicklung	89
5.3.4	Abschätzung des Leistungsbedarfs	91
5.4	Gegenüberstellung elektrischer und magnetischer Chopper . .	93
6	Zusammenfassung und Ausblick	97
	Literaturverzeichnis	103
	Abbildungsverzeichnis	111
	Tabellenverzeichnis	115
	Abkürzungsverzeichnis	117
	Danksagung	119
	Erklärung	121

1. Einleitung

Die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern hat seit ihren Ursprüngen einen rasanten Aufschwung genommen. Die Beschleunigung geladener Teilchen auf immer höhere Geschwindigkeiten erlaubte einen immer tieferen Blick in die innere Struktur der Materie. Neue Teilchen wurden nachgewiesen, Materie auf nie zuvor erreichbarer Längenskala vermessen.

Die modernen Ionen- und Elektronenbeschleuniger sind die Mikroskope, mit denen die Experimentatoren die Atomkerne und ihre Bestandteile ausleuchten. Sie sind gleichzeitig die Quellen neuer Teilchenstrahlen.

Um die Physik der Myonen, Neutrinos oder Neutronen erforschen zu können, ohne auf die kosmische Hintergrundstrahlung angewiesen zu sein, werden Treiberstrahlen aus geladenen Teilchen benötigt. Nur diese können im Labor unter kontrollierten Bedingungen auf die gewünschten Energien beschleunigt werden und aus einem Targetmaterial die erforderlichen Teilchen herauslösen.

Bei gegebener Energie hängt die Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen von der Intensität des primären Teilchenstrahls ab. Für hohe Produktionsraten wird daher ein hoher Strahlstrom benötigt. In besonderem Maße eröffnen intensive Neutronenstrahlen, die ohne Überwindung der Coulombbarriere in Materie eindringen können, einen weiten Forschungs- und Anwendungsbe- reich.

Die Einsatzgebiete neuer oder geplanter Neutronenquellen reichen von der Grundlagen- und Materialforschung [HENDERSON 2008], der nuklearen Astrophysik und Detektorentwicklung [MEUSEL et al. 2006] über die Transmutation von radioaktiven Abfällen [PIERINI 2007] bis zur Erprobung strahlungsresistenter Materialien für die Fusionsforschung [GARIN 2008]. In allen Fällen werden hochintensive Treiberstrahlen mit Protonen- oder Deuteronenströmen zwischen 30 und 200 mA benötigt.

Die beschleunigergetriebene Neutronenproduktion erlaubt Intensitäten und Zeitstrukturen, wie sie nicht im Reaktor erzeugt werden können. Die Frankfurter Neutronenquelle FRANZ hat die zentrale Aufgabe 1 ns lange Neutronenpulse hoher Intensität im keV-Bereich zu produzieren. Die kurzen Pulse ermöglichen energieabhängige Messungen von Neutroneneinfangquerschnit-

ten. Diese haben eine fundamentale Bedeutung für die Erklärung der Nukleosynthese in Sternen. Dabei wird eine Wiederholrate benötigt, die niedrig genug ist, um die Durchführung von Flugzeitmessungen zu ermöglichen, und hoch genug ist, um eine verlässliche Statistik zu garantieren.

Um einen Neutronenstrahl mit wohldefinierter Zeitstruktur bereit zu stellen, muss jedoch schon der primäre Ionenstrahl entsprechend geformt sein. Bei FRANZ stellt eine Ionenquelle des Volumentyps zunächst einen hochintensiven dc-Strahl (*direct current*, Gleichstrom) von bis zu 200 mA Protonen bereit. *Aufgabe des in dieser Arbeit behandelten Choppersystems* ist es, den aus der Ionenquelle kommenden Strahl in Pulse mit einer Plateaulänge von $t_p = 50 - 100\text{ ns}$ bei einer Wiederholrate von 250 kHz zu verwandeln.

Nach der Beschleunigung auf eine Strahlenergie von $W_b = 2\text{ MeV}$ führt ein Bunch-Kompressor die durch die Hochfrequenz der Beschleuniger im Strahlpuls erzeugten Mikrobunche zu einem hochintensiven 1 ns langen Protonenpuls zusammen [CHAU et al. 2008].

Aus der Aufgabe, einem Strahl eine Zeitstruktur aufzuprägen, ergeben sich rasch eine Fülle von Fragestellungen. Wo soll die Zeitstruktur erzeugt werden? Welche Eigenschaften hat der Strahl, dem die Zeitstruktur aufgeprägt werden soll? Mit welchem Konzept soll sie erzeugt werden? Sind die Konzepte bezüglich der erforderlichen Spannungen, Ströme, Induktivitäten und Leistungen technisch umsetzbar?

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, diese Fragestellungen zu systematisieren, um die *Realisierungsmöglichkeiten eines schnellen Choppersystems für einen niederenergetischen hochintensiven Protonenstrahl* zu untersuchen. Insbesondere werden ein magnetisches und ein elektrisches Choppersystem im Hinblick auf Geometrie, Ablenkfelder, Strahldynamik, Emittanzwachstum, Leistungsbedarf sowie möglichem Operationsmodus verglichen.

Dazu werden in Kapitel 2 zunächst die physikalischen Grundlagen bezüglich der Strahldynamik und der Bewegung geladener Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern zusammengefasst.

In Kapitel 3 werden aus den Anforderungen der Frankfurter Neutronenquelle die Parameter für das Choppersystem hinsichtlich Pulslänge und Wiederholrate entwickelt. Danach erfolgt eine Charakterisierung des Strahls in Bezug auf Strahlleistung, Strahlpotential und Raumladungswirkung.

Anschließend wird der im Rahmen dieser Arbeit erfolgte Aufbau der Niederenergiesektion geschildert: Simulationen und Messergebnisse der eingesetzten Solenoide sowie Transportsimulationen von der Ionenquelle bis zum Choppersystem werden vorgestellt.

Darauf aufbauend werden in Kapitel 4 verschiedene Konzepte zum Erreichen der benötigten Pulsstruktur auf ihre Anwendbarkeit geprüft. Die Pulsung hochintensiver Strahlen mit hoher Wiederholrate stellt dabei eine besondere Herausforderung dar. Mechanische Choppersysteme sind in diesem Parameterraum genauso wenig möglich wie nach derzeitigem Stand die Pulsung der Ionenquelle oder die Nutzung der Hochfrequenz der Beschleuniger zur Strahlpulsung.

Aus diesem Grund wird der Einsatz eines Kickersystems vorgeschlagen. Das Funktionsprinzip wird vorgestellt und analytische Instrumente zur Abschätzung der Geometrie und der erforderlichen Ablenkfelder entwickelt. Dabei wird zwischen magnetischen und elektrischen Ablenkfeldern sowie einer An-

steuerung im Schwingungs- und im Pulsbetrieb unterschieden.

Im zentralen Kapitel 5 wird die Realisierung des Choppersystems mit Hilfe von Simulationen und Vorexperimenten untersucht. Ein elektrisches und ein magnetisches System werden zunächst getrennt behandelt und danach miteinander verglichen.

Ein eigens zur Untersuchung der Strahldynamik im Chopper entwickelter *Particle-in-Cell* (PIC)-Code [DROBA 2007] wird vorgestellt. Er erlaubt die Simulation von Vielteilchen-Prozessen in zeitabhängigen Kickerfeldern unter Berücksichtigung der Elektroneneffekte.

Die Vorexperimente für die Ansteuerung des Kickers werden erläutert. Für den magnetischen Kicker wird der Aufbau einer niederinduktiven Testspule dargestellt. Die Ergebnisse des Betriebs mit einem Lorentz-Drift-Schalter [IBERLER et al. 2006] bei bis zu $6,7 \text{ kA}$ werden diskutiert und der Leistungsbedarf abgeschätzt.

Für den elektrischen Kicker wird der Einsatz eines nanokristallinen Ringbandkerns als Transformator geschildert. Die Messergebnisse, bei denen im Pulsbetrieb eine Spannung von $15,2 \text{ kV}$ erreicht werden konnte, werden präsentiert, der Einsatz eines Koaxialtopfes als Primärwicklung gezeigt und ebenfalls der Leistungsbedarf abgeschätzt.

Für beide Choppersysteme ist wegen des hohen Strahlstroms mit seiner beträchtlichen Raumladungswirkung eine kurze Bauweise unumgänglich. Gleichzeitig verlangt der große Strahlradius entsprechende Abstände der Deflektorplatten bzw. der Magnetaperturen, was zu einem erhöhten Leistungsbedarf führt.

Ein elektrischer Kicker ist dabei noch in zusätzlicher Weise durch hohe Strahlintensitäten gefährdet: Strahlverluste und Elektronenphänomene können hier zu Effekten wie *Sputtern* und Spannungsüberschlägen führen, die in ihrer Quantität und Qualität das Funktionieren und die physische Integrität des gesamten Choppersystems gefährden.

Ein magnetischer Kicker ist dagegen weniger anfällig für Strahlverluste und vermeidet die Anlegung von Hochspannung innerhalb des Choppersystems. Ein stabiler Betrieb des magnetischen Systems ist aber durch den sehr hohen Leistungsverbrauch, insbesondere bei hohen Wiederholraten, gefährdet.

Die Realisierung eines schnellen Kickers für den zuverlässigen Betrieb mit hohen Strahlintensitäten *und* hohen Wiederholraten ist daher besonders diffizil.

Aufgrund des hohen Leistungsverbrauchs des magnetischen Kickers wird im Schlusskapitel die Weiterentwicklung eines elektrischen Choppersystems im Pulsbetrieb vorgeschlagen. Der Pulsbetrieb erfordert bei den gegebenen Parametern niedrigere Ablenkamplituden als der Schwingungsmodus und ermöglicht einen verringerten Abstand zwischen den Deflektorplatten.

Abschließend wird ein Ausblick auf zukünftige Schritte gegeben. Dazu gehören die Optimierung der Linseneinstellungen in der Transportsektion auf Grundlage eines überarbeiteten Designs der Quellenaufhängung, die Auslegung eines statischen Septumsystems zur Reduzierung der dynamischen Ablenkfelder, die Weiterentwicklung der Kickeransteuerung sowie die Entwicklung von Maßnahmen zur Reduzierung von Spannungsdurchbrüchen im Choppersystem.

2. Physikalische Grundlagen

Es werden nun die für die spätere Behandlung der Strahldynamik notwendigen Begriffe und Zusammenhänge eingeführt. Anschließend folgt die Herleitung der Bewegungsgleichungen für geladene Teilchen in zeitlich veränderlichen elektrischen und magnetischen Feldern, die die Berechnung der Ablenkung externer Felder auf den Ionenstrahl ermöglichen.

2.1 Strahldynamik

2.1.1 Phasenraum, Emittanz und der Satz von Liouville

Ein Teilchenensemble mit einer sehr viel größeren longitudinalen als transversalen Impulskomponente wird *Strahl* genannt. Im Rahmen der klassischen Mechanik wird ein System aus N Punktmassen (oder analog N Punktladungen) im dreidimensionalen Raum durch einen Punkt im $6N$ -dimensionalen Phasenraum beschrieben. Der Phasenraum wird von den generalisierten Koordinaten q^j und den generalisierten Impulsen p_j aufgespannt. Die Phasenpunkte verhalten sich wie eine inkompressible Flüssigkeit im Phasenraum. Das Phasenraumvolumen bleibt unter bestimmten Bedingungen erhalten, auch wenn sich seine Form ändern kann.

Dies wird im **Satz von Liouville** ausgedrückt [STRUCKMEIER 2006]:

Für ein Hamiltonsystem $H(q^j, p_j, t)$ mit n Freiheitsgraden ist das Volumenelement $dV = dq^1 \dots dq^n dp_1 \dots dp_n$ invariant unter kanonischen Transformationen.

Kanonische Transformationen sind dabei Transformationen, die die Form der kanonischen Gleichungen

$$\frac{dq^i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad (2.1)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q^i}, \quad (2.2)$$

$$i = 1..n$$

erhalten.

Da die Zeitentwicklung des Systems selbst eine kanonische Transformation ist, bleibt die lokale Punktdichte im $6N$ -dimensionalen Phasenraum zeitlich konstant. Jeder Punkt im $6N$ -dimensionalen Phasenraum repräsentiert dabei verschiedene Anfangsbedingungen des selben Systems aus N wechselwirkenden Punktladungen.

Aussagekräftiger für die Physik der Teilchenstrahlen ist jedoch die lokale Punktdichte im *sechsdimensionalen* Phasenraum, der von den jeweils 3 Koordinaten und Impulsen eines Teilchens aufgespannt wird.

Der Satz von Liouville ist auf dieses Problem anwendbar, wenn a) die Wechselwirkung zwischen den Teilchen vernachlässigbar ist, das heisst keine Raumladungskräfte existieren oder b) die Teilchen-Teilchen-Wechselwirkungen durch ein glattes, äußeres Feld, das durch eine kontinuierliche Ladungsverteilung erzeugt wird, dargestellt werden können [STRUCKMEIER 2006].

In diesem Fall teilt sich der $6N$ -dimensionale Phasenraum in N sechsdimensionale Phasenräume auf. Die lokale Punktdichte ist nun auch für das Ensemble der N Teilchen erhalten.

Der Satz von Liouville ist damit auf die zeitliche Entwicklung eines Teilchenstrahls anwendbar. Voraussetzungen sind neben der eben dargestellten Vernachlässigung der Coulombstöße das Fehlen dissipativer Kräfte sowie die Teilchenzahlerhaltung.

Besondere Bedeutung für das Verständnis der Strahldynamik haben die Unterräume $x-p_x$, $y-p_y$ und $z-p_z$. Statt den transversalen Impulskomponenten werden in der Regel die Richtungsabweichungen x' und y' verwendet. Es gilt: $x' = \frac{dx}{dz} = \frac{v_x}{v_z} = \frac{p_x}{p_z} = \tan \theta$ und die analoge Beziehung für y' . In paraxialer Näherung ($p_x \ll p_z$) entspricht die Richtungsabweichung dem Divergenzwinkel: $\tan \theta \approx \theta$.

In longitudinaler Richtung wird als Näherung für die Orts- und Impulsabweichung vom Sollteilchen $\Delta z - \Delta p_z$ oft der Zusammenhang zwischen der Phasen- und der Energieabweichung $\Delta \Phi - \Delta W$ dargestellt.

Ein Teilchenensemble belegt in den transversalen Unterräumen $x-x'$ und $y-y'$ die Fläche $A_x = \iint dx dx' = \epsilon_x \pi$ beziehungsweise $A_y = \iint dy dy' = \epsilon_y \pi$.

Die Größe

$$\epsilon = \frac{A}{\pi} \quad (2.3)$$

wird als *Emittanz* bezeichnet. Sie ist ein Maß für die Qualität des Ionenstrahls.

Die Beschleunigung des Strahl und damit die Erhöhung des longitudinalen Impulses führt dazu, dass die Divergenzwinkel $x' = \frac{p_x}{p_z}$ und $y' = \frac{p_y}{p_z}$ aufgrund des gleich bleibenden transversalen Impulses sinken. Dies führt zu einer Reduzierung der unnormierten Emittanz. Zum Vergleich verschiedener Ionenstrahlen ist es daher sinnvoll, die Emittanz mit der Strahlgeschwindigkeit zu normieren. Es gilt der Zusammenhang [WANGLER 2008, 287]

$$\epsilon_{norm} = \beta \gamma \epsilon \quad (2.4)$$

mit $\beta = \frac{v}{c}$, der Ionengeschwindigkeit v , der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und dem Lorentzfaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Bildet sich um den Teilchenstrahl ein Bereich geringer Teilchendichte aus (*Halo*) oder gibt es eine geringe Anzahl von Teilchen, die im Phasenraum weit außen liegen, kann es sinnvoll sein, die Emittanz nicht für den gesamten Strahl (100%-Emittanz), sondern nur für einen gewissen inneren Teilstrahl anzugeben (fraktionelle Emittanz).

Nichtlineare Kräfte können zu Filamentationen und damit zu einem Abweichen von der typischen elliptischen Form in den Phasenunterräumen führen. Deshalb wird zwischen der Randemittanz und der effektiven Emittanz unter-

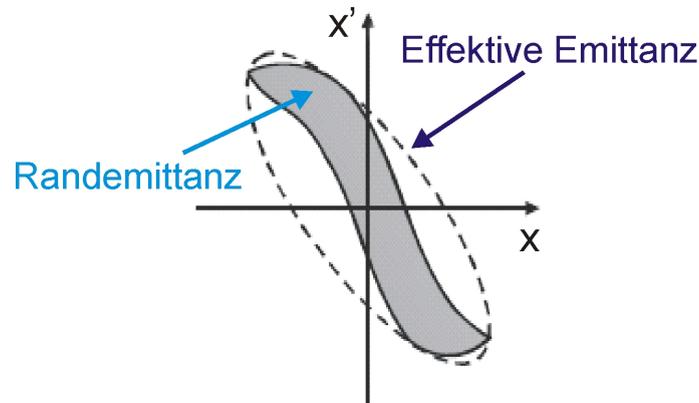


Abbildung 2.1: Effektive Emittanz als einhüllende Ellipse der Randemittanz.

schieden [GROSS 2000, 13f]. Die Randemittanz stellt die tatsächlich belegte Fläche im Phasenraum dar, während die effektive Emittanz der Fläche der kleinsten einhüllenden Ellipse entspricht.

Für die Beschreibung realer Ionenstrahlen ist es zudem sinnvoll, einen Emittanzbegriff einzuführen, der nicht nur die belegte Fläche im Phasenunterraum, sondern auch die Ladungsdichteverteilung berücksichtigt. Dazu werden die zweiten Momente der Verteilung [STRUCKMEIER 2005, Kap. 4.1] benutzt. Damit kann die *Root Mean Square*- oder RMS-Emittanz wie folgt definiert werden [REISER 1994, 57]:

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\overline{x^2} \overline{x'^2} - \overline{xx'}^2}. \quad (2.5)$$

In der vorliegenden Arbeit wird mit der normierten 100% RMS-Emittanz $\epsilon_{rms,norm,100\%}$ gerechnet.

Sowohl die RMS-Emittanz als auch die effektive Emittanz sind keine Erhaltungsgrößen im Sinne des Satzes von Liouville. Ihr Wert kann sich durch Filamentation der belegten Phasenraumfläche ändern.

Bevor jedoch diskutiert wird, unter welchen Bedingungen sich die Emittanz erhält oder anwächst, muss zunächst die dafür wesentliche Frage der Raumladung behandelt werden.

2.1.2 Raumladung und generalisierte Perveanz

Die Auswirkungen der Raumladungsfelder eines zylinderförmigen Strahls mit homogener Ladungsverteilung können über die Maxwell-Gleichungen im Vakuum abgeschätzt werden. Es gilt:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.6)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (2.7)$$

mit dem elektrischen Feld \vec{E} , der Ladungsdichte $\rho = I_b / \pi r_b^2 \beta c$, dem Strahlstrom I_b , dem Strahlradius r_b , dem magnetischen Feld \vec{B} , der Stromdichte $\vec{j} = \rho \beta c \vec{e}_z$, den Einheitsvektoren in Zylinderkoordinaten \vec{e}_z , \vec{e}_r und \vec{e}_φ , sowie der Vakuumpermittivität ϵ_0 und der Vakuumpermeabilität μ_0 , die über $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ verbunden sind.

Nach Integration von Gleichung 2.6 über das Zylindervolumen und Gleichung 2.7 über die Zylinderoberfläche sowie Ausnutzen der Sätze von Gauß bzw. Stokes ergibt sich ein Ausdruck für die am Ort r wirkenden Raumladungsfelder [STRUCKMEIER 2005, Kap.6.1]:

$$\vec{E}_r(r) = E_r \vec{e}_r = \frac{\rho}{2\epsilon_0} r \vec{e}_r = \frac{I_b}{2\pi\epsilon_0\beta c} \frac{r}{r_b^2} \vec{e}_r \quad (2.8)$$

$$\vec{B}_\varphi(r) = B_\varphi \vec{e}_\varphi = \frac{1}{2} \mu_0 \rho \beta c r \vec{e}_\varphi = \frac{I_b}{2\pi\epsilon_0 c^2} \frac{r}{r_b^2} \vec{e}_\varphi. \quad (2.9)$$

Die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.10)$$

liefert die auf die Strahlteilchen mit Ladung q wirkende Kraft \vec{F}_{sc} :

$$\begin{aligned} \vec{F}_{sc}(r) &= q(E_r \vec{e}_r + \beta c B_\varphi \vec{e}_z \times \vec{e}_\varphi) = q(E_r - \beta c B_\varphi) \vec{e}_r \\ &= \frac{q I_b}{2\pi\epsilon_0\beta c} (1 - \beta^2) \frac{r}{r_b^2} \vec{e}_r = \frac{q I_b}{2\pi\epsilon_0\beta c \gamma^2} \frac{r}{r_b^2} \vec{e}_r. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Die Raumladungskräfte setzen sich damit aus einem repulsiven elektrischen Anteil und einem attraktiven magnetischen Anteil zusammen. Der magnetische Anteil steigt mit der Teilchengeschwindigkeit. Für relativistische Strahlen mit $\beta \rightarrow 1$ wird die Wirkung der Raumladung praktisch aufgehoben. Für niederenergetische Strahlen, wie sie in der vorliegenden Arbeit behandelt werden, spielen die Raumladungskräfte dagegen eine signifikante Rolle. Sie führen zu einer radialen Beschleunigung der Strahlteilchen und wirken damit defokussierend. Die Beschleunigung kann mit der Newtonschen Bewegungsgleichung berechnet werden.

$$\gamma m \frac{d^2 r}{dt^2} = F_{sc} = \frac{q I_b}{2\pi\epsilon_0\beta c \gamma^2} \frac{r}{r_b^2}. \quad (2.12)$$

Für einen Strahl, der sich mit konstanter Geschwindigkeit $v = \beta c$ bewegt, gilt

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d^2 r}{dz^2} (\beta c)^2.$$

Damit folgt für die radiale Bewegungsgleichung des Enveloppenteilchens ($r = r_b$) mit der longitudinalen Koordinate z :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{q I_b}{2\pi\epsilon_0 m (\beta c \gamma)^3} \frac{1}{r_b} = \frac{K}{r_b}. \quad (2.13)$$

Die dimensionslose Größe

$$K = \frac{q I_b}{2\pi\epsilon_0 m (\beta c \gamma)^3} \quad (2.14)$$

wird als *generalisierte Perveanz* bezeichnet. Sie ist ein Maß für die Wirkung der Raumladung. Je größer die Perveanz ist, desto stärker wirken die Raumladungskräfte.

In klassischer Näherung kann der Ausdruck für die generalisierte Perveanz vereinfacht werden. Im klassischen Fall wird die gesamte Energie, die ein Teilchen nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung U_a gewonnen hat, in Bewegungsenergie umgesetzt. Es gilt daher:

$$v = \sqrt{2U_a \frac{q}{m}}. \quad (2.15)$$

Damit vereinfacht sich die generalisierte Perveanz im nichtrelativistischen Fall zu

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2q}} \frac{I_b}{U_a^{3/2}}. \quad (2.16)$$

Die anschauliche Bedeutung der generalisierten Perveanz kann durch das Strahlpotential verdeutlicht werden [GROSS 2000, 7]. Die Potentialdifferenz zwischen Strahlachse und Strahlrand ergibt sich unter der Annahme einer homogenen Ladungsträgerverteilung durch Integration des elektrischen Raumladungsfeldes aus Gleichung 2.8:

$$\Delta\Phi_{sc} = \int_0^{r_b} E_r(r) = \frac{I_b}{4\pi\epsilon_0 v}. \quad (2.17)$$

Damit folgt zusammen mit Gleichung 2.15 der Ausdruck

$$K = \frac{\Delta\Phi_{sc}}{U_a}. \quad (2.18)$$

Die generalisierte Perveanz entspricht dem Verhältnis der durch die Raumladung erzeugten Potentialdifferenz im Strahl zur durchlaufenen Beschleunigungsspannung.

2.1.3 Emittanzwachstum und Verteilungsfunktionen

Wie verändert sich die Emittanz durch das Wirken der Raumladung und der äußeren Felder? Wenn die Voraussetzungen für die Anwendung des Satz von Liouville gegeben sind (keine Coulombstöße, keine dissipativen Kräfte, Teilchenzahlerhaltung) dann ist das sechsdimensionale Phasenraumvolumen erhalten. Die Emittanz als Projektion in die zweidimensionalen Unterräume bleibt jedoch nur erhalten, wenn zudem die in den drei Raumrichtungen wirkenden inneren und äußeren Kräfte nicht gekoppelt sind. Nur in diesem Fall separiert die Hamilton-Funktion

$$H(x, y, z, p_x, p_y, p_z) = H_x(x, p_x) + H_y(y, p_y) + H_z(z, p_z) \quad (2.19)$$

und der Satz von Liouville gilt einzeln für jeden der drei Unterräume, so dass auch die Fläche der zweidimensionalen Projektionen erhalten bleibt.

Zusätzlich können jedoch nichtlineare Kräfte zu einer Filamentation im Phasenraum führen, bei der zwar die Randemittanz konstant bleibt, die RMS-Emittanz und die effektive Emittanz hingegen anwachsen.

Nichtlineare Kräfte können von außen auf den Strahl wirken oder durch die Raumladungsfelder des Strahls selbst entstehen. Nichtlineare *äußere Kräfte* können beispielsweise in den Fokussier-, Ablenk- oder Beschleunigerelementen wirken. Nichtlineare *Raumladungskräfte* entstehen durch eine inhomogene Ladungsdichteverteilung im Strahl, wie sie bei realen Ionenstrahlen vorherrschend ist.

Ein Modell für eine Dichteverteilung, bei der keine nichtlinearen Raumladungskräfte entstehen, ist die Kapchinskij-Vladimirskij- oder K-V-Verteilung. Bei ihr befinden sich alle Phasenraumpunkte auf einer gleichmäßig belegten Hyperfläche im transversalen vierdimensionalen Phasenraum. Dies führt dazu, dass alle Projektionen auf zweidimensionale Unterräume homogen belegte Ellipsen ergeben. Die auftretenden Raumladungskräfte sind damit linear und die Hamilton-Funktion kann aufgespalten werden. Die RMS-Emittanz bleibt in beiden Unterräumen erhalten. Weitere gebräuchliche Dichteverteilungsfunktionen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Die *Waterbag*-Verteilung entspricht einer gleichmäßig gefüllten Kugel im

Name	Definition	Dichte
<i>KV</i>	$f_{KV}(r_4) = \frac{1}{\pi^2 a_x a_y a_{x'} a_{y'}} \delta(r_4^2 - 1)$	$n_{KV}(x, y) = \frac{1}{\pi a_x a_y} = const$
<i>Waterbag</i>	$f_{WB}(r_4) = \frac{2}{\pi^2 a_x a_y a_{x'} a_{y'}} \theta(1 - r_4^2)$	$n_{WB}(x, y) = \frac{2}{\pi a_x a_y} \left(1 - \frac{x^2}{a_x^2} - \frac{y^2}{a_y^2}\right)$
<i>Parabolisch</i>	$f_{PA}(r_4) = \frac{6}{\pi^2 a_x a_y a_{x'} a_{y'}} (1 - r_4^2),$ $0 \leq r_4^2 \leq 1$	$n_{PA}(x, y) = \frac{3}{\pi a_x a_y} \left(1 - \frac{x^2}{a_x^2} - \frac{y^2}{a_y^2}\right)^2$

mit der Diracschen Delta-Funktion δ , der Heavisideschen Sprungfunktion θ , $a_x = x_{max}$, $a_y = y_{max}$, $a_{x'} = x'_{max}$, $a_{y'} = y'_{max}$, $\hat{x} = \frac{x}{a_x}$, $\hat{y} = \frac{y}{a_y}$, $\hat{x}' = \frac{x'}{a_{x'}}$, $\hat{y}' = \frac{y'}{a_{y'}}$, $r_4^2 = \hat{x}^2 + \hat{y}^2 + \hat{x}'^2 + \hat{y}'^2$.

Tabelle 2.1: Übersicht gebräuchlicher Dichteverteilungsfunktionen [STRUCKMEIER 2005, Kap. 7.2].

vierdimensionalen Phasenraum. Dies bedeutet, dass alle transversalen Energien unterhalb einer bestimmten Maximalenergie mit gleicher Wahrscheinlichkeit angenommen werden.

Von den dargestellten Verteilungen weicht die parabolische am stärksten von der Gleichverteilung ab. Damit besitzt sie den größten Anteil nichtlinearer Feldenergie. Wird die vorhandene nichtlineare Feldenergie in kinetische Energie der Strahlionen umgesetzt, kommt es zu einer Umverteilung der Strahlionen und zu einem Anwachsen der RMS-Emittanz [STRUCKMEIER 2005, Kap. 7.2].

In der vorliegenden Arbeit wird daher zunächst von einer homogenen Startverteilung an der Ionenquelle ausgegangen. Dies ermöglicht die Untersuchung der Abbildungseigenschaften in der Niederenergietransportsektion (*Low Energy Beam Transport, LEBT*) und dem Choppersystem, ohne zusätzliche strahlimmanente Effekte berücksichtigen zu müssen.

2.2 Bewegung in elektrischen und magnetischen Feldern

Als Grundlage für die spätere Berechnung von Teilchen-Trajektorien innerhalb der Ablenkkfelder werden nun die Bewegungsgleichungen im statischen Magnetfeld, sowie in zeitlich veränderlichen elektrischen und magnetischen Feldern dargestellt (Vgl. [CHAU 2006]). Dabei werden homogene Felder angenommen, Randfelder vernachlässigt und es wird von einer nichtrelativistischen Teilchengeschwindigkeit ausgegangen.

2.2.1 Bewegung im statischen Magnetfeld

Ein Teilchen der Masse m und der Ladung q bewege sich mit Geschwindigkeit \vec{v} innerhalb eines homogenen B-Feldes. Das B-Feld besitze den Betrag B_0 und zeige wie in Abbildung 2.2 dargestellt in y-Richtung.

Aus der Newtonschen Bewegungsgleichung folgt mit dem magnetischen Teil

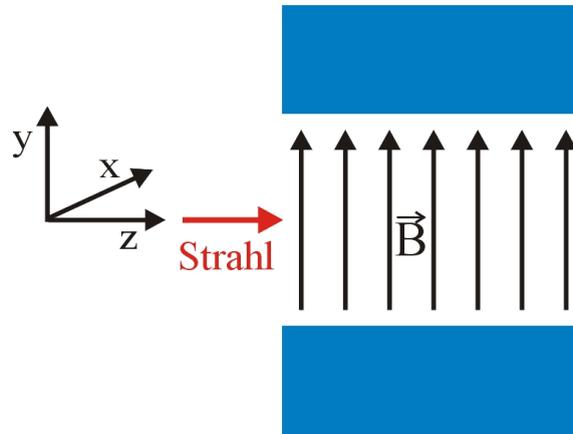


Abbildung 2.2: Bewegung im magnetischen Feld.

der Lorentzkraft:

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = m \cdot \dot{\vec{v}} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}. \quad (2.20)$$

Für die Beschleunigung des Teilchens $\dot{\vec{v}}$ gilt daher:

$$\dot{\vec{v}} = \frac{q}{m} \vec{v} \times \vec{B} = \frac{q}{m} B_0 \cdot \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \omega_{zyklo} \cdot \begin{pmatrix} -v_z \\ 0 \\ v_x \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

mit der Zyklotronfrequenz $\omega_{zyklo} = \frac{q}{m} B_0$.

Dies ergibt in Komponentenschreibweise:

$$\dot{v}_x = -\omega_{zyklo} \cdot v_z \quad (2.22)$$

$$\dot{v}_y = 0 \Rightarrow v_y = const \quad (2.23)$$

$$\dot{v}_z = \omega_{zyklo} \cdot v_x \quad (2.24)$$

Ein positiv geladenes Teilchen bewegt sich demnach in der x-z-Ebene auf einer Kreisbahn im Uhrzeigersinn. Hat das Teilchen beim Eintritt in das

Magnetfeld ausschließlich eine Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung, dann wird das Teilchen in dieser Richtung abgebremst und dafür in negative x-Richtung beschleunigt. Der Geschwindigkeitsbetrag $v_0 = \sqrt{v_{x0}^2 + v_{z0}^2}$ bleibt dabei erhalten.

Die Änderung des Geschwindigkeitsvektors kann daher als Drehung in der x-z-Ebene um den Winkel $\alpha(t)$ dargestellt werden. Für positiv geladene Teilchen dreht sich der Vektor im Uhrzeigersinn, für negativ geladene Teilchen in Gegenrichtung.

Unter Verwendung der trigonometrischen Beziehungen lauten die Geschwin-

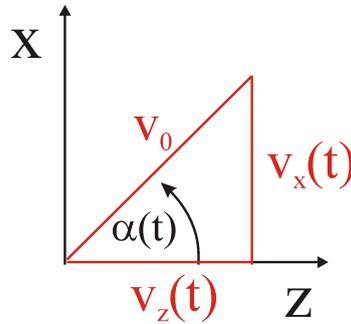


Abbildung 2.3: Drehung des Geschwindigkeitsvektor um Winkel α .

digkeitskomponenten und ihre Ableitungen:

$$v_x(t) = v_0 \cdot \sin \alpha(t) \quad (2.25)$$

$$\dot{v}_x(t) = v_0 \cdot \dot{\alpha}(t) \cdot \cos \alpha(t) \quad (2.26)$$

$$v_z(t) = v_0 \cdot \cos \alpha(t) \quad (2.27)$$

$$\dot{v}_z(t) = -v_0 \cdot \dot{\alpha}(t) \cdot \sin \alpha(t) \quad (2.28)$$

Einsetzen in Gleichung 2.22 oder 2.24 ergibt die Differentialgleichung

$$\dot{\alpha} = -\omega_{zyklo}.$$

Die direkte Integration liefert:

$$\alpha(t) = -\omega_{zyklo} t + C_1. \quad (2.29)$$

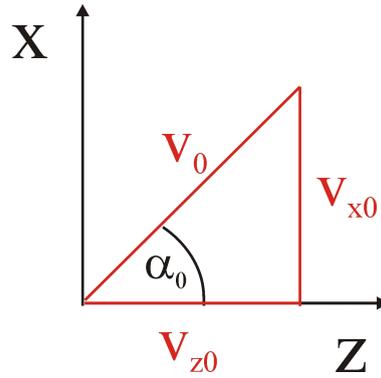
Durch Einsetzen in die Gleichungen 2.25 und 2.27 erhält man die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeitskomponenten:

$$v_x(t) = \dot{x}(t) = v_0 \cdot \sin(-\omega_{zyklo} t + C_1) \quad (2.30)$$

$$v_z(t) = \dot{z}(t) = v_0 \cdot \cos(-\omega_{zyklo} t + C_1) \quad (2.31)$$

Die Integrationskonstante C_1 kann aus den Anfangsbedingungen $v_x(0) = v_{x0}$ bzw. $v_z(0) = v_{z0}$ bestimmt werden. Es ergibt sich $C_1 = \arcsin\left(\frac{v_{x0}}{v_0}\right) = \arccos\left(\frac{v_{z0}}{v_0}\right) = \alpha_0$. Der Phasenwinkel α_0 (Abbildung 2.4) ist also über die Geschwindigkeitskomponenten am Einschusspunkt bestimmt.

Die Bewegungsgleichungen erhält man nun durch Integration der Ausdrücke

Abbildung 2.4: Phasenwinkel α_0 .

2.30 und 2.31. Die Integrationskonstanten ergeben sich aus den Anfangsbedingungen $x(0) = x_0$ und $z(0) = z_0$ zu $C_2 = x_0 - \frac{v_{z0}}{\omega_{zyklo}}$ und $C_3 = z_0 + \frac{v_{x0}}{\omega_{zyklo}}$. Damit folgt als komplette Lösung für die Bewegung eines geladenen Teilchens im statischen homogenen Magnetfeld:

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + \frac{v_0}{\omega_{zyklo}} \cdot \cos(\omega_{zyklo} \cdot t - \alpha_0) - \frac{v_{z0}}{\omega_{zyklo}} \\ y(t) &= y_0 \\ z(t) &= z_0 + \frac{v_0}{\omega_{zyklo}} \cdot \sin(\omega_{zyklo} \cdot t - \alpha_0) + \frac{v_{x0}}{\omega_{zyklo}} \end{aligned} \quad (2.32)$$

2.2.2 Bewegung im zeitlich veränderlichen Magnetfeld

Das geladene Teilchen bewege sich jetzt innerhalb eines zeitabhängigen magnetischen Feldes, das wie in Abbildung 2.2 gezeigt weiterhin nur eine y -Komponente besitze. Das Feld werde harmonisch mit der Frequenz f beziehungsweise der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ variiert und besitze zum Zeitpunkt $t=0$ die Phase Φ_0 :

$$\vec{B}(t) = B_0 \cdot \sin(\omega t + \Phi_0) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Das zeitlich veränderliche B-Feld induziert zudem ein elektrisches Wirbelfeld:

$$\text{rot } \vec{E}_{ind}(t) = -\dot{\vec{B}}(t). \quad (2.33)$$

Durch Integration des Ausdrucks 2.33 über die Fläche F_s , die aus den Flächenelementen $d\vec{f}$ zusammengesetzt ist und von der Kurve s umrandet ist, ergibt sich mit dem Satz von Stokes:

$$\oint_s \vec{E}_{ind}(t) d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \int_{F_s} \vec{B}(t) d\vec{f}. \quad (2.34)$$

Daraus kann die Stärke des Induktionsfeldes berechnet werden. Eine betragsmäßige Abschätzung zeigt, dass im für die vorliegende Arbeit relevanten Parameterbereich die Ablenkung des Induktionsterms mindestens eine Größenordnung unterhalb der des eigentlichen, magnetischen Ablenkterms liegt. Eine komponentenweise Betrachtung zeigt zudem, dass sich die

Ablenkwirkung des induzierten Wirbelfeldes zumindest teilweise gegenseitig aufhebt. Aus diesen Gründen wird im Folgenden das induzierte elektrische Feld bei der Bewegung im zeitabhängigen Magnetfeld vernachlässigt. Damit folgt unter Verwendung von Gleichung 2.20 für die Teilchenbeschleunigung:

$$\dot{\vec{v}} = \frac{e}{m_p} B_0 \cdot \sin(\omega t + \Phi_0) \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \omega_{zyklo} \cdot \sin(\omega t + \Phi_0) \begin{pmatrix} -v_z \\ 0 \\ v_x \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Die Änderung des Geschwindigkeitsvektors kann wiederum als Drehung um den Winkel α interpretiert werden. Dessen zeitliche Entwicklung ist nun gegeben durch:

$$\alpha(t) = \frac{\omega_{zyklo}}{\omega} \cos(\omega t + \Phi_0) + C_2. \quad (2.36)$$

Die Integrationskonstante ergibt sich aus der Anfangsbedingung $\alpha(0) = \alpha_0 = \arcsin\left(\frac{v_{x0}}{v_0}\right)$ zu

$$C_2 = \alpha_0 - \frac{\omega_{zyklo}}{\omega} \cos \Phi_0.$$

Besitzt das Teilchen beim Einschuss keine v_x -Komponente, gilt $\alpha_0 = 0$ und die Gleichungen für die Geschwindigkeitskomponenten lauten analog zum statischen Fall:

$$v_x(t) = v_0 \cdot \sin\left[\frac{\omega_{zyklo}}{\omega}(\cos(\omega t + \Phi_0) - \cos \Phi_0)\right] \quad (2.37)$$

$$v_z(t) = v_0 \cdot \cos\left[\frac{\omega_{zyklo}}{\omega}(\cos(\omega t + \Phi_0) - \cos \Phi_0)\right]. \quad (2.38)$$

Durch Ausnutzen der Additionstheoreme und der Achsen- bzw. Punktsymmetrie erhält man schließlich:

$$v_x(t) = -v_0 \cdot \sin\left[2\frac{\omega_{zyklo}}{\omega} \sin\left(\frac{\omega t}{2} + \Phi_0\right) \sin\left(\frac{\omega t}{2}\right)\right] \quad (2.39)$$

$$v_z(t) = v_0 \cdot \cos\left[2\frac{\omega_{zyklo}}{\omega} \sin\left(\frac{\omega t}{2} + \Phi_0\right) \sin\left(\frac{\omega t}{2}\right)\right]. \quad (2.40)$$

Die Bewegungsgleichungen im zeitabhängigen Magnetfeld ergeben sich nun durch numerische Integration der beiden Gleichungen.

2.2.3 Bewegung im zeitlich veränderlichen elektrischen Feld

Das Teilchen fliege nun durch ein homogenes elektrisches Feld mit Amplitude E_0 , das sich harmonisch ändere und wie in Abbildung 2.5 dargestellt ausschließlich eine x-Komponente besitze:

$$\vec{E}(t) = E_0 \cdot \sin(\omega t + \Phi_0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Die Ablenkwirkung des gemäß $\text{rot } \vec{B}_{ind}(t) = \mu_0 \epsilon_0 \dot{\vec{E}}(t)$ entstehenden Magnetfeldes liegt mehrere Größenordnungen unter der des angelegten E-Feldes und

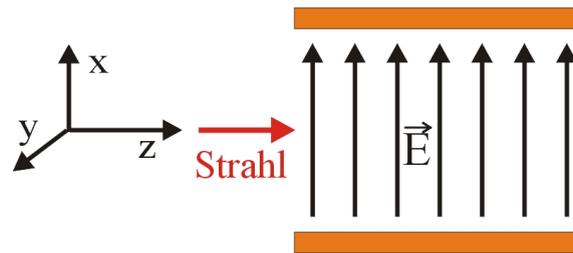


Abbildung 2.5: Bewegung im elektrischen Feld.

wird deswegen vernachlässigt.

Für die Beschleunigung des Teilchens folgt damit aus der Newtonschen Bewegungsgleichung und dem elektrischen Teil der Lorentzkraft der Ausdruck:

$$m \cdot \dot{\vec{v}} = \vec{F} = q \vec{E}(t) = q E_0 \cdot \sin(\omega t + \Phi_0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.42)$$

Das Teilchen erfährt nur in x-Richtung eine Beschleunigung, die anderen Geschwindigkeitskomponenten bleiben konstant:

$$\ddot{x} = \frac{q}{m} E_0 \cdot \sin(\omega t + \Phi_0). \quad (2.43)$$

Zweimalige Integration der Gleichung 2.43 liefert

$$\dot{x}(t) = -\frac{q}{m\omega} \cdot E_0 \cos(\omega t + \Phi_0) + C_1 \quad (2.44)$$

und

$$x(t) = -\frac{q}{m\omega^2} \cdot E_0 \sin(\omega t + \Phi_0) + C_1 t + C_2. \quad (2.45)$$

Die Integrationskonstanten ergeben sich aus den Anfangsbedingungen $x(0) = x_0$ und $\dot{x}(0) = v_{x0}$ zu:

$$C_1 = v_{x0} + \frac{q}{m\omega} E_0 \cos(\Phi_0)$$

$$C_2 = x_0 + \frac{q}{m\omega^2} E_0 \sin(\Phi_0).$$

Damit ist die Bewegungsgleichung für ein geladenes Teilchen im zeitabhängigen elektrischen Feld vollständig bestimmt.

3. Anforderungen und Voraussetzungen des Choppersystems

3.1 Anforderungen an das Choppersystem

3.1.1 Layout des Frankfurter Neutronengenerators FRANZ

Die Frankfurter Neutronenquelle am Stern-Gerlach-Zentrum FRANZ kann in zwei verschiedenen Operationsmodi betrieben werden. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Im Aktivierungsmodus erzeugt ein Protonenstrahl niedriger Intensität durch

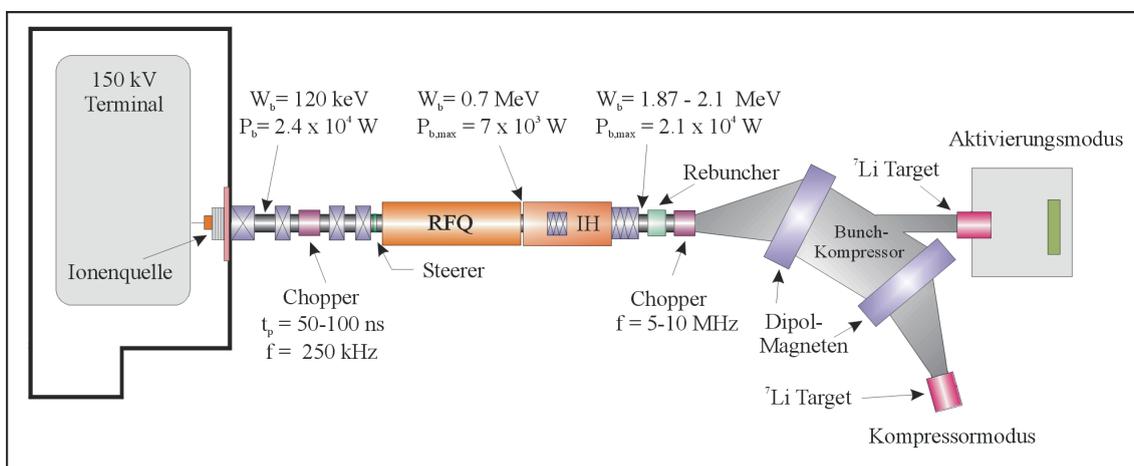


Abbildung 3.1: Übersicht der Frankfurter Neutronenquelle FRANZ.

die Reaktion ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ einen kontinuierlichen Neutronenfluss, so dass Aktivierungsexperimente durchgeführt und Detektoren auf ihre Lebensdauer und Zuverlässigkeit getestet werden können.

Im für diese Arbeit relevanten Kompressormodus werden *hochintensive, kurze Neutronenpulse im keV-Bereich mit hoher Wiederholrate* erzeugt [MEUSEL et al. 2006]. Dafür stellt eine Ionenquelle des Volumentyps zunächst einen hochintensiven Primärstrahl zur Verfügung. Die Quelle ist für den Betrieb mit bis zu 200 mA Protonen ausgelegt. Die Rechnungen dieser Arbeit wurden dabei unter der Annahme eines Strahlstroms von $I_b = 150$ mA Protonen durchgeführt. Aus diesem Strahl erzeugt der hier behandelte LEBT-Chopper Pulse mit einer Plateaulänge von $t_p = 50\text{--}100$ ns bei einer Wiederholrate von 250 kHz.

Nach dem Transport durch die LEBT wird der nun gepulste Strahl in einem *Radiofrequenzquadrupol* (RFQ) [SCHEMPP 1990] von 120 keV auf 700 keV beschleunigt und anschließend in einer *Interdigitalen H-Mode* (IH)-Struktur [RATZINGER 1998] auf eine variable Endenergie von $W_b = 2 \pm 0,2$ MeV gebracht. Der Linearbeschleuniger arbeitet bei einer Frequenz von $f = 175$ MHz und prägt den Strahlpulsen damit eine Mikrostruktur auf. Bis zu 10 dieser Mikrobunche werden anschließend durch einen Bunch-Kompressor des Mobley-Typs zu einem hochintensiven 1 ns langen Protonenpuls zusammengeführt [CHAU et al. 2008]. Dieser trifft auf das Lithium-Target und erzeugt einen Neutronenpuls, der nach Durchlaufen einer Kollimatorstrecke auf die Probe trifft. Zum Nachweis der dort induzierten Neutronenreaktionen wird ein 4π BaF₂-Detektor verwendet, der am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt wurde [HEIL et al. 2001].

Aus dem Aufbau der Frankfurter Neutronenquelle und den Anforderungen für den Betrieb im Kompressormodus ergeben sich die im Folgenden dargestellten Designparameter für das LEBT-Choppersystem.

3.1.2 Designparameter des Choppersystems

3.1.2.1 Wiederholrate: 250 kHz

Die im Kompressormodus produzierten kurzen Neutronenpulse im keV-Bereich sind hervorragend dazu geeignet, Neutroneneinfangquerschnitte in Abhängigkeit von der Neutronenenergie zu messen. Die experimentelle Bestimmung solcher Einfangsquerschnitte hat dabei zentrale Bedeutung für die Erklärung der Nukleosynthese in Sternen.

Elemente schwerer als Eisen können aufgrund der für dieses Element maximalen Kernbindungsenergie pro Nukleon nicht durch Fusionsprozesse im Sternzentrum entstehen [RAITH 1997, 107-111]. Die schweren Elemente werden daher im Wesentlichen durch Neutroneneinfang gebildet. Die beiden wichtigsten Nukleosyntheseprozesse sind dabei der r-Prozess (*rapid neutron capture process*) und der s-Prozess (*slow neutron capture process*) [WILLIAMS 1996, 354f].

Beim r-Prozess, wie er bei Supernovae-Explosionen angenommen wird, sorgt ein hoher Neutronenfluss zu einem – im Vergleich zur β -Zerfallsrate – schnellen Neutroneneinfang, während beim s-Prozess der Einfang vergleichsweise langsam abläuft. Daher haben die für den s-Prozess verantwortlichen Neutronen eine ausreichend lange Lebensdauer, um durch Stoßprozesse im Sterninneren zu thermalisieren. Die Neutronenenergie weist eine thermische Verteilung auf, die ihr Maximum bei $kT = 10\text{--}30$ keV hat.

Wird bei der für FRANZ verwendeten Produktionsreaktion ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ die

Energie des Protonentreiberstrahls auf $1,912 \text{ MeV}$ eingestellt, erhält man ein Neutronenspektrum, wie es in Abbildung 3.2 dargestellt ist.

Das experimentell realisierte Spektrum entspricht dabei sehr gut dem stel-

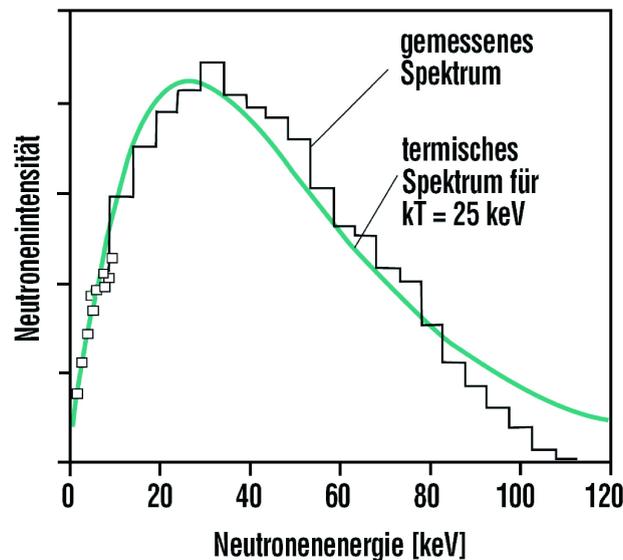


Abbildung 3.2: Thermisches Neutronenspektrum bei stellaren Temperaturen und experimentell erzeugtes Spektrum [BEER et al. 2001, 191].

laren Energiespektrum. Dadurch ist es möglich, im Labor Neutroneneinfangquerschnitte unter thermischen Bedingungen, wie sie im Inneren von Sternen, insbesondere der so genannten *Roten Riesen*, existieren, experimentell zu bestimmen.

Um die Einfangquerschnitte energieaufgelöst messen zu können, ist die Bestimmung der Neutronengeschwindigkeit durch Flugzeitmessung (*Time of Flight* – ToF) notwendig: Nach der Erzeugung der Neutronen auf dem Lithium-Target zur Zeit $t = 0$ durchfliegen diese eine wohldefinierte Strecke bis sie auf das Probensample treffen, wo sie mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eingefangen werden. Dieser Einfang verursacht eine prompt emittierte und statistisch verteilte γ -Kaskade, die in dem $4\pi \text{ BaF}_2$ -Detektor nachgewiesen werden kann (Abbildung 3.3). Die Geschwindigkeit der Neutronen kann daher aus dem Zeitsignal und der Länge der Flugstrecke bestimmt werden.

Damit später erzeugte Neutronen nicht die davor liegende Messung beeinflussen, muss jedoch ein zeitlicher Mindestabstand von $4 \mu\text{s}$ zwischen den Pulsen eingehalten werden. Dies entspricht einer maximalen Wiederholrate von $f = 250 \text{ kHz}$. Eine wesentlich niedrigere Wiederholrate reduziert hingegen die mittlere Stromstärke, verschlechtert damit die Reaktionsstatistik und führt zu längeren Strahlzeiten.

Die Beschleuniger selbst können nicht mit dieser Wiederholrate gepulst werden, sondern müssen auch im Kompressormodus im CW-Betrieb (*continuous wave*) laufen. Grund dafür ist, dass die hohen Gütewerte der Beschleunigerstrukturen keinen Pulsbetrieb oberhalb von einigen 10 kHz zulassen.

Daraus folgt die Notwendigkeit eines Choppersystems, das den aus der Ionenquelle kommenden dc-Strahl in Pulse mit einer *Wiederholrate* von 250 kHz

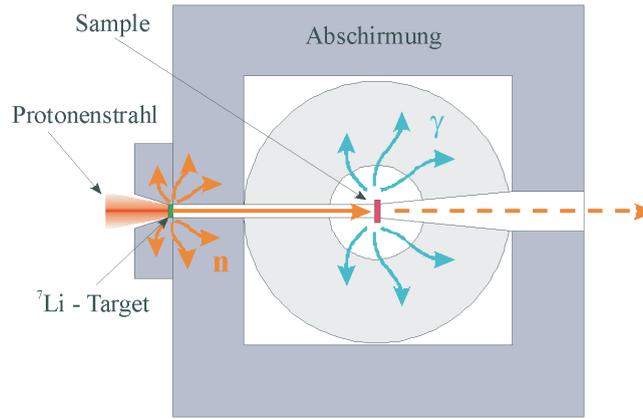


Abbildung 3.3: Schema des Detektoraufbaus.

verwandelt. Als nächster Schritt wird nun die für den Kompressormodus erforderliche *Pulslänge* dargestellt.

3.1.2.2 Pulslänge: 50 bis 100 ns

Die Mindestlänge der Protonenpulse ergibt sich aus der Akzeptanz des Bunch-Kompressors. Er kann bis zu 10 Mikrobunche einfangen [CHAU et al. 2008]. Dem entspricht ein Strahlplateau, das nicht *kürzer* als $t_p = 50 - 100 \text{ ns}$ sein darf.

Die Beschleunigung eines *längeren* Strahlplateaus in der RFQ-IH-Kombination ist vor allem aus zwei Gründen nicht sinnvoll. Erstens verschärft sich das Problem des *Beam Dumping* bei höheren Strahlenergien. Zweitens zieht jede weitere Strahllast zusätzliche Leistung aus den CW-betriebenen Kavitäten. Diese muss zu der auch bei Nullstrom anfallenden Verlustleistung addiert werden. Bei hinreichend kurzen Pulsen ist die in der Kavität gespeicherte Energie jedoch groß genug, um während der Durchflugzeit des Pulses die Spannungsamplitude aufrecht zu erhalten.

Um einen Strahlpuls von $t_p = 100 \text{ ns}$ von $W_b = 0,12 \text{ MeV}$ auf $W_b = 2 \text{ MeV}$ zu beschleunigen, ist alle $4 \mu\text{s}$ eine Energie von

$$W_{acc} = \Delta U \cdot I_b \cdot t_p = 1.88 \text{ MV} \cdot 150 \text{ mA} \cdot 100 \text{ ns} = 28,2 \text{ mJ} \quad (3.1)$$

erforderlich. Dieser Wert ist klein im Vergleich zu typischen, gespeicherten Feldenergien um 10 J . Daraus folgt, dass bei FRANZ trotz der hohen gepulsten Strahlleistungsaufnahme die Hochfrequenzsenderleistungen nur zur Kompensation der Wandverluste ausreichen müssen.

Voraussetzung ist aber, den Strahl schon vor den Beschleunigerstrukturen in kurze Pulse zu unterteilen und einen niedrigen *Duty Cycle* zu erzeugen. Werden zu der Plateaulänge Anstiegs- und Abfallzeiten des Protonenpulses von jeweils bis zu 150 ns angenommen, ergibt sich eine akzeptable Sockellänge t_s von insgesamt 350 ns bis 400 ns . Dadurch verringert sich der maximale *Duty Cycle* nach dem Chopper auf $D = \frac{400 \text{ ns}}{4 \mu\text{s}} = 10\%$.

Aus dem Dargelegten ergeben sich die Design-Parameter für den Chopper der Niederenergietransportsektion wie sie in Tabelle 3.1 zusammengefasst sind.

	Eingang	Ausgang
I_b / mA	150	150
W_b / keV	120	120
Pulslänge t_p	dc	50-100 ns
Wiederholrate	dc	250 kHz

Tabelle 3.1: Parameter des LEBT-Choppers.

3.1.3 Strahleigenschaften

3.1.3.1 Strahlleistung und -energie

Als nächster Schritt zur adäquaten Auslegung des Choppersystems müssen die Strahleigenschaften abgeschätzt werden. Daher erfolgt nun eine kurze Charakterisierung des Strahls bezüglich Leistungsdichte, Geschwindigkeit und Pulseigenschaften.

Die Ionenquelle für FRANZ ist für einen hochintensiven Protonenstrom von mindestens $I_b = 150 mA$ bei einer Spannung von $U_{source} = 120 kV$ ausgelegt. Daraus folgt eine Strahlleistung von

$$P_b = U_{source} \cdot I_b = 18 kW. \quad (3.2)$$

Bei einem angenommenen Strahlradius von $r_b = 1 cm$ ergibt sich im dc-Betrieb eine Leistungsdichte von

$$\bar{P}_b = \frac{P_b}{\pi \cdot r_b^2} \approx 5,7 kW/cm^2. \quad (3.3)$$

Die hohe Leistungsdichte stellt eine Herausforderung für die verwendeten Bauteile dar und muss dementsprechend beim Auslegen eines Choppersystems berücksichtigt werden.

Die Geschwindigkeit der Protonen v_p wird direkt über die kinetische Energie bestimmt. Es gilt:

$$W_b = m_p c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}}} - 1 \right) = 120 keV. \quad (3.4)$$

Daraus ergibt sich in der LEBT eine nichtrelativistische Protonengeschwindigkeit von

$$v_p = 1,6\% \cdot c = 4,79 \cdot 10^6 \frac{m}{s}. \quad (3.5)$$

Ein Protonenpuls mit $t_p = 50 ns$ besitzt damit eine räumliche Pulslänge von

$$l_p = v_p \cdot t_p = 4,79 \cdot 10^6 \frac{m}{s} \cdot 5 \cdot 10^{-8} s \approx 24 cm. \quad (3.6)$$

In einem solchen Puls sind $4,7 \cdot 10^{10}$ Protonen und damit eine Ladung von $7,5 \cdot 10^{-9} C$ enthalten.

3.1.3.2 Strahlpotential und Raumladung

Bei hochintensiven Ionenstrahlen kann die Raumladung des Strahls nicht mehr vernachlässigt werden.

Aus der Beziehung für den Strahlstrom

$$I_b = n_p \cdot e \cdot v_p \cdot A_b \quad (3.7)$$

mit der Ladungsträgerdichte n_p , der Elementarladung e , der Protonengeschwindigkeit v_p und der Querschnittsfläche des Strahls A_b ergibt sich bei einem angenommenen Strahlradius $r_b = 10 \text{ mm}$ eine Ladungsträgerdichte von

$$n_p = 6,2 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{m}^3} \quad (3.8)$$

sowie eine elektrische Ladungsdichte von

$$\rho_b = n_p \cdot e = \frac{I_b}{v_p \cdot A_b} = 99,7 \frac{\mu\text{C}}{\text{m}^3}. \quad (3.9)$$

Dem entspricht eine generalisierte Perveanz des Protonenstrahls von

$$K_b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_p}{2e}} \frac{I_b}{U^{3/2}} = 2,3 \cdot 10^{-3}. \quad (3.10)$$

Die Perveanz ist ein Maß für die Raumladungswirkung des Strahls. Sie sinkt mit $U^{3/2}$. Zur Verringerung der repulsiven Raumladungswirkung wird der Protonenstrahl bei FRANZ daher bereits vor dem Einschuss in die Transportsektion auf eine Energie von 120 keV vorbeschleunigt.

Das elektrische Potential, das durch die Raumladung der Strahlionen erzeugt wird, hängt jedoch von der Ladungsträgerverteilung im Strahl ab. Eine Übersicht des Strahlpotentials bei verschiedenen Verteilungsfunktionen in Abhängigkeit vom radialen Abstand r ist in Tabelle 3.2 gegeben.

Abbildung 3.4 zeigt das Strahlpotential für den bei FRANZ vorliegenden

Verteilung	Potential innerhalb des Strahls
<i>Homogen</i>	$\Phi(r) = \Delta\Phi \left(1 + 2 \ln\left(\frac{r_D}{r_b}\right) - \frac{r^2}{r_b^2}\right)$
<i>Waterbag</i>	$\Phi(r) = \Delta\Phi \left(\frac{3}{2} + 2 \ln\left(\frac{r_D}{r_b}\right) - \frac{2r^2}{r_b^2} + \frac{r^4}{2r_b^4}\right)$
<i>Parabolisch</i>	$\Phi(r) = \Delta\Phi \left(\frac{11}{6} + 2 \ln\left(\frac{r_D}{r_b}\right) - \frac{3r^2}{r_b^2} + \frac{3r^4}{2r_b^4} - \frac{r^6}{3r_b^6}\right)$

mit $\Delta\Phi = \frac{I_b}{4\pi\epsilon_0 \cdot v_p}$

Tabelle 3.2: Strahlpotential für verschiedene Verteilungsfunktionen [POZIMSKI 1990].

Protonenstrom von $I_b = 150 \text{ mA}$ für verschiedene Verteilungsfunktionen. Dabei wurde ein Strahlradius von $r_b = 10 \text{ mm}$ innerhalb eines auf Nullpotential gesetzten, unendlich langen, runden Strahlrohrs mit $r_D = 100 \text{ mm}$ Radius angenommen. Außerhalb des Strahls fällt das Potential für alle Verteilungen mit $\ln(\frac{1}{r})$ ab. Innerhalb des Strahls verläuft das Potential für den homogenen Fall am flachesten.

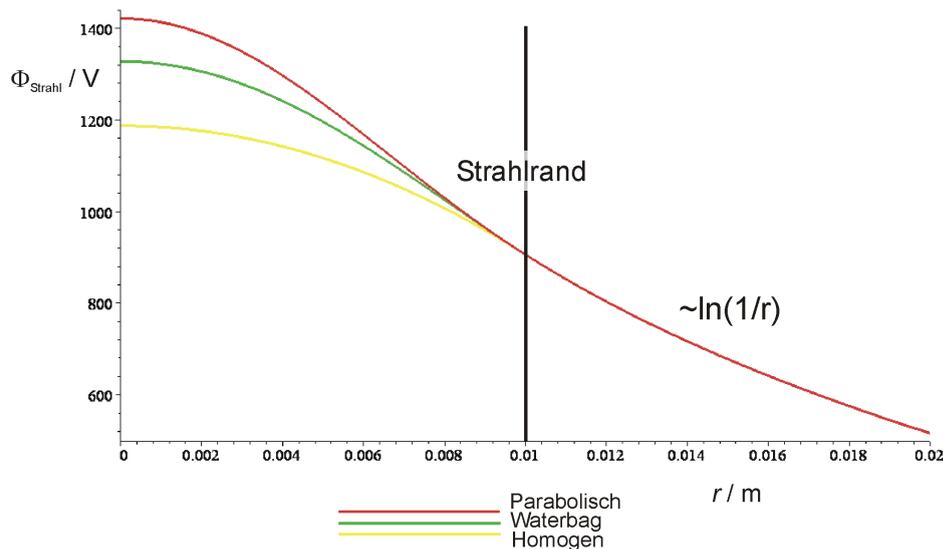


Abbildung 3.4: Strahlpotential für verschiedene Verteilungsfunktionen bei festem Strahlradius.

Nur für eine homogene Ladungsträgerverteilung ergibt sich ein quadratischer Potentialverlauf im Strahl und dementsprechend ein rein lineares Eigenfeld. Alle anderen Verteilungen haben dagegen auch nichtlineare Eigenfeldanteile. Beim nichtkompensierten Strahltransport (Kapitel 3.2.2.2) können diese Anteile zu einem Wachstum der RMS-Emittanz führen [STRUCKMEIER 2005, Kap.7].

Die Abhängigkeit des Strahlpotentials vom Radius des Ionenstrahls zeigt Abbildung 3.5.

Das Raumladungspotential auf der Strahlachse hat bei den getroffenen An-

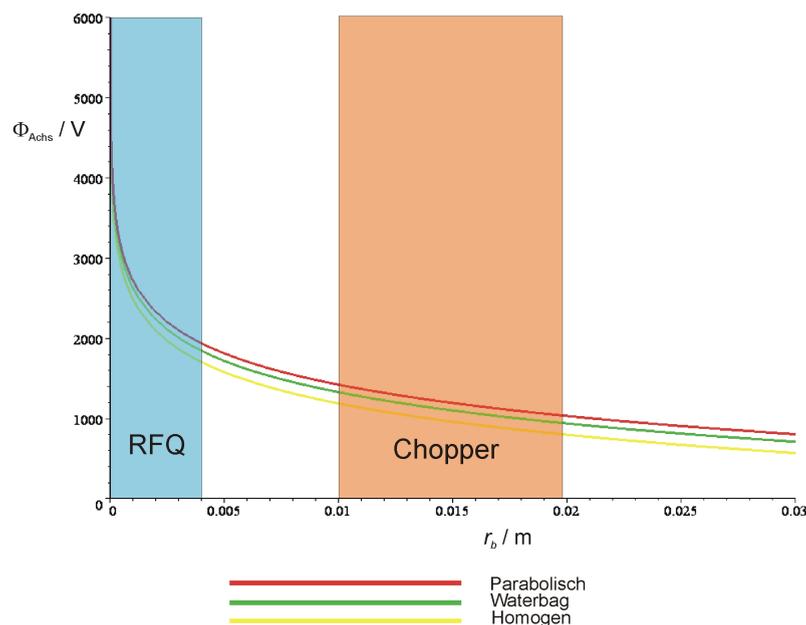


Abbildung 3.5: Strahlachspotential in Abhängigkeit vom Strahlradius für verschiedene Verteilungsfunktionen und angenommener Strahlradiusbereich im Chopper und im RFQ.

nahmen die Größenordnung von mehreren Kilovolt, was bei der Auslegung

von beispielsweise Dekompensationsblenden berücksichtigt werden muss. Die Bereiche typischer Strahlradien für den Einschuss in den RFQ bzw. beim Transport durch das Choppersystem sind farbig markiert. Die Wirkung der Raumladung während einer Driftstrecke ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Die Simulation wurde mit dem Programm LINTRA (Kapitel 3.2.2.1)

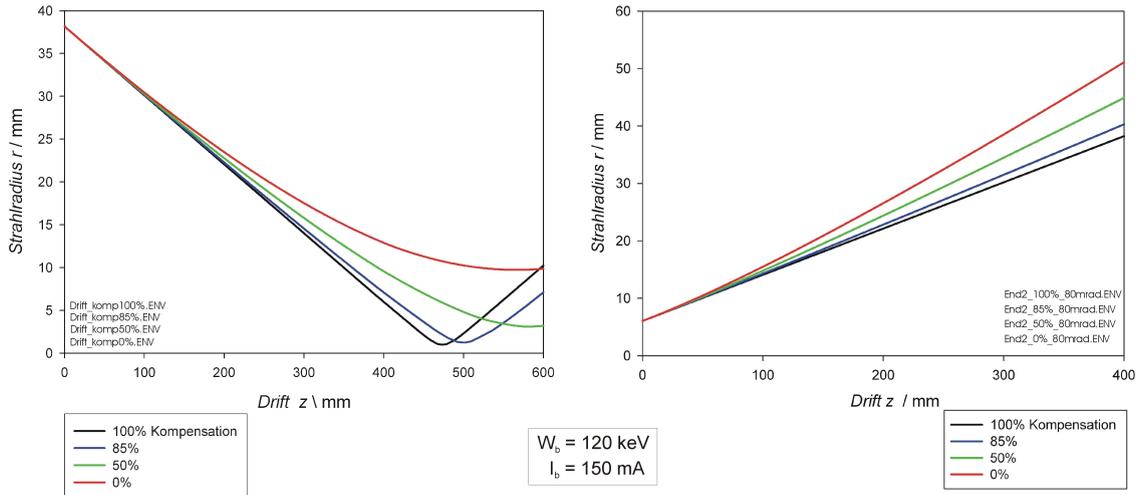


Abbildung 3.6: Strahlenveloppe eines konvergenten bzw. divergenten Strahls in einer Driftstrecke bei verschiedenen Raumladungskompensationsgraden.

unter der Annahme eines homogenen Protonenstrahls bei einem Strahlstrom von 150 mA und einer Strahlenergie von 120 keV durchgeführt. Dabei wurden verschiedene Kompensationsgrade berücksichtigt.

Die Aufweitung des divergenten Strahls in der Drift wird durch die abstoßende Raumladung noch verstärkt. Die Strahlteile des konvergenten Strahls ist stark vom Kompensationsgrad abhängig. Um Strahlradien unterhalb von 5 mm , wie sie typischerweise der räumlichen Akzeptanz eines RFQ entsprechen, zu erreichen, ist daher neben einer kurzen Fokallänge eine hohe Raumladungskompensation wichtig.

Daraus folgt für die Auslegung des LEBT-Choppers und der gesamten Niederenergietransportsektion erstens die Notwendigkeit alle Driftstrecken und Bauteile möglichst kompakt zu halten und zweitens die jeweiligen Auswirkungen auf den Kompensationsgrad zu untersuchen.

3.2 Strahltransport in der LEBT

Der Chopper wird in der Niederenergietransportsektion (*Low Energy Beam Transport, LEBT*) installiert. Zur Auslegung des Choppersystems ist es daher notwendig, die Struktur der LEBT zu kennen, um darauf aufbauend das Verhalten des Strahls beim Transport ins Choppersystem zu untersuchen. Der Transportkanal wurde im Rahmen dieser Arbeit ausgelegt und die Solenoide sowie die Diagnosekammern bestellt und installiert.

3.2.1 Aufbau und Funktion der LEBT für FRANZ

Eine LEBT-Sektion hat generell die Aufgabe, den divergent aus der Quelle austretenden Strahl mit möglichst geringem Emittanzwachstum und möglichst verlustfrei in die erste Beschleunigerstruktur einzuschießen. Der Transport intensiver Ionenstrahlen mit ihren hohen Raumladungskräften stellt speziell bei niedrigen Energien eine besondere Herausforderung dar: „*For all [high-current] machines the major challenge is in the low-energy part, w[h]ere the beam quality is defined*“ [FERDINAND 2007, 2564].

Die LEBT für FRANZ hat zudem die Aufgabe, einen gepulsten Strahl zu erzeugen. Aus diesem Grund besteht sie aus vier Fokussierlinsen. Die ersten zwei Linsen haben die Aufgabe, den Strahl an das Choppersystem anzupassen, während die letzten beiden den gepulsten Strahl in den RFQ einschießen. Als Linsen sind dabei, wie in Unterkapitel 3.2.1.2 ausgeführt wird, vier Solenoide vorgesehen.

Eine Übersicht der Niederenergietransportsektion ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Alle Längenangaben sind in mm. Zwei Tanks dienen als Diagnoseein-

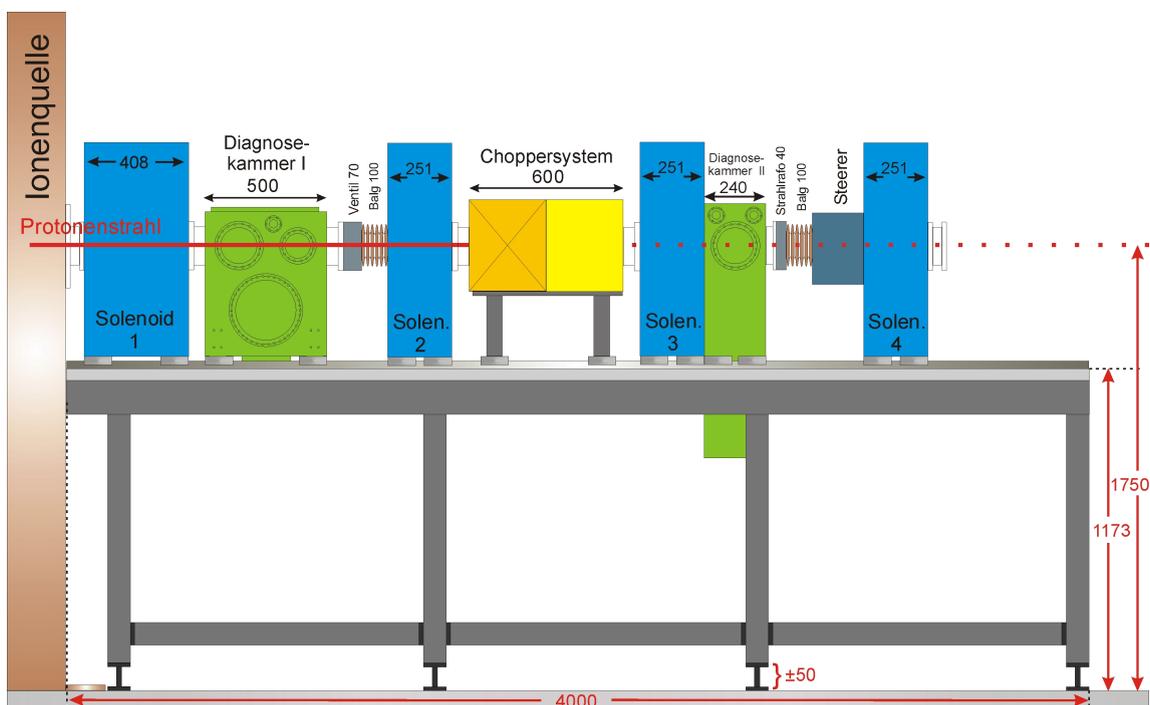


Abbildung 3.7: Übersicht Niederenergietransportsektion.

heiten und zur Aufhängung der Vakuumpumpen. Ein *Gate Valve* hinter dem ersten Diagnosetank steht bei Problemen im Vakuumsystem zur Verfügung.

Zwei Membranbälge ermöglichen ein Justieren der LEBT. Hinter dem Choppersystem sind ein Strahltransformator zur zeitaufgelösten Messung des Ionenstroms und ein *Steerer*-Magnet zur Ausrichtung des Strahls eingebaut. Dies führt zu einer Gesamtlänge von über 3 m.

3.2.1.1 Diagnose und Vakuumsystem

Der erste Diagnosetank (Abbildung 3.8) wurde von der Firma *PET-SDS* (Darmstadt) gefertigt. Er enthält eine Hochleistungs-Faradaytasse sowie eine

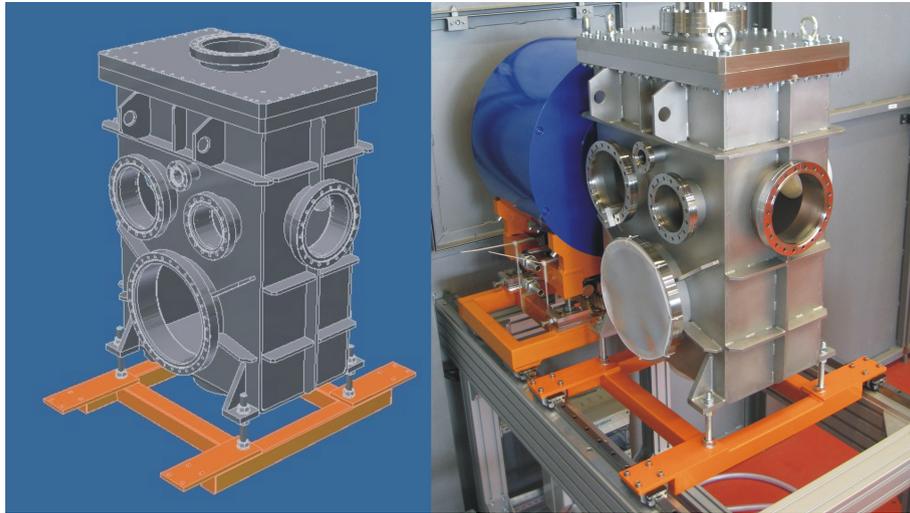


Abbildung 3.8: Diagnosetank I: Technische Zeichnung und Montage in der LEBT.

ausreichende Anzahl Vakuumfenster für Strahldiagnose, Druckkontrolle und Druckmessung.

Der zweite Diagnosetank wurde im Hause gefertigt. Abbildung 3.9 zeigt die technische Zeichnung inklusive einer eigens konstruierten Aufhängung sowie den erfolgreich leckgetesteten Tank nach seiner Montage in der LEBT.

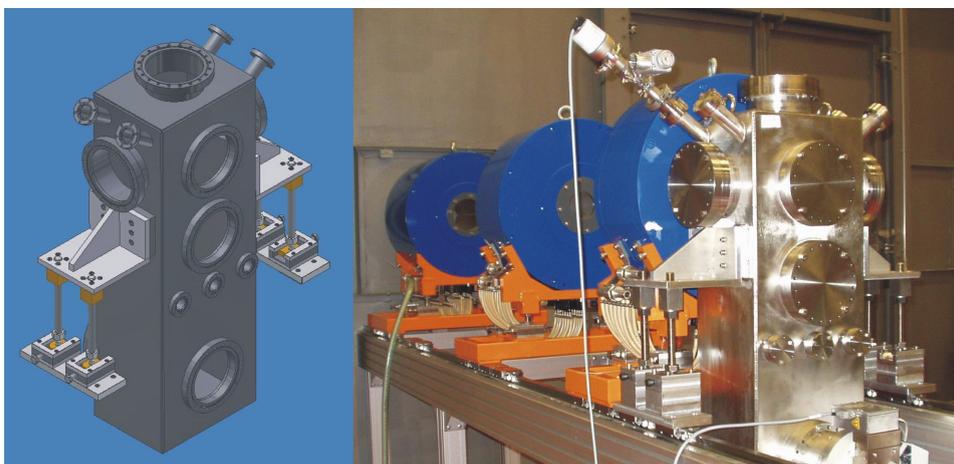


Abbildung 3.9: Diagnosetank II: Technische Zeichnung und Montage in der LEBT.

Die hohe Zahl an Vakuumfenstern ermöglicht die Umsetzung verschiedener Strahldiagnosekonzepte hinter dem Choppersystem und damit die Vermessung des gepulsten Strahls.

Zur Sicherstellung eines Restgasdrucks von $p_{rest} < 10^{-6}$ mbar, werden zwei Pumpen in der LEBT montiert. Eine Pumpe mit einem Saugvermögen von 1850 l/s für H_2 ist am ersten Diagnosetank angebracht und hat die Hauptaufgabe, den unvermeidlichen Wasserstoffeintrag aus der Protonenquelle abzupumpen. Für den hinteren Teil der LEBT ist eine Pumpe mit 1100 l/s Saugvermögen am zweiten Diagnosetank montiert.

Ein möglichst niedriger Restgasdruck in der LEBT erlaubt das gezielte Einlassen eines geeignet gewählten *Buffer*-Gases. Dadurch kann die Zusammensetzung des Restgases variiert werden, um die Raumladungskompensation durch Ionisation von verschiedenen Restgasmolekülen zu untersuchen.

3.2.1.2 Solenoide

Als Fokussierelemente werden bei FRANZ vier Solenoide verwendet: Ein großer Fänger-Magnet (Länge 408 mm, Apertur 150 mm, Typ II) hinter der Terminalwand und drei kürzere Solenoide (Länge 251 mm, Apertur 100 mm, Typ I, siehe Abbildung 3.10). Die Solenoide wurden von der Firma *Bruker Biospin* (Karlsruhe) gefertigt.

Ein Solenoid besteht im Wesentlichen aus einer Spule, die ein longitudinales



Abbildung 3.10: Montierter Solenoid Typ I.

Magnetfeld erzeugt, sowie einem äußeren Magnetjoch. Ionen, die auf der Sollbahn parallel zu den Magnetfeldlinien fliegen, werden daher nicht abgelenkt. Teilchen mit transversalen Geschwindigkeitskomponenten erfahren dagegen eine Rotation um die Magnetfeldlinien, wodurch eine fokussierende Wirkung auf den Ionenstrahl entsteht [HINTERBERGER 1997, 131].

In realen Solenoidspulen mit endlicher Länge existieren Randfelder mit si-

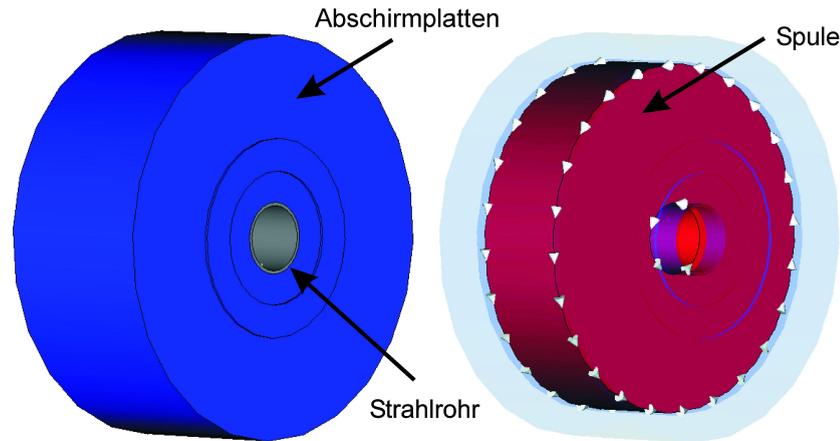


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau des Solenoiden Typ I.

gnifikanter Radialkomponente. Zur räumlichen Begrenzung dieser Randfelder dienen Abschirmplatten aus Eisen oder anderen ferromagnetischen Materialien. Der schematische Aufbau eines Solenoiden vom Typ I ist in Abbildung 3.11 dargestellt.

Das magnetische Feld des Solenoiden zeigt Abbildung 3.12. Die Simulation wurde mit *CST EM Studio (EMS)* angefertigt. Der Spulenstrom betrug $I_{sol} = 400 \text{ A}$.

Die radiale Feldkomponente des Solenoiden kann zu ungewollten Abbil-

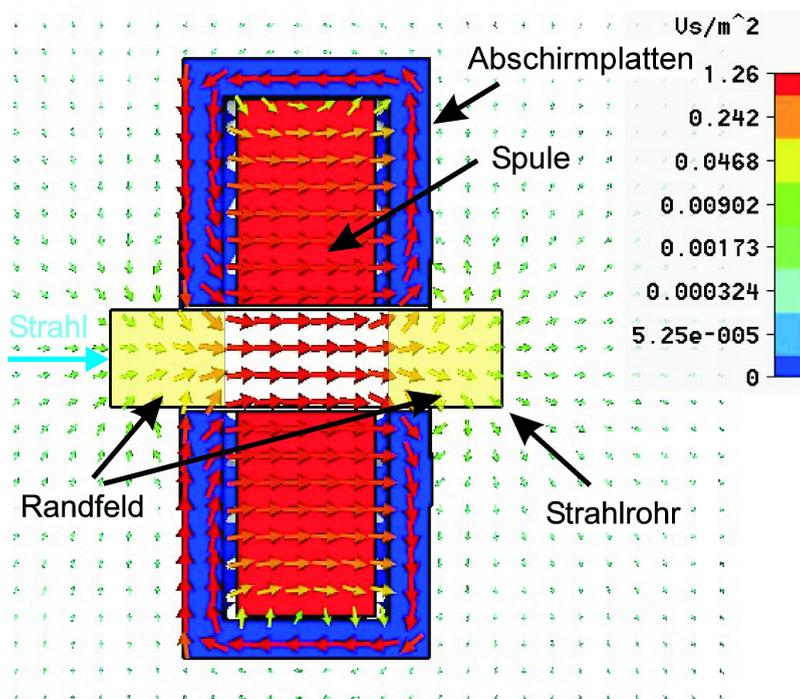


Abbildung 3.12: Simulation des B-Feldes des Solenoiden Typ I.

dungsfehlern führen. Sie wächst unterhalb der Abschirmplatte zunächst in transversaler Richtung linear an, um dann stark anzusteigen. Eine Simulation der Radialkomponente ist in Abbildung 3.13 für den Solenoid Typ I und in Abbildung 3.14 für Typ II dargestellt.

Eine Abweichung von der linearen Vergleichskurve zeigt sich bei ungefähr

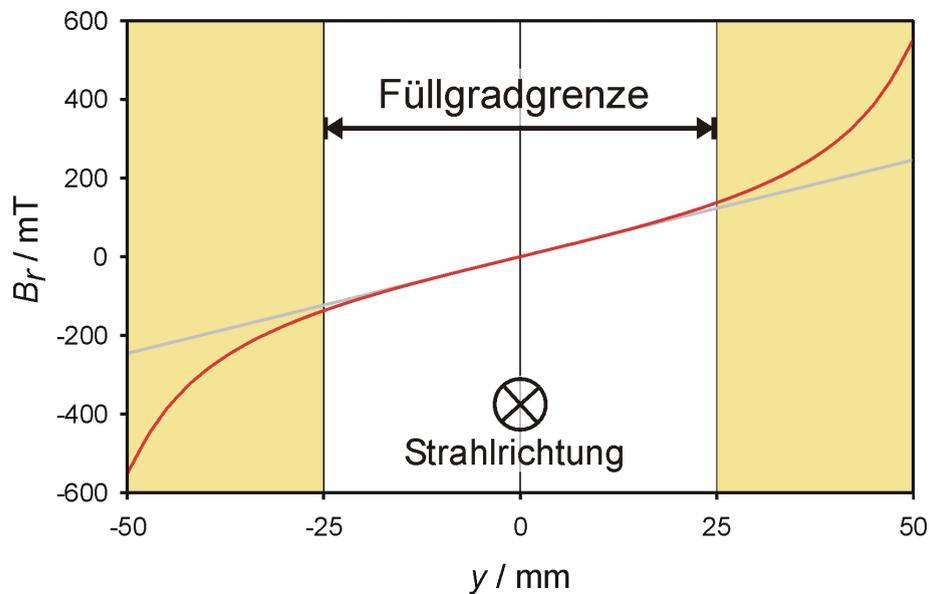


Abbildung 3.13: Simulation des radialen B-Feldes unter der Eisenkante und maximaler Füllgrad des Solenoiden Typ I.

der Hälfte des Innenradius. Der nichtlineare Feldbereich kann zu Aberrationen im Strahl führen. Zur Vermeidung dieser Abbildungsfehler sollte daher der Füllgrad des Solenoiden den linearen Bereich nicht übersteigen.

An den gelieferten Solenoiden wurden Messungen des B-Feldes durchge-

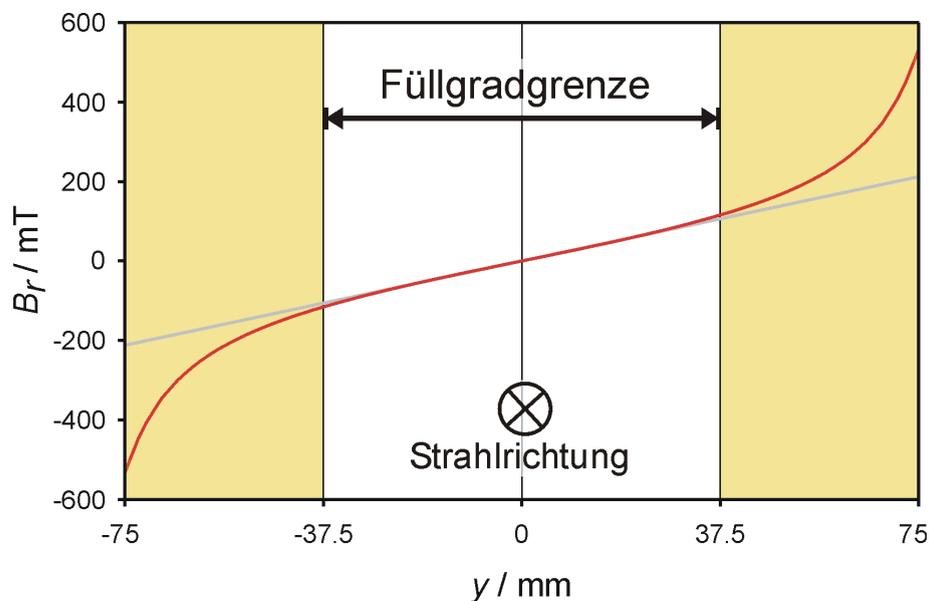


Abbildung 3.14: Simulation des radialen B-Feldes unter der Eisenkante und maximaler Füllgrad des Solenoiden Typ II.

führt. Da das Kühlsystem noch nicht betriebsbereit war, konnte nur mit niedrigen Strömen gemessen werden. In Abbildung 3.15 sind die Messungen des maximalen B-Feldes auf der Achse für $I_{sol} = 1$ A; $I_{sol} = 5$ A; $I_{sol} = 10$ A am Typ I aufgetragen. Die Messung erfolgte mittels einer schrittmotorgesteuerten Hallsonde. Der Messfehler wurde aufgrund der Nullpunktkalibrierung

des Gaussmeters und des Ablesefehlers am Netzgerät geschätzt. Ergänzt sind die Messungen, die die Firma Bruker bei $I_{sol} = 120\text{ A}$; $I_{sol} = 200\text{ A}$; $I_{sol} = 400\text{ A}$ durchgeführt hat [BRUKER 2007a]. Wie erwartet ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Erregungsstromstärke und dem maximalen B-Feld auf der Achse.

Der Verlauf der longitudinalen B-Feld-Komponente bei maximaler Erre-

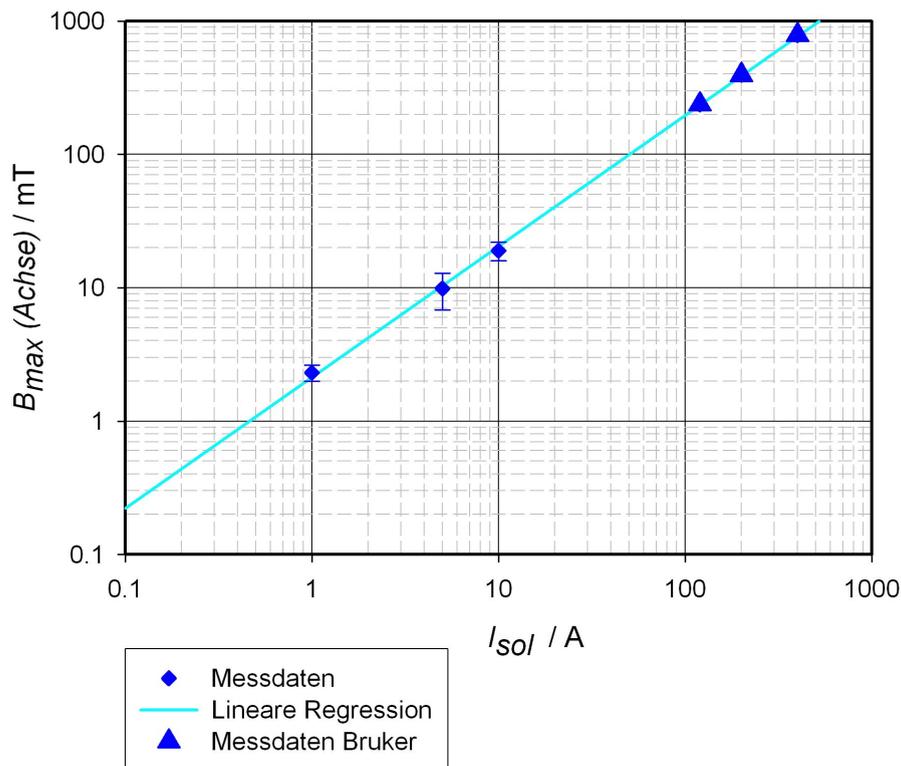


Abbildung 3.15: Gemessene Erregungskurve des Solenoiden Typ I in doppellogarithmischer Darstellung.

gungsstromstärke von $I_{sol} = 400\text{ A}$ ist in Abbildung 3.16 für Typ I und in Abbildung 3.17 für Typ II gezeigt. Die Messung wurde in Strahlrichtung auf der Achse durchgeführt.

Die rote Linie entspricht den von *Bruker* bei 400 A gemessenen Daten [BRUKER 2007a, BRUKER 2007b]. Die hellblaue Kurve zeigt die Simulationsergebnisse mit *EMS*.

Für den Solenoid Typ I sind zusätzlich zwei weitere Kurven gezeigt: Die bei $I_{sol} = 10\text{ A}$ am Institut gemessenen Ergebnisse, die mit dem Faktor 40 hochskaliert wurden, sind in der schwarz-gestrichelte Kurve dargestellt, während der grüne Graph zum Vergleich Messungen an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) [DAHL 1990] an einem baugleichen Solenoiden zeigt, die von 360 A hochskaliert wurden. Der Verlauf der Kurven stimmt im Wesentlichen überein.

Bei Typ I zeigen sich Abweichungen im unteren Bereich der schwarzen Kurve. Dies liegt daran, dass die Messdaten von dem sehr niedrigen Stromwert von $I_{sol} = 10\text{ A}$ hochskaliert wurden und sich damit auch Ungenauigkeiten in der Nullpunktkalibrierung um den Faktor 40 erhöhten.

Weitere Abweichungen zeigen sich in den maximalen B-Feld-Werten. Diese liegen jedoch unterhalb von 5%. Ein Grund für die Abweichung zwischen der

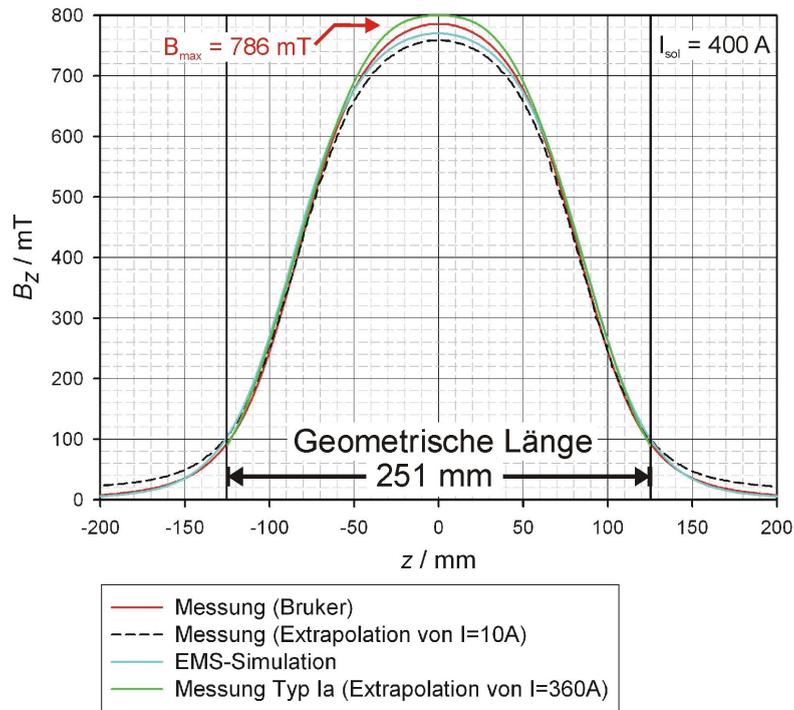


Abbildung 3.16: Mess- und Simulationsdaten der magnetischen Induktion des Solenoiden Typ I in longitudinaler Richtung.

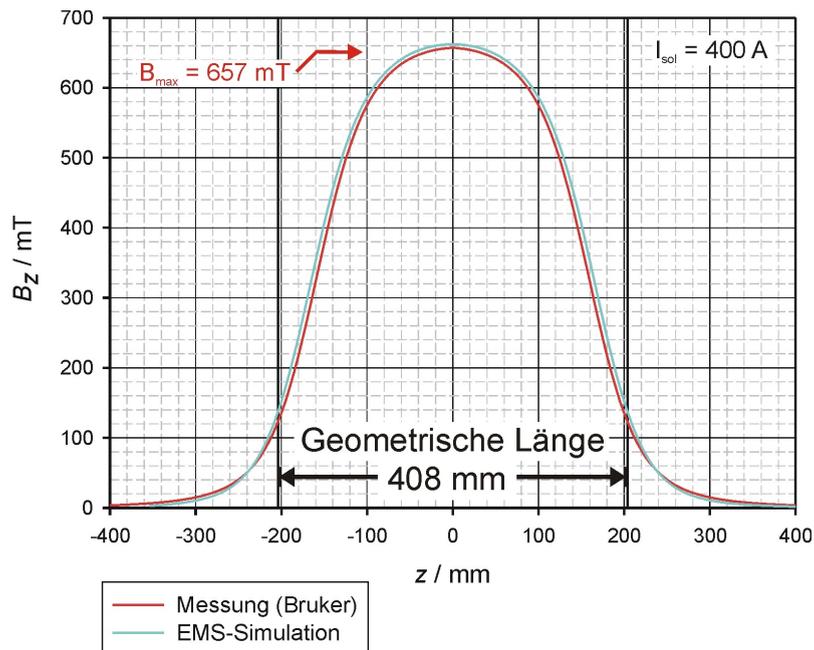


Abbildung 3.17: Mess- und Simulationsdaten der magnetischen Induktion des Solenoiden Typ II in longitudinaler Richtung.

Simulation und den *Bruker*-Messdaten könnte sein, dass bei der Simulation als Material für die Abschirmplatten Stahl 1010 angenommen wurde, weil für den vom Hersteller angegebenen Stahltyp die Hysteresedaten nicht vorhanden waren.

Die schwarze Kurve liegt im Maximum um 3,5% niedriger als die *Bruker*-Daten für Typ I. Neben der generellen Ungenauigkeit, die durch die Mes-

sung bei geringer Stromstärke entstanden ist, können hier ungewollte Verluste an den Kontaktstellen eine Rolle spielen. Insgesamt kann festgehalten werden, dass Simulation und Messdaten nur geringe Abweichungen zeigen. Warum werden bei FRANZ zur Fokussierung Solenoide eingesetzt? Alternativen wären elektrostatische Linsen oder magnetische Quadrupole. Gegen den Einsatz von *elektrostatischen Linsen* bei hochintensiven Strahlen sprechen erstens die Zerstörung der Raumladungskompensation durch die angelegten elektrischen Felder, zweitens die Auswirkungen von *Sputter*-Effekten, die drittens das Risiko von Spannungsüberschlägen noch erhöhen können. Untersuchungen zum Einsatz einer elektrostatischen Hochstrom-LEBT wurden beispielsweise am H^- -Injektor der *Spallation Neutron Source* SNS gemacht [HAN und STOCKLI 2007].

Wie verhält es sich mit dem Einsatz von *magnetischen Quadrupol-Linsen*? Quadrupole fokussieren in einer Dimension und defokussieren in der anderen Dimension. Das Feld eines magnetischen Quadrupols, der in der vertikalen Ebene fokussiert und in der horizontalen Ebene defokussiert, ist in Abbildung 3.18 gezeigt. Die Simulationsrechnung wurde mit *EMS* angefertigt.

Um eine Netto-Fokussierung zu erreichen, sind demnach mindestens zwei

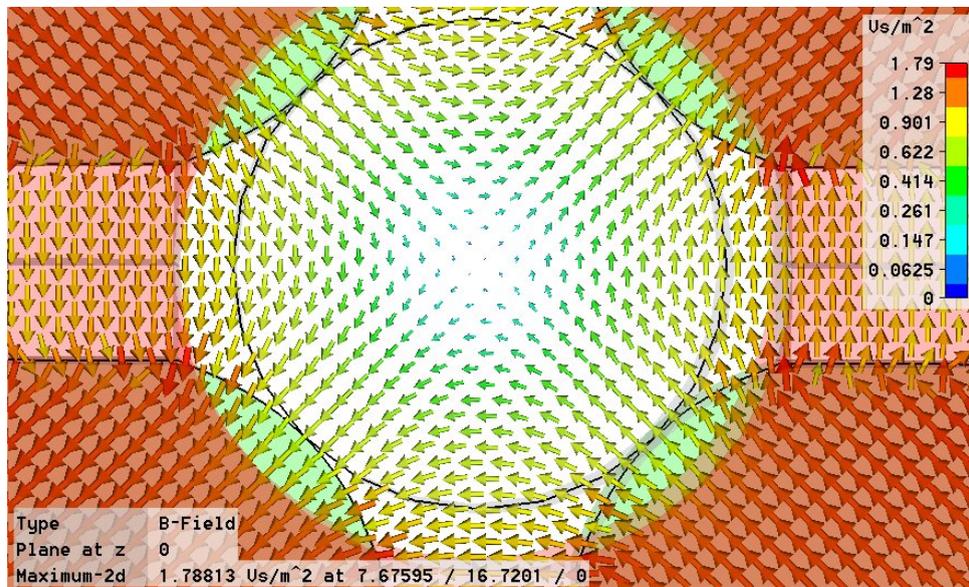


Abbildung 3.18: Simuliertes Feld eines magnetischen Quadrupols.

Linsen mit entgegengesetzt gleicher Fokussierung notwendig. Nach der geometrischen Optik gilt für die Gesamtbrennweite eines System aus zwei dünnen Linsen im Abstand d [NIEDRIG 1993, 100]:

$$f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}. \quad (3.11)$$

Für ein Duplett mit $f_1 = -f_2$ ergibt sich daher:

$$f_{dup} = \frac{f_1^2}{d}. \quad (3.12)$$

Die Fokussierstärken eines magnetischen Quadrupol-Dupletts und eines Solenoiden sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Die Formeln [GROSS 2000, 16-17] gelten für Ionen mit Ladung q , Masse m und Geschwindigkeit $v = \beta c$, die ein

axiales Solenoidfeld der Stärke B_0 bzw. ein Quadrupolfeld mit dem Feldgradienten $B' = B_0/a$ durchlaufen.

Es wurde ein Aperturradius von $a = 0,05 \text{ m}$ angenommen und eine gewünschte Gesamtbrennweite von $f = 1,5 \text{ m}$ bei einer Linsenlänge von $L = 0,25 \text{ m}$ vorgegeben. Für den Quadrupol muss zuvor die entsprechende Brennweite einer einzelnen Linse nach Formel 3.12 berechnet werden.

Die Fokussierstärke k ergibt sich dann aus der Brennweite über die Beziehung

$$f = \frac{1}{k \cdot \sin(kL)} \quad (3.13)$$

[REISER 1994, 101]. Die der Fokussierung entgegenwirkende Raumladung wurde bei der Berechnung nicht berücksichtigt.

Unter dieser Voraussetzung wird mit den gegebenen Parametern zur Fokussierung

	Fokussier- stärke	Brennweite	B_0	Systemlänge
Solenoid	$k_{sol} = \frac{qB_0}{2m\beta c}$	$f_{sol} = 1,5 \text{ m}$	166 mT	$L_{sol} = 0,25 \text{ m}$
Magnetischer Quadrupol	$k_{quad} = \pm \sqrt{\frac{qB'}{m\beta c}}$	$f_{dup} = 1,5 \text{ m}$	98 mT	$L_{dup} = 0,25 \text{ m}$

Tabelle 3.3: Vergleich Fokussierung Solenoid und magnetischer Quadrupol für 120 keV Protonen.

sierung eines Protonenstrahls von $W_b = 120 \text{ keV}$ ein Solenoid mit einem maximalen Achsfeld von $B_0 = 166 \text{ mT}$ oder alternativ ein Quadrupol-Duplett mit Polfeldern von jeweils $B_0 = 98 \text{ mT}$ benötigt.

Wie aus Tabelle 3.3 zu entnehmen ist, sinkt die Fokussierstärke bei Solenoiden proportional zum Teilchenimpuls, während sie bei magnetischen Quadrupolen nur linear zur *Wurzel* des Teilchenimpulses fällt. Für den Transport schwerer und höherenergetischer Ionen wird daher im Allgemeinen die starke Fokussierung im Gradientenfeld eines Quadrupols bevorzugt.

Bei den vorhandenen leichten und langsamen Ionen können Solenoide jedoch vorteilhaft eingesetzt werden. Sie bieten gegenüber einem Quadrupol-Duplett den wichtigen Vorteil, dass eine vorhandene Zylindersymmetrie des Ionenstrahls nicht zerstört wird.

3.2.2 Vielteilchen-Simulationen in der LEBT

Nach der Auslegung des Transportkanals einschließlich der Fokussierelemente und der Lage des Choppersystems folgt nun die Untersuchung der Transporteigenschaften durch die LEBT, um die Eingangsparameter des Strahls vor dem Chopper zu bestimmen.

3.2.2.1 Das Simulationsprogramm LINTRA

Zur Berechnung des Strahltransportes durch die LEBT-Sektion wurde das am IAP entwickelte Programm LINTRA benutzt. Es ist ein Vielteilchenprogramm, das Transportrechnungen für zylindersymmetrische Strahlen unter

Variation des Kompensationsgrades erlaubt. Dabei wird zunächst die radiale Ladungsdichteverteilung im Strahl bestimmt und damit das Strahlpotential gewonnen. Daraus werden durch Lösung der zweidimensionalen Poisson-Gleichung die Raumladungskräfte berechnet, aus denen nach entsprechender Berücksichtigung externer Felder die neue Ladungsdichteverteilung erzeugt wird [POZIMSKI und MEUSEL 1999].

3.2.2.2 Raumladungskompensation in der LEBT

Durch Stöße der Strahlionen mit den Restgasmolekülen oder durch das Auftreffen von Verlustteilchen auf die Strahlrohrwände entstehen freie Elektronen. Diese Elektronen lagern sich im positiven Raumladungspotential des Protonenstrahls an. Dies führt insbesondere bei ungeladenen Ionenstrahlen zu einer sehr effektiven Reduzierung der repulsiven Raumladungskräfte. Bei

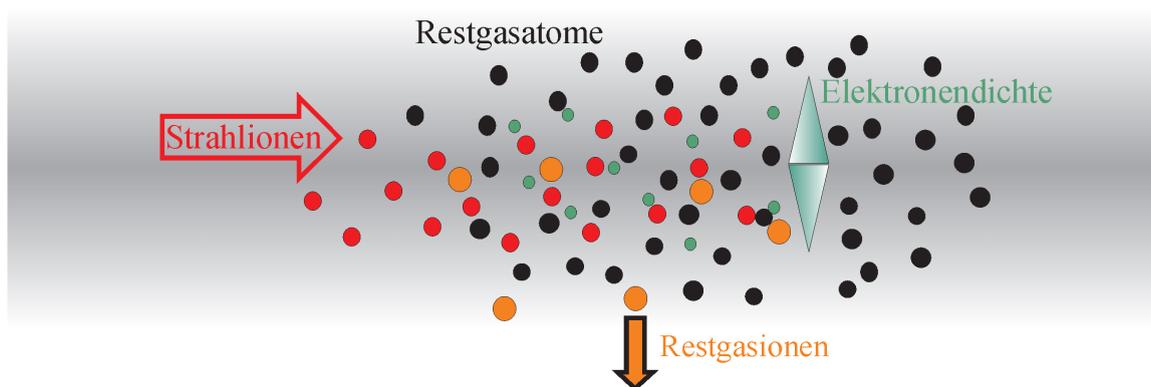


Abbildung 3.19: Prinzip der Raumladungskompensation durch Ionisierung der Restgasmoleküle [MEUSEL et al. 2007].

Abwesenheit externer elektrischer Felder (d.h. beim Verzicht auf elektrostatische Linsen oder Deflektorplatten) erfolgt dieser Neutralisationsprozess im Prinzip bis zur vollständigen Auffüllung des Potentials durch Elektronen und damit bis zu einer Raumladungskompensation von 100%.

Da aber die Kompensationselektronen eine von Null verschiedene Temperatur besitzen, können die Elektronen aus dem hochenergetischen Ende der Maxwell-Verteilung das Raumladungspotential überwinden und den Kompensationsgrad reduzieren. Dieser Effekt vergrößert sich mit steigender Elektronentemperatur. Eine Aufheizung der Kompensationselektronen kann unter anderem durch zeitliche Variation des Strahlradius und Strahlstroms entstehen [DÖLLING 1994].

Daher wurde in den folgenden Strahltransportsimulationen vor dem Choppersystem mit einer moderaten Raumladungskompensation von nur 85% gerechnet. Sowohl im als auch nach dem Choppersystem wurde angenommen, dass der Strahl vollständig dekompenziert ist, da die Aufbauzeiten der Raumladungskompensation durch Restgasionisation größer als die für FRANZ benötigten Pulslängen sind [JAKOB 2000].

3.2.2.3 Gewählte Startverteilung

Mit den *Worst Case*-Annahmen für die Ausgangsparameter der Ionenquelle wurde eine Startverteilung erzeugt (Abbildung 3.20). Als Strahlradius wur-

de $r_b = 6 \text{ mm}$ und als Divergenzwinkel 80 mrad angenommen [VOLK 2007]. Um die Abbildungseigenschaften der LEBT deutlich herauszuarbeiten, wurde ein räumlich homogen verteilter Strahl als Ausgangsverteilung benutzt. Die normierte 100% RMS-Emittanz beträgt in diesem Fall $\epsilon_{rms,norm,100\%} = 0,225 \pi \text{ mm mrad}$.

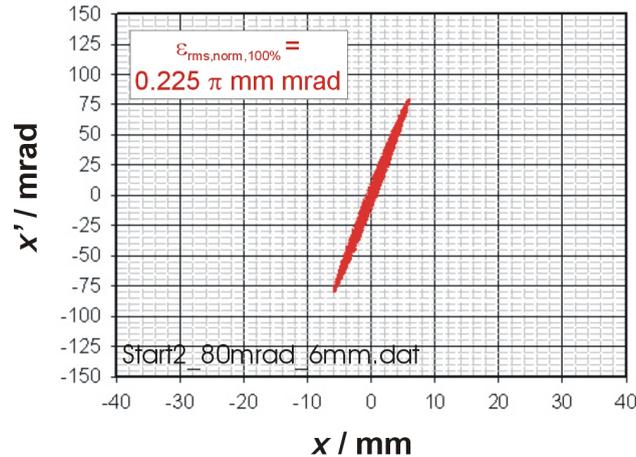


Abbildung 3.20: Homogene Startverteilung für die Simulationsrechnung.

3.2.2.4 Variation der Solenoidfelder und Matching ins Choppersystem

Die Strahltransportsimulationen wurden zunächst im ersten Abschnitt der LEBT bis zum Ende des Choppersystems durchgeführt. Dabei wurden die Feldstärken der ersten beiden Solenoide variiert. Die Länge des Choppersystems betrug 60 cm . In den abgebildeten Simulationen wurde ohne ein Ablenkkfeld im Kicker gerechnet. Der Eintrittsradius ins Choppersystem wurde auf maximal $2,5 \text{ cm}$ begrenzt, um mögliche geometrische Beschränkungen (Magnetapertur, Elektrodenöffnung, Deflektorplattenabstand) zu berücksichtigen.

Die resultierende Strahlenveloppe für verschiedene Rechnungen zeigt Graph 3.21. Ziel der Simulationsrechnungen war es, die Fokussierstärken so einzustellen, dass die Strahltaile ins Choppersystem gelegt wird und die Strahlradien bei Ein- und Austritt aus dem Choppersystem nur gering voneinander abweichen.

Eine stärkere Fokussierung im ersten Solenoiden ergibt zwar einen kleineren Strahlradius bei Eintritt in das Choppersystem, führt aber zu einem nicht akzeptablen Anwachsen des Strahlradius im Choppersystem, wie im Fall der grau dargestellten Enveloppe zu sehen ist. Dagegen erfüllt die rote Kurve am besten die Anforderungen. Die Solenoide müssen in diesem Fall mit $B_{Sol1} = 0,245 \text{ T}$ und $B_{Sol2} = 0,1 \text{ T}$ nur schwach erregt werden. Eine Herausforderung für die weitere Konzeption stellt der große Strahlradius im Choppersystem dar.

Die Phasenverteilung $x - x'$ des Strahls vor Eintritt in das Choppersystem zeigt Abbildung 3.22. Die normierte 100% RMS-Emittanz beträgt $\epsilon_{rms,norm,100\%} = 0,229 \pi \text{ mm mrad}$ und liegt damit weniger als 2% über dem Wert der Eingangsverteilung.

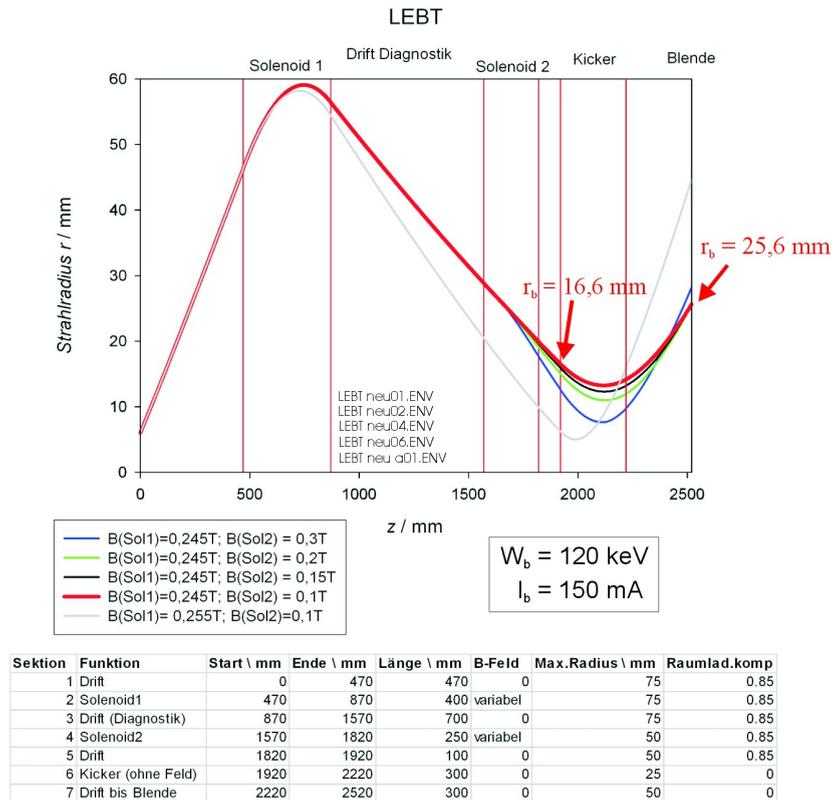


Abbildung 3.21: Strahltransportsimulationen bis ins Choppersystem mit Variation der Solenoidfeldstärken.

Aufgrund des großen angenommenen Divergenzwinkels von 80 mrad und der sehr langen ersten Drift weitet sich der Strahl bis zum ersten Solenoiden stark auf und füllt diesen zu über $3/4$ aus. In der vorliegenden Simulation entstanden keine Aberrationen im ersten Solenoiden, da dort ein homogenes Feld zu Grunde gelegt wurde. Durch ein überarbeitetes Design der Ionenquellenaufhängung konnte die erste Drift inzwischen deutlich verkürzt werden, so dass der hohe Füllgrad künftig vermieden werden kann.

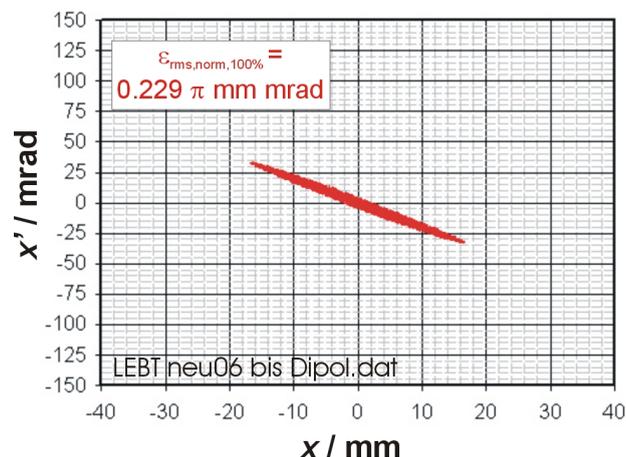


Abbildung 3.22: Phasenverteilung beim Eintritt ins Choppersystem.

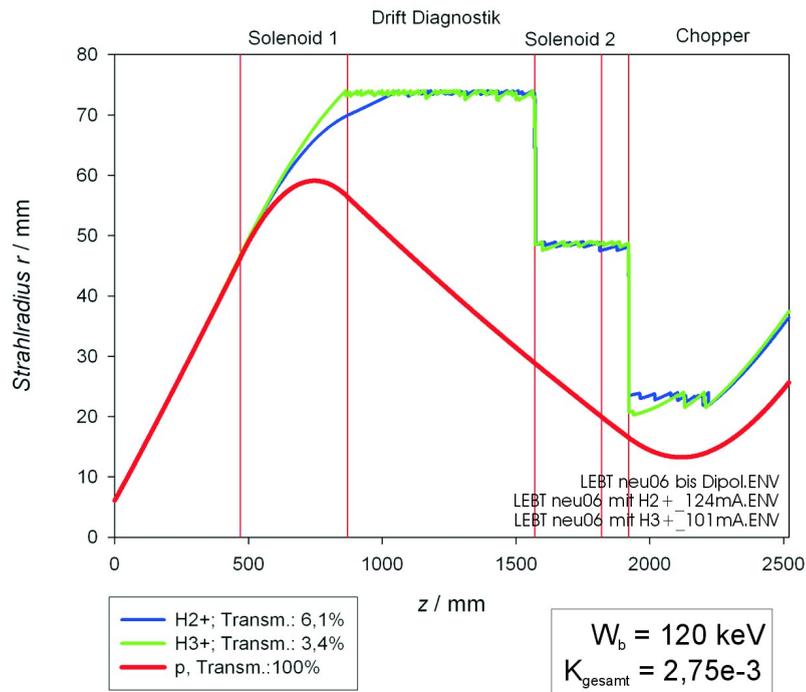
3.2.2.5 Simulation für H_2^+ - und H_3^+ -Ionen

In einer mit Wasserstoff betriebenen Volumenquelle entstehen nicht nur Protonen, sondern unter anderem auch die ionisierten Moleküle H_2^+ und H_3^+ [HOLLINGER 2000, 34-39]. Da die Fokussierstärke der Solenoide massenabhängig ist, ist der Transportkanal nicht für die anderen Strahlfractionen angepasst, was zu entsprechenden Verlusten führt. Dadurch entsteht eine relevante Energiedeposition an den Verluststellen.

Um zu klären, ob die H_2^+ - und H_3^+ -Ionen bei Auslegung des Choppersystems zu berücksichtigen sind, muss daher bestimmt werden, an welchen Stellen sie verloren gehen. Dazu wurden Transportsimulationen mit einer homogenen Startverteilung durchgeführt. Um die Wirkung der Raumladung zu berücksichtigen, muss zunächst die Gesamtperveanz

$$K_{ges} = K_p + K_{H_2^+} + K_{H_3^+} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_p}{2e}} \frac{1}{U^{3/2}} (I_p + \sqrt{2} I_{H_2} + \sqrt{3} I_{H_3})$$

bestimmt werden. Dabei wurde von einem Strom von $I_p = 150 \text{ mA}$ Protonen (90%) und jeweils $I_{H_2} = I_{H_3} = 8,3 \text{ mA}$ H_2^+ - und H_3^+ -Ionen (je 5%) ausgegangen. Daraus wurde der Äquivalentstrom für einen reinen H_2^+ - bzw. H_3^+ -Strahl bei gleichbleibender Gesamtperveanz berechnet und mit dem Simulationsprogramm LINTRA die Teilchenverluste ermittelt. Die Enveloppen der drei



Sektion	Funktion	Start / mm	Ende / mm	Länge / mm	B-Feld \ mT	Max.Radius \ mm	Raumlad.komp
1	Drift	0	470	470	0	75	0.85
2	Solenoid1	470	870	400	245 (Homog.)	75	0.85
3	Drift (Diagnostik)	870	1570	700	0	75	0.85
4	Solenoid2	1570	1820	250	100	50	0.85
5	Drift	1820	1920	100	0	50	0.85
6	Kicker (ohne Feld)	1920	2220	300	0	25	0
7	Drift bis Blende	2220	2520	300	0	50	0

Abbildung 3.23: Strahlenenveloppe für H_2^+ - und H_3^+ -Ionen.

Strahlfractionen sind in Abbildung 3.23 gezeigt.

Nach den Simulationsergebnissen treten die Hauptverluste im ersten Diagnosetank auf. Hier muss für eine entsprechende Kühlung gesorgt werden. Dagegen gelangen bei den gegebenen Solenoid-Einstellungen nur 6,1% aller H_2^+ - und 3,4% aller H_3^+ -Ionen, die aus der Quelle extrahiert werden, bis ins Choppersystem. Aufgrund dieser niedrigen Transmission ist eine Berücksichtigung der beiden Strahlfraktionen für die Auslegung des Choppersystems nicht notwendig.

4. Konzeption des Choppersystems

4.1 Erzeugung kurzer Ionenpulse ohne Kickersystem

Wie kann dem im vorangegangenen Kapitel charakterisierten Strahl eine Zeitstruktur aufgeprägt werden? Häufig genutzte Verfahren dazu sind die Pulsung der Ionenquelle, die Nutzung mechanischer Chopper oder die Verwendung der Beschleuniger-Hochfrequenz (HF), um dem Strahl eine Zeitstruktur aufzuprägen. Wie im Folgenden ausgeführt wird, sind diese Verfahren aber aufgrund der dargestellten Strahleigenschaften und Chopperparameter bei FRANZ nicht anwendbar.

4.1.1 Pulsung der Ionenquelle

In einer Ionenquelle wird ein Plasma gezündet, das durch entsprechende Feldkonfigurationen eingeschlossen wird. Die Ionen werden durch eine Extraktionselektrode aus dem Plasma abgesaugt. Dabei kann das Plasma auf unterschiedliche Arten erzeugt werden:

- Einkoppeln von Hochfrequenz
- Einschuss eines Elektronenstrahls
- Zünden einer Bogenentladung
- Elektronenemission durch Filamentheizung.

Eine nahe liegende Möglichkeit, um einen gepulsten Ionenstrahl zu erzeugen, ist es, die Ionenquelle selbst gepulst zu betreiben. So werden beispielsweise in der Multicusp-Quelle von SNS 1 *ms* lange H^- -Pulse mit einer Wiederholrate von 60 *Hz* durch Pulsung der HF erzeugt [WELTON et al. 2004]. Für FRANZ ist eine filamentbetriebene Volumenquelle vorgesehen

[NÖRENBERG et al. 2008]. Ein gepulster Ionenstrahl kann hier entweder durch Pulsung des Bogenstroms oder durch Pulsung der Extraktionsspannung erzeugt werden.

Im ersten Fall besteht die untere Grenze für die Pulslänge aus der endlichen Plasmaaufbauzeit, nach der ein stabiler Strahl mit hohem Protonenanteil extrahiert werden kann. Diese liegt jedoch typischerweise oberhalb der für FRANZ erforderlichen Pulsdauer.

Im zweiten Fall könnte jedes Ein- und Ausschalten der Extraktionsspannung wegen der hohen Strahlintensitäten zu einer kritischen Leistungsdeposition auf der Extraktionselektrode führen. Die gepulste Extraktion bei hohen Wiederholraten und hohen Strahlintensitäten konnte bisher bei Ionenstrahlen noch nicht erfolgreich verwirklicht werden.

Daher scheint ein gepulster Betrieb der Ionenquelle für FRANZ mit den gegebenen Parametern nicht möglich.

4.1.2 Mechanische Chopper

Mechanische Chopper prägen dem Strahl eine Zeitstruktur auf, indem ein strahlabsorbierendes Material periodisch in den Strahl eingebracht wird. Gängige mechanische Chopper bestehen entweder aus Scheiben mit einer oder mehreren Öffnungen, die um eine zur Strahlachse parallele Achse rotieren (*Disc Chopper*, siehe Abbildung 4.1) oder aus Absorberblättern, deren Rotationsachse senkrecht zur Strahlachse liegt (*Fermi Chopper*).

In der Praxis werden mechanische Chopper vor allem für die Erzeugung

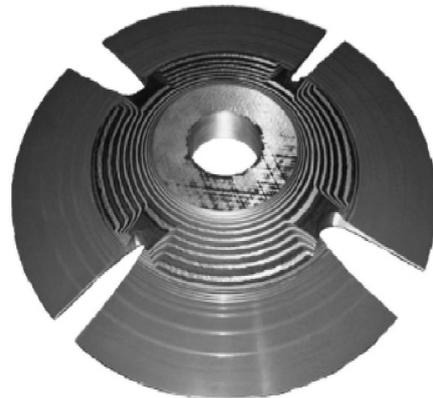


Abbildung 4.1: Disc Chopper für Neutronen wie er am FRM II in Garching verwendet wird [UNRUH et al. 2007, 1417].

gepulster Strahlen aus nicht geladenen Teilchen genutzt, da diese nicht anderweitig durch elektrische oder magnetische Felder abgelenkt werden können. Dies gilt insbesondere für Neutronen, Laser- oder Röntgenstrahlen. Beispiele für im Forschungsbetrieb eingesetzte mechanische Chopper finden sich in Tabelle 4.1.

Offenkundig ist die Chopperfrequenz und damit die Wiederholrate durch die maximale Drehzahl begrenzt. Dies führt dazu, dass mechanische Chopper nur im Bereich geringer Wiederholraten einsetzbar sind. Die technischen Obergrenzen kann man sich an Maschinen mit schnell rotierenden Bauteilen

wie Vakuumpumpen oder Turbinen verdeutlichen. Typische Arbeitsdrehzahlen für Turbopumpen liegen bei unter einem Kilohertz, z.B. besitzt die in der LEBT für FRANZ verwendete Turbomolekularpumpe TPU 1201 der Firma Pfeiffer eine Nenndrehzahl von $f = 630 \text{ Hz}$ [PFEIFFER 2007, 27]. Gasturbinen können Drehzahlen bis zu $100.000 \text{ U/min} \approx 1,7 \text{ kHz}$ erreichen.

Bei Disc Choppern kann bei gleich bleibender Drehzahl die Chopperfrequenz

Institution	Frequenz	Strahlart	Referenz
<i>Extreme Environment Diffractometer (EXED), Hahn-Meitner-Institut</i>	240 Hz (Plannung)	n	[HMI 2007, 49]
<i>IN5, Institut Laue-Langevin</i>	283 Hz	n	[IN5 2007]
<i>NIST Center for Neutron Research (NCNR)</i>	333 Hz	n	[DCS 2007]
<i>FRM II</i>	367 Hz (magnetgelagert)	n	[UNRUH et al. 2007, 1415]
<i>European Synchrotron Radiation Facility</i>	300 Hz	Röntgen	[RENIER et al. 2005, 114]

Tabelle 4.1: Mechanische Chopper mit maximalen Geschwindigkeiten.

linear mit der Anzahl der Öffnungen erhöht werden. So kommen optische Disc Chopper mit dünnen Scheiben und vielen Öffnungen auf hohe Chopperfrequenzen. Beispielsweise erreicht der „High Speed Rotating Optical Chopper“ der Firma *Scitec Instruments* bei einer Drehzahl von 270 Hz und 445 Schlitzen eine sehr hohe Chopperfrequenz von $270 \text{ Hz} \cdot 445 \approx 120 \text{ kHz}$. Die Schlitze haben jedoch nur eine Breite von 0,34 mm und sind in eine nur 0,25 mm-dicke Stahlscheibe eingelassen [SCITEC 2007].

Für FRANZ ist diese Option schon aus zwei Gründen nicht realisierbar: Erstens verhindert das niedrige Tastverhältnis von 1,25% eine hohe Zahl von Öffnungen. Geht man von einem Strahldurchmesser und damit näherungsweise einer minimalen Blendenöffnung von $d = 40 \text{ mm}$ aus, ergibt sich bereits für einen einzigen Schlitz ein notwendiger Scheibenumfang von $U = 0,04 \text{ m} \cdot \frac{1}{0,0125} = 3,2 \text{ m}$ und damit ein Scheibendurchmesser von $D = 1,02 \text{ m}$. Signifikant größere Scheibendurchmesser und damit höhere Schlitzanzahl erscheinen nicht realisierbar.

Zweitens muss die rotierende Scheibe eine gewisse Massivität besitzen, um die durch den intensiven Protonenstrahl deponierte Leistung abführen zu können. Dies führt zu einem entsprechenden höheren Trägheitsmoment und beschränkt die maximale Drehzahl.

Zwar können die Choppereigenschaften bei gleicher Drehzahl durch den Einsatz gegenläufig rotierender Scheiben nochmals verbessert werden [COPLEY 1990]. Trotzdem liegen die erreichbaren Werte um zwei Größenordnungen unterhalb des für FRANZ geforderten Parameters von $f = 250 \text{ kHz}$.

Allein aus diesem Grunde sind mechanische Chopper für diese Anwendung nicht geeignet.

4.1.3 DC-Einschuss in den RFQ

Bei FRANZ wird der Protonenstrahl nach der LEBT in einen RFQ eingeschossen [ZHANG und SCHEMPP 2006].

RFQ-Strukturen sind sehr effektive Hochfrequenz-Beschleuniger für den Niederenergiebereich [SCHEMPP 1990]. Im Fall des bei FRANZ vorgesehenen 4-Rod-Typs bestehen sie aus vier Stabelektroden, deren Modulation das longitudinale Beschleunigungsfeld bereitstellt (Abbildung 4.3). Da zudem die Quadrupol-Anordnung der Elektroden den abstoßenden Raumladungskräften entgegen wirkt und für eine effiziente transversale Strahlfokussierung sorgt, sind sie hervorragend für die Beschleunigung auch hochintensiver Strahlen geeignet.

Die HF, die in modernen Linearbeschleunigern zur Beschleunigung benutzt wird, dient gleichzeitig zur longitudinalen Fokussierung des Strahls und führt zu einem im HF-Takt gebunchten Strahl (Abb.4.2). Damit wird dem Strahl eine Mikrostruktur aufgeprägt.

Durch die Pulsung der HF der Beschleuniger kann zusätzlich eine zeitliche Makrostruktur erzeugt werden. Bei FRANZ ist aber ein gepulster HF-Betrieb

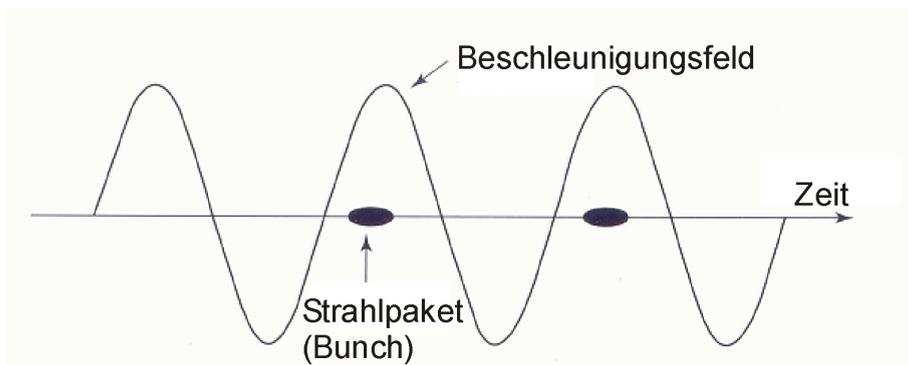


Abbildung 4.2: Longitudinale Strahlfokussierung im HF-Beschleunigungsfeld [WANGLER 2008, 6].

aufgrund der hohen Wiederholraten sowie der hohen Güte der Beschleunigerkavitäten nicht möglich (Kapitel 3.1.2). Die ausschließliche Pulsung der Hochfrequenz würde zudem zu hohen Strahlverlusten im RFQ führen, die wegen des hochintensiven Strahls zu vermeiden sind. Es muss also in den CW-betriebenen RFQ ein bereits gepulster Strahl eingeschossen werden. Dazu kann der Einsatz eines Kickersystems dienen, das im folgenden Kapitel untersucht wird.

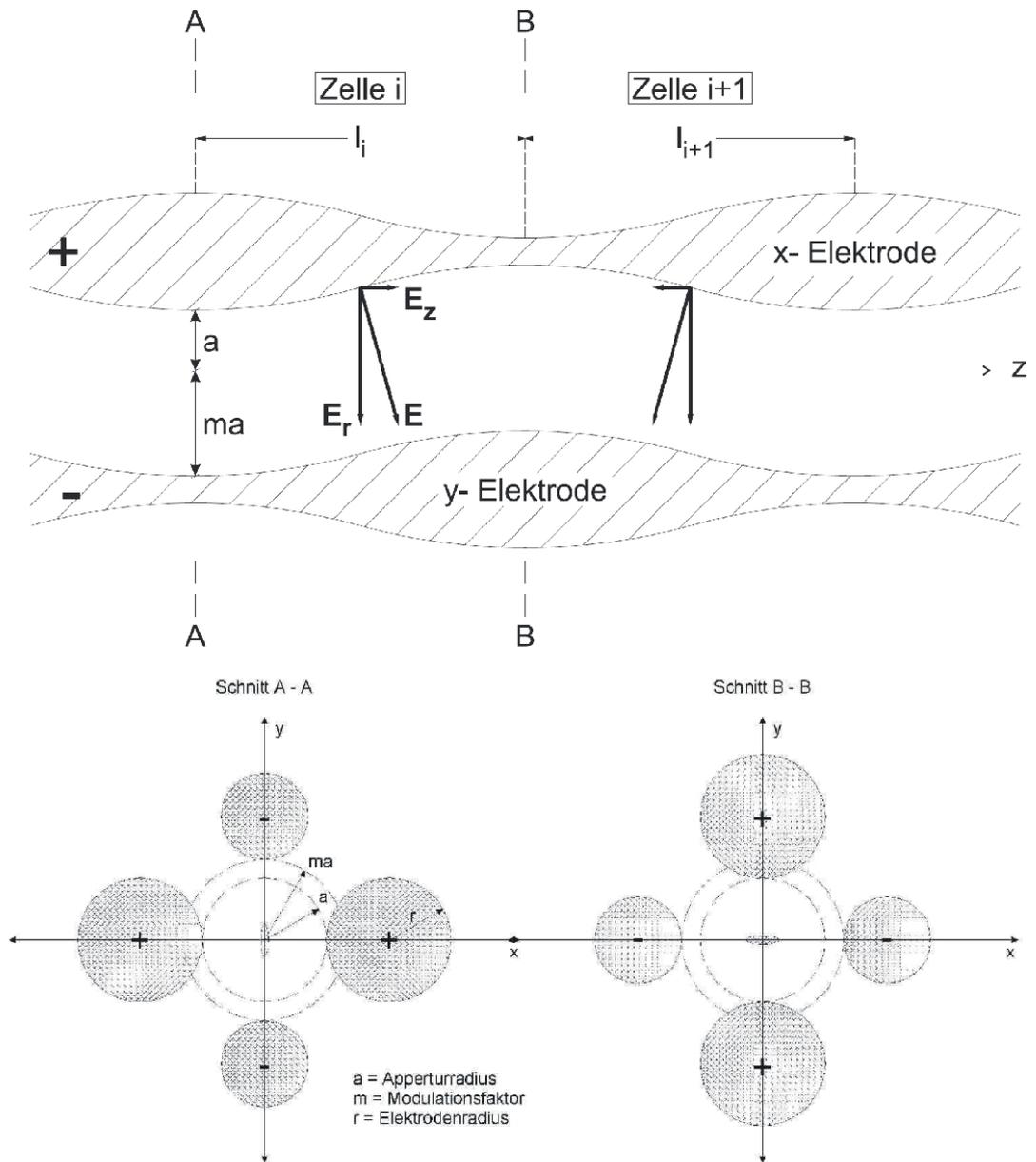


Abbildung 4.3: Aufbau eines 4-Rod-RFQ [FISCHER 2007, 29].

4.2 Einsatz eines Kickersystems

4.2.1 Funktionsprinzip

In elektrischen und magnetischen Feldern \vec{E} bzw. \vec{B} wirkt auf Teilchen der Ladung q die Lorentzkraft $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$. Systeme, die Ionen durch einen solchen Kraftstoß (englisch *Kick*) auslenken, werden *Kicker* genannt. Sie können genutzt werden, um Ionenstrahlen aus der Sollbahn auszulenken und ihnen durch das Streichen über eine Blende eine Zeitstruktur aufzuprägen. Der geometrische Aufbau des Systems korrespondiert dabei mit der Zeitstruktur des Kickerfeldes. Vier verschiedene Realisierungsmöglichkeiten zeigt Abbildung 4.4.

Bei Modell 1 und 3 wird das Ablenkkfeld im Kicker zu harmonischen Schwin-

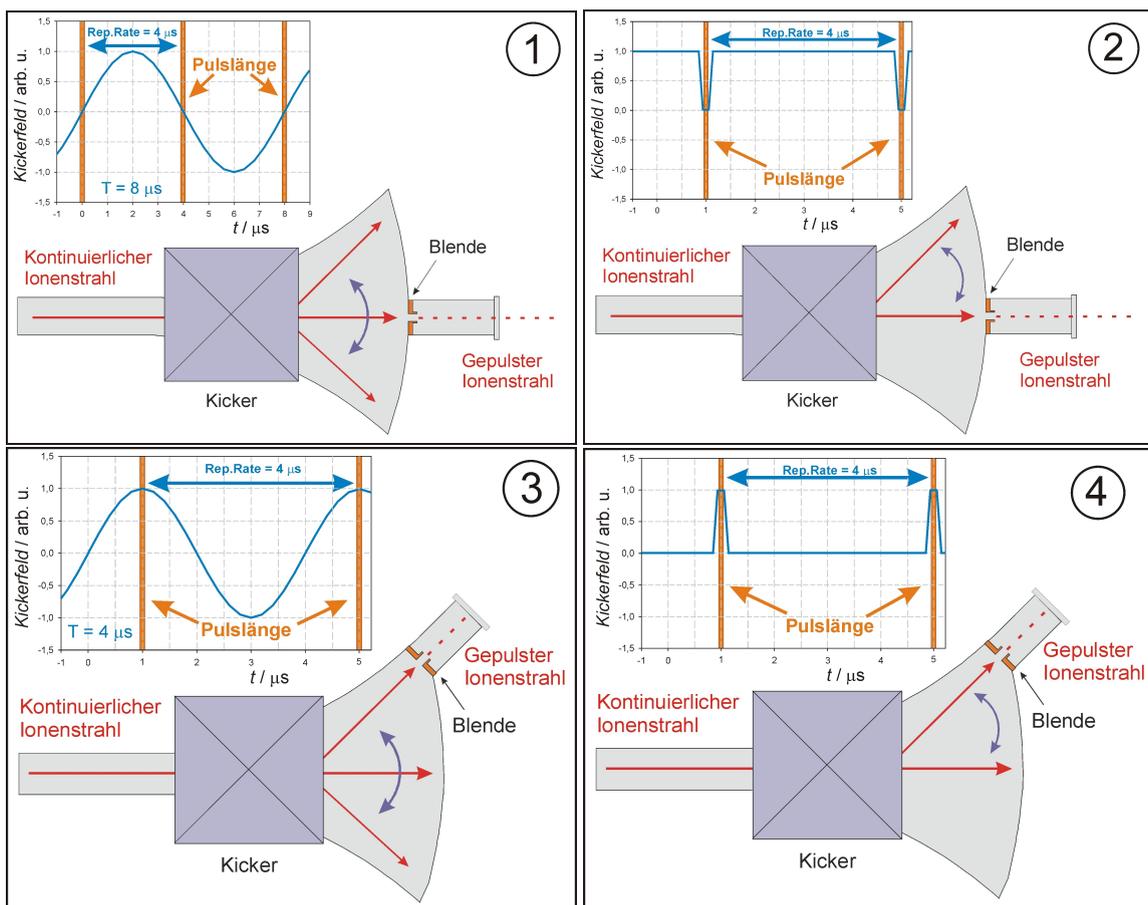


Abbildung 4.4: Kickersysteme zur Erzeugung eines gepulsten Ionenstrahls.

gung angeregt. Dadurch wird der Strahl in zwei Richtungen von der Sollbahn ausgelenkt. Je nachdem, ob die beiden Nulldurchgänge oder das Feldmaximum genutzt wird, muss die Blende in longitudinaler Richtung oder transversal versetzt in Richtung des maximalen Auslenkungswinkel angebracht werden. Dies gilt analog für die Pulsung des Kickerfeldes.

Bei Modell 2 wird der Strahl permanent durch das Feld ausgelenkt und nur für die kurze Pulslänge wird das Feld auf Null gesetzt, so dass der Strahl die Blende passieren kann. Bei Modell 4 trifft der unbeeinflusste Strahl in Geradeausrichtung auf den *Beam Dump* und wird nur für die Pulsdauer in die

Blende ausgelenkt.

Welche Vor- und Nachteile haben nun die einzelnen Systeme? Bezüglich des Leistungsbedarfs ist insbesondere bei niedrigem Tastverhältnis Modell 4 am günstigsten, da das Ablenkkfeld nur für kurze Zeiten eingeschaltet wird. Für die harmonischen Schwingungen (Modell 1 und 3) bedeutet die Verwendung des Strahls während der beiden Nulldurchgänge im Vergleich zur Verwendung während des einen Feldmaximums eine Reduktion der Schwingungsfrequenz von $f = 250 \text{ kHz}$ auf $f = 125 \text{ kHz}$.

Der Hauptvorteil der Nutzung des Nulldurchganges ist jedoch die minimale Beeinflussung des weiter zu verwendenden Strahles, da dieser während des Durchlaufens des Kickers kein oder nur geringes Feld sieht und außerdem nicht durch Biegemagneten wieder auf die Sollbahn gelenkt werden muss. Daher werden im Folgenden die Modelle 1 (Schwingungsmodus) und 2 (Pulsmodus) weiter untersucht.

4.2.2 Abschätzung der Blendengeometrie und Systemlänge

Wie groß muss die Blendenöffnung gewählt werden? Ein Stromplateau für den gepulsten Strahl hinter der Blende ergibt sich nur, solange der Strahl vollständig durch die Blende tritt. Aufgrund der endlichen transversalen Ausdehnung des Strahls gibt es aber zusätzlich beim Ein- und Austreten aus der Blende eine partielle Transmission, aus der Stromanstiegsflanken entstehen. Im gepulsten Fall (Modell 2) muss die Blendenöffnung so groß wie der Strahldurchmesser sein. Hier bestimmt allein die Dauer des feldfreien Bereichs im Kicker die Plateaulänge des Protonenstroms hinter der Blende.

Für den Fall der harmonischen Schwingung des Ablenkkfeldes (Modell 1) ist in Abbildung 4.5 schematisch ein Ionenstrahl gezeigt, der von links nach rechts eine Schlitzblende überstreicht. Darunter ist qualitativ der hinter der Blende zu erwartende Strom dargestellt. Um Pulse mit einer Plateaulänge von t_p zu erzeugen, muss die Blende demnach die folgende Breite besitzen:

$$\Delta x_{slit} = v_{sweep} \cdot t_p + 2r_b. \quad (4.1)$$

Je nach Blendenöffnung muss der Strahl also mit einer bestimmten Geschwindigkeit über die Blende streichen, um die notwendige Pulslänge t_p zu erzeugen.

Abbildung 4.6 zeigt die Streichgeschwindigkeit v_{sweep} in Abhängigkeit von der Blendenöffnung für verschiedene Strahlradien. Es wurde ein Blendendurchmesser von $\Delta x_{slit} = 6 \text{ cm}$ gewählt. Dies ermöglicht für erwartete Strahlradien im Bereich von 10 mm bis 25 mm die Realisierung der geforderten Pulslänge durch Variation der Streichgeschwindigkeit zwischen 200.000 m/s und 800.000 m/s .

Für eine erste Abschätzung kann von einer gleichförmigen Kreisbewegung des Strahls ausgegangen werden, wie sie in Abbildung 4.7 dargestellt ist. Dabei wird ein punktueller Kraftübertrag auf die Teilchen und kleine Ablenkwinkel angenommen. Für eine gleichförmige Kreisbewegung mit Frequenz f und dem Abstand l zwischen Kicker und Blende gilt betragsmäßig:

$$v_{sweep} = \frac{2\pi l}{T} = 2\pi l f. \quad (4.2)$$

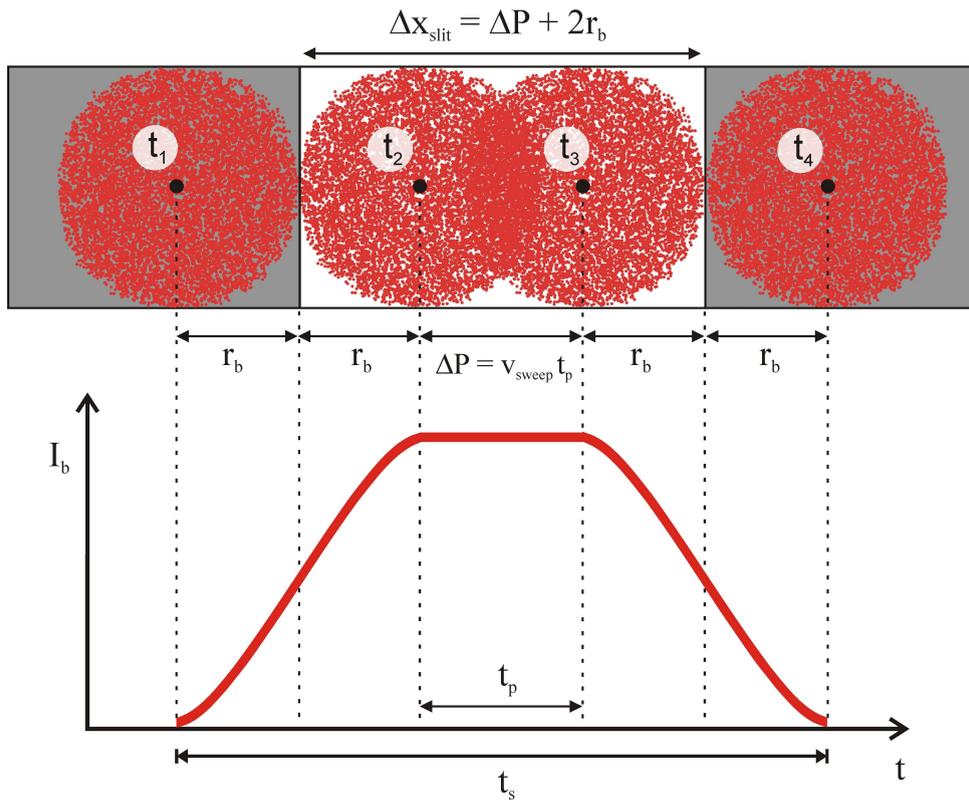


Abbildung 4.5: Strahl beim Blendendurchgang und Pulsplateau.

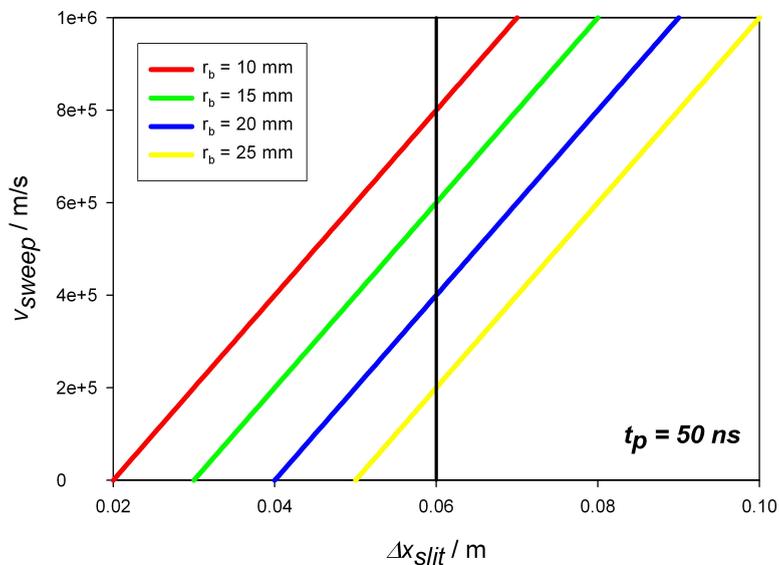


Abbildung 4.6: Streichgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Blendenöffnung für verschiedene Strahlradien.

Daraus kann mit der für einen Strahlradius $r_b = 20$ mm bei der Blendenweite $\Delta x_{slit} = 60$ mm berechneten Streichgeschwindigkeit $v_{sweep} = 400.000 \frac{m}{s}$ der notwendige longitudinale Abstand zwischen Kicker und Blende abgeschätzt werden.

Geht man von einer harmonischen Schwingung des Kickerfeldes aus, erge-

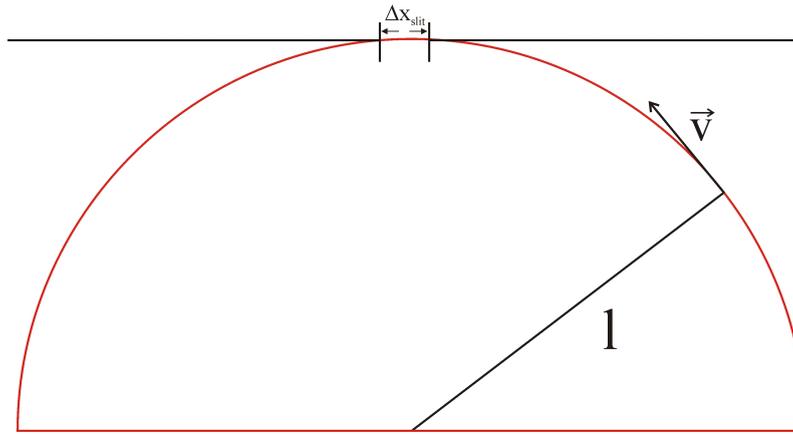


Abbildung 4.7: Gleichförmige Kreisbewegung.

ben sich zwei Nulldurchgänge und damit eine notwendige Kickerfrequenz von $f = 125 \text{ kHz}$. Damit folgt:

$$l = \frac{v_{sweep}}{2\pi f} \approx 51 \text{ cm}.$$

Da die Kraftwirkung auf den Ionenstrahl nicht punktuell erfolgt, sondern über die gesamte Kickerlänge ausgedehnt, muss die Gesamtlänge l_g , die sich aus der Kickerlänge l_k und der Driftlänge l_d zusammensetzt, größer gewählt werden. Im Folgenden wird mit einer Gesamtlänge von

$$l_g = l_k + l_d = 60 \text{ cm}$$

gerechnet.

4.2.3 Geometrische Abschätzung der Auslenkung

4.2.3.1 Strahlsteifigkeit

Ein Teilchen mit der Ladung q und der Masse m wird innerhalb eines homogenen B-Feldes, das während der Durchflugzeit als konstant angenommen werden kann, auf eine Kreisbahn mit festem Radius ρ gezwungen. Setzt man den magnetischen Teil der Lorentzkraft mit der Zentrifugalkraft gleich, gilt betragsmäßig:

$$\begin{aligned} q \cdot v \cdot B &= \frac{mv^2}{\rho} \\ \Leftrightarrow \\ B\rho &= \frac{mv}{q}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Dieser Wert wird als *Strahlsteifigkeit* bezeichnet. Er ist eine charakteristische Größe für die Eigenschaft des Strahls, sich einer transversalen Ablenkung zu widersetzen. Für Protonen mit einer kinetischen Energie von 120 keV ergibt sich im magnetischen Feld ein Wert von

$$B\rho = 0,05 \text{ Tm}. \quad (4.4)$$

Nutzt man die Strahlsteifigkeit auch zur quantitativen Bestimmung der elektrischen Ablenker, muss folgendes berücksichtigt werden: Der Begriff der

Strahlsteifigkeit setzt eine Kreisbewegung des Teilchens voraus, d.h. das beschleunigende Feld muss immer senkrecht zur Bewegungsrichtung stehen. Dies gilt aufgrund der Lorentzkraft aber nur für das magnetische Feld, beim elektrischen Feld erfolgt die Beschleunigung unabhängig von der Teilchenbewegung immer in Feldrichtung.

Aus diesem Grund werden die Ablenkkfelder in Kapitel 4.2.4 nicht über die Strahlsteifigkeit, sondern direkt aus den Bewegungsgleichungen bestimmt. Bei kleinen Ablenkwinkeln oder entsprechend geformten Deflektoren kann jedoch auch im elektrischen Feld näherungsweise von einer Kreisbewegung ausgegangen werden. Die Abweichung beträgt 1,5% bei 10° Ablenkung und 6% bei 20° Ablenkung.

Unter der Voraussetzung kleiner Ablenkwinkel kann daher analog zum magnetischen Feld ein charakteristischer Wert hergeleitet werden. Für Protonen mit 120 keV folgt:

$$E\rho \approx \frac{mv^2}{q} \approx 0,24 \frac{MV}{m} m. \quad (4.5)$$

Die Strahlsteifigkeit verhält sich bei magnetischer Ablenkung linear zur Teilchengeschwindigkeit, während sie bei elektrischer Ablenkung proportional zum Quadrat der Geschwindigkeiten steigt. Je geringer die Ionengeschwindigkeit, desto günstiger ist die elektrische Ablenkung.

Den Zusammenhang zwischen Ablenkradius und -winkel erhält man über die trigonometrische Beziehung

$$\rho = \frac{l_k}{\sin \alpha} \quad (4.6)$$

des rot gekennzeichneten Dreiecks in Abbildung 4.8.

Für den Ablenkwinkel gilt damit im homogenen magnetischen Feld streng

$$\alpha = \arcsin\left(B \cdot l_k \frac{q}{mv}\right) \quad (4.7)$$

und im homogenen elektrischen Feld näherungsweise

$$\alpha \approx \arcsin\left(E \cdot l_k \frac{q}{mv^2}\right). \quad (4.8)$$

4.2.3.2 Ablenkwinkel und transversale Auslenkung

Aus rein geometrischen Zusammenhängen kann nun eine Abschätzung für die im Choppersystem notwendigen Ablenkkfelder hergeleitet werden.

Zunächst muss der Zusammenhang zwischen Ablenkwinkel α und Ortsablenkung Δx an der Blende geklärt werden. In Zeichnung 4.8 ist die Ablenkung in einem Kickerfeld der Länge l_k nach einer Drift der Länge l_d dargestellt. Der Strahl tritt im Einschusspunkt E in den Kicker ein und bewegt sich auf einer Kreisbahn mit dem Radius ρ um den Mittelpunkt M bis er beim Austrittspunkt A das Kickerfeld tangential verlässt und sich geradlinig gleichförmig bis zur Blende weiterbewegt. Die folgenden Beziehungen können aus der Zeichnung 4.8 entnommen werden.

Der Satz des Pythagoras im grün gekennzeichneten Dreieck liefert

$$f^2 = l_k^2 + d^2. \quad (4.9)$$

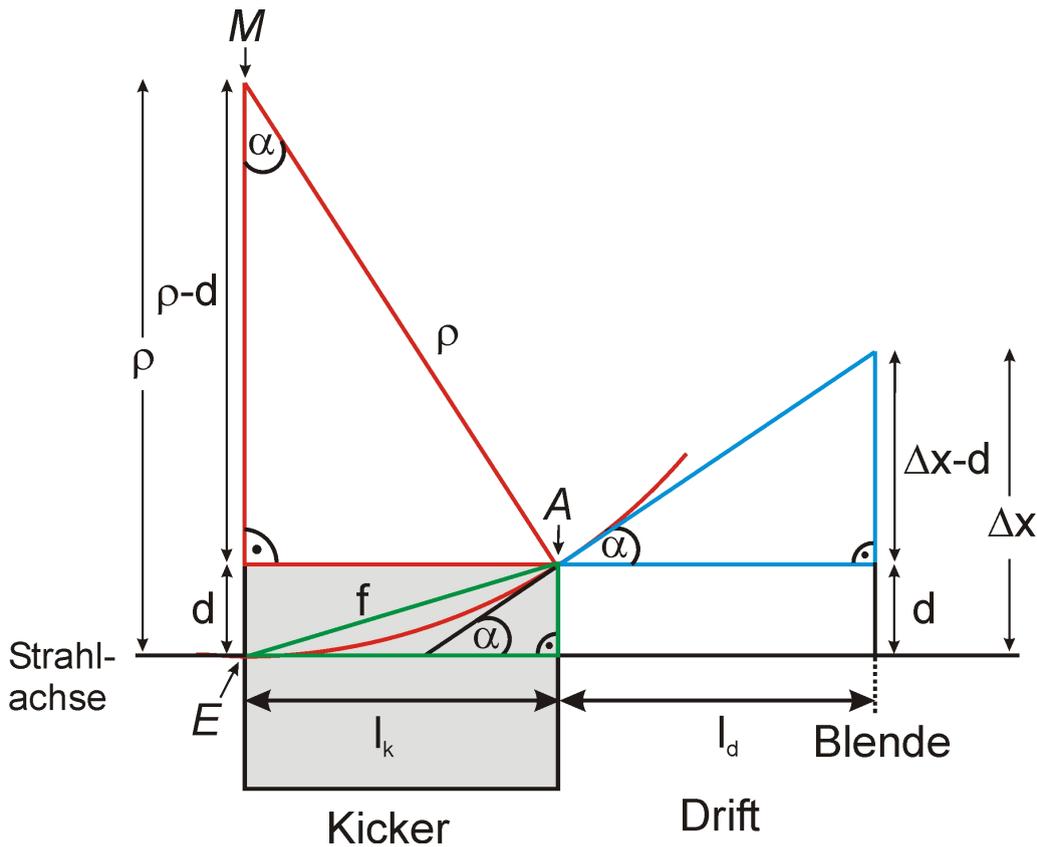


Abbildung 4.8: Ablenkung im Kickerfeld.

Nach Verwenden des Kosinussatzes im gleichschenkligen Dreieck $\triangle EAM$

$$f^2 = 2\rho^2 - 2\rho^2 \cdot \cos \alpha \quad (4.10)$$

können die beiden Gleichungen 4.9 und 4.10 gleichgesetzt werden. Es ergibt sich:

$$2\rho^2(1 - \cos \alpha) = l_k^2 + d^2. \quad (4.11)$$

Mit dem Satz des Pythagoras im rot gekennzeichneten Dreieck

$$\rho^2 = (\rho - d)^2 + l_k^2 \Leftrightarrow d^2 = 2\rho d - l_k^2 \quad (4.12)$$

und Einsetzen in Gleichung 4.11 folgt:

$$\rho(1 - \cos \alpha) = d.$$

Mit Hilfe der trigonometrischen Beziehungen 4.6 und

$$\tan \alpha = \frac{\Delta x - d}{l_d} \Leftrightarrow d = \Delta x - (l_d \cdot \tan \alpha) \quad (4.13)$$

im blau gekennzeichneten Dreieck ergibt sich schließlich der Zusammenhang für die transversale Auslenkung an der Blende in Abhängigkeit vom Ablenkungswinkel:

$$\Delta x = l_k \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} + l_d \cdot \tan \alpha. \quad (4.14)$$

Der gesamte Ausdruck geht erwartungsgemäß für kleine Winkel gegen Null, da auch der Term $\frac{1-\cos\alpha}{\sin\alpha}$ gegen Null konvergiert, wie die Regel von L'Hospital direkt zeigt:

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\frac{d}{d\alpha}(1 - \cos \alpha)}{\frac{d}{d\alpha} \sin \alpha} = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = 0.$$

4.2.4 Anforderungen an die Ablenkfelder

Die Amplitude des Kickerfeldes und damit die maximale Auslenkung muss zwei Anforderungen erfüllen:

1. **Beam Dump:** Aufgrund der hohen Strahlintensität muss die maximale Auslenkung ausreichend sein, um den Strahl am nachfolgenden Solenoiden vorbei in den *Beam Dump* zu lenken. Dies gilt sowohl für den gepulsten Fall als auch für den Fall der harmonischen Schwingung. Die notwendige Maximalauslenkung kann dabei (a) direkt durch das Feld des dynamischen Kickers oder (b) mittels Verstärkung der Ablenkung durch ein statisches Ablenkfeld erreicht werden. Beide Fälle werden im Folgenden abgeschätzt.
2. **Pulslänge:** Bei gepulster Ansteuerung des Kickers wird die Länge des Strahlpulses hinter der Blende direkt über die feldfreie Zeit des Kickerfeldes bestimmt. Der Fall der harmonischen Schwingung muss jedoch näher untersucht werden. In diesem Fall korrespondiert die Amplitude des Kickerfeldes bei gegebener Frequenz mit der Steigung im Nulldurchgang. Daraus ergibt sich die Streichgeschwindigkeit über die Blende und damit die Pulslänge. Daher folgt aus einer gewünschten Pulslänge eine entsprechende Schwingungsamplitude des Kickerfeldes.

Mittels des hergeleiteten Zusammenhangs zwischen transversaler Auslenkung und Ablenkwinkel (Gleichung 4.14) sowie zwischen Ablenkfeldern und -winkel (Gleichungen 4.7 und 4.8) können die zur Erfüllung der Anforderungen notwendigen Felder numerisch bestimmt werden, wenn die erforderliche transversale Auslenkung bekannt ist.

Die Voraussetzung einer Kreisbewegung im Ablenkfeld gilt jedoch aufgrund der teilweise erforderlichen großen Ablenkwinkel nur noch für den magnetischen Kicker. Daher werden die Ablenkfelder im elektrischen Kicker im Folgenden aus den Bewegungsgleichungen nach Kapitel 2.2.3 berechnet. Dabei werden elektrische Randfelder und longitudinale Energieveränderungen des Strahls vernachlässigt.

4.2.4.1 Ablenkung in den *Beam Dump* ohne statische Verstärkung

Um Anforderung 1 zu erfüllen und den kompletten Strahl am Solenoiden vorbei zu lenken, muss die transversale Ablenkung mindestens so groß sein wie der Außenradius des nach dem Choppersystem angebrachten Solenoiden zuzüglich des Strahlradius (Abbildung 4.9):

$$\Delta x \stackrel{!}{=} r_{sol} + r_b = 0,31 \text{ m} + r_b. \quad (4.15)$$

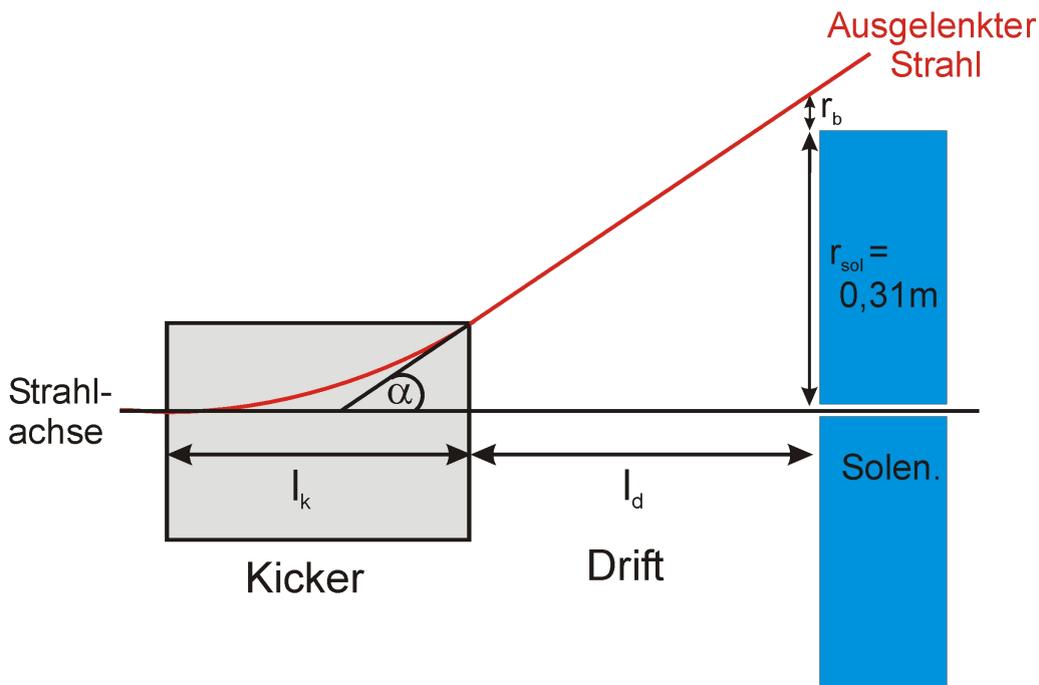


Abbildung 4.9: Erforderliche Strahlauslenkung.

Mit dieser Bedingung können die erforderlichen Kickerfelder bestimmt werden. Für verschiedene Kickerlängen l_k ergeben sich bei einer konstant gehaltenen Gesamtlänge des Systems von $l_g = 0,6 \text{ m}$ und einer Drift von $l_d = l_g - l_k$ sowie einem Strahlradius von $r_b = 0,025 \text{ m}$ die in Tabelle 4.2 dargestellten Werte für die Ablenkfelder. Die Felder für den magnetischen Kicker wurden aus der Strahlsteifigkeit und die Felder für den elektrischen Kicker aus den Bewegungsgleichungen im elektrischen Feld berechnet. Ohne Verstärkung durch

l_k / m	l_d / m	B_0 / mT	$E_0 / \frac{\text{kV}}{\text{m}}$
0,1	0,5	262	1.460
0,15	0,45	181	1.020
0,2	0,4	141	803
0,25	0,35	117	676
0,3	0,3	102	595
0,4	0,2	84	502

Tabelle 4.2: Anforderung 1a: Notwendige Amplituden bei verschiedenen Kickerlängen ohne statische Verstärkung.

ein statisches Feld liegen die notwendigen Amplituden für Kickerlängen zwischen 15 cm und 30 cm im Bereich von 181 mT bis 102 mT für das magnetische Feld und $1.020 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ bis $595 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ für das elektrische Feld.

Welche Veränderung ergibt sich durch den Einsatz eines statischen Magnet-systems?

4.2.4.2 Ablenkung in den *Beam Dump* mit statischer Verstärkung durch einen Septum-Magneten

Zur Reduzierung des dynamischen Kickerfeldes kann es sinnvoll sein, die Maximalauslenkung durch ein statisches Feld zu verstärken. Gefordert ist, den Strahl in Vorwärtsrichtung möglichst gering zu beeinflussen, während der separierte Strahl in den *Beam Dump* gelenkt wird. Dies ist schematisch in Abbildung 4.10 dargestellt. Eine solche Feldkonfiguration

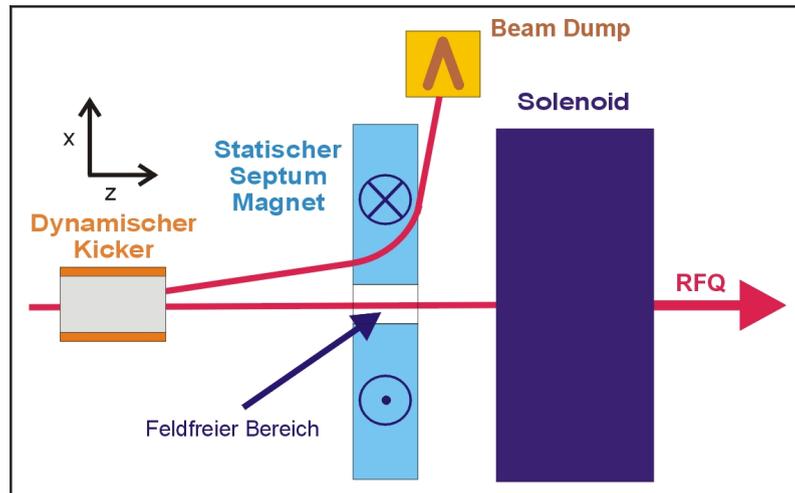


Abbildung 4.10: Einsatz eines statischen Septum-Magneten zur Verstärkung der Auslenkung.

kann technisch mit Hilfe so genannter Septum-Magneten realisiert werden. Sie werden in Beschleunigerringen zur Injektion und Extraktion des Strahles benutzt [PARKER et al. 1999, TSOUFAS et al. 2001, FAN et al. 2006, LINDGREN und ANDERBERG 2005]. In der Regel bestehen sie aus einem Dipolmagneten zur Ablenkung des Strahles und einem Septum, das das Feld für den zirkulierenden Strahl abschirmt.

Im vorliegenden Fall ist es aufgrund des hochintensiven Strahls zu bevorzugen, kein materielles Septum in den Strahlgang einzubringen. Statt dessen wird ein so genanntes masseloses Septum vorgeschlagen [MARX et al. 1996, WANG et al. 1999, YONEMURA et al. 2003]. Dies kann durch ein doppeltes C-Magnet-System mit Mu-Metall-Abschirmung realisiert werden. Der Einsatz dieses Systems reduziert die notwendige transversale Strahlablenkung zum Einschuss in den *Beam Dump* für einen Strahl mit Radius $r_b = 25 \text{ mm}$ von 335 mm auf 80 mm [WIESNER et al. 2008].

Mit dieser Anforderung ergeben sich die in Tabelle 4.3 zusammengefassten reduzierten Kickerfelder. Es wurde jetzt mit einer leicht verkürzten Gesamtlänge des Systems von $l_g = 0,5 \text{ m}$ gerechnet, um Platz für den statischen Magneten zu reservieren. Es ergibt sich eine deutliche Reduzierung der Felder auf ungefähr ein Drittel des vorherigen Wertes. Der Einsatz eines statischen Systems ist daher aus Gründen des Leistungsverbrauchs und der technischen Realisierung des dynamischen Kickers unerlässlich.

Eine durch Lösung der Bewegungsgleichungen aus Kapitel 2.2 mit dem Programm *Maple* gerechnete Trajektorie durch das gesamte Kicker-Septum-System ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Der Einschuss in einen elektrischen

l_k / m	l_d / m	B_0 / mT	$E_0 / \frac{\text{kV}}{\text{m}}$
0,1	0,4	88	426
0,15	0,35	62	301
0,2	0,3	49	240
0,25	0,25	42	205
0,3	0,2	37	183

Tabelle 4.3: Anforderung 1b: Notwendige Amplituden bei verschiedenen Kickerlängen mit statischer Verstärkung durch einen Septum-Magneten.

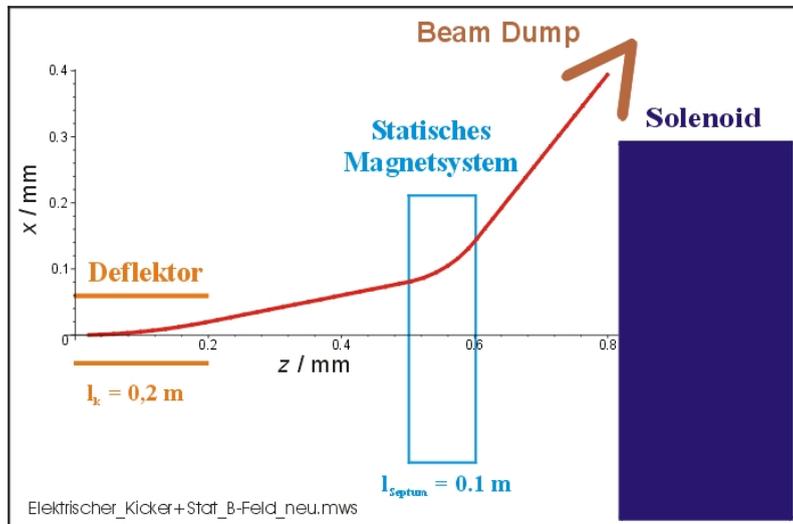


Abbildung 4.11: Gerechnete Trajektorie durch ein Kicker-Septum-System.

Kicker der Länge $l_k = 20 \text{ cm}$ erfolgte bei maximaler Feldamplitude von $240 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$. Das Feld des statischen Magneten beträgt $B_{\text{septum}} = 300 \text{ mT}$. Der Ablenkwinkel wird von $11,3$ Grad nach dem Kicker auf $50,8$ Grad nach dem statischen Magnetsystem vergrößert.

Nach den notwendigen Ablenkfeldern für den Einschuss in den *Beam Dump*, müssen nun die Felder zur Erzeugung der geforderten Pulslängen abgeschätzt werden.

4.2.4.3 Erzeugung der geforderten Pulslänge

Im gepulsten Betrieb des Kickers ist die Länge des Strahlpulses von der Amplitude des Kickerfeldes entkoppelt und wird direkt über die feldfreie Zeit des Kickerfeldes bestimmt. Im Schwingungsbetrieb stehen Amplitude des Kickerfeldes und Pulslänge des Strahls hinter der Blende in engem Zusammenhang. Daher muss die notwendige Feldamplitude zur Erfüllung der Anforderung abgeschätzt werden.

Bei gegebener Blendengeometrie findet eine vollständige oder *totale Transmission* statt, solange die transversale Ablenkung an der Blende kleiner ist als

$$\Delta x_{\text{tot}} = \frac{\Delta x_{\text{slit}}}{2} - r_b. \quad (4.16)$$

Eine *partielle Transmission* findet dagegen noch statt, solange die Ablenkung kleiner ist als

$$\Delta x_{par} = \frac{\Delta x_{slit}}{2} + r_b. \quad (4.17)$$

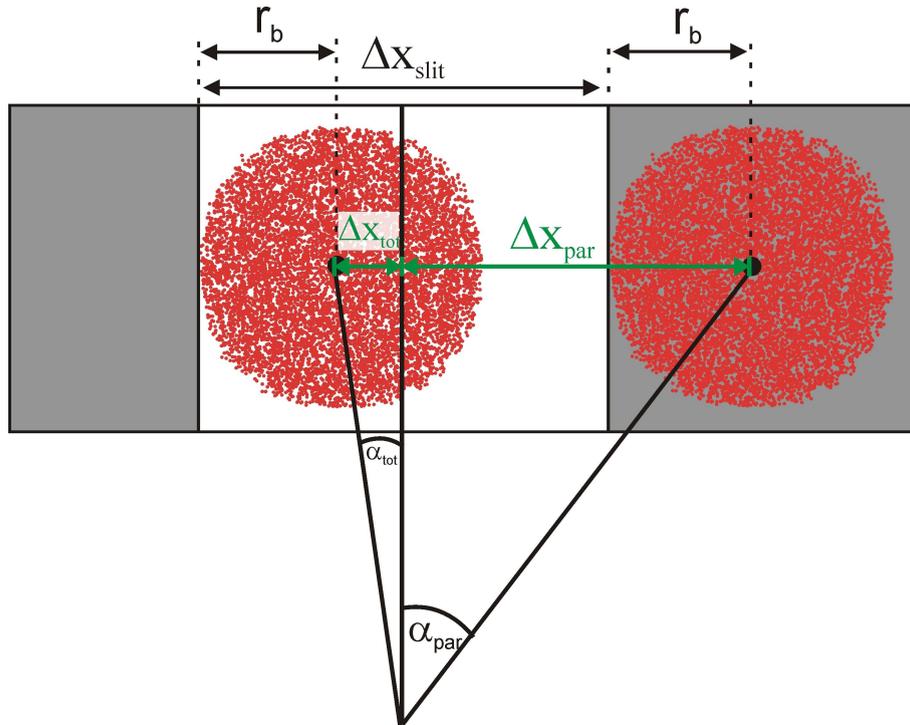


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Winkelakzeptanzen für totale und partielle Transmission durch die Blende.

Aus diesen Bedingungen können direkt die Winkelakzeptanzen (Abbildung 4.12) bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Aus den Winkelakzeptanzen folgen mit den Gleichungen 4.7 und 4.8 die je-

r_b / mm	α_{tot} / mrad	α_{par} / mrad
10	44	89
20	22	111
25	11	122
27	7	126
29	2	131

mit $\Delta X_{slit} = 0,06$ m, $l_k = 0,3$ m und $l_d = 0,3$ m.

Tabelle 4.4: Winkelakzeptanzen für totale und partielle Transmission bei verschiedenen Strahlradien.

weiligen maximalen Ablenkkfelder für partielle sowie totale Transmission. Die Amplitude des notwendigen Kickerfeldes erhält man nun mit der Bedingung, dass die berechneten maximalen Ablenkkfelder für die totale Transmission B_{tot}

bzw. E_{tot} gerade nach der Hälfte der gewünschten Pulslänge t_p erreicht sein müssen:

$$B_{tot} \stackrel{!}{=} B\left(\frac{t_p}{2}\right) = B_0 \cdot \sin\left(\omega \frac{t_p}{2}\right) \Leftrightarrow B_0 = \frac{B_{tot}}{\sin\left(\omega \frac{t_p}{2}\right)}. \quad (4.18)$$

Analog gilt für das elektrische Feld:

$$E_0 = \frac{E_{tot}}{\sin\left(\omega \frac{t_p}{2}\right)}. \quad (4.19)$$

Als weitere Anforderung an die Struktur des Protonenpulses ist in Kapitel 3.1.2.2 dargelegt worden, dass die Sockellänge t_s (Plateaulänge plus Anstiegs- und Abfallzeiten) maximal $t_s = 400 \text{ ns}$ betragen soll.

Die Sockellänge des Protonenstroms kann unter der Annahme einer konstanten Streichgeschwindigkeit v_{sweep} über die Blende direkt aus der vorgegebenen Plateaulänge t_p , der Blendenapertur und dem Strahlradius abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\frac{\Delta x_{slit}}{2} - r_b}{t_p} &= v_{sweep} = \frac{\frac{\Delta x_{slit}}{2} + r_b}{t_s} \\ &\Leftrightarrow \\ t_s &= t_p \cdot \frac{\frac{\Delta x_{slit}}{2} + r_b}{\frac{\Delta x_{slit}}{2} - r_b} = t_p \cdot \frac{\Delta x_{par}}{\Delta x_{tot}}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Die erforderlichen Ablenkkfelder, um eine Pulslänge von $t_p = 50 \text{ ns}$ zu erzeugen, sind in Tabelle 4.5 zusammen mit der jeweils resultierenden Sockellänge t_s für eine Blendenöffnung von $\Delta x_{slit} = 60 \text{ mm}$ und in Tabelle 4.5 für $\Delta x_{slit} = 50 \text{ mm}$ dargestellt. Die Plateaulänge wird durch die Überstreichzeit

r_b / mm	B_0 / mT	$E_0 / \frac{\text{kV}}{\text{m}}$	t_s / ns	$\frac{\Delta x}{2} - r_b / \text{mm}$
10	377	1.806	100	20
20	189	904	250	10
23	132	633	379	7
25	94	452	550	5
28	38	181	1.450	2

mit $t_p = 50 \text{ ns}$, $\Delta X_{slit} = 0,06 \text{ m}$, $l_k = l_d = 0,3 \text{ m}$

Tabelle 4.5: Erforderliche Ablenkkfelder für gewünschte Pulslänge bei gegebener Blendenapertur $\Delta x_{slit} = 60 \text{ mm}$.

über die Strecke $\frac{\Delta x}{2} - r_b$ bestimmt. Vergrößert sich der Strahlradius bei gegebener Blendenweite, verringert sich die Strecke, die in $t_p = 50 \text{ ns}$ überstrichen werden muss. Die erforderlichen Ablenkkfelder sinken, aber die Gesamtlänge des Strompulses (Sockellänge) wird sehr groß. Ist der Strahlradius dagegen klein im Vergleich zur Blendenöffnung, verringert sich die Sockellänge, aber die Ablenkkfelder werden sehr groß.

Die Ablenkkfelder und die Sockellängen hängen stark vom Strahlradius und

r_b / mm	B_0 / mT	$E_0 / \frac{\text{kV}}{\text{m}}$	t_s / ns	$\frac{\Delta x}{2} - r_b / \text{mm}$
10	283	1.355	117	15
15	189	904	200	10
18	132	633	307	7
20	94	452	450	5
23	38	181	1.200	2

mit $t_p = 50 \text{ ns}$, $\Delta X_{slit} = 0,05 \text{ m}$, $l_k = l_d = 0,3 \text{ m}$

Tabelle 4.6: Erforderliche Ablenkkfelder für gewünschte Pulslänge bei gegebener Blendenapertur $\Delta x_{slit} = 50 \text{ mm}$.

der Blendenöffnung ab. Wenn das Verhältnis von Plateaulänge t_p und Sockellänge vorgegeben wird, kann mit Hilfe von Gleichung 4.20 zu jeder Blendenapertur der entsprechende Strahlradius oder umgekehrt berechnet werden. Mit einer Plateaulänge von $t_p = 50 \text{ ns}$ und einer Sockellänge von maximal $t_s = 400 \text{ ns}$ gilt:

$$\frac{\frac{\Delta x_{slit}}{2} - r_b}{\frac{\Delta x_{slit}}{2} + r_b} = \frac{\Delta x_{tot}}{\Delta x_{par}} = \frac{t_p}{t_s} = \frac{50 \text{ ns}}{400 \text{ ns}} = \frac{1}{8}. \quad (4.21)$$

Zum Erreichen dieses Verhältnisses ergibt sich bei einer vorgegebenen Blendenapertur von $\Delta x_{slit} = 60 \text{ mm}$ ein Strahlradius von $r_b = 23,3 \text{ mm}$. Umgekehrt folgt bei einem festen Strahlradius von $r_b = 25 \text{ mm}$ eine Blendengröße von $\Delta x_{slit} = 64,3 \text{ mm}$.

Insbesondere im Schwingungsmodus müssen der Strahlradius an der Blende und die Apertur des Blendensystems zur Erfüllung der Zeitparameter eng aneinander angepasst sein. Da die Zeitstruktur des Pulses sensitiv auf Änderungen des Strahlradius reagiert, ist ein genaues Einpassen des Strahls in das Choppersystem erforderlich. Umgekehrt folgt für das Chopperdesign, dass die Blendenöffnung zumindest in x-Richtung variabel gestaltet sein muss, damit das Blendensystem für verschiedene Strahlparameter effektiv verwendet werden kann.

Für Werte von $\frac{\Delta x_{slit}}{2} - r_b$ zwischen 10 mm und 5 mm liegen die Ablenkkfelder mit $100 - 200 \text{ mT}$ für das magnetische Feld und $450 - 900 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ im Bereich der abgeschätzten Felder zur Erfüllung der Anforderung 1a bezüglich der direkten Ablenkung in den *Beam Dump* ohne Nutzung eines statischen Magnetsystems (Tabelle 4.2).

Damit sind die Parameter abgeschätzt, auf deren Grundlage als nächster Schritt die Strahldynamik mit Hilfe von Vielteilchen-Simulationen und die technische Umsetzung mit Hilfe von Vorexperimenten untersucht werden kann.

5. Auslegung des Choppersystems: Simulationen und Vorexperimente

5.1 Entwicklung eines PIC-Programms zur Simulation der Strahldynamik im Choppersystem

Nach Abschätzung der Geometrie und der notwendigen Ablenkkfelder muss die Strahldynamik im Choppersystem untersucht werden. Speziell für diese Anwendung wurde ein *Particle-in-Cell* (PIC)-Code [HARLOW et al. 1956, DAWSON 1983, HOCKNEY und EASTWOOD 1992, BATYGIN 2005, SHIRKOV 2006] entwickelt, mit dem Vielteilchen-Prozesse in zeitabhängigen Kickerfeldern simuliert werden können [DROBA 2007]. Der Code baut auf Simulationsprogrammen auf, die seit längerem am IAP zur Untersuchungen von Teilchenbewegungen in elektrischen und magnetischen Feldern entwickelt werden [DROBA et al. 2004, JOSHI et al. 2004].

Elektrodynamische Phänomene werden durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Die Maxwell-Gleichungen stellen Zusammenhänge zwischen kontinuierlichen Größen, den elektromagnetischen Feldern sowie Ladungs- und Stromdichten, her. Zur numerischen Lösung müssen die Gleichungen diskretisiert werden [SETZER 2003, Kapitel 2]. Dazu wird zunächst das zu berechnende Raumvolumen durch ein Gitternetz (*Mesh*) unterteilt. Im vorliegenden Programm wurde ein dreidimensionales statisches *Mesh* (120 x 60 x 217 Gitterpunkte) und kartesische Koordinaten verwendet, so dass sich einzelne zeitinvariante Gitterquader ergeben.

Die Diskretisierung der Ladungsdichte und die Zuordnung auf die Gitterpunkte erfolgt über die Einführung von Makroteilchen. Jedes Makroteilchen repräsentiert eine bestimmte Anzahl realer Teilchen der Phasenraumverteilung.

lung und besitzt das selbe Ladung-zu-Masse-Verhältnis wie die ursprünglichen Ionen.

Unter Berücksichtigung der durch die Makroteilchen gegebenen Raumladung und der gegebenen Elektrodenpotentiale wird die Poisson-Gleichung 5.1 numerisch auf jedem Gitterpunkt gelöst und das elektrische Potential berechnet (*Poisson-Solver*).

$$\Delta\Phi(r) = -\frac{\rho(r)}{\epsilon_0}. \quad (5.1)$$

Das magnetische Eigenfeld des Teilchenstroms ist klein und kann vernachlässigt werden ($\int \vec{B} d\vec{s} = \mu_0 I_b < 10^{-6} Tm$). Die Ableitung des elektrischen Potentials liefert das elektrische Feld und zusammen mit den gegebenen äußeren B-Feldern die Lorentzkraft, die auf die Makroteilchen wirkt. Die Bewegung der Makroteilchen ist damit über die Newtonsche Gleichung für das elektromagnetische Feld bestimmt:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (5.2)$$

Die Änderungen der Teilchenpositionen wird nach einem Zeitschritt Δt bestimmt und daraus die neue Ladungsverteilung gewonnen.

Eine wichtige Erweiterung des Programmcodes ist die Einführung der Elektronenbewegung im Feld, um zusätzlich zum Protonenstrahl das Verhalten der Kompensations- und Sekundärelektronen abschätzen zu können (*Multispecies Code*).

5.2 Magnetischer Chopper

5.2.1 PIC-Simulation eines magnetischen Choppers

5.2.1.1 Simulationsparameter

Mit dem entwickelten PIC-Programm wurden Vielteilchen-Simulationen durchgeführt. In Abbildung 5.1 ist die der Simulation zu Grunde liegende Geometrie dargestellt: Ein homogenes Kickerfeld der Länge $l_k = 0,3 m$ wurde bei einer Frequenz von $f = 125 kHz$ sinusförmig variiert. Nach einer Drift von $l_d = 0,3 m$ befindet sich eine kreisförmige Lochblende mit einem Durchmesser von $\Delta x = 0,06 m$.

Als Ausgangsverteilung für die PIC-Simulation wurde die in Kapitel 3.2.2.4 durch Strahltransportrechnung bis zum Choppersystem gewonnene Verteilung verwendet. Dabei wurde eine Energieunschärfe der Ionenquelle von $\Delta W_b = \pm 1,25\%$ angenommen. Der Strahlstrom betrug $I_b = 160 mA$. Es wurde zunächst mit einem vollständig dekompenzierten Strahl gerechnet.

5.2.1.2 Simulation ohne Berücksichtigung der Elektronen

Alle durch die Blende transmittierten Protonen wurden aufgezeichnet. Der resultierende Protonenstrom hinter der Blende für zwei verschiedene Magnetfeldamplituden $B_0 = 100 mT$ und $B_0 = 200 mT$ ist in Abbildung 5.2

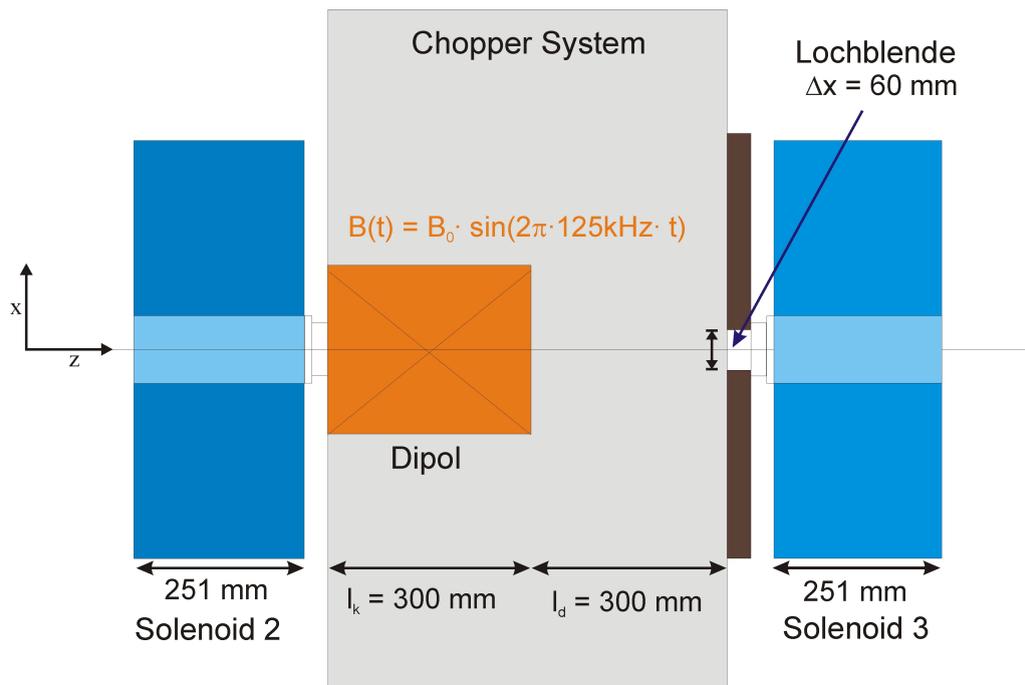


Abbildung 5.1: Draufsicht der für die Simulation des magnetischen Kickersystems verwendeten Geometrie.

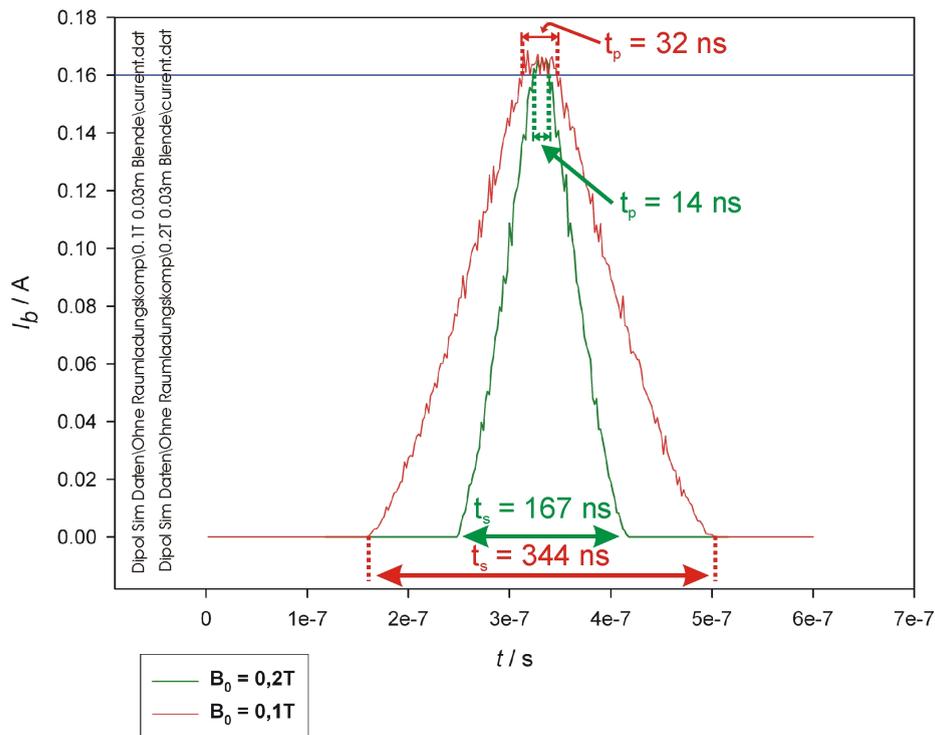


Abbildung 5.2: Protonenstrom nach der Blende für verschiedene Magnetfeldamplituden.

dargestellt. Eine höhere Magnetfeldamplitude sorgt für einen schnelleren Nulldurchgang des Feldes und damit für eine größere Streichgeschwindigkeit über die Blende. Dies führt zu einer Verkürzung des Protonenpulses hinter der Blende.

Die Plateau- und Sockellängen der PIC-Simulation können mit den in Kapitel 4.2.4 abgeleiteten Beziehungen bei gegebener Amplitude B_0 verglichen werden. Bei diesen vereinfachten Herleitungen aus rein geometrischen Überlegungen wurden keine Teilchen-Teilchen-, keine Strahl-Wand-Wechselwirkung und keine Änderung des Kickerfeldes während der Durchflugzeit des Strahls durch das Feld vorausgesetzt. Die unter diesen Annahmen hergeleiteten Plateau- und Sockellängen liegen gut 50% über den Werten der PIC-Simulation. Sie sind daher für eine obere Abschätzung der Pulslängen geeignet. Genauere Ergebnisse erfordern dagegen Vielteilchen-Simulationen.

In Abbildung 5.3 sind die Phasenraumverteilungen hinter der Blende für die Schwingung mit $B_0 = 100 \text{ mT}$ dargestellt. Die Gesamtheit der hinter der Blende registrierten Protonen ist rot markiert. Alle Teilchen, die das $t_p = 32 \text{ ns}$ lange Strahlplateau bilden, sind blau dargestellt. Da der Strahl in x-Richtung

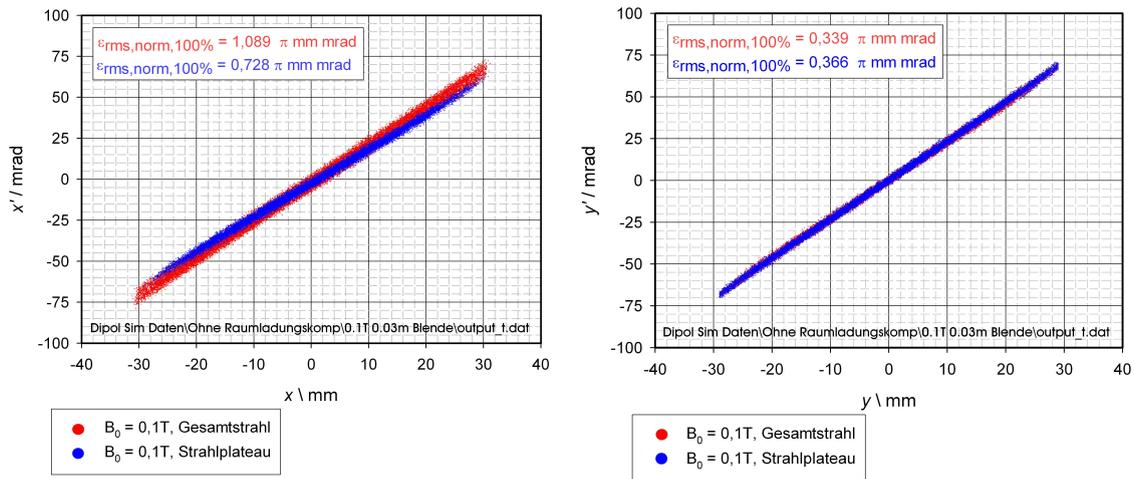


Abbildung 5.3: Phasenraumverteilungen nach der Blende ohne Berücksichtigung der Elektronen mit $B_0 = 100 \text{ mT}$.

über die Blende streicht, existieren zwischen der $x-x'$ - und der $y-y'$ -Verteilung sichtbare Unterschiede. Bei letzterer liegt der Gesamtstrahl und das Strahlplateau nahezu identisch im Phasenraum, während bei der $x-x'$ -Verteilung der Gesamtpuls höhere Orts- und Winkelwerte aufweist als das Pulsplateau. Die maximalen y -Werte für Gesamtstrahl und Strahlplateau ergeben sich aus dem Strahlradius, der an der Blende bei $r_y = 29 \text{ mm}$ liegt. Die maximalen x -Werte für den Gesamtstrahl ergeben sich aus dem Blendenradius von 30 mm . Für das Strahlplateau liegen die maximalen x -Werte dagegen bei $r_x^+ = +29,4 \text{ mm}$ und $r_x^- = -27,9 \text{ mm}$. Der Strahl ist dabei leicht in positive x -Richtung verschoben, da der Strahl beim ersten Nulldurchgang des Kickerfeldes von positiven zu negativen x -Werten schwingt. Beim Zurückschwingen ergibt sich die selbe Verschiebung in negativer x -Richtung.

Der transmittierte Strahl durchläuft vor und nach dem Nulldurchgang ein schwaches Dipolfeld. Ein Dipolfeld in y -Richtung wirkt in x -Richtung wie ein schwacher Fokussiermagnet und in y -Richtung wie eine Driftstrecke.

Die normierte 100% RMS-Emittanz der Ausgangsverteilung vor dem Chopper betrug in den beiden Unterräumen $x-x'$ und $y-y'$ $\epsilon_{rms,norm,100\%} =$

$0,229 \pi \text{ mm mrad}$.

Das zu erkennende Emittanzwachstum um 48% in der y - y' -Ebene ist auf die Wirkung der Raumladung bei einer hohen Ausleuchtung des leitenden Strahlrohrs von über $2/3$ zurückzuführen.

In der x - x' -Ebene beträgt die Emittanz für den Gesamtstrahl $\epsilon_{rms,norm,100\%}^x = 1,089 \pi \text{ mm mrad}$. Dies stellt eine Vergrößerung um den Faktor 4,8 bezüglich der Ausgangsverteilung dar. Für das Strahlplateau beträgt die Emittanz in der x - x' -Ebene $\epsilon_{rms,norm,100\%}^x = 0,728 \pi \text{ mm mrad}$, was einem Wachstum um den Faktor 3,2 entspricht. Dies resultiert einerseits aus der Wirkung der Raumladung wie sie auch in der y - y' -Ebene zu erkennen ist, andererseits aus der Wirkung des zeitabhängigen Kickerfeldes, das den Strahl in x -Richtung ablenkt. Die Emittanz des *Strahlplateaus* wächst demnach in der x - x' -Ebene 2 mal stärker als in der y - y' -Ebene, während die Emittanz des *Gesamtpulses* in der x - x' -Ebene 3 mal stärker als in der y - y' -Ebene anwächst.

Die Bewegung des Protonenstrahls über die Blende kann mittels der $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagramme nachvollzogen werden.

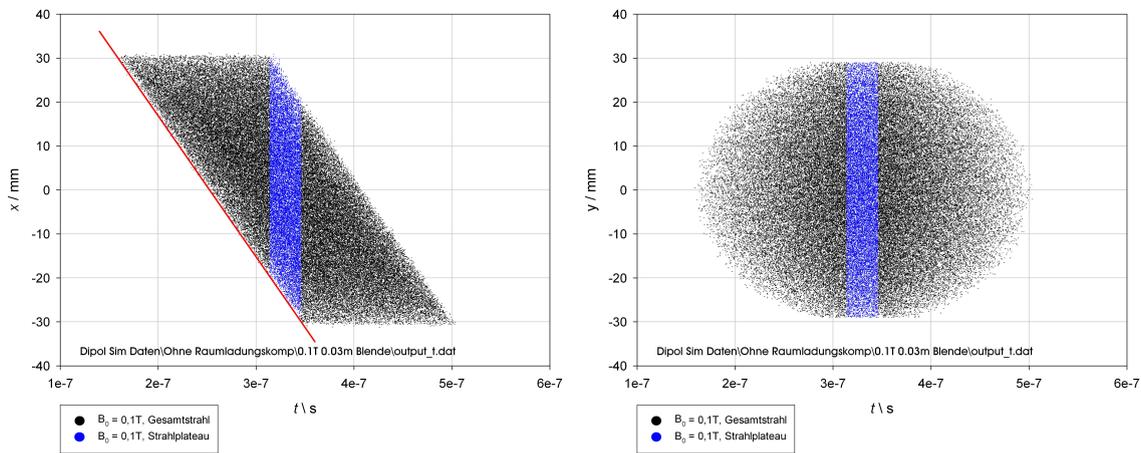


Abbildung 5.4: $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagramm mit $B_0 = 100 \text{ mT}$ ohne Berücksichtigung der Elektronen.

Für alle Protonen werden Ort und Zeit ihrer Transmission durch die Blende gespeichert. Im $y(t)$ -Diagramm ist dabei zu erkennen, wie der Strahl über die Kreisblende streicht und diese im zeitlichen Verlauf bis zum Strahlradius von $r_y = 29 \text{ mm}$ komplett ausfüllt.

Im $x(t)$ -Diagramm ist zu erkennen, wie sich der Strahl von positiven zu negativen x -Werten bewegt. Die Plateaulänge t_p ist blau markiert. Wie bereits in Abbildung 4.5 dargestellt, entspricht dies der Zeit, in der sich der Strahl vollständig innerhalb der Blende befindet, das heißt die maximalen x -Werte für die transmittierten Teilchen kleiner als der Blendenradius von $\pm 30 \text{ mm}$ sind.

In der x - x' -Darstellung konnten nur die minimalen und maximalen x -Werte abgelesen werden. Diese entsprechen aber nicht dem Strahlradius, da sich der Strahl in x -Richtung bewegt. Aus dem $x(t)$ -Diagramm kann der Strahlradius in x -Richtung bestimmt werden. Er liegt bei $r_x = 24,8 \text{ mm}$ und liegt damit deutlich unter dem Radius in y -Richtung von $r_y = 29,0 \text{ mm}$.

Hauptgrund dafür ist vermutlich die geometrisch notwendige asymmetrische Vakuumkammer. Sie hat in y -Richtung entsprechend dem Dipol-Gap nur ei-

ne Höhe von $g = 50 \text{ mm}$, während sie in Ablenkrichtung mit $x_{\text{kammer}} = 120 \text{ mm}$ deutlich größer ist. Daher erzeugen die in der metallischen Wand influenzierten Ladungen einen stärkeren Effekt in y-Richtung als in x-Richtung und der Protonenstrahl weitet sich asymmetrisch auf.

Die Steigung der rot markierten Gerade entspricht der Streichgeschwindigkeit über die Blende. Nach der PIC-Simulation ergibt sich $v_{\text{sweep}} \approx 321 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Dies stimmt mit nur 1,3% Abweichung sehr gut mit der analytischen Berechnung nach Formel 4.1 überein.

5.2.1.3 Simulation mit Berücksichtigung der Elektronen

Wenn der hochintensive Protonenstrahl auf die Blendenwand trifft, werden Sekundärelektronen erzeugt, auf die das Eigenfeld des Ionenstrahls und die externen Felder wirken. Um die Auswirkungen der Elektronen auf die Strahldynamik zu untersuchen, wurden PIC-Simulationen durchgeführt, bei denen ein Raumladungskompensationsgrad von 85% am Kickereingang angenommen und die Produktion von Sekundärelektronen berücksichtigt wurde, während ansonsten die selben Parameter wie im obigen Fall verwendet wurden.

Der Elektronenauslösekoeffizient (*Secondary Electron Yield, SEY*) hängt von der Art und Energie des Primärteilchens, dem Auftreffwinkel und der Wandbeschaffenheit ab [FURMAN und PIVI 2002, STOLTZ et al. 2003]. Für die vorliegende Simulation wurde eine moderate Elektronen-Produktionsrate von 0,85 bei Auftreffen eines Protons auf die Blendenwand verwendet und die Erzeugung von Tertiärelektronen durch Auftreffen der Sekundärelektronen vernachlässigt.

Die vom Strahl produzierten Sekundärelektronen bewegen sich im Driftvo-

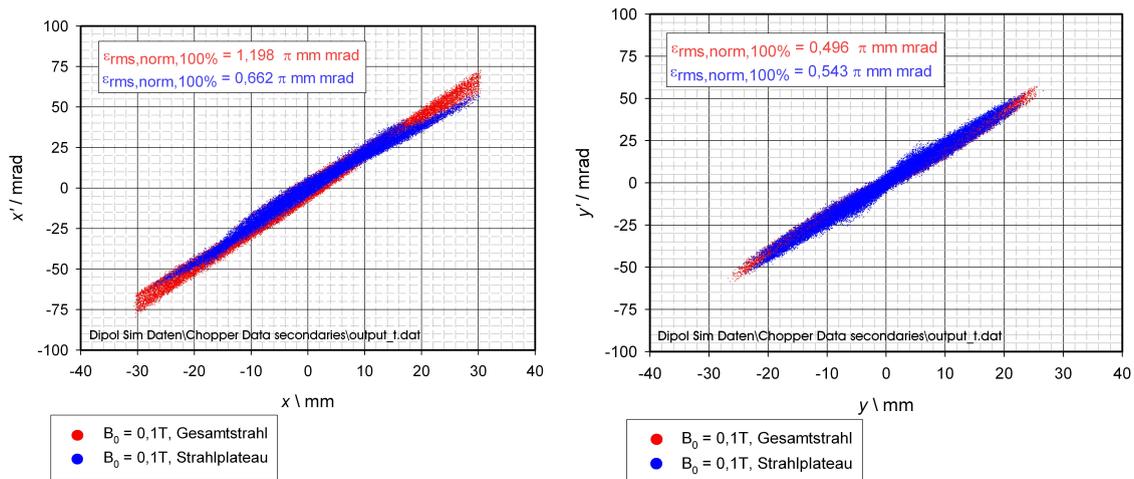


Abbildung 5.5: Phasenraumverteilung nach der Blende mit Kompensations- und Sekundärelektronen bei $B_0 = 100 \text{ mT}$.

lumen zwischen Blendenwand und Dipolfeld. Die Kompensationselektronen können aufgrund ihrer geringen Masse und Geschwindigkeit das magnetische Dipolfeld zunächst nicht überwinden. Beim Nulldurchgang des Dipolfeldes werden die Elektronen jedoch ins positive Protonenpotential hineingezogen, so dass es kurzzeitig zu einer stark erhöhten Elektronendichte auf der

Strahlachse kommt, die zu einer Kompensation des Strahlpotentials führt. Die Phasenraumverteilungen für den transmittierten Strahl hinter der Blende sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

Für den Gesamtstrahl beträgt die normierte 100% RMS-Emittanz in der $x-x'$ -Ebene $\epsilon_{rms, norm, 100\%}^x = 1,198 \pi \text{ mm mrad}$. Sie ist im Vergleich zur Startverteilung um den Faktor 5,2 vergrößert. Für den *Gesamtstrahl* führt die Präsenz von Elektronen damit zu einem stärkeren Emittanzwachstum als ohne deren Anwesenheit.

Für das Strahlplateau beträgt die Emittanz in der $x-x'$ -Ebene dagegen $\epsilon_{rms, norm, 100\%}^x = 0,662 \pi \text{ mm mrad}$. Dies bedeutet eine Vergrößerung um den Faktor 2,9 bezüglich der Startverteilung gegenüber einem Faktor 3,2 ohne den Einfluss der Elektronen. Die Elektronenpräsenz führt demnach für das *Strahlplateau* zu einem geringeren Emittanzwachstum als ohne Berücksichtigung der Elektronen. Der Grund dafür kann an den $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagrammen abgelesen werden. Während des Strahlplateaus, das dem Null-

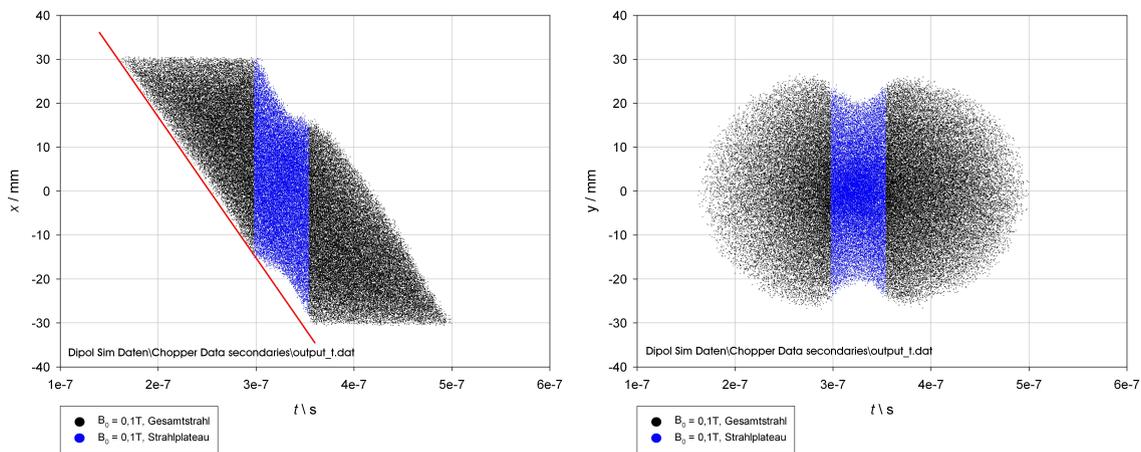


Abbildung 5.6: $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagramm mit Kompensations- und Sekundärelektronen bei $B_0 = 100 \text{ mT}$.

durchgang des Kickerfeldes entspricht, führt die erhöhte Elektronendichte im Strahlvolumen zu einer sichtbaren Reduzierung des Strahlradius. Der Strahlradius in der Mitte des Pulsplateaus beträgt in y -Richtung nur noch $r_y^e = 20,5 \text{ mm}$ gegenüber $r_y = 29,0 \text{ mm}$ ohne Elektronen und in x -Richtung nur noch $r_x^e = 18,75 \text{ mm}$ gegenüber $r_x = 24,8 \text{ mm}$ ohne Elektronen. Die Reduktion der Raumladungsfelder durch die erhöhte Elektronendichte sorgt demnach für ein geringeres Emittanzwachstum.

In Abbildung 5.7 ist der Protonenpuls hinter der Blende für den Fall ohne Berücksichtigung der Elektroneneffekte und mit deren Berücksichtigung dargestellt. Die Elektronenpräsenz führt zu einer Verlängerung des Strahlplateaus von $t_p = 32 \text{ ns}$ auf $t_p = 56 \text{ ns}$ bei gleich bleibender Gesamtpulslänge t_s . Dies ist eine direkte Folge des verkleinerten Strahlradius, der es ermöglicht, dass sich der komplette Strahl länger innerhalb des Blendendurchmessers bewegt.

5.2.1.4 Fazit

Bei einem sinusförmigen Ablenkfeld mit Amplitude $B_0 = 100 \text{ mT}$ und Länge $l_k = 30 \text{ cm}$ konnten die Anforderungen bezüglich Pulsdauer und Anstiegszeiten

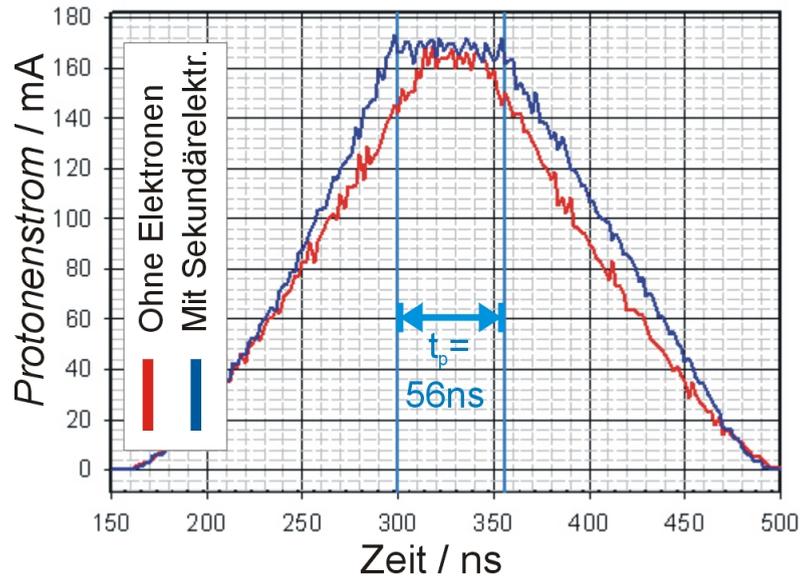


Abbildung 5.7: Magnetischer Chopper: Vergleich Protonenstrom nach der Blende ohne und mit eingelagerten Elektronen.

in der Simulation des magnetischen Kickers erfüllt werden. Eine Erhöhung der Plateaulänge bezüglich der Gesamtpulslänge könnte durch eine geringe Veränderung des Strahlradius oder des Blendendurchmessers erreicht werden. Die Wirkung der Elektronen auf die Ausgangsemittanz des Choppers ist dabei nicht zu vernachlässigen und muss bei einer Auslegung des Systems berücksichtigt werden. Als nächstes muss nun die Frage der technischen Umsetzung eines magnetischen Kickersystems untersucht werden.

5.2.2 Technische Realisierung und Vorexperimente

5.2.2.1 Spule mit Joch

Als Kickermagneten werden oft Dipolmagneten aus ferromagnetischen Materialien benutzt. Die Verwendung eines solchen Materials mit hoher Permeabilitätszahl μ_r bietet den Vorteil, dass zum Erreichen eines bestimmten B-Feldes ein geringerer Spulenstrom als mit einer Luftspule notwendig ist.

Die magnetische Induktion eines solchen Magneten in einem Luftspalt der Länge l_{gap} ergibt sich aus dem magnetischen Fluss Φ durch die Querschnittsfläche A [LUNZE 1988, 228]:

$$B = \frac{\Phi}{A} = \frac{I \cdot w}{\frac{l_{material}}{\mu_0 \mu_r} \left(1 + \frac{l_{gap}}{l_{material}} \mu_r\right)}. \quad (5.3)$$

Dabei bezeichnet I den Spulenstrom, w die Wicklungszahl und $l_{material}$ die Weglänge des magnetischen Flusses im Material. Aus Formel 5.3 ergibt sich der erforderliche Spulenstrom, um ein bestimmtes B-Feld zu erreichen. Da die Formel unter der Voraussetzung eines homogenen Feldes im Luftspalt gilt, stellt sie für kleine Permeabilitätszahlen nur eine grobe Näherung dar. Graph 5.8 zeigt den Strom in Abhängigkeit von der Permeabilitätszahl μ_r des verwendeten Materials. Mit steigender Permeabilitätszahl sinkt der erforder-

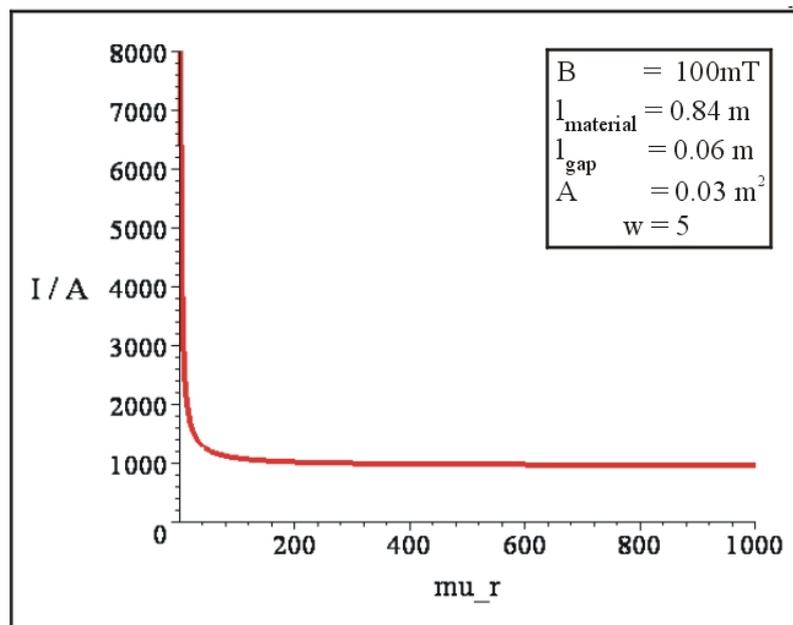


Abbildung 5.8: Erforderlicher Spulenstrom im C-Magneten in Abhängigkeit von der Permeabilitätszahl.

liche Strom ab. Bereits für mittlere μ_r -Werte geht er in eine Sättigung über, bei der der magnetische Widerstand fast vollständig durch die Höhe des Luftspalts bestimmt wird.

Die Reduzierung des Spulenstroms mit steigendem μ_r fordert eine Erhöhung der Induktivität L der Anordnung. Für eine Jochspule mit Luftspalt gilt [LUNZE 1988, 265]:

$$L = \frac{w^2}{\frac{l_{material}}{\mu_0 \mu_r A} + \frac{l_{gap}}{\mu_0 A}}. \quad (5.4)$$

Die Induktivität ist in Abbildung 5.9 in Abhängigkeit von der Permeabilitätszahl μ_r dargestellt. Die Induktivität steigt steil mit wachsendem μ_r an und

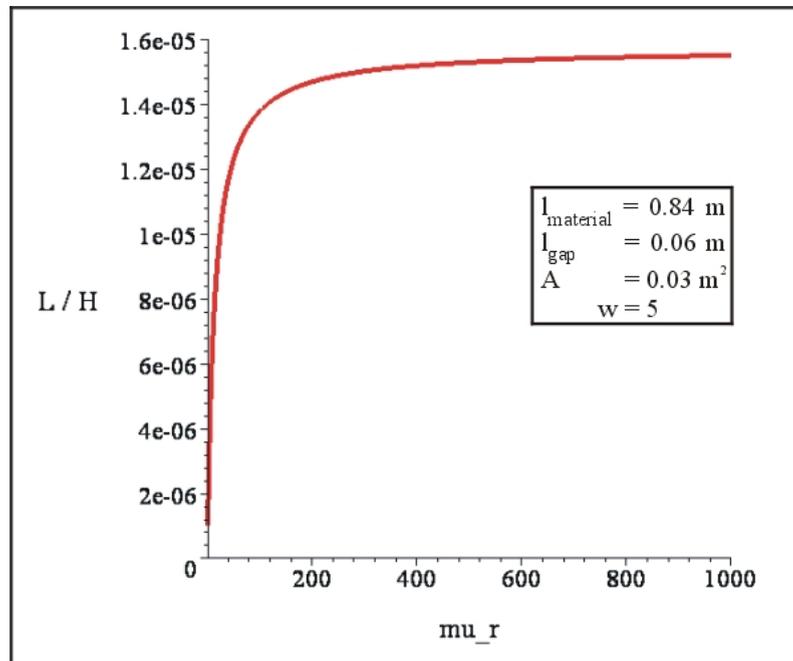


Abbildung 5.9: Induktivität eines C-Magneten in Abhängigkeit von der Permeabilitätszahl.

geht für große Permeabilitätszahlen in eine Sättigung, deren Höhe von der Geometrie der Anordnung bestimmt wird.

Eine hohe Induktivität führt zu zwei Schwierigkeiten. Erstens ergibt sich daraus ein Anstieg der Impedanz $|Z_L| = \omega L$ und damit der notwendigen Spannungsamplitude, um einen bestimmten Strom durch die Spule fließen zu lassen.

Zweitens vergrößert sich die Zeitkonstante der Anordnung. Beim Ausschalten einer Stromquelle in einer RL-Reihenschaltung fällt der Strom mit

$$i = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_L}}$$

ab.

Dabei gilt für die Zeitkonstante:

$$\tau_L = \frac{L}{R}. \quad (5.5)$$

Um die Anstiegs- und Abfallzeiten für das Kickerfeld zu schaffen, muss für die Zeitkonstante mindestens gelten: $\tau_L < 1 \mu\text{s}$. Daraus folgt, selbst bei großem ohmschen Widerstand, eine erforderliche Induktivität in der Größenordnung von $L < 1 \mu\text{H}$. Aus diesen Gründen ist ein stark niederinduktiver Aufbau des magnetischen Kickers notwendig.

Eine Spule mit Joch ist dabei nicht für die Realisierung eines magnetischen Kickersystems mit den geforderten Feld- und Zeitparametern geeignet. Gleiches gilt für eine Spule mit einer hohen Wicklungszahl. Aus diesem Grund wird nun eine Luftspule mit einer Wicklung untersucht.

5.2.2.2 Niederinduktiv aufgebaute Testspule

Zur Untersuchung der Eigenschaften einer niederinduktiven Kickerspule wurde eine Luftspule mit einer Wicklung gefertigt, wie sie in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Die Testspule besteht aus bis zu 10 Kupferringen, die par-

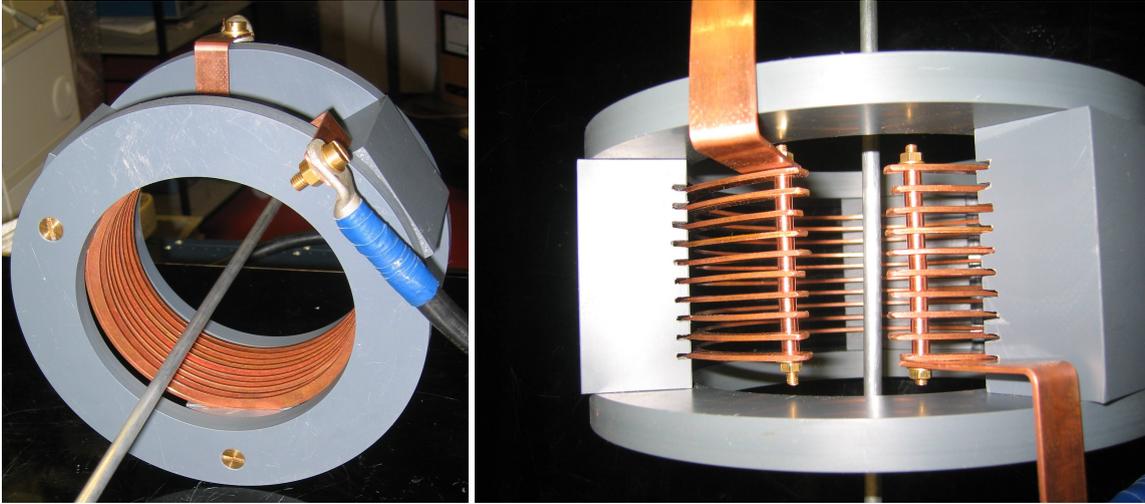


Abbildung 5.10: Vorderansicht und Draufsicht der Testspule mit Messstab.

allel geschaltet sind und damit wie eine Wicklung wirken. Die Kupferringe haben einen Außendurchmesser von $171,2 \text{ mm}$, einen Innendurchmesser von $152,6 \text{ mm}$ und eine Materialdicke von 2 mm . Die Kontaktierung der einzelnen Kupferringe erfolgt durch 5 mm hohe Kupferröhren. Ein größerer Durchmesser erscheint für eine einzelne Luftspule aus Gründen der Feldhomogenität nicht sinnvoll.

5.2.2.3 Analytische und experimentelle Bestimmung der Induktivität der Testspule

Zunächst muss die Induktivität der Testspule bestimmt werden. Mit der Definition des magnetischen Flusses durch eine Fläche A

$$\Phi = \int_A d\vec{A} \vec{B} \quad (5.6)$$

und der vereinfachenden Annahme eines konstanten B-Feldes $B = \frac{\mu_0 I}{2R_s}$ innerhalb einer einzelnen Leiterschleife des Radius R_s folgt [VOGEL 1995, 384]:

$$\Phi = \int_{\text{Ring}} d\vec{A} \vec{B} \approx \int_{\text{Ring}} d\vec{A} \frac{\mu_0 I}{2R_s} = \frac{1}{2} \pi \mu_0 R_s I. \quad (5.7)$$

Nach dem Induktionsgesetz gilt:

$$U_{\text{ind}} = -\dot{\Phi} = -L\dot{I}. \quad (5.8)$$

Daraus folgt für die Ringschleife

$$U_{\text{ind}} = -\dot{\Phi} = -\frac{1}{2} \pi \mu_0 R_s \dot{I}. \quad (5.9)$$

Damit ergibt sich die Induktivität der Testspule näherungsweise zu

$$L \approx \frac{1}{2} \pi \mu_0 R_s = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ H.} \quad (5.10)$$

Zur experimentellen Überprüfung wurden Messungen mit dem LCR-Meter „LCR-819“ der Firma *Iso-Tech* durchgeführt. Es ergab sich als geräteinterner Durchschnitt von 100 Messungen eine Induktivität von $L = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ H}$.

Analytische und experimentelle Daten stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Die Spuleninduktivität ist damit niedrig genug, um die vorher diskutierten zeitlichen Anforderungen erfüllen zu können. Wie verhält es sich mit den zu erwartenden Magnetfeldern?

5.2.2.4 Analytische und experimentelle Bestimmung der magnetischen Induktion der Testspule

Zur Bestimmung der magnetischen Induktion einer Leiterschleife kann das Biot-Savart-Gesetz verwendet werden [RAITH 1999, 131]. Das differentielle Leiterstromstück $I d\vec{l}$ im Punkt $r=0$ erzeugt im Abstand \vec{r} das Feld dB :

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}. \quad (5.11)$$

Daraus kann das B-Feld der kreisförmigen Leiterschleife mit Radius R_s im Abstand r berechnet werden, indem über $I d\vec{l}$ entlang der Leiterschleife integriert wird. Die Symmetrieachse sei mit z bezeichnet, wobei der Nullpunkt in der Spulenmitte liegt.

Wird nur das Feld auf der z -Achse betrachtet, haben die Komponenten senkrecht zur Achse entgegengesetztes Vorzeichen und kompensieren sich gegenseitig. Für die Parallelkomponenten gilt mit $dB_{\parallel} = dB \cos \vartheta$:

$$B(z) = \oint_{\text{Leiterschleife}} dB_{\parallel}(z) = \oint_{\text{Leiterschleife}} dB \cos \vartheta = \frac{\mu_0 I \cos \vartheta}{4\pi r^2} 2\pi R_s = \frac{\mu_0 I R_s \cos \vartheta}{2r^2}. \quad (5.12)$$

Auf Grund der Zylindersymmetrie der Anordnung gilt $\cos \vartheta = R_s/r$ und $r = \sqrt{R_s^2 + z^2}$ (Skizze in [RAITH 1999, 134f]). Damit folgt für die magnetische Induktion einer Leiterschleife im longitudinalen Abstand z von der Schleifenmitte:

$$B(z) = \frac{\mu_0 I R_s^2 / r}{2r^2} = \frac{\mu_0 I R_s^2}{2(R_s^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (5.13)$$

Bei w parallel geschalteten Leiterschleifen im Abstand d ergibt sich das Gesamtfeld B_{ges} durch Überlagerung der Einzelfelder. Unter der Annahme, dass sich der Gesamtstrom I_{ges} gleichmäßig auf die Leiterschleifen aufteilt, folgt:

$$B_{ges}(z) = \sum_{j=0}^{w-1} \frac{\mu_0 \frac{I_{ges}}{w} R_s^2}{2(R_s^2 + (z - jd)^2)^{3/2}}. \quad (5.14)$$

Für die gegebenen Parameter ergibt sich nach der analytischen Rechnung bei einem Strom von $I_{ges} = 198 \text{ A}$ ein Wert von $B_{max} = 1,41 \text{ mT}$. Dieser Wert konnte durch numerische Simulationen mit *EMS* mit Abweichungen unter einem



Abbildung 5.11: Messaufbau zur Bestimmung der magnetischen Induktion der Testspule.

Prozent bestätigt werden.

Die magnetische Induktion wurde nun mittels einer Hall-Sonde gemessen, die auf einem fahrbaren Messstab angebracht war. Den Messaufbau zeigt Abbildung 5.11. Es wurde ein Gleichstrom I_{ges} an die Spule angelegt und zunächst das B-Feld in der Spulenmitte bei Variation in z-Richtung gemessen. Die Ergebnisse sind in Graph 5.12 dargestellt.

Die Luftspule besitzt ein ausgedehntes Randfeld und kein homogenes Feld-

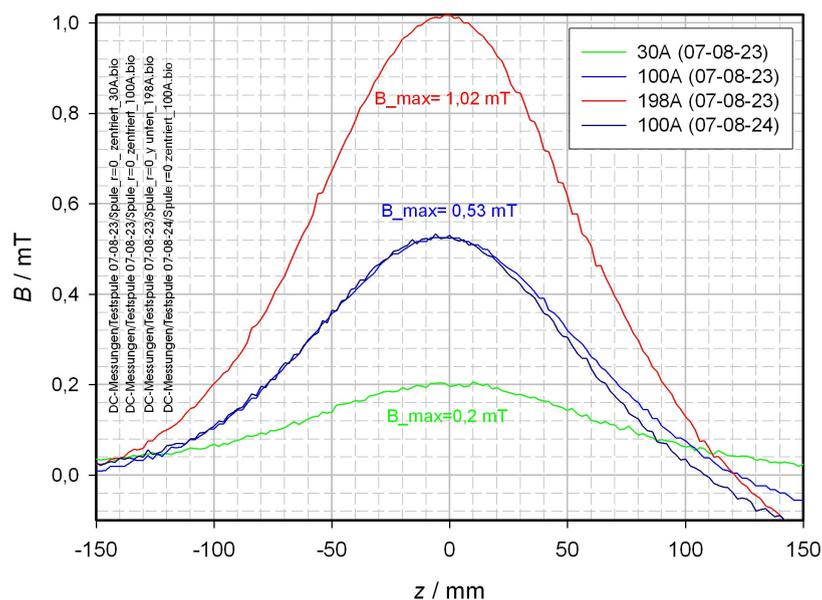


Abbildung 5.12: Messung des B-Feldes in der Spulenmitte für verschiedene Stromstärke.

plateau in der Spulenmitte.

Der inhomogene Feldverlauf zeigt sich auch in radialer Richtung. Eine Simu-

lation des B-Feldes in der x-y-Ebene ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Die 10 Leiterschleifen wurden dabei als parallele, unabhängige Stromfäden angenommen.

Das Feld steigt von der Spulennitte bis zu den Leiterschleifen an. Dieser

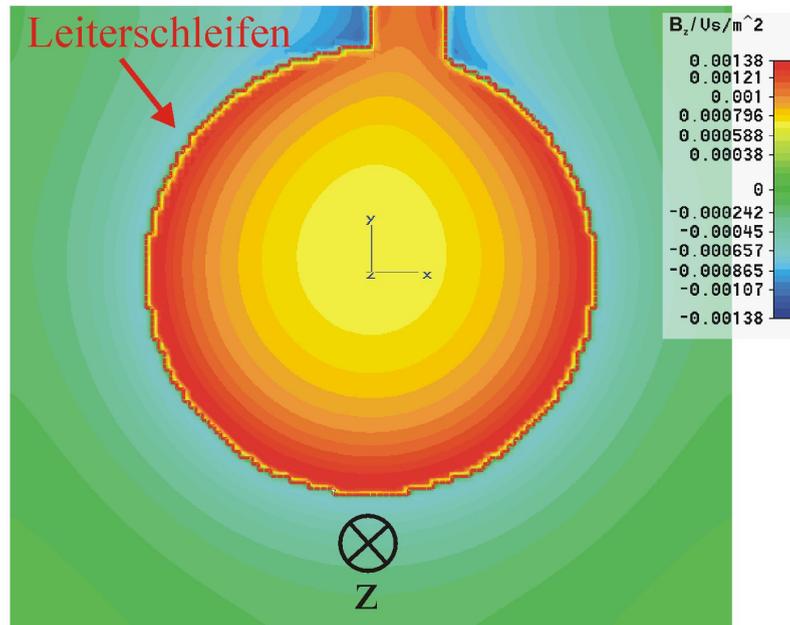


Abbildung 5.13: Simulation des B_z -Feldes in der Mittelebene mit 10 Ringschleifen und $I_{ges} = 100$ A.

Anstieg zeigt sich qualitativ auch in den Messdaten. Die Ergebnisse verschiedener jeweils in x-Richtung nach außen versetzter Messungen sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Die Messungen erfolgten bei Variation in z-Richtung.

Eine einzelne Luftspule hat demnach im Gegensatz zu einer Spule mit Joch,

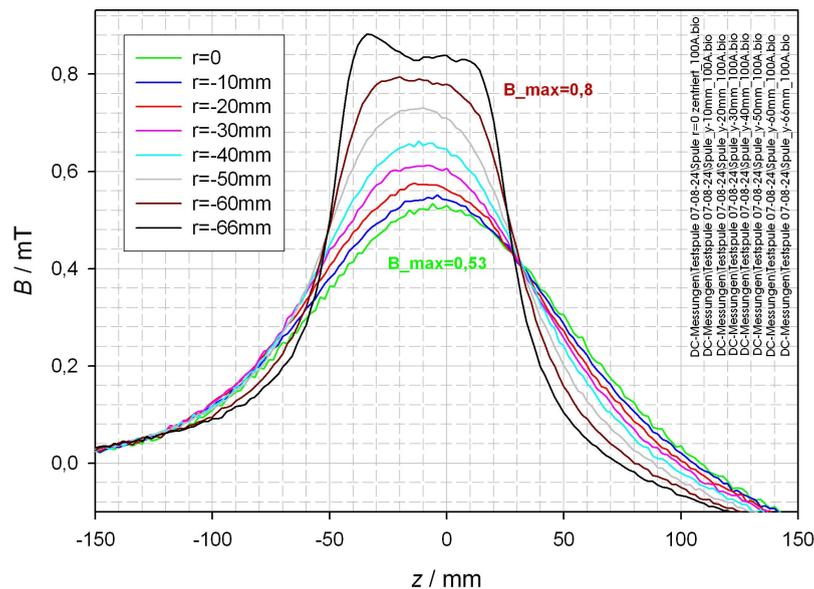


Abbildung 5.14: Radial nach außen versetzte Messungen des B-Feldes bei $I_{ges} = 100$ A.

in dem der Fluss bis zum Luftspalt geleitet wird, eine schlechte Feldhomoge-

nität. Dies muss gegebenenfalls durch geeignete geometrische Konfigurationen, wie zum Beispiel einer Helmholtz-Anordnung, korrigiert werden. Tabelle 5.1 zeigt einen Vergleich zwischen den analytisch berechneten maximalen B-Werten auf der Achse und den gemessenen Felddaten. Bei höhe-

I_{ges} / A	B_{max} / mT (analytisch)	B_{max} / mT (experimentell)	Verhältnis
30	0,21	0,21	100%
100	0,71	0,53	75%
198	1,41	1,02	72%

Tabelle 5.1: B-Feld der Testspule analytisch und experimentell.

ren Stromstärken ergibt sich eine sichtbare Abweichung. Der experimentelle Wert liegt unterhalb des analytisch und numerisch abgeschätzten Wertes. Grund dafür können die folgenden Effekte sein:

Erstens ist die Ringschleife nicht völlig geschlossen, sondern besitzt eine 28 mm lange Aussparung, die eine reduzierte Gesamtdurchflutung erzeugt. In der numerischen Simulation des Effektes ergab sich eine Reduzierung des B_{max} -Wertes um bis zu 2%.

Zweitens können die Kontaktwiderstände zwischen den Kupferringen variieren, so dass sich der Gesamtstrom nicht gleichmäßig zwischen den Ringen aufteilt. Die inhomogene Stromverteilung ist in der schwarz dargestellten Kurve in Messung 5.14 deutlich zu erkennen. Der Strom fließt hier bevorzugt durch die vordere Leiterschleife. Dieser Verlauf konnte in der numerischen Simulation qualitativ reproduziert werden. Er führt je nach Stromverteilung zu einem Absinken des maximalen B-Wertes auf der Achse um mehrere Prozent.

Nach den quantitativen Abschätzungen reichen diese beiden Effekte noch nicht aus, um die Abweichung vom analytischen Wert vollständig zu erklären. Zusätzliche Abweichungen zwischen experimentellen und analytischen Werten können sich durch Kalibrierungsfehler und bei höheren Stromstärken durch die Auswirkungen der nicht abgeschirmten Zuleitungen ergeben. Die zum Erreichen eines gegebenen B-Feldes notwendige Stromstärke kann prinzipiell durch Erhöhen der Wicklungszahl der Spule reduziert werden. Es ergibt sich aber die Schwierigkeit, dass die Induktivität der Spulenanordnung mit dem Quadrat der Wicklungszahl steigt, so dass die Erhöhung der Wicklungszahl bei den gegebenen Zeitparametern stark beschränkt ist.

5.2.2.5 Betrieb der Testspule mit Hochstromschalter

Nach der Kalibrierung im Gleichstrombetrieb, wurde die Testspule nun an einen Hochstromschalter angeschlossen. Verwendet wurde ein Lorentz-Drift-Schalter (LDS) [IBERLER et al. 2006]. Er besteht aus zwei koaxial angeordneten Elektroden. Nach Initiierung einer Vorentladung wird das zwischen den Elektroden liegende Restgas ionisiert und ein Plasma erzeugt. Der Schalter wird leitend und die im Kondensator gespeicherte Ladung fließt durch die Testspule.

Der Messaufbau und ein vereinfachtes Ersatzschaltbild sind in Abbildung 5.15 gegeben. Der Strom durch die Testspule wurde mittels einer geeichten

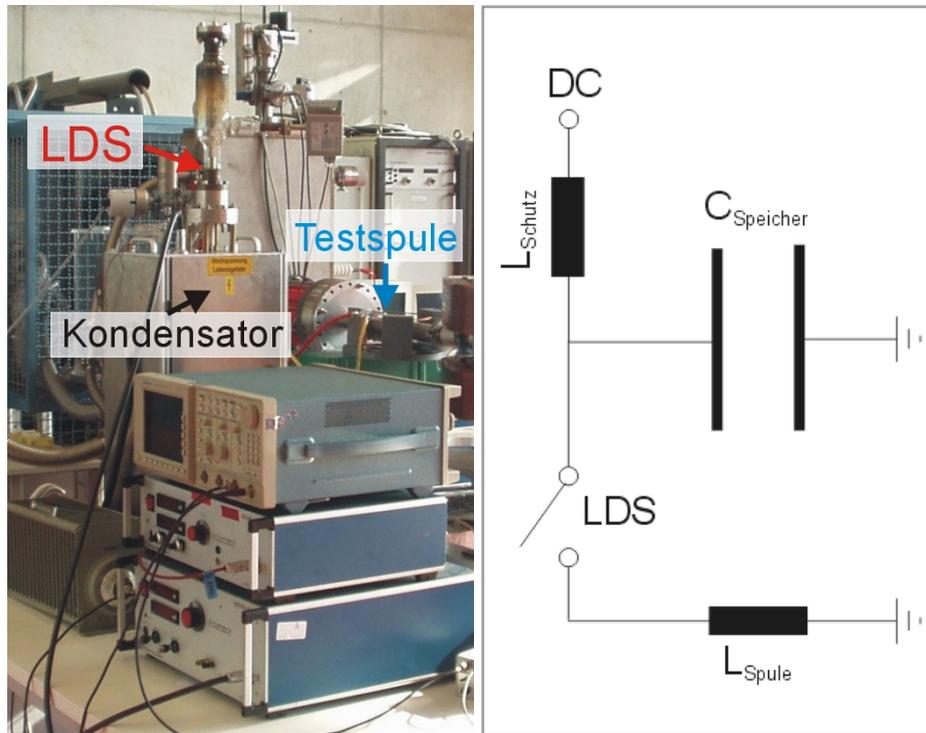


Abbildung 5.15: Messaufbau für Hochstromtest der Spule.

Rogowski-Spule [LUNZE 1988, 231] gemessen. Das Ergebnis einer Strommessung ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Die Schwingungsdauer der Stromkurve

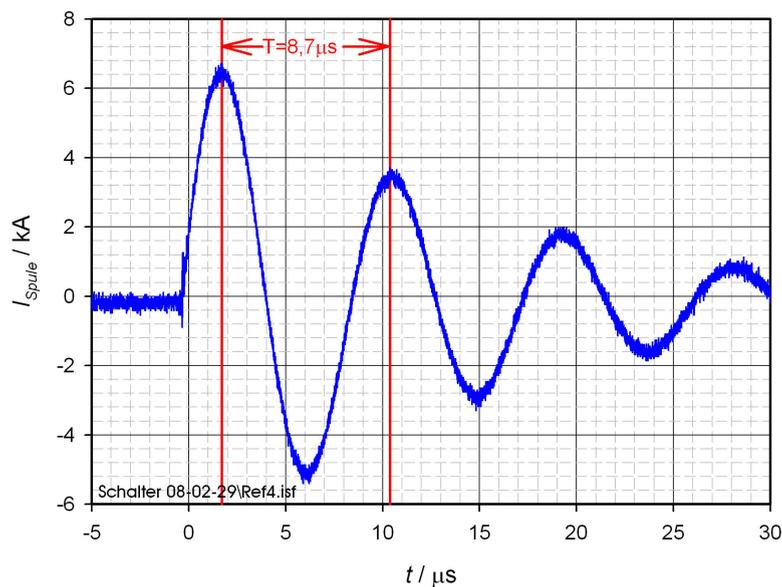


Abbildung 5.16: Gemessener Strom durch die Testspule.

beträgt $T = 8,7 \mu s$, was einer (kurzzeitig realisierten) Kicker-Wiederholrate von $230 kHz$ entspräche. Dies liegt auch ohne Optimierung schon sehr nahe

an der geforderten Wiederholrate von 250 kHz . Da sich die Schwingungsdauer aus der Induktivität der Gesamtanordnung bestimmt, bewährt sich das niederinduktive Design der Testspule, durch das die Gesamtinduktivität der Anordnung nur sehr wenig erhöht wird. Auf diese Weise können die Zeitanforderungen nahezu erfüllt werden. Die Kehrseite ist jedoch ein sehr hoher notwendiger Spulenstrom zum Erreichen der geforderten B-Felder.

Im gezeigten Experiment konnte eine Stromamplitude von $I_{spule} = 6,7 \text{ kA}$ erreicht werden. Dies entspricht nach der experimentell durchgeführten Gleichstromkalibrierung einer B-Feld-Amplitude von $B_0 = 34,5 \text{ mT}$ und nach der analytischen Rechnung einer Amplitude von $B_0 = 47,7 \text{ mT}$.

Was bedeutet dies für die Erfüllung der in Kapitel 4.2.4 dargelegten Anforderungen? Die Erfüllung von Anforderung 1a (Ablenkung in den *Beam Dump* ohne statische Verstärkung) würde mit dieser Anordnung eine Erhöhung der Stromamplitude um den Faktor 5,2 erfordern; die Erfüllung der Anforderung 1b (Ablenkung in den *Beam Dump* mit statischer Verstärkung) eine Erhöhung um 80%.

Um der Anforderung 2 bezüglich der Pulslänge zu genügen, ist für den Schwingungsfall mit einem 15 cm langen Kicker mindestens eine Stromerhöhung um den Faktor 5,1 erforderlich. Im gepulsten Betrieb in Kombination mit dem Einsatz eines Septum-Magneten ist wie für Anforderung 1b eine Erhöhung um 80% ausreichend.

Es muss nun geklärt werden, ob unter diesen Voraussetzungen eine Erweiterung vom getesteten *Single-Shot*-Modus auf den kontinuierlichen Betrieb bezüglich der Wiederholraten und des Leistungsbedarfs möglich ist.

5.2.3 Abschätzung des Leistungsbedarfs

Für den Betrieb des Kickersystems steht mit den vorhandenen Netzgeräten ohne Kühlung und ohne Sekundärsysteme eine Leistung von $P_{soll} = 10 \text{ kW}$ zur Verfügung.

Bevor der Leistungsbedarf des real aufgebauten Systems diskutiert wird, soll zunächst ein ideales System untersucht werden, bei dem die von außen eingespeiste Energie vollständig in magnetische Feldenergie umgesetzt wird.

Für die magnetische Feldenergiedichte gilt allgemein

$$w_m = \frac{1}{2}HB = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_r \mu_0}. \quad (5.15)$$

Geht man vereinfacht davon aus, dass die gesamte magnetische Feldenergie im Gapvolumen V_{gap} konzentriert ist, beträgt die magnetische Feldenergie

$$W_m = w_m \cdot V_{gap} = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \cdot V_{gap}. \quad (5.16)$$

Wieviel Leistung verbraucht ein idealer magnetischer Kicker der Länge $l_k = 0,15 \text{ m}$, der Breite $b = 0,1 \text{ m}$ und der Höhe $g = 0,06 \text{ m}$ im Pulsbetrieb beziehungsweise im Schwingungsbetrieb?

Im *Pulsbetrieb* des Kickers (mit Einsatz eines Septum-Magneten) ist mindestens eine Feldamplitude von 62 mT notwendig. Dem entspricht eine magnetische Feldenergie von $W_m = 1,4 \text{ J}$. Bei einer Wiederholrate von $f_{rep} = 250 \text{ kHz}$

erfordert dies eine Leistung von $P_{pulsmodus} = f_{rep} \cdot 1,4 J = 350 kW$. Eine Beschränkung auf die zur Verfügung stehende Kickerleistung von $P_{soll} = 10 kW$ ergibt eine maximale Puls-Wiederholrate von $f_{rep} \approx 7 kHz$. Damit kann ein magnetischer Kicker im Pulsbetrieb schon aus allgemeinen Betrachtungen, das heißt unabhängig von der technischen Umsetzung, die Anforderungen nicht erfüllen.

Der *Schwingungsbetrieb* des Kickers erfordert zur Erzeugung der notwendigen Strahlpulslängen eine deutlich höhere Amplitude. Nach den Ergebnissen der PIC-Simulation in Kapitel 5.2.1.3 können mit einer Amplitude von $B_0 = 100 mT$ und einer Kickerlänge von $l_k = 30 cm$ die Zeitanforderungen erfüllt werden.

Übertragen auf einen kürzeren Kicker der Länge $l_k = 15 cm$, wie er für eine Luftpule realistisch erscheint, und bei entsprechend verlängerter Drift ergibt sich eine notwendige Amplitude von $B = 177 mT$. Dem entspricht eine magnetische Feldenergie von $W_m = 11,2 J$.

Der Vorteil des Schwingungsbetriebs liegt darin, dass in Abhängigkeit von der Dämpfung pro Schwingungsperiode nur ein Bruchteil der Energie von außen nachgeliefert werden muss. Es soll nun bestimmt werden, wie groß die Dämpfung maximal sein darf, um die Leistungsanforderungen noch zu erfüllen.

Nach einem anfänglichen Strompuls vollzieht der Spulenstrom eine gedämpfte Schwingung mit dem Dämpfungsfaktor $\delta = \frac{R}{2L}$:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin(\omega t). \quad (5.17)$$

Für das Verhältnis zweier aufeinander folgender Amplituden, die um die Periodendauer T_0 auseinander liegen, gilt daher:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_0 \cdot e^{-\delta(t+T_0)}}{I_0 \cdot e^{-\delta t}} = e^{-\delta T_0} = e^{-\vartheta}. \quad (5.18)$$

Dabei bezeichnet

$$\vartheta = \ln \frac{I_1}{I_2} = \delta T_0 \quad (5.19)$$

das logarithmische Dekrement, das das Verhältnis zwischen der pro Halbperiode verbrauchten und der anfangs deponierten Energie darstellt [RAITH 1999, 274].

Sinkt die Amplitude nach z Schwingungen auf den Bruchteil $1/x$ ab, gilt demnach

$$\frac{\frac{1}{x} I_1}{I_1} = \frac{I_0 \cdot e^{-\delta(t+zT_0)}}{I_0 \cdot e^{-\delta t}} = e^{-z\delta T_0} = e^{-z\vartheta} \quad (5.20)$$

und damit nach Logarithmierung

$$z = \frac{\ln(x)}{\vartheta}. \quad (5.21)$$

Damit entspricht z dem Verhältnis der externen Zeitperiode T_{ext} , mit der von außen Energie nachgeliefert wird, zur Schwingungsperiode des Systems T_0 : $z = \frac{T_{ext}}{T_0}$. Eine Abschätzung für z ergibt sich aus der Frage, nach welcher Zeit T_{ext} jeweils ein Zehntel der notwendigen Pulsenergie von außen eingespeist

werden muss, ohne die zur Verfügung stehende Leistung von $P_{soll} = 10 \text{ kW}$ zu überschreiten:

$$P_{soll} = \frac{E_{Puls}}{10 \cdot T_{ext}} \quad (5.22)$$

$$10 \text{ kW} = \frac{11,2 \text{ J}}{10 \cdot T_{ext}}. \quad (5.23)$$

Daraus folgt $T_{ext} = 112 \text{ } \mu\text{s} = 14 \cdot T_0$. Setzt man den Wert $z = 14$ in Gleichung 5.21 für ein Absinken der Amplitude auf 90% ihres ursprünglichen Wert, erhält man

$$14 = \frac{\ln(10/9)}{\vartheta} \quad (5.24)$$

und damit einen Wert für das logarithmische Dekrement von $\vartheta = 7,5 \cdot 10^{-3}$. Das bedeutet anschaulich, dass sich – zur Erfüllung der Leistungsanforderungen – zwei aufeinander folgenden Stromamplituden im Schwingkreis nur um 7,5 Promille unterscheiden dürfen.

Dies entspricht nach Gleichung 5.19 einer sehr niedrigen Dämpfungskonstante von

$$\delta = \frac{\vartheta}{T_0} \approx 941 \frac{1}{\text{s}}. \quad (5.25)$$

Da die Induktivität des System zur Erfüllung der Zeitparameter nicht wesentlich größer als $L = 5 \cdot 10^{-7} \text{ H}$ sein darf, ergibt sich aus der Dämpfungskonstante $\delta = \frac{R}{2L}$ der maximal zulässige ohmsche Widerstand:

$$R = 2\delta L = 9,4 \cdot 10^{-4} \text{ } \Omega. \quad (5.26)$$

Der ohmsche Widerstand der gesamten Anordnung (LDS, Zuleitungen, Kontakte, Spule) muss demnach selbst bei idealen Bedingungen kleiner $1 \text{ m}\Omega$ bleiben.

Bei der bisherigen Betrachtung ist davon ausgegangen worden, dass die zum Aufbau des Ablenkfeldes notwendige magnetische Energie verlustfrei aus anderen Energieformen umgewandelt wurde. Diese fundamentalen Betrachtungen führten bereits zu dem Schlussfolgerung, dass der Pulsbetrieb eines magnetischen Kickersystems nicht die Anforderungen erfüllt und der Schwingungsbetrieb sehr große Herausforderungen an die Güte des Schwingkreises stellt. Diese Ergebnisse sollen nun mit den experimentellen Daten verglichen werden.

In der Testanordnung wird im Kondensator gespeicherte elektrische Energie bei jedem Schaltvorgang in magnetische Energie der Testspule umgewandelt. Für die gespeicherte elektrische Energie gilt:

$$E_{elektrisch} = \frac{1}{2} C U^2. \quad (5.27)$$

Mit der verwendeten Kondensatorkapazität von $C = 1 \text{ } \mu\text{F}$ und einer Durchbruchspannung von $U_D \approx 6 \text{ kV}$ des LDS ergibt sich eine pro Schalterpuls freiwerdende Energie von $E_{Puls} \approx 18 \text{ J}$. Wie in Kapitel 5.2.2.5 dargelegt, wurde damit experimentell eine B-Feld-Amplitude von $B_0 = 34,5 \text{ mT}$ erreicht.

Die für die Ablenkung nutzbare magnetische Energie im zylindrischen Gapvolumen von $V_{gap} = \pi r^2 \cdot r$ unterhalb einer Testspule beträgt bei der verwendeten nicht optimierten Luftspule dagegen nur näherungsweise

$$W_{nutz} = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} V_{gap} = \frac{1}{2} \frac{(34,5 \text{ mT})^2}{\mu_0} \cdot 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \approx 0,7 \text{ J} \quad (5.28)$$

und damit $\frac{1}{27}$ der ursprünglich eingesetzten elektrischen Energie. Dies liegt einerseits an Verlusten im Kondensator, im LDS und in den Zuleitungen, andererseits an der Feldverteilung einer Luftspule, bei der ein relevanter Teil der magnetischen Feldenergie außerhalb des Ablenkvolumens erzeugt wird.

Da in jedem realen Aufbau, insbesondere einer Luftspule, nur ein gewisser Anteil der eingespeisten Energie in nutzbare magnetische Feldenergie im Ablenkvolumen umgesetzt werden kann, verschärft sich der oben abgeschätzte zulässige Maximalwert für die Dämpfungskonstante entsprechend.

Für den aufgebauten Schwingkreis ergab sich aus Messung 5.16 ein logarithmisches Dekrement von $\vartheta \approx 0,6$ und eine Dämpfungskonstante von $\delta \approx 70.000 \frac{1}{s}$, die um den Faktor 74 über dem oben abgeschätzten zulässigen Maximalwert liegt.

Auch wenn berücksichtigt wird, dass der Testaufbau in vielerlei Hinsicht nicht optimiert war, stellt die Realisierung des magnetischen Kickers mit den notwendigen Parametern, insbesondere der Wiederholrate von 250 kHz und den hohen Ablenkkfeldern, eine große Herausforderung dar, die sich an der Grenze des technisch Möglichen bewegt.

Als Alternative, die einen deutlich geringeren Leistungsbedarf verspricht, wird nun ein elektrisches Kickersystem untersucht.

5.3 Elektrischer Chopper

5.3.1 Aufbau eines elektrischen Choppers

Ein elektrischer Kicker kann durch eine Deflektorplattenanordnung umgesetzt werden. Diese besteht im Wesentlichen aus zwei Kondensatorplatten, an die ein elektrisches Feld angelegt ist, das zur Ablenkung des Teilchenstrahls führt. Analog zum magnetischen Kicker kann das Ablenkkfeld gepulst werden oder zu harmonischen Schwingungen angeregt werden.

Um ein elektrisches Feld E_0 zwischen zwei Deflektorplatten im Abstand d zu erzeugen, muss zwischen den Platten die Spannung

$$U_0 = E_0 \cdot d \quad (5.29)$$

angelegt werden.

Zur Reduzierung der erforderlichen Spannung ist daher ein möglichst geringer Plattenabstand sinnvoll. Ein Auftreffen des hochintensiven Strahls auf die Deflektorplatten muss jedoch vermieden werden, um das Herauslösen von Elektronen oder Metallatomen aus den Platten zu verhindern. Letztere können sich auf den Isolatoren anlagern und Spannungsüberschläge erzeugen. Der minimale Plattenabstand ergibt sich aus dem Strahlradius und der erforderlichen transversalen Ablenkung zwischen den Platten. Abbildung 5.17

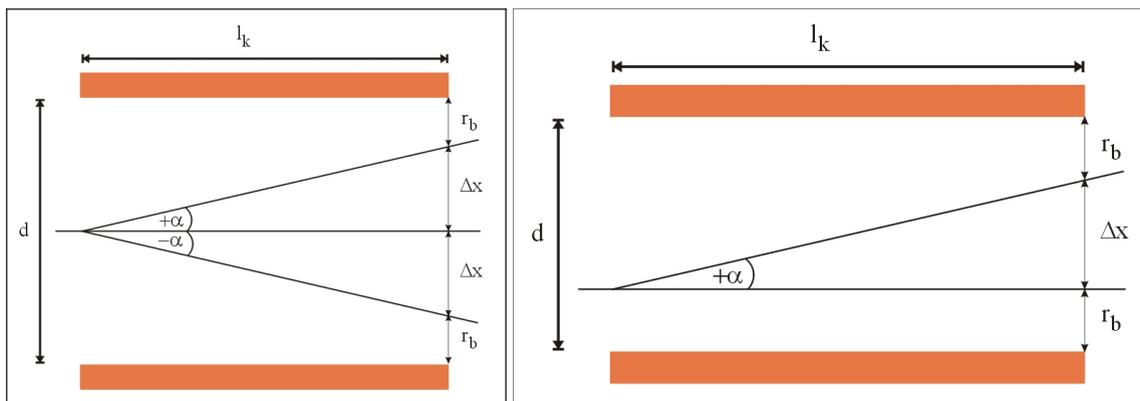


Abbildung 5.17: Mindestabstand der Deflektorplatten für den Betrieb im Schwingungsmodus (links) und Pulsmodus (rechts).

zeigt den notwendigen Mindestabstand der Deflektorplatten. Für den Schwingungsmodus gilt

$$d_{schwing} = 2r_b + 2\Delta x. \quad (5.30)$$

Im Pulsmodus verringert sich der notwendige Mindestabstand wegen der einseitigen Ablenkung auf:

$$d_{puls} = 2r_b + \Delta x. \quad (5.31)$$

Nach Kapitel 4.2.4 ergeben sich zur Erfüllung der Zeitparameter die folgenden Felder für einen Kicker der Länge $l_k = 0,2 \text{ m}$. Zum Einschuss in den *Beam Dump* ist ohne statische Verstärkung eine Amplitude von $E_0 = 803 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ (Anforderung 1a) und mit statischer Verstärkung von $E_0 = 240 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ (Anforderung 1b) notwendig. Dem entspricht eine transversale Auslenkung am Kickerausgang von $\Delta x = 6,7 \text{ cm}$ (1a) beziehungsweise $\Delta x = 2 \text{ cm}$ (1b). Zur Erzeugung

der geforderten Pulslängen im Schwingungsbetrieb (Anforderung 2) sind je nach Strahlradius Felder zwischen $E_0 = 450 \frac{kV}{m}$ (entspricht $\Delta x = 3,8 \text{ cm}$) und $E_0 = 900 \frac{kV}{m}$ ($\Delta x = 7,5 \text{ cm}$) nötig.

Für zwei planparallele Deflektorplatten ergeben sich für fast alle Szenarien große Plattenabstände von $d = 10 \text{ cm}$ bis $d = 20 \text{ cm}$. Dies führt zu sehr hohen Spannungen und schlechter Feldhomogenität im Deflektorinneren. Zur Erzielung großer Ablenkwinkel ist daher eine Abweichung von der planparallelen Plattenanordnung notwendig, beispielsweise durch Vergrößerung des Plattenabstandes am Kickerausgang.

Einzig im Pulsbetrieb mit Einsatz eines statischen Septums ergeben sich Plattenabstände unterhalb von 10 cm . Bei einem Strahlradius von $r_b = 2,5 \text{ cm}$ folgt ein minimaler Plattenabstand von $d_{min} = 2r_b + \Delta x = 7 \text{ cm}$. Zuzüglich eines Sicherheitsabstandes von 1 cm ergibt sich ein Plattenabstand von

$$d_{puls} = 8 \text{ cm}. \quad (5.32)$$

Um damit die Anforderung 1b zu erfüllen, wird eine Spannungsamplitude von

$$U_0 = E_0 \cdot d_{puls} = 240 \frac{kV}{m} \cdot 0,08 \text{ m} = 19,2 \text{ kV} \quad (5.33)$$

benötigt.

Aufgrund der geometrischen Einschränkung ist die erforderliche Ablenkspannung stark vom Strahlradius abhängig. Bei einem um 5 mm reduzierten Strahlradius im Kicker, kann die Spannung nach obiger Rechnung um $12,5\%$ verringert werden.

Ein Plattenkondensator mit zwei parallelen Platten der Länge $l_k = 0,2 \text{ m}$ und der Breite $b = 0,15 \text{ m}$ besitzt im Vakuum bei einem Plattenabstand von $d = 0,08 \text{ m}$ eine Kapazität von

$$C = \epsilon_0 \frac{A_{defl}}{d} = \epsilon_0 \frac{l_k \cdot b}{d} = 3,3 \cdot 10^{-12} \text{ F}. \quad (5.34)$$

Daraus kann die bei einer Spannung von $U_0 = 19,2 \text{ kV}$ auf den Platten gespeicherte Ladung berechnet werden:

$$Q = C \cdot U_0 = 63,75 \text{ nC}. \quad (5.35)$$

Um die Deflektorplatten in der Zeit $\Delta t = 100 \text{ ns}$ aufzuladen, ist demnach ein Ladestrom von $I_{lade} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \approx 638 \text{ mA}$ erforderlich.

5.3.2 PIC-Simulation eines elektrischen Choppers

5.3.2.1 Simulationsparameter

Das in Kapitel 5.1 dargestellte PIC-Programm wurde angepasst, um Strahldynamikrechnungen auch in elektrischen Kickerfeldern durchführen zu können. Im Unterschied zur Simulation des magnetischen Kickers wurde nicht direkt mit den Ablenkfeldern gerechnet, sondern die Felder aus den vorgegebenen Potentialen auf den Deflektorplatten und der Vakuumkammer bestimmt.

Die in der Simulation verwendete Geometrie ist in Abbildung 5.18 dargestellt.

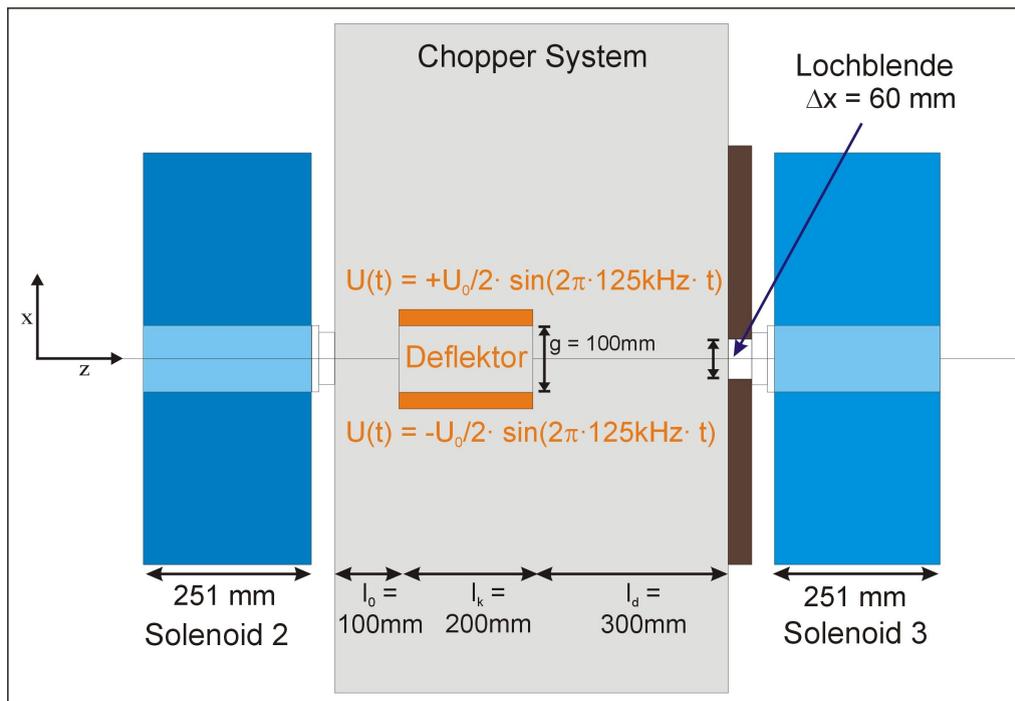


Abbildung 5.18: Draufsicht der für die Simulation des elektrischen Kickersystems verwendeten Geometrie.

Nach einer 10 cm langen Drift, zwei parallelen Deflektorplatten der Länge $l_k = 0,2$ m und einer weiteren Drift von $l_d = 0,3$ m befindet sich die kreisförmige Lochblende mit einem Durchmesser von $\Delta x = 0,06$ m. Es wurde die selbe Eingangsverteilung wie bei der Simulation des magnetischen Kickersystems verwendet. Der eingeschossene Protonenstrom betrug $I_b = 150$ mA. An den beiden Deflektorplatten wurde eine Spannung von ± 30 kV angelegt, die mit $f = 125$ kHz schwingt. Damit ergibt sich eine elektrische Feldamplitude von $E_0 = \frac{60 \text{ kV}}{0,1 \text{ m}} = 600 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$.

5.3.2.2 Simulation ohne Berücksichtigung der Elektronen

Es wurde zunächst ohne die Präsenz von Elektronen im Choppervolumen gerechnet. Alle durch die Blende fliegenden Makroteilchen wurden registriert. Die transversalen Unterräume des Phasenraums zeigt Abbildung 5.19. Die Teilchen, die das Strahlplateau bilden, sind blau markiert. Wie bei der Simulation des magnetischen Kickersystems unterscheiden sich die x - x' - und die y - y' -Verteilung qualitativ, weil der Strahl in x -Richtung über die Blende streicht. In y -Richtung existiert kein zeitlich variierendes Ablenkfeld, so dass sich die Phasenraumprojektion für das Pulsplateau und den Gesamtstrahl nicht signifikant unterscheiden.

Der Strahlradius in y -Richtung liegt mit $r_y = 26,7$ mm mehr als 2 mm unter dem Simulationsergebnis des magnetischen Kickersystems. Grund dafür ist die Erhöhung des y -Abstandes zur leitenden Vakuumkammer. Dieser war beim magnetischen Kicker wegen des Dipolgaps auf $g = 50$ mm beschränkt. Die hohe Ausleuchtung führte daher zu einer großen in der Wand influenzierten Ladung mit der entsprechenden aufweitenden Wirkung auf den Strahl. Bei der dargestellten Simulation vergrößert sich die Emittanz des Strahlplateaus hinter der Blende bezogen auf die Eingangsemittanz von $\epsilon_{rms,norm,100\%} =$

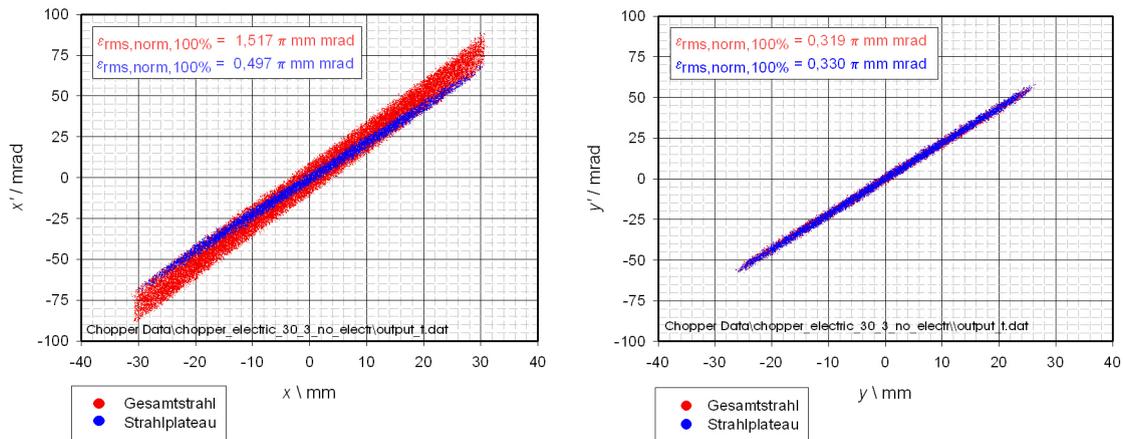


Abbildung 5.19: Phasenraumverteilungen nach der Blende ohne Berücksichtigung der Elektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$.

0,229 $\pi \text{ mm mrad}$ um 44% in der y - y' -Ebene und um 217% in der x - x' -Ebene. Für das Pulsplateau ergibt sich damit ein geringeres Emittanzwachstum als in der entsprechenden Simulation des magnetischen Kickersystems, während sich für den Gesamtstrahl ein höheres Emittanzwachstum ergibt.

Die Bewegung des Ionenstrahls über die Blende zeigen die $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagramme in Abbildung 5.20. Aus dem $x(t)$ -Diagramm kann der Strahl-

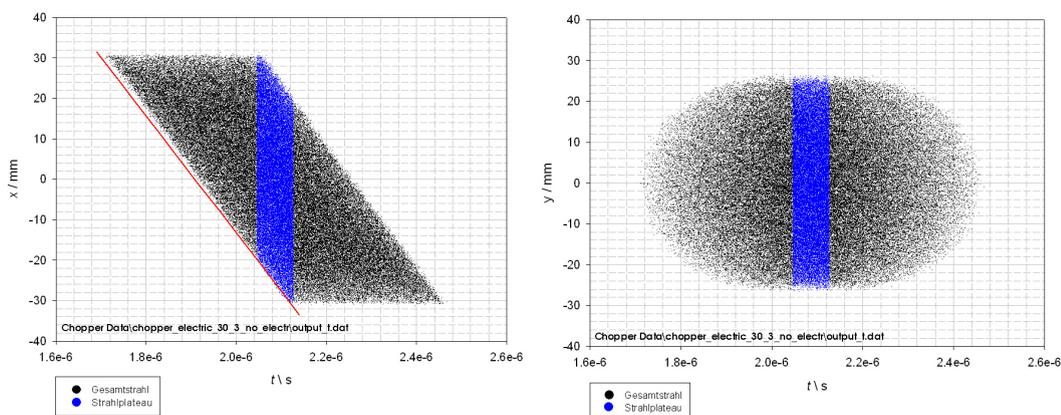


Abbildung 5.20: $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagramm ohne Berücksichtigung der Elektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$.

radius in x -Richtung abgelesen werden. Er beträgt $r_x = 24,3 \text{ mm}$ und weicht damit kaum vom Wert der magnetischen Simulation ab. Wie bei der Simulation des magnetischen Kickers sind die Strahlradien beim Überstreichen der Blende konstant, wenn keine Elektroneneffekte berücksichtigt werden.

5.3.2.3 Simulation mit Berücksichtigung der Elektronen

Mit den selben Simulationsparametern wurde jetzt die Präsenz von Elektronen im Choppervolumen berücksichtigt. Wie bei der Simulation des magnetischen Kickers wurde eine Raumladungskompensation von 85% am Choppereingang und eine moderate Elektronen-Produktionsrate von 0,85 bei Auftreffen eines Protons auf die Blendenwand verwendet. Die Produktion von

tertiären Elektronen durch das Auftreffen von Elektronen auf die Deflektorplatten wurde bei dieser Simulation ebenso wenig berücksichtigt wie die Erzeugung von Elektronen durch Restgasionisation.

Solange das elektrische Ablenkkfeld zwischen den Deflektorplatten angelegt ist, werden sowohl die Kompensations- als auch die erzeugten Sekundärelektronen auf die positiv geladene Platte gezogen, so dass sich ein hoher Elektroneneintrag auf die Platten ergibt. Nur beim Nulldurchgang des angelegten elektrischen Feldes sehen die Elektronen kurzzeitig das Strahlpotential und werden in Richtung Strahlachse beschleunigt.

Die Verteilung des Protonenstrahls hinter der Blende in den transversalen Phasenunterräumen zeigt Abbildung 5.21. Die normierte 100% RMS-

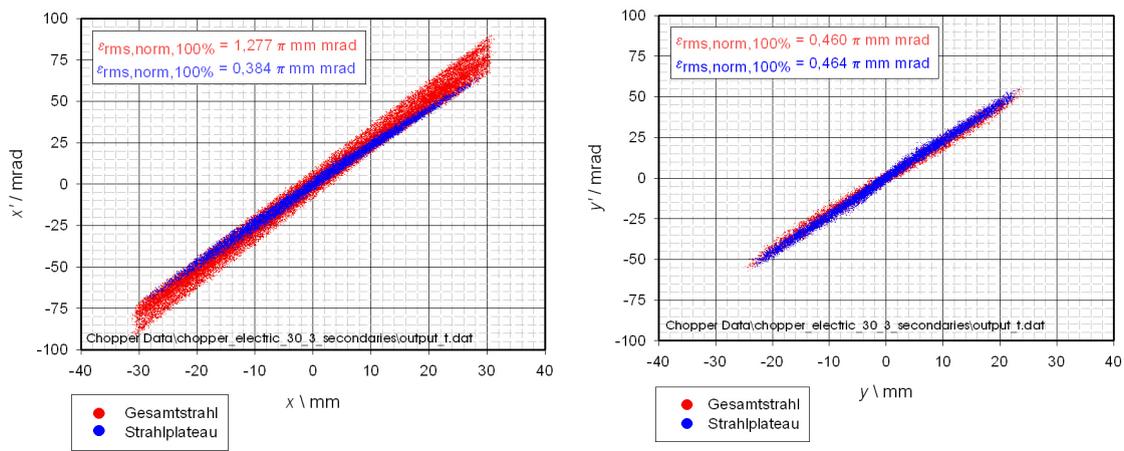


Abbildung 5.21: Phasenraumverteilungen nach der Blende mit Kompensations- und Sekundärelektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$.

Emittanz des Gesamtstrahls wächst in der $x-x'$ -Ebene um den Faktor 5,6 bezogen auf die Eingangsverteilung. Für das Strahlplateau ergibt sich ein Emittanzwachstum von 67,5%. Damit führt die Präsenz der Elektronen zu einer Verringerung des Emittanzwachstums sowohl für den Gesamtstrahl als auch für das Strahlplateau. Im Vergleich zur Simulation des magnetischen Kickers ergibt sich für das Strahlplateau in beiden Unterräumen ein geringeres Emittanzwachstum.

Die Auswirkung der Elektronenpräsenz kann an den $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagrammen in Abbildung 5.22 abgelesen werden. Die Elektronenpräsenz im Strahlvolumen während des Nulldurchganges des Ablenkkfeldes führt, wie beim magnetischen Kicker, zu einer Reduzierung des Strahlradius. Allerdings ist dieser Effekt bei den gegebenen Simulationsparametern geringer als im Falle des magnetischen Kickers. Hauptgrund dafür ist, dass die Deflektorplatten die Elektronen die meiste Zeit absaugen und sich daher weniger Elektronen im Choppervolumen ansammeln können. Im Vergleich zum magnetischen Kicker führt dies zu einer kürzeren und weniger ausgeprägten Erhöhung der Elektronendichte während des Nulldurchganges des Kickerfeldes.

Trotzdem kommt es im elektrischen Kickersystem nach den PIC-Simulationen zu einem niedrigeren Wachstum der RMS-Emittanz. Dies liegt erstens daran, dass auch die kurzzeitige Erhöhung der Elektronendichte

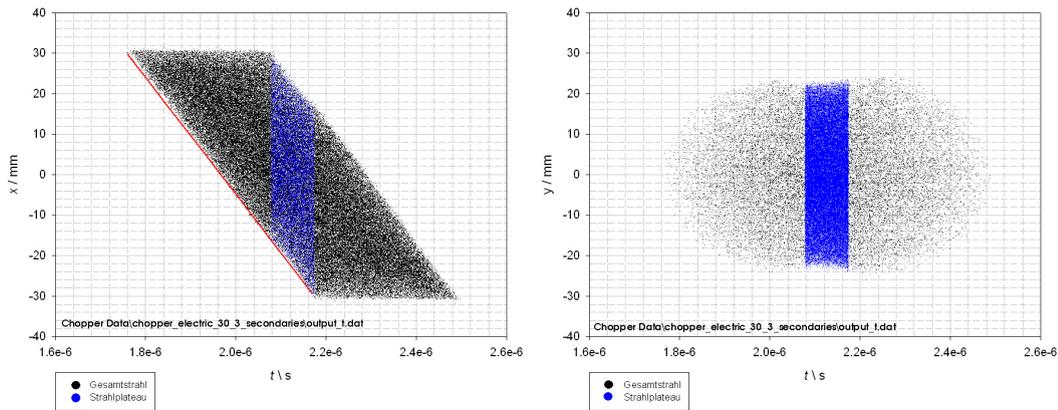


Abbildung 5.22: $x(t)$ - und $y(t)$ -Diagramm mit Kompensations- und Sekundärelektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$.

ausreicht, um für das Strahlplateau einen Teil des Emittanzwachstum zu kompensieren. Zweitens zeigen sich in der Phasenraumellipse in Abbildung 5.21 im Vergleich zum magnetischen Kicker (Abbildung 5.5) weniger Aberrationen, die zu einem Anwachsen der RMS-Emittanz führen.

Die Reduzierung des Strahlradius durch die erhöhte Elektronendichte führt, wie beim magnetischen Kicker, zu einer Verlängerung des Pulsplateaus. Den Protonenstrom hinter der Blende mit und ohne Berücksichtigung der Elektronen zeigt Abbildung 5.23. Die Plateaulänge hinter der Blende verlängert

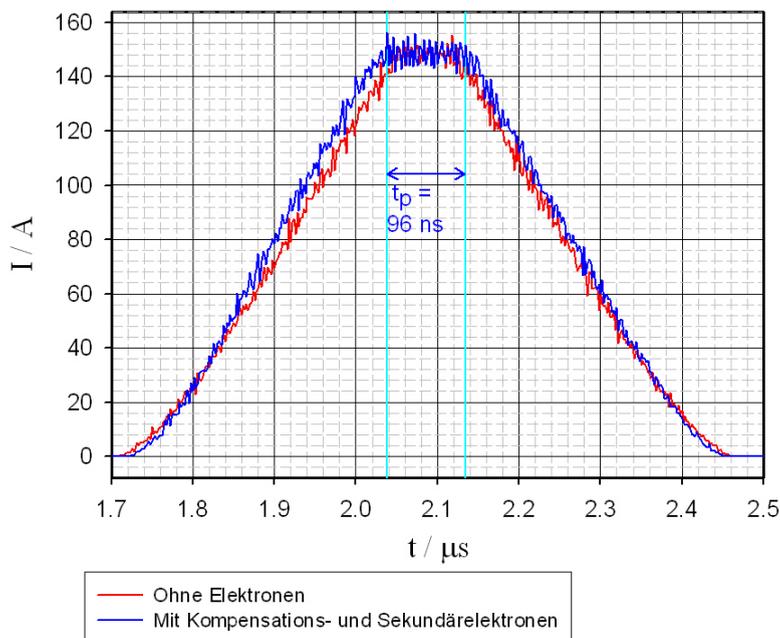


Abbildung 5.23: Elektrischer Chopper: Vergleich Protonenstrom nach der Blende ohne und mit eingelagerten Elektronen.

sich durch die Elektronenpräsenz von $t_p = 80 \text{ ns}$ auf $t_p = 96 \text{ ns}$. Aufgrund der niedrigeren Elektronendichte ist der Zuwachs jedoch geringer als beim magnetischen Kicker.

Vergleicht man die Plateau- und Sockellängen der PIC-Simulation mit den

in Kapitel 4.2.4 hergeleiteten analytischen Beziehungen, ergibt sich mit Berücksichtigung der Elektronen ein Verhältnis von $\frac{t_p(\text{analytisch})}{t_p(\text{simulation})} = 89\%$ für die Plateaulänge und $\frac{t_s(\text{analytisch})}{t_s(\text{simulation})} = 92\%$ für die Sockellänge des Protonenpulses. Die analytische Rechnung bietet also eine gute Abschätzung für die Ergebnisse der PIC-Simulation.

Die Pulslänge bei der Simulation des elektrischen Kickers ist größer als in der Simulation des magnetischen Kickers. Dies liegt direkt daran, dass die Ablenkung der beiden in der Simulation angelegten Felder unterschiedlich gewählt ist. Dies verdeutlicht die Streichgeschwindigkeit über die Blende, die aus der Steigung der roten Gerade im $x(t)$ -Graphen bestimmt werden kann. Bei einer Schwingungsamplitude von $E_0 = 60 \text{ kV}$ beträgt sie $v_{\text{sweep}} \approx 144 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Dies sind nur 45% der Streichgeschwindigkeit des simulierten 30 cm langen magnetischen Kickers mit einer Amplitude von $B_0 = 100 \text{ mT}$. Es ergibt sich eine entsprechende Verlängerung der Pulsdauer hinter der Blende.

Dennoch liegt die Plateaulänge in der Simulation des elektrischen Kickers unter Berücksichtigung der Elektronen mit $t_p = 96 \text{ ns}$ noch innerhalb der zeitlichen Akzeptanz von 50 ns bis 100 ns. Die Gesamtlänge des Protonenpulses hinter der Blende überschreitet aber mit 740 ns die Anforderung von $t_s < 400 \text{ ns}$.

5.3.2.4 Sputtern, Feldemission und Spannungsdurchschläge

Die Simulation bestätigt die Notwendigkeit hoher Ablenkkfelder und zeigt einen hohen Elektronenfluss auf die Deflektorplatten. Im Gegensatz zu einem magnetischen System ist es bei einem elektrischen Kicker unvermeidbar, von außen hohe Spannungen anzulegen, um die Ablenkkfelder zu erreichen. Dies birgt die Gefahr von Spannungsdurchbrüchen, die den Betrieb des gesamten Choppersystems gefährden können.

Dieses Problem zeigt sich im Betrieb aktueller Beschleunigeranlagen. Beispiele sind der Kicker des Positronenspeicherrings LER (*Low Energy Ring*) am PEP-II in Stanford [WIENANDS et al. 2008] und das LEBT-Choppersystem [STAPLES et al. 1999, KELLER et al. 2002] von SNS in Oakridge: „*The most significant technical problem at the moment is inadequate chopping quality due to the electrical breakdowns in the electrostatic LEBT*“ [ALEKSANDROV et al. 2008].

Wie kommt es zu solchen Spannungsdurchbrüchen? Obwohl das Phänomen bereits 1889 von Paschen systematisch untersucht wurde, existiert bis heute keine einheitlich akzeptierte Theorie über die Ursachen und Mechanismen der Spannungsdurchbrüche. Aktuelle Erklärungsmodelle finden sich in [WILSON 2001, RE et al. 2001, NOREM et al. 2005].

Zwei zusammenhängende Effekte, die zur Reduzierung der Spannungsfestigkeit im Choppersystem führen können, sind das *Sputtern* und die Feldemission. Unter *Sputtern* (Zerstäuben) versteht man das Herauslösen von Atomen aus Oberflächen durch Bombardierung mit Ionen oder höher energetischen Elektronen. Welche Auswirkungen hat dies im vorliegenden Fall? Die aus der Blendenwand oder den Deflektorplatten herausgeschlagenen Metallatome können sich an verschiedenen Stellen des Choppersystems absetzen.

Eine Möglichkeit ist, dass sie sich *auf den Isolatoren* niederschlagen und

dort einen dünnen, leitenden Metallfilm bilden. Die Folge sind Spannungsüberschläge entlang des niedergeschlagenen Metallfilms, die die elektrische Ansteuerung des Systems stark beeinträchtigen oder zerstören können und eine Auswechslung des gesamten Isolationssystems verlangen.

Eine weitere Möglichkeit ist, dass sich die aus der Blendenwand herausgeschlagenen Atome *auf den Ablenkelektroden* niederschlagen. Selbst bei einer vorher idealen Oberfläche können sich auf diese Weise mikroskopische Erhöhungen bilden. Dies führt dazu, dass das elektrische Feld an diesen Stellen stark überhöht wird [RE et al. 2001]. Es bildet sich ein Feldemitter, der Elektronen (und in manchen Fällen auch Ionen) aus der Oberfläche ausstößt.

Die Feldemissionsströme führen zu lokaler Heizung der Emitterstelle. Zusätzliche Heizmechanismen sind das Auftreffen der emittierten Elektronen oder der beschleunigten Sekundärelektronen auf die Deflektorplatten. Durch Überhitzung können lokalisierte Plasmaherde erzeugt werden. Die positiven Ionen aus dem Plasma bombardieren die Kathodenoberfläche, so dass innerhalb von Nanosekunden die Oberflächentemperatur den Schmelzpunkt erreicht. Es bilden sich Krater mit einem Durchmesser im Mikrometerbereich [WILSON 2001]. Gleichzeitig werden die Elektronen aus dem Plasma hinausbeschleunigt und verursachen einen Spannungsdurchbruch. Diese Effekte können eine weitere Evaporierung von Wand- und Elektrodenmaterial verursachen und damit die Wahrscheinlichkeit zukünftiger Spannungsdurchbrüche erhöhen.

Ein weiteres Risiko für den zuverlässigen Betrieb eines elektrischen Choppersystems stellen Strahlverluste auf den Deflektorplatten dar. Ein Grund ist die direkte Überhitzung der Elektroden durch das Auftreffen der Verlustionen. So wurde der Deflektor in der Medium Energy Beam Transport (MEBT)-Sektion [KURENNOY und POWER 1998] von SNS durch Verluste des 2,5 MeV H^- -Strahls zerstört: *“When the average beam power increased the MEBT chopper deflector failed beyond reparability. Upon disassembly we saw damage apparently caused by overheating of the copper traces”* [ALEKSANDROV et al. 2007, 1817].

Was folgt aus dem bisher Dargestellten für das Design eines elektrischen Choppersystems? Die Überhitzung der Deflektorplatten muss verhindert werden. Aufgrund der stark lokalisierte Heizung der Oberfläche durch Verlustionen und Sekundärelektronen ist jedoch die Installierung eines globalen Kühlsystems nicht ausreichend. Zusätzlich muss die direkte Energiedeposition auf den Deflektorplatten reduziert werden. Dafür ist eine Minimierung der Strahlverluste und des Elektronenflusses auf die Deflektorplatten notwendig. Zu prüfende Maßnahmen gegen den hohen Elektroneneintrag auf die Platten sind erstens das Anbringen von Abschirmelektroden vor dem Kickersystem, um die Kompensationselektronen am Eintritt ins Choppersystem zu hindern, und zweitens das Anlegen elektrischer Gegenfelder oder magnetischer Schutzfelder, um das Auftreffen der Sekundärelektronen auf die Deflektorplatten zu reduzieren.

Den Oberflächendurchschlägen entlang der Isolatoren kann nur durch Verminderung der *Sputter*-Rate entgegengewirkt werden. Denn ein als Ablenkavität betriebener Hohlraumresonator ohne problematische Isolationsstellen ist bei den gegebenen Parametern schwer zu realisieren. Hauptgrund ist, dass die Resonanzfrequenz eines Hohlraumresonators durch dessen Innen-

radius bestimmt ist. Eine grobe Abschätzung für den Innenradius a einer (in diesem Fall longitudinal beschleunigenden) Kavität bei gegebener Resonanzfrequenz f_{res} liefert Formel 5.36 [HINTERBERGER 1997, 88]:

$$a = \frac{2,40483 c}{2\pi f_{res}}. \quad (5.36)$$

Für die erforderliche Wiederholrate von $f = 250 \text{ kHz}$ würde ein herkömmlicher Hohlraumresonator einen – unabhängig von der Einbaurichtung – inakzeptabel großen Innenradius von $a \approx 459 \text{ m}$ benötigen.

Für einen stabilen Betrieb müssen daher erhebliche Anstrengungen zur Reduzierung von Spannungsdurchschlägen gemacht werden. Möglichkeiten dazu sind die Anbringung der Vakuumdurchführungen an geschützten Orten, die Installation von Schutzmasken für die Isolatoren, die Reduzierung der Maximalfelder an den Elektroden durch entsprechende Geometrie [HAO et al. 2001], die Oberflächenbehandlung der Elektroden [DIAMOND 1993], insbesondere die Entfernung von Mikropartikeln, die zu Feldüberhöhungen führen [WERNER et al. 2001], die Optimierung der Restgaszusammensetzung und des Elektrodenmaterials [RAMSVIK et al. 2006] sowie die geeignete Wahl der übrigen Wandmaterialien im Choppervolumen [RE et al. 2001].

5.3.2.5 Fazit

Bei der Simulation mit einem elektrischen Ablenkkfeld von $E_0 = 60 \text{ kV}$ im Schwingungsmodus konnte die erforderliche Länge des Pulsplateaus erreicht werden. Die Anstiegs- und Abfallzeiten waren jedoch zu lang. Zur Reduzierung dieser Zeiten müsste die Amplitude erhöht werden oder von der (reinen) Sinus-Schwingung abgewichen werden.

Die Simulation zeigt einen hohen Elektroneneintrag auf die Deflektorplatten während der Schwingung des E-Feldes und einen nicht zu vernachlässigenden Elektroneneffekt auf den transmittierten Strahl während des Nulldurchganges des Feldes.

Ein nicht zu unterschätzendes Problem beim Betrieb eines elektrischen Deflektorsystems ist die Gefahr von *Sputtern* und von Spannungsüberschlägen. Hier müssen geeignete Gegenmaßnahmen entwickelt werden.

Nach der Untersuchung der Strahldynamik und der Elektroneneffekte wird im nun folgenden Abschnitt die technische Umsetzung des elektrischen Kickersystems geprüft.

5.3.3 Technische Realisierung und Vorexperimente

Zur Erprobung der elektrischen Ansteuerung des Deflektors wurden Vorexperimente durchgeführt. Dafür wurde ein nanokristalliner Ringbandkern (*Metglas*-Kern) der Firma *Hitachi Metals America* als Transformator eingesetzt.

5.3.3.1 Pulstransformation

Beim Betrieb im Pulsmodus ist eine Gleichspannung an einer der beiden Deflektorplatten angelegt, die für die Strahlablenkung in den *Beam Dump* sorgt.

Während kurzer Spannungspulse, die entsprechend hochtransformiert werden, wird die Platte auf Nullpotential gelegt, so dass keine Ablenkung stattfindet. Die maßgeblichen Komponenten der Ansteuerung sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Der im Deflektor abzulenkende Strahl ist rot eingezeichnet. Hauptelement dieser Ansteuerung ist der aus dem Metglas-Kern bestehende

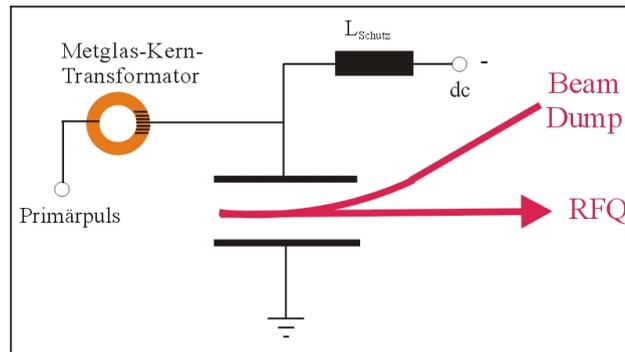


Abbildung 5.24: Prinzipielles Ersatzschaltbild der Deflektoransteuerung.

Transformator. Daher wurden Experimente durchgeführt, um zu überprüfen, ob der Kern geeignet ist, die notwendigen Spannungsamplituden und Pulszeiten zu erreichen. Das Schaltbild des Messaufbaus ist in Abbildung 5.25 dargestellt.

Der Pulsgeber steuert einen Pulsverstärker an, der im Wesentlichen aus

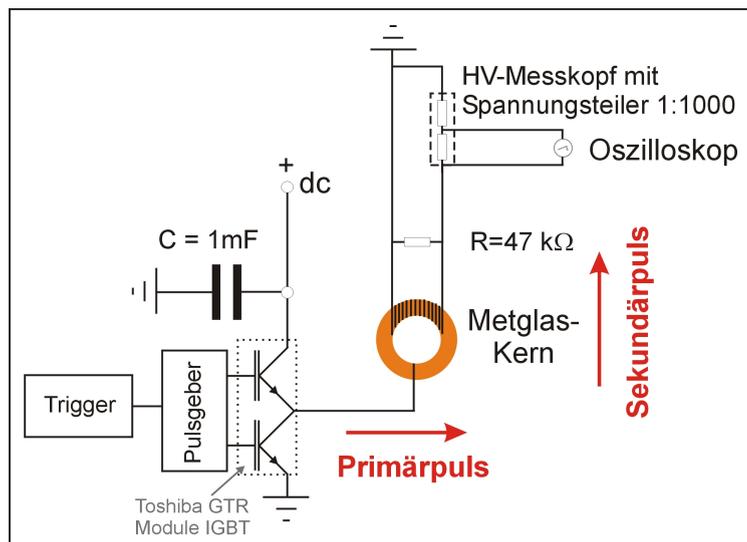


Abbildung 5.25: Schaltbild Pulsübertragung durch den Transformator.

zwei IGBTs der Firma *Toshiba* besteht. Als Energiespeicher dient ein Kondensator mit einer Kapazität von $C = 1 \text{ mF}$, der von einem Gleichstromnetzgerät als Kondensatorlader aufgeladen wird. Während der vom Trigger vorgegebenen Zeit öffnet das entsprechende IGBT im Pulsverstärker, so dass sich der Kondensator über die Primärspule des Transformators entladen kann. An der Sekundärseite wird die hochtransformierte Spannung mit einem Hochspannungsmesskopf des Typs *Tektronix P6015A* abgegriffen. Der Messkopf besteht im Wesentlichen aus einem Spannungsteiler, der die Spannung im Verhältnis $1 : 1000$ teilt, damit sie im Oszilloskop angezeigt werden

kann. Zur Vermeidung von Reflexionen ist parallel zur Sekundärspule ein entsprechend angepasster Widerstand geschaltet. Den Messaufbau zeigt Abbildung 5.26.

Es wurden nun Primärpulse mit $1 \mu\text{s}$ Länge erzeugt. Das Messergebnis ist in

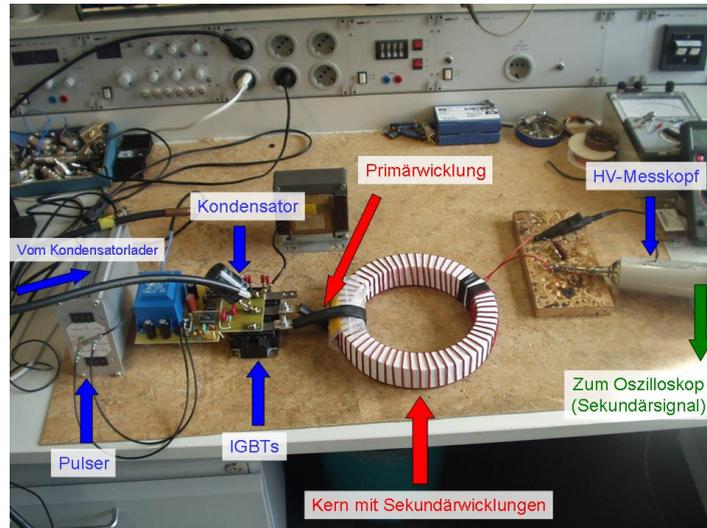


Abbildung 5.26: Messaufbau zur Pulsübertragung durch den Transformator.

Abbildung 5.27 zu sehen. Das Wicklungsverhältnis im Transformator betrug dabei: $w_1 : w_2 = 1 : 56$.

Es gelang die Pulse auf $U_{Puls} = 15,2 \text{ kV}$ heraufzutransformieren. Damit sind

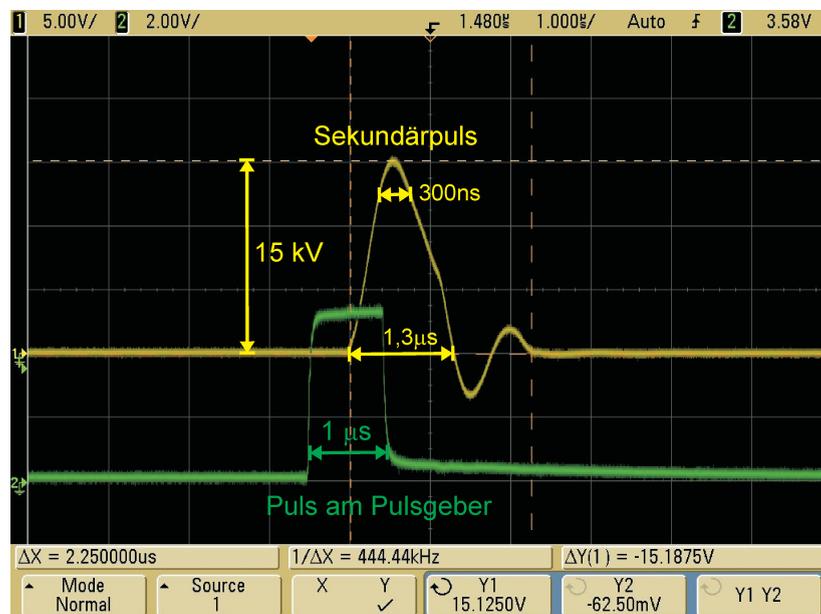


Abbildung 5.27: Messung des Spannungspulses.

bereits 79% der notwendigen Amplitude für den Einschuss in den statischen Septum-Magneten erreicht. Eine weitere Erhöhung der Sekundäramplitude kann durch Verwendung eines leistungsfähigeren Ladegerätes zusammen mit einem größeren Speicherkondensator oder direkt durch Erhöhung der Anzahl der Sekundärwicklungen am Transformator erreicht werden.

Der Sekundärpuls ist zeitlich leicht verlängert. Die Basis der ersten Halbwelle beträgt $1,3 \mu s$. Es sind zwei Nachschwinger zu erkennen. Die Spannung kehrt nach $2,25 \mu s$ auf ihren Ausgangswert zurück. Eine Breite von $300 ns$ erreicht der Sekundärpuls bei einer Höhe von $U = 12,5 kV$.

Bei der gegebenen Messung gab der Pulsgeber nach jedem Puls eine Pause von $1 ms$ vor. Diese konnte in nachfolgenden Experimenten auf $100 \mu s$ verkürzt werden. Dem entspricht eine Wiederholrate von $10 kHz$. Eine weitere Verkürzung war bei dem gegebenen Aufbau nicht zu realisieren.

Dabei limitierten im Wesentlichen zwei Faktoren die Wiederholrate: Erstens war der Kondensatorlader aufgrund des auf $1 A$ beschränkten Ladestroms nicht mehr in der Lage, in der notwendigen Zeit die entsprechende Ladung nachzuliefern. Dies ist durch die Anschaffung eines neuen Netzgerätes mit entsprechend höherer Leistung zu beheben. Da Kondensatorlader mit bis zu $20 kW$ Ladeleistung kommerziell erhältlich sind, erscheint diese zusätzliche Leistungsnachführung realistisch.

Die zweite Einschränkung ergab sich daraus, dass bei den meisten Komponenten (Kupferleitungen, IGBTs, Transformatorwicklungen, Kondensator, Widerstand) eine starke Hitzeentwicklung festgestellt werden konnte, die einen weiteren Testbetrieb unmöglich machte. Nach der Auslegung eines effizienten Kühlsystems und der Minimierung der ohmschen Verluste, beispielsweise an den Kontaktstellen, erscheint auch von dieser Seite der Betrieb mit höherer Wiederholrate möglich.

Die gepulste Ansteuerung eines elektrischen Deflektors mit den gewünschten Parametern erscheint demnach prinzipiell möglich. Experimentelle Tests mit den endgültigen Parametern erfordern einen neuen Versuchsaufbau, den Erwerb eines Hochleistungs-Netzgerätes sowie den Aufbau eines Kühlsystems. Der Ringbandkern kann ebenfalls genutzt werden, um den Kicker im Schwingungsmodus zu betreiben. Auch dazu wurden Vorexperimente durchgeführt.

5.3.3.2 Schwingungstransformation

Bei diesem Versuch wurde ein sinusförmiges Primärsignal durch einen Frequenzgenerator des Typs *erfi BE 34.013* erzeugt. Die maximale Spannungsamplitude des Generators liegt bei ungefähr $U_0 = 20 V$ bei einer Frequenz von höchstens $f = 111 kHz$. Der Messaufbau ist in Abbildung 5.28 gezeigt.

Wie im Versuchsaufbau für die gepulste Ansteuerung wurde hier als Primärwicklung des Transformators zunächst ein isoliertes Kupferband benutzt. Das Messergebnis im Oszilloskop zeigt Abbildung 5.29. Die auf der Sekundärseite abgegriffene Spannung ist aufgrund des Spannungsteilers wieder mit dem Faktor 1000 zu multiplizieren.

Das Primärsignal mit $U_P = 20,8 V$ wurde auf eine Sekundärspannung von $U_S = 1,165 kV$ hochtransformiert. Dies entspricht dem Wicklungsverhältnis von $w_1 : w_2 = 1 : 56$. Dies sind die maximalen Werte, die mit dem gegebenen Frequenzgenerator erreichbar waren.

Die Schwingungsfrequenz liegt bereits sehr nahe an der gewünschten Frequenz von $f = 125 kHz$. Die Spannungsamplitude müsste jedoch nach der PIC-Simulation und der analytischen Abschätzung bei einem Plattenabstand von $d = 0,1 m$ mindestens $U_0 = E_0 \cdot d = 600 \frac{kV}{m} \cdot 0,1 m = 60 kV$ betragen. Bei einer reinen Sinus-Schwingung würde dies eine Steigerung der experimentell realisierten Amplitude um den Faktor $\frac{60 kV}{1,165 kV} = 51,5$ erfordern.

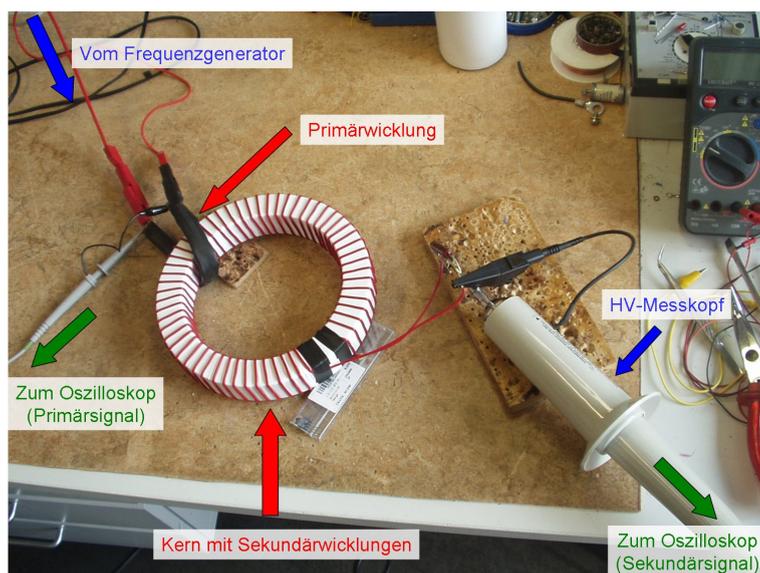


Abbildung 5.28: Messaufbau zur Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Kupferband als Primärwicklung.

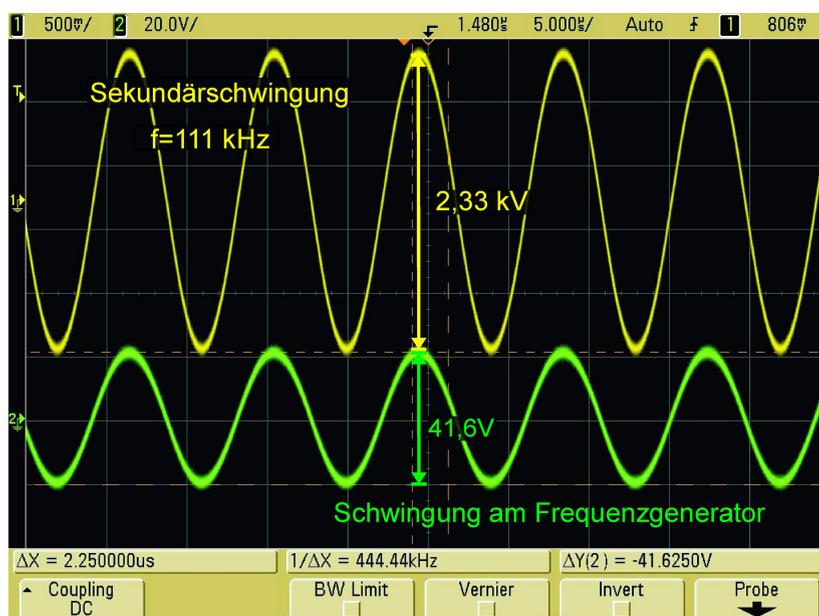


Abbildung 5.29: Messung der Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Kupferband als Primärwicklung.

5.3.3.3 Einsatz eines Koaxialtopfes als Primärwicklung

Um eine möglichst hohe Durchflutung des Kerns durch die Primärwicklung zu erreichen und den Betrieb mit hohen Leistungen zu ermöglichen, wurde ein spezieller Koaxialtopf gefertigt (Abbildung 5.30). Zwei mit einer Bodenplatte verbundene Kupferzylinder dienen dabei in einem koaxialen Aufbau als Primärwicklung. In den isolierten Topf wird der mit der entsprechenden Zahl an Sekundärwicklungen umspannte Metglas-Kern gelegt.

Die große Oberfläche des Topfes garantiert beim Betrieb mit hohen Leistungen nicht nur eine bessere Durchflutung des Kerns, sondern auch einen minimierten ohmschen Widerstand sowie bessere Kühlungsmöglichkeiten der Primärwicklung. Der Messaufbau ist in Abbildung 5.31 dargestellt.

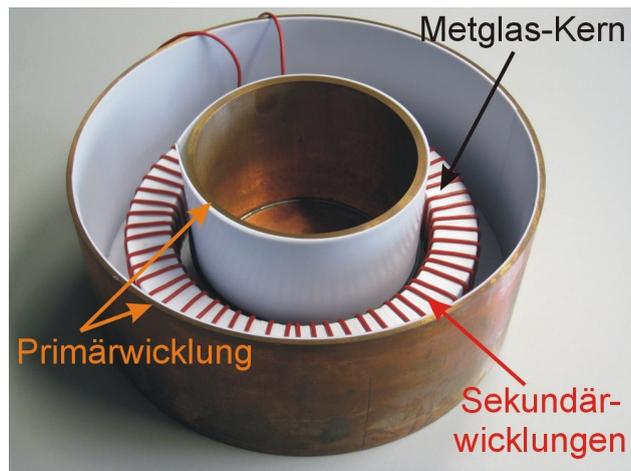


Abbildung 5.30: Metglas-Kern mit Sekundärwicklungen im Koaxialtopf.

Wie im vorhergehenden Experiment wurde nun eine oszillierende Primär-

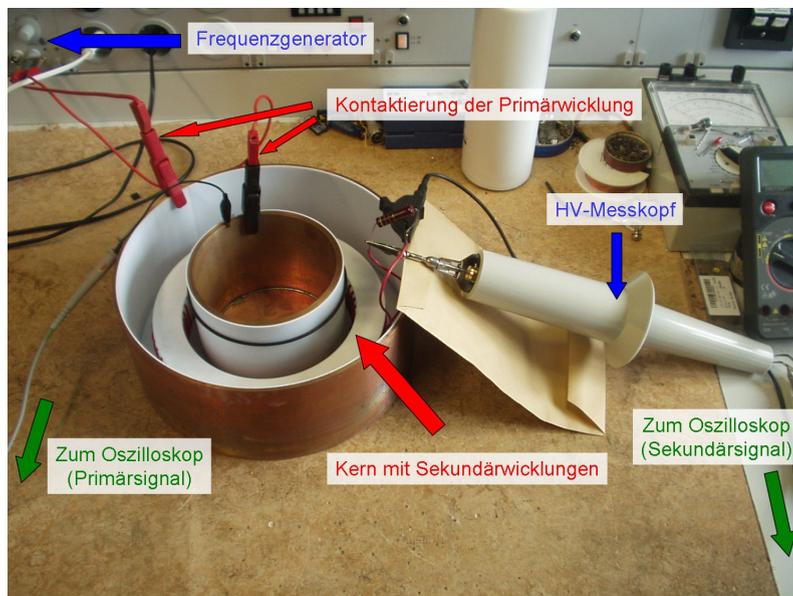


Abbildung 5.31: Messaufbau zur Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Koaxialtopf als Primärwicklung.

spannung hochtransformiert. Das Messergebnis ist in Abbildung 5.32 zu sehen. Es entspricht qualitativ dem vorherigen Ergebnis, bei dem ein Kupferband als Primärwicklung genutzt wurde.

Damit konnte im Experiment gezeigt werden, dass eine Ansteuerung mit dem Koaxialtopf als Primärwicklung, selbst bei der verwendeten einfachen elektrischen Klemmkontaktierung, fehlerfrei funktioniert. Dieses Ergebnis gilt nicht nur für den Schwingungsbetrieb, sondern ist auch auf den Pulsbetrieb übertragbar.

Als nächstes muss nun überprüft werden, ob eine Erweiterung des Betriebes von den erreichten 10 kHz auf eine Wiederholrate von 250 kHz bezüglich des Leistungsbedarfs möglich ist.

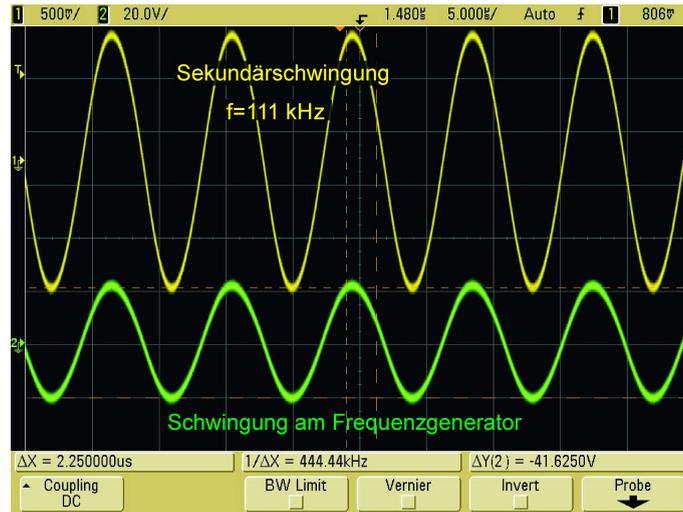


Abbildung 5.32: Messung der Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Koaxialtopf als Primärwicklung.

5.3.4 Abschätzung des Leistungsbedarfs

Die elektrische Feldenergiedichte im Vakuum beträgt

$$w_e = \frac{1}{2}ED = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2. \quad (5.37)$$

Unter Vernachlässigung der Randfelder gilt damit für die Feldenergie im Ablenkvolumen $V_{gap} = l_k \cdot d \cdot b$ zwischen zwei Deflektorplatten:

$$W_e = w_e \cdot V_{gap}. \quad (5.38)$$

Zwei Deflektorplatten der Länge $l_k = 0,2 \text{ m}$, der Breite $b = 0,15 \text{ m}$ im Abstand $d = 0,1 \text{ m}$ schließen ein Ablenkvolumen von $V_{gap} = l_k \cdot b \cdot d = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ein.

Wie groß ist der Leistungsbedarf eines solchen Systems?

Im *Pulsbetrieb* ist ein elektrisches Ablenkkfeld von $E_0 = 240 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ zum Einschuss in ein statisches Septum erforderlich. Dem entspricht eine elektrische Feldenergie von $W_e = 0,77 \text{ mJ}$. Mit einer Wiederholrate von $f_{rep} = 250 \text{ kHz}$ ergibt sich daraus für ein verlustfreies System im Pulsbetrieb ein Leistungsbedarf von

$$P_{pulsmodus} = W_e \cdot f_{rep} \approx 191 \text{ W}. \quad (5.39)$$

Ein verlustfreies magnetisches Kickersystem hat bei der gleichen Strahlablenkung einen Leistungsbedarf, der um das 1830-fache höher liegt.

Im *Schwingungsbetrieb* ist nach der PIC-Simulation und der analytischen Abschätzung mindestens eine Amplitude von $E_0 = 600 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ notwendig. Zum Aufbau dieses Feldes wird eine Energie von $W_e = 4,78 \text{ mJ}$ benötigt. Bei einer stark gedämpften Schwingung, bei der nach jeder Periode die Hälfte der Energie nachgeliefert werden muss (entsprechend einem großen logarithmischen Dekrement von $\vartheta \approx 0,7$), ergibt sich ein Leistungsbedarf von

$$P_{schwingmodus} = \frac{W_e/2}{T_0} = \frac{4,78 \text{ mJ}/2}{8 \mu\text{s}} \approx 299 \text{ W}. \quad (5.40)$$

Im Vergleich zum magnetischen Kicker ergibt sich ein deutlich geringerer Leistungsbedarf, so dass auch bei großer Dämpfung ein Betrieb im Schwingungsmodus nicht die zur Verfügung stehende Leistung überschreitet.

Für ein reales System erhöht sich der analytisch abgeschätzte minimale Leistungsbedarf durch Verluste in den Leitungen, Kontaktstellen und Transformatorringen. Wie das Vorexperiment bestätigt hat, ist auch für ein elektrisches Kickersystem die Leistungsdissipation bereits so hoch, dass der Einsatz eines effizienten Kühlsystems notwendig ist.

Mit einer solchen Kühlung erscheint der Betrieb eines elektrischen Kickersystems, sowohl im Puls- als auch im Schwingungsmodus, bezüglich des Leistungsbedarfs realistisch.

5.4 Gegenüberstellung elektrischer und magnetischer Chopper

Die Tabellen 5.2 und 5.3 fassen die wichtigen Eigenschaften des elektrischen und magnetischen Choppersystems zusammen. Tabelle 5.2 zeigt erstens die allgemeinen Ablenkeigenschaften, zweitens die für die geforderten Parameter notwendige Kickergeometrie und drittens die Anforderungen an die Ablenkefelder zur Lenkung des Strahls in den *Beam Dump*.

Die auf ein geladenes Teilchen wirkende Ablenkkraft ist im elektrischen

	Choppersystem	
	Elektrisch	Magnetisch
<i>Ablenkeigenschaften</i>		
Ablenkkraft	$\vec{F}_{def} = q \vec{E}$	$\vec{F}_{def} = q(\vec{v} \times \vec{B})$
Ablenkradius	$\rho \approx \frac{mv^2}{qE} (\propto \text{Energie})$	$\rho = \frac{mv}{qB} (\propto \text{Impuls})$
Strahlsteifigkeit, Protonen 120 keV	$E\rho \approx 240 \frac{kV}{m} m$	$B\rho = 0,05 Tm$
Feldenergie in V_{gap}	$W_e = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 \cdot V_{gap}$	$W_m = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \cdot V_{gap}$
<i>Geometrie des Kickersystems</i>		
Kickerrealisierung	Deflektorplatten	Luftspule
Apertur	$g_x = 10 \text{ cm}$	$g_y = 6 \text{ cm}$
Kickerlänge	$l_k = 20 \text{ cm}$	$l_k = 15 \text{ cm}$
Beschränkungen	Minimaler Plattenabstand	Maximale Länge
<i>Anforderungen an die Ablenkefelder</i>		
Felder Anf. 1a	$E_0 = 803 \frac{kV}{m}$	$B_0 = 181 \text{ mT}$
Energiedichte	$w_e = 3 \frac{J}{m^3}$	$w_m = 13.035 \frac{J}{m^3}$
Feldenergie in V_{gap}	$W_e = 8,6 \text{ mJ}$	$W_m = 11,7 \text{ J}$
Felder Anf. 1b	$E_0 = 240 \frac{kV}{m}$	$B_0 = 62 \text{ mT}$
Energiedichte	$w_e = 0,3 \frac{J}{m^3}$	$w_m = 1.529 \frac{J}{m^3}$
Feldenergie in V_{gap}	$W_e = 0,8 \text{ mJ}$	$W_m = 1,4 \text{ J}$
Leistungsbedarf im Pulsmodus	$\bar{P}_{puls} = 0,19 \text{ kW}$	$\bar{P}_{puls} = 350 \text{ kW}$

Tabelle 5.2: Gegenüberstellung elektrisches und magnetisches Choppersystem I.

Feld unabhängig von der Geschwindigkeit, während sie im magnetischen Feld von der Teilchengeschwindigkeit abhängt. Der Ablenkradius eines gegebenen Teilchens steigt daher im magnetischen Feld linear mit dem Impuls an, im elektrischen Feld dagegen linear mit der Energie des Teilchens. Je niedriger

die Teilchengeschwindigkeit ist, desto energetisch günstiger ist daher eine elektrische Strahlableitung.

Die Strahlsteifigkeit beschreibt die Eigenschaft des Strahles, sich einer transversalen Ablenkung zu widersetzen. Der Ausdruck ermöglicht für einen bestimmten Ablenkradius eine schnelle Berechnung der notwendigen Ablenkefelder. Er gilt im elektrischen Feld nur näherungsweise bei kleinen Ablenkwinkeln oder entsprechend geformten Deflektoren. Aus diesem Grund wurden die Felder zur Erfüllung der Ablenkanforderungen direkt aus den Bewegungsgleichungen bestimmt.

Ein elektrischer Kicker würde durch eine Deflektorplattenanordnung realisiert werden. Bei zwei parallelen Platten muss der minimale Abstand groß genug gewählt werden, um die transversale Ablenkung des Protonenstrahls zu erlauben. Ein magnetischer Kicker würde aufgrund der Anforderungen an die zeitlichen Parameter niederinduktiv aufgebaut und als Luftspule realisiert werden. Aufgrund der mangelnden Feldhomogenität einer Luftspule ist ihre maximale Länge begrenzt.

Mit der angegebenen Kickergeometrie sind die in Tabelle 5.2 aufgeführten Felder für die Ablenkung des Strahls in den *Beam Dump* auf direktem Weg (1a) oder mit Hilfe eines statischen Septum-Systems (1b) notwendig. Eine

	Choppersystem	
	Elektrisch	Magnetisch
<i>Ergebnisse PIC-Simulation mit Elektronenberücksichtigung</i>		
Felder PIC-Sim.	$E_0 = 600 \frac{kV}{m}$	$B_0 = 100 \text{ mT}$
Kickerlänge Sim.	20 cm	30 cm
Betrieb	Schwingungsmodus	Schwingungsmodus
Max. Energiedichte	$w_e = 1,6 \frac{J}{m^3}$	$w_m = 3,979 \frac{J}{m^3}$
Max. Feldenergie in V_{gap}	$W_e = 4,8 \text{ mJ}$	$W_m = 7,2 \text{ J}$
Länge Strahlplateau	$t_p = 96 \text{ ns}$	$t_p = 56 \text{ ns}$
Länge Gesamtpuls	$t_p = 740 \text{ ns}$	$t_p = 344 \text{ ns}$
$\epsilon_{rms,norm,100\%}^x(\text{Gesamt})$	1,277 $\pi \text{ mm mrad}$	1,198 $\pi \text{ mm mrad}$
$\epsilon_{rms,norm,100\%}^x(\text{Plateau})$	0,384 $\pi \text{ mm mrad}$	0,662 $\pi \text{ mm mrad}$
$\epsilon_{out}^x/\epsilon_{in}^x(\text{Plateau})$	168%	289%
<i>Technische Umsetzung und Betrieb</i>		
Schwingungsmodus	Großer Plattenabstand	Hohe Leistung
Pulsmodus	Realisierbar	Zu hohe Leistung
Strahlverluste	<i>Sputtern</i> , Überhitzung	Weniger kritisch
Spannungsüberschläge	Kritisch	Unkritisch

Tabelle 5.3: Gegenüberstellung elektrisches und magnetisches Choppersystem II.

Gegenüberstellung der jeweiligen Feldenergien zeigt, dass ein magnetisches Kickersystem einen Energiebedarf hätte, der um mehr als drei Größenordnungen über dem eines elektrischen Systems läge. Umgekehrt ausgedrückt benötigt bei der gegebenen niedrigen Ionengeschwindigkeit in der LEBT ein elektrischer Kicker für die selbe Strahlablenkung nur 0,3 Promille der Ablenkenergie eines magnetischen Systems gleichen Volumens.

Tabelle 5.3 zeigt für den elektrischen und den magnetischen Kicker die Ergebnisse der PIC-Simulationen sowie die zentralen Fragestellungen für die technische Umsetzung und den Betrieb.

Die Simulationen bestätigen die hohen erforderlichen Feldamplituden, um die notwendigen Pulsweiten im Schwingungsbetrieb zu erreichen. Die PIC-Simulation des elektrischen Kickersystems wurde dabei mit einer niedrigeren Streichgeschwindigkeit über die Blende durchgeführt als die Simulation des magnetischen Kickers. Daraus erklären sich das längere Pulsplateau und eine längere Gesamtpulsweite. Letztere liegt über den Anforderungen und müsste im Schwingungsbetrieb durch eine höhere Feldamplitude verkürzt werden.

In den PIC-Simulationen im Schwingungsmodus ergab sich mit Berücksichtigung der Elektroneneffekte ein Emittanzwachstum von 68% für den elektrischen Kicker und fast eine Verdreifachung der Emittanz für den magnetischen Kicker. Neben den unterschiedlichen Pulsweiten können stärkere Aberrations- und Influenzeffekte für das höhere Emittanzwachstum des magnetischen Systems verantwortlich sein.

Beide Kickersysteme können prinzipiell sowohl im Schwingungsmodus als auch im Pulsmodus betrieben werden. Im Pulsmodus überschreitet der Leistungsbedarf eines idealisierten magnetischen Kickers mit $\bar{P}_{puls} = 350 \text{ kW}$ (zur Erfüllung von Anforderung 1b) jedoch deutlich die zur Verfügung stehende Leistung. Der Betrieb mit einer reinen Sinus-Schwingung erfordert für den magnetischen Kicker ein System mit einer extrem niedrigen Dämpfung, um den hohen Leistungsbedarf in akzeptablen Grenzen zu halten.

Für den Betrieb des elektrischen Kickers sind sowohl im Schwingungs- als auch im Pulsbetrieb sehr viel niedrigere Leistungen als für den magnetischen Kicker erforderlich. Der Schwingungsbetrieb benötigt sehr viele höhere Maximalfelder als der Pulsmodus und zudem einen sehr viel größeren Plattenabstand, was sich negativ auf die Feldhomogenität auswirkt und höhere Spannungen zum Erreichen der selben Feldstärke verlangt. Daher erscheint der *Betrieb eines elektrischen Kickers im Pulsmodus* bezüglich des Leistungsbedarfs die geeignetste Option.

Die Herausforderung für den zuverlässigen Dauerbetrieb eines elektrischen Choppersystems liegt darin, die Strahlverluste zu reduzieren und die Spannungsdurchbrüche im System durch geeignete Maßnahmen zu minimieren.

Es werden nun die Ergebnisse dieser Arbeit zusammenfassend dargestellt und abschließend ein Ausblick auf die weitere Entwicklungsarbeit gegeben.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden die Realisierungsmöglichkeiten eines schnellen Choppersystems für einen niederenergetischen hochintensiven Protonenstrahl untersucht.

Als theoretische Grundlage wurden zunächst wichtige Begriffe und Zusammenhänge zur Behandlung der Strahldynamik eingeführt und die Bewegungsgleichungen für geladene Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern hergeleitet.

Anschließend wurden die Anforderungen und Voraussetzungen des Choppersystems diskutiert. Die Frankfurter Neutronenquelle wird hochintensive 1 ns kurze Neutronenpulse im keV-Bereich mit hoher Wiederholrate liefern. Das hier behandelte Choppersystem hat die Aufgabe, dem Protonentreiberstrahl bereits in der LEBT-Sektion eine Zeitstruktur aufzuprägen.

Dabei wird der mit einer Energie von 120 keV und einem Strahlstrom von bis zu 200 mA eingeschossene Protonenstrahl in einen gepulsten Strahl mit niedrigem Tastverhältnis umgewandelt. Es müssen 50 ns bis 100 ns lange Pulse mit einer Wiederholrate von 250 kHz erzeugt werden.

Das niedrige Tastverhältnis garantiert einen minimalen Leistungsbedarf der Beschleunigerstrukturen und der mit hoher Wiederholrate gepulste Strahl ermöglicht die energieaufgelöste Messung der Neutroneneinfangquerschnitte durch Flugzeitmessung.

Bei dem zu pulsierenden Protonenstrahl handelt es sich um einen niederenergetischen, aber außergewöhnlich intensiven Strahl. Die Leistungsdichte liegt trotz der niedrigen Geschwindigkeit in der Größenordnung von kW/cm^2 . Die generalisierte Perveanz liegt bei $K_b = 2 \cdot 10^{-3}$ und das Strahlachspotential je nach Strahlradius und Ladungsverteilung im Bereich von kV . Die Raumladungswirkung des Strahls muss daher beim Auslegen des Choppersystems berücksichtigt werden.

Nach der Ionenquelle dienen zwei Solenoide zum Anpassen des Strahls an das Choppersystem. Um das Verhalten des Strahls vor und im Choppersystem abschätzen zu können, wurden mit dem Programm LINTRA Strahltransport-

rechnungen durch die LEBT-Sektion mit verschiedenen Solenoidfeldstärken durchgeführt. Bei der bestehenden Geometrie der Ionenquelle und der vorderen LEBT-Sektion ergab sich ein großer Strahlradius im Choppersystem zwischen $r_b = 17 \text{ mm}$ und $r_b = 25 \text{ mm}$, der eine Herausforderung für die Auslegung des gesamten Systems darstellt.

Von den ebenfalls in der Volumenquelle erzeugten H_2^+ - und H_3^+ -Ionen gelangt nach den Ergebnissen der Transportsimulation hingegen kein relevanter Anteil bis ins Choppersystem, so dass sie bei der Auslegung nicht weiter berücksichtigt werden müssen. An den Verluststellen in der LEBT muss jedoch für eine ausreichende Kühlung gesorgt werden.

Nach der Darlegung der Chopperparameter und der Charakterisierung des Strahls im Choppersystem wurden verschiedene Möglichkeiten, dem hochintensiven Protonenstrahl eine Zeitstruktur aufzuprägen, untersucht.

Eine Pulsung der Ionenquelle ist mit den gegebenen Parametern nicht möglich, da ein gepulstes Extraktionssystem mit der geforderten hohen Wiederholrate in vielerlei Hinsicht technisches Neuland wäre.

Mechanische Chopper, wie sie in Reaktoren zur Strahlformung von Neutronenstrahlen eingesetzt werden, können bei Strahlen mit hoher Leistungsdichte und niedrigem Tastverhältnis nicht mit der geforderten Wiederholraten betrieben werden.

Ein dc-Einschuss in gepulst betriebene Beschleunigerstrukturen ist bei einer Wiederholrate von 250 kHz aufgrund der hohen Güte der Kavitäten und zu hoher Verluste im RFQ nicht möglich. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, dem Strahl durch externe Felder und bereits in der LEBT-Sektion eine Zeitstruktur aufzuprägen.

Dafür ist der Einsatz eines Kickersystems vorgesehen, das den Strahl transversal über eine Blende lenkt und dadurch einen gepulsten Strahl vor dem Einschuss in den RFQ erzeugt. Sowohl eine gepulste als auch eine harmonische Ansteuerung des Ablenkkfeldes wurden untersucht.

Aus geometrischen Überlegungen wurden zunächst Formeln zur Abschätzung der Blendengeometrie, der Kicker- und Driftlängen sowie der notwendigen Ablenkkfelder in Abhängigkeit von der Pulslänge und dem Strahlradius hergeleitet. Für die zu erwartenden Strahlparameter erscheint eine Chopperlänge von mindestens $l_g = 60 \text{ cm}$, zusammengesetzt aus einem Ablenkkicker und einer Driftstrecke, sowie eine Blendenöffnung von ungefähr $\Delta x_{slit} = 6 \text{ cm}$ notwendig.

Die Zeitstruktur des Pulses reagiert sensitiv auf Änderungen von Strahl- und Blendenradius. Daher ist ein genaues Anpassen des Strahls an das Choppersystem genauso erforderlich wie eine variable Blendengeometrie.

Die Ablenkkfelder müssen hohe Anforderungen erfüllen. Zur direkten Ablenkung des Strahls in den *Beam Dump* sind Kickerfelder von $B_0 = 181 \text{ mT}$ für einen 15 cm langen magnetischen Kicker bzw. von $E_0 = 803 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ für einen 20 cm langen elektrischen Kicker erforderlich. Mit statischer Verstärkung durch einen Septum-Magneten reduziert sich das notwendige Ablenkkfeld für die selben Kickerlängen auf $B_0 = 62 \text{ mT}$ bzw. $E_0 = 240 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$.

Die zweite Anforderung an die Ablenkkfelder betrifft die Erzeugung der geforderten Pulslängen. Hier muss zwischen dem Pulsbetrieb und dem Schwingungsbetrieb unterschieden werden. Im Pulsbetrieb ist die Länge des Strahlplateaus unabhängig von der Amplitudenhöhe des Kickerfeldes. Entschei-

dend ist nur die feldfreie Zeit im Kicker, das heißt die Zeit, in der ein statisches Ablenkkfeld gerade durch einen externen Puls aufgehoben wird.

Im Schwingungsbetrieb bestimmt die Amplitude des Ablenkkfeldes jedoch die Streichgeschwindigkeit an der Blende und damit die Pulslänge des Strahls hinter der Blende. Aus den Winkelakzeptanzen des Blendensystems für partielle und totale Transmission wurde daher ein Näherungsverfahren entwickelt, um die notwendigen Ablenkkfelder für den Schwingungsbetrieb in Abhängigkeit von erforderlicher Pulslänge, Blendenöffnung, Kicker- und Driftlänge sowie Strahlradius abzuschätzen.

Auf Grundlage dieser Abschätzungen wurden sowohl für ein magnetisches als auch für ein elektrisches Choppersystem *PIC-Simulationen* durchgeführt. Dazu wurde ein am IAP speziell entwickelter Code verwendet. Die Startverteilung war zuvor durch Strahltransportrechnungen von der Ionenquelle bis zum Kickersystem gewonnen worden. Bezüglich der Ablenkkfelder, des geometrischen Aufbaus und der Pulslängen bestätigen die PIC-Simulationen im Wesentlichen die analytischen Abschätzungen.

Die Simulation der Vielteilchen-Dynamik des Ionenstrahls zeigte im Schwingungsmodus ein hohes Emittanzwachstum für den gesamten durch die Blende transmittierten Strahl und ein deutlich geringeres Emittanzwachstum für das weiter zu transportierende Strahlplateau. Für die Emittanz des Strahlplateaus ergaben sich Werte von $\epsilon_{rms,norm,100\%}^x = 0,384 \pi \text{ mm mrad}$ für das elektrische Choppersystem und $\epsilon_{rms,norm,100\%}^x = 0,662 \pi \text{ mm mrad}$ für das magnetische System. Dem entspricht ein Wachstum gegenüber der Emittanz der Startverteilung von 68% für das elektrische und 189% für das magnetische System. Der Betrieb im Pulsmodus, bei dem der Strahl nicht komplett über die Blende streicht, sondern einen Umkehrpunkt an der Blendenöffnung besitzt, verspricht dabei ein geringeres Emittanzwachstum.

Die PIC-Simulation zeigt zudem, dass die Untersuchung der Elektronendynamik für das Choppieren hochintensiver Strahlen unverzichtbar ist. Beim Auftreffen eines hochintensiven Protonenstrahls mit einer Leistungsdichte im Bereich von kW/cm^2 auf die Blendenwand ist die Erzeugung von Sekundärelektronen unvermeidlich. Die Präsenz der Elektronen führte in der Simulation zu deutlichen Veränderungen des Strahlradius, der Strahlemittanz und der Länge des Pulsplateaus hinter der Blende. Nach den ersten Untersuchungen dieser Arbeit kann das dynamische Einlagern der Elektronen im Strahlpotential während des Nulldurchgangs des Kickerfeldes einen positiven Effekt auf die Strahlqualität haben.

Dagegen sorgen die Elektronen, die während des Feldmaximums beschleunigt werden und mit hoher Geschwindigkeit auf die positiv geladene Platte treffen, für einen zusätzlichen unerwünschten Energieeintrag auf die Elektroden. Zusammen mit den Strahlverlusten und den durch Restgasionisation erzeugten Sekundärteilchen führt dies zu einer signifikanten Energiedeposition auf den Deflektorplatten.

Die thermische Belastung der Platten in Kombination mit hohen angelegten elektrischen Feldern und einer erhöhten Präsenz von Ladungsträgern im Choppervolumen kann zu Spannungsdurchbrüchen führen, die den zuverlässigen Betrieb des elektrischen Kickersystems gefährden. Dabei wirken verschiedene Effekte zusammen. Die geheizten Metalloberflächen können direkt weitere Elektronen emittieren. Gleichzeitig können Atome aus den Ablenk-

platten oder der Blendenwand durch auftreffende Ionen herausgelöst werden (*Sputtern*). Diese können einen leitenden Metallfilm auf den Isolatoren oder mikroskopische Erhöhungen auf den Elektroden bilden. Ersteres führt zu Spannungsdurchbrüchen entlang der Oberfläche und letzteres zu Feldüberhöhungen, weiterer Elektronenemission, weiterer Oberflächenheizung und letztlich zu Spannungsdurchbrüchen zwischen den Elektroden. Im Gegensatz zu einem magnetischen System ist ein elektrischer Kicker daher anfällig für Strahlverluste und Elektroneneffekte.

Neben den Vielteilchen-Simulationen wurden für beide Kickersysteme *Vorexperimente zur technischen Realisierung* durchgeführt.

Bei den gegebenen Zeitparametern muss ein *magnetisches Kickersystem* niederinduktiv aufgebaut sein. Daher wurden Vorexperimente mit einer Luftspule aus einer einzigen Kupferwicklung durchgeführt. Der Betrieb mit einem Lorentz-Drift-Hochstromschalter im *Single-Shot-Modus* zeigte, dass mit dem gewählten Aufbau das Erreichen der geforderten Zeitstruktur und Amplitude des B-Feldes realistisch erscheint. Bei der hohen Wiederholrate von 250 kHz ist aber der Leistungsbedarf eines magnetischen Kickersystems sowohl im Pulsmodus als auch im Schwingungsmodus nicht akzeptabel. Ohne ein grundlegend neues Konzept erscheint daher ein magnetisches Kickersystem mit den geforderten Parametern nicht realisierbar.

Für die Ansteuerung eines *elektrischen Kickersystems* wurden Vorexperimente mit einem nanokristallinen Ringbandkern als Transformator durchgeführt. Im Pulsbetrieb konnte eine Pulshöhe von $U_0 = 15,2 \text{ kV}$ experimentell realisiert werden. Dies entspricht 79% der notwendigen Amplitude für den Einschuss in einen statischen Septum-Magneten. Die maximale im Experiment erreichte Wiederholrate lag bei 10 kHz .

Der Betrieb des elektrischen Kickers im Schwingungsmodus erscheint prinzipiell möglich, erfordert aber eine deutliche Erhöhung der Spannungsamplituden oder ein neues Schwingungskonzept, beispielsweise mit Überlagerung zweier oder mehrerer harmonischer Schwingungen.

Welche Vor- und Nachteile bietet der Betrieb des Kickers im Schwingungsbeziehungsweise im Pulsmodus? Der Vorteil des *Schwingungsbetriebs* liegt in seiner stabilen Operationsfähigkeit. Denn jedes aus Induktivitäten und Kapazitäten bestehende System besitzt immanente Schwingungseigenschaften, die auf diese Weise bewusst genutzt werden können, anstatt wie im Pulsbetrieb unterdrückt zu werden.

Bei den gegebenen Parametern liegt der Nachteil des Schwingungsbetriebs in den erforderlichen hohen Ablenkamplituden, um die kurzen Pulslängen von 50 ns bis 100 ns zu erzeugen. Denn bei einer reinen Sinus-Schwingung mit gegebener Frequenz wird die Streichgeschwindigkeit im Nulldurchgang des Feldes durch die Amplitudenhöhe bestimmt. Die Zeit, während der der gesamte Strahl über die Blendenöffnung streicht, ergibt die Pulslänge t_p . Die Zeit, während der sich der Strahl außerhalb der Öffnung bewegt, ergibt die Zeit zwischen zwei Strahlpulsen $t_{\text{pause}} = T_{\text{rep}} - t_p$. Auf Grund des niedrigen Tastverhältnisses von $\frac{t_p}{T_{\text{rep}}} < \frac{100 \text{ ns}}{4 \mu\text{s}} = 2,5\%$ ist daher eine sehr große räumliche Auslenkung beim Feldmaximum erforderlich, um die zeitliche Anforderung im Feldnulldurchgang zu erfüllen.

Um beispielsweise wie in der PIC-Simulation des magnetischen Kickers ein

Pulsplateau von $t_p = 56 \text{ ns}$ mit einem Blendenradius von $r_{\text{slit}} = 3 \text{ cm}$ zu erreichen, ist eine transversale Strahlauslenkung von $\Delta x = \pm 32,3 \text{ cm}$ nötig. Dies ist in beiden Richtungen eine jeweils 4- bis 6-mal größere Auslenkung als für die transversale Separierung der Strahlen beziehungsweise den Einschuss in ein statisches Septum notwendig wäre. Um diese weite Auslenkung mit zwei Deflektorplatten zu realisieren, ist eine hohe Ablenkamplitude und ein entsprechend großer Abstand zwischen den Deflektorplatten nötig. Daraus folgt eine weitere Erhöhung der notwendigen Spannungen.

Im *Pulsbetrieb* des Kickers wird die Länge des Strahlpulses dagegen allein durch die feldfreie Zeit im Kicker bestimmt. Die Anforderung an die Ansteuerung des Kickers reduziert sich somit auf die Erzeugung der entsprechenden *Pulsdauer*. Die notwendige *Pulshöhe* wird allein durch Anforderung 1 bezüglich der Ablenkung in den *Beam Dump* bestimmt und liegt damit deutlich unter der erforderlichen Amplitude im Schwingungsbetrieb.

Aufgrund des gegebenen Untersuchungsstandes wird daher die Weiterentwicklung eines *gepulsten elektrischen Choppersystems* empfohlen.

Dies impliziert eine beträchtliche Anstrengung in verschiedenen Bereichen. Zunächst müssen die *Linseneinstellungen in der LEBT* optimiert werden, um einen verbesserten Einschuss in das Choppersystem zu erzielen. Dies wird durch ein überarbeitetes Design der Aufhängung der Ionenquelle unterstützt, das inzwischen zu einer deutlich verkürzten Drift vor dem ersten Solenoiden geführt hat.

Wie sich durch Rechnungen und Vorexperimente gezeigt hat, ist es unumgänglich, die dynamischen Felder des Kickers zu reduzieren, in dem ein statisches Feld zur Verstärkung der transversalen Ablenkung eingesetzt wird. Ein solches *Septumsystem* muss ausgelegt und getestet werden. Es muss geprüft werden, ob die Möglichkeit eines „masselosen“ Septums, bei dem kein Material in den Strahlengang eingebracht wird, umsetzbar ist. Es müssen Strahldynamikrechnungen durchgeführt werden, um den Einfluss auf den Strahl abschätzen zu können.

Die Hauptanforderung stellt jedoch zweifelsohne die Weiterentwicklung des elektrischen *Kickersystems* dar. Grundlage für den Betrieb des Kickers ist zunächst die Entwicklung eines Treibergerätes zur Realisierung der Spannungspulse. Dabei muss die Wiederholrate und die Amplitude auf die geforderten Werte erhöht werden. Dies erfordert den Einsatz von Hochleistungsnetzgeräten, den Aufbau eines effizienten Kühlsystems und die Verwendung weiterer Schalter und Ringbandkerne.

Parallel dazu muss die Geometrie der Deflektorplatten optimiert werden, um größtmögliche Feldhomogenität und einen großen Öffnungswinkel zu gewährleisten. Sowohl die Deflektorgeometrie als auch die Art und Weise der Ansteuerung müssen dann in PIC-Simulationen bezüglich ihrer Auswirkungen auf die Strahldynamik geprüft werden.

Bei der Ablenkung eines hochintensiven Strahls durch elektrische Felder in der Größenordnung von mehreren hundert Kilovolt pro Meter sind Spannungsdurchschläge ein ernsthaftes Problem, das offensiv angegangen werden muss. Dazu müssen erstens die Strahlverluste, zweitens der Elektronenfluss auf die Deflektorplatten, drittens die Sputter-Rate und viertens die Sputter-Effekte minimiert werden.

Welche Maßnahmen sind dazu notwendig? Eine Minimierung der *Strahlver-*

luste verlangt ein gutes Anpassen des Strahls an das Choppersystem und entsprechende Sicherheitsabstände im Kickersystem. Eine Reduzierung des *Elektronenflusses* kann durch Anbringen von Abschirmelektroden, das Verwenden spezieller Materialien und den Einsatz elektrischer oder magnetischer Schutzfelder erreicht werden. Eine quantitative Untersuchung dieser Effekte erfordert jedoch eine Weiterentwicklung des PIC-Codes und entsprechende Vorexperimente. Schließlich kann bei gegebener Verlustrate die *Sputter-Rate* durch Oberflächenbehandlungen gesenkt werden, während die *Sputter-Effekte* durch geschickte Anbringung der Vakuumdurchführungen, Installation von Schutzmasken für die Isolatoren sowie die Optimierung der Restgaszusammensetzung eingegrenzt werden können.

Aus den geschilderten Phänomenen wird deutlich, dass die einzelnen Elemente des Choppersystems nicht mehr getrennt vom Ionenstrahl und den Sekundärteilchen konzipiert und untersucht werden können. Der hohe Teilchenstrom ist das Bindeglied, das dafür sorgt, dass die Komponenten des Systems gegenseitig auf sich zurückwirken. Der Protonenstrahl erzeugt Sekundärelektronen und löst Metallatome aus den Ablenkplatten, der Blende oder der Vakuumkammer. Die Elektronen wirken auf den Strahl zurück, heizen die Ablenkplatten, ionisieren Restgasatome und schlagen weitere Elektronen aus den metallischen Oberflächen heraus. Die herausgelösten Atome schlagen sich auf Isolatoren oder Deflektoren nieder und können zusammen mit den hohen elektrischen Feldern die Quelle neuer Ionen und Elektronen sein. Die Effekte innerhalb dieses dynamischen, nichtneutralen Plasmas müssen verstanden werden, um sie beeinflussen zu können.

Ein Hochstrom-Choppersystem ist daher kein bloßes Instrument, das nur technisch ausgelegt und in Betrieb genommen werden muss. Es wird selbst zum Forschungsobjekt. Die Untersuchung der kollektiven Effekte zwischen Ionen, Elektronen und Wandatomen wird unverzichtbar. Die hohen Ionenstromdichten, die wechselnde Präsenz von Elektronen, die hohen zeitabhängigen externen Felder sind die Bestandteile, die die Untersuchung genauso herausfordernd, wie spannend und motivierend machen.

Literaturverzeichnis

- [ALEKSANDROV et al. 2008] ALEKSANDROV, A., C. ALLEN, S. COUSINEAU, V. DANILOV, J. GALAMBOS, D. JEON, J. HOLMES, T. PELAIA, M. PLUM, A. SHISHLO, M. STOCKLI und Y. ZHANG. (2008). *Performance of the SNS Front End and Warm Linac*. Proceedings of EPAC'08, Genoa, Italy, THPP073, S. 3530–3532.
- [ALEKSANDROV et al. 2007] ALEKSANDROV, A., C. DEIBELE und T. ROSEBERRY. (2007). *New Design of the SNS MEBT Chopper Deflector*. Proceedings of PAC'07, Albuquerque, New Mexico, USA, TUPAS073, S. 1817–1819.
- [BATYGIN 2005] BATYGIN, YURI K. (2005). *Particle-in-cell code BEAMPATH for beam dynamics simulations in linear accelerators and beamlines*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 539(3):455–489.
- [BEER et al. 2001] BEER, H., S. DABABNEH, M. HEIL, F. KÄPPELER, R. PLAG, W. RAPP, R. REIFARTH, F. VOSS und K. WISSHAK (2001). *Laborbestimmung stellarer Neutronenreaktionen*. NACHRICHTEN - Forschungszentrum Karlsruhe, 33 (2/2001):189–200.
- [BRUKER 2007a] BRUKER (2007a). *Magnetische Prüfung. Solenoid Nr. 703001*.
- [BRUKER 2007b] BRUKER (2007b). *Magnetische Prüfung. Solenoid Nr. 703004*.
- [CHAU 2006] CHAU, L.P. (2006). *Arbeitsnotiz FRANZ, 04.12.2006*.
- [CHAU et al. 2008] CHAU, L.P., M. DROBA, N. JOSHI, O. MEUSEL, U. RATZINGER und C. WIESNER (2008). *One Nanosecond Bunch Compressor for Intense Proton Beams*. Proceedings of EPAC'08, Genoa, Italy, THPP091, S. 3578–3580.
- [COPLEY 1990] COPLEY, J.R.D. (1990). *Optimized design of the chopper disks and the neutron guide in a disk chopper neutron time-of-flight spectrometer*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 291:519–532.
- [DAHL 1990] DAHL, L. (1990). *Messprotokoll Solenoid UN4M01 Hochladungsinjektor, 13.11.1991*.

- [DAWSON 1983] DAWSON, JOHN M. (1983). *Particle simulation of plasmas*. Rev. Mod. Phys., 55(2):403–447.
- [DCS 2007] DCS (2007). *DCS Design Features and Principal Specifications*. <www.ncnr.nist.gov/instruments/dcs/dcs_feat.html>, rev. 2007-10-26.
- [DIAMOND 1993] DIAMOND, W. T. (1993). *High Voltage Vacuum Insulation in Crossed Magnetic and Electric Fields*. Proceedings of PAC'93, Washington, D.C., USA, S. 1381–1383.
- [DÖLLING 1994] DÖLLING, RUDOLF (1994). *Raumladungskompensation driftender intensiver Strahlen niederenergetischer Ionen und Techniken zu ihrer Vermessung*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.
- [DROBA 2007] DROBA, MARTIN (2007). *Entwicklung eines Particle-in-Cell-Codes zur Simulation der Vielteilchendynamik in zeitabhängigen elektrodynamischen Feldern*. Persönliche Mitteilung.
- [DROBA et al. 2004] DROBA, MARTIN, O. MEUSEL, N. JOSHI und U. RATZINGER (2004). *Status of Accumulator Ring Simulation*. GSI Annual Report. <www.gsi.de/informationen/wti/library/plasma2004/PAPERS/AC-04.pdf> rev. 2008-04-25.
- [FAN et al. 2006] FAN, KUANJUN, I. SAKAI, Y. ARAKAKI und M. TOMIZAWA (2006). *Design study of a thin-septum magnet for slow extraction system of J-PARC 50 GeV ring*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 565(2):439–443.
- [FERDINAND 2007] FERDINAND, R. (2007). *Room Temperature Structure Development for High-Current Applications*. Proceedings of PAC'07, Albuquerque, New Mexico, USA, THXKI02, S. 2564–2566.
- [FISCHER 2007] FISCHER, PHILIPP (2007). *Ein Hochleistungs-RFQ-Beschleuniger für Deuteronen*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.
- [FURMAN und PIVI 2002] FURMAN, M. A. und M. T. F. PIVI (2002). *Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 5(12):124404/1–18.
- [GARIN 2008] GARIN, PASCAL (2008). *IFMIF: Status and Developments*. Proceedings of EPAC'08, Genoa, Italy, TUZG01, S. 974–976.
- [GROSS 2000] GROSS, PETER (2000). *Untersuchungen zum Emittanzwachstum intensiver Ionenstrahlen bei teilweiser Kompensation der Raumladung*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.
- [HAN und STOCKLI 2007] HAN, B. X. und M. P. STOCKLI (2007). *The New LEBT for the Spallation Neutron Source Power Upgrade Project*. Proceedings of PAC'07, Albuquerque, New Mexico, USA, TUPAS075, S. 1823–1825.

- [HAO et al. 2001] HAO, Y. D., X. M. YU, J. CHENG, J. ZHANG, J. LUO, Z. Y. HAO, S. Y. CHEN und F. L. LONG (2001). *Design of Low Impedance Electrostatic Separators for BEPC II*. Proceedings of APAC'01, Beijing, China, TUP016, S. 651–653.
- [HARLOW et al. 1956] HARLOW, F.H., M.W.EVANS und D. J. HARRIS (1956). *The Particle-in-Cell Method for Two-Dimensional Hydrodynamic Problems*. Technical Report LAMS-2082, Los Alamos Scientific Lab., N. Mex.
- [HEIL et al. 2001] HEIL, M., R. REIFARTH, M. FOWLER, R. HAIGHT, F. KÄPELER, R. RUNDBERG, E. SEABURY, J. ULLMANN, J. WILHELMY und K. WISSHAK (2001). *A 4π BaF₂ detector for (n, γ) cross-section measurements at a spallation neutron source*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 459:229–246.
- [HENDERSON 2008] HENDERSON, STUART (2008). *SNS Progress, Challenges and Upgrade Options*. Proceedings of EPAC'08, Genoa, Italy, THXG01, S. 2892–2896.
- [HINTERBERGER 1997] HINTERBERGER, FRANK (1997). *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, Berlin.
- [HMI 2007] HMI (2007). *Neutron Scattering Instrumentation at the Research Reactor BER II*. Hahn-Meitner-Institut, Berlin, <http://www.hmi.de/bensc/instrumentation/pdf_files/BENSC_all.pdf> rev. 2007-10-29.
- [HOCKNEY und EASTWOOD 1992] HOCKNEY, R. W. und J. W. EASTWOOD (1992). *Computer Simulation Using Particles*. Bristol and Philadelphia.
- [HOLLINGER 2000] HOLLINGER, RALPH (2000). *Entwicklung und Untersuchung einer Hochstrom-Ionenquelle zur Erzeugung intensiver, hochbrillanter Protonenstrahlen*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.
- [IBERLER et al. 2006] IBERLER, M., J. JACOBY, J. OTTO, T. RIENECKER und C. TESKE (2006). *Developing of a new high voltage switch based on a Lorenz forced gas discharge*. High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams: Annual Report 2006. <www.gsi.de/informationen/wti/library/plasma2006/PAPERS/EP-17.pdf>, rev. 2008-02-25.
- [IN5 2007] IN5 (2007). *Disk chopper time-of-flight spectrometer*. <www.ill.fr/YellowBook/IN5/> rev. 2007-10-29.
- [JAKOB 2000] JAKOB, ANSGAR (2000). *Untersuchungen zur zeitaufgelösten Diagnose der Raumladungskompensation intensiver Ionenstrahlen*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.
- [JOSHI et al. 2004] JOSHI, NINAD, M. DROBA und U. RATZINGER (2004). *Beam Simulation in Toroidal Magnetic Field*. High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams: Annual Report

2004. <www.gsi.de/informationen/wti/library/plasma2004/PAPERS/AC-05.pdf> rev. 2008-04-25.
- [KELLER et al. 2002] KELLER, R., R. THOMAE, M. STOCKLI und R. WELTON (2002). *Status of the SNS H⁻ Ion Source and Low-Energy Beam Transport System*. <www.osti.gov/bridge/servlets/purl/795512-fQEw7B/native/795512.pdf>, rev. 2008-02-20.
- [KURENNOY und POWER 1998] KURENNOY, S.S. und J. POWER (1998). *Development of a Fast Traveling-Wave Beam Chopper for the SNS Project*. Proceedings of LINAC'98, Chicago, Illinois, USA, TH4104, S. 1004–1006.
- [LINDGREN und ANDERBERG 2005] LINDGREN, LARS-JOHAN und B. ANDERBERG (2005). *The new septum magnets*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 547(2-3):686–689.
- [LUNZE 1988] LUNZE, KLAUS (1988). *Einführung in die Elektrotechnik. Lehrbuch für Elektrotechnik als Hauptfach*. Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 12., überarb. Aufl.
- [MARX et al. 1996] MARX, M., B.PARKER und H. WÜMPELMANN (1996). *Concept for a New Magnetic Septum Quadrupole*. Proceedings of EPAC'96, Sitges, Barcelona, Spain, MOP040G.
- [MEUSEL et al. 2006] MEUSEL, O., L. CHAU, I. MUELLER, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, K. VOLK und C. ZHANG (2006). *Development of an Intense Neutron Source 'FRANZ' in Frankfurt*. Proceedings of LINAC'06, Knoxville, Tennessee USA, MOP051, S. 159–161.
- [MEUSEL et al. 2007] MEUSEL, OLIVER, L. P. CHAU, A. SCHEMPP, U. RATZINGER, H. PODLECH und M. HEIL (2007). *Entwicklung einer intensiven Neutronenquelle „FRANZ“ in Frankfurt*. DPG Frühjahrstagung 2007, Gießen, Hauptvortrag HK 23.2.
- [NIEDRIG 1993] NIEDRIG, HEINZ (HG.) (1993). *Bergmann Schaefer. Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 3: Optik. de Gruyter, Berlin/New York, 9. Aufl.
- [NOREM et al. 2005] NOREM, J., A. HASSANEIN, Z. INSEPOV und I. KONKASHBAEV (2005). *Breakdown in RF Cavities*. Proceedings of PAC'05, Knoxville, Tennessee USA, TPPT025, S. 1886–1888.
- [NÖRENBERG et al. 2008] NÖRENBERG, R., U. RATZINGER, J. SUN und K. VOLK (2008). *Development of a high efficiency proton source for the Frankfurter-Neutronen-Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum*. PROCEEDINGS OF 12TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON ION SOURCES (ICIS 2007), 79(2):02B316.
- [PARKER et al. 1999] PARKER, B., N. L. SMIRNOV und L. M. TKACHENKO (1999). *Development of septum quadrupole prototype for DESY upgrading*

- luminosity*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 434(2-3):297–302.
- [PFEIFFER 2007] PFEIFFER (2007). *Turbomolekularpumpe mit Antriebselektronik TC 750, TPH/TPU 1201 P*. Pfeiffer Vacuum.
- [PIERINI 2007] PIERINI, PAOLO (2007). *The Accelerator Activities of the Eurotrans Programme*. Proceedings of APAC'07, Raja Ramanna Centre for Advanced Technology (RRCAT), Indore, India, FRAMA01, S. 852–856.
- [POZIMSKI und MEUSEL 1999] POZIMSKI, J. und O. MEUSEL (1999). *LINTRA ein Computerprogramm zur Berechnung des Strahltransportes teil-kompensierter, hochperveanter Ionenstrahlen*. GrakoNews (Herausgeber: Graduiertenkolleg Physik und Technik von Beschleunigern), 1/1999:33–34.
- [POZIMSKI 1990] POZIMSKI, JÜRGEN (1990). *Messungen an einer Gabor-Plasma-Linse*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.
- [RAITH 1999] RAITH, WILHELM (1999). *Bergmann Schaefer. Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 2: Elektromagnetismus. de Gruyter, Berlin/New York, 8., völlig neubearb. Aufl.
- [RAITH 1997] RAITH, WILHELM (HG.) (1997). *Bergmann Schaefer. Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 8: Sterne und Weltraum. de Gruyter, Berlin/New York.
- [RAMSVIK et al. 2006] RAMSVIK, T., S. CALATRONI, A. REGINELLI und M. TABORELLI (2006). *Investigations of DC Breakdown Fields*. Proceedings of EPAC'06, Edinburgh, Scotland, MOPLS095, S. 777–779.
- [RATZINGER 1998] RATZINGER, ULRICH (1998). *Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen*. Habilitationsschrift, Fachbereich Physik der Johann Wolfgang-Goethe Universität Frankfurt am Main.
- [RE et al. 2001] RE, M., G. CUTTONE, E. ZAPPALÀ und S. PASSARELLO (2001). *Breakdown Mechanisms in Electrostatic Deflector*. Cyclotrons and Their Applications, Sixteenth International Conference, S. 151–153.
- [REISER 1994] REISER, MARTIN (1994). *Theory and Design of Charged Particle Beams*. New York.
- [RENIER et al. 2005] RENIER, M., S. FIEDLER, C. NEMOZ, H. GONZALEZ, G. BERRUYER und A. BRAVIN (2005). *A mechanical chopper with continuously adjustable duty cycle for a wide X-ray beam*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 548:111–115.
- [SCHEMP 1990] SCHEMP, ALWIN (1990). *Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenzquadrupol (RFQ)-Ionenbeschleuniger*. Habilitationsschrift, Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.

- [SCITEC 2007] SCITEC (2007). *310CD High Speed Rotating Optical Chopper*. <www.scitec.uk.com/optical_chopper/310cd> rev. 2007-10-29.
- [SETZER 2003] SETZER, STEFAN (2003). *Design eines integrierten 200 MHz Leistungsverstärkers für Linearbeschleunigerstrukturen*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt.
- [SHIRKOV 2006] SHIRKOV, GRIGORI (2006). *Particle-in-cell method for numerical simulation of beam and plasma dynamics*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 558(1):317–324.
- [STAPLES et al. 1999] STAPLES, J. W., J. J. AYERS, D. W. CHENG, J. B. GREER, M. D. HOFF und A. RATTI (1999). *The SNS Four-Phase LEBT Chopper*. Proceedings of PAC'99, New York, USA, WEA32, S. 1961–1963.
- [STOLTZ et al. 2003] STOLTZ, P. H., M. A. FURMAN, J.-L. VAY, A. W. MOLVIK und R. H. COHEN (2003). *Numerical simulation of the generation of secondary electrons in the High Current Experiment*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 6(5):054701/1–6.
- [STRUCKMEIER 2005] STRUCKMEIER, JÜRGEN (2005). *Ion Beam Optics*. Vorlesung, Institut für Angewandte Physik der J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main, <<http://www-linux.gsi.de/struck/>>, rev.2008-05-14.
- [STRUCKMEIER 2006] STRUCKMEIER, JÜRGEN (2006). *Liouville's theorem: Basics, Applications, and Limitations*. Vortrag im Winterseminar des Instituts für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main, März 2006, <www-linux.gsi.de/struck/hp/wsem/lvtheo.pdf>, rev. 2007-12-04.
- [TSOUPAS et al. 2001] TSOUPAS, N., Y. Y. LEE, J. RANK und J. TUOZZOLO (2001). *Design of Beam-Extraction Septum Magnet for the SNS*. Proceedings of PAC'01, Chicago, Illinois, USA, RPPH013, S. 3245–3247.
- [UNRUH et al. 2007] UNRUH, TOBIAS, J. NEUHAUS und W. PETRY (2007). *The high-resolution time-of-flight spectrometer TOFTOF*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 580:1414–1422.
- [VOGEL 1995] VOGEL, HELMUT (1995). *Gerthsen Physik*. Springer, Berlin/Heidelberg, 18., völlig neubearb. Aufl.
- [VOLK 2007] VOLK, KLAUS (2007). *Startparameter der Wasserstoff-Ionenquelle für FRANZ*. Persönliche Mitteilung.
- [WANG et al. 1999] WANG, L., S. M. LUND, G. J. CAPORASO, Y. J. J. CHEN, B. R. POOLE und T. F. BROWN (1999). *A Prototype Dipole Septum Magnet for Fast High Current Kicker Systems*. Proceedings of PAC'99, New York, USA, THP173, S. 3381–3383.
- [WANGLER 2008] WANGLER, THOMAS P. (2008). *RF Linear Accelerators*. Weinheim, 2. Aufl.

- [WELTON et al. 2004] WELTON, R. F., M. P. STOCKLI, S. MURRAY, T. JUSTICE und R. KELLER (2004). *Operation of the SNS Ion Source at High Duty -Factor*. Proceedings of EPAC'04, Lucerne, Switzerland, TUPLT175, S. 1538–1540.
- [WERNER et al. 2001] WERNER, G.R., J. BETZWIESER, J. KNOBLOCH, H. PADAMSEE, M. QURESHI, J. SHIPMAN und P. MCKEOWN (2001). *Investigation of Voltage Breakdown Caused by Microparticles*. Proceedings of PAC'01, Chicago, Illinois, USA, MPPH127, S. 1071–1073.
- [WIENANDS et al. 2008] WIENANDS, U., M. SULLIVAN, R. AKRE, W. CHENG, W. COLOCHO, S. DEBARGER, F.-J. DECKER, S. ECKLUND, A. FISHER, D. KHARAKH, A. KRASNYKH und A. NOVOKHATSKI (2008). *High-Current Effects in the PEP-II Storage Rings*. Proceedings of EPAC'08, Genoa, Italy, WEPP041, S. 2611–2613.
- [WIESNER et al. 2008] WIESNER, CHRISTOPH, L. P. CHAU, M. DROBA, O. MEUSEL und U. RATZINGER (2008). *A 250 kHz Chopper for Low Energy High Intensity Proton Beams*. Proceedings of EPAC'08, Genoa, Italy, THPP111, S. 3623–3625.
- [WILLIAMS 1996] WILLIAMS, W. S. C. (1996). *Nuclear and Particle Physics*. University Press, Oxford.
- [WILSON 2001] WILSON, P. B. (2001). *Frequency and Pulse Length Scaling of RF Breakdown in Accelerator Structures*. Proceedings of PAC'01, Chicago, Illinois, USA, ROAA012, S. 509–511.
- [YONEMURA et al. 2003] YONEMURA, Y., T. ADACHI, M. AIBA, S. MACHIDA, Y. MORI, A. MUTO, J. NAKANO, C. OHMORI, I. SAKAI, Y. SATO, M. SUGAYA, A. TAKAGI, R. UENO, T. UESUGI, A. YAMAZAKI, T. YOKOI, M. YOSHIMOTO, Y. YUASA, M. MATOBA und K. KOBAYASHI (2003). *Beam Extraction of the PoP FFAG with a Massless Septum*. Proceedings of PAC'03, Portland, Oregon, USA, TPPB028, S. 1679–1681.
- [ZHANG und SCHEMPP 2006] ZHANG, CHUAN und A. SCHEMPP (2006). *Development of a High Current Proton Linac for FRANZ*. Proceedings of EPAC'06, Edinburgh, Scotland, THPCH007, S. 2799–2801.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Effektive Emittanz als einhüllende Ellipse der Randemittanz.	7
2.2	Bewegung im magnetischen Feld.	11
2.3	Drehung des Geschwindigkeitsvektor um Winkel α	12
2.4	Phasenwinkel α_0	13
2.5	Bewegung im elektrischen Feld.	15
3.1	Übersicht der Frankfurter Neutronenquelle FRANZ.	17
3.2	Thermisches Neutronenspektrum bei stellaren Temperaturen und experimentell erzeugtes Spektrum	19
3.3	Schema des Detektoraufbaus.	20
3.4	Strahlpotential für verschiedene Verteilungsfunktionen bei fes- tem Strahlradius.	23
3.5	Strahlachspotential in Abhängigkeit vom Strahlradius für ver- schiedene Verteilungsfunktionen und angenommener Strahlra- diusbereich im Chopper und im RFQ.	23
3.6	Strahlenvelope eines konvergenten bzw. divergenten Strahls in einer Driftstrecke bei verschiedenen Raumladungskomp- ensationgraden.	24
3.7	Übersicht Niederenergietransportsektion.	25
3.8	Diagnosetank I: Technische Zeichnung und Montage in der LEBT.	26
3.9	Diagnosetank II: Technische Zeichnung und Montage in der LEBT.	26
3.10	Montierter Solenoid Typ I.	27
3.11	Schematischer Aufbau des Solenoiden Typ I.	28
3.12	Simulation des B-Feldes des Solenoiden Typ I.	28
3.13	Simulation des radialen B-Feldes unter der Eisenkante und ma- ximaler Füllgrad des Solenoiden Typ I.	29
3.14	Simulation des radialen B-Feldes unter der Eisenkante und ma- ximaler Füllgrad des Solenoiden Typ II.	29

3.15	Gemessene Erregungskurve des Solenoiden Typ I in doppello- garithmischer Darstellung.	30
3.16	Mess- und Simulationsdaten der magnetischen Induktion des Solenoiden Typ I in longitudinaler Richtung.	31
3.17	Mess- und Simulationsdaten der magnetischen Induktion des Solenoiden Typ II in longitudinaler Richtung.	31
3.18	Simuliertes Feld eines magnetischen Quadrupols.	32
3.19	Prinzip der Raumladungskompensation durch Ionisierung der Restgasmoleküle	34
3.20	Homogene Startverteilung für die Simulationsrechnung.	35
3.21	Strahltransportsimulationen bis ins Choppersystem mit Varia- tion der Solenoidfeldstärken.	36
3.22	Phasenverteilung beim Eintritt ins Choppersystem.	36
3.23	Strahlenveloppe für H_2^+ - und H_3^+ -Ionen.	37
4.1	Disc Chopper für Neutronen wie er am FRM II in Garching ver- wendet wird.	40
4.2	Longitudinale Strahlfokussierung im HF-Beschleunigungsfeld.	42
4.3	Aufbau eines 4-Rod-RFQ.	43
4.4	Kickersysteme zur Erzeugung eines gepulsten Ionenstrahls.	44
4.5	Strahl beim Blendendurchgang und Pulsplateau.	46
4.6	Streichgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Blendenöff- nung für verschiedene Strahlradien.	46
4.7	Gleichförmige Kreisbewegung.	47
4.8	Ablenkung im Kickerfeld.	49
4.9	Erforderliche Strahlauslenkung.	51
4.10	Einsatz eines statischen Septum-Magneten zur Verstärkung der Auslenkung.	52
4.11	Gerechnete Trajektorie durch ein Kicker-Septum-System.	53
4.12	Schematische Darstellung der Winkelakzeptanzen für totale und partielle Transmission durch die Blende.	54
5.1	Draufsicht der für die Simulation des magnetischen Kickersys- tems verwendeten Geometrie.	59
5.2	Protonenstrom nach der Blende für verschiedene Magnet- feldamplituden.	59
5.3	Phasenraumverteilungen nach der Blende ohne Berücksichti- gung der Elektronen mit $B_0 = 100 \text{ mT}$	60

5.4	x(t)- und y(t)-Diagramm mit $B_0 = 100 \text{ mT}$ ohne Berücksichtigung der Elektronen.	61
5.5	Phasenraumverteilung nach der Blende mit Kompensations- und Sekundärelektronen bei $B_0 = 100 \text{ mT}$	62
5.6	x(t)- und y(t)-Diagramm mit Kompensations- und Sekundärelektronen bei $B_0 = 100 \text{ mT}$	63
5.7	Magnetischer Chopper: Vergleich Protonenstrom nach der Blende ohne und mit eingelagerten Elektronen.	64
5.8	Erforderlicher Spulenstrom im C-Magneten in Abhängigkeit von der Permeabilitätszahl.	65
5.9	Induktivität eines C-Magneten in Abhängigkeit von der Permeabilitätszahl.	66
5.10	Vorderansicht und Draufsicht der Testspule mit Messstab.	67
5.11	Messaufbau zur Bestimmung der magnetischen Induktion der Testspule.	69
5.12	Messung des B-Feldes in der Spulenmitte für verschiedene Stromstärke.	69
5.13	Simulation des B_z -Feldes in der Mittelebene mit 10 Ringschleifen und $I_{ges} = 100 \text{ A}$	70
5.14	Radial nach außen versetzte Messungen des B-Feldes bei $I_{ges} = 100 \text{ A}$	70
5.15	Messaufbau für Hochstromtest der Spule.	72
5.16	Gemessener Strom durch die Testspule.	72
5.17	Mindestabstand der Deflektorplatten für den Betrieb im Schwingungsmodus (links) und Pulsmodus (rechts).	77
5.18	Draufsicht der für die Simulation des elektrischen Kickersystems verwendeten Geometrie.	79
5.19	Phasenraumverteilungen nach der Blende ohne Berücksichtigung der Elektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$	80
5.20	x(t)- und y(t)-Diagramm ohne Berücksichtigung der Elektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$	80
5.21	Phasenraumverteilungen nach der Blende mit Kompensations- und Sekundärelektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$	81
5.22	x(t)- und y(t)-Diagramm mit Kompensations- und Sekundärelektronen mit $E_0 = \pm 30 \text{ kV}$	82
5.23	Elektrischer Chopper: Vergleich Protonenstrom nach der Blende ohne und mit eingelagerten Elektronen.	82
5.24	Prinzipielles Ersatzschaltbild der Deflektorsteuerung.	86

5.25 Schaltbild Pulsübertragung durch den Transformator.	86
5.26 Messaufbau zur Pulsübertragung durch den Transformator. . .	87
5.27 Messung des Spannungspulses.	87
5.28 Messaufbau zur Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Kupferband als Primärwicklung.	89
5.29 Messung der Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Kupferband als Primärwicklung.	89
5.30 Metglas-Kern mit Sekundärwicklungen im Koaxialtopf.	90
5.31 Messaufbau zur Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Koaxialtopf als Primärwicklung.	90
5.32 Messung der Schwingungsübertragung durch den Transformator mit Koaxialtopf als Primärwicklung.	91

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht gebräuchlicher Dichteverteilungsfunktionen	10
3.1	Parameter des LEBT-Choppers.	21
3.2	Strahlpotential für verschiedene Verteilungsfunktionen	22
3.3	Vergleich Fokussierung Solenoid und magnetischer Quadrupol für 120 keV Protonen.	33
4.1	Mechanische Chopper mit maximalen Geschwindigkeiten.	41
4.2	Anforderung 1a: Notwendige Amplituden bei verschiedenen Kickerlängen ohne statische Verstärkung.	51
4.3	Anforderung 1b: Notwendige Amplituden bei verschiedenen Kickerlängen mit statischer Verstärkung durch einen Septum-Magneten.	53
4.4	Winkelakzeptanzen für totale und partielle Transmission bei verschiedenen Strahlradien.	54
4.5	Erforderliche Ablenkkfelder für gewünschte Pulslänge bei gegebener Blendenapertur $\Delta x_{slit} = 60 \text{ mm}$	55
4.6	Erforderliche Ablenkkfelder für gewünschte Pulslänge bei gegebener Blendenapertur $\Delta x_{slit} = 50 \text{ mm}$	56
5.1	B-Feld der Testspule analytisch und experimentell.	71
5.2	Gegenüberstellung elektrisches und magnetisches Choppersystem I.	93
5.3	Gegenüberstellung elektrisches und magnetisches Choppersystem II.	94

Abkürzungsverzeichnis

CW	Continuous Wave (Dauerstrich)
DC	Direct Current (Gleichstrom)
EMS	EM Studio der Firma CST (Computer Simulation Technology)
FRANZ	Frankfurter Neutronenquelle am Stern-Gerlach-Zentrum
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung (Darmstadt)
HF	Hochfrequenz
IH	Interdigitale H-Mode
LEBT	Low Energy Beam Transport
LER	Low Energy Ring (am PEP-II, Stanford)
LDS	Lorentz-Drift-Schalter
MEBT	Medium Energy Beam Transport
PIC	Particle-in-Cell
RFQ	Radiofrequenzquadrupol
SNS	Spallation Neutron Source (Oakridge)

Danksagung

Mein Dank gilt

Prof. Dr. Ulrich Ratzinger für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe, die Förderung dieser Arbeit und die stets kompetente Betreuung,

Prof. Dr. Horst Klein für die motivierenden Gespräche und Diskussionen, der gesamten Arbeitsgruppe „Nicht-Neutrale Plasmen“, an erster Stelle Dr. Oliver Meusel und Dr. Martin Droba, die mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen und denen ich viele Anregungen verdanke, Long Phi Chau und Ninad Joshi, die immer ein offenes Ohr für mich hatten und mit denen ich viele produktive und angenehme Nacht- und Wochenendstunden im Institut teilte, Patrick Nonn für seine unerschütterliche Diskussionsbereitschaft, Kathrin Schulte für die vielen parallelen Arbeitsstunden, die wir zusammen in einem halben Dutzend Bibliotheken der Universität verbrachten,

Prof. Dr. Alwin Schempp, für die stets netten nachbarschaftlichen Gespräche,

Prof. Dr. Joachim Jacoby für die Unterstützung bei der Suche nach einem geeigneten Hochstromschalter und Dr. Marcus Iberler für seine experimentelle Expertise und unsere (nicht nur) physikalischen Diskussionen,

den Mitgliedern der Linac-Gruppe, insbesondere Dr. Holger Podlech für hochfrequente und teilweise hochangeregte Diskussionen, Marco Busch für die CST-Starthilfe, Dr. Holger Liebermann für den IT-Support, sowie Chuan Zhang, Dr. Alexander Bechtold und Rudolf Tiede,

Dr. Klaus Volk und Ralf Nörenberg für die Unterstützung bei allen die Ionenquelle betreffenden Fragen,

den Technikern des Instituts, insbesondere Ilja Müller, der mich an seinem unerschöpflichen Wissensschatz über Kondensatoren, Schaltungen und Transistoren Teil haben ließ, Daniel Bänsch für die praktische Unterstützung aller Tätigkeiten, die den Einsatz von Schraubenschlüsseln, Lecktestern oder Lastkränen verlangten und Andreas Kreßmann für die Hilfe bei diversen Magnetfeldmessungen,

Tanja Harji, Stephanie Müller und Gabriele Hebekeuser für die Navigationshilfe beim Umschiffen bürokratischer Klippen,

der gesamten Werkstatt, noch unter der Leitung von Herrn Günter Hausen und inzwischen Sven Reploeg, und der Schlosserei, insbesondere Herrn Jürgen Kölichhaus und Herrn Wolfgang Gass, für die zügige und akkurate Anfertigung aller notwendigen Bauteile sowie allen weiteren Mitgliedern des Institutes.

Abschließend danke ich insbesondere meiner Familie, die mich immer und in allem unterstützt hat. Danke!

Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, den 1. September 2008