

Die CH-Sektion des 17 MeV Injektors für MYRRHA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften



Vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

von
Dominik Mäder
aus Gießen an der Lahn

Frankfurt am Main 2014

D 30

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan

Prof. Dr. Rene Reifarth

Gutachter

Prof. Dr. Holger Podlech

Prof. Dr. Oliver Kester

Datum der Disputation:

23.03.2015

Diese Arbeit wurde durch die Europäische Union im Rahmen des FP7 (MAX, Contr. No. 269565) gefördert.

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorgelegte Dissertation über „Die CH-Sektion des 17 MeV Injektors für MYRRHA“ selbständig angefertigt und mich nicht anderer Hilfsmittel als der in ihr angegebenen bedient habe, insbesondere, dass alle Entlehnungen aus anderen Schriften mit Angabe der betreffenden Schrift gekennzeichnet sind.

Ich versichere, die Grundsätze der guten wissenschaftlichen Praxis beachtet, und nicht die Hilfe einer kommerziellen Promotionsvermittlung in Anspruch genommen zu haben.

Frankfurt am Main, den 19.12.2014

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Teilchenstrahldynamik	3
2.1. Transversale Strahldynamik	3
2.1.1. Magnetische Linsen	3
2.1.2. Anordnung von Fokussierelementen	9
2.2. Longitudinale Strahldynamik	15
2.2.1. Die Beschleunigung in einem Spalt	17
2.2.2. Longitudinale Phasenfokussierung	19
2.2.3. Synchrotron-Oszillation	22
2.2.4. Longitudinale Beschleunigung mit Kavitäten	22
2.3. Erhaltung der Strahlqualität	24
2.3.1. Emittanz	24
2.3.2. Emittanzwachstum	26
2.4. Numerische Simulation der Teilchenstrahldynamik	28
3. HF-Design	31
3.1. Hohlraumresonatoren	31
3.1.1. Feldgradient und Beschleunigungseffizienz	32
3.2. Allgemeine Resonatortheorie	33
3.2.1. Gespeicherte Energie	33
3.2.2. Shuntimpedanz	33
3.2.3. Weitere Vergleichsgrößen	34
3.2.4. Frequenztuning	35
3.3. Normalleitende Beschleunigerstrukturen	35
3.3.1. Leistungsverluste in normalleitenden Resonatoren	36
3.4. Supraleitung in Hohlraumresonatoren	40
4. Der Injektor für MYRRHA	43
4.1. Anforderungen an den Injektor	43
4.1.1. Vorgaben des Reaktors	43
4.1.2. Verfügbarkeit, Zuverlässigkeit und Redundanz bei MYRRHA	46

4.1.3.	Beschleunigertyp - Linac oder Zyklotron	49
4.1.4.	Teilchenstrahlcharakteristik	50
4.1.5.	Beschleunigerkavitäten und Zwischentankdesign	52
4.2.	Die entwickelten Versionen des Injektors	53
4.2.1.	EUROTRANS Injektor (A)	54
4.2.2.	MAX Referenzdesign 2012 (B)	56
4.2.3.	MAX Alternativdesign (C1)	57
4.2.4.	MAX Konsolidiertes Alternativdesign (C2)	58
4.2.5.	MAX Referenzdesign 2014 (C3)	58
4.3.	Teilchenstrahldynamik des Injektors	59
4.3.1.	Ausgangsverteilungen des 4-Rod-RFQ	60
4.3.2.	Transversale Teilchenstrahldynamik der CH-Sektion	63
4.3.3.	Longitudinale Teilchenstrahldynamik der CH-Sektion	74
4.3.4.	Fehlerstudien zu den Teilchenstrahldynamiksimulationen	83
4.4.	EZR-Ionenquelle und LEBT	88
4.5.	4-Rod-RFQ	89
4.6.	Normalleitende Beschleunigerstrukturen	93
4.6.1.	Rebuncherdesign	93
4.6.2.	Design der normalleitenden CH-Strukturen	95
4.7.	Supraleitende Beschleunigerstrukturen	104
4.7.1.	Supraleitende CH-Strukturen für Injektordesign B	105
4.7.2.	Supraleitende CH-Strukturen für Injektordesign C	106
4.8.	Zwischentankdesign	111
4.8.1.	Strahldiagnose	113
4.8.2.	Zugänglichkeit	113
4.9.	Weitere Abschnitte des MYRRHA-Beschleunigers	115
4.9.1.	Haupt-Linac	115
4.9.2.	Verstärkertechnik	116
4.9.3.	Kühltechnik	116
5.	Zusammenfassung und Ausblick	119
5.1.	Longitudinale Strahldynamik	119
5.2.	Transversale Strahldynamik	120
5.3.	HF-Design	120
5.4.	Ausblick	121
6.	Danksagungen	123
	Literaturverzeichnis	125
A.	Europäische Partner für MAX	131

B. Strahldynamik	133
B.1. Energiezuwachs und Phasenkonfiguration	133
B.1.1. Design B	133
B.1.2. Design C1	134
B.1.3. Design C2	135
B.1.4. Design C3	136
B.2. Emittanz	137
B.3. Phasenvorschub	138
C. HF-Design	139
C.1. HF-Parameter für das Teilchenstrahldynamikdesign	139
C.2. Spaltprofil der normalleitenden CH-Strukturen aus Design C3	140
C.3. HF-Verluste der normalleitenden Kavitäten	141
D. Longitudinale Maße und Abstände in Design C3	143

1. Einleitung

Der Einsatz von Protonenbeschleunigern für die Transmutation von radioaktiven Abfällen ist ein aktuelles Forschungsgebiet, welches zur Lösung der Endlagerproblematik beitragen könnte [1]. Hierzu dient die in dieser Arbeit entwickelte **CH-Sektion** (siehe Abbildung 1.1) als Teil des Linearbeschleunigers für den Forschungsreaktor MYRRHA¹.

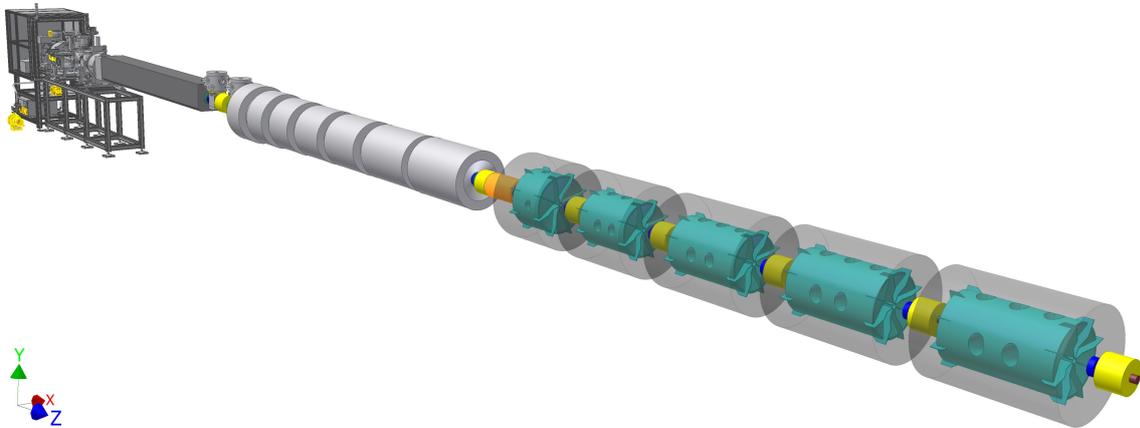


Abbildung 1.1.: Der MYRRHA Injektor besteht aus (von links nach rechts) einer Ionenquelle mit LEBT, gefolgt von einem 4-Rod-RFQ und den normal- und supraleitenden CH-Strukturen.

Für den beschleunigerbetriebenen Reaktor (ADS²) wird ein 4 mA (cw) Protonenstrahl auf 600 MeV beschleunigt. Durch Spallation am Blei-Bismut-Target werden hohe Flüsse von schnellen Neutronen erzeugt (Übersicht in Abbildung 1.2). Mit diesen Neutronen kann die Reaktorleistung des an sich unterkritischen Reaktors ($k_{eff} = 0,95$, $P_{reaktor} = 70 \text{ MW}_{th}$ im ADS-Modus) aufrecht erhalten werden. Neben der geforderten Protonenstrahlleistung von 2,4 MW stellt der MYRRHA-Reaktor äußerst hohe Ansprüche an die Verfügbarkeit und Zuverlässigkeit des Beschleunigers. Häufige Ausfälle des Protonenstrahls würden zu unerwünschtem thermischen Stress im Reaktor führen [2].

¹Multi-purpose Hybrid Research Reactor for High-tech Applications

²Accelerator Driven System

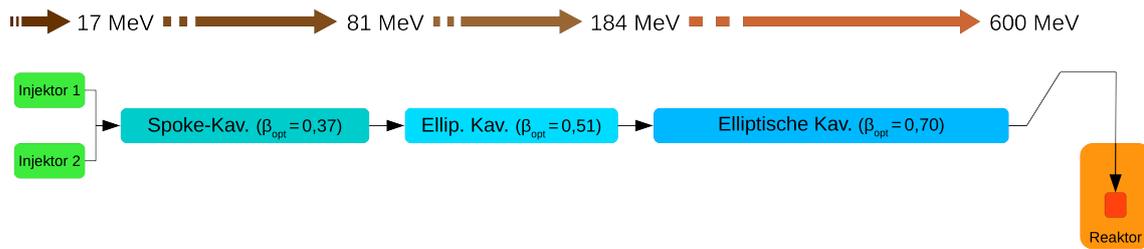


Abbildung 1.2.: Längenmaßstabsgetreues Schema der Beschleunigersektionen von MYRRHA. Der 20 m lange Injektor ist zur Erhöhung der Verfügbarkeit des Protonenstrahls parallel redundant aufgebaut. Nach der Beschleunigung der Protonen im supraleitenden Haupt-Linac wird der Strahl mit einer Strahlenergie von 600 MeV auf das Target im Reaktor geführt.

Für den MYRRHA-Linac³ sind zwei baugleiche Injektoren zur Erhöhung der Redundanz vorgesehen. Die 16 m lange **CH-Sektion** ist Teil des Injektors und beschleunigt die Protonen auf 17 MeV. In dieser Arbeit wird ein äußerst robustes Strahldynamikdesign für die CH-Sektion vorgestellt, welches das „MAX Referenzdesign 2012“ ablöst. Zudem beinhaltet die neue CH-Sektion zahlreiche zusätzliche Driftstrecken für Diagnoseelemente und für eine verbesserte Montier- und Wartungsfähigkeit.

Die CH-Kavitäten für den MYRRHA-Injektor sind Mehrspaltstrukturen mit bis zu 9 Beschleunigungsspalten pro Kavität und daher effiziente Beschleunigerstrukturen für den Niederenergiebereich. Für eine hohe Verfügbarkeit und Zuverlässigkeit werden die normal- und supraleitenden Strukturen mit konservativen Gradienten betrieben. Ein innovatives System mit Versteifungsklammern verleiht den supraleitenden CH-Strukturen aus 4 mm dicken Niob eine hohe mechanische Stabilität. Zusammen mit den konischen Enddeckeln konnte die Drucksensitivität auf ein Minimum reduziert werden.

Im Rahmen des Forschungsprojektes MAX⁴ (Teil des europäischen Rahmenforschungsprogramms FP7⁵) erfolgte die Entwicklung des Linacs zusammen mit europäischen Partnern (siehe Tabelle A.1). MYRRHA soll im Jahr 2024 in Betrieb gehen und eine Vorstufe zum industriellen ADS-Prototyp EFIT⁶ (Protonen, 800 MeV, 20 mA) sein [3].

³Linear Accelerator

⁴MYRRHA Accelerator Experiment Research & Development Programme

⁵Framework Programme 7, <http://ec.europa.eu/research/fp7>

⁶European Facility for Industrial-Scale Transmutation

2. Teilchenstrahldynamik

Ein Teilchenstrahl ist ein bewegtes nichtneutrales Plasma, welches für viele Anwendungen beschleunigt und stabil transportiert werden muss. Während die Teilchenbeschleunigung ausschließlich über elektrische Felder erfolgt, können sowohl elektrische als auch magnetische Felder für die Strahlfokussierung verwendet werden.

Die theoretische Betrachtung der Teilchenstrahldynamik wird im 6-dimensionalen Phasenraum $(x, x', y, y', \Delta\phi, W)$ durchgeführt. Dieser ergibt sich aus den Positionen und Geschwindigkeiten in allen drei Raumrichtungen. Thematisch wird im Folgenden der Phasenraum in den 4-dimensionalen transversalen Phasenraum (x, x', y, y') und den 2-dimensionalen longitudinalen Phasenraum $(\Delta\phi, W)$ unterteilt. Weitere wichtige Parameter zur Strahlcharakterisierung befinden sich in Abschnitt 2.3.

2.1. Transversale Strahldynamik

Der transversale Zusammenhalt eines Teilchenensembles hat eine hohe Priorität beim Strahldynamikdesign. Ohne den Einfluss durch externe Kräfte läuft das Teilchenpaket aufgrund der Transversalimpulse seiner Einzelteilchen divergent auseinander. Die Divergenz wird durch die selbstinduzierte Raumladungskraft und die HF-Defokussierung in Beschleunigungsspalten verstärkt. Teilchen, die einen zu großen Abstand zur Strahlachse aufweisen, können auf die Apertur des Strahlrohrs treffen und somit Sekundärteilchen auslösen, die das Vakuum im Strahlkanal verschlechtern. Zudem entsteht beim Teilchenverlust in Abhängigkeit von der Teilchenenergie Röntgenstrahlung.

Im Folgenden werden die in der CH-Sektion von MAX verwendeten Fokussierelemente beschrieben, bevor auf die für die Strahldynamik sehr wichtige Anordnung der Elemente eingegangen wird (siehe Unterabschnitt 2.1.2).

2.1.1. Magnetische Linsen

Die Protonenenergie im CH-Abschnitt des MAX Injektors beträgt 1,5 MeV bis 17 MeV. In diesem Energiebereich ist die transversale Fokussierung mit elektrischen

Feldern zu schwach um den Protonenstrahl ausreichend zu beeinflussen. Die Verwendung von elektrostatischen Einzellinsen beschränkt sich daher auf den LEBT-Abschnitt vor dem RFQ. Neben den Einzellinsen werden in der LEBT-Sektion auch Solenoide zur transversalen Fokussierung verwendet. Bei Teilchenenergien ab 1,5 MeV erfolgt die Strahlfokussierung mit magnetischen Quadrupollinsen (AG¹-Fokussierung) oder mit supraleitenden Solenoiden. Solenoide aus Niob-Verbindungen (NbTi, Nb₃Sn) können angrenzend zu supraleitenden Kavitäten innerhalb eines gemeinsamen Kryomoduls untergebracht werden.

2.1.1.1. Quadrupolmagnet

Der elektromagnetische Quadrupol besteht aus vier zentrisch um das Strahlrohr angeordneten hyperbolischen Polschuhen, die über ein Joch verbunden sind. Gewickelte Spulen sorgen für die Magnetisierung der Polschuhe. Dabei werden die benachbarten Polschuhe entgegengesetzt polarisiert, so dass folglich die gegenüberliegenden Polschuhe gleichpolig sind und auf der Strahlachse ein transversal-magnetisches Quadrupolfeld entsteht (siehe Abbildung 2.1).

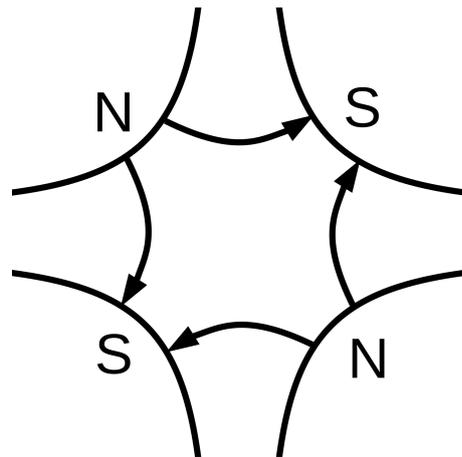


Abbildung 2.1.: Ein Quadrupolmagnet mit hyperbolischen Polschuhen erzeugt ein reines Quadrupolfeld. Abweichungen von der hyperbolischen Polschuhgeometrie erzeugen magnetische Felder mit weiteren Multipolkomponenten.

In einem transversal-magnetischen Quadrupolfeld herrscht entlang der Strahlachse Feldfreiheit. Nur Teilchen mit einer transversalen Ablage zur Strahlachse erfahren eine mit größerem Abstand linear zunehmende fokussierende oder defokussierende Kraft, die proportional zum Gradienten g des Magnetfeldes ist. In der **paraxialen Näherung** werden die transversalen Geschwindigkeitskomponenten vernachlässigt ($v \approx v_z$) und es ergeben sich ausschließlich transversal wirkende Kräfte.

¹Alternierende Gradienten

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

$$\Rightarrow F_x = qv_z B_y = qv_z g x \quad (2.2)$$

$$\Rightarrow F_y = -qv_z B_x = -qv_z g y \quad (2.3)$$

$$g = \frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{B_0}{r} \quad (2.4)$$

Die Bewegungsgleichungen für ein geladenes Teilchen in einem Quadrupolfeld nach paraxialer Näherung lauten [4]:

$$x'' + \frac{gq}{p_0} x = 0 \quad (2.5)$$

$$y'' - \frac{gq}{p_0} y = 0 \quad (2.6)$$

Ein transversal-magnetisches Quadrupolfeld besitzt immer eine fokussierende und eine defokussierende Ebene, so dass eine einzelne Quadrupollinse sich nicht für die Fokussierung eines Teilchenstrahls eignet. Erst in einer entsprechenden Anordnung (siehe Unterabschnitt 2.1.2) mit alternierend fokussierenden und defokussierenden Kräften wird eine **starke Fokussierung** erreicht.

Eine einzelne magnetische Quadrupollinse wird als Quadrupolsinglett bezeichnet. Zur starken Fokussierung mit alternierenden Gradienten werden meistens zwei oder drei Quadrupollinsen in eine Quadrupoldublett- bzw. -triplettlinse zusammengefasst. Nach einer entsprechend konfigurierten Dublett- oder Tripletlinse ist der Teilchenstrahl in beiden Ebenen fokussiert (vgl. Abbildung 4.17 und Abbildung 4.20). Dies ist vor allem bei niedrigen Teilchenenergien aufgrund der relativen großen Transversalimpulse $x' = \frac{dx}{dz}$ und $y' = \frac{dy}{dz}$ von Vorteil. Ein in der xy -Ebene runder Teilchenstrahl kann nicht mit Singlett- oder Dublett-Linsen erzeugt werden.

Auch mit elektrostatischen Quadrupolen lässt sich über die transversal-elektrischen Felder eine Fokussierung des Teilchenstrahls erzielen. Im Vergleich zur magnetostatischen Fokussierung von geladenen Teilchen mit kinetischen Energien im MeV-Bereich fällt die elektrostatische Fokussierungskraft schwach aus. Die transversale Fokussierung in einem RFQ²-Kanal wird über elektrische Wechselfelder erzeugt [5].

²Radio Frequency Quadrupole

2.1.1.2. Solenoid als Fokussierelement

Ein Solenoid ist ein zu einer Zylinderspule gewickelter Draht, der bei eingeschaltetem Stromfluss ein homogenes magnetisches Feld auf der Strahlachse erzeugt (siehe Abbildung 2.2). Solenoide werden in der Beschleunigerphysik zum Einschluss des Plasmas in Ionenquellen, zur Teilchencharakterisierung in Detektoren, und als Fokussierelement zum Strahltransport verwendet.

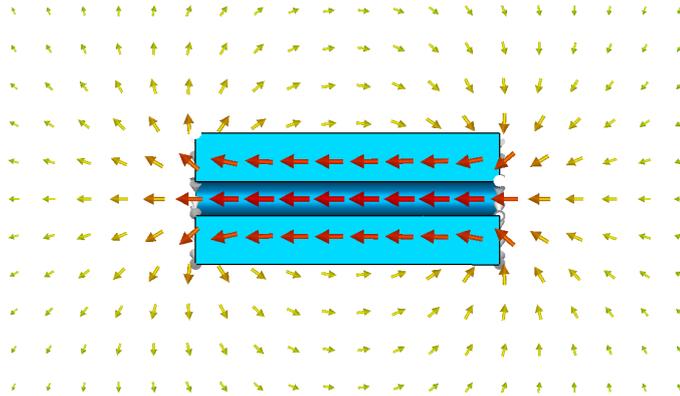


Abbildung 2.2.: 2D-Darstellung der magnetische Feldlinien eines Solenoids. In dieser Skizze fließt der Strom in dünnen Drähten, die in der blauen Querschnittsfläche in azimuthaler Richtung zur Zylinderachse gewickelt sind. Die Größe und Farbe der Pfeile deuten auf die lokale magnetische Feldstärke hin.

Zunächst stellt sich die Frage wie das homogene Magnetfeld eines Solenoids geladene Teilchen fokussieren kann, wenn die Magnetfeldlinien hauptsächlich parallel zur Strahlachse verlaufen. Schließlich führt ein axiales und homogenes Magnetfeld wegen der verschwindenden Lorentzkraft auf geladene Teilchen, die sich in Achsrichtung bewegen, zu keiner Wirkung. Erst mit der Betrachtung der Randfelder außerhalb des Solenoids kann die fokussierende Wirkung eines magnetischen Solenoidfelds verstanden werden.

Es wird ein Parallelstrahl mit diskreter Energieverteilung angenommen ($v_{Eingang} = v_z = konst.$). Die radialen magnetischen Feldkomponenten im Eingangsbereich (und Ausgangsbereich) des Solenoids führen, wie sich leicht mit der Drei-Finger-Regel überprüfen lässt, zu einer azimuthalen Ablenkung der geladenen Teilchen.

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.7)$$

$$F_\phi = qv_z B_r \quad (2.8)$$

Mit der Annahme, dass die radiale Komponente des magnetischen Fluss $B_r(r)$ im Eingangsbereich linear mit dem Radius zunimmt, ist auch die Stärke der Lorentzkraft $F_\phi(B_r(r))$ linear vom Radius r abhängig.

$$\frac{B_r}{r} = \frac{\partial B_r}{\partial r} = \alpha \quad (2.9)$$

Über die Divergenz des magnetischen Flusses eines Solenoiden in Zylinderkoordinaten lässt sich ein Ausdruck für B_r herleiten. Dabei ist anzumerken, dass die azimutale Komponente des magnetischen Flusses in einem Solenoid nicht auftritt ($B_\phi = 0$).

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.10)$$

$$0 = \frac{B_r}{r} + \frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.11)$$

$$0 = 2\alpha + \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.12)$$

$$\Leftrightarrow B_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.13)$$

Wegen der Lorentzkraft $F_\phi(B_r(r))$ erhalten die geladenen Teilchen im Eingangsbereich des Solenoiden eine azimutale Geschwindigkeitskomponente $v_\phi(r)$, die für Teilchen mit großer Abweichung zur Strahlachse linear zu nimmt. Anschließend gelangen die Teilchen in das Innere des Solenoiden. Hier wirkt das vorliegende longitudinale Magnetfeld B_z wegen der azimutalen Teilchenbewegung $v_\phi(r)$ fokussierend.

$$F_r = q v_\phi B_z \quad (2.14)$$

Mit der radial linear zunehmende Fokussierkraft $F_r(v_\phi(r))$ laufen die geladenen Teilchen in einen gemeinsamen Brennpunkt, wie es für eine optische Abbildung nötig ist.

Aufgrund der Symmetrie ist der magnetische Fluss im Ausgangsbereich des Solenoiden betragsmäßig der gleiche wie im Eingangsbereich. Die Radialkomponente des Magnetfelds hat hier allerdings ein entgegengesetztes Vorzeichen und wirkt der

azimutalen Drehung des Strahls mit v_ϕ entgegen.

$$B_{r,Eingang}(r,z) = -B_{r,Ausgang}(r,z) \quad (2.15)$$

Der Solenoid ist somit eine Sammellinse mit rotierter Abbildung.

Für verschiedene Teilchengeschwindigkeiten ergeben sich unterschiedliche Brennweiten beim Durchlauf des Solenoiden. Da die Teilchen innerhalb eines Ensembles im Allgemeinen keine diskrete Energie aufweisen, erfahren sie unterschiedliche Ablenkkräfte (siehe Gleichung 2.8) und es kommt zu einer Brennweitenunschärfe, die **chromatische Aberration** genannt wird. Des Weiteren besitzen die Eingangsteilchen zumeist verschiedene Transversalimpulse, die die Brennweitenunschärfe verstärken.

2.1.1.3. Randfeld eines Solenoiden

Ein Solenoid besitzt ein weitläufiges Randfeld, welches benachbarte Komponenten, wie supraleitende Beschleunigerstrukturen, beeinträchtigen kann (siehe Solenoidanordnung in Abbildung 4.5). Zur Minimierung des Randfeldes in longitudinaler Richtung werden Kompensationsspulen mit entgegengesetzter Polarität zur Hauptfeldspule eingesetzt (siehe Abbildung 2.3, [6]). Sie führen den magnetischen Fluss radial von der Strahlachse weg und erlauben somit eine dichtere Platzierung von magnetfeldempfindlichen Komponenten.

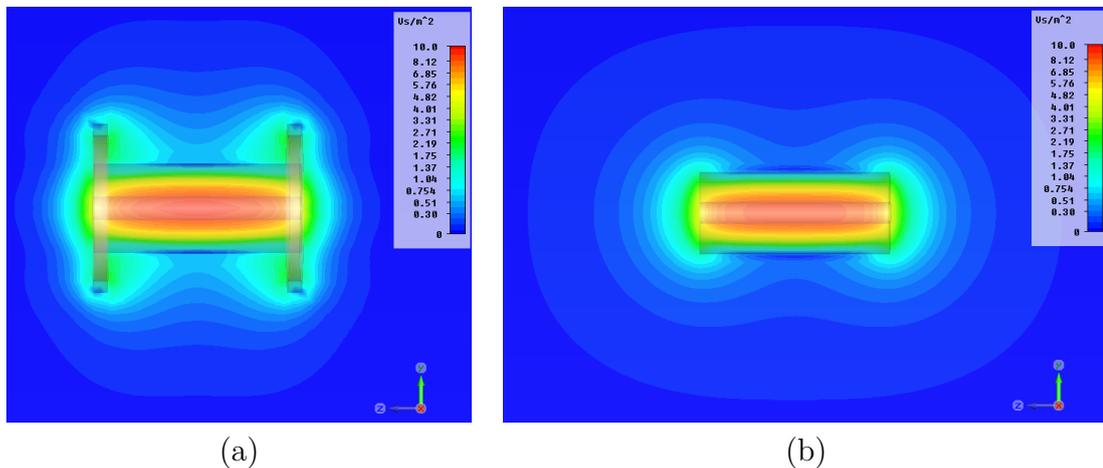


Abbildung 2.3.: Supraleitender Solenoid für MAX Injektor Referenzdesign 2012 mit (a) und ohne Korrekturfeldspulen (b). Durch die Korrekturfeldspulen fällt das magnetische Randfeld in longitudinaler Richtung deutlich stärker ab. Beide Solenoide besitzen die gleiche Fokussierstärke.

Wegen des ausgedehnten magnetischen Randfeldes ist die effektive Länge des Solenoiden, die über die Fokussierstärke bestimmt, neben der geometrischen Länge ein wichtiger Parameter. Intuitiv würde man die effektive Länge als die Strecke bezeichnen, die zusammen mit der maximalen magnetischen Flussdichte eine Rechteck aufspannt, welches den gleichen Flächeninhalt besitzt, wie das Integral der magnetischer Flussdichte $B_{z,0}$ über die Länge des Solenoiden entlang der Strahlachse.

$$L_{eff} = \frac{1}{B_{z,0}} \int B dz \quad (2.16)$$

Jedoch gibt es Probleme mit der intuitiven Definition. Vergleicht man zwei Solenoide mit unterschiedlich ausgeprägten magnetischen Randfeldern, der gleichen effektiven Länge L_{eff} und der gleichen maximalen magnetischen Flussdichte B_{max} , so wird im Allgemeinen die Brennweite $f_{sol} \propto \frac{1}{\int B^2 dz}$ dennoch unterschiedlich sein. In die Fokussierstärke eines Solenoiden geht die magnetische Induktivität quadratisch ein, weshalb eine Definition der effektiven Länge mit Berücksichtigung der quadratischen Abhängigkeit sinnvoll ist.

$$F_S = \int B^2 dz \quad (2.17)$$

$$L_{eff,sol} = \frac{1}{B_{z,0}^2} \int B^2 dz \quad (2.18)$$

2.1.2. Anordnung von Fokussierelementen

Zur effizienten Fokussierung von Protonen mit über 1,5 MeV eignen sich Quadrupol-triplett-magnete, die in einem Fokussierungsgitter angeordnet werden. Mit abwechselnd fokussierenden und defokussierenden magnetischen Feldern wird eine Fokussierung erreicht, die im Allgemeinen stärker ist als die Fokussierung mit ausschließlich fokussierenden Elementen [7].

Die Brennweite eines Fokussierelements in der **Dünnen-Linsen-Näherung** sei f . Stehen zwei dünne Linsen im Abstand S zueinander ergibt sich für die kombinierte Anordnung die Brennweite $\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{S}{f_1 f_2}$. Die Fokussierung zweier gleich starker Linsen mit den Brennweiten $f_1 = -f_2 = f$ führt zu einer positiven Brennweite $F = \frac{f^2}{S}$ und wird alternierende Gradientenfokussierung, oder auch **Starke Fokussierung**, genannt.

Die drei am häufigsten verwendeten Gitter für Protonenstrahlen sind in

Abbildung 2.4 zeigt. Das FODO-Gitter besteht aus fokussierenden (F) und defokussierenden (D) Quadrupol-Singlett-Magneten mit Driftstrecken (O) zwischend den Elementen. In den Driftstrecken ist der Teilchenstrahl je nach Polarität des vorangegangenen Singlett-Magneten in einer Ebene divergent und in der Ebene orthogonal dazu konvergent. Bei kleinen Protonenenergien sind die erforderlichen Abstände zwischen den Singlettlinsen sehr gering. Somit ist die Unterbringung von Beschleunigertanks einschränkt, weswegen das FODO-Gitter hauptsächlich bei hohen Teilchenenergien verwendet wird.

Für den Injektor bis 17 MeV eignen sich das FDO- und das FDFODFDO-Gitter. Das FDO-Gitter, welches aus Quadrupol-Dublett-Magneten und das FDFODFDO-Gitter, welches aus Quadrupol-Triplett-Magneten besteht, erzeugen sowohl in der x - als auch in der y -Ebene einen konvergenten Teilchenstrahl. Damit lässt sich im Gegensatz zum FODO-Gitter eine größere Driftstrecke bis zum nächsten Fokussierelement überbrücken.

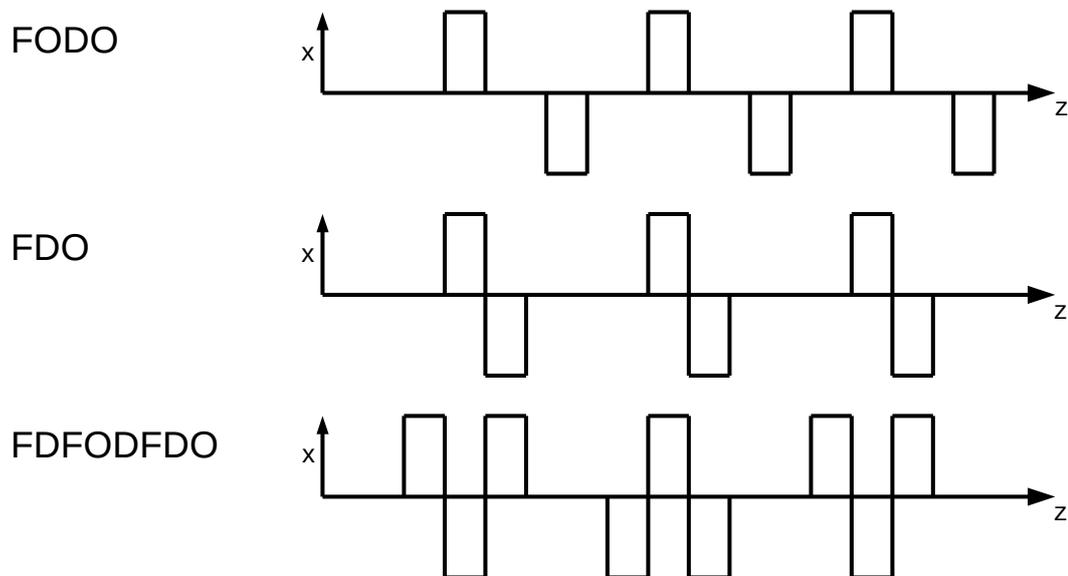


Abbildung 2.4.: Die zur Starken Fokussierung mit alternierenden Gradienten angeordneten Quadrupolmagnete bilden ein Gitter aus fokussierenden (F) und defokussierenden (D) Elementen mit Driftstrecken (O). Exemplarisch ist die Fokussierung in der x -Ebene dargestellt. Ein Balken im positiven Bereich der x -Achse steht für ein in der x -Ebene fokussierenden Quadrupol. Befindet sich der Balken im negativen Bereich der x -Achse wirkt der Quadrupol dieser Ebene defokussierend.

Folgen Fokussierelemente mit gleicher Fokussierstärke in äquidistanten Abständen S ergibt sich ein periodisches Gitter durch das ein transversal angepasster Teil-

chenstrahl kontrolliert geführt werden kann. Der Abstand S wird als **Strukturperiode** bezeichnet. In der theoretischen Betrachtung werden die Fokussierelemente als dünne Linsen betrachtet und besitzen ausschließlich eine fokussierende Wirkung (schwache Fokussierung, siehe Abbildung 2.5). Zunächst werden keine Beschleunigerkavitäten in den Driftstrecken in Betracht gezogen, so dass die Geschwindigkeit der Teilchen in der **paraxialen Näherung** ($v \approx v_z$) konstant bleibt.

In einem periodischen Gitter erreicht die Strahlenveloppe eine maximale radiale Ausdehnung r_{max} in den Fokussierelementen. Hyperbolische Kurven zeichnen den Verlauf der Enveloppe bis zum nächsten Fokussierelement. Der Ort mit dem minimalen Strahlradius r_{min} wird **Strahltaile** genannt und befindet sich mittig zwischen zwei Fokussierelementen.

Die Teilchen innerhalb der Einhüllenden werden durch die fokussierenden Kräfte zu Schwingungen um die Sollbahn angeregt. In Anlehnung an die transversale Schwingung von Teilchen in einem Betatron werden diese Schwingungen auch **Betatronschwingungen** genannt. Über die Strecke von λ ist eine Periode der Oszillation abgeschlossen. Bei Vernachlässigung der Raumladungskräfte ist eine Betatronschwingung für alle Teilchen im Strahl gleich lang. Mit einer höheren Fokussierstärke wird die Wellenlänge λ und der Strahlradius an der Strahltaile r_{min} kleiner. Eine in der Strahldynamik wichtige Größe, die mit λ verknüpft ist, ist der **Phasenvorschub** $\sigma_{x,y}$. Er gibt den Fortschritt der Oszillation innerhalb einer Strukturperiode in Grad an.

$$\sigma_{x,y} = 360^\circ \frac{S}{\lambda} \tag{2.19}$$

Als obere theoretische Grenze für die stabile transversale Fokussierung im periodischen Gitter gilt das **Stabilitätskriterium**. Der Phasenvorschub darf höchstens $\sigma_{x,y} \leq 180^\circ$ betragen. Bei einem Phasenvorschub von $\sigma_{x,y} > 180^\circ$ ist die Strukturperiode S länger als eine halbe Betatronschwingung, was eine Aufweitung der Strahlenveloppe nach jeder Strukturperiode zur Folge hat. Bei einem Phasenvorschub von $\sigma_{x,y} = 180^\circ$ vollzieht ein fokussiertes Teilchen innerhalb einer Strukturperiode S exakt eine halbe Betatronschwingung. Bereits auf halber Strecke zum nächsten Fokussierelement durchkreuzt das Teilchen die Strahlachse und erreicht nach der Strecke S die transversale Abweichung $r_{n+1} = -r_n$. Bei ausgeschalteten Fokussierelementen beträgt der Phasenvorschub $\sigma_{x,y} = 0$, was einer Teilchendrift entspricht und zu einem divergenten Teilchenstrahl führt. Mit $\sigma_{x,y} = 0$ ist eine periodische Fokussierung unmöglich.

In der Praxis ist es nicht sinnvoll den durch das **Stabilitätskriterium** abgedeckten

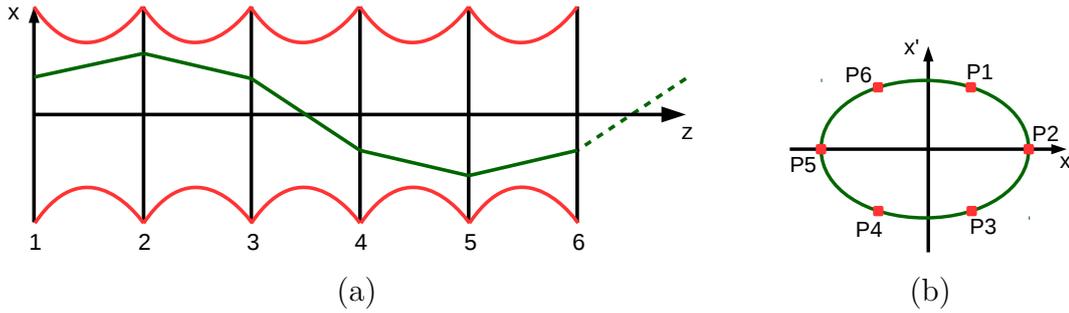


Abbildung 2.5.: In einem periodischen Gitter mit ausschließlich fokussierenden Elementen (1-6) verläuft die Einhüllende des Teilchenstrahls [Bild (a), rot] ebenfalls periodisch. Aufgrund der linearen Fokussierungskräfte vollziehen die Strahlteilchen eine Betatronschwingung um die Strahlachse mit der Wellenlänge λ [Bild (a), grün]. Die Einzelteilchenellipse im Bild (b) beschreibt die transversale Position und die Geschwindigkeitsabweichung in der xx' -Ebene am jeweiligen Gitterpunkt. Im gezeigten Beispiel ist der transversale Phasenvorschub $\sigma_{x,y} = 60^\circ$, so dass nach sechs Fokussierungselementen eine Schwingungsperiode abgeschlossen ist.

Bereich von $0 < \sigma_{x,y} \leq 180^\circ$ auszunutzen. Realistische Teilchenverteilungen besitzen eine Emittanz, die bei sehr kleinen oder sehr großen Phasenvorschüben nicht stabil transportiert werden kann. Die **Akzeptanz** des Fokussierungsgitters bezeichnet die größtmögliche erlaubte Eingangsemittanz für den stabilen Transport im periodischen Gitter. Bei einem Phasenvorschub von $\sigma_{x,y} = 90^\circ$ ist die Akzeptanz maximal [8].

Unter Berücksichtigung der Raumladung grenzt sich der für das transversale Strahldynamikdesign empfohlene Bereich für den Phasenvorschub weiter ein. Ist die im periodischen Gitter verwendete Fokussierstärke gering, so dass die Variation der Enveloppe des Teilchenstrahls Δr in Relation zum mittleren Strahlradius \tilde{r} nur leicht schwankt ($\frac{\Delta r}{\tilde{r}} = \frac{r_{max} - r_{min}}{\tilde{r}} \approx konst.$), lassen sich für $\sigma_{x,y} \ll 90^\circ$ die Raumladungskräfte in der **Smooth Approximation** als kontinuierlich wirkende defokussierende Kraft betrachten. Bei zunehmender Fokussierstärke kommt es zu einer verstärkten Enveloppenoszillation und dadurch zu pulsierend wirkenden Raumladungskräften. Theoretische Betrachtungen zeigen, dass der Teilchenstrahl im periodischen Gitter durch Raumladungsresonanzen in seiner RMS-Emittanz wächst. Weitere Resonanzen ergeben sich durch die Kopplung mit Emittanzaustausch zwischen der transversalen und der longitudinalen Ebene [9, 10].

Desweiteren ist festzustellen, dass der negative Einfluss von Fehlstellungen der Fokussierelemente (Verkippung und Verschiebung, siehe Unterabschnitt 4.3.4) mit niedrigeren Fokussierstärken abnimmt. Bezüglich der Auswirkungen von Fehlern sind also kleine Phasenvorschübe zu bevorzugen. Ein für das MAX Injektordesign sinnvoller transversaler Phasenvorschub liegt im Bereich von $30^\circ < \sigma_{x,y} < 70^\circ$.

Auch wenn ein periodisches Gitter für den Erhalt der Strahlqualität von Vorteil ist, kann es für Ionen im Allgemeinen nicht im Niederenergiebereich realisiert werden. Die unter Beschleunigung zunehmende longitudinale Geschwindigkeit verringert die wirkenden Raumladungskräfte pro Strukturperiode und erfordert eine Geschwindigkeitsanpassung des Fokussierungsgitters. Das optimale Gitter für einen Linac besitzt anfangs kleine Abstände zwischen den Magneten, die mit wachsendem β zunehmend größer werden. Berücksichtigt werden muss ebenso die geschwindigkeitsabhängige selbstfokussierende magnetische Kraft des Teilchenstrahls, die der Raumladungskraft entgegenwirkt. In Abstimmung mit dem longitudinalen Strahldynamikdesign ergeben sich vor allem im Niederenergiebereich zwangsläufig Abweichungen vom transversalen periodischen Gitter. Aber auch Komponenten, die für den Betrieb der Beschleunigeranlage wichtig sind, müssen entlang der Strahlachse untergebracht werden und können die Periodizität des Fokussierungsgitters stören.

Die in Abbildung 2.6 schematisch gezeigte Abweichung vom periodischen Gitter hat je nach Konfiguration der Fokussierstärken eine Aufweitung des Teilchenstrahls, oder eine engere Strahltaile, oder eine Mischung aus beidem zur Folge. Ein größerer Strahldurchmesser erhöht bei gegebener Apertur den **Füllfaktor** $F(z)$ und somit auch die Teilchenverluste im Strahlrohr. Desweiteren nehmen mit höheren Füllfaktoren die Nichtlinearitäten im fokussierenden Feld zu, weshalb ein kleiner Füllfaktor im Fokussierelement für ein niedriges Emittanzwachstum von Vorteil ist. Mit einer Vergrößerung der Apertur des Fokussierelements kann zwar der Füllfaktor $F(z)$ verringert und gegebenenfalls auch ein lokaler Verlust von Randteilchen verhindert werden, jedoch lassen sich die mit zunehmenden Strahlradius verschlechterten Abbildungseigenschaften in den magnetischen Linsen nicht vermeiden. Für eine möglichst kleine Auswirkung der **chromatischen Aberration** gilt $\frac{r_{max}}{S} \ll 1$ mit Abstand des Randteilchens zur Strahlachse r_{max} .

Die durch die Aperiodizität vergrößerte Strahlenveloppe zwischen den Beschleunigerelementen verursacht weitere Nachteile. Befindet sich zwischen den Fokussierelementen eine Beschleunigerstruktur, so ist durch die verstärkte Aufweitung des Teilchenstrahls ein zusätzliches Emittanzwachstum durch Kopplung mit der longitudinalen Beschleunigung zu erwarten. Teilchen am Rand der aufgeweiteten Strahlenveloppe erfahren bei der allgemein im Beschleuniger angewandten longitudinalen Phasenfokussierung eine stärkere transversale Defokussierung, die nichtlinear ist und zu Emittanzwachstum führt. Zusätzlich nimmt für Teilchen mit größerem Abstand zur Strahlachse, bedingt durch die elektrische Feldverteilung im Beschleunigungsspalt, der Laufzeitfaktor zu. Die radiale Abhängigkeit des Laufzeitfaktors $T(r)$ erzeugt eine inhomogene effektive Beschleunigungsspannung $U_{eff}(r,z)$ in der transversalen Ebene und somit eine longitudinale Verschiebung der Randteilchen bezüglich des Sollteilchens, was sich im RMS-Emittanzwachstum bemerkbar macht.

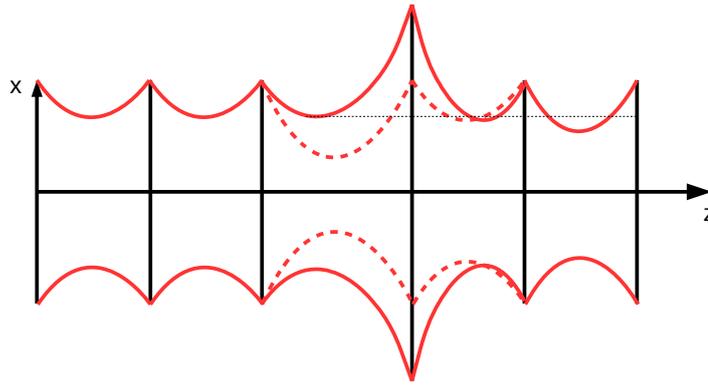


Abbildung 2.6.: Die Teilchenstrahlenvelope in einem aperiodischen Fokussierungsgitter ist, wie schematisch im Bild dargestellt, asymmetrisch. Eine längere Driftstrecke an der Aperiodizität führt zu einer Aufweitung des Teilchenstrahls, was mit einer Zunahme der Strahlemittanz verbunden ist. Damit nach der Aperiodizität die gleiche maximale Strahlaufweitung erzielt werden kann, muss wegen des erfolgten Emittanzwachstums stärker fokussiert werden, was eine engere Strahletaille zur Folge hat. Durch eine stärkere Fokussierung kann eine Envelopenaufweitung vermieden werden (rot gestrichelte Kurve). In diesem Fall nehmen jedoch die nichtlinearen Raumladungskräfte im Bereich der Strahltaile stark zu, was ebenfalls zu Emittanzwachstum führt.

Die Zunahme der Enveloppe durch die Aperiodizität kann mit entsprechender Anpassung der Fokussierstärke im Fokussierelement vor der vergrößerten Driftstrecke $S_{aperiodisch} > S$ vermieden werden. Bedingt durch die stärkere Fokussierung verengt sich die Strahlenvelope in der aperiodischen Driftstrecke, was wiederum andere Nachteile für die Emittanz mit sich bringt. Zum einen erhöhen sich die nichtlinearen Raumladungskräfte im Bereich der Strahltaile und die bereits erwähnten Raumladungsinstabilitäten können hervorgerufen werden. Zum anderen erzeugt die höhere Teilchendichte vermehrtes Emittanzwachstum durch Coulomb-Streuung.

Beim Design der transversalen Strahldynamik eines Injektors ist es von Vorteil die Periodizität des Fokussierungsgitters weitestgehend umzusetzen. Zur Vermeidung von Enveloppenoszillationen sollte der Strahl für die Injektion in das Gitter angepasst werden. Dies geschieht mit einer Annäherung der transversalen Phasenraumellipse an die Form der Ellipse nach einer Gitterperiode. Damit die periodische Fokussierung nach einer Störung der Periodizität fortgesetzt werden kann, ist eine weitere Strahlanpassung notwendig.

Desweiteren ist anzumerken, dass aufgrund der Veränderung des Geschwindigkeitsprofils des Teilchenstrahls bei niedrigen Energien (siehe Abbildung 4.3) eine Anpassung des Fokussierungsgitters sinnvoll ist. Die wirkenden Raumladungskräfte pro

Strukturperiode nehmen, bei gleichzeitiger Zunahme von selbstinduzierten fokussierenden magnetischen Kräften, weiter ab. Eine Anpassung des periodischen Fokussierungsgitters an die Geschwindigkeit erzeugt zunehmend größere Driftstrecken und somit auch Platz für Beschleuniger und weitere Komponenten.

Es bleibt festzuhalten, dass ein niedriger Füllfaktor für ein geringes Emittanzwachstum anzustreben ist. Auf der anderen Seite lässt sich der Füllfaktor nicht beliebig klein wählen. Die Größe der Apertur ist durch eine Verschlechterung der longitudinalen Strahldynamik in Beschleunigerkavitäten und durch höhere technische Anforderungen in den Fokussierelementen begrenzt. Ebenso ist ein eng fokussierter Teilchenstrahl mit kleinem Strahldurchmesser aufgrund der Raumladungskräfte und seiner starken Divergenz problematisch. Für den MYRRHA Injektor sind aufgrund der hohen Strahlleistung und den hohen Anforderungen an die Zuverlässigkeit Füllfaktoren von $F(z) < 0,5$ anzustreben. Die Umsetzung des transversalen Strahldynamikdesigns ist in Unterabschnitt 4.3.2 beschrieben.

2.2. Longitudinale Strahldynamik

Die Beschleunigung von geladenen Teilchen in elektrischen HF-Feldern erfordert eine Einteilung des Strahls in Teilchenpakete. Zu einer bestimmten Zeit befinden sich die Teilchenpakete bei einer gegebenen Phase auf der HF-Welle. Ziel der longitudinalen Strahldynamik ist es, die Teilchen in Synchronisation mit der HF-Welle zu beschleunigen und als Paket zusammen zu halten. Orte, an denen sich zu gegebener Zeit ein beschleunigendes elektrisches Feld befindet, werden dabei von den Teilchenpaketen belegt und Orte an denen die elektrischen Felder entschleunigend wirken sind frei von Teilchen. Damit die Teilchenpakete zu entsprechenden Zeiten ein beschleunigendes Feld $E_a(z,t)$ erfahren, muss die Synchronizität zwischen der Hochfrequenz und den Abständen der von den Teilchen durchlaufenen Beschleunigungsspalte gewährleistet sein. Für die Spaltabstände ergibt sich somit je nach Beschleunigertyp die Spaltmittenabstandslänge l_{sm} .

Beschleunigerkavitäten in denen die TM-Mode (E-Mode) angeregt wird, haben einen Spaltmittenabstand von $l_{sm, TM}$. Die TM_{010} -Mode eignet sich wegen des konstanten elektrischen Feldes in longitudinaler Richtung besonders zur Teilchenbeschleunigung. Befinden sich innerhalb einer Kavität transversal befestigte Driftröhren zur Beschleunigung in der TM_{010} -Mode, spricht man von einem Alvarez-Beschleuniger und der Vektor des beschleunigenden elektrischen Felds zeigt zu gegebener Zeit in jedem Spalt in die gleiche Richtung [11]. In einer Alvarez-Struktur beträgt der Abstand von Spalt zu Spalt $l_{sm, TM}$. Eine mehrzellige elliptische Kavität wird in der gegenphasig gekoppelten $TM_{010-\pi}$ -Mode betrieben. Zur Teilchenbeschleunigung in

einer mehrzelligen elliptischen Kavität eignet sich somit jeder zweite Beschleunigungsspalt und der Spaltmittenabstand beträgt $l_{sm, TM-\pi}$. Wird der Resonator nach dem Prinzip von G. Ising und R. Wideröe in der TE-Mode (H-Mode), oder TEM-Mode betrieben, darf ebenfalls nur jeder zweite Beschleunigungsspalt mit Teilchen besetzt sein [12, 13]. Für den Spaltmittenabstand ergibt sich $l_{sm, TE, TEM}$.

$$l_{sm, TM} = \beta \frac{c}{f} = \beta \lambda \quad (2.20)$$

$$l_{sm, TE, TEM} = l_{sm, TM-\pi} = \beta \frac{c}{2f} = \frac{\beta \lambda}{2} \quad (2.21)$$

Ist die Synchronizitätsbedingung erfüllt und werden die Spaltmittenabstände im Linac an die Geschwindigkeitszunahme angepasst, erhalten die Teilchen in jedem Beschleunigungsspalt einen Energiegewinn, der proportional zur Beschleunigungsspannung U_a ist. Die maximale Beschleunigungsspannung erfährt das Teilchen, welches sich bei einem maximal aufgebauten beschleunigenden elektrischen Feld exakt in der Spaltmitte befindet. Ist der Spaltmittenabstand l_{sm} des Beschleunigers auf die Geschwindigkeitszunahme dieses virtuellen Teilchens abgestimmt, wird es als Synchroneteilchen bezeichnet und hat in diesem Fall eine auf den Kosinus der Hochfrequenz bezogene Phasenlage von $\phi_s = 0^\circ$. Da ein beschleunigtes Teilchenpaket immer eine räumliche Ausdehnung hat, befinden sich die Teilchen im Allgemeinen nicht am Ort des virtuellen Synchroneteilchens. Der Abstand zum virtuellen Synchroneteilchen wird mit der Phasenabweichung $\Delta\phi = \phi - \phi_s$ angegeben und ist mit einem zeitlichen und räumlichen Abstand (Δt bzw. Δl) korreliert.

$$\Delta t = \frac{\Delta\phi}{\omega} \quad (2.22)$$

$$\Delta l = v_s \Delta t = v_s \frac{\Delta\phi}{\omega} \quad (2.23)$$

Wie in Unterabschnitt 2.2.2 gezeigt wird, ist die in einem Beschleuniger eingestellte Synchronphase für die longitudinale Phasenfokussierung bei positiv geladenen Teilchen negativ ($\phi_s < 0$). Bevor die Dynamik der Teilchen innerhalb eines Teilchenpaketes beschrieben wird, soll nun im folgenden Abschnitt der Energiegewinn in einem Beschleunigungsspalt bestimmt werden (siehe Unterabschnitt 2.2.1).

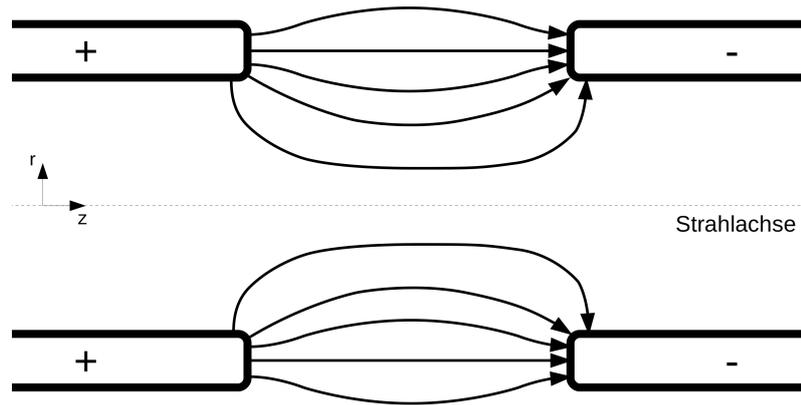


Abbildung 2.7.: Querschnitt zweier Driftröhren und schematische elektrische Feldverteilung im Beschleunigungsspalt. Aufgrund der vorliegenden Radialsymmetrie ist der Abstand zur Strahlachse mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ angegeben.

2.2.1. Die Beschleunigung in einem Spalt

Zur Teilchenbeschleunigung liegt zwischen benachbarten Driftröhren eine HF³-Spannung an, die ein elektrisches Wechselfeld im Beschleunigungsspalt der Länge L aufbaut. Über das vorliegende longitudinale elektrische Feld $E_a = E(r, z, t)$ wird ein Teilchen beschleunigt (siehe Skizze zum Spalt in Abbildung 2.7). Bei $z = 0$ befindet sich das Teilchen in der Mitte des Spaltes und die Phasenabweichung des Teilchens zur Hochfrequenz wird mit ϕ angegeben. Für die theoretische Betrachtung wird vorerst die radiale Abhängigkeit der elektrischen Feldverteilung im Spalt außer Acht gelassen und nun ein Teilchen auf der Strahlachse ($r = 0$ mm) angenommen.

$$E(r, z, t) = E(z, t) = E_0(z) \cos(\omega t(z) + \phi) \quad (2.24)$$

Der longitudinale Energiegewinn ΔW im Spalt hängt von der elektrischen Feldverteilung und der Phasenlage ϕ des Teilchens ab.

$$\Delta W = q \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} E_0(z) \cos(\omega t(z) + \phi) dz \quad (2.25)$$

Wegen des zeitabhängigen HF-Feldes erfährt das geladene Teilchen selbst bei einer

³Hoch-Frequenz

Phasenlage von $\phi = 0^\circ$ nur einen Teil der maximalen Spaltspannung. Der **Laufzeitfaktor** T gibt das Verhältnis zwischen Beschleunigungsspannung U_a und maximaler Spaltspannung U_0 an [14].

$$\Delta W = qU_a \cos(\phi) \quad (2.26)$$

$$= qU_0 T \cos(\phi) \quad (2.27)$$

$$\text{mit } T = \frac{\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E_0(z) \cos(\omega t(z)) dz}{\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E_0(z) dz} \quad (2.28)$$

Ein hoher Laufzeitfaktor ergibt sich, wenn das Teilchen in einer kurzen Zeit den Beschleunigungsspalt durchläuft. Mit einer hohen Teilchengeschwindigkeit oder bei einer kleinen Spaltlänge ist die zeitliche Änderung der Amplitude des HF-Felds gering und das Teilchen sieht einen hohen Anteil von der Maximalspannung U_0 . Das Umgekehrte gilt für ein langsames Teilchen oder einen großen Beschleunigungsspalt.

Im bisher betrachteten theoretischen Idealfall befindet sich das zu beschleunigende Teilchen auf der Strahlachse. Eine radiale Abweichung des Teilchens im Spalt hat ebenso wie die longitudinale Abweichung einen Einfluss auf die Teilchenbeschleunigung. Wie in Abbildung 2.7 veranschaulicht ist die elektrische Feldstärke zwischen den gegenüberliegenden Stirnflächen der Driftröhren höher als auf der Strahlachse, ähnlich wie in einem Plattenkondensator das elektrische Feld zwischen den Platten größer ist als im Randbereich. Die bis zum Driftröhrradius R radial zunehmende Feldstärke bedeutet einen radial zunehmenden Laufzeitfaktor und Energiegewinn des Teilchens.

$$T(r_\uparrow) > T(r_\downarrow) \quad , \text{ mit } r_\downarrow < r_\uparrow < R \quad (2.29)$$

$$\Rightarrow \Delta W(r_\uparrow) > \Delta W(r_\downarrow) \quad (2.30)$$

Dennoch wird versucht eine radiale Abweichung der Teilchen von der Strahlachse zu vermeiden. Bei der Verwendung von negativen Phasen für positiv geladene Teilchen (siehe longitudinale Phasenfokussierung in Unterabschnitt 2.2.2) ist das radial defokussierende Feld am Spaltausgang größer als das fokussierende am Spalteingang

(siehe radiale Komponente des elektrischen Feldes in Abbildung 2.7). Diese Kopplung zwischen transversaler und longitudinaler Bewegung führt im Teilchenstrahl zu Emittanzwachstum [8].

Die exakte Feldverteilung in einem Beschleunigungsspalt hängt von der Geometrie der Driftröhren ab und lässt sich in numerischen Simulationen bestimmen. Selbst entfernte Bauteile wie die Stützen der Driftröhren haben einen Einfluss auf die Feldverteilung, der in den Simulationen berücksichtigt wird (siehe Abbildung 2.8).

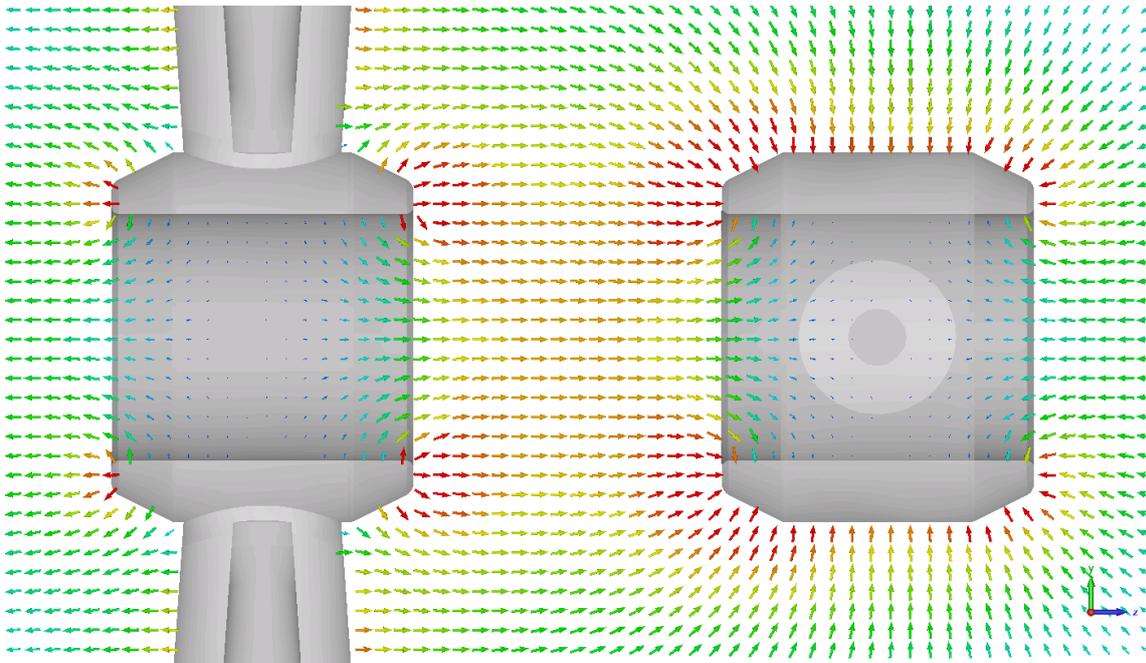


Abbildung 2.8.: Numerisch simulierte elektrische Feldverteilung im mittleren Beschleunigungsspalt von CH-Struktur Nr. 1 (Design C3). Die Feldstärke ist farblich dargestellt. Die konisch spitz zulaufenden Driftröhren konzentrieren das elektrische Feld zur Strahlachse.

2.2.2. Longitudinale Phasenfokussierung

Die bisher betrachtete Beschleunigung eines positiv geladenen Teilchens ist maximal, wenn es eine Phasenlage von $\phi = 0^\circ$ besitzt. Dieses Teilchen soll nun das Referenzteilchen eines Teilchenpaketes sein und heißt wegen der Synchronität mit der HF-Welle **Synchronteilchen**. Um das Synchronteilchen verteilen sich die Teilchen des Paketes mit einer longitudinalen Abweichung von $\Delta\phi = \phi - \phi_s = \phi$ bei $\phi_s = 0^\circ$. Vorauseilende Teilchen würden eine negative und hinterhereilende Teilchen eine positive Phase besitzen. Aufgrund der Phasenabweichung zum Synchronteilchen befinden sich die Teilchen in beiden Fällen mit $\phi \neq 0$ nicht auf dem Maximum

der HF-Welle und werden weniger stark beschleunigt. Vorauseilende Teilchen erhalten nicht den maximalen Energiegewinn und nähern sich dem Synchronteilchen an. Teilchen, die hinterhereilen, verlieren jedoch den Anschluss an das Synchronteilchen und gehen bei einer Beschleunigung mit $\phi_s = 0^\circ$ über mehrere Spalte longitudinal verloren.

Damit das positiv geladene Teilchenpaket longitudinal nicht auseinander läuft, wird das Synchronteilchen auf eine negative Phase gesetzt ($\phi_s < 0$). Mit einer zeitlich ansteigenden elektrischen Feldamplitude können auch hinterhereilende Teilchen zum Synchronteilchen aufschließen. Die erlaubte Energie- und Phasenabweichung vom Synchronteilchen für einen longitudinal stabilen Transport ist von der gewählten Synchronphase ϕ_s abhängig und wird durch die **Separatrix** vom instabilen Bereich des longitudinalen Phasenraums getrennt (siehe Abbildung 2.9). Der Bereich innerhalb der Separatrix ist der longitudinale Akzeptanzbereich für den stabilen Teilchentransport. Er ist bei einer Synchronphase von $\phi_s = -90^\circ$ maximal und verschwindet für $-180^\circ > \phi_s > 0^\circ$ [4]. Teilchen innerhalb des Akzeptanzbereichs oszillieren um die Synchronphase ϕ_s . Diese Oszillation um die Synchronphase wird **Synchrotronschwingung** genannt.

Wird eine Kavität mit der Synchronphase $\phi_s = -90^\circ$ betrieben, erhält ein positiv geladenes Teilchen mit $\Delta\phi = \phi - \phi_s = 0^\circ$ beim Durchlaufen des Spaltes keine Beschleunigung (siehe Gleichung 2.26). Jedoch werden abweichende Teilchen mit $\Delta\phi \neq 0^\circ$ wegen des maximalen und weitläufig linearen Feldanstiegs bei $\phi_s = -90^\circ$ bestmöglich fokussiert. Eine solche **Rebuncher-Kavität** wird zur Anpassung divergenter Teilchenstrahlen, wie sie nach längeren Driftstrecken zu beobachten sind, verwendet.

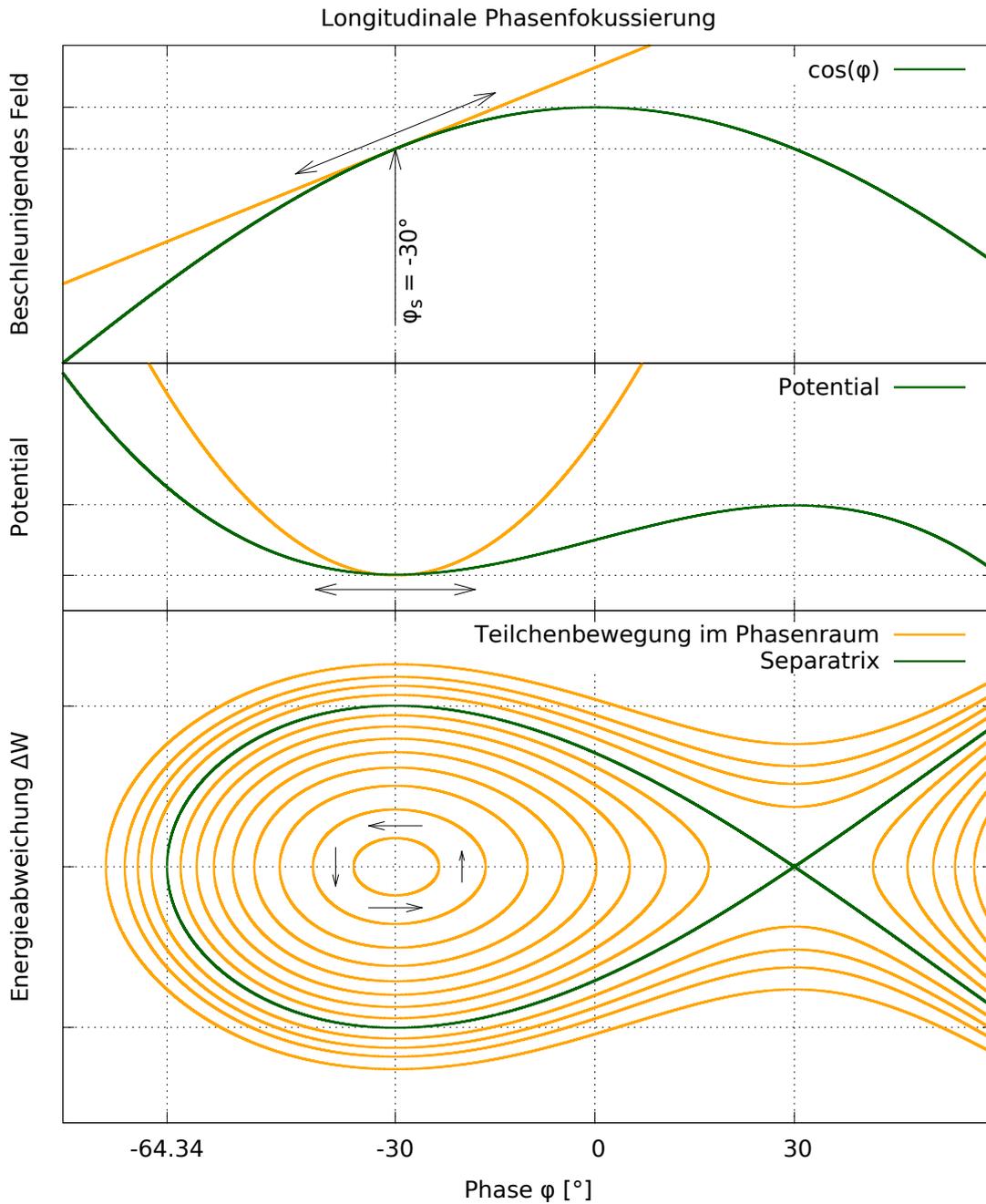


Abbildung 2.9.: Im dargestellten Beispiel ist für die longitudinale Phasenfokussierung von positiv geladenen Teilchen eine Synchronphase von $\phi_s = -30^\circ$ gewählt. Die Teilchen führen eine Oszillation um das Synchronteilchen aus. Bei kleinen Abständen $\Delta\phi$ und niedrigen Energieabweichungen ΔW zum Synchronteilchen ist die zurücktreibende Kraft annähernd linear (gelbe Kurven in den oberen beiden Graphen) und die Bewegung im Phasenraum entspricht einer Ellipse. Die Separatrix (grüne Kurve im unterer Graph) trennt den longitudinalen Phasenraum der stabilen Bewegung von der instabilen Bewegung.

2.2.3. Synchrotron-Oszillation

Die longitudinalen Schwingungen um das Synchronteilchen sind ein typisches Merkmal einer Beschleunigung mit periodischen Feldern und longitudinaler Phasenfokussierung. Trotz Unterschiede in der Teilchenstrahldynamik tritt die in Synchrotrons beobachtete Schwingung ebenso in Linacs auf und wird dort ebenfalls Synchrotron-Oszillation oder Synchrotronoschwingung genannt.

Aufgrund des asymmetrischen Potentials entspricht die Synchrotron-Oszillation nur bei kleinen Amplituden einer Schwingung im harmonischen Oszillator (siehe Abbildung 2.9). Je größer die Amplitude der Schwingung ist, desto stärker kommen die nichtlinearen Kräfte zur Geltung und die Schwingungsdauer einer Synchrotron-Oszillation nimmt zu. Wegen den unterschiedlichen Umlaufzeiten der Teilchen sollte der Akzeptanzbereich bei der Injektion eines Teilchenpaketes nicht vollständig gefüllt sein. Randteilchen mit einer großen Umlaufzeit wickeln sich um das Synchronteilchen und der Strahl erhält eine spiralförmige Struktur. Dieser Prozess ist unumkehrbar und führt zu Emittanzwachstum durch **Filamentierung**. Ist die Energieabweichung oder Phasenlage zum Synchronteilchen außerhalb des Akzeptanzbereichs bzw. der Separatrix geht das Teilchen longitudinal verloren.

2.2.4. Longitudinale Beschleunigung mit Kavitäten

Beschleunigungsspalte können wie Magnete bei der transversalen Beschleunigung in einem periodischen Gitter angeordnet sein. Das einfachste longitudinale Gitter ist eine Anordnung von Einspalkavitäten. Der Abstand von Spaltmitte zu Spaltmitte beschreibt bei Einspaltstrukturen die Länge einer Strukturperiode und wird für die Berechnung des longitudinalen Phasenvorschubs ϕ_l verwendet. Jede Einspalkavität lässt sich individuell in Phase und Gradient konfigurieren, weshalb das Gitter gut auf die Teilchensorte und -geschwindigkeit angepasst werden kann. Mehrspaltstrukturen sind in dieser Hinsicht weniger flexibel, erzeugen jedoch mehr Beschleunigungsspannung pro Strecke und sind damit deutlich effizienter.

Das longitudinale Gitter lässt sich wie das transversale Gitter analytisch im Rahmen der Ionenoptik beschreiben. Die Wirkung von Driftstrecken und Kavitäten mit longitudinaler Phasenfokussierung kann in Matrizen ausgedrückt werden, die nach Matrixmultiplikation die Wirkung des gesamten longitudinalen Gitters auf den Teilchenstrahl beinhalten [4].

Für die Entwicklung eines komplexen Beschleunigersystems ist die analytische Betrachtung zu rudimentär, weswegen numerische Strahlsimulationsprogramme für die Optimierung verwendet werden (siehe Abschnitt 2.4). Die im Matrixformalismus

verwendete Dünne-Linsen-Näherung ist für Mehrspaltstrukturen nur noch bedingt anwendbar. Des Weiteren sind die transversale Defokussierung im Beschleunigungsspalt, die im Allgemeinen nichtlinearen Raumladungskräfte und das nichtlineare Potential der longitudinalen Phasenfokussierung nicht zu vernachlässigende Effekte auf die Teilchenstrahldynamik, die in den numerischen Simulationen Berücksichtigung finden.

Bei der Anordnung der Beschleunigungsspalte innerhalb einer H-Moden-Struktur gibt es drei Konzepte, die bei der Entwicklung des MAX Injektors verwendet wurden.

Konstante-Phasen-Struktur Die Spaltmittenabstände sind an die Geschwindigkeit des Synchronteilchens angepasst und befinden sich im Abstand $l_{sm,TE} = \frac{\beta\lambda}{2}$. Die Phase des Synchronteilchens bleibt über alle Spalte der Kavität konstant (siehe Abbildung 2.10).

Konstantes- β -Struktur (im Englischen EQUUS⁴) Der konstante Spaltmittenabstand mit $l_{sm,TE} = \frac{\beta_{konst.}\lambda}{2} = \text{konst.}$ ist für die mittlere Teilchengeschwindigkeit des Synchronteilchens in der Kavität angepasst ($\beta_{konst.} = \tilde{\beta}$). Die mittlere Geschwindigkeit berechnet sich mit $\tilde{\beta} \approx \sqrt[3]{\frac{\beta_{in}^3 + \beta_{out}^3}{2}}$. Die Eingangsgeschwindigkeit β_{in} ist niedriger als die mittlere Geschwindigkeit $\tilde{\beta}$ und das Synchronteilchen erhält für den nächsten Spalt neben einer höheren Energie eine positivere Synchronphase. Sobald die Geschwindigkeit des Synchronteilchens größer als die mittlere Geschwindigkeit ist, verschiebt sich die Synchronphase im nächsten Spalt zu negativeren Werten. Es ergibt sich ein hyperbolischer Verlauf im Phasen-Energie-Diagramm (siehe Abbildung 2.10). Je höher die Geschwindigkeit der Teilchen, desto geringer ist die Geschwindigkeitszunahme pro Beschleunigungsspalt und die Energieabweichung wird für Strukturen mit konstantem β kleiner.

KONUS Die ersten Spalte einer mehrspaltigen Kavität mit KONUS-Strahldynamik (**K**ombinierte **N**ull-**G**rad-**S**truktur) dienen der longitudinalen Fokussierung des Teilchenstrahls mit einer konstanten negativen Phase. Danach folgt der 0°-Phasen-Abschnitt, bei dem das Synchronteilchen mit einer Überschussenergie von positiven zu negativen Phasen wandert und dabei die Null-Grad-Phase durchkreuzt (siehe Abbildung 2.10 und [15]). Die anschließende Linse zur transversalen Fokussierung ist im MAX Referenzdesign zwischen den Kavitäten vorgesehen, wird jedoch häufig bei KONUS-Beschleunigern innerhalb eines Beschleunigertanks verbaut [16, 17].

⁴**EQU**idistant **mU**lti-gap **S**tructure

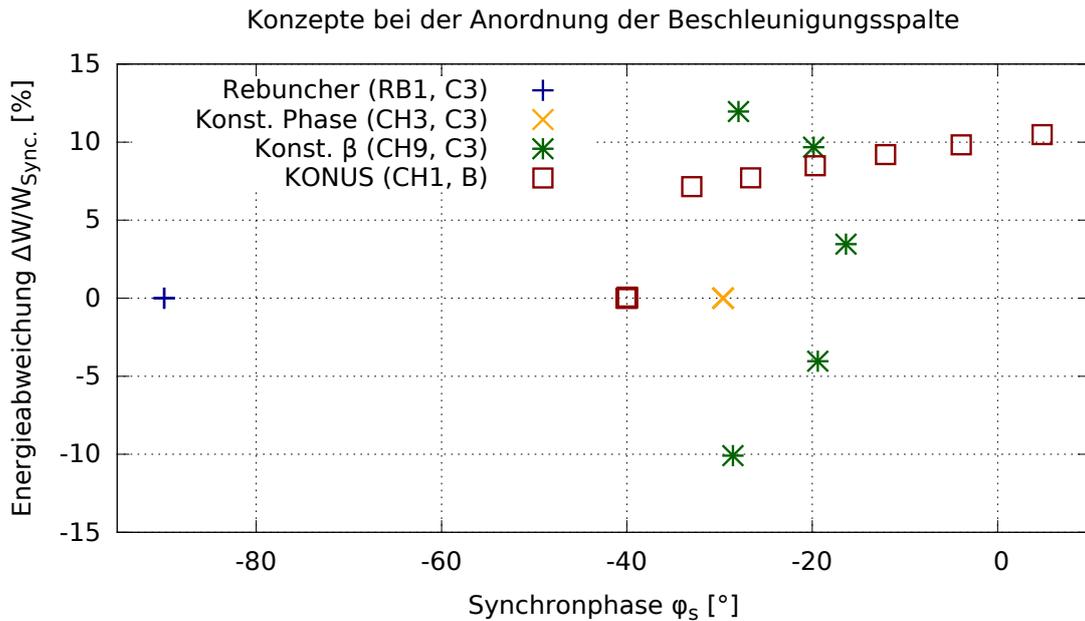


Abbildung 2.10.: Bei den unterschiedlichen Konzepten zur Anordnung von Beschleunigungsspalten innerhalb einer Kavität ergeben sich charakteristische Verläufe für Beziehung zwischen Synchronphase und Energieabweichung. Beispielsweise weist die dritte CH-Struktur (CH3) aus Design C3 (siehe Versionsbezeichnungen in Abschnitt 4.2) keine Abweichung zur Synchronenergie auf.

2.3. Erhaltung der Strahlqualität

Für den stabilen Teilchentransport benötigt ein Beschleuniger einen kompakten Eingangsstrahl mit nicht zu großer Divergenz. Für die Beschreibung der Qualitätsanforderungen ist die **Strahlemittanz** die bedeutende Größe und wird als Designvorgabe verwendet. Die **Akzeptanz** eines Beschleunigers ist die maximal erlaubte Größe der Emittanz. Je kleiner die Emittanz des Strahls ist, desto einfacher gestaltet sich der weitere Strahltransport. Beim Strahldynamikdesign gilt es somit trotz der emittanzvergrößernden Effekte (siehe Unterabschnitt 2.3.2) geringe Emittanzwerte zu erzielen.

2.3.1. Emittanz

Teilchenverteilungen in einem Linac besitzen durch den Einfluss von Driftstrecken, und linearen Kräften in Fokussierelementen und Beschleunigern eine elliptische Form. Strahlstörende Einflüsse lassen die Form der Strahlverteilung von einer Ellipse abweichen. So ist die Qualität des Teilchenstrahls vermindert, obwohl nach dem **Satz**

von Liouville die Phasenraumdichte konstant bleibt [4]. Daher eignet sich zur Definition für die Qualität eines Teilchenensembles eine Ellipse, die das Ensemble umfasst, oder die sich aus den mittleren quadratischen Abweichungen der Teilchen ergibt.

Man unterscheidet zwischen der longitudinalen Emittanz ϵ_z und den transversalen Emittanzen ϵ_x und ϵ_y . Die Angabe der Emittanz bezieht sich somit auf eine 2-dimensionale Unterebene des 6-dimensionalen Phasenraums. Für die transversalen Emittanzen werden die Projektionen der Teilchen auf die Ebenen x, x' und y, y' mit $x' = \frac{dx}{dz}$ und $y' = \frac{dy}{dz}$ verwendet. Bei der longitudinalen Emittanz werden die Orts- und die Geschwindigkeitsabweichung in die bei der longitudinalen Strahldynamik üblichen Größen $\Delta\phi$ und ΔW angegeben.

Die strahlumfassende Emittanz wird $\epsilon_{100\%}$ genannt. Sie erzeugt eine Ellipse, die alle Teilchen des Strahls beinhaltet. Die Aussagekraft der 100 %-Emittanz ist bei realen Teilchenverteilungen mit Halobildung nicht praxistauglich, weswegen häufig Emittanzen verwendet werden, die auf die Berücksichtigung der Randteilchen verzichten, wie z.B. die 95,4 %-Emittanz bzw. 2σ -Emittanz ($\epsilon_{95,4\%} = \epsilon_{2\sigma}$). Eine sinnvolle Definition der Emittanz, die alle Teilchen eines Ensembles berücksichtigt, sich aber nicht ausschließlich an die Randteilchen anpasst, ist die RMS-Emittanz⁵ ϵ_{rms} . In ihr werden die mittleren örtlichen quadratischen Abweichungen \bar{x}^2 und die mittleren quadratischen Geschwindigkeitsabweichungen \bar{x}'^2 verwendet.

$$\epsilon_{x,rms} = \sqrt{(x - \langle x \rangle)^2 (x' - \langle x' \rangle)^2 - ((x - \langle x \rangle) (x' - \langle x' \rangle))^2} \quad (2.31)$$

$$= \sqrt{\bar{x}^2 \bar{x}'^2 - (\overline{xx'})^2} \quad (2.32)$$

Die Emittanz ist im Allgemeinen ein geschwindigkeitsabhängiger Parameter. Für ein beschleunigendes Teilchenensemble werden die Transversalgeschwindigkeiten ($x' = \frac{dx}{dz}$) der Einzelteilchen gedämpft (Adiabatische Dämpfung). Ebenso kommt es bei der longitudinalen Emittanz zu einer geschwindigkeitsabhängigen Dämpfung, wenn sich die Einheit auf die relative Geschwindigkeitsabweichung $z' = \frac{\Delta v_z}{v_z} = \frac{d(\Delta z)}{dz}$ bezieht. Um eine Vergleichbarkeit von Emittanzwerten herzustellen, wird üblicherweise die geschwindigkeitsnormierte Emittanz ϵ_n verwendet.

$$\epsilon_n = \epsilon \beta \gamma \quad (2.33)$$

Die geläufige Einheit für die transversale Emittanz lautet mm mrad. Für die longi-

⁵Root Mean Square

tudinale Emittanz gibt es mehrere häufig verwendete Einheiten (deg MeV, ns keV/u, mm mrad). In dieser Arbeit wird die Einheit ns keV/u verwendet, die sich aus der kinetischen Energieabweichung und der zeitlichen Abweichung zum Sollteilchen ergibt. Für Protonen gilt $u = 1$, somit lautet die Einheit für die longitudinale Emittanz auch vereinfacht keV ns. Da die Energieabweichung ($[\Delta E] = \text{keV}$) im Gegensatz zur relativen Geschwindigkeitsabweichung ($[z'] = \text{mrad}$) nicht bei zunehmenden Teilchengeschwindigkeiten gedämpft wird, ist keine Geschwindigkeitsnormierung erforderlich. Im Folgenden sind die Formeln für die Transformation zwischen den Einheiten angegeben.

$$\epsilon_z [\text{keV ns}] = \frac{\beta\gamma^3 (m_0c^2)}{c} \epsilon_z [\text{mm mrad}] \quad (2.34)$$

$$= \frac{\gamma^2 (m_0c^2)}{c} \epsilon_{z,n} [\text{mm mrad}] \quad (2.35)$$

$$\epsilon_z [\text{deg MeV}] = \frac{360f\beta\gamma^3 (m_0c^2)}{c} \epsilon_z [\text{mm mrad}] \quad (2.36)$$

$$= \frac{360f\gamma^2 (m_0c^2)}{c} \epsilon_{z,n} [\text{mm mrad}] \quad (2.37)$$

2.3.2. Emittanzwachstum

Bei ausschließlich linear fokussierenden Kräften bewegen sich die geladenen Teilchen auf ihren elliptischen Trajektorien durch den Phasenraum (siehe Abbildung 2.5). Die Emittanz des Teilchenensembles in den Ebenen xx' , yy' und $\Delta\phi\Delta W$ würde dabei konstant bleiben, wenn nicht zahlreiche Effekte die Bewegung der Teilchen stören. Mit einem geeigneten Injektordesign gilt es die Wachstumsmechanismen für die Emittanz so weit wie möglich zu unterdrücken.

Ein Teilchenensemble besteht aus einer Vielzahl an Teilchen ($1,42 \cdot 10^8$ Teilchen pro Bunch für MAX-Injektor-Spezifikationen). Im Allgemeinen sind die Teilchen innerhalb eines Ensembles inhomogen verteilt, was zu nichtlinearen Raumladungskräften führt. Bedingt durch diese Raumladungskräfte strebt die Verteilung eines Teilchenensembles in ein statistisches Gleichgewicht, welches einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht. Die statistische Neuordnung ist mit einer Vergrößerung der Emittanz verbunden. [8]

Ein Teilchenensemble am Ausgang eines RFQ-Beschleunigers weist vor allem in der longitudinalen Ebene eine strukturbehaftete Teilchenverteilung auf (siehe Abbildung 4.7). Die Reorganisation der Teilchen führt zu einem unvermeidlichen Emittanzwachstum welches sich im weiteren Verlauf des Linacs auch durch eine

Verschmierung der Strahlstruktur bemerkbar macht (siehe longitudinale Ausgangsverteilungen des Injektors in Unterabschnitt 4.3.3).

Neben der Raumladung gibt es weitere nichtlineare Kräfte, die sich negativ auf die Strahlqualität auswirken. Das asymmetrische Potential der longitudinalen Phasenfokussierung korreliert mit nichtlinearen rücktreibenden Kräften (siehe Unterabschnitt 2.2.2). Die Rotationsgeschwindigkeit der Teilchen im Phasenraum verlangsamt sich mit zunehmendem Abstand zum Synchroneteilchen. Die Randteilchen der longitudinalen Phasenellipse erzeugen einen Teilchenschweif und es kommt zu einer Filamentation des Phasenraums (siehe Abbildung 4.15, Abbildung 4.16 und Abbildung 4.19). Verhindern lassen sich die Teilchenschweife nur durch eine weitestgehende Vermeidung des nichtlinearen Bereichs des longitudinalen Potentials, was im Design C3 gelungen ist (siehe Abbildung 4.21).

Die transversalen und longitudinalen Bewegungen von geladenen Teilchen sind durch die Einwirkung von Linsen und Beschleunigern miteinander gekoppelt. Die Kopplung der Unterebenen im Phasenraum ist ein nicht-linearer Einfluss auf den Teilchenstrahl und lässt die Emittanz wachsen. Hier nun drei Beispiele, bei denen eine Kopplung der Unterebenen auftritt:

- Divergente Teilchen haben einen längeren Laufweg als paraxiale Teilchen, so dass ein divergenzabhängiger longitudinaler Phasenversatz entsteht.
- Der Energiegewinn eines Teilchens in einem Beschleunigungsspalt ist von der transversalen Teilchenposition abhängig.
- Die transversalelektrischen Felder im Beschleunigungsspalt erzeugen bei longitudinaler Phasenfokussierung eine radial abhängige transversale Defokussierung.
- Verkippte Fokussierelemente und Teilchenbeschleuniger geben dem gesamten Teilchenensemble einen Transversalimpuls. Der Strahl oszilliert um die Strahlachse und besitzt somit freie Energie die mit der Zeit die Temperatur des Teilchenensembles erhöht. Folglich steigt die Strahldivergenz und somit die Emittanz des Strahls.

Die Coulombstreuung der Strahlteilchen mit dem Restgas oder mit benachbarten Teilchen im Strahl wird in den numerischen Simulationscodes nicht berücksichtigt. Der Beitrag der Restgasstreuung zum Emittanzwachstum ist bei üblichen Drücken im Strahlrohr von 10^{-6} bis 10^{-7} mbar vergleichsweise gering. Ebenso ist die Coulombstreuung der Teilchen innerhalb des Strahls vernachlässigbar klein.

2.4. Numerische Simulation der Teilchenstrahldynamik

Die Anzahl an Simulationscodes für die Berechnung der Teilchenstrahldynamik ist groß. In dieser Arbeit wird das am IAP entwickelte Programm LORASR verwendet, mit welchem bereits einige Linacs erfolgreich entworfen wurden. Zur zusätzlichen Kontrolle und Sicherheit wurden die Ergebnisse für die vorgeschlagenen Referenzdesigns des MAX Injektors mit TraceWin⁶ überprüft.

LORASR⁷ wurde ursprünglich für die Simulation von mehrspaltigen Kavitäten mit KONUS-Strahldynamik entwickelt [15]. Bisher ist es weltweit der einzige Simulationscode, der sich für das Design von Teilchenstrahldynamiken mit KONUS-Kavitäten eignet [18]. Eine Nachberechnung des mit LORASR erstellten KONUS-Designs, wie es für das Benchmarking wichtig ist, kann mit den meisten gängigen Strahldynamikcodes erfolgen. LORASR eignet sich ebenfalls für die in Linacs gängigen Strahldynamiken mit Kavitäten mit konstanter Phase und EQUUS⁸-Dynamik.

Die Berechnungsmethode von LORASR beruht auf der Unterteilung des kartesischen Raumes in und um das Teilchenensemble. Für jeden Gitterpunkt wird die Poisson-Gleichung $\Delta\Phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$ gelöst und die Kraftwirkung von den Gitterpunkten auf die Teilchen interpoliert (**P**article-**I**n-**C**ell-Methode). Diese Berechnung wird in kurzen Zeitintervallen wiederholt, um einen kontinuierlichen zeitabhängigen Krafteinfluss zu simulieren.

Zur Reduzierung der Rechenzeit werden in den numerischen Simulationen die Teilchen zu Makroteilchen zusammengefasst. Anstatt der für den MYRRHA Injektor beschleunigten $1,42 \cdot 10^8$ (bei 4 mA) Teilchen pro Bunch werden in den Teilchenstrahlsimulationen für diese Arbeit bis zu 100000 Teilchen pro Bunch verwendet. Jedes Makroteilchen enthält somit die Ladung und Masse von mindestens 142 Protonen.

Die Optimierung des in LORASR berechneten Linacs erfolgt durch eine manuelle Anpassung der Eingabeparameter durch den Benutzer. Hierfür ist eine kurze Rechenzeit des Programms besonders wichtig. 1998 dauerte die Berechnung einer $\frac{\beta\lambda}{2}$ -Zelle eines Beschleunigers mit 2000 Strahlteilchen auf einem damals modernen Intel Pentium Prozessor (~ 166 bis 266 MHz) etwa 2 Minuten [15]. Die Weiterentwicklung des Programmcodes durch neue Raumladungsroutinen [19] und die gestiegene Rechenleistung moderner CPUs ermöglichen heute wesentlich umfangreichere Rechnungen in kürzerer Zeit. Für die aktuelle Entwicklung des MYRRHA Injektors wurde ein

⁶<http://irfu.cea.fr/Sacm/>

⁷**L**ongitudinale und **t**Ransversale **S**trahltransportrechnung unter Berücksichtigung der **R**aumladung

⁸**E**quidistant **m**ultigap **S**tructure

Intel-Core-i7-2700K (3,9 GHz) verwendet. Die Berechnung der gesamten CH-Sektion mit 74 Beschleunigungsspalten inklusive 29 Quadrupollinsen mit 100000 Strahlteilchen dauert auf dem genannten System etwa 4 Minuten.

3. HF-Design

Die Teilchenbeschleunigung über elektrische HF-Felder (**Hoch-F**requenz-Felder) ist eine effiziente Methode dem Teilchenstrahl kinetische Energie zuzuführen. Die geladenen Teilchen durchlaufen auf dem Weg durch den HF-Linac ein in den Beschleunigungsspalten aufgebautes elektrisches Potential. Somit werden Beschleunigungsgradienten von mehreren Megavolt pro Meter erreicht. Im Gegensatz zum HF-Linac wird in einem elektrostatischen Teilchenbeschleuniger über ein konstantes elektrisches Potential beschleunigt, was bei Spannungen im MV-Bereich die Gefahr von elektrischen Überschlügen birgt.

In heutigen Beschleunigeranlagen haben HF-Resonatoren die elektrostatischen Beschleuniger weitestgehend verdrängt. Lediglich die Ionenquelle eines Linacs befindet sich auf einem elektrostatischen Potential von typischerweise 10 bis 300 kV und sorgt somit für eine Vorbeschleunigung für den Teilchentransport zur ersten Beschleunigerstruktur.

Es gibt zwei Gattungen von Resonatoren, die die gewünschte HF-Beschleunigungsspannung erzeugen. Bei **Hohlraumresonatoren** werden stehende Wellen innerhalb einer Kavität (metallischer oder supraleitender Hohlraum) angeregt und die so erzeugte Spannung zur Beschleunigung genutzt. In **Leitungsresonatoren** bilden bestimmte Komponenten innerhalb des Tanks einen elektrischen Schwingkreis, der die Beschleunigungsspannung aufbaut. Im Gegensatz zu Hohlraumresonatoren sind die Tankwände bei Leitungsresonatoren nicht für die Ausbildung der Schwingungsmoden relevant. Für beide Resonatorgattungen wird die benötigte HF-Leistung über einen HF-Sender bereitgestellt und mit einem Leistungskoppler in die Kavität gebracht.

3.1. Hohlraumresonatoren

Innerhalb eines elektrisch leitenden Hohlraums können gemäß den Randbedingungen elektromagnetische Resonanzen angeregt werden. Die Geometrie des Hohlraums bestimmt über die möglichen Schwingungsmoden und deren Eigenfrequenzen. Die in der entsprechenden Schwingungsmoden entstehenden elektrischen Wechselfelder werden für die Teilchenbeschleunigung benutzt (siehe Abschnitt 2.2).

3.1.1. Feldgradient und Beschleunigungseffizienz

Um die Beschleunigungsfähigkeit von Kavitäten miteinander zu vergleichen, wird der elektrische Beschleunigungsgradient $E_a = \frac{U_{eff}}{L}$ verwendet. Dabei ist U_{eff} die effektive Beschleunigungsspannung und L die Tankinnenlänge (auch L_{innen}). Ebenfalls sehr geläufig ist die Definition der Länge L anhand der Strecke entlang der das beschleunigende elektrische Feld vorliegt $L_{\beta\lambda-Def.}$. Dabei wird der Abstand von der Mitte des ersten Spalts zur Mitte des letzten Spalts der Kavität $\Delta L = z_{GM,n} - z_{GM,1}$ mit den Strecken $L_{Eing.} + L_{Ausg.} = \frac{\beta_{Eing.}\lambda}{4} + \frac{\beta_{Ausg.}\lambda}{4}$ addiert.

$$L_{\beta\lambda-Def.} = \Delta L + L_{Eing.} + L_{Ausg.} \quad (3.1)$$

Die Werte für den Feldgradienten in den unterschiedlichen Definitionen unterscheiden sich bei mehrzelligen Strukturen kaum. Bei höheren Teilchengeschwindigkeiten wird die Änderung der Spaltmittenabstände zunehmend kleiner und Konst.- β -Strukturen können im Strahldynamikdesign verwendet werden. In diesem Fall vereinfacht sich die $\beta\lambda$ -Definition für die Tanklänge.

$$(L_{\beta\lambda-Def.})_{\beta \gtrsim 0,1} = N_{Spalt} \frac{\beta_{opt}\lambda}{2} \quad (3.2)$$

Ein hoher elektrischer Feldgradient in mehreren Kavitäten muss nicht zwangsläufig bedeuten, dass eine bestimmte Teilchenenergie nach einer kurzen Strecke erreicht wird. Die Strecken zwischen den Beschleunigertanks und die Dicke und Geometrie der Tankwände sind im Feldgradient nicht berücksichtigt. Deswegen wird zur Charakterisierung der Beschleunigungseffizienz eines Linacs der Gradient $E_{a,Linac}$ eingeführt, der sich auf die gesamte Länge des Linacs bezieht („real estate gradient“).

$$E_{a,Linac} = \frac{\sum U_{eff}}{L_{Linac}} \quad (3.3)$$

3.2. Allgemeine Resonatortheorie

3.2.1. Gespeicherte Energie

Das Verhältnis aus der im Resonator gespeicherten Energie W und der in einer Hochfrequenzperiode dissipierten Energie $\frac{P_c}{\omega}$ entspricht der intrinsischen Güte Q_0 des Resonators. Die Güte von supraleitenden Strukturen ist im Vergleich zu normalleitenden Strukturen aufgrund der niedrigeren Verlustleistung etwa 4 bis 5 Größenordnungen höher (siehe Oberflächenwiderstand in Unterabschnitt 3.3.1).

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_c} \quad (3.4)$$

Die im Resonator gespeicherte Energie befindet sich in Abhängigkeit von der HF-Phase ($\phi_{HF} = \omega t$) im elektrischen oder im magnetischen Feld. Ist beispielsweise zu einer bestimmten HF-Phase das elektrische Feld maximal aufgebaut, liegt kein magnetisches Feld in der Kavität vor. Somit befindet sich die gesamte gespeicherte Energie im elektrischen Feld ($W = W_E$). Nach einer viertel HF-Periode ($\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$) ist das magnetische Feld maximal ausgeprägt und die gesamte gespeicherte Energie ist im magnetischen Feld ($W = W_H$) vorhanden. Gleichung 3.5 beschreibt das zeitabhängige Verhältnis der gespeicherten Energien.

$$W(t) = \cos(\omega t) W_E + \sin(\omega t) W_H \quad (3.5)$$

$$W_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |E_0(x, y, z)|^2 dV \quad (3.6)$$

$$W_H = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |H_0(x, y, z)|^2 dV \quad (3.7)$$

3.2.2. Shuntimpedanz

Die Shuntimpedanz R_a ist ein Maß für die Effizienz eines Beschleunigers und setzt die Beschleunigungsspannung U_{eff} in Relation zu den in der Kavität dissipierten Leistungsverlusten P_c .

$$R_a = \frac{U_{eff}^2}{P_c} \quad (3.8)$$

Ein Linearbeschleuniger welcher die gleiche effektive Spaltspannung bei den gleichen HF-Leistungsverlusten auf einer kürzeren Strecke bereitstellt, besitzt auch die gleiche Shuntimpedanz R_a . Die kürzere Struktur gilt dennoch als effizienter. Somit ist es sinnvoll für den Vergleich von Kavitäten die längennormierte Shuntimpedanz Z_a zu verwenden.

$$Z_a = \frac{U_{eff}^2}{P_c L} \quad (3.9)$$

Da die Shuntimpedanz maßgeblich vom Oberflächenwiderstand bzw. der daraus resultierenden dissipierten Leistung abhängt, sind für den Vergleich von Beschleunigerstrukturen aus unterschiedlichen Oberflächenmaterialien im folgenden Unterabschnitt weitere Kenngrößen eingeführt.

3.2.3. Weitere Vergleichsgrößen

Soll der Vergleich von Beschleunigerstrukturen unabhängig vom Material und somit vom Oberflächenwiderstand erfolgen, wird die Shuntimpedanz R_a mit der intrinsischen Güte Q_0 ins Verhältnis gesetzt. Dies ist beispielsweise beim Vergleich von normalleitenden mit supraleitenden Strukturen sinnvoll. Der Wert für $\frac{R_a}{Q_0}$ ist zudem frequenzunabhängig und ein Maß für die Fähigkeit des Resonators die elektrischen Felder auf die Strahlachse zu konzentrieren.

$$\frac{R_a}{Q_0} = \frac{U_{eff}^2}{P_c Q_0} \quad (3.10)$$

$$\Leftrightarrow \frac{R_a}{Q_0} = \frac{U_{eff}^2}{\omega W} \quad (3.11)$$

Eine weitere Kenngröße, die ausschließlich von der Geometrie des Resonators abhängt, ist der Geometriefaktor G . Da der Oberflächenwiderstand R_s reziprok in die intrinsische Güte des Resonators Q_0 einfließt, ist das Produkt unabhängig von der Leitfähigkeit des Materials.

$$G = R_s Q_0 = \frac{R_s \omega W}{P_c} = \frac{\omega \mu_0 \int_V |H|^2 dV}{\int_A |H|^2 dA} \quad (3.12)$$

3.2.4. Frequenztuning

Rechnerische Ungenauigkeiten der simulierten Resonanzfrequenz werden in realen Beschleunigern durch eine nachträgliche Frequenzanpassung des Resonators korrigiert. Hierfür kommen zumeist Tauchkolben zum Einsatz, die in das Resonatorvolumen geschoben werden. Alternativ kann die Resonanzfrequenz durch Deformation der Tankwände, oder durch eine Nachbearbeitung von Resonatorkomponenten erzielt werden. Bei normalleitenden Beschleunigern ist eine Frequenzverstimmung über die thermisch bedingte Materialausdehnung möglich. Eine zusätzliche Frequenzanpassung in Echtzeit zur Korrektur von mechanischen Vibrationen ist bei supraleitenden Beschleunigern notwendig (siehe Abschnitt 3.4).

Eine Frequenzanpassung des Resonators erfolgt nach dem Theorem von J. Slater durch die Veränderung des Volumens in dem die elektrischen und magnetischen Felder gespeichert sind. Wird durch einen Tauchkolben Resonatorvolumen verdrängt, in dem in der vorliegenden Schwingungsmode mehr elektrische als magnetische Energie gespeichert ist, verringert sich die Resonanzfrequenz. Im umgekehrten Fall von verdrängten Volumen mit mehrheitlich magnetischer Feldenergie erhöht sich die Resonanzfrequenz. Durch die Frequenzanpassung wird das durch den Tauchkolben gestörte Verhältnis von elektrischer und magnetischer gespeicherter Feldenergie ausgeglichen, so dass $W_E = W_H$ gilt. [20]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta W_H - \Delta W_E}{W} \quad (3.13)$$

$$= \frac{\int_V (\mu_0 H^2 - \epsilon_0 E^2) dV'}{\int_V (\mu_0 H^2 + \epsilon_0 E^2) dV'} \quad (3.14)$$

3.3. Normalleitende Beschleunigerstrukturen

Normalleitende HF-Beschleuniger sind in ihrem Beschleunigungsgradienten E_a durch die dissipierte Verlustleistung (siehe Unterabschnitt 3.3.1) und durch elektrische Überschläge limitiert. Daher ist die Shuntimpedanz einer der wichtigsten Designparameter bei der Entwicklung von normalleitenden Beschleunigerkavitäten. Elektrische HF-Felder im Vakuum, die niedriger als die empirisch von Kilpatrick bestimmte kritische Feldstärke E_K sind (siehe Gleichung 3.15), stellen keine Gefahr für elektri-

sche Überschläge dar [21].

$$f = 1,64 \text{ MHz} \left(\frac{E_K}{E_0} \right)^2 e^{-8,5 \frac{E_0}{E_K}} \quad , \text{ mit : } E_0 = 1 \frac{\text{MV}}{\text{m}} \quad (3.15)$$

Durch eine verbesserte Oberflächenqualität lassen sich in modernen Teilchenbeschleunigern höhere elektrische Spitzenfelder ($E_p > E_K$) ohne elektrische Überschläge realisieren [14]. Der Kilpatrickfaktor $\frac{E_B}{E_K}$ bestimmt das Verhältnis vom maximalen elektrischen Oberflächenfeld $E_p = E_B$ bei dem es zum Überschlag kommt zur Kilpatrick-Feldstärke E_K .

Messungen der berschlagsspannung an RFQ-Resonatoren am IAP mit 26,7, 108,5 und 216 MHz haben im Dauerstrichbetrieb einen Kilpatrickfaktor von bis zu 2 ergeben. Im gepulsten Betrieb konnten Kilpatrickfaktoren von bis zu 5 erreicht werden. [22, 23]

3.3.1. Leistungsverluste in normalleitenden Resonatoren

Die in einem normalleitenden Beschleuniger dissipierte thermische Leistung muss über ein Kühlsystem abgeführt werden. Eine zu starke Erwärmung der stromführenden Elemente des Beschleunigers aufgrund des elektrischen Wechselstromwiderstands sollte vermieden werden. Durch Temperaturgradienten entstehen mechanische Spannungen und Verformungen, die einen Einfluss auf die Resonanzfrequenz und die Strahldynamik haben können. Bei lokalen Heipunkten kann es zur Schmelze des Kupfers an der Tankoberflache kommen, wodurch der Beschleunigertank beschädigt wird.

Vor allem bei HF-Beschleunigern im Dauerstrichbetrieb fällt verhältnismäßig viel thermische Leistung an, so dass der Beschleunigungsgradient E_a in seiner Größe begrenzt ist. Werden HF-Beschleuniger mit einem niedrigen Tastverhältnis betrieben, kann die HF-Leistung in der Kavitat zeitweise ausgeschaltet werden, was die mittlere dissipierte Leistung reduziert.

Stromfuhrende Oberflächen eines normalleitenden HF-Beschleunigers erwärmen sich in Folge des Wechselstromwiderstands. Über die Leitfähigkeit des gegebenen Materials σ und der frequenzabhängigen Skintiefe $\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}}$ ergibt sich der **Oberflächenwiderstand** R_s .

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\sigma}} \quad (3.16)$$

Die Leistungsverluste P_c , die in einer normalleitenden Kavität auftreten, sind proportional zum Oberflächenwiderstand R_s und dem Quadrat des magnetischen Feldes $|H|^2$ auf den Oberflächen A .

$$P_c = \frac{1}{2} R_s \int_A |H|^2 dA' \quad (3.17)$$

Zur Abschätzung der Leistungsverluste und der daraus resultierenden Wärmeströme und Temperaturgradienten in gekühlten Beschleunigerkomponenten dient folgende analytische Betrachtung. Benötigt wird die aus numerischen Simulationen gewonnene magnetische Feldverteilung auf den Oberflächen der betrachteten Komponenten. Für jeden Punkt i mit numerisch berechnetem magnetischem Feld $H_{abs,i}$ auf dem Oberflächenelement A_i , lassen sich mit Gleichung 3.17 die lokalen Leistungsverluste P_i ermitteln.

$$P_i = \frac{1}{2} R_s H_{abs,i} A_i \quad (3.18)$$

Je größer die Anzahl der Gitterpunkte in den numerischen Simulationen ist, desto kleiner sind die betrachteten Flächen A_i . Die Summe aller Teilleistungen P_i ergibt die dissipierte Gesamtleistung P_{tot} auf dem betrachteten Bauteil.

$$P_{tot} = \sum_i P_i \quad (3.19)$$

Zur Bestimmung der Oberflächentemperatur werden drei Wärmeübergänge betrachtet (siehe Abbildung 3.1). Die elektrischen Ströme auf dem Bauteil erzeugen Verlustwärme, die über das Kühlwasser abgeführt wird. Zwischen der stromführenden Oberfläche und dem Kühlwasser im Inneren des Bauteils entsteht ein Temperaturgradient im Material. Zur Bestimmung der Oberflächentemperatur wird dieser Temperaturgradient und der Wärmeübergang zum Kühlmittel berücksichtigt. Man erhält eine Temperaturdifferenz in Bezug auf die Temperatur des Kühlmittels.

In der Modellrechnung werden ausschließlich die direkten Wärmeströme von der Wärmequelle an der Oberfläche zum Kühlmittel berücksichtigt. In der Realität kann die Wärme auch über einen lateralen Temperaturgradienten fließen und so wärmere Orte mit hohen Stromdichten mit kühleren Orten thermisch kontaktieren. Eine Vernachlässigung der lateralen Wärmeströme führt zu einer pessimistischen

Abschätzungen der Temperaturverteilung, da heiße Stellen ohne den lateralen Temperaturgradienten zu hoch abgeschätzt werden. Ebenso wird angenommen, dass die Krümmung der Oberfläche klein gegenüber der Materialdicke ist.

Für eine möglichst genaue Abschätzung der Oberflächentemperatur müssen die Größen der betrachteten Teilflächen auf denen die simulierten Ströme fließen, ausreichend klein sein und auf die Problemstellung angepasst werden. Dies ist über die Anzahl der simulierten Gitterpunkte möglich.

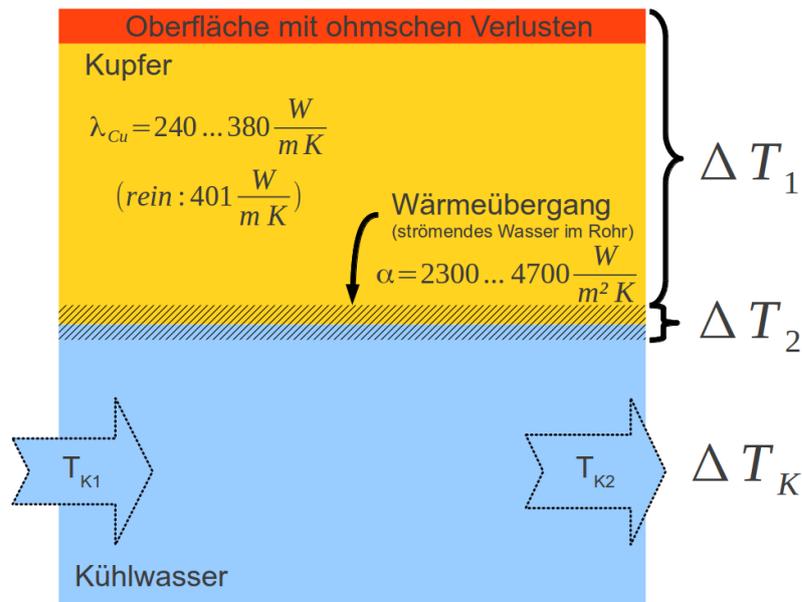


Abbildung 3.1.: Wärmeflussdiagramm für Ströme auf einer Kupferoberfläche. Es entsteht ein Temperaturgradient ΔT_1 im Kupfermaterial und ein Temperaturgradient ΔT_2 , beim Wärmeübergang zwischen dem Kupfer und dem Kühlwasser. Besteht das betrachtete Bauteil aus Edelstahl mit einer galvanisch aufgetragenen Kupferschicht, muss die Wärmeleitfähigkeit des entsprechenden Stahls verwendet werden.

Die auf den Flächenelementen dissipierte Leistung P_i entspricht dem Wärmestrom \dot{Q}_i , der pro Flächenelement A_i über das Material mit der Dicke d abgeführt wird. Abhängig von der Wärmeleitfähigkeit λ des verwendeten Materials (siehe Tabelle 3.1) entsteht ein Temperaturgradient parallel zur Flächennormale.

$$\dot{Q}_i = \frac{\lambda A_i}{d} \cdot \Delta T_{1,i} \quad (3.20)$$

$$\Leftrightarrow \Delta T_{1,i} = \frac{\dot{Q}_i d}{\lambda A_i} \quad (3.21)$$

Stoff	Wärmeleitfähigkeit λ [W/(m · K)]
Aluminium (Al)	204
Kupfer (Cu)	384
Niob (Nb)	53
Stahl, legiert (1.4301)	15
Stahl, unlegiert	48...58

Tabelle 3.1.: Wärmeleitfähigkeiten verschiedener Materialien bei 20°C. [24]

Die Temperaturdifferenz zwischen dem Kühlmittel und dem Material des Bauteils ΔT_2 ist abhängig vom Wärmeübergang vom Metall zum Wasser. Die Strömungseigenschaften des Kühlmittels bestimmen den Wärmeübergangskoeffizient α . Turbulente Strömungen begünstigen den Wärmetransport, was zu hohen Werten von α führt (siehe Tabelle 3.2). Je nach Wahl des Wärmeübergangskoeffizienten α gelangt man zu optimistischen bzw. pessimistischen Abschätzungen für die Temperaturdifferenz ΔT_2 .

$$\dot{Q}_i = \alpha A_i \Delta T_{2,i} \tag{3.22}$$

$$\Leftrightarrow \Delta T_{2,i} = \frac{\dot{Q}_i}{\alpha A_i} \tag{3.23}$$

Stoff	Wärmeübergangskoeffizient α [W/(m ² · K)]
Strömendes Wasser in Metallrohren	2300...4700
Siedendes Wasser in Metallrohren	4700...7000
Siedendes Wasser an Metallfläche	3500...5800

Tabelle 3.2.: Wärmeübergangskoeffizienten für Wasser. [25]

Je nach Fragestellung lässt sich die benötigte Durchflussmenge \dot{m} , oder der Temperaturanstieg des Kühlmittels $\Delta T_K = T_{K,2} - T_{K,1}$ bestimmen. Die jeweils andere Größe muss vorgegeben werden. Die spezifische Wärmekapazität für destilliertes Wasser beträgt $c_{H_2O} = 4,18 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$.

$$\Delta Q = c_{H_2O} m \cdot \Delta T_K \quad (3.24)$$

$$\Rightarrow \dot{Q} = c_{H_2O} \dot{m} \cdot \Delta T_K \quad (3.25)$$

$$\Leftrightarrow \Delta T_K = \frac{\dot{Q}}{c_{H_2O} \dot{m}} \quad (3.26)$$

Im Folgenden sollen Aussagen über die mittlere und maximale Oberflächentemperatur eines gekühlten verlustbehafteten Bauteils getroffen werden. Zur Bestimmung der mittleren Oberflächentemperaturdifferenz $\langle \Delta T_{Oberfläche} \rangle$ werden die Temperaturdifferenzen aus den Wärmeübergängen $\Delta T_{1,i}$ und $\Delta T_{2,i}$ addiert und gemittelt. Mit der mittleren Temperatur des Kühlmittels $\langle T_K \rangle = \frac{1}{2} (T_{K,1} + T_{K,2})$ erhält man die mittlere Oberflächentemperatur $\langle T_{Oberfläche} \rangle$.

$$\langle \Delta T_{Oberfläche} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Delta T_{1,i} + \Delta T_{2,i}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta T_{Oberfläche,i} \quad (3.27)$$

$$\langle T_{Oberfläche} \rangle = \langle T_K \rangle + \langle \Delta T_{Oberfläche} \rangle \quad (3.28)$$

Die maximale Oberflächentemperatur T_{max} ergibt sich aus dem Ort (Index i) des höchsten Temperaturgradienten im Material. Da laterale Wärmeströme vernachlässigt werden, ist der berechnete Wert für T_{max} höher als in der Realität.

$$\Delta T_{max} = \max_i (\Delta T_{1,i} + \Delta T_{2,i}) \quad (3.29)$$

$$T_{max} = \langle T_K \rangle + \Delta T_{max} \quad (3.30)$$

3.4. Supraleitung in Hohlraumresonatoren

Gegenüber normalleitenden Teilchenbeschleunigern ist für supraleitende Beschleuniger aus Niob der Oberflächenwiderstand um die Größenordnung $\sim 10^{-5}$ geringer, was während des Betriebs zu wesentlich niedrigeren Leistungsverlusten führt. Die Güte Q_0 von supraleitenden Resonatoren ist wegen des niedrigen Oberflächenwiderstands R_s besonders hoch, was zu einer schmalen Resonanzkurve führt und ein aktives Tuningsystem erfordert.

$$Q_0 = \frac{\omega U}{P_c} = \frac{G}{R_s} \quad (3.31)$$

Zusätzlich zu den Verlustleistungen in der supraleitenden Kavität muss die benötigte Kühlleistung und der damit verbundene Wirkungsgrad beim Kühlen auf einem Temperaturniveau von 2 bis 4 K berücksichtigt werden. Um wenige Watt thermischer Leistung im kalten Temperaturreervoir abzuführen, wird eine vielfache Kühlleistung P_{Kryo} benötigt. Der Wirkungsgrad des realen Kryosystems ist um den temperaturabhängigen Faktor $F(T)$ schlechter als eine Carnot-Maschine mit dem Wirkungsgrad η_{Carnot} . Moderne Kryoplanzen erreichen $F(T = 4 \text{ K}) \approx 3,4$ bzw. $F(T = 2 \text{ K}) \approx 5,2$. [26]

$$\eta_{Carnot} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (3.32)$$

$$P_{Kryo} = F(T) \frac{P_c}{\eta_{Carnot}} \quad (3.33)$$

Die Hochfrequenzverluste der supraleitenden Kavitäten machen nur einen geringen Anteil der thermischen Verluste aus. Wegen des Kühlaufwandes für statische thermische Verluste eignen sich supraleitende Beschleuniger vor allem zur Beschleunigung mit hohen Feldgradienten und bei einem hohem Tastverhältnis [26].

Der Oberflächenwiderstand R_s eines Supraleiters setzt sich aus drei Teilbeiträgen zusammen:

- $R_{BCS}(T, f)$ erklärt sich aus der BCS-Theorie und ist frequenz- und temperaturabhängig.
- $R_{mag}(H_{ext})$ entsteht durch HF-Verlustleistung von normalleitenden Elektronen in Bereichen von magnetischen Flussschläuchen, falls beim Übergang in die supraleitende Phase ein externes Magnetfeld H_{ext} vorhanden war.
- R_0 stellt den Restanteil dar, der nicht auf R_{BCS} und R_{mag} zurückgeführt werden kann. Er wird maßgeblich durch die an supraleitenden Oberflächen angelegten Verunreinigungen bestimmt.

$$R_{BCS} = \frac{A}{T} f^2 e^{-\frac{\Delta T}{kT}} \quad (3.34)$$

$$R_s = R_{BCS}(T, f) + R_{mag}(H_{ext}) + R_0 \quad (3.35)$$

$$R_{BCS, Nb} = 2 \cdot 10^4 \frac{1}{T} \left(\frac{f [\text{GHz}]}{1,5} \right)^2 e^{-\frac{17,67}{T}} \quad (3.36)$$

[27]

Das Verhältnis aus dem maximalen Oberflächenfeld E_p zum Beschleunigungsgradienten E_a ist ein wichtiges Designkriterium eines supraleitenden Beschleunigers. Für CH-Strukturen liegt das simulierte Verhältnis $\frac{E_p}{E_a}$ typischerweise zwischen 5 und 6. Mit großen elektrischen Oberflächenfeldern steigt die Wahrscheinlichkeit, dass das Potential, durch das die Elektronen im Oberflächenmaterial gefangen sind, durchtunnelt wird. Die emittierten Elektronen werden durch die HF-Felder im Tank beschleunigt und entziehen der Kavität gespeicherte Energie. Somit steigt durch **Feldemission** hervorgerufener Leistungsbedarf der Kavität quadratisch mit dem Feldpegel. Die beschleunigten Elektronen sorgen beim Auftreffen auf die Oberflächen für einen zusätzlichen Wärmeeintrag, der weitere Kühlleistung in Anspruch nimmt und zu einem thermischen Quench führen kann. In Abhängigkeit von den elektrischen Feldgradienten entsteht durch den Elektronenbeschuss Röntgenstrahlung.

Feldemission ist unvermeidbar und tritt mit höheren Feldgradienten aufgrund der höheren Tunnelwahrscheinlichkeit verstärkt auf. Bereits bei niedrigen Beschleunigungsgradienten, müssen neben einem optimierten HF-Design weitere wichtige Faktoren berücksichtigt werden. Unebenheiten und Verunreinigungen auf den Oberflächen, sowie die Bildung von Hydriden, begünstigen die Feldemission in einer Kavität. Durch spezielle chemische Ätzverfahren, Elektropolitur und Hochdruckspülen können die Oberflächen geebnet und gereinigt werden. Die Hydridbildung wird durch schnelles Herunterkühlen der Kavität und durch Temperaturkontrolle beim BCP-Verfahren (**B**uffered **C**hemical **P**olishing) minimiert [27].

Magnetfelder auf den supraleitenden Oberflächen gefährden den supraleitenden Zustand der Kavität. Das verwendete Niob ist ein Supraleiter 2. Art und verlässt in Abhängigkeit von der Temperatur bei einer Stromdichte von $|\vec{j}| = 0 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ die Meissnerphase bei $B_{c1}(T = 2 \text{ K}) = 185 \text{ mT}$ bzw. $B_{c1}(T = 4 \text{ K}) = 155 \text{ mT}$ [28]. Wegen der Bildung von magnetischen Flussschläuchen, die den Oberflächenwiderstand erhöhen, ist beim Kavitätendesign auf ein niedriges maximales Oberflächenmagnetfeld $\frac{B_p}{E_a}$ zu achten.

4. Der Injektor für MYRRHA

Injektoren erzeugen und transportieren geladene Teilchenstrahlen in ein nachfolgendes System. Somit kann eine Ionenquelle bereits ein Injektor für einen Teilchenbeschleuniger sein, oder aber auch ein kompletter LINAC ein Injektor für beispielsweise ein Synchrotron. Für den beschleunigerbetriebenen Reaktor MYRRHA bezeichnet der Injektor den Energieabschnitt von 0 bis 17 MeV, bevor die Protonen im Haupt-Linac auf die Endenergie von 600 MeV beschleunigt werden. Da ein Injektor das erste Glied einer Kette von weiteren Komponenten ist, werden an ihn meistens hohe Anforderungen in Bezug auf die Strahlqualität gestellt. Die besonderen Anforderungen des Injektors für MYRRHA werden in Abschnitt 4.1 erläutert. Nach einer kurzen Erläuterung zur Entwicklungsgeschichte des Injektors vom konzeptionellen bis zum heutigen Design in Abschnitt 4.2 werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Injektordesigns ausführlich vorgestellt und verglichen. Die Entwicklung der normal- und supraleitenden Kavitäten wird in Abschnitt 4.6 und Abschnitt 4.7 vorgestellt.

4.1. Anforderungen an den Injektor

4.1.1. Vorgaben des Reaktors

Ein ADS¹ stellt besondere Anforderungen an den Teilchenbeschleuniger. Ein leistungsstarker Protonenstrahl mit hoher Energie muss im Dauerstrichbetrieb äußerst zuverlässig auf eine Spallationsquelle treffen. Der aus Gründen der Betriebssicherheit subkritische Reaktor mit der Kritikalität $k < 1$ benötigt zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion eine externe Neutronenquelle. Mit der extern zugeführten Spaltleistung P_{zu} kann die Reaktorleistung P_{th} gesteuert werden.

$$P_{zu} + kP_{th} = P_{th} \tag{4.1}$$

$$\Leftrightarrow P_{zu} = (1 - k)P_{th} \tag{4.2}$$

¹Accelerator Driven System

Die zugeführte Leistung P_{zu} wird durch beschleunigte Protonen hervorgerufen, die im Spallationstarget Neutronen auslösen und die wiederum zu Kernspaltungen führen. Pro Neutron, das mit einer Wahrscheinlichkeit von $p_{f,n}$ eine Kernspaltung im Spaltmaterial auslöst, wird eine Spaltenergie von $E_{f,n}$ frei. Die Anzahl der durch Spallation erzeugten Neutronen N_n hängt vom Protonenstrahlstrom I_p und der Neutronenproduktionsverhältnis $\frac{N_n}{N_p}$ ab. Somit ergibt sich aus Gleichung 4.2:

$$I_p \frac{N_n}{N_p} p_{f,n} E_{f,n} = (1 - k) P_{th} \quad (4.3)$$

Für das Neutronenproduktionsverhältnis ($\frac{N_n}{N_p}$) im Spallationstarget ist die Protonenenergie E_p entscheidend. Bei einer Protonenenergie von $E_p = 600$ MeV werden pro einfallenden Proton ca. 10 Neutronen in einem dickem Blei-Wismut-Target erzeugt. Die Produktionsrate nimmt für steigende Energien weiter zu. Jedoch ist in Abbildung 4.1 gut zu erkennen, dass mit zunehmender Protonenenergie die Energieabhängigkeit abnimmt. Für niedrige Protonenenergien $E_p \approx 20$ MeV gilt $\frac{N_n}{N_p} \propto E_p^3$, bei Energien um die $E_p \approx 5$ GeV sind es $\frac{N_n}{N_p} \propto E_p^{0,7}$ [29]. Um die Kosten für den Beschleuniger zu begrenzen, wurde für MYRRHA die Protonenenergie auf $E_p = 600$ MeV festgelegt.

Bei gegebener Protonenenergie bleibt der Strahlstrom I_p als Variable, um die Strahlleistung und Reaktorleistung P_{th} zu regeln.

Bei einem Ausfall des Protonenstrahls stoppt die Neutronenproduktion im Target. Ohne die durch Spallation erzeugten Neutronen nimmt die Anzahl der Kernreaktionen des unterkritischen Reaktors exponentiell ab. Die Folge sind Temperaturveränderungen, die Materialermüdung in der Ummantelung der Brennelemente, der Struktur des Reaktors und des Targets hervorrufen [30, 2] (siehe Abbildung 4.2). Der exponentielle Zusammenhang zwischen der Zeitdauer eines Strahlausfalls und der entstehenden Temperaturdifferenz erlaubt kurzzeitige Fehler im Millisekundenbereich. Dauert der Strahlausfall mehrere Sekunden an, wird die Materialbelastung im Reaktor zunehmend kritisch. Dies verkürzt die Wartungsintervalle und reduziert die Verfügbarkeit des ADS. Daher schränken die Spezifikationen von MYRRHA die Anzahl der tolerierbaren Strahlausfälle ein (siehe [31] und Tabelle 4.1).

Zur Steuerung der Kritikalität k des Reaktors muss der Protonenstrahl schnell in seiner Leistung angepasst werden können. Eine einfache Möglichkeit ist die Steuerung des Tastverhältnisses. Für MYRRHA ist nach dem Haupt-Linac ein Kicker-Magnet-System vorgesehen, welches in einer Frequenz von wenigen Hertz kurze Pulse im Milli- bis Mikrosekundenbereich aus dem Dauerstrich-Strahl entfernt.

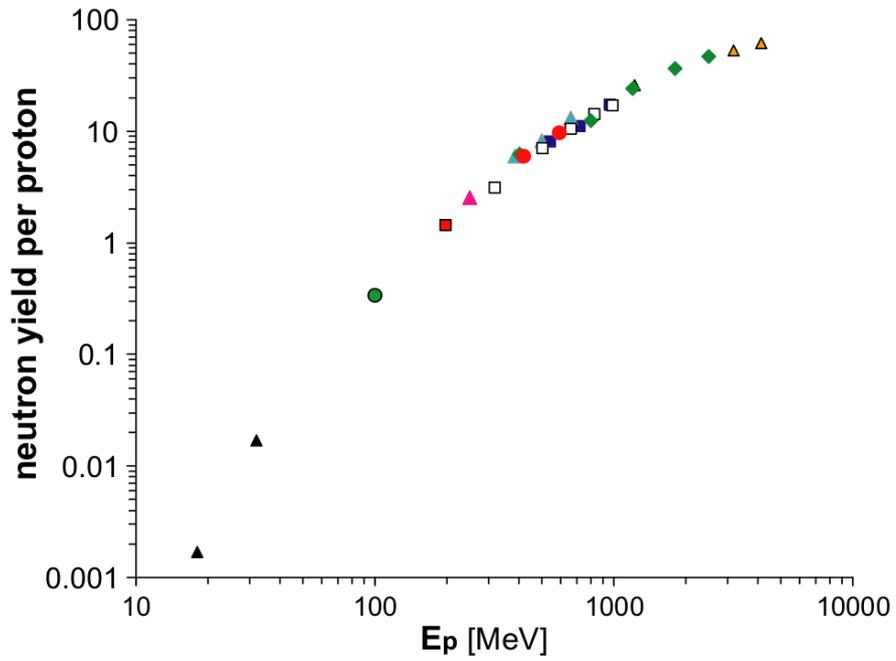


Abbildung 4.1.: Gemessene Neutronenproduktionsverhältnis $\frac{N_n}{N_p}$ in dicken Blei und Blei-Bismut-Targets [29]. Je größer die Energie des Protons, desto mehr Neutronen werden pro Proton erzeugt.

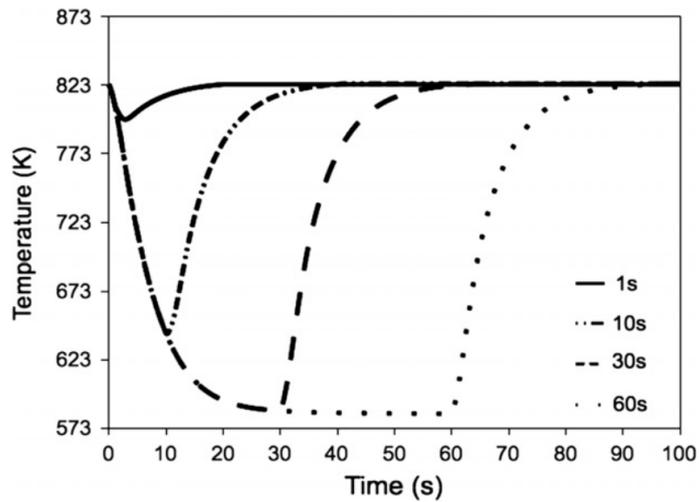


Abbildung 4.2.: Temperaturabfall in der Ummantelung der Brennstäbe im Reaktor bei Ausfall des Protonenstrahls. [2]

Strahlausfalldauer am Reaktortarget Δt	Anzahl der zulässigen Strahlausfälle
$> 3 \text{ s}$ (MTBF $> 250 \text{ h}$)	10 pro Quartal
$> 0,1 \text{ s}$	100 pro Tag
$< 0,1 \text{ s}$	unbegrenzt

Tabelle 4.1.: Thermischer Stress in der Reaktorstruktur sollte möglichst vermieden werden. Er entsteht vor allem durch Abkühlung des Reaktors bei Ausfällen des Protonenstrahls, die länger als 3 s andauern. Kurzzeitige Strahlausfälle am Target können toleriert werden.

Strahlspezifikation MYRRHA	
Teilchensorte	Protonen
Energie	600 MeV $\pm 1 \%$
Strahlstrom	0,1 bis 4 mA
Strahlstromstabilität	$\pm 2 \%$
Tastverhältnis	10^{-4} bis 1
Strahlabbildung am Target	$\varnothing = 85 \text{ mm}$
Strahlposition an Target	$< \pm 10 \%$
Strahlgröße an Target	$< \pm 10 \%$
MTBF (für $t_{\text{Fehler}} > 3 \text{ s}$)	$> 250 \text{ h}$
Reaktorleistung	100 MW _{thermisch}
Kritikalität	0,95

Tabelle 4.2.: Die geforderten Strahleigenschaften für MYRRHA sind in der Tabelle aufgelistet. Mit der Anpassung des Tastverhältnisses wird die Kritikalität des Reaktors gesteuert.

4.1.2. Verfügbarkeit, Zuverlässigkeit und Redundanz bei MYRRHA

Die **Verfügbarkeit** beschreibt die relative Zeitdauer, die ein System gemäß der Spezifikationen verfügbar ist. Die Verfügbarkeit von MYRRHA hängt maßgeblich von den Strahlausfallzeiten des Teilchenbeschleunigers ab. Strahlausfallzeiten länger als 3 s führen zu einer systematisch bedingten erzwungenen Abschaltung des Reaktors. Die vollständige Wiederinbetriebnahme eines Reaktors kann typischerweise einen Tag dauern. Daher gilt es längere Strahlausfälle zu vermeiden. Die kritische Strahlausfalldauer von 3 s wurde im Rahmen des Forschungsprogramms EUROTRANS festgelegt [32].

Die **Zuverlässigkeit** $R(t)$ ist über die Wahrscheinlichkeit eines fehlerfreien Betriebs innerhalb eines bestimmten Zeitraums definiert und hängt von der Fehlerdichtever-

teilung $f(t)$ ab. Für den MYRRHA-Beschleuniger tritt ein Fehler ein, wenn der transportierte Teilchenstrahl am Target nicht den Anforderungen genügt, oder gar ausfällt.

$$R(t) = 1 - \int_0^t f(t') dt' \quad (4.4)$$

$$= \int_t^\infty f(t') dt' \quad (4.5)$$

Die hohen Zuverlässigkeitsanforderungen von MYRRHA erfordern eine Neuentwicklung vieler Systeme, von denen die Fehlerdichteverteilungen unbekannt ist. Um die bestmögliche Zuverlässigkeit für eine Neuentwicklung zu erreichen, wird sie fern von ihrer maximalen Leistungsfähigkeit betrieben. Zudem müssen Erfahrungswerte aus ähnlichen bereits realisierten Projekten in das Design mit einfließen, wie z.B. der Spallationsneutronenquelle SNS² am ORNL³, die aus einem supraleitenden Linac mit 1 GeV Protonenausgangsenergie besteht. Außerdem wird mit Prototypen die technische Leistungsfähigkeit der Neuentwicklungen demonstriert, was eine bessere Abschätzung der erwarteten Zuverlässigkeit, mit einer Fehlerbaumanalyse, ermöglicht [33].

Ein Beschleuniger besteht aus einer Vielzahl von Komponenten. Die Komponente mit der geringsten Zuverlässigkeit bestimmt maßgeblich über die Zuverlässigkeit des Gesamtsystems, denn bereits der Ausfall eines Bauteils kann den Betrieb des Gesamtsystems gefährden. Dieses Problem lässt sich durch **Redundanz** lösen. Die mehrfache Ausführung eines Systems, obwohl nur die einfache Ausführung für den Betrieb nötig wäre, erzeugt parallele Redundanz. Dabei wird der Ausfall eines Systems mit einem zweiten bereitstehenden System mit gleicher Funktion kompensiert. Ein Nachteil von paralleler Redundanz sind die Kosten für die zusätzlichen Systeme. Bei serieller Redundanz besitzen mehrere Systeme ausreichend Sicherheitsleistung, um den Ausfall eines Systems zu kompensieren. Deshalb ist serielle Redundanz der parallelen aus wirtschaftlichen Gründen vorzuziehen.

Im Hinblick auf die hohen Zuverlässigkeitsanforderungen wird das Konzept der Redundanz auf das gesamte Beschleunigersystem von MYRRHA angewandt. Aus Kostengründen wird der Beschleuniger weitestgehend seriell redundant aufgebaut. Kommt es zu einer Fehlfunktion eines beliebigen Sub- oder Subsubsystems eines Resonators, führt dies zur Deaktivierung des betroffenen Abschnitts. Die Beschleunigungsspannung der angrenzenden Kavitäten wird nach der Fehlerdiagnose herauf-

²Spallation Neutron Source

³Oak Ridge National Laboratory

gesetzt, um den Ausfall zu kompensieren. Strahldynamiksimulationen des Haupt-Linacs haben gezeigt, dass selbst der Ausfall von zwei benachbarten Kavitäten kompensiert und die geforderte Strahlqualität weiterhin erreicht werden kann [34]. Die Reparatur der defekten Komponenten kann in die planmäßigen Wartungszeiträume von MYRRHA verschoben werden.

Serielle Redundanz bleibt auf den Mittel- und Hochenergie-Bereich des Beschleunigers beschränkt. Die relativistisch differentielle Geschwindigkeitszunahme $\frac{d\beta}{dT}$ im Niederenergiebereich (siehe Abbildung 4.3) und somit der Unterschied der Spaltmittenabstände zweier benachbarter Teilchenbeschleuniger mit mehreren Beschleunigungsspalten ist für einen verlustarmen und effizienten Teilchentransport mit serieller Redundanz zu groß. Daher sind zwei baugleiche Injektoren mit einer parallelen Redundanz bis 17 MeV vorgesehen.

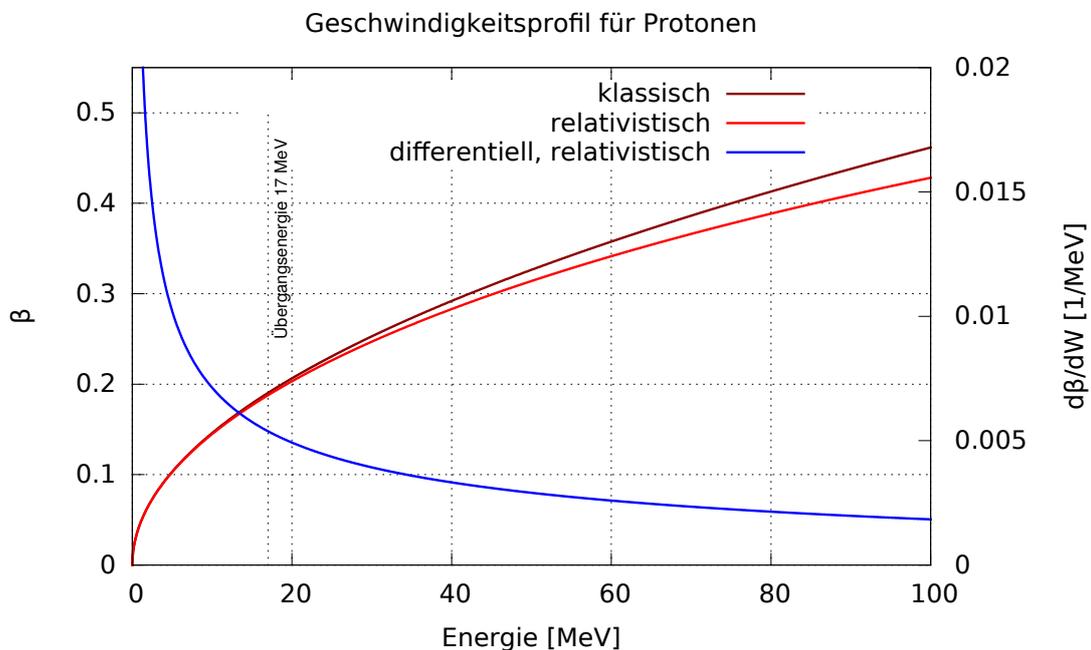


Abbildung 4.3.: Der Geschwindigkeitszuwachs pro MeV ist im Niederenergiebereich bis 17 MeV besonders hoch und flacht mit zunehmender Protonengeschwindigkeit weiter ab.

Im regulären Betrieb der zwei Injektoren wird der Protonenstrahl von beiden Systemen für die Injektion in den Haupt-Linac bereit gestellt. Ein anschließender Dipolmagnet im MEBT⁴-Abschnitt fungiert als Weiche und leitet einen der beiden Strahlen weiter, wohingegen der andere entsorgt wird. Bei der Detektion eines kritischen Fehlers im Injektor, der bislang den Protonenstrahl zum Haupt-Linac transportiert

⁴Medium Energy Beam Transport

hatte, wartet die lokale Elektronik des fehlermeldenden Detektors zunächst einige Millisekunden ab, bevor sie den Fehler an das Kontrollsystem weiter leitet. Kurzzeitige tolerierbare Störungen werden somit nicht weiter geleitet. Nach der vollständigen Datenverarbeitung im Kontrollsystem wird innerhalb von 1 s die Polarisation des Ablenkmagneten geändert, so dass der andere Injektor den weiteren Betrieb gewährleisten kann. Nach weiteren 1,5 s soll der neue Strahl konfiguriert sein und den Spezifikationen entsprechen. Die vorgesehenen Umschaltzeiten befinden sich in Tabelle 4.3.

Vorgang	Zeitdauer
Fehlerdetektion und Bestätigung	100 ms
Vollständige Verarbeitung im Kontrollsystem	250 ms
Umschalten des Dipolmagneten	1 s
Strahlkonfiguration	1,5 s

Tabelle 4.3.: Das Kontrollsystem zur Fehlerbehandlung sorgt für schnelles Umschalten der Injektoren in 3 s von Eintritt des Fehlers bis zur vollständigen Rekonfiguration des Ersatzstrahls.

Nach Möglichkeit wird der defekte und deaktivierte Injektor während des Betriebs von MYRRHA repariert, um bei einem erneuten Fehler wieder parallel redundant zu sein. Wichtig hierfür ist eine kurze Wartezeit (MTTR⁵), die nach Möglichkeit viel kürzer als die mittlere Zeit zwischen zwei Fehlern (MTBF⁶) sein sollte. Simulationen zeigen, dass mit dem MYRRHA-Design die Fehlerzahl, von 100 möglichen Fehlern in einem vergleichbaren nichtredundanten Linac, auf 3-5 reduziert wird [35]. Als Fehler gilt ein Strahlausfall, der länger als 3 s andauert.

4.1.3. Beschleunigertyp - Linac oder Zyklotron

Für den Betrieb eines ADS kommen nicht viele Konzepte der Teilchenbeschleunigung in Frage. Die Kosten und Größe der Beschleunigeranlage sind wichtige Kriterien. Vor allem sind es jedoch die geforderten Strahlleistungen im Dauerstrichbetrieb mit Energien über 600 MeV und die hohen Anforderungen an die Zuverlässigkeit, die die Auswahl stark eingrenzen. Elektrostatische Beschleuniger sind in ihrer Ausgangsenergie limitiert und kommen daher nicht in Betracht.

Es gibt zwei Familien von Teilchenbeschleunigern: Linearbeschleuniger (Linacs) und Kreisbeschleuniger. Ein normalleitender Linac erzeugt bei Dauerbelastung viel Verlustwärme und ist aufgrund der niedrigeren Beschleunigungsgradienten groß, teuer

⁵Mean Time To Repair

⁶Mean Time Between Failures

und ineffizient. Kreisbeschleuniger sind wesentlich kompakter als Linacs. Allerdings eignen sich die meisten Kreisbeschleuniger nur für den gepulsten Betrieb.

Sowohl ein supraleitender Linac als auch ein Zyklotron könnten im Hinblick auf die Strahlspezifikationen die Anforderungen von MYRRHA erfüllen. Jedoch können bezüglich zukünftiger Transmutationsanlagen Protonenenergien von über 1 GeV von Zyklotrons derzeit nicht erreicht werden. Die benachbarten Teilchenbahnen liegen im Zyklotron bei höheren Energien zunehmend dichter zusammen und die Extraktion aus einem Zyklotron ist bereits bei 600 MeV sehr schwierig. Wie ein Dauertest des 1,3 MW Zyklotrons am PSI⁷ (Villingen, Schweiz) zeigte, muss weiterhin die Zuverlässigkeit um zwei bis drei Größenordnungen verbessert werden [36]. Die nötige Redundanz ist bei Kreisbeschleunigern sehr teuer. Der gesamte Beschleuniger müsste mehrfach gebaut werden, da sich serielle Redundanz nicht anwenden lässt.

Trotz ihrer Komplexität und ihrer Größe bzw. Länge sind supraleitende Linacs aus heutiger Sicht die am besten geeigneten Beschleuniger für zukünftige ADS. Die wesentlichen Vorteile gegenüber normalleitenden Linacs im Dauerstrichbetrieb sind die niedrigen HF-Verlusten und die höheren Beschleunigungsgradienten.

4.1.4. Teilchenstrahlcharakteristik

Eine bereits genannte Anforderung an den Teilchenstrahl für MYRRHA ist die Protonenenergie von 600 MeV. Die Übergangssenergie vom Injektor zum Hauptbeschleuniger beträgt 17 MeV. Für den Strahlstrom gilt das Prinzip einer sicheren Auslegung für den Injektor mit ausreichendem Puffer zur maximalen Leistungsfähigkeit. Der erforderliche Protonenstrom für die Transmutation im MYRRHA-Reaktor beträgt 2,5 mA bis 4 mA, je nach Zusammensetzung des Brennstoffs. Der Grund liegt in der erforderlichen Anpassung der Neutronenproduktionsrate $\frac{dN_n}{dt}$ durch Spallation mit fortschreitender Transmutation im Brennelement.

In den Teilchenstrahlsimulationen für den MYRRHA-Injektor wird mit Teilchenströmen bis 5 mA gerechnet, was 20 % über den Spezifikationen liegt. Eine Strahlstromerhöhung von 20 % bei gleichbleibender Teilchenverteilung im Strahl erhöht die Raumladungskräfte um 44 %. Eine für höhere Strahlströme ausgelegte Beschleunigersektion kann auch Teilchenstrahlen mit niedriger Raumladung transportieren. Im umgekehrten Fall, in dem der Designstrom unterhalb der Anforderungen liegt, kommt es zu Problemen beim Teilchentransport. Wie in Abbildung 4.4 dargestellt, werden die Strahlenveloppen größer und das Emittanzwachstum höher als erwartet ausfallen. Wenn die magnetischen Fokussierstärken und gegebenenfalls die Feldstär-

⁷Paul Scherrer Institut

ken in den Beschleunigerkavitäten, bei Anpassung der Phase, nicht erhöht werden können, sind vermehrte Teilchenstrahlverluste zu erwarten.

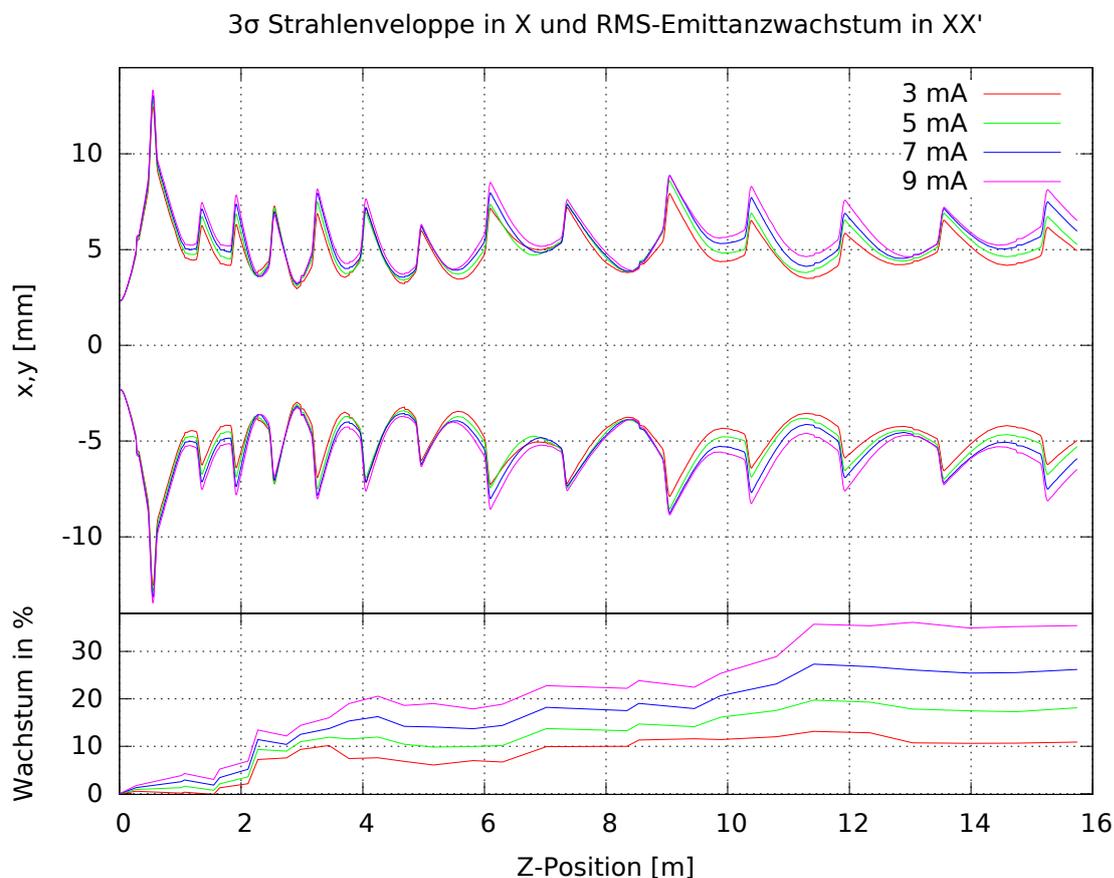


Abbildung 4.4.: Wird ein Protonenstrahl mit unterschiedlichen Strahlströmen durch ein bestimmtes Strahldynamikdesign geführt, verändern sich die Strahlenveloppen und das RMS-Emittanzwachstum. Im Bild sind als Beispiel die transversalen 3σ -Strahlenveloppen in X-Richtung und das RMS-Emittanzwachstum in der XX'-Ebene für das C3-Strahldynamikdesign aufgetragen.

Bei dem 250 m langen Hauptbeschleuniger ist es besonders wichtig die Teilchenpakete mit einer niedrigen Emittanz zu injizieren. Bei einer schlechten Emittanz ergeben sich größere Füllfaktoren der Apertur. Somit verstärken sich die nichtlineare Effekte und Abberationen in Fokussierelementen, was wiederum negative Folgen für die Strahlqualität hat. Dies führt zu einer weiteren Zunahme der Strahlemittanz und erhöht dadurch bedingt die Teilchenstrahlverlusten im weiteren Verlauf des Linacs. Die vom Haupt-Linac als Designparameter akzeptierten Eingangsemittanzen entsprechen den für den Injektor zu erzielenden Ausgangsemittanzen. Sie betragen $\epsilon_{rms,transv.} < 0,28 \text{ mm mrad}$ und $\epsilon_{rms,long.} < 1,19 \text{ mm mrad}$.

In supraleitenden Beschleunigerkavitäten sind Teilchenverluste besonders kritisch. Sie erhöhen durch ihren Wärmeeintrag die Wahrscheinlichkeit eines Quenchs. Zudem beschädigt ein lokaler kontinuierlicher Verlust von Teilchen die hochreinen und glatten Oberflächen. Die Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit der betroffenen Sektion kann hierdurch beeinträchtigt werden. Hinsichtlich einer einfachen und schnellen Wartung (MTTR) sollte die durch Teilchenverlust hervorgerufene Aktivierung des Beschleunigers möglichst niedrig sein. Als zu erreichender Richtwert gelten im Niederenergiebereich Strahlverluste von unter 1 W/m.

4.1.5. Beschleunigerkavitäten und Zwischentankdesign

Supraleitende Beschleuniger haben bei den für MYRRHA gegebenen Strahlspezifikationen eine höhere Effizienz als normaleitende Strukturen und sollten daher weitestgehend verwendet werden. Dennoch ist ein Injektorabschnitt mit normaleitenden Hohlraumresonatoren zwischen RFQ und den supraleitenden Strukturen notwendig. Erfahrungsgemäß besitzt die reale Ausgangsverteilung eines RFQ zusätzliche Randteilchen, die vor allem in den folgenden Kavitäten verloren gehen. Der Verlust dieser Teilchen in normaleitenden Strukturen ist zu bevorzugen. Die hochreinen Oberflächen von supraleitenden Beschleunigern sind sehr empfindlich und könnten schnell beschädigt werden, was einen lokalen Anstieg des Oberflächenwiderstandes zur Folge hätte und die Quenchgefahr erhöht. Die Güte und somit die Leistungsfähigkeit des Resonators würden sinken.

Ein weiterer Grund, der den normaleitenden Beschleunigungsabschnitt erforderlich macht, sind die niedrigen Teilchengeschwindigkeiten für die es derzeit keine effizienten supraleitenden Protonenbeschleuniger gibt. Die Miniaturisierung der supraleitenden Hohlraumgeometrien bei kleinem β stellt eine zunehmende Herausforderung für das HF-Design dar. Am IAP Frankfurt konnte bereits ein supraleitender CH-Prototyp für niedrige Teilchengeschwindigkeiten ($\beta_{design} = 0,1$) erfolgreich in einem vertikalen Kryostat getestet werden [37]. Eine weitere CH-Struktur für den SHE-Linac an der GSI mit $\beta_{design} = 0,059$ befindet sich in der Konstruktion [38].

Auch für die Auslegung der Beschleunigerkavitäten muss jede Möglichkeit zur Erhöhung der Zuverlässigkeit genutzt werden. Der Betrieb der Resonatoren weit unter ihrer maximalen technischen Leistungsfähigkeit ist dabei ein wichtiger Aspekt. Mit konservativen Werten für die Beschleunigungsgradienten kann die Fehleranfälligkeit reduziert werden. Geringe Verlustleistungen in den normaleitenden Kavitäten bei einem großzügig ausgelegten Kühlsystem reduzieren die Temperaturgradienten in der Struktur. Verformungen und Stress im Material werden minimiert. Beispielsweise konnte das Vierstützenmodell des MYRRHA-RFQs einen Leistungsrekord für 4-Rod-RFQs von über 100 kW/m dissipierter Leistung aufstellen [39], obwohl der

RFQ für MYRRHA nur bei Leistungen von 25 kW/m betrieben werden muss (siehe Abschnitt 4.5). In supraleitenden Beschleunigern bedeuten konservative Beschleunigungsgradienten niedrigere elektrische und magnetische Feldamplituden. Probleme mit Feldemission und Quenches können hierdurch minimiert werden.

Auftretende Fehler müssen für eine hohe Zuverlässigkeit schnell detektiert, lokalisiert und richtig gedeutet werden. Dazu sind viele nicht-invasive Diagnoseelemente an verschiedenen Stellen erforderlich. Zur schnellen Behebung des Fehlers müssen alle Beschleunigerkomponenten leicht zugänglich und einfach austauschbar sein. Dabei ist zu beachten, dass ein räumlich großzügiges Zwischentankdesign gut mit dem Teilchenstrahldynamikdesign abgestimmt sein muss. Längere Driftstrecken des Strahls können zu einer schlechten Strahlanpassung und Emittanzwachstum führen. Um die Reparaturzeiten (MTTR) kurz zu halten, sollte ein einfacher und modularer Aufbau des Injektors mit Tanklängen unter 1 m angestrebt werden.

Bei den HF-Verstärker sind Festkörperverstärker den Röhrenverstärkern vorzuziehen. Ihr modularer Aufbau erlaubt Redundanz und den Austausch defekter Module während des Betriebs.

4.2. Die entwickelten Versionen des Injektors

Das Design des Protonenbeschleunigers für MYRRHA basiert auf den Entwürfen des XADS (eXperimental Accelerator Driven System)[40]. Es entstand das Konzept eines supraleitenden Beschleunigers mit serieller Redundanz für den Haupt-Linac und paralleler Redundanz für den Injektor.

In den Jahren 2005 bis 2010 fand die erforderliche fundamentale Forschung und Entwicklung im Rahmen des europäischen Rahmenförderprogramms FP6 unter dem Namen EUROTRANS⁸ statt. Mit dem anschließenden Förderprogramm FP7 wurde im Hinblick auf die Realisierung der experimentellen Transmutationsanlage MYRRHA das Forschungsprogramm MAX (MYRRHA Accelerator eXperiment and development) gegründet. Das erarbeitete Beschleunigerkonzept aus EUROTRANS wurde weiterentwickelt [41] und konkretisiert. Eine Übersicht zu den wichtigsten für EUROTRANS und MAX entwickelten Injektoren ist in Tabelle 4.4 und in Abbildung 4.5 zusammengestellt.

Der Aufbau des Injektors für EUROTRANS und aller nachfolgend entwickelten Injektoren lässt sich in vier Sektionen einteilen. Trotz vieler Änderungen am Injektor-design wurde der fundamentale Aufbau beibehalten:

⁸EUROpean Research Programme for the TRANSmutation of High Level Nuclear Waste in an Accelerator Driven System

Veröffentlichungsdatum	Injektordesign	Version
März 2010	EUROTRANS Injektordesign	A
November 2012	MAX Referenzdesign 2012	B
September 2013	MAX Alternativdesign	C1
November 2013	MAX Konsolidiertes Alternativdesign	C2
April 2014	MAX Referenzdesign 2014	C3

Tabelle 4.4.: Die Tabelle gibt einen Überblick zu den bedeutenden Entwicklungen des Injektor für MYRRHA. Die Versionsbezeichnungen werden als Kürzel für diese Arbeit verwendet. Das grundlegende Injektorkonzept von EUROTRANS (Version A) wurde hinsichtlich der Betriebsfrequenz angepasst und überarbeitet (B). Ein neuer Ansatz im Teilchenstrahldynamikdesign (C) zeigte unter anderem Verbesserungen hinsichtlich der Strahlqualität.

1. EZR-Ionenquelle & LEBT
2. RFQ
3. Normalleitende Beschleunigersektion (DTL)
4. Supraleitende Beschleunigersektion (DTL)

Eine EZR-Ionenquelle erzeugt einen kontinuierlichen Protonenstrahl, der in der LEBT weiter transportiert wird (siehe Abschnitt 4.4). Für das Bunching und die Vorbeschleunigung kommt wie bei den meisten modernen Beschleunigeranlagen ein RFQ zum Einsatz (siehe Abschnitt 4.5). Ein Abschnitt aus normalleitenden Strukturen bereitet den Protonenstrahl auf die effiziente Beschleunigung in der supraleitenden Sektion vor. Die Übergangsenergie zum seriell redundanten Haupt-Linac ist auf 17 MeV festgelegt.

4.2.1. EUROTRANS Injektor (A)

Der EUROTRANS Injektor wurde gemäß den Anforderungen der beschleunigerbetriebenen Reaktoren XT-ADS und EFIT (Industrieller Transmuter Prototyp mit $I_p = 20$ mA und $E_p = 800$ MeV) entworfen und dient als Grundlage für die Entwicklung des MYRRHA Injektors in Mol (Belgien) [42]. Wegen der vorgesehenen Verwendung eines 4-Vane-RFQ mit 352 MHz sind alle weiteren Hohlraumresonatoren des EUROTRANS Injektors ebenfalls für eine Hochfrequenz von 352 MHz ausgelegt. Die 65 kV Elektrodenspannung des RFQ ist ein Kompromiss aus effizienter Beschleunigung, nicht zu hohen Leistungsverlusten und einer niedrigen Wahrscheinlichkeit für elektrische Überschläge [41].

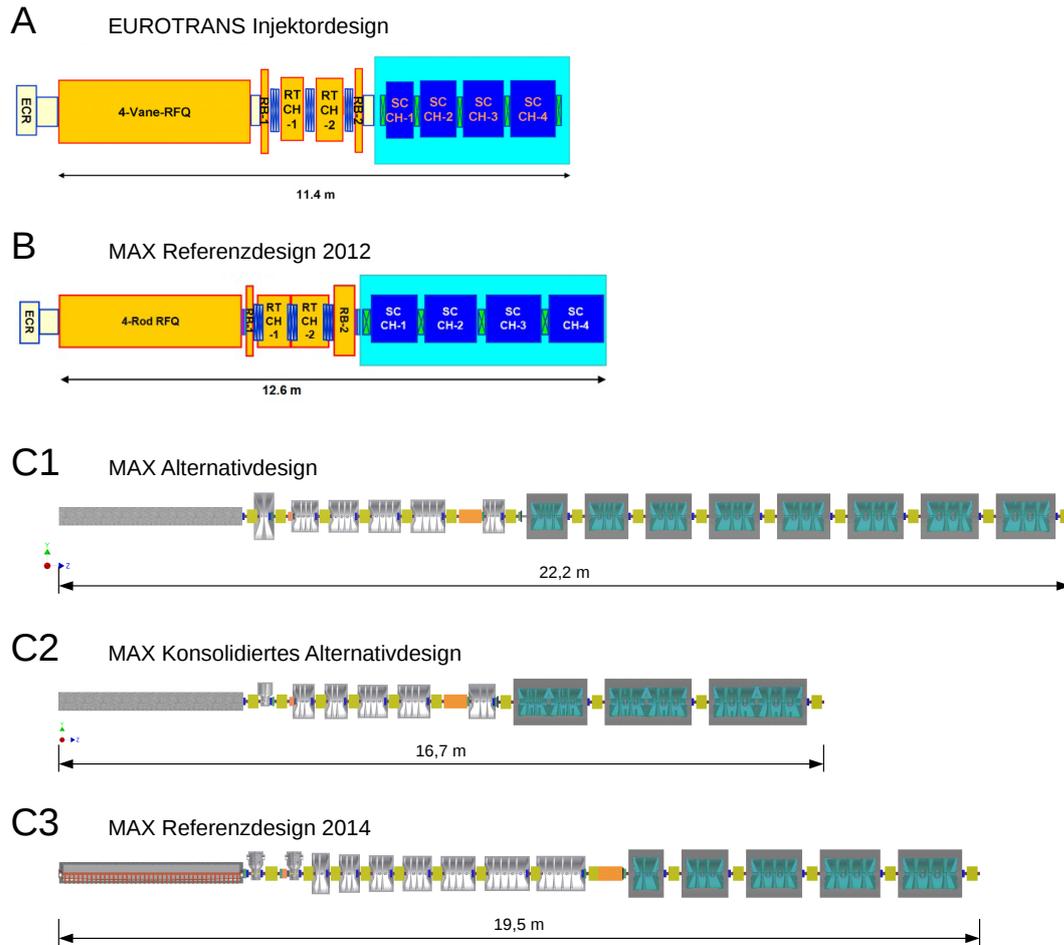


Abbildung 4.5.: Der Aufbau des EUROTRANS Injektors (A) basiert auf einem 4-Vane-RFQ, der Protonen auf 3 MeV beschleunigt, gefolgt von vier normalleitenden und vier supraleitenden Hohlraumresonatoren. Zwei der vier normalleitenden Kavitäten sind Rebuncher-Strukturen. Für das MAX Referenzdesign (B) wurde der 4-Vane-RFQ durch einen 4-Rod-RFQ ersetzt. Infolge der Halbierung der Resonanzfrequenz wurden die Kavitäten in ihrem HF-Design entsprechend angepasst, was unter anderem zu größeren Spaltmittenabständen führt. Mit den in Version C1 eingebrachten zusätzlichen Diagnoseelementen wuchs die Länge des Injektors auf 22,2 m. Kürzere aber mehrere Strukturen mit niedrigeren Gradienten und die Verwendung mehrerer Kryomodule sind weitere Gründe für die Längenzunahme. Mit der konsolidierten Version des Alternativdesigns (C2) konnte trotz verkürzter Länge des Injektors die Ausgangsemittanz leicht verbessert werden. In Version C3 wurden durch die Anpassung der Beschleunigungsspannung und der Phase der Resonatoren für einen konstanten Phasenvorschub die besten Ergebnisse hinsichtlich der Strahlqualität erzielt.

Injektordesign	Spaltkonfiguration im NL- / SL-Bereich
EUROTRANS Design (A)	11-12 13-14-16-16
Referenzdesign 2012 (B)	10-10 10-10-10-10
Alternativdesign (C1)	7-7-7-7 5-5-5-5-5-5-5-5
konsolidiertes Alternativdesign (C2)	5-5-7-7 5-5-5-5-5-5
Referenzdesign 2014 (C3)	3-4-5-6-7-9-9 3-5-6-6-6

Tabelle 4.5.: Die Anzahl der CH-Kavitäten und deren Beschleunigungsspalte wurde im Laufe der Injektorentwicklung angepasst. Jede Zahl entspricht der Spaltanzahl in der jeweiligen Kavität. Die normalleitenden Kavitäten sind in der oberen Reihe und die supraleitenden unteren Reihe durch einen Bindestrich getrennt.

Im normalleitenden Abschnitt, bestehend aus zwei Rebunchern und zwei CH-Strukturen (siehe Abbildung 4.5), wird der Protonenstrahl von 3 auf 5 MeV beschleunigt und für den weiteren Transport im supraleitenden CH-Booster vorbereitet. Zwischen den Strukturen sorgen Quadrupoltriplettlinen für die transversale Fokussierung.

Sowohl die normalleitenden als auch die supraleitenden CH-Kavitäten sind **K**ombinierte **N**ull-Grad-**S**trukturen (KONUS) mit jeweils mehr als 10 Beschleunigungsspalten (siehe Tabelle 4.5). Alle supraleitenden CH-Kavitäten befinden sich in einem Kryomodul, was die sehr kompakten Maßen des Injektors ermöglicht. Zur transversalen Fokussierung im Kryomodul sind supraleitende Solenoide vorgesehen.

4.2.2. MAX Referenzdesign 2012 (B)

Im MAX-Programm wurde wegen der einfacheren Handhabung und im Hinblick auf eine höhere Zuverlässigkeit und Wartungsfreundlichkeit der 4-Vane-RFQ durch einen 4-Rod-RFQ ersetzt. Für den Betrieb des 4-Rod-RFQs wurde die Hochfrequenz des Injektors von 352 MHz auf 176 MHz angepasst, was eine Teilchenbeschleunigung in den normalleitenden CH-Strukturen ab 1,5 MeV ermöglicht. Die Frequenzhalbierung verlangt zwar größere Kavitäten mit ungefähr dem doppelten Durchmesser, führt jedoch zu einer geringeren Leistungsdichte und besseren Kühlbarkeit. Vor allem die supraleitenden CH-Strukturen des MAX Referenzdesigns (Version B) profitieren von den größeren Spaltabständen. Mit der Halbierung der Betriebsfrequenz wuchs der

für Frequenz-tuner und Leistungskoppler zur Verfügung stehende Raum zwischen den CH-Stützen.

Die Beschleunigung in den 10-Spalt-CH-Strukturen erfolgt wie im EUROTRANS Injektordesign nach dem KONUS-Prinzip. Nach einer Beschleunigungsstrecke von nur 12,6 m ist die Teilchenenergie von 17 MeV bereits erreicht. In den Simulationen mit PARMTEQ und LORASR zeigte das Teilchenstrahldynamikdesign 99,997 % Transmission⁹ beim Transport der Protonen durch den RFQ und die anschließende CH-Sektion des Injektors. Vergleichstests mit TOUTATIS und TraceWin konnten die guten Simulationsergebnisse bestätigen. Nach erfolgreichen Teilchenstrahlsimulationen des kompletten Linacs von 0 bis 600 MeV wurde 2012 das Strahldynamikdesign als MAX Injektor Referenzdesign (B) abgeschlossen.

4.2.3. MAX Alternativdesign (C1)

Im Alternativdesign für MAX (C1) wurden zusätzliche Driftstrecken für die Fehlerdiagnose und für eine verbesserte Zugänglichkeit zu den Komponenten eingeplant. Die Verwendung von Phasensonden nach jedem Beschleuniger und zahlreicher weiterer Diagnoseelemente erzeugt zusätzliche Informationen über den Strahl und ermöglicht unter anderem die Lokalisierung des eingetretenen Fehlers. Das verbesserte Diagnosesystem wird in Unterabschnitt 4.8.1 näher erläutert. Für die Behebung eines Fehlers und den Austausch von Komponenten ist die Zugänglichkeit entscheidend (siehe Unterabschnitt 4.8.2). Ein großzügigeres Zwischentankdesign verbessert die Montierbarkeit. Ebenfalls zur Verbesserung der Zugänglichkeit wurde das Kryomodul in kurze Abschnitte unterteilt. Mit einer supraleitenden CH-Struktur pro Kryomodul können Fehler im supraleitenden Abschnitt schneller behoben und normaleitende Fokussierelemente im warmen Bereich zwischen den Kryomodulen betrieben werden. Der Einsatz von bewährten normaleitenden Quadrupoltriplettlinen anstatt der im Referenzdesign (B) verwendeten supraleitenden Solenoide vereinfacht die technischen Anforderungen bei der Wartung.

Auf Kavitäten mit KONUS-Strahldynamikdesign wurde für eine bessere Konfigurierbarkeit der Kavitäten verzichtet. Da bei KONUS-Beschleunigern eine Rebunching-Sektion und eine Beschleunigungssektion in einem Tank integriert sind, ist eine nachträgliche Leistungsanpassung zur Änderung des Beschleunigungsgradienten nur beschränkt möglich. Zudem wurden ebenfalls für die flexiblere Anpassung die maximale Spaltzahl pro Kavität verringert. Die normaleitenden CH-Strukturen bekamen ein Beschleunigungsspaltprofil mit konstanter Phase und wurden von 10 auf 7 Spalte gekürzt. Die supraleitenden CH-Kavitäten erhielten 5 statt 10 Beschleunigungsspalte mit äquidistanten Spaltabständen (konst. β -Design) (siehe Tabelle 4.5).

⁹Simulationen ohne Fehlerrechnung

Durch die beschriebenen Modifikationen ist die Länge des Injektors (ohne ECR-Quelle und LEBT) von 12,6 auf 22,2 m gewachsen. Trotz der zusätzlichen Driftstrecken konnte das Emittanzwachstum im Alternativdesign reduziert werden.

4.2.4. MAX Konsolidiertes Alternativdesign (C2)

In der überarbeiteten Version des Alternativdesigns konnte die Länge des Injektors unter Beibehaltung der bisher erzielten Strahlqualität gekürzt werden. Eine sanftere Beschleunigung nach dem RFQ erwies sich als vorteilhaft für die Qualität der Bunchstruktur. Die ersten beiden normalleitenden CH-Beschleuniger (1,5 bis 2,2 MeV) wurden auf 5 Spalte pro Kavität reduziert. Die nun ermöglichten positiveren Phasen in den folgenden Kavitäten kompensieren im weiteren Verlauf des Injektors den anfangs niedrigeren Energiegewinn.

Auch bei den supraleitenden CH-Strukturen konnte die Effizienz durch Einsparung von Driftstrecken verbessert werden. Mit zwei Strukturen pro Kryomodul wie im modular aufgebauten Haupt-Linac wurde ein Kompromiss zwischen akzeptabler Zugänglichkeit und Kompaktheit des Injektors gefunden. Der geringe Abstand zwischen den im Kryomodul benachbarten Strukturen verbessert die longitudinale Strahldynamik, bringt jedoch durch den größeren Abstand zwischen den Quadrupoltriplett-magneten Nachteile für die Strahlfokussierung in der XX' - und YY' -Ebene.

Studien zum HF-Design des Rebunchers haben ergeben, dass die Verwendung eines Halbwellenresonators (HWR) im Niederenergiebereich vorteilhaft ist. Ein HWR erzielt die niedrigsten thermischen Verluste und ist sehr kompakt, was den Zugang zu den benachbarten Komponenten verbessert [43]. Am zweiten Rebuncher vor dem supraleitenden Beschleunigerabschnitt hat die Strahlsteifigkeit durch die höhere Teilchengeschwindigkeit zugenommen. Für die longitudinale Fokussierung in die erste supraleitende CH-Struktur sind 5 Spalte mit $\phi = -90^\circ$ notwendig, weswegen für den zweiten Rebuncher eine CH-Struktur vorgesehen ist.

4.2.5. MAX Referenzdesign 2014 (C3)

Die im konsolidierten Alternativdesign erzielten Fortschritte sind maßgeblich auf eine sanftere Beschleunigung nach dem RFQ zurückzuführen. Dieser Ansatz sollte mit einem weiteren Design, welches zunächst „Smooth Design“ genannt wurde, weiter verfolgt werden.

Nach dem RFQ sorgen zwei QWR-Rebuncher für eine optimale longitudinale Anpassung des Teilchenstrahls. Ein Quadrupoltriplett magnet passt den Strahl transversal für das Gitter aus Dublett magneten an. Die Kombination aus zwei Rebuncher-

Kavitäten und einer Quadrupoltriplettlinse mit flexibler Konfiguration der einzelnen Singletts zeichnet sich durch die Akzeptanz verschiedener Eingangsverteilungen aus und ermöglicht den verlustfreien Teilchentransport bei unterschiedlichen RFQ-Ausgangsverteilungen.

Die weiter abgesenkte Beschleunigungsspannung in den ersten zwei normalleitenden CH-Strukturen erhält die Qualität der longitudinalen Protonenverteilung im Bunch, so dass mit einer schwächeren longitudinalen Phasenfokussierung eine effizientere Beschleunigung in den nachfolgenden Resonatoren erzielt werden kann. In den weiteren Kavitäten wurde die Anzahl der Spalte pro Kavität im Hinblick auf einen möglichst konstanten Phasenvorschub von $\sigma_l \approx 75^\circ$ angepasst (siehe Abbildung B.5 und Tabelle 4.5). Nach der letzten normalleitenden CH-Kavität mit 9 Spalten ist die Divergenz der longitudinalen Phasenbreite sehr gering (siehe Unterunterabschnitt 4.3.3.4). Somit wird trotz langer Driftstrecke zum ersten supraleitenden Resonator ($d > 1$ m) kein Rebuncher benötigt.

Aufgrund der außerordentlich guten erzielten Strahlqualität, bei Bewahrung der für die Zuverlässigkeit und Wartungsfähigkeit eingeführten Maßnahmen, wurde dieses Injektordesign zum neuen MAX Referenzdesign (C3).

4.3. Teilchenstrahldynamik des Injektors

Der Injektor wurde für die Simulationen der Teilchenstrahldynamik in drei Abschnitte unterteilt (siehe Tabelle 4.6). In jedem Teilabschnitt kam zur Berechnung und Optimierung des Teilchenstrahls ein spezielles Simulationsprogramm zum Einsatz. Für die Berechnung des Strahltransports im LEBT-Abschnitt mit TraceWin wurde die erwartete Ausgangsverteilung der EZR-Ionenquelle verwendet. Die Entwicklungen der LEBT am IPNO¹⁰ und am LSPC¹¹ sind in Abschnitt 4.4 zusammengefasst. Parallel zu den LEBT-Rechnungen wurden die Strahldynamiksimulationen des 4-Rod-RFQ und der CH-Sektion am IAP¹² durchgeführt.

Die erzielten Ergebnisse der Referenzdesigns B und C3 mit LORASR wurden in Simulationen mit TraceWin, welche alle Komponenten des Injektors und des Haupt-Linacs beinhalten, am IPNO validiert.

¹⁰Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

¹¹Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Grenoble

¹²Institut für Angewandte Physik der Goethe Universität Frankfurt

Abschnitt	Energiebereich	Simulationscode	Zuständigkeit
LEBT	0 - 30 keV	TraceWin	IPNO
4-Rod-RFQ	0,03 - 1,5 MeV	PARMTEQ	IAP
CH-Abschnitt	1,5 - 17 MeV	LORASR	IAP
Allumfassend	0 - 600 MeV	Toutatis / TraceWin	IPNO

Tabelle 4.6.: Drei Teilabschnitte des Injektors wurden einzeln optimiert und die Ergebnisse in Simulationen, welche den kompletten Linac beinhalten (allumfassend) verifiziert.

4.3.1. Ausgangsverteilungen des 4-Rod-RFQ

Für die Simulationen der Teilchenstrahldynamik der CH-Sektion wurden drei verschiedene RFQ-Ausgangsverteilungen verwendet, die sich in der Ausgangsemittanz, der Transmission und der Phasenraumverteilung unterscheiden (siehe Tabelle 4.7). Vor allem die Belegung des longitudinalen Phasenraums ist in den drei Verteilungen sehr verschieden (siehe Abbildung 4.7).

Strahldynamiksimulationen des LEBT-Abschnitts zeigen, dass eine Emittanz von $\epsilon_{t,n,rms} < 0,2 \text{ mm mrad}$ am Eingang des RFQ erreicht wird. Dabei entspricht der transversal belegte Phasenraum des in der LEBT kollimierten Strahls in etwa einer 4D-Waterbag-Verteilung. Somit kann als Eingangsverteilung des RFQ ein kontinuierlicher Protonenstrahl mit 5 mA und einer 4D-Waterbag-Verteilung verwendet werden.

RFQ-Verteilung Nr.	Injektordesign	RMS-Emittanz (in mm mrad / keV ns)			Transmission
		$\epsilon_{xx',n,rms}$	$\epsilon_{yy',n,rms}$	$\epsilon_{\phi W,rms}$	
1 (von A. Schempp)	C1 und C3	0,251	0,239	1,164	94,277 %
2 (von C. Zhang)	C2 und C3	0,206	0,210	0,649	98,596 %
3 (von C. Zhang)	B und C3	0,220	0,216	1,007	99,997 %

Tabelle 4.7.: Drei unterschiedliche Ausgangsverteilungen des RFQ wurden für die Simulationen des CH-Abschnitts verwendet. Für das Injektordesign C3 können alle RFQ-Verteilungen verwendet werden. Die Werte für die Emittanz und Transmission beziehen sich auf die Ausgangsverteilung des RFQ.

Das MAX Referenzdesign 2012 (B) basiert auf der RFQ-Ausgangsverteilung Nr. 3. In den dazu gehörigen Simulationen des RFQ beträgt die Transmission 99,997 % (siehe Abbildung 4.6). Fehlerstudien zeigen, dass unter Variation verschiedener Parameter eine Strahltransmission von über 97 % erhalten bleibt [41]. Zu den variierten Parametern zählen die Strahlintensität ($0,5 \text{ mA} < I_{in} < 9,5 \text{ mA}$), die Elektroden-

spannung ($\Delta U = \pm 3\%$), die Eingangsemittanz ($\Delta\epsilon_{in,t} = \pm 60\%$), die Eingangstwiss-Parameter ($0,28 < \alpha < 1,48$ und $2,48 \frac{\text{cm}}{\text{rad}} < \beta < 5,48 \frac{\text{cm}}{\text{rad}}$), die Energieabweichung der Eingangsverteilung ($2\% < \Delta W < 12\%$) und der transversale Versatz des Eingangsstrahls ($0,1 \text{ mm} < \delta x < 0,6 \text{ mm}$).

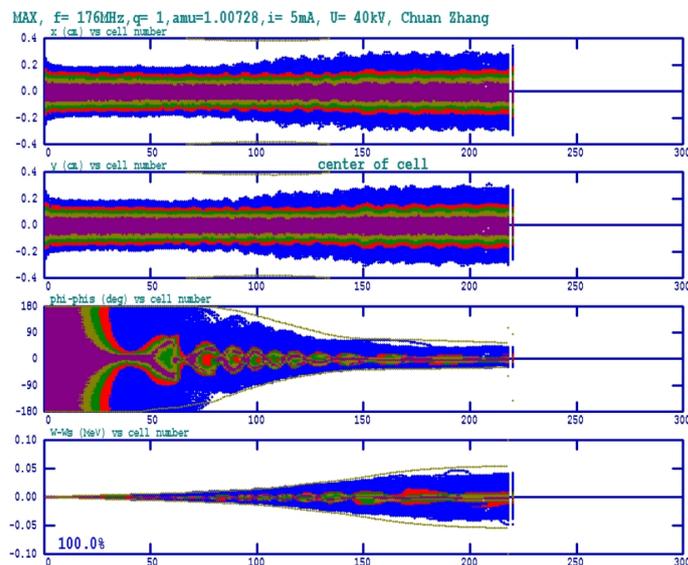


Abbildung 4.6.: Das mit PARMTEQ simulierte Elektrodenendesign des 4-Rod-RFQ erzielt bei einem 5 mA Protonenstrahl 99,997 % Transmission . Jede Position auf der X-Achse im Bild entspricht einer Zelle der Elektrodenmodulation und ist mit dem longitudinalen Verlauf des Teilchenstrahls korreliert. In den oberen zwei Diagrammen ist zu sehen, dass mit der transversalen Fokussierung der Strahldurchmesser in etwa konstant gehalten wird. Die Raumladungskräfte sorgen dafür, dass Teilchen der relativ scharf begrenzten Eingangsverteilung nach außen wandern. Es bildet sich ein Randbereich niedriger Dichte aus. In den unteren Grafiken ist zu erkennen wie der kontinuierliche Strahl longitudinal in Strahlpakete unterteilt wird und folglich die Energieabweichung vom Synchronteilchen zunimmt. [41]

Mit der Entwicklung von alternativen Elektrodenmodulationen (RFQ-Ausgangsverteilungen Nr. 1 und Nr. 2) wurde der Einfluss auf die Strahldynamik im weiteren Verlauf des Teilchentransports untersucht. Unter Umständen kann der Verlust von Teilchen im RFQ von Vorteil sein, wenn dadurch Teilchenverluste bei höheren Energien verhindert werden. So sind beispielsweise in RFQ-Verteilung Nr. 1 die Werte für die Emittanz und die Teilchenverluste am höchsten. Allerdings ist die longitudinale Phasenraumbelegung sehr homogen gewählt, was die Raumladungskräfte verringert und eine die longitudinale Fokussierungsfähigkeit des Strahls in den ersten normalleitenden CH-Kavitäten verbessert.

Wie man beim Vergleich der jeweiligen transversalen RFQ-Ausgangsverteilungen in Abbildung 4.7 sehen kann, sind die Teilchen in der xx' - und yy' -Ebene unter-

schiedlich stark fokussiert. Je nach Polarität der Elektroden in der letzten Zelle der Modulation wird in einer Ebene eine Fokussierung und in der jeweils anderen Ebene eine Defokussierung erreicht. Diese Asymmetrie wird von den Fokussierelementen der nachfolgenden CH-Sektion ausgeglichen.

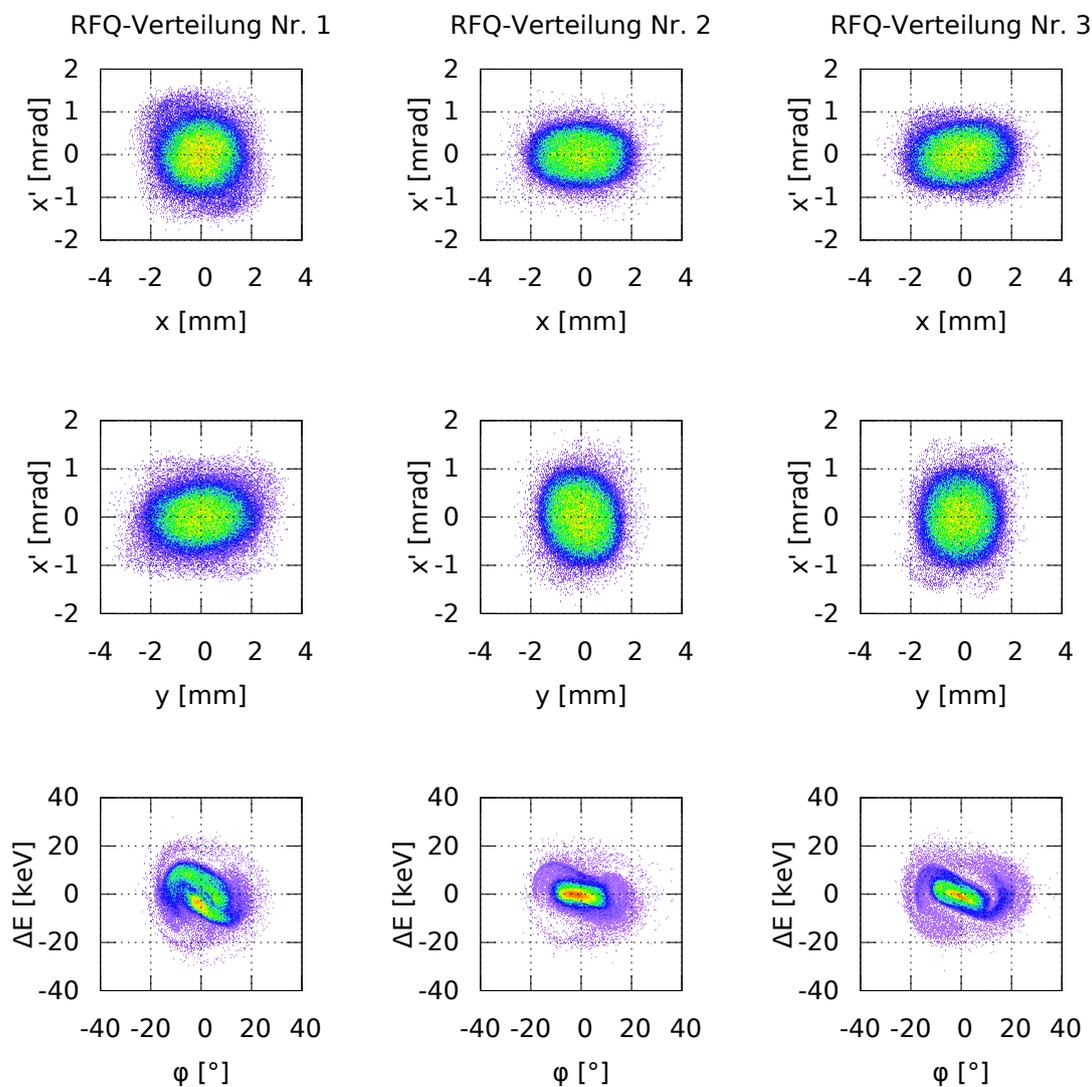


Abbildung 4.7.: Jede Spalte in der Anordnung entspricht einer RFQ-Ausgangsverteilung. Die belegten Phasenräume sind in der xx' -, der yy' - und der ϕW -Ebene dargestellt. Die verwendeten RFQ-Ausgangsverteilungen unterscheiden sich hauptsächlich in der longitudinalen Ebene.

Den longitudinalen Spiralarmen in den RFQ-Ausgangsverteilungen gilt eine besondere Beachtung. Befindet sich ein longitudinales Randteilchen außerhalb des Akzeptanzbereichs des nachfolgenden Beschleunigers geht es im weiteren Verlauf des

Linacs unkontrolliert verloren. Longitudinale Randteilchen können im Gegensatz zu transversalen nicht kollimiert werden. Für den weiteren Strahltransport in der CH-Sektion sollte in der RFQ-Ausgangsverteilung die Phasenbreite ($\Delta\phi < 60^\circ$) und die Energiespreizung ($\Delta E < 70$ keV) möglichst klein sein.

Für jede der drei RFQ-Verteilungen kann ein spezifisches Injektordesign ohne Verluste in der CH-Sektion (ohne Fehlerrechnung) gefunden werden. Die Gestaltung des neuen MAX Referenzdesigns (C3) ermöglicht den zuverlässigen Transport aller drei simulierten Verteilungen. Die Flexibilität von Injektordesign C3 und dessen Akzeptanz von grundlegend unterschiedlichen RFQ-Ausgangsverteilungen ist vorteilhaft für den späteren Betrieb des Beschleunigers.

4.3.2. Transversale Teilchenstrahldynamik der CH-Sektion

Für ein transversales Strahldynamikdesign mit geringen Teilchenverlusten und niedrigem Emittanzwachstum, sollten die im Theorieteil erläuterten Erkenntnisse so weit wie möglich angewandt werden (siehe Unterabschnitt 2.1.2). Bei der Entwicklung des Injektors müssen neben der transversalen Optimierung weitere Gesichtspunkte wie das longitudinale Strahldynamikdesign, oder zusätzliche Driftstrecken für Strahl-diagnoseelemente berücksichtigt werden. Dennoch sollte die Designvorgabe für den **Phasenvorschub** zum Erhalt der Strahlqualität erreicht werden: $30^\circ < \sigma_{x,y} < 70^\circ$.

Ein weiterer wichtiger in Unterabschnitt 2.1.2 beschriebener Parameter für das transversale Strahldynamikdesign ist der **Füllfaktor** $F(z)$. Er gibt an wieviel Prozent der Apertur am Ort z durch den Strahl gefüllt sind. Als Strahldurchmesser wird die gemittelte 3σ -Ausdehnung des Strahls in x - und y -Richtung betrachtet. In der Praxis sind durch Verschiebung und Verkippung der Linsen und Beschleunigerstrukturen höhere Füllfaktoren zu erwarten (siehe Unterabschnitt 4.3.4). Mit höheren Füllfaktoren nehmen die Teilchenstrahlverluste durch Randteilchen und durch nicht in den Simulationen berücksichtigte Halo-Teilchen außerhalb der 3σ -Verteilung zu. Für ein zuverlässiges Design sollten große Füllfaktoren von $F(z) \gtrsim 0,5$ vermieden werden. Ein kontrollierter Verlust im Kollimationssystem ist dem Verlust in Beschleunigerkavitäten und Fokussierelementen vorzuziehen.

Die in der Theorie betrachteten Raumladungsinstabilitäten in einem periodischen Gitter treten maßgeblich bei einem Phasenvorschub von $\sigma_{x,y} > 90^\circ$ auf. Da das Fokussierungsgitter im Linac aperiodisch ist und jedes Fokussierelement nur einmal passiert wird, sind die Vorgaben aus der Theorie nur bedingt anwendbar und realisierbar. Das Betreten des instabilen Bereichs sollte vermieden werden, kann aber auch ohne größeres Emittanzwachstum erfolgen (siehe Unterabschnitt 4.3.2.1).

Die besten Simulationsergebnisse für die transversale Fokussierung in der CH-Sektion

werden durch ein geschwindigkeitsangepasstes semi-periodisches Gitter erzielt. Wie bei einem periodischen Gitter werden nach jeder Strukturperiode die gleichen Füllfaktoren und Transversalimpulse erzielt. Jedoch besitzt eine Strukturperiode wegen der Geschwindigkeitsanpassung größer werdende Periodenlängen. Für die Optimierung mit LORASR eignet sich als Designziel eine 3σ -Strahlenveloppe mit möglichst konstanter Breite der Strahltaile im Verlauf des Linacs. Wie beim theoretisch optimalen Gitter sollte sich der Strahlfokus mittig zwischen zwei Magneten befinden. Im Strahldynamikdesign C3 ist diese Methode bestmöglich angewandt (siehe Unterunterabschnitt 4.3.2.4), was zu einer sehr guten Qualität des Ausgangsstrahls führt. Sowohl Quadrupoldublett- als auch Quadrupoltriplettlinen sind für die transversale Fokussierung in der CH-Sektion geeignet und finden in den folgenden dargestellten transversalen Designs Verwendung. Die Position $z = 0$ m entspricht dem Ausgang des RFQ-Tanks.

4.3.2.1. Design B

Das MAX Referenzdesign aus dem Jahre 2012 [44] ist die Weiterentwicklung des EUROTRANS-Injektordesigns und wird als Design B bezeichnet. Drei Quadrupoltriplettlinen im normaleitenden Bereich und vier supraleitende Solenoide innerhalb des ca. 6 m langen Kryomoduls fokussieren den Protonenstrahl. Für die Vergleichbarkeit der Ausgangsemittanzen des MAX Referenzdesigns (B) mit den neu entwickelten Versionen (C1 - C3) wurde nach dem letzten Beschleunigungsspalt eine Drift von 1 m hinzugefügt. Ungefähr 0,3 m Strecke wird benötigt, um den Heliumtank und den Kryostaten abzuschließen. Innerhalb der übrigen 0,7 m findet der Übergang zur MEBT statt. Die genaue longitudinale Position des Übergangs ist derzeit nicht festgelegt.

Der Durchmesser des simulierten 3σ -Protonenstrahls für das Injektordesign B ist im gesamten Verlauf der CH-Sektion kleiner als 20 mm. Ab dem supraleitenden Abschnitt bei einer Teilchenenergie von 3,5 MeV ist der Füllfaktor $F(z)$ durchgängig kleiner als 50 %.

Das transversale RMS-Emittanzwachstum in der CH-Sektion beträgt $2,72 \frac{\%}{\text{m}}$ und ist das höchste im Vergleich zu den neuentwickelten Designs C1 bis C3. Durch die geringe Anzahl der Fokussierelemente des kompakten Designs beträgt das gesamte transversale Emittanzwachstum nur 25,79 %. Dennoch kommt es zu s-förmigen Verschmierungen in den transversalen Ausgangsverteilungen (siehe Abbildung 4.9).

Mit 10 Spalten pro Beschleunigerstruktur ergeben sich im Design B große Abstände zwischen den Fokussierelementen, in denen sich der Strahl stark aufweitet. Die hohen Raumladungskräfte im Energiebereich zwischen 1,5 und 3,5 MeV erfordern

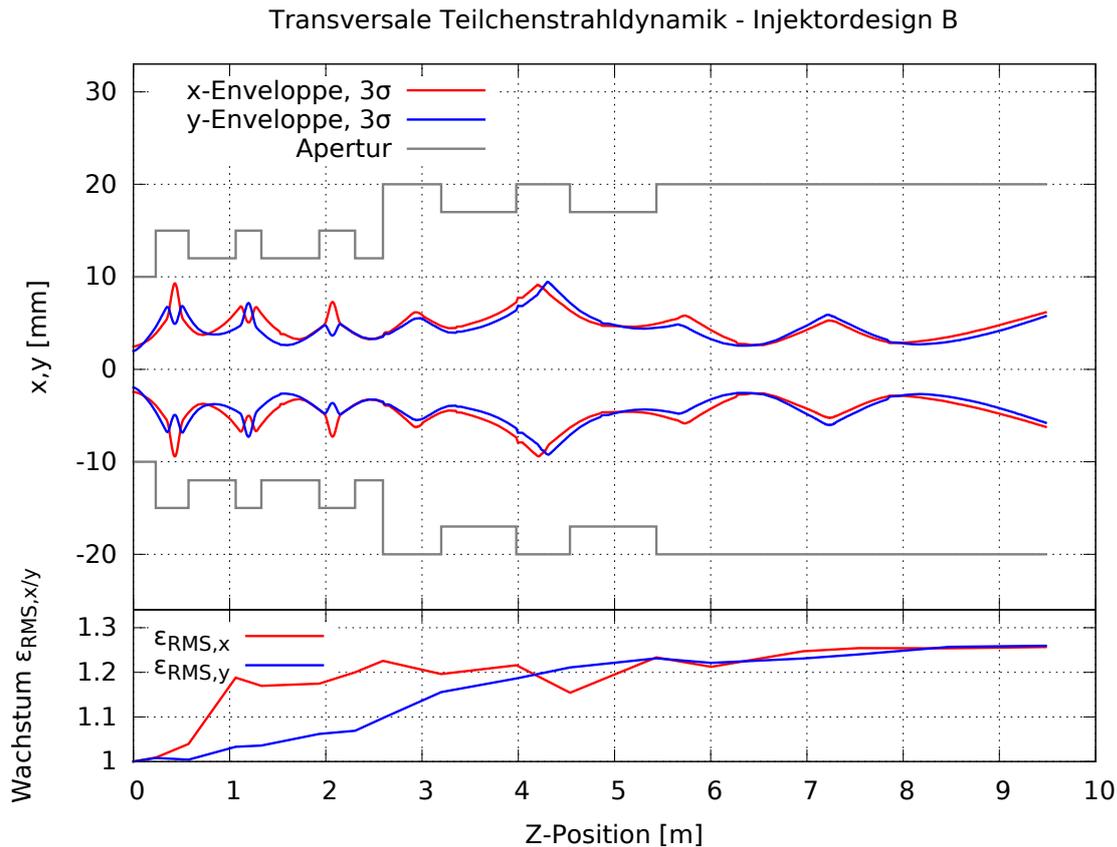


Abbildung 4.8.: Zwischen jeder Beschleunigerstruktur befindet sich ein Fokussierelement. Wie anhand der Enveloppenkurve zu sehen ist, sind die ersten drei Fokussierelemente Quadrupoltriplettlinsen. Die vier supraleitenden Solenoide erzeugen eine in der x - und der y -Ebene symmetrische Fokussierung. Die RMS-Emittanz wächst bis zum Ende des Injektors gemittelt um 25,75 %.

Quadrupolmagnete mit einer magnetischen Flussdichte von bis zu $B_0 = 0,8$ T (siehe Tabelle 4.8). Die Polschuhlängen der Triplets betragen 33 mm in den äußeren Singletts und 58 mm im mittleren Singlett.

Zwischen den ersten beiden supraleitenden Solenoiden erreicht der Teilchenstrahl einen Durchmesser von 20 mm. Der Beschleunigungsgradient der ersten supraleitenden CH-Struktur von $E_a = 4,02$ MeV/m. Zusammen mit der stark negative longitudinale Phase von $\phi = -40^\circ$ in den ersten drei Beschleunigungsspalten wird der Protonenstrahl sichtbar defokussiert (siehe Abbildung 4.8). Für die supraleitenden Solenoide sind Feldstärken von bis zu $B_{z,0} = 4,3$ T bei einer Spulenlänge von 120 mm vorgesehen. Ab dem zweiten Solenoiden sind die Protonen ausreichend schnell um Gitterlängen von über 1 m mit einer annähernd periodischen Enveloppenoszillation

Transversale Ausgangsverteilungen - Design B

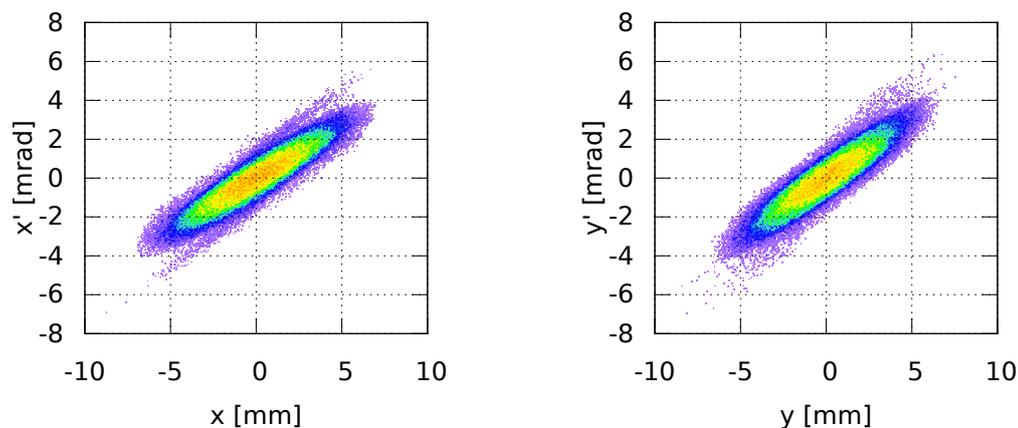


Abbildung 4.9.: Die Verteilung im Bild entspricht der Ausgangsverteilung des Injektors im Design B. Die transversalen Ausgangsverteilungen zeigen eine s-förmige Gestalt.

Mag. Nr.	Magnettyp	$g / B_{z,0}$ [T/m / T]	geom. Länge [cm]
1	Triplett	44,5 / 43,5 / 44,5	3,3 / 5,7 / 3,3
2	Triplett	47,0 / 48,0 / 47,0	3,3 / 5,7 / 3,3
3	Triplett	51,0 / 53,5 / 51,0	3,3 / 5,7 / 3,3
4	Solenoid	2,50	120
5	Solenoid	3,05	120
6	Solenoid	3,50	120
7	Solenoid	4,30	120

Tabelle 4.8.: Aufgeführt sind die verwendeten magnetischen Fokussierelemente in Design B. Die transversale Fokussierstärke der Quadrupolmagnete ist proportional zum Feldgradienten $g = \frac{B_0}{r}$ und für Solenoide proportional zur maximalen magnetischen Flussdichte auf der Strahlachse $B_{z,0}$.

zu überwinden und die Kurve für das Emittanzwachstum flacht ab.

Wegen den knapp bemessenen Abstände zwischen den Beschleunigertanks gestaltet sich die Unterbringung der Magnete sehr schwierig. Die Installation eines Strahlkollimators vor dem Übergang in die supraleitende Sektion ist kaum möglich. Eine ausführliche Beschreibung dieser Problematik befindet sich in Abschnitt 4.8.

4.3.2.2. Design C1

Das Alternativdesign für MAX (C1) berücksichtigt aus den in Abschnitt 4.8 genannten Gründen wesentlich größere longitudinale Abstände zwischen den Komponenten. Der erste Quadrupolmagnet folgt direkt nach dem RFQ und verhindert eine Aufweitung der Strahlenveloppe über $r = 10$ mm. Wegen den kürzeren Beschleunigerkavitäten sind die Abstände zwischen den Magneten kleiner als im Design B, was die Schwankungen der Enveloppengröße minimiert. Das transversale RMS-Emittanzwachstum der CH-Sektion beträgt nur noch $1,62 \frac{\%}{\text{m}}$. Da jedoch im Vergleich zu Design B die Injektorlänge und die Anzahl der verwendeten Magnete von 7 auf 23 angestiegen ist, wächst die RMS-Emittanz bis 17 MeV um 30,10 %.

Mag. Nr.	Magnettyp	Gradient [T/m]	geom. Länge [cm]
1	Triplett	44,0 / 40,5 / 44,0	3 / 5 / 3
2	Triplett	37,0 / 40,0 / 37,0	3 / 5 / 3
3	Triplett	44,0 / 48,0 / 44,0	3 / 5 / 3
4	Triplett	38,5 / 44,5 / 38,5	3 / 5 / 3
5	Triplett	43,0 / 48,0 / 43,0	3 / 5 / 3
6	Triplett	36,0 / 43,0 / 36,0	3 / 5 / 3
7	Triplett	43,0 / 49,0 / 43,0	3 / 5 / 3
8	Triplett	40,0 / 47,0 / 40,0	3 / 5 / 3
9	Triplett	42,5 / 50,0 / 42,5	3 / 5 / 3
10	Triplett	45,5 / 54,5 / 45,5	3 / 5 / 3
11	Triplett	42,5 / 50,0 / 42,5	3 / 5 / 3
12	Triplett	42,0 / 50,0 / 42,0	3 / 5 / 3
13	Triplett	44,5 / 53,0 / 44,5	3 / 5 / 3
14	Triplett	46,0 / 54,0 / 46,0	3 / 5 / 3
15	Triplett	45,0 / 54,0 / 45,0	3 / 5 / 3

Tabelle 4.9.: Die Gradienten der Quadrupoltriplett magnete in Design C1 sind für eine möglichst periodische Entwicklung der transversalen 3σ -Enveloppen angepasst.

Um einen Füllfaktor unterhalb von 0,5 zu erhalten, wurde die Apertur der Magnete auf 40 mm vergrößert. Die Apertur der Beschleuniger-Driftröhren im normalleitenden und supraleitenden Bereich beträgt 20 mm (siehe Abbildung 4.10) und ist damit ebenso größer als im Injektordesign B. Zur Überwindung der Driftstrecke im Diagnoseabschnitt vor dem supraleitenden Abschnitt wird in der Quadrupoltriplettlinse bei $z = 4,6$ m die magnetische Flussdichte am Polschuh auf $B_0 = 0,86$ T erhöht, so dass sich die Strahlenveloppe bis nach dem Rebuncher nicht auf Strahlradien von über 10 mm vergrößert. Die Fokussierstärken der Magnet befinden sich in Tabelle 4.9. Um

den transversalen Abstand zur 3σ -Enveloppe zu bewahren, hat der zweite Rebuncher eine Apertur von 25 mm.

Zur Verbesserung der Modularität befindet sich jede supraleitende CH-Struktur in einem eigenen Kryomodul. Anstatt der supraleitenden Solenoide in Design B werden zwischen den Kryostaten der Niob-Kavitäten normaleitende Quadrupoltriplettlin-
sen verwendet. Die vielen Warm-Kalt-Übergänge haben zur Folge, dass die Abstände zwischen den Magneten größer geworden sind. Mit der höheren Übergangsenergie von 4,3 MeV zum supraleitenden Abschnitt und kürzeren CH-Strukturen ist die transversale Fokussierung über eine Strukturperiode mit minimalen Emittanzwachstum möglich.

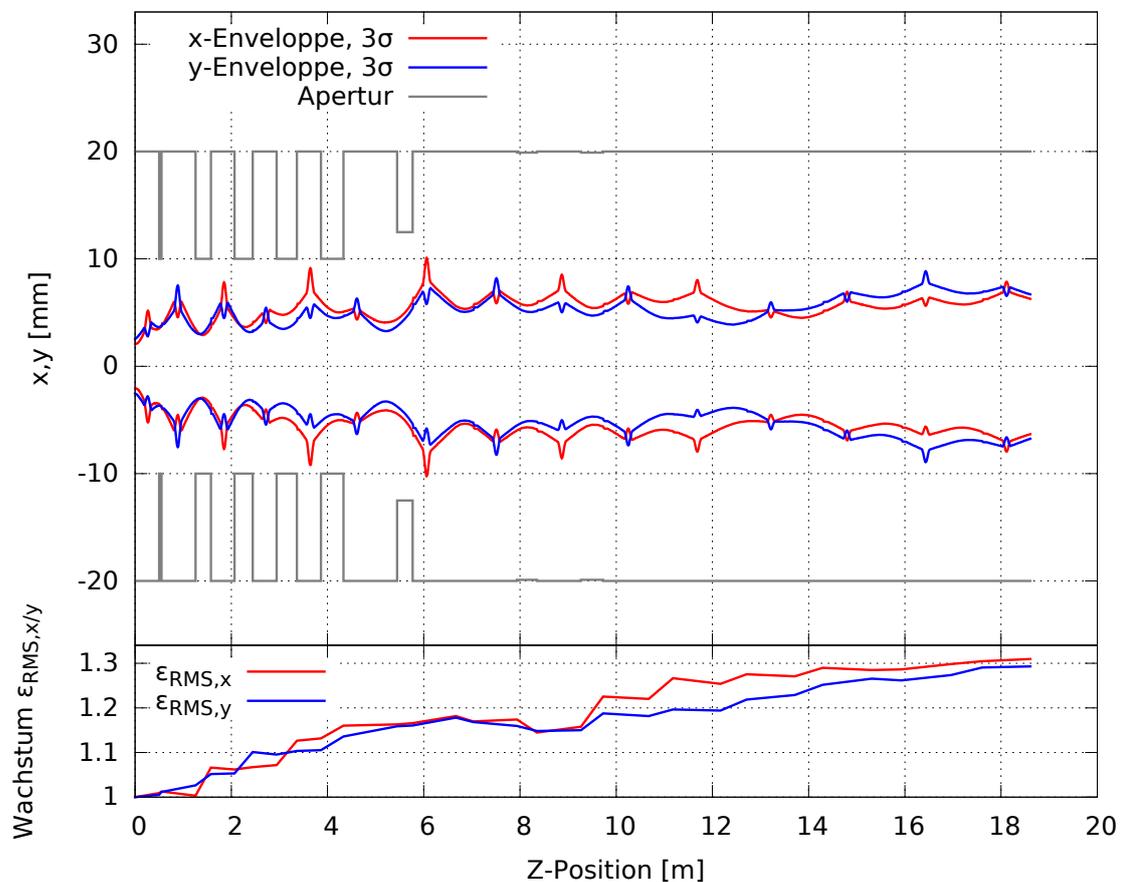


Abbildung 4.10.: In der transversalen Strahldynamik von Design C1 werden 15 Quadrupoltriplettmagneten verwendet. In der über 18 m langen CH-Sektion wächst die transversale RMS-Emittanz langsam aber stetig an.

4.3.2.3. Design C2

Das konsolidierte Alternativdesign für den MAX Injektor (C2) ist eine Weiterentwicklung des Designs C1. Im normalleitenden Bereich von Design C2 reduziert sich wegen einer verbesserten longitudinalen Strahldynamik die Anzahl der Spalte der ersten beiden CH-Beschleuniger von 7 auf 5. Wegen der Verkürzung der CH-Kavitäten sind die Abstände zwischen dem 2. und 3., sowie zwischen dem 3. und 4. Quadrupoltriplett magneten ebenfalls kleiner geworden. Die Fokussierstärken der Triplettmagnete wurden entsprechend angepasst. Somit beträgt das Emittanzwachstum auf den ersten 6 m nur noch 12 % anstatt 17 %. Als Designziel gilt wie im supraleitenden Abschnitt eine möglichst periodische Fokussierung mit einer homogenen Breite der Strahltaillen zwischen den Fokussierelementen.

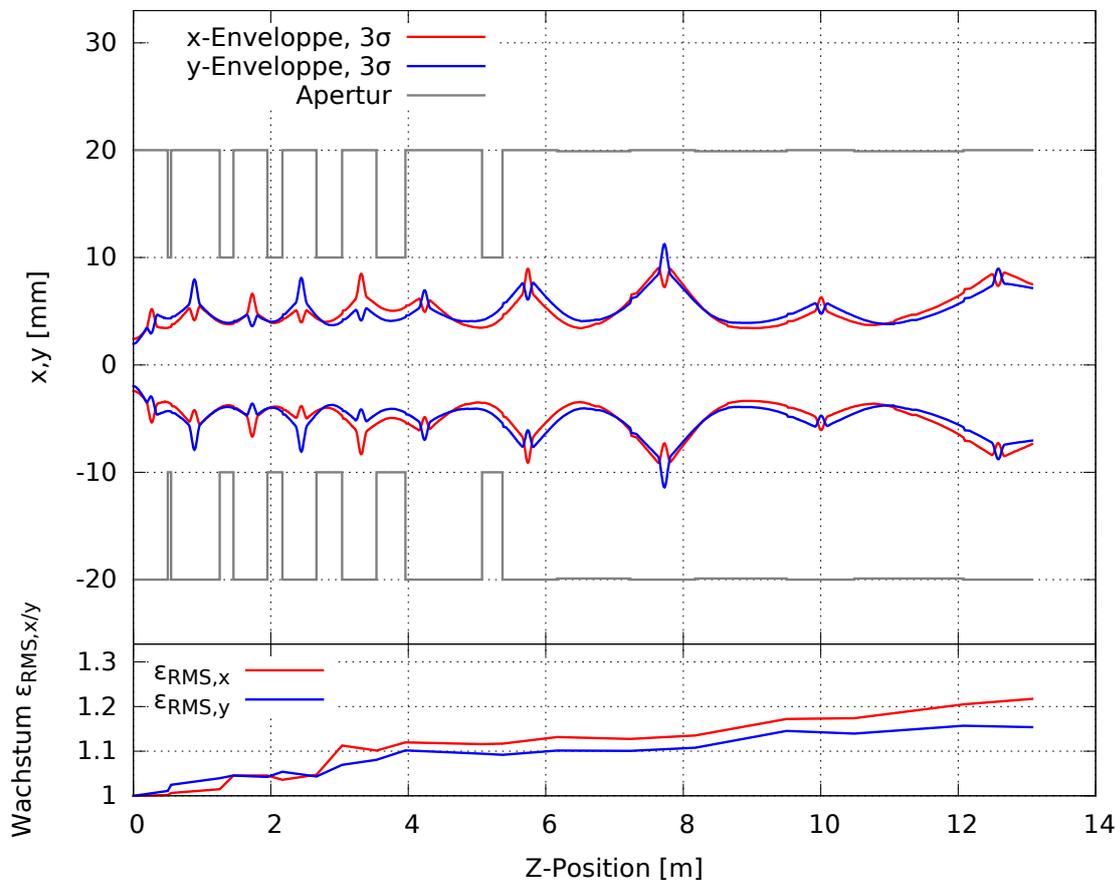


Abbildung 4.11.: Fast die Hälfte des transversalen Emittanzwachstums in Design C2 wird in den letzten vier Triplettmagneten verursacht. Die Strahltaillen zwischen den Magneten wird annähernd konstant gehalten, auch wenn die großen Gitterabstände eine relative große Enveloppe in den Magneten Nr. 7 und 8 erzeugen.

Die größten Änderungen in der transversalen Strahldynamik wurden im supralei-

Mag. Nr.	Magnettyp	Gradient [T/m]	geom. Länge [cm]
1	Triplett	41,0 / 43,0 / 41,0	3 / 5 / 3
2	Triplett	33,0 / 36,0 / 33,0	3 / 5 / 3
3	Triplett	34,0 / 38,0 / 34,0	3 / 5 / 3
4	Triplett	38,0 / 43,0 / 38,0	3 / 5 / 3
5	Triplett	40,5 / 45,0 / 40,5	3 / 5 / 3
6	Triplett	40,0 / 45,5 / 40,0	3 / 5 / 3
7	Triplett	44,0 / 50,5 / 44,0	3 / 5 / 3
8	Triplett	46,5 / 52,5 / 46,5	3,6 / 6 / 3,6
9	Triplett	48,0 / 56,0 / 48,0	3,6 / 6 / 3,6
10	Triplett	46,0 / 53,0 / 46,0	3,6 / 6 / 3,6

Tabelle 4.10.: Wegen der größeren Kryomodule, die jeweils zwei CH-Kavitäten beinhalten, sind die Fokussierstärken der Triplett 7 bis 10 besonders hoch. Für die letzten drei Triplettmagnete wurden für eine stärkere Wirkung die Polschuhe verlängert.

tenden Abschnitt vorgenommen. Um eine kleine Injektorlänge zu erhalten, teilen sich zwei supraleitende CH-Kavitäten paarweise ein Kryomodul. Lange Driftstrecken zwischen den Kryomodulen erfordern starke Triplettmagnete und führen im Abschnitt zwischen 5 und 8 m zu einer relativ großen transversalen Strahlenverloppelung in den Magneten. An diesen Stellen treten in den Fehlerrechnungen (siehe Unterabschnitt 4.3.4) vermehrte Teilchenverluste auf.

Damit die magnetische Flussdichte in den Magneten $B_0 = 1,3 \text{ T}$ nicht übersteigt sind die Polschuhlängen der letzten drei Triplettlinsen um 20 % verlängert worden (siehe Tabelle 4.10. Das aus x - und y -Ebene gemittelte Emittanzwachstum beträgt, bezogen auf die Länge der CH-Sektion, $1,42 \frac{\%}{\text{m}}$. Insgesamt wird in Design C2 ein transversales Wachstum der RMS-Emittanz von nur 18,55 % erreicht (siehe Abbildung 4.11).

4.3.2.4. Design C3

Sowohl mit Quadrupoltriplettlinsen als auch mit Quadrupoldublettlinsen lassen sich periodische Gitter zur starken Fokussierung des Teilchenstrahls aufbauen und ein gutes Strahldynamikdesign für den MAX Injektor mit niedrigen Emittanzwachstum finden. Dennoch gibt es, wie es sich bei der Entwicklung von Design C3 herausstellte, zwei große Vorteile bei der Verwendung von Dublettmagneten.

- Der longitudinal in Anspruch genommene Platz eines Dubletts ist kleiner, was vor allem das Teilchenstrahldesign im Niederenergiebereich erleichtert, niedrigere Gradienten in den Magneten erfordert und eine höhere longitudinale

Akzeptanz der ersten CH-Kavitäten ermöglicht.

- Mit einem Dublett-Gitter werden niedrigere Füllfaktoren in den Fokussierelementen erreicht, was vor allem unter Berücksichtigung von stochastischen Fehlstellungen Vorteile hat (siehe Unterabschnitt 4.3.4). Der Unterschied zwischen dem Enveloppenmaximum im mittleren Magneten einer Quadrupoltriplettlinse (in der Fokussierungsebene DFD) und dem Radius in den benachbarten Strahltaillen ist größer als bei einem Dublettgitter.

Im neuen MAX Referenzdesign (C3) werden bis auf einen einzelnen Quadrupoltriplettmagneten nach dem 4-Rod-RFQ ausschließlich Dublettmagnete verwendet. Die Quadrupoltriplettlinse erlaubt eine flexible Strahlanpassung an das Dublettgitter. Die transversale Teilchenstrahlverteilung nach der Tripletlinse entspricht in etwa der eines in einem periodischen Dublettgitter befindlichen Strahls. Für die eine flexible Regelung sind die Gradienten der drei Tripletsegmente einzeln konfigurierbar. Hierdurch wird die in der xx' - und der yy' -Ebene asymmetrische RFQ-Ausgangsverteilung (siehe Abbildung 4.7) an das Dublettgitter angepasst. Die transversale Ausgangsverteilung ist in Abbildung 4.12 zu sehen.

Transversale Ausgangsverteilungen - Design C3

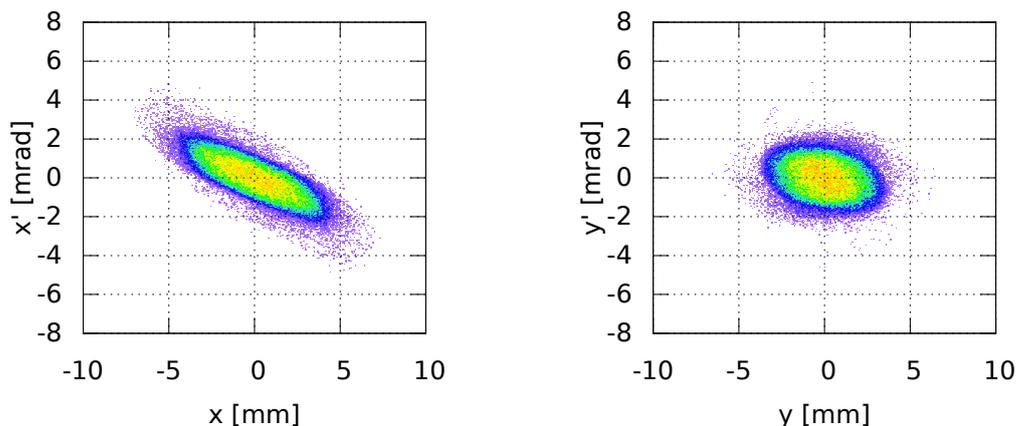


Abbildung 4.12.: Die Verteilung im Bild entspricht der transversalen Ausgangsverteilung des Injektors im Design C3. Wegen des verwendeten Dublett-Fokussierungsgitters ist die transversale Strahlverteilung in den transversalen Ebenen xx' und yy' asymmetrisch.

Die gute Konfigurierbarkeit der Tripletlinse und die anfangs kurz gewählten Strukturperioden ermöglichen bei entsprechender Rekonfiguration der Gradienten die Verwendung von verschiedenen RFQ-Ausgangsverteilungen. Auch wenn in die CH-Sektion von Injektordesign C3 alle drei simulierten RFQ-Ausgangsverteilungen inji-

ziert werden können, werden im Folgenden die Ergebnisse für die RFQ-Ausgangsverteilung Nr. 2 besprochen. Die Verteilung Nr. 2 hat die niedrigsten absoluten Werte für die RFQ-Ausgangsemittanz bei einer hohen Transmission (siehe Tabelle 4.7) und empfiehlt sich daher besonders für das neue Referenzdesign (C3) verwendet zu werden. Der Verlauf der transversalen Strahlenveloppe und die relative Zunahme der transversalen RMS-Emittanz in der CH-Sektion unterscheidet sich bei der Verwendung der RFQ-Verteilungen Nr. 1 bis 3 in jeweils angepassten Fokussierungsgitter kaum.

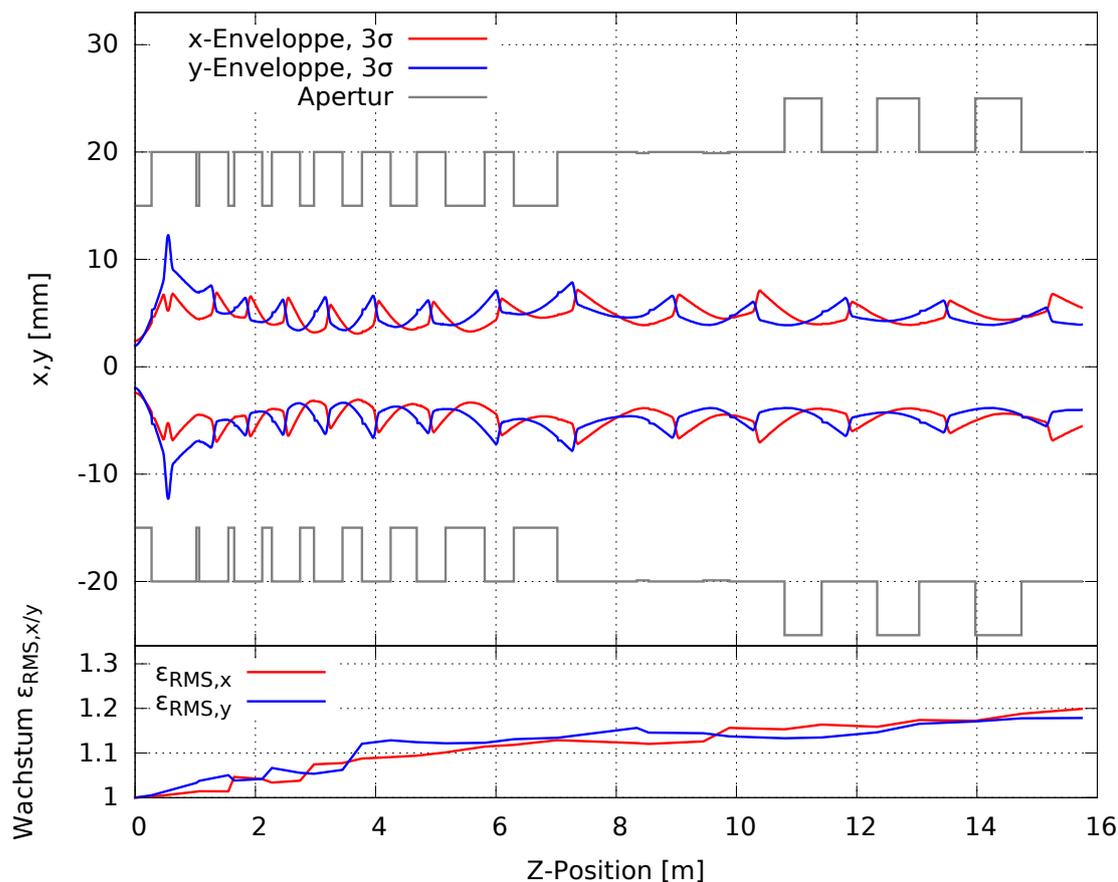


Abbildung 4.13.: Mit der Anordnung der Dublettmagnete in Design C3 kann ein annähernd periodisches Fokussierungsgitter aufgebaut werden. Die Fokussierung mit Dublettlinsen erzeugt einen sehr engen Strahlkanal mit kleinen Strahlenveloppen. Dank der sehr groß gewählten Aperturen in Beschleunigerstrukturen und in den Magneten sind die Füllfaktoren im Design C3 besonders klein.

Der transversale Phasenvorschub σ_x und σ_y in Injektordesign C3 ist stets im stabilen Bereich zwischen 0° und 90° und in jeder Strukturperiode in etwa konstant mit 10° Differenz zum longitudinalen Phasenvorschub σ_z (siehe Abbildung B.5). Für die

nötige transversale Strahlanpassung im ersten Triplettmagneten beträgt wegen der nötigen Strahlanpassung der transversale Phasenvorschub $\sigma_x = \sigma_y = 90^\circ$. Für die Konfiguration der Dublett magnete gilt das bereits in Design C2 erfolgreich angewandte Ziel einer periodische verlaufenden Strahlenveloppe (siehe Abbildung 4.13). Lediglich vor dem neunten Magneten ist die Strahltaile zur besseren Fokussierung in der langen Drift des Diagnose- und Pumpsektion größer gewählt.

Mag. Nr.	Magnettyp	Gradient [T/m]	geom. Länge [cm]
1	Triplett	37,8 / 37,8 / 32,0	3 / 5 / 3
2	Dublett	24,0 / 26,5	4 / 4
3	Dublett	29,0 / 30,0	4 / 4
4	Dublett	38,0 / 38,0	4 / 4
5	Dublett	42,0 / 42,0	4 / 4
6	Dublett	44,0 / 44,0	4 / 4
7	Dublett	45,0 / 45,0	4 / 4
8	Dublett	42,0 / 42,0	4 / 4
9	Dublett	40,5 / 40,0	4 / 4
10	Dublett	34,0 / 34,0	5 / 5
11	Dublett	38,0 / 38,0	5 / 5
12	Dublett	41,0 / 41,0	5 / 5
13	Dublett	43,0 / 43,0	5 / 5
14	Dublett	44,0 / 44,0	5 / 5

Tabelle 4.11.: Die erste Triplettlinse bereitet den Strahl auf die Injektion in das Dublettgitter vor. Die Fokussierstärke des Triplettmagneten ist für eine Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung Nr. 2 angegeben. In den Dublettlinsen werden niedrige Gradienten von weniger als 45 T/m verwendet.

Das Dublettgitter und die gemächliche Zunahme der Länge der Beschleunigerkavitäten und Strukturperiode ergeben im Vergleich zu den Vorgängerdesigns ein Strahlprofil mit dem kleinsten durchschnittlichen transversalen Enveloppenradius und dem kleinsten durchschnittlichen Füllfaktor (vgl. Abbildung 4.8, Abbildung 4.10, Abbildung 4.11 und Abbildung 4.13). Zur weiteren Minimierung der durch Fehler auftretenden Teilchenverluste wurden die Aperturen in den normalleitenden Kavitäten auf 30 mm und in den letzten drei supraleitenden Kavitäten auf 50 mm vergrößert. Trotz der hohen Anzahl an Fokussierelementen bleibt das Emittanzwachstum niedrig. Das gemittelte transversale RMS-Emittanzwachstum in der CH-Sektion von Design C3 beträgt 18,86 %. Das relative Emittanzwachstum von $1,20 \frac{\%}{\text{m}}$ ist der niedrigste in den Simulationen erreichte Wert.

Die in den Quadrupolmagneten verwendeten Gradienten sind vergleichsweise niedrig. Die maximale magnetische Flussdichte mit $B_0 = 0,99 \text{ T}$ wird in Dublett Nr. 7

erreicht. Im weiteren Verlauf des Dubletgitters werden zur stärkeren Fokussierung die magnetisierten Polschuhe verlängert (siehe Tabelle 4.11).

4.3.3. Longitudinale Teilchenstrahldynamik der CH-Sektion

Bei der Entwicklung des longitudinalen Strahldynamikdesigns des MAX Injektors kam es zu einem Wandel des Beschleunigungskonzepts. Ausgehend von langen Strukturen mit KONUS-Strahldynamik (Design B) wurden die Anzahl der Spalte in den Beschleunigerkavitäten mit jeder weiteren Entwicklung reduziert. Vor allem am Niederenergieende erweisen sich kurze Strukturen aufgrund ihrer hohen Akzeptanz als Vorteil für ein geringes Emittanzwachstum. In den Designs C1 bis C3 ist die verwendete Synchronphase in den normalleitenden Beschleunigern konstant und im supraleitenden Abschnitt besitzen die Beschleunigerstrukturen ein Spaltprofil mit konstanten Spaltmittenabständen (EQUUS).

Wegen der mechanischen Stabilität, der guten Kühlfähigkeit der Stützen und der hohen effektiven Shuntimpedanz werden für den MAX Injektor ausschließlich CH-Strukturen zur Teilchenbeschleunigung verwendet. Der Übergang zum supraleitenden Abschnitt sollte wegen der hohen Beschleunigungseffizienz bei möglichst kleinen Teilchenenergien erfolgen. Ab einer kinetischen Protonenenergie von 3,5 MeV ist die Verwendung von supraleitenden CH-Strukturen, aufgrund des ausreichend vorhandenen Platzes für das tankinterne Tuningsystem, möglich. Weitere Einzelheiten zu den supraleitenden Kavitäten befinden sich in Abschnitt 4.7.

Ausgangspunkt für das Teilchenstrahldynamikdesign der CH-Sektion ist die aus numerischen Simulationen mit PARMTEQ gewonnene Teilchenverteilung des 4-Rod-RFQ (siehe Unterabschnitt 4.3.1). Zur longitudinalen Strahlanpassung ist nach dem RFQ-Tank mindestens eine normalleitende Rebuncher-Struktur notwendig. Die Optimierung des Rebuncher-Systems, sowie aller weiteren Beschleunigerkavitäten, geschieht in Abstimmung mit dem transversalen Strahldynamikdesign. Eine isolierte Betrachtung der longitudinalen Strahldynamik ist wegen Kopplungseffekten in der Strahldynamik nicht möglich. Je nach Designansatz befindet sich vor oder spätestens nach der ersten Rebuncher-Struktur eine Quadrupollinse (vgl. Abbildung 4.5).

Bei einem neuem Designentwurf werden zunächst die Parameter einer HF-Struktur und des benachbarten Fokussiersystems optimiert. Nach einer vorläufigen Konfiguration des Rebunchersystems wird die erste normalleitende Beschleunigerstruktur in den Simulationen angehängt und iterativ die Beschleunigungsspannung und Phasenkonfiguration für eine fokussierte Ausgangsverteilung optimiert. Die Auslegung der magnetischen Linsen im Zwischentankbereich erfolgt parallel. Die Anzahl der Beschleunigungsspalte pro Kavität ergibt sich aus den für den zuverlässigen Be-

trieb festgelegten Grenzen für die Verlustleistung bzw. maximalen Oberflächenfelder der normal- und supraleitenden Kavitäten (siehe Tabelle C.1). Das Profil der Spannungsverteilung über die Beschleunigungsspalte wird aus den Hochfrequenz-Simulationen gewonnen (siehe Abschnitt 4.7). Eine Veränderung der Spaltanzahl, Beschleunigungsspannung oder Synchronphase einer Kavität hat primär einen Einfluss auf das longitudinale Verhalten des Teilchenstrahls, erfordert jedoch auch eine Anpassung der transversalen Fokussierstärken durch beispielsweise eine Längenänderung des transversalen Gitters, oder einer transversalen Defokussierung durch die longitudinale Phasenfokussierung.

Durch sukzessives Anhängen der weiteren Kavitäten wird der Injektor in den Simulationen vervollständigt. Mit jeder angehängten Beschleunigerstruktur werden die zwei vorherigen Kavitäten in einer Feinabstimmung rekonfiguriert, um den Teilchenstrahl an die Akzeptanz der angehängten Kavität anzupassen, eventuell entstandene Teilchenverluste zu vermeiden und das Emittanzwachstum zu minimieren. Der Mindestabstand zwischen den Kavitäten ist durch die im Zwischentankdesign verwendeten Komponenten vorgegeben. Außer im Bereich der Rebuncherkavitäten erwiesen sich größere Abstände als der Mindestabstand als nachteilig.

Für das longitudinale Strahldynamikdesign der CH-Sektion sind besonders viele Optimierungsprozesse am Niederenergieende bis zum zweiten normalleitenden CH-Beschleuniger und im Übergangsbereich zum supraleitenden Abschnitt vorzunehmen. Diese beiden Bereiche erwiesen sich wegen der stark wirkenden Raumladung bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten bzw. der langen Driftstrecken als anspruchsvoll. Nach der Simulation eines aussichtsreichen longitudinalen Grunddesigns für den Injektor, gilt es die Spaltmittenabstände aller verwendeten Beschleunigerkavitäten in den HF-Simulationen zu aktualisieren. Mit dem angepassten Spaltspannungsprofil wird eine erneute Feinabstimmung des Strahldynamikdesigns zur Emittanzminimierung für das finale Design vorgenommen.

Für ein geringes Emittanzwachstum erwies sich in den Simulationen ein über alle Strukturen möglichst konstanter Phasenvorschub von $\sigma_l < 80^\circ$ als vorteilhaft (siehe Ergebnisse für Design C3 in Abbildung B.5 und Unterunterabschnitt 4.3.3.4). Weitere Grafiken zu den Teilchenstrahldynamiken befinden sich in den folgenden Unterabschnitten und in Anhang B.

4.3.3.1. Design B

Mit einer Länge von $l_B = 9,48\text{ m}$ ist die CH-Sektion von Injektordesign B sehr kompakt. Die Beschleunigung der Protonen auf die Übergangsenergie zum supraleitenden Abschnitt von $3,44\text{ MeV}$ erfolgt in zwei normalleitenden CH-Strukturen auf

einer Länge von 1,36 m (Abstand von Spaltmitte erster Spalt von CH1 bis Spaltmitte letzter Spalt von CH2). Die kurzen Abstände zwischen den Beschleunigertanks sind vorteilhaft für das longitudinale Strahldynamikdesign lassen sich jedoch in der Praxis schwer realisieren. Auf die Problematik des für Design B verwendeten Zwischentankdesigns wird in Abschnitt 4.8 eingegangen.

Die normalleitenden CH-Strukturen mit 10 Beschleunigungsspalten pro Kavität reduzieren die Anzahl der Zwischentanksektionen und somit auch die Anzahl der Fokussierelemente und die Summe der benötigten Driftstrecken. Kürzere Driftstrecken vereinfachen im Allgemeinen das Injektordesign, da die Strahldivergenz auf einer kürzeren Strecke weniger zur Enveloppenaufweitung beiträgt. Weitere Driftstrecke wird im Design B durch die Verwendung eines Kryomoduls für alle supraleitenden Bauteile eingespart. In der ersten supraleitenden Kavität (CH3) werden mit $E_{a,CH3} = 3,9 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ bei $\frac{E_{p,CH3}}{E_{a,CH3}} = 7,5$ die höchsten elektrischen Feldgradienten erzielt. Das Konzept der effizienten Beschleunigung mit Vielspaltstrukturen im KONUS-Strahldynamikdesign erzeugt trotz der Verwendung von konservativen Feldgradienten ein durchschnittliches beschleunigendes Feld von \tilde{E}_a .

$$\tilde{E}_a = \frac{\sum U_a}{l_B} = \frac{15,5 \text{ MV}}{9,48 \text{ m}} = 1,64 \frac{\text{MV}}{\text{m}} \quad (4.6)$$

Obwohl das relative Emittanzwachstum von $2,53 \frac{\%}{\text{m}}$ vergleichsweise hoch ist, erreicht der Wert für das absolute Emittanzwachstum wegen der wenigen strahlbeeinflussenden Elemente $24,0 \%$.

Als Eingangsverteilung für die CH-Sektion dient die mit PARMTEQ simulierte RFQ-Ausgangsverteilung Nr. 3 (siehe Tabelle 4.7 und Abbildung 4.7). Für das Design der CH-Sektion wird die Übergabeposition mit $z = 0$ definiert (siehe Abbildung 4.14). Wie bei allen für MAX entwickelten Injektordesigns ist die erste Kavität nach dem 4-Rod-RFQ eine Rebuncher-Struktur. Der 2-Spalt-Rebuncher besitzt eine Spannung von 75 kV pro Spalt und fokussiert den Protonenstrahl vergleichsweise stark in die erste normalleitende CH-Struktur. Durch die starke longitudinale Fokussierung beträgt die Bunchlänge am Eingang zur nachfolgenden Kavität (CH1) nur $\Delta\phi(z = 0,53 \text{ m}) = 25,0^\circ$ bei einer Abweichung zur mittleren Strahlenergie von $\Delta W(z = 0,53 \text{ m}) = \pm 3,8 \%$. Die Kombination der hohen Spaltspannung des Rebunchers gefolgt von der 10-Spalt-CH-Struktur mit KONUS-Strahldynamik führt zu einer Enveloppenoszillation, die bis an das Ende des Injektors zu beobachten ist (siehe Abbildung 4.14). In den ersten vier rebunchenden Spalten der zweiten normalleitenden CH-Struktur mit einer negativen Phase von $\phi_{CH2,1-4} = -40^\circ$ werden die hinteren Teilchen des Protonbunches mit einer Phasenlage zum Synchronenteilchen von $\Delta\phi_h(z = 1,39 \text{ m}) = 19,7^\circ$ stark beschleunigt. Die Überschussenergie ist

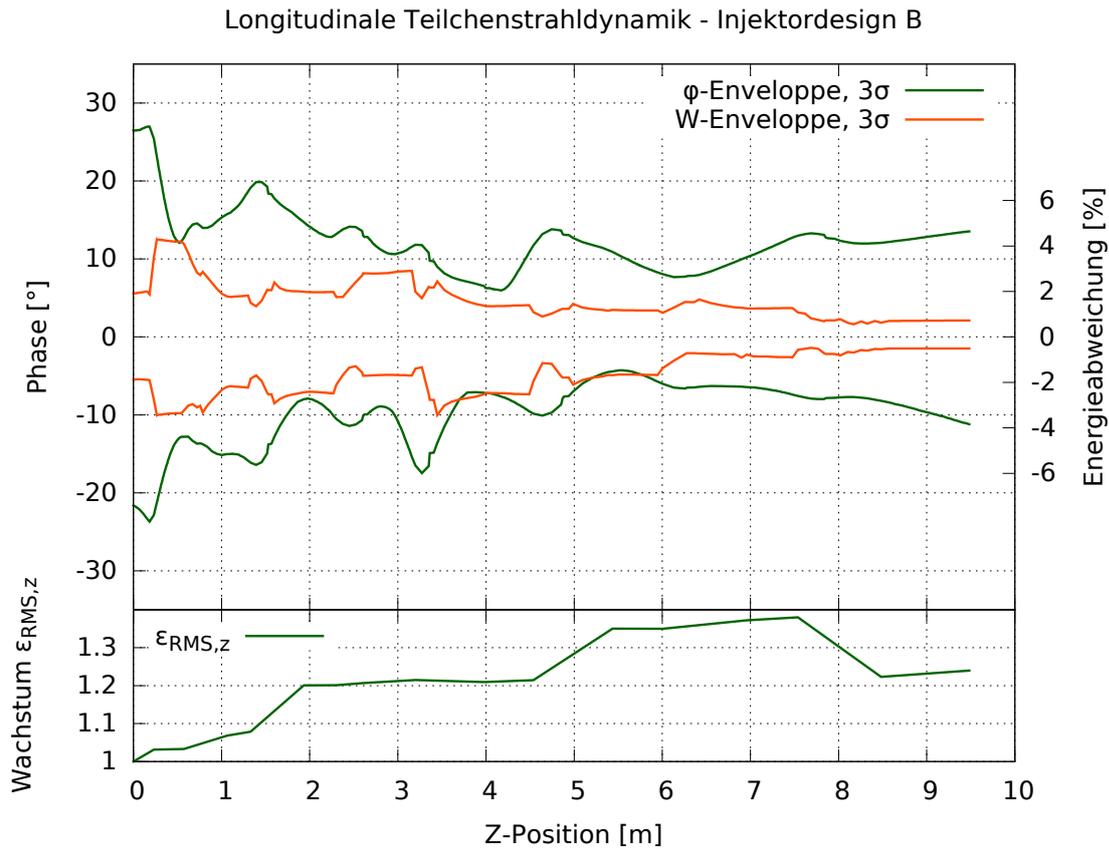


Abbildung 4.14.: Die Grafik zeigt die Entwicklung der longitudinalen Phasenraumverteilung (oberer Bereich des Grafen) und das longitudinale RMS-Emittanzwachstum (unten) im Verlauf durch die CH-Sektion im Injektordesign B.

an der dezentralisierten Energieenveloppe nach dem folgenden 5-Spaltrebuncher bei $z = 2,59$ m zu erkennen und macht sich am Eingang zur ersten supraleitenden CH-Struktur mit vorauseilenden Teilchen ($\phi_v(z = 3,27$ m) = $17,14^\circ$) bemerkbar. Die Folge ist eine relativ große Phasenraumbelegung der Ausgangsverteilung mit zwei stark ausgeprägten Schweifen (siehe Abbildung 4.15). Bereits nach der zweiten normalleitenden CH-Struktur beträgt das RMS-Emittanzwachstum $\epsilon(z = 1,93$ m) = $20,1\%$.

4.3.3.2. Design C1

Mit der Entwicklung des alternativen Injektordesigns C1 wurden deutlich größere Driftstrecken zwischen den Beschleunigerkavitäten eingeplant (siehe Abschnitt 4.8). Die größeren Abstände in den Zwischentanksegmenten erschweren das longitudi-

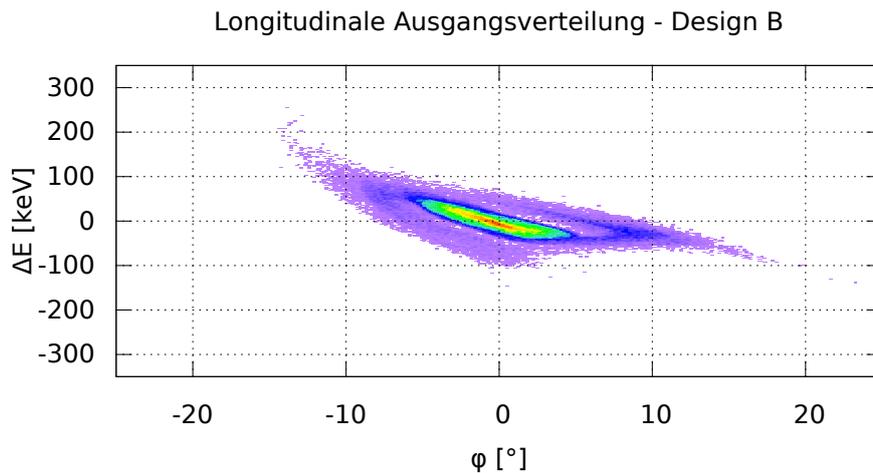


Abbildung 4.15.: Longitudinale Ausgangsverteilung für die Teilchen im Injektor-design B.

nale Strahldynamikdesign vor allem bei langsamen Teilchengeschwindigkeiten (1,5 bis 2,5 MeV). Ein stabiler Teilchentransport ist nur mit einer kleinen longitudinalen Strahldivergenz bzw. kleiner Energieabweichung im Teilchenstrahl möglich. Die durchschnittliche Energieabweichung in Design C1 ist mit $\pm 1,27\%$ deutlich geringer als die im Design B erzielten $\pm 1,88\%$. Eine kleine Strahldivergenz bedeutet gleichzeitig, dass die longitudinale Fokussierstärke über die Phase und die Beschleunigungsspannung angepasst werden muss, weshalb die normalleitenden CH-Strukturen im Design C1 deutlich niedrigere Spaltspannungen bei nur noch 7 anstatt 10 Beschleunigungsspalten besitzen.

Um die Raumladungskräfte zu reduzieren wurde ein RFQ-Elektrodendesign mit einer möglichst homogenen Ausgangsverteilung entwickelt (siehe RFQ-Ausgangsverteilung Nr. 2 in Tabelle 4.7 und Abbildung 4.7). Zur Anpassung des Teilchenstrahls aus dem 4-Rod-RFQ an die CH-Sektion ist die Verwendung einer Rebuncher-Kavität unerlässlich. Die Spaltspannungen des 2-Spalt-Rebunchers sind zur Divergenzreduzierung auf 58 kV eingestellt. Da die Protonenbunche in der ersten CH-Struktur mit einer konstanten longitudinalen Phase von $\phi_{CH1} = -12^\circ$ bei einer Strahlbreite von $\Delta\phi(z = 1,26 \text{ m}) = 32,6^\circ$ fokussiert werden, ist die Separatrix bis in den deutlich nichtlinearen Bereich gefüllt und es entsteht der in der Ausgangsverteilung sichtbare Teilchenschweif (siehe Abbildung 4.16). Da der Schweif aus nur wenigen Randteilchen gebildet wird, bleibt das longitudinale Emittanzwachstum mit $11,2\%$ und $0,60 \frac{\%}{\text{m}}$ klein. In den anschließenden drei normalleitenden CH-Strukturen ist zur Divergenzminimierung die negative konstante Phase bei einem relativ niedrigen Wert

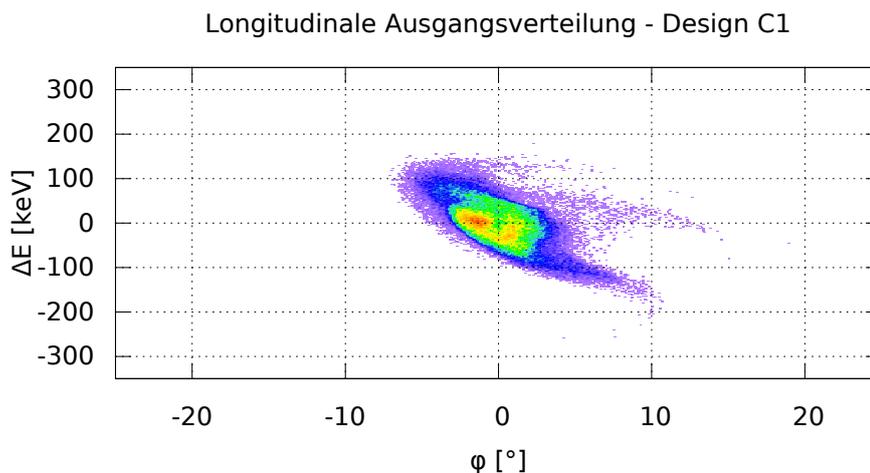


Abbildung 4.16.: Longitudinale Ausgangsverteilung für die Teilchen im Injektor-design C1.

von $\phi_{CH2-4} = 18^\circ$.

Vor dem ersten Kryomodul befindet sich ein 5-Spalt-Rebuncher, welcher den Strahl für den supraleitenden Abschnitt longitudinal anpasst. Ab der ersten supraleitenden CH-Kavität (CH5) beträgt die mittlere 3σ -Phasenbreite des Strahls nur $\tilde{\phi}_{CH5-12} = 14,06^\circ$ und die longitudinale RMS-Emittanz nimmt nicht weiter zu (siehe Abbildung 4.17). Es bleibt anzumerken, dass die longitudinale Phasenraumbelegung der Ausgangsverteilung von Design C1 trotz der im normalleitenden Abschnitt erzeugten Teilchenschweife sehr kompakt ist (siehe Abbildung 4.16) und sich für einen weiteren Transport im Haupt-Linac eignet.

4.3.3.3. Design C2

Im konsolidierten Alternativdesign (C2) wurde gegenüber dem Vorgängerdesign (C1) die Akzeptanz der normalleitenden Beschleuniger-Kavitäten verbessert und für die Verkürzung der Injektorlänge eine Kombination von zwei supraleitenden CH-Kavitäten pro Kryomodul implementiert. Alle normalleitenden CH-Strukturen besitzen eine deutliche negativere Phase und niedrigere Spaltspannungen. Die ersten beiden CH-Strukturen (CH1 und CH2) besitzen 5 Beschleunigungsspalte in denen eine Spannung von $U_{a,CH1} = 250$ kV und $U_{a,CH2} = 490$ kV anliegt. Dies sind 67 % bzw. 35 % weniger als im Design C1. Die Enveloppe des Protonenstrahls verkleinert sich im normalleitenden Bereich stetig mit jeder Kavität, ohne ein Anstieg in der Energieabweichung zu erzeugen (siehe Abbildung 4.18). Allerdings weitet sich die

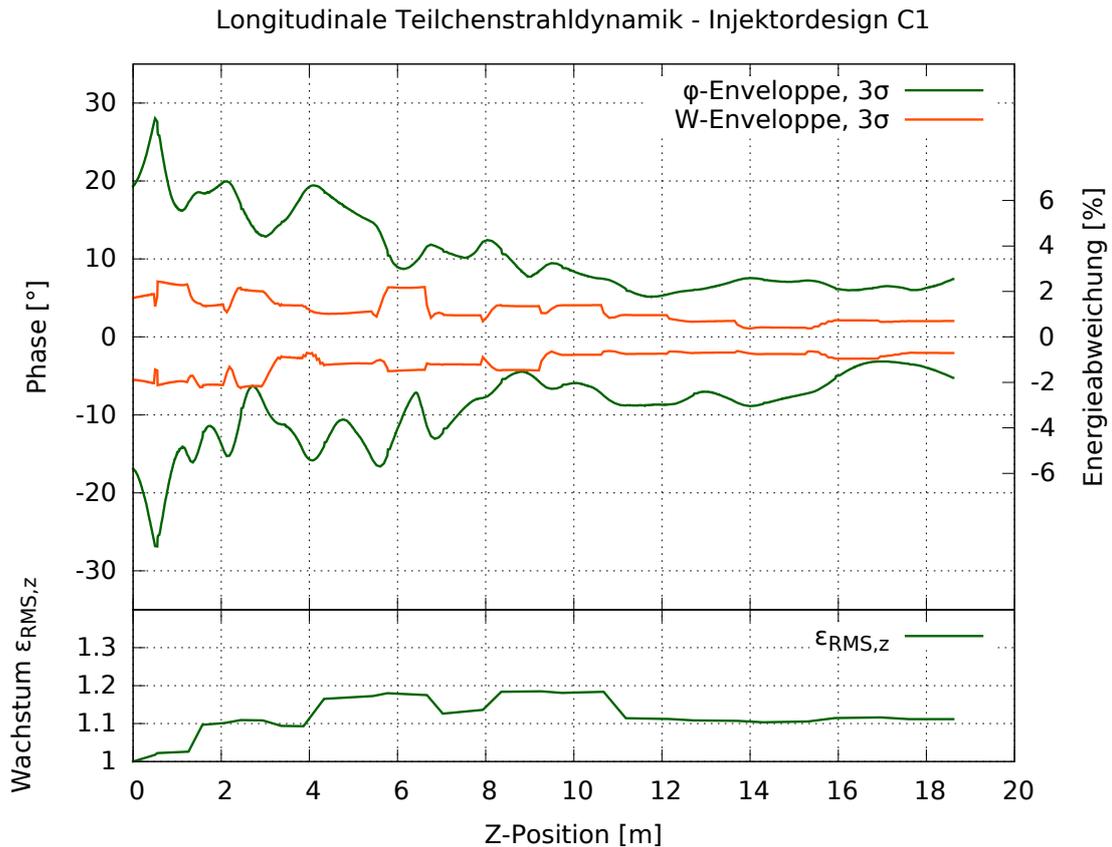


Abbildung 4.17.: Der knapp 19 m lange Injektor im Design C1 weist ein geringes Emittanzwachstum bei einer kleinen longitudinalen Phasenraumbelegung auf.

Strahlenenveloppe in der langen Driftstrecke vor der zweiten Rebuncher-Struktur bei $z = 5,07$ m aufgrund der niedrigen Strahlenergie von 3,6 MeV auf $\Delta\phi(z = 5,07 \text{ m}) = 41,33^\circ$ auf. Die Fokussierung des aufgeweiteten Teilchenstrahls im 5-Spalt-Rebuncher in den supraleitenden Abschnitt ist mit einem RMS-Emittanzwachstum von 9,9% verbunden. Insgesamt wächst im Injektordesign C2 die RMS-Emittanz um 19,43% bzw. um $1,49 \frac{\%}{\text{m}}$. Aufgrund der verwendeten optimierten RFQ-Ausgangsverteilung Nr. 2 ist die absolute Emittanz wesentlich geringer als im Design C1. Der belegte Phasenraum der Ausgangsverteilung in Design C2 ist mit $\epsilon_{n,t,95\%} = 0,763 \text{ keV ns}$ sehr klein (siehe Abbildung 4.19).

Mit 13,08 m ist die CH-Sektion von Design C2 deutlich verkürzt worden, was auf die Paarung zweier supraleitender CH-Strukturen in ein Kryomodul zurück zu führen ist. Die Bildung eines Teilchenschweifes konnte im konsolidierten Design zwar weiter reduziert werden, jedoch zeigt sich in der Ausgangsverteilung eine Aufwicklung der äußersten Randteilchen ($< 60 \text{ ppm}$), die mit der optimierten Beschleunigerkonfigu-

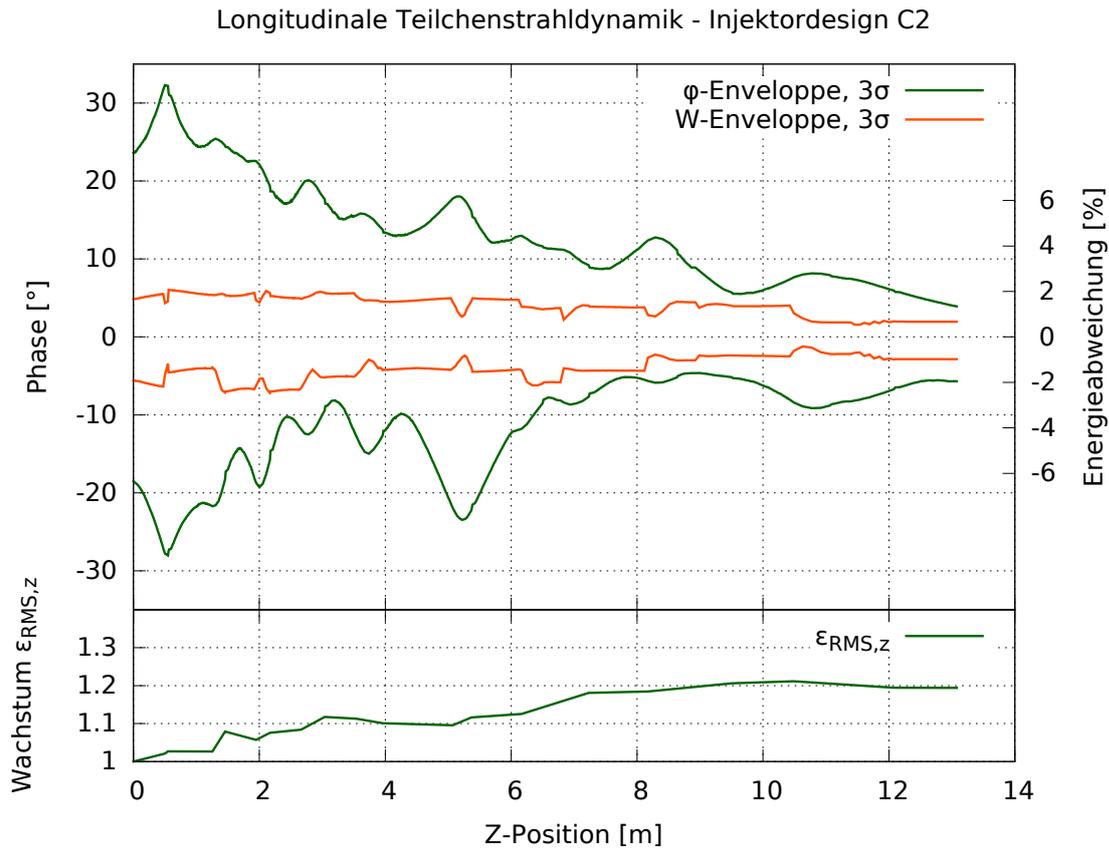


Abbildung 4.18.: Im Injektordesign C2 wird nach 13 m CH-Sektion ein kompakter Ausgangsstrahl mit kleinem RMS-Emittanzwachstum erreicht.

ration nicht vollständig verhindert werden kann (siehe Abbildung 4.19).

4.3.3.4. Design C3

Nach der Entwicklung und Optimierung der Strahldynamikdesigns C1 und C2 entstanden weitere Ideen für eine drittes Design (C3), welches sich mit außerordentlich guten Resultaten für Verwendung des zukünftigen MAX Injektors empfiehlt. Wegen der gewonnenen Flexibilität mit zwei aufeinander folgenden 2-Spalt-Rebuncher-Strukturen nach dem 4-Rod-RFQ lassen sich in Design C3 alle für den Injektor entwickelten RFQ-Elektrodendesigns verwenden (siehe Tabelle 4.7 und Abbildung 4.7). Eine Verkürzung der Driftstrecken zwischen den Beschleunigerkavitäten durch die Verwendung des Quadrupoldublettgitters erweist sich für das longitudinale Strahldynamikdesign als vorteilhaft. Die im normalleitenden Bereich eingesetzten Dublettlinen sind um 20% kürzer als die in den Vorgängerdesigns verwendeten Quadrupol-

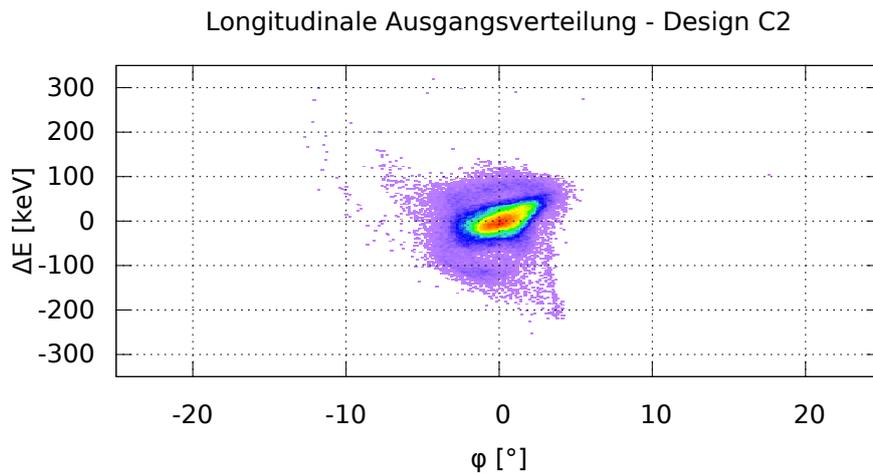


Abbildung 4.19.: Longitudinale Ausgangsverteilung für die Teilchen im Injektor-design C2.

triplett magneten.

Die Anzahl der Spalte in den ersten normalleitenden CH-Strukturen wurde weiter reduziert. So besteht die erste normalleitende CH-Struktur (CH1) aus 3 Beschleunigungsspalten mit einer effektiven Beschleunigungsspannung von $U_{a,CH1} = 224$ kV und einer konstanten negativen Phase von $\phi_{CH1} = 26^\circ$. Mit den nachfolgenden CH-Strukturen nimmt die Beschleunigungsspannung sukzessive zu, so dass sich ab der zweiten CH-Struktur mit der Anpassung der Phase ein konstanter longitudinaler Phasenvorschub von $\sigma_z \approx 75^\circ$ einstellt (siehe Abbildung B.4 und Abbildung B.5). Somit ergibt sich eine sanfte Anpassung des Strahls an höhere Beschleunigungsgradienten und die longitudinale 3σ -Strahlenvelope nimmt nach der Rebunching-Sektion bis zur langen Driftstrecke ($7,02 \text{ m} < z < 8,34 \text{ m}$) kontinuierlich ab (siehe Abbildung 4.20). In dieser Driftstrecke kommt es erwartungsgemäß zu einer Aufweitung der Strahlenvelope. Bis zum ersten Spalt der ersten supraleitenden CH-Kavität (CH8) beträgt die longitudinale Phasenbreite des Strahls $\Delta\phi_l(z = 8,34 \text{ m}) = 28,2^\circ$. Dennoch ist vor dem supraleitenden Abschnitt für Design C3 keine weitere Rebuncher-Struktur notwendig. Mit den drei äquidistanten Beschleunigungsspalten und einer mittleren Phase von $\tilde{\phi}_{l,CH8} = -29,5^\circ$ wird der Strahl in CH8 longitudinal ausreichend fokussiert.

Mit der anfangs langsameren Beschleunigung der Teilchen bleibt die Qualität des Strahls gut erhalten. Dank der höheren Akzeptanz der ersten normalleitenden CH-Strukturen (siehe Abbildung 4.21) verschwinden im Gegensatz zu den Vorgängerd designs die Teilchenschweife im longitudinalen Phasenraum vollständig, was den

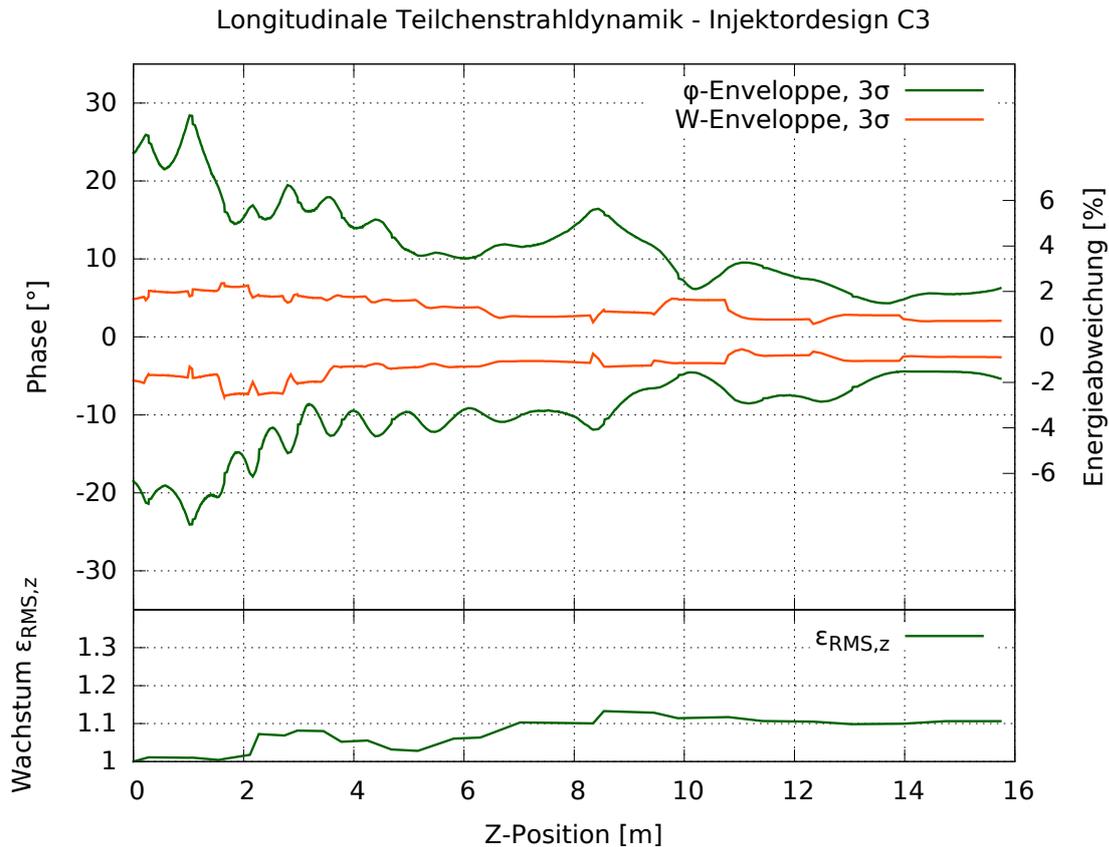


Abbildung 4.20.: Die longitudinalen 3σ -Strahlenveloppen (oberer Bereich) mit RMS-Emittanzwachstum (unten) für Injektordesign C3 sind in dieser Grafik dargestellt.

weiteren Transport des Protonenstrahls im Haupt-Linac verbessert. Das im normalleitenden Abschnitt entstandene RMS-Emittanzwachstum von etwa 10 % kann im supraleitenden Abschnitt beibehalten werden. Mit einer absoluten Ausgangsemitanz von $\epsilon_{l,n,rms} = 0,707 \text{ keV ns}$ und einem Emittanzwachstum von $\Delta\epsilon_{l,rms} = 10,65 \%$ bei Verwendung von RFQ-Ausgangsverteilung Nr. 2 bleibt in Design C3 die Strahlqualität am besten erhalten. Das Wachstum für die RMS-Emittanz beträgt bezogen auf die Injektorlänge $0,68 \frac{\%}{\text{m}}$ und ist deutlich geringer als in den Vorgängerdesigns (siehe Tabelle B.1).

4.3.4. Fehlerstudien zu den Teilchenstrahldynamiksimulationen

Die in den Simulationen gefundenen Parameter für einen Teilchenbeschleuniger können nur bis zu einer gewissen Genauigkeit umgesetzt werden. Viele Fehler entstehen

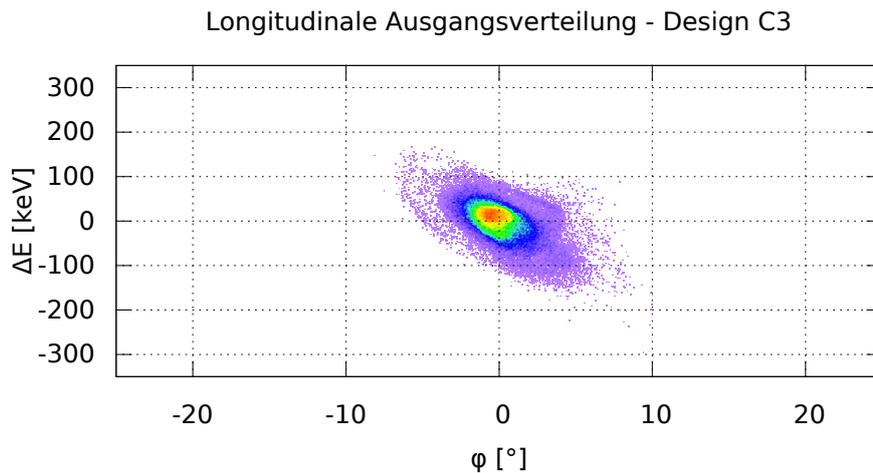


Abbildung 4.21.: Longitudinale Ausgangsverteilung für die Teilchen im Injektor-design C3.

beim Zusammenbau, der Montage und der Konfiguration und können einen großen Einfluss auf die Teilchenstrahldynamik haben. Ebenso wichtig wie die Minimierung der Fehler durch kleine Toleranzen ist es, strahlbeeinflussende Fehler in den Simulationen zu berücksichtigen. In Fehlerstudien lassen sich fehlerbedingte Teilchenstrahlverluste erkennen und durch eine Anpassung des Designs vermeiden.

Der Fehlereinfluss durch die Fokussierelemente beruht hauptsächlich auf der Verschiebung und der Verkippung eines einzelnen Elements (siehe Tabelle 4.12). Die Fokussierstärke ist nachträglich über die Stromstärke des Elektromagneten sehr genau einstellbar und kann als fehlerfrei angenommen werden.

Eine mögliche Verschiebung und Verkippung der Beschleunigerkavitäten ist für die Teilchenstrahldynamik weniger folgenschwer. Für die Beschleuniger sind Fehler durch Abweichungen der Spaltspannungsverteilung von der simulierten Spannungsverteilung berücksichtigt. Die Ursache für die Spaltspannungsabweichungen sind Ungenauigkeiten in den HF-Simulationen und bei der Fertigung einer Kavität. Je weniger Beschleunigungsspalte eine Kavität besitzt, desto schwächer wirkt sich eine fehlerhafte Spannungsverteilung aus, da sie teilweise durch die Anpassung der Gesamtspannung kompensiert werden kann. Aber auch die gesamte Beschleunigungsspannung und eine abweichende HF-Phase sind relevante fehlerbehaftete Größen und werden in LORASR zusätzlich zu der fehlerhaften Spannungsverteilung berücksichtigt.

Für eine fehlerbehaftete Größe wird in LORASR eine gauß-förmige Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Ausmaß des Fehlers angenommen und an den Positio-

Komponente	Parameter	Fehler
Beschleunigerkavitäten	$\Delta U/U$	$\pm 1\%$
	$\Delta U_{Spalt}/U_{Spalt}$	$\pm 5\%$
	$\Delta\phi_{HF}$	$\pm 1^\circ$
Fokussiermagnete	$\Delta\theta_x, \Delta\theta_y, \Delta\theta_z$	$\pm 1\text{ mrad}$
	$\Delta x, \Delta y$	$\pm 0,2\text{ mm}$

Tabelle 4.12.: Gezeigt sind die einflussreichsten und in den Teilchenstrahlsimulationen berücksichtigten fehlerbehafteten Parameter. In den Beschleunigerkavitäten werden Spannungsabweichungen und eine Abweichung der eingekoppelten Phase berücksichtigt. Für ein Fokussierelement werden eine Verkippung und Verschiebung des Elements berücksichtigt. Die Fehlergrenzen sind pessimistisch gewählt und sollten für den gebauten Injektor unterboten werden können.

nen von $\pm 2\sigma$ entsprechend den vorgegebenen Fehlerintervallgrenzen abgeschnitten. Anschließend wird für jedes fehlerbehaftete Element im Linac ein Fehlerwert mit Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeitsverteilung zufällig bestimmt. Es entsteht ein virtueller Linac, mit einer im Rahmen der Fehlergrenzen möglichen Fehlerkonfiguration. Durch wiederholtes Bestimmen der Fehler nach dem gleichen Prinzip, entstehen zahlreiche weitere virtuelle Linacs mit ihren individuellen Fehlerkonfigurationen. Anschließend wird der Teilchenstrahl durch alle erzeugten Linacs geführt und die Auswirkung auf die Teilchenstrahldynamik untersucht. In den Fehlerstudien für das MAX Injektordesign wurden in jedem Fehlerrechnungslauf 2000 virtuelle Linacs erzeugt und simuliert.

Nach der Analyse über die Auswirkung der Fehler auf die Teilchenstrahlverluste sind für Injektordesign C3 die geringsten Verluste zu erwarten [45]. Trotz pessimistisch gewählter Fehlergrenzen bleibt die transversale Ausdehnung des Teilchenstrahls im Dubletgitter von Design C3 relativ gering. Eine zusätzliche Vergrößerung der Apertur in den normalleitenden Beschleunigerkavitäten von 20 mm auf 30 mm und in den letzten drei supraleitenden Beschleunigerkavitäten von 40 mm auf 50 mm ermöglichen eine simulierte Transmission von 99,988 % mit Berücksichtigung der Fehler aus Tabelle 4.12 (siehe Abbildung 4.22).

Aufgrund der Fehler ist ein fehlerbedingtes Emittanzwachstum $\Delta\epsilon_f = \mu_{\epsilon_f,i}$ zu erwarten, welches zusätzlich zum Emittanzwachstum aus den Simulationen ohne Fehler $\Delta\epsilon$ addiert wird.

$$\Delta\epsilon_{tot} = \Delta\epsilon + \Delta\epsilon_f \quad (4.7)$$

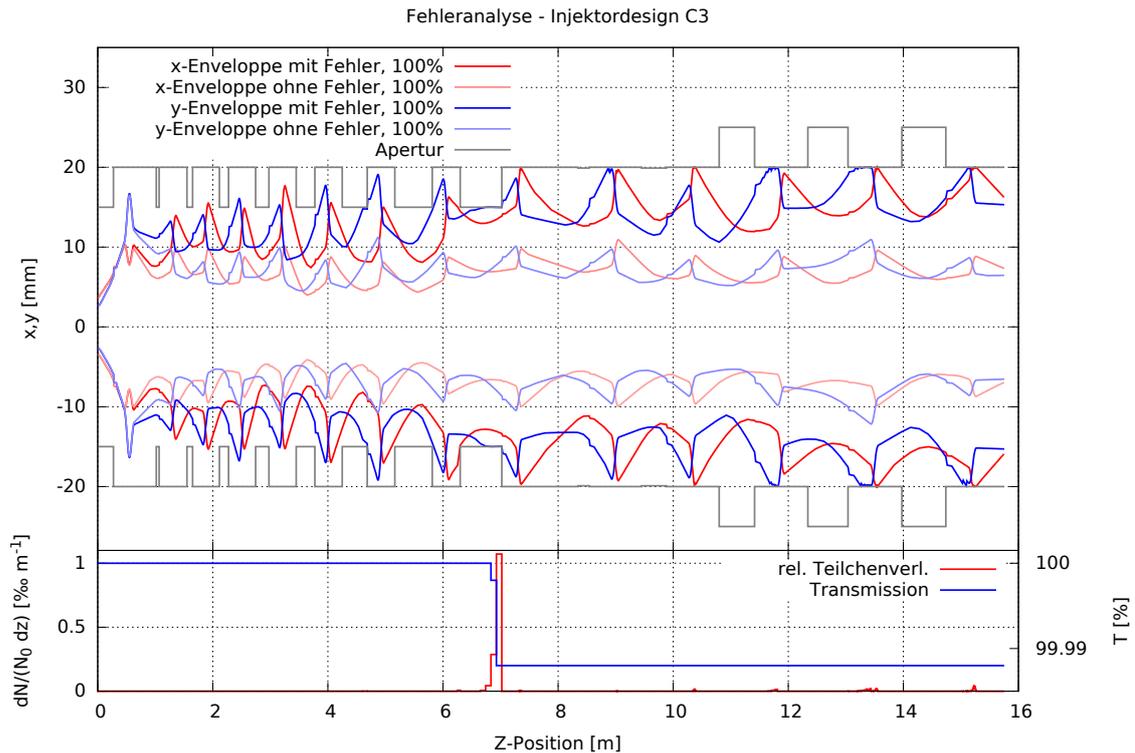


Abbildung 4.22.: Die Auswirkungen der angenommenen Fehler auf die transversale Strahlenenveloppe des Injektordesigns C3 haben Teilchenverluste zur Folge. Die gezeigten Strahlenenveloppen umfassen alle Teilchen des Strahls. Die fehlerbehaftete Enveloppen entsprechen der mittleren Strahlenenveloppe aus 2000 Linacs mit stochastisch bestimmten Fehlern. Der untere Graph zeigt die lokalen relativen Teilchenstrahlverluste und den hierdurch beeinflussten Transmissionswert. Die Teilchenverluste in der letzten normalleitenden Struktur betragen 235 mW auf einer Länge von 372 mm. Dies entspricht 0,631 W/m.

In den 2000 betrachteten Simulationen, in denen die Fehler statistisch zufällig bestimmt wurden, fällt das fehlerbedingte Emittanzwachstum unterschiedlich aus (siehe Abbildung 4.23). Dabei kann es vorkommen, dass eine Fehlstellungskonfiguration eines virtuellen Linacs ein negatives Emittanzwachstum in einer Unterebene des Phasenraums (xx' , yy' und $\phi\Delta W$) hervorruft, welches mit einem erhöhtem Emittanzwachstum in den anderen Ebenen verbunden ist. Das erwartete fehlerbedingte Emittanzwachstum ist für alle Ebenen positiv.

$$\mu_{\epsilon_{f,x}} = 2,92\% \quad (4.8)$$

$$\mu_{\epsilon_{f,y}} = 5,72\% \quad (4.9)$$

$$\mu_{\epsilon_{f,z}} = 6,95\% \quad (4.10)$$

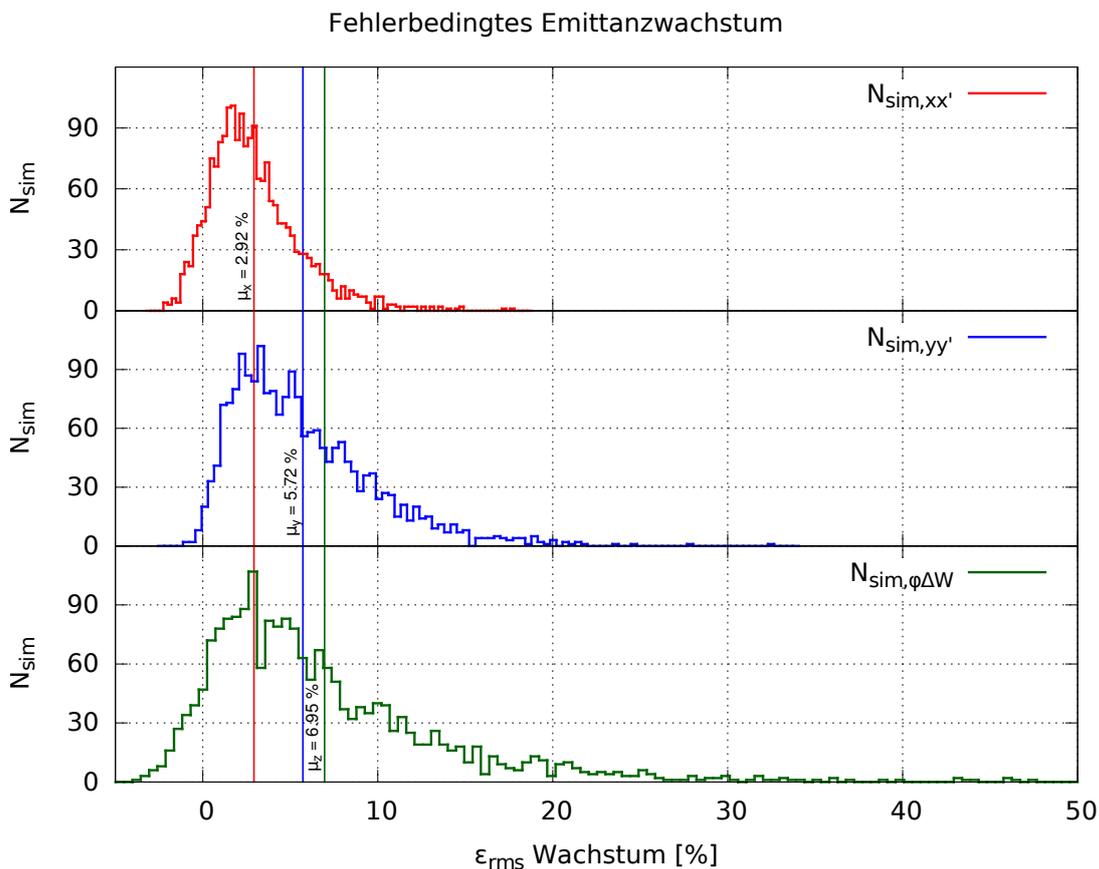


Abbildung 4.23.: Das erwartete Emittanzwachstum aufgrund der betrachteten Fehler ist in jeder Unterebene des Phasenraums unterschiedlich. Die Erwartungswerte $\mu_x = \mu_{\epsilon_{f,x}}$, $\mu_y = \mu_{\epsilon_{f,y}}$ und $\mu_z = \mu_{\epsilon_{f,z}}$ ergeben sich aus der Emittanzstatistik aus 2000 Simulationen.

Mit der Länge des simulierten Linacs werden die Auswirkungen der betrachteten Fehler größer. So ist die fehlerbehaftete transversale Strahlenveloppe am Anfang der CH-Sektion noch dicht bei der Enveloppe ohne betrachtete Fehler. Am Ende der CH-Sektion füllt die gemittelte 100 %-Enveloppe aus den 2000 Fehlerrechnungen bereits weite Teile des Strahlrohrs aus. Dieses Aufschaukeln der Fehler ist nicht zu vermeiden. Praxistaugliche Gegenmaßnahmen sind die Kollimierung des Teil-

chenstrahls und eine Orbitkorrektur mit Dipolmagneten. Mehrere Kollimatoren und Dipollinsenpaare sind im Strahlengang vorgesehen, um den Teilchenstrahl nachträglich zu trimmen und zu korrigieren (siehe Abschnitt 4.8).

4.4. EZR-Ionenquelle und LEBT

An der katholischen Universität in Leuven (UCL) wird unter Führung des SCK•CEN¹³ ein Teststand für die Ionenquelle mit einem 2,8 m langen LEBT-Abschnitt aufgebaut. Ziel der experimentellen Testanlage ist das Sammeln von Erfahrungen für den zuverlässigen Dauerstrichbetrieb des Niederenergieabschnitts des MAX Injektors. Ein erster 24-stündiger Test der Ionenquelle im Dezember 2013 mit 12 mA verlief erfolgreich. Neben Protonen (63 % $^1\text{H}^+$) emittiert die EZR-Quelle auch Diwasserstoff (30 % H_2^+) und Triwasserstoff (7 % H_3^+), die zum größten Teil im LEBT-Abschnitt und im 4-Rod-RFQ aus dem Strahl entfernt werden. In weiteren Ausbaustufen sollen der 4-Rod-RFQ und weitere Kavitäten des MAX Injektors zum Teststand hinzugefügt werden.

Für den MAX Injektor kommt eine Monogan-1000 EZR-Ionenquelle von Pantechnik¹⁴ mit einer Extraktionsspannung von 30 kV zum Einsatz. Die Ausgangsemitanz im Betrieb mit den MYRRHA-Strahlspezifikationen beträgt $\epsilon_{rms,transversal} \approx 0,1 \text{ mm mrad}$. Die EZR-Ionenquelle basiert weitestgehend auf der Entwicklung der EZR-Ionenquelle für den Injektor für Spiral-2 [46].

LEBT-Strahlausgangsparameter		Wert
RMS-Emitanz $\epsilon_{rms,transversal}$		< 0,2 mm mrad
Twissparameter	α	0,88
	β	0,04 mm/mrad

Tabelle 4.13.: Strahlspezifikationen am Ausgang des LEBT-Abschnitts.

Der LEBT-Abschnitt verwendet zwei Solenoide mit integriertem Steerersystem und zwei Kollimatoren für die Raumladungskompensation und die Strahlanpassung zum RFQ. Ein Allison-Scanner mit Faraday-Tasse hilft bei der Konfiguration der Ionenquelle. In der Driftstrecke vor dem RFQ befindet sich ein Choppersystem, welches mit 250 Hz und für 250 μs Strahlsegmente aus dem kontinuierlichen Strahl ablenkt.

¹³<http://www.sckcen.be/>

¹⁴<http://www.pantechnik.com/>

Die periodischen Strahlunterbrechungen dienen der Reaktorsteuerung über die Neutronenproduktionsrate im Target. Die abgelenkten Protonen treffen auf das zweite trichterförmige Kollimatorsystem [47]. In die vordere Tankwand des RFQs ist ein Strahltransformator zur Bestimmung des Strahlstroms integriert. Zusammen mit den Diagnoseelementen nach dem RFQ kann somit die Transmission des RFQs gemessen werden. Die Teilchenstrahldynamik für die LEBT wurde mit TraceWin am IPNO¹⁵ simuliert (siehe Abbildung 4.24) [48].

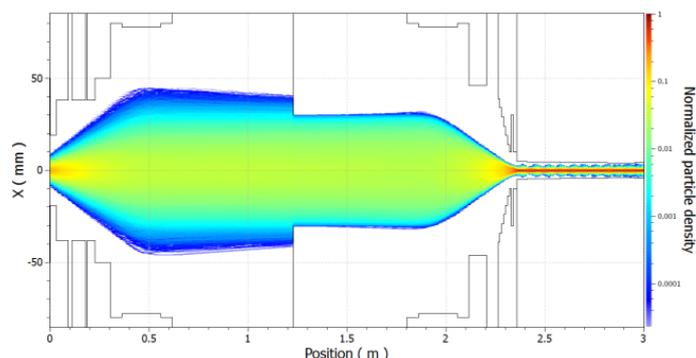


Abbildung 4.24.: Zu sehen ist der simulierter Teilchenstrahltransport durch die LEBT mit Einschuss in den RFQ. Der divergente Strahl wird von einer Einzelleine fokussiert und nach 1,2m mit einer Blende kollimiert. Ein Solenoid bündelt den Strahl in die Apertur des RFQ [48].

4.5. 4-Rod-RFQ

Zur Unterteilung des kontinuierlichen Strahls in Strahlpakete und zur Beschleunigung auf 1,5 MeV wird für den MAX Injektor ein 4,2m langer 4-Rod-RFQ mit 46 Stützen verwendet (siehe Abbildung 4.25). Zwischen den Stützen befinden sich die Tuningplatten mit denen eine konstante Feldverteilung bei gleichzeitiger Abstimmung auf die Betriebsfrequenz von $f = 176,1$ MHz erreicht wird. Baulich ist der 4-Rod-RFQ für MYRRHA eine Weiterentwicklung des 4-Rod-RFQ für SARAF¹⁶.

Die Beschleunigungseffizienz des 4-Rod-RFQ für MYRRHA ist mit $E_{a,linac} = 0,35 \frac{MV}{m}$ im Vergleich zu den anschließend verwendeten Hohlraumresonatoren sehr niedrig. Mit den normal- und supraleitenden CH-Strukturen des MYRRHA Injektors wird eine Beschleunigungseffizienz von $E_{a,linac,CH_{NL}} \simeq 1 \frac{MV}{m}$ bzw. $E_{a,linac,CH_{SL}} \simeq 3 \frac{MV}{m}$ erreicht (siehe Abschnitt 4.6 und Abschnitt 4.7). Nachdem das Bunching im RFQ abgeschlossen und eine ausreichende Teilchenenergie für die weitere Beschleunigung

¹⁵Institute de Physique Nucléaire Orsay

¹⁶Soreq Applied Research Accelerator Facility, Israel

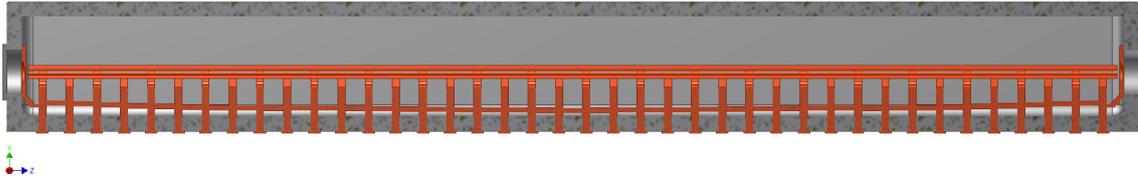


Abbildung 4.25.: Querschnitt des in den HF-Simulationen verwendeten Modells des 4-Rod-RFQ für den MYRRHA Injektor in Design C1 mit 40 Stützen und 4 m Länge. Wegen des überarbeiteten RFQ-Elektrodendesigns für Injektordesign C3 wird der RFQ 46 Stützen und eine Länge von 4,2 m besitzen.

in CH-Strukturen erreicht ist, wird auf die weiter Beschleunigung mit normalleitenden CH-Kavitäten übergegangen. Nach 4,2 m zurückgelegter Strecke im 4-Rod-RFQ besitzen die Protonen die RFQ-Ausgangsenergie von 1,5 MeV.

Die Zuverlässigkeit eines RFQ im Dauerstrichbetrieb wird durch elektrische Überschlüge zwischen den Elektroden beeinträchtigt. Eine niedrige Elektrodenspannung von $U_e = 44$ kV reduziert die Wahrscheinlichkeit für elektrische Überschlüge. Der Kilpatrick-Faktor liegt demnach bei $\frac{E_{max}}{E_k} = 1,1$ [41]. Weitere Parameter des 4-Rod-RFQ für MYRRHA befinden sich im Vergleich mit dem 4-Vane-RFQ für EUROTRANS und dem bauähnlichen 4-Rod-RFQ für SARAF (siehe Tabelle 4.14).

Parameter	MYRRHA	EUROTRANS	SARAF (H ⁺)
Beschleunigertyp	4-Rod-RFQ	4-Vane-RFQ	4-Rod-RFQ
U_e [kV]	44	65	32,5
ΔW_{proton} [MeV]	1,47	3,45	1,48
I [mA]	5	5	5
f [MHz]	176,1	352	176
L [m]	4,2	4,3	3,8
Kilpatrick-Faktor $\frac{E_{max}}{E_k}$	1,1	1,7	0,8

Tabelle 4.14.: Parametertabelle für den MYRRHA-, EUROTRANS- und SARAF-RFQ [41]. Die 4-Rod-RFQ für SARAF und MYRRHA sind sich bautechnisch sehr ähnlich.

Die Strahldynamiksimulationen für den 4-Rod-RFQ ergeben für einen 5 mA Protonenstrahl mit einer 4D-Waterbag-Eingangsverteilung ($\epsilon_{rms} = 0,2$ mm mrad) eine Transmission von 99,997 %. Die Transmission des RFQ mit der simulierten Protonenverteilung aus Quelle und LEPT beträgt 98,2 %. Werden 5 % der Randteilchen durch einen Iriskollimator in der LEPT abgeschnitten erreicht die Transmission im RFQ 99,6 % [44].

Im Vergleich zu einem 4-Vane-RFQ lässt sich der 4-Rod-RFQ einfacher konfigurieren

und in Betrieb nehmen, weswegen er sich für den Einsatz im MAX Injektor empfiehlt. Die Gefahr der Anregung von benachbarten Moden im Modenspektrum, welche die Strahldynamik empfindlich gefährden, besteht im Gegensatz zu einem 4-Vane-RFQ (Dipol-Mode) nicht. Zudem ist die Shunt-Impedanz des 4-Rod-RFQ für MYRRHA mit 176,1 MHz wesentlich höher als die des 4-Vane-RFQ im EUROTRANS-Design mit doppelter Resonanzfrequenz ($R_p \propto \sim f^{-1,5}$ [49]). Mit einer niedrigen Elektroden-Spannung von $U_e = 44$ kV wird die Wahrscheinlichkeit von elektrischen Überschlägen minimiert (siehe Kilpatrick-Faktor in Tabelle 4.14).

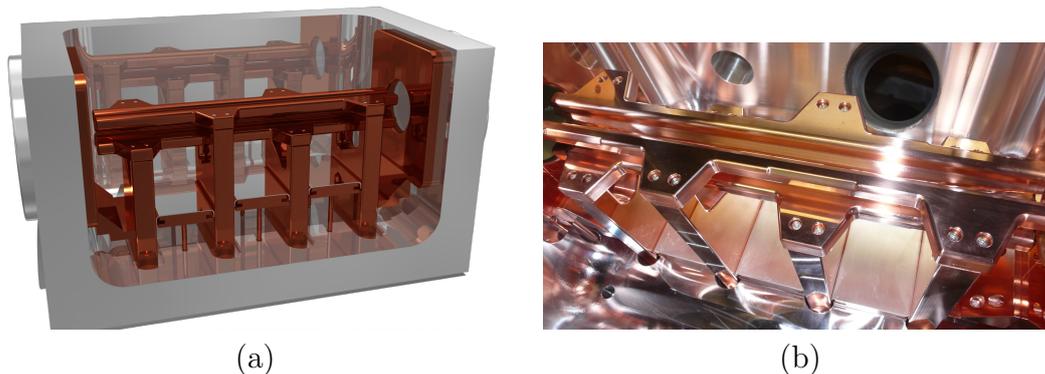


Abbildung 4.26.: Das Vierstützenmodell als Prototyp für den MYRRHA RFQ als Computermodell mit Autodesk Inventor (a) und ein Foto von oben auf den geöffneten Tank des Modells (b). [50]

Die dissipierte Leistung des 4-Rod-RFQ für den MYRRHA Injektor beträgt etwa 100 kW, was 25 kW/m entspricht. Trotz der relativ niedrigen Leistungsdichte ist zur Minimierung der Temperaturgradienten ein neu entwickeltes Kühlsystem vorgesehen. Temperaturunterschiede im Beschleuniger führen zu verschiedenen Ausdehnungen des Materials. Besonders eine thermisch bedingte Verkrümmung der Elektroden hat einen großen Einfluss auf die Teilchenstrahldynamik.

Jede Stütze besitzt fünf Kühlanlüsse: zwei durchgängige Kühlkanäle, die zu den Elektroden führen und zwei Kanäle für die bestmögliche Kühlung der Stützenoberfläche. Ein weiterer Kühlanschluss ist der Rücklauf der zwei Stützenkühlkreisläufe. Die simulierten thermischen Verluste pro Stützen und pro Elektrodenkühlkreislauf belaufen sich auf 1,1 kW [50]. Auch die Tuningplatten und die Abschirmplatten an den Tankinnenwänden im Bereich der Elektroden sind wassergekühlt. Die Oberfläche der Tuningplatten besteht aus Silberblech. Seitlich in die Tuningplatte eingeschobene Keile pressen die Silberplatte an die Stützenflächen, so dass ein durchgängiger elektrischer Kontakt zu den Stützen gewährleistet ist.

Zur Demonstration der Leistungsfähigkeit des 4-Rod-RFQ wurde ein verkürztes 4-Stützen-Modell angefertigt. Es ist bis auf die fehlende Elektrodenmodulation, die

Parameter	Wert
a	3,7 mm
L	400 mm
$R_{p,gemessen}$	77 k Ω m
$Q_{0,gemessen}$	4300
P_{test}	46,5 kW
$\frac{P_{test}}{L}$	116 kW/m

Tabelle 4.15.: Parameterliste des 4-Stützen-Modells des 4-Rod-RFQ. Die Apertur im Quadrupolkanal wird mit a und die Tanklänge mit L bezeichnet [39].

Stützenanzahl und die Elektroden- bzw. die Tanklänge baugleich mit dem 4,2 m langen 4-Rod-RFQ für MYRRHA. Der quaderförmige Tank ist aus 5 cm dickem Aluminium gefertigt. Alle stromführenden Bauteile sind aus massivem Kupfer. Um Deformation und Verspannungen der einzelnen Komponenten zu verhindern, sind alle Kupferelemente mit Kühlkanälen durchzogen [50].

Die Tests an dem verkürzten 4-Stützen-Modell haben gezeigt, dass mit dem vorhandenen Kühlkonzept die anfallende Wärme bei dreifach höheren Leistungsdichten (116 kW/m, siehe Tabelle 4.15) problemlos gekühlt werden kann [39].

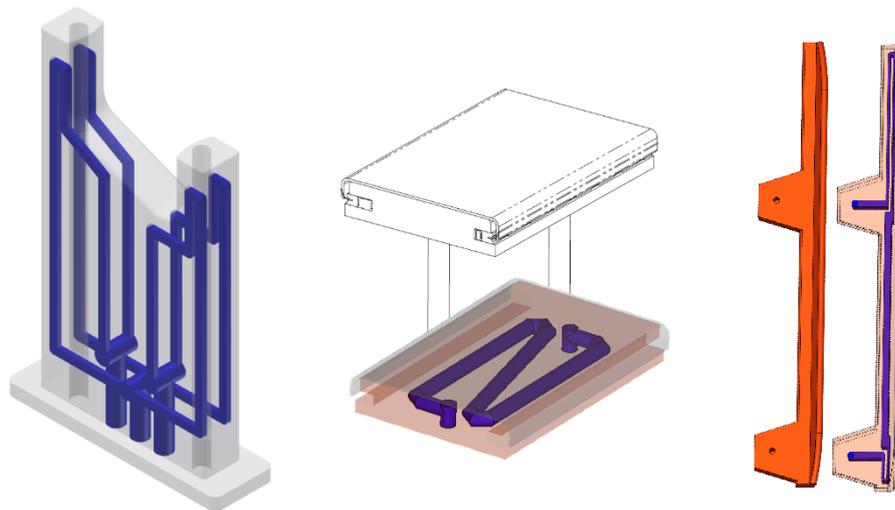


Abbildung 4.27.: Die RFQ-Stützen, die Tuningplatten und die Elektroden sind bei dem MYRRHA RFQ mit vielen Kühlkanälen versehen [51]

4.6. Normalleitende Beschleunigerstrukturen

Anschließend an den 4-Rod-RFQ folgt der Abschnitt der normalleitenden Hohlraumresonatoren. Dort werden die Protonen bis zur Übergangsenergie zum supraleitenden Abschnitt beschleunigt. Auf Basis der Strahldynamiksimulationen wurden neben den CH-Beschleunigern diverse Rebuncher-Kavitäten für die longitudinale Strahlfokussierung entwickelt. Ein CH-Prototyp im Kavitätdesign der normalleitenden CH-Strukturen wurde gebaut und bezüglich der HF-Eigenschaften und dem thermischen Verhalten getestet.

CH-Strukturen können viele Beschleunigungsspalte beherbergen und zeichnen sich durch ihre guten Kühleigenschaften aus. Im Gegensatz zu IH¹⁷-Strukturen können die Stützen und Driftröhren mit einem durchgängigen Wasserstrom gekühlt werden. Die relativ großen Tankdurchmesser der CH-Strukturen begünstigen die Dissipation der Leistungsverluste. Für einen zuverlässigen Betrieb des Injektors werden daher normalleitende CH-Strukturen verwendet.

4.6.1. Rebuncherdesign

Parallel zur Entwicklung der Teilchenstrahldynamik für die Injektordesigns C1 bis C3 wurden die Hohlraumresonatoren entworfen und simuliert. Für das Design der Rebuncher-Kavität wurden verschiedene Resonatortypen untersucht und verglichen. Als Rebuncher-Struktur für das Niederenergieende (1,5 MeV) ist ein Viertelwellenresonator mit zwei Spalten und einer effektiven Spannung von $U_{eff} = 90$ kV vorgesehen.

Der divergente Teilchenstrahl nach dem RFQ-Tank erfordert ein Rebunchersystem zur Strahlanpassung für den anschließenden CH-Beschleuniger. Im Injektordesign B wurden in der ersten Rebuncherstruktur eine effektive Spannung von 150 kV verwendet. Eine deutliche Reduzierung der Spaltspannung auf 86 bis 116 kV in den Injektordesigns C1 bis C3 verringert die thermische Belastung innerhalb der Rebuncher-Kavität.

Außer in Design C3 ist eine zweite Rebuncher-Struktur im Übergangsbereich zu den supraleitenden Kavitäten vorgesehen (siehe Abbildung 4.5). Die im Design C3 erzielte Phasenbreite nach der letzten normalleitenden CH-Struktur von weniger als 30° erfordert keine erneute longitudinale Fokussierung. Zur flexiblen Anpassung des Protonenstrahls nach dem 4-Rod-RFQ werden nun zwei Zwei-Spalt-Rebuncher mit einer Effektivspannung von $U_{eff,Rb1} = 80$ kV bzw. $U_{eff,Rb2} = 90$ kV verwendet.

¹⁷Interdigital-H-Moden

Parameter	Wert
f	176,1 MHz
U_{eff}	90 kV
$P_{C,sim}$	1,95 kW
$Z_{eff,sim}$	43,2 M Ω /m
$Q_{0,sim}$	8261
R_a/Q_0	502 Ω

Tabelle 4.16.: Parameter des Viertelwellen-Rebunchers für den MYRRHA Injektor.

Die in der verkupferten Rebuncher-Struktur dissipierte Leistung P_C hängt von der Oberflächenstromdichte \vec{J} im Resonator ab und ist hierdurch mit der Geometrie der verwendeten Struktur verknüpft. Ein Vergleich der HF-Eigenschaften diverser Strukturtypen ergab für einen Viertelwellenresonator mit $P_{C,sim} = 1,4$ kW die niedrigsten Leistungsverluste bei der geforderten effektiven Spaltspannungen von $U_{eff} = 90$ kV (weitere Parameter in Tabelle 4.16). Für einen Halbwellenresonator bei gleicher Spaltspannung fallen die Hochfrequenzverluste um 69 % höher, für einen Spiralresonator um 110 % höher und für einen Spoke-Resonator um 85 % höher aus. Neben den Leistungsverlusten ist die Kompaktheit des Viertelwellenresonators ein weiterer Vorteil gegenüber den anderen betrachteten Hohlraumresonatoren. Vor allem die Montage von benachbarten Komponenten im Strahlachsbereich vereinfacht sich durch eine gute Zugänglichkeit. [43, 52]

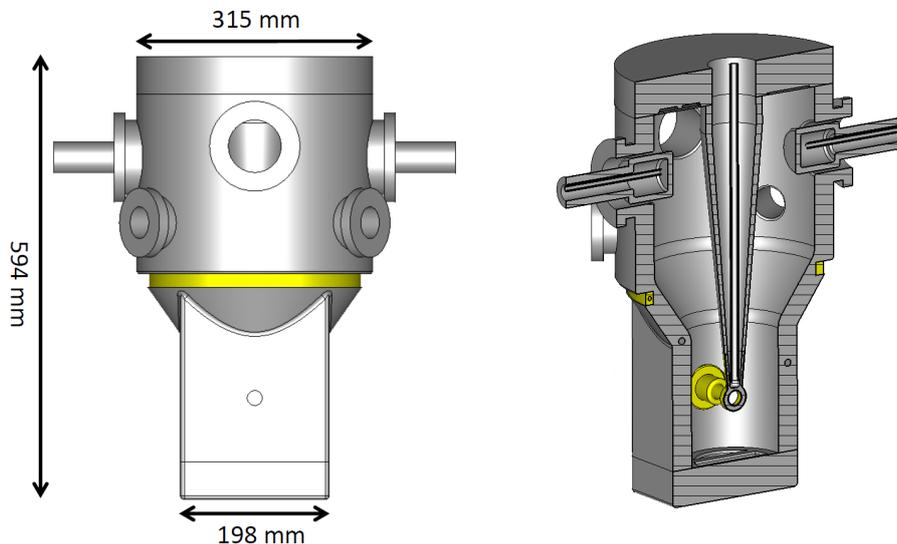


Abbildung 4.28.: Die in Design C3 verwendete Rebuncher-Struktur ist ein Viertelwellenresonator bei einer Teilchenenergie von 1,5 MeV [43].

Der entwickelte Viertelwellenresonator ist aus Edelstahl und besitzt einen zylindrischen Topf, der auf einer quaderförmigen Tankgeometrie im Strahlachsbereich sitzt (siehe Abbildung 4.28). Die Kühlung der mit $\sim 50\ \mu\text{m}$ kupferbeschichteten Oberflächen erfolgt über vielzählige Kühlkanäle in den Tankwänden und den Tankdeckeln. Die Kühlung der Driftröhrstütze ist bis zum Kupferkopf koaxial. Die dissipierte thermische Leistung auf dem Driftröhr, welches Teil des Kupferkopfes ist, wird über die verbesserte Wärmeleitung einer 1 mm Kupferbeschichtung zum Kühlwasser der Driftröhrstütze abgeführt. Die thermische Simulation ergibt eine relativ gleichmäßig verteilte Leistungsdichte auf den Oberflächen. Die Temperaturunterschiede in den Komponenten der Rebuncher-Kavität betragen maximal 15 K (siehe Abbildung 4.29). [43]

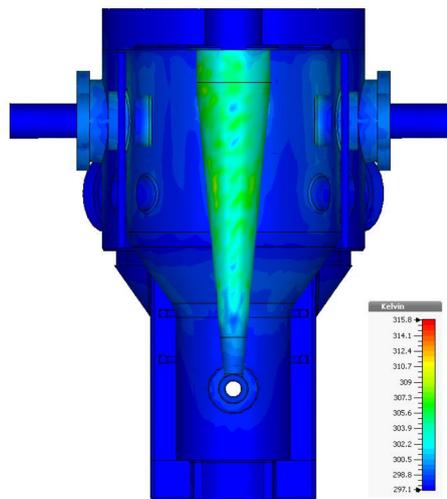


Abbildung 4.29.: Die gezeigte simulierte Verteilung der Oberflächentemperatur im Rebuncher des MAX Injektors ergibt sich bei einer dissipierten Leistung von $P_{C,sim} = 1,4\text{ kW}$ [43].

4.6.2. Design der normalleitenden CH-Strukturen

Für den MYRRHA Injektor wurden verschiedene Typen von normalleitenden CH-Strukturen entwickelt. Die in Injektordesign B verwendeten CH-Beschleunigerkavitäten besitzen eine KONUS-Spaltkonfiguration und zum versenken der Quadrupoltriplettlinse zylindrische Schalen an den Enddeckeln [6] (siehe Abbildung 4.30). Aufbauend zu den CH-Kavitäten aus Design B entstand der CH-Prototyp für MYRRHA (siehe Unterunterabschnitt 4.6.2.3). Für die CH-Kavitäten im Injektordesign C1 bis C3 wurden die Schalen in den Enddeckeln für eine verbesserte Montagefähigkeit konisch geformt und die Spaltabstände für eine konstante Phase ange-

passt. Eine Übersicht zu den CH-Kavitäten aus Design C3 ist in Abbildung 4.31 und Abbildung 4.32 zu sehen.

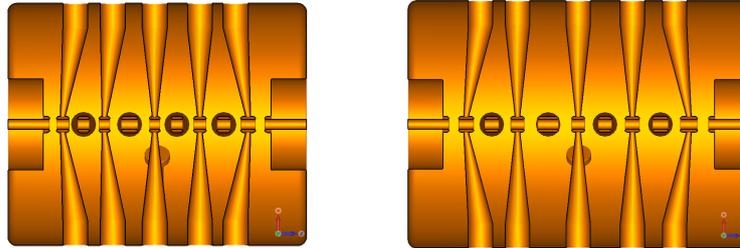


Abbildung 4.30.: Simulationsmodell der normalleitenden CH-Strukturen zur Berechnung der HF-Eigenschaften für Design B [53]. Auf die Verwendung der schrägen Endstützen wurde in den nachfolgenden Designs verzichtet.

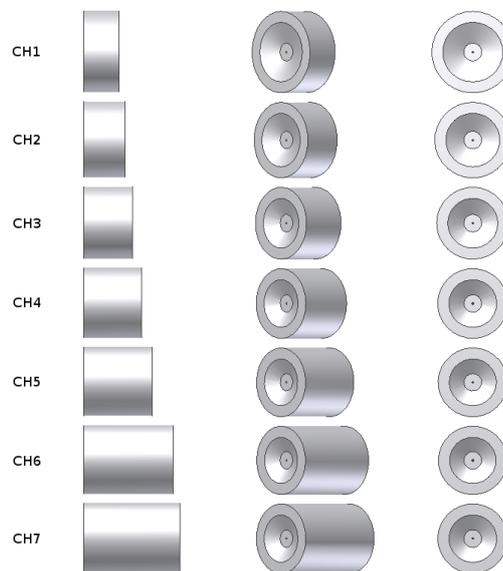


Abbildung 4.31.: Verschiedene Ansichten der normalleitenden CH-Strukturen für Design C3. Bedingt durch die zunehmende Anzahl der Beschleunigungsspalte und die zunehmende Zellenlänge werden die Kavitäten länger. Der Kapazitätsbelag nimmt für eine Struktur mit vielen Spalten zu, weshalb der Tankradius der längeren Kavitäten für eine konstante Resonanzfrequenz von 176,1 MHz zur Verringerung der Induktivität abnehmen muss (siehe auch Tabelle 4.17).

4.6.2.1. Kavitätdesign der normalleitenden CH-Strukturen

CH-Kavitäten werden in der TE_{211} -Mode betrieben. Diese Mode erzeugt entlang der Zylinderachse eine halbwellenförmige elektrische Feldverteilung mit einem Spannungsmaximum in der Mitte des Tanks. An durchgängigen Stützen befestigte Drift-

Parameter	CH1	CH2	CH3	CH4	CH5	CH6	CH7
R [mm]	392,22	359,90	340,29	330,08	326,39	323,42	329,82
L_{innen} [mm]	313,8	376,50	452,73	546,66	660,51	881,42	959,32
N_{Spalte}	3	4	5	6	7	9	9
a [mm]	30	30	30	30	30	30	30

Tabelle 4.17.: Geometrische Parameter der normalleitenden CH-Strukturen in Design C3. Die Tankinnenlänge L_{innen} beschreibt den Abstand der longitudinal am weitesten entfernten Tankinnenflächen. Der Tankradius R bezieht sich auf den Abstand der Tankinnenwand zur Strahlachse und die Apertur ist mit a bezeichnet. Die Definitionen der jeweiligen Spaltkonfigurationen der Kavitäten befinden sich im Anhang (siehe Tabelle C.2).

röhren konzentrieren die elektrischen Felder auf die Strahlachse. Beschleunigungsspalte in der Mitte des Zylinders verfügen wegen des longitudinalen sinusförmigen Feldverlaufs über höhere Spaltspannungen als die äußeren Spalte (vgl. mit E-Feld in Abbildung 4.34). Die elektrischen Oberflächenströme und somit die thermische Belastung ist auf den mittleren Stützen entsprechend hoch, während auf den äußeren Stützen nur ein Bruchteil der dissipierten Wärme anfällt. Ungefähr 70 % der dissipierten Leistung in einer CH-Kavität fällt auf den Oberflächen der CH-Stützen an. Die restlichen 30 % werden auf den Tankinnenflächen dissipiert. Bei der Wahl der Spaltspannungen wurde die maximal erlaubte dissipierte Leistung pro Kavität auf einen konservativen Wert von 30 kW/m limitiert (siehe Tabelle 4.18 und Abbildung 4.32).

Durch Anpassung der inneren Tankgeometrie wird die Spannungsverteilung über die Beschleunigungsspalte beeinflusst. Mit einer angeglichenen Spannungsverteilung ist bei gleichbleibender Beschleunigungsspannung in der Kavität U_{eff} die thermische Belastung auf den Stützen gleichmäßiger verteilt. Schräge Endstützen sind ein Mittel, um die Spaltspannungen anzugleichen. Befinden sich die Aufhängungen der äußeren Stützen weiter in Richtung der Zylindermitte wird die Driftröhre der Endstütze in der TE_{211} -Mode mit einem höheren Potential an der Tankwand verbunden, was die Spannung in den zur Driftröhre benachbarten Spalte erhöht. Die CH-Strukturen in Design B besitzen zur Spannungsangleichung schräge Endstützen [6, 53]. Im CH-Prototyp (siehe Unterunterabschnitt 4.6.2.3) und in den Injektordesigns C1 bis C3 wurde auf die Verwendung von schrägen Stützen zur Vereinfachung der Geometrie verzichtet, um die Verschweißung der Stütze mit dem Tank zu erleichtern. Wegen den kurzen Stützenabständen bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten ist eine An-schrägung der Stützen ohnehin nur begrenzt möglich.

Eine weitere Maßnahme zur Erhöhung der Beschleunigungsspannung in den End-

Parameter	CH1	CH2	CH3	CH4	CH5	CH6	CH7
ϕ_S	-26	-33	-30	-26	-25	-23	-23
$\beta_{eing.}$	0,0565	0,0601	0,652	0,0721	0,0803	0,0896	0,1012
$\tilde{\beta}$	0,0584	0,0628	0,689	0,0764	0,0852	0,0958	0,1065
$\beta_{ausg.}$	0,0601	0,0652	0,721	0,0803	0,0896	0,1012	0,1113
U_{eff} [MV]	0,224	0,360	0,516	0,660	0,826	1,140	1,109
E_a [MV/m]	0,714	0,956	1,140	1,207	1,251	1,293	1,156
Q_{sim}	12566	14056	15449	16547	17298	18001	18096
P_c [kW]	7,59	10,01	12,79	14,74	17,68	23,86	21,83
p_c [kW/m]	24,18	26,60	28,25	26,96	26,77	27,07	22,76
R_a [M Ω]	6,96	13,62	21,90	31,11	40,62	57,35	59,30
Z_a [M Ω /m]	22,18	36,18	48,38	56,91	61,50	65,06	61,81

Tabelle 4.18.: HF-Parameter der normalleitenden CH-Strukturen für Design C3. Für die angegebene Leistung P_c wurde angenommen, dass der simulierte Leistungswert $P_{c,sim}$ 95 % der tatsächlichen dissipierten Leistung entspricht.

spalten ist die Verlängerung der Zylindergeometrie. Eine erweiterte Tanklänge zieht den longitudinalen Spannungsbauch der TE_{211} -Mode in die Breite was die Stützen näher am Spannungsmaximum sitzen lässt (siehe Abbildung 4.33). Allerdings vergrößert sich mit der Verlängerung des Tanks auch die Driftstrecke der Protonen bis zum nächsten Fokussierelement bzw. zum Beschleunigungsspalt der nächsten Struktur, was sich negativ auf die Teilchenstrahldynamik auswirkt. Ein guter Kompromiss ist ein longitudinal verlängerter Tank mit nach innen ragenden Schalen an den Enddeckeln (siehe Abbildung 4.32). Die Schalen im Strahlachsbereich erlauben eine teilweise Versenkung der benachbarten Quadrupoltripletts und sparen wertvolle Driftstrecke ein. In Design B und im CH-Prototyp sind die Schalen zylinderförmig. Die Verwendung von konischen Schalen erleichtert die Montage und den Zugang zum Flansch.

Wegen der großen Apertur von 40 mm zur Verringerung der Teilchenstrahlverluste ist die Shuntimpedanz der normalleitenden CH-Strukturen in Design C3 vergleichsweise niedrig (siehe Abbildung 4.32, Tabelle 4.18 und Tabelle 4.19). Um die niedrige Shuntimpedanz zu verbessern, ist die Geometrie der Driftröhren zum Beschleunigungsspalt hin angespitzt. Somit konzentriert sich das elektrische Feld verstärkt auf die Strahlachse. Die elektrische und magnetische Feldverteilung ist exemplarisch für CH-Struktur Nr. 5 in Abbildung 4.34 dargestellt.

Etwa 60 % der Oberflächenströme und 70 % der thermischen Verluste in einer CH-Struktur befinden sich auf den Stützen [6]. Die restlichen 30 % der thermischen Verluste sind entsprechend der Oberflächenstromdichte relativ homogen auf der inneren

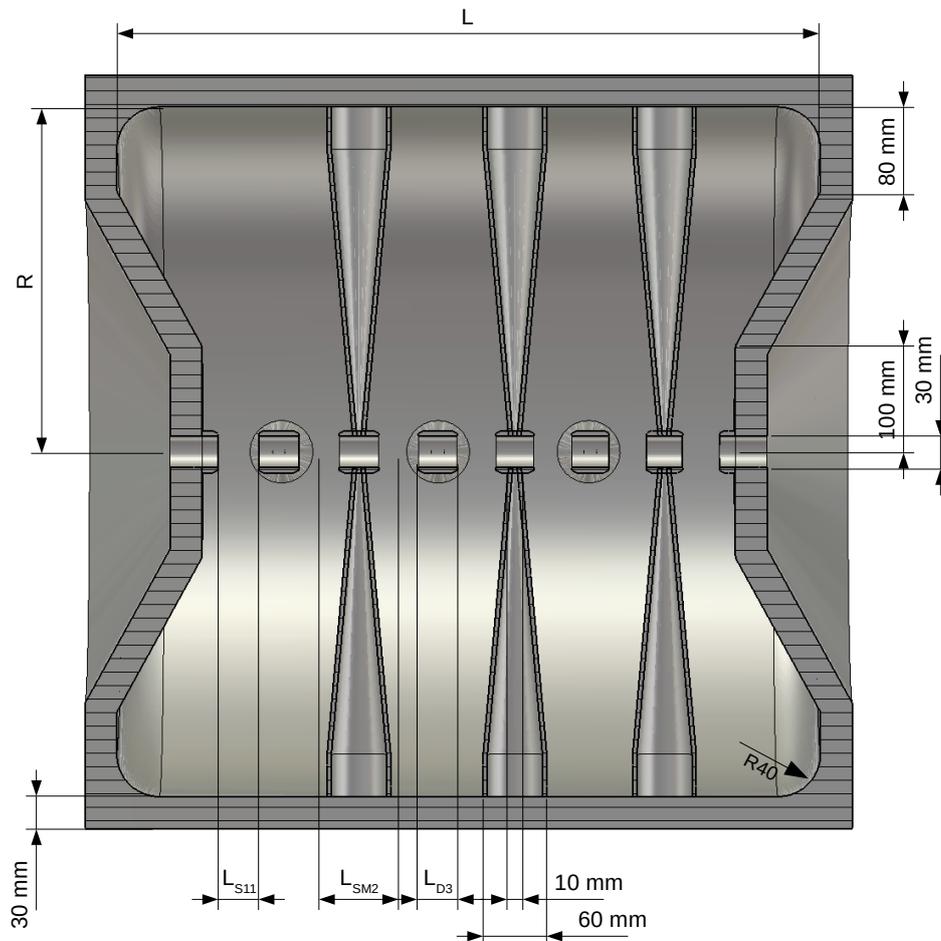


Abbildung 4.32.: Maße von CH-Struktur Nummer 5 aus Design C3. Die angegebenen Bemaßungen gelten für alle normalleitenden Strukturen (CH1 bis CH7). Die Werte der Variablen sind für die jeweilige CH-Struktur aus Tabelle C.2 zu entnehmen.

Oberfläche des Tanks verteilt (siehe Abbildung 4.35). Die thermische Ausdehnung des Beschleunigertanks hat eine niedrigere Resonanzfrequenz zur Folge. Durch eine inhomogene Temperaturverteilung kommt es zu unerwünschten thermischen Stress in und zwischen den verschweißten Bauteilen. Deshalb sind der Tankmantel und die Tankdeckel mit vielen Kühlkanälen versehen. Jede Stütze erhält ihren eigenen Kühlwasseranschluss (siehe Anschlüsse des Prototypen in Abbildung 4.37). Somit strömt das Wasser durch die erste Stützhälfte in das Driftrohr, wo es beidseitig um die Strahlachse herum geführt wird und anschließend über die zweite Stützhälfte den Tank verlässt.

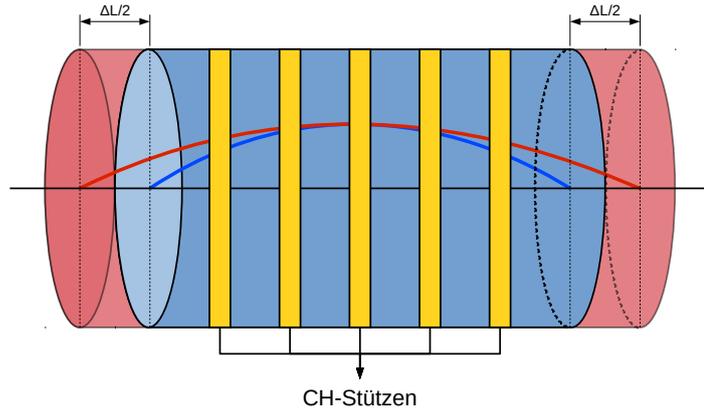


Abbildung 4.33.: Werden die Endzellen einer CH-Kavität verlängert ($2 \cdot \frac{\Delta L}{2}$), wird die Kurve für den longitudinalen sinusförmigen Potentialverlauf der TE_{211} -Mode in die Breite gezogen (rote Kurve). Vor allem die Endstützen der CH-Struktur (Position dargestellt durch gelbe Balken) sitzen nun auf einem höheren Potential.

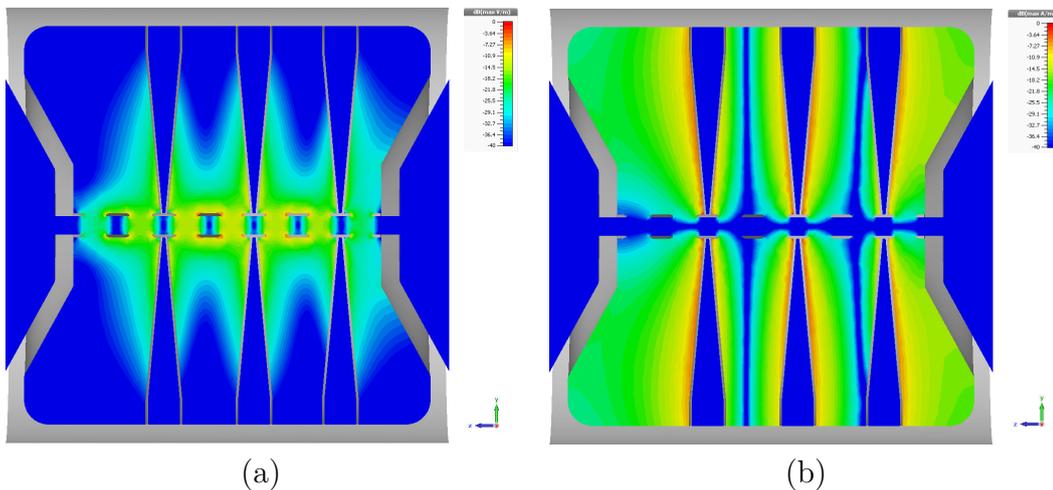


Abbildung 4.34.: In einem Längsschnitt durch die CH-Struktur Nr. 5 (Design C3) sind die elektrischen (a) und magnetischen Feldstärken (b) in der Schnittebene dargestellt. Das elektrische Feld konzentriert sich wegen der Driftröhren auf die Strahlachse ($E_{p,CH5} = 21,5 \frac{MV}{m}$). Es bildet sich jedoch mit einem geringem Anteil auch zwischen den Stützen aus. Das magnetische Feld füllt den Hohlraum um die konische Schale des Tankdeckels aus und ist an den Stützenoberflächen maximal ($H_{p,CH5} = 9329 \frac{A}{m}$).

4.6.2.2. Tunerdesign

Die Frequenzabstimmung erfolgt über ein kapazitives Tauchkolbensystem mit gegenüberliegende Tauchkolben. Sie befinden sich in den Quadranten, wo ausreichend

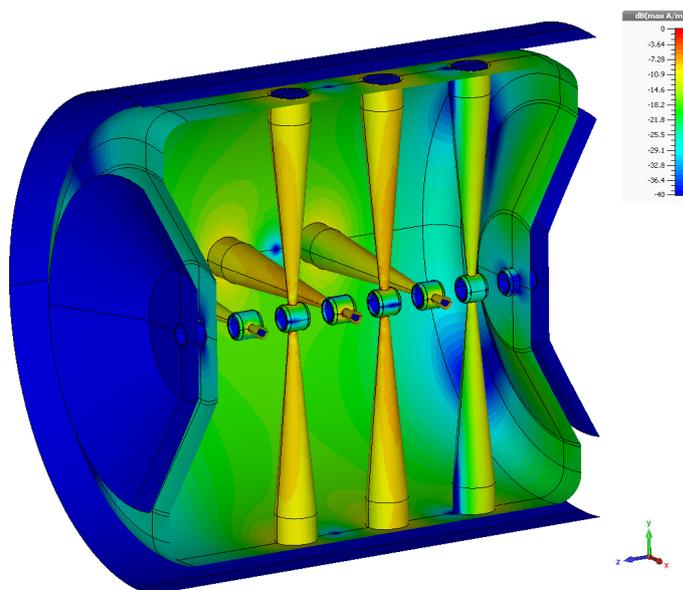


Abbildung 4.35.: Die Oberflächenströme von CH-Struktur Nr. 5 (Design C3) verteilen sich relativ gleichmäßig über die Tankinnenwand. Wenn die Stützen nicht ausreichend gekühlt werden, sind Materialverspannungen an den Verbindungen der Stützen mit dem Tank zu erwarten.

Platz für das Tuningsystem vorhanden ist. In einem Winkel von 45° zu den Stützen lassen sie sich in den Tank hinein und hinaus bewegen. Mit der Variation des Abstands zu den Driftröhren verändert sich die Eigenfrequenz der CH-Strukturen in einem Frequenzbereich von über 1 MHz [53].

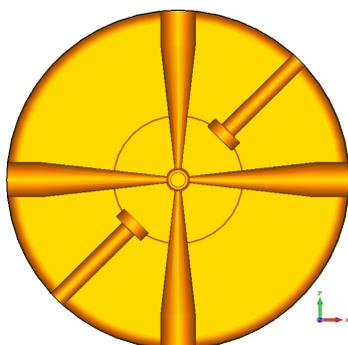


Abbildung 4.36.: Die Tauchkolben der CH-Strukturen sind in den Quadranten positioniert. Hier exemplarisch CH-Struktur Nr. 1 aus Design B.

Eine Kombination aus statischen und dynamischen Tunern hat sich bei der Entwicklung des CH-Prototypen bewährt und soll für einen Frequenzhub von $\Delta f = \pm 0,8 \text{ MHz}$ sorgen (siehe Unterunterabschnitt 4.6.2.3). Die statischen Tauchkolben werden nach den ersten Frequenzmessungen auf die Sollposition eingestellt. Im Be-

trieb wird nur ein Tauchkolben aktiv für die Frequenzanpassung mit einem Frequenzhub von mindestens ± 200 kHz zum Ausgleich der thermischen Ausdehnung verwendet. Die statischen Tauchkolben sind baugleich zum dynamischen und können bei einem Ausfall des Steuermotors die Frequenzanpassung übernehmen. Für die CH-Kavitäten mit 7 und 9 Beschleunigungsspalten werden vier Tauchkolben für den erforderlichen Hub benötigt. Die Anregung der Tunermode, bei der sich ein elektrisches Feld zwischen Tuner und CH-Stütze ausbildet, ist durch eine entsprechende Tunerkonfiguration zu vermeiden.

4.6.2.3. Normalleitender CH-Prototyp für MYRRHA

Am IAP Frankfurt wurde für das FRANZ¹⁸-Projekt eine normalleitende CH-Kavität mit 5 Spalten entwickelt und getestet [54]. Diese Kavität dient als Prototyp für die CH-Strukturen des MYRRHA-Injektors. Wie in Tabelle 4.19 zu sehen ist, sind die Unterschiede der charakteristischen (HF-)Parameter der normalleitenden MYRRHA-CH-Strukturen und der Rebuncher-Kavität für FRANZ sehr gering. Lediglich die für MYRRHA gewählte Apertur von 40 mm ist deutlich größer als die Apertur des FRANZ-CH-Rebunchers von 24 mm, obwohl der Strahlstrom von MYRRHA (Dauerstrichbetrieb) nur 2 % des Strahlstroms von FRANZ (gepulster Betrieb) beträgt.

Parameter	MYRRHA-CH-Strukturen (Design C3)	FRANZ-CH-Rebuncher
f [MHz]	176,1	175
W_{in} [MeV]	1,5 - 4,8	2,03
W_{out} [MeV]	1,7 - 5,9	1,8 - 2,2
Spaltanzahl	3 - 9	5
Apertur [mm]	40	24
U_{eff} [kV]	224 - 1109	325
R_{innen} [mm]	329,8 - 392,2	333
$Q_{0,sim}$	12566 - 18096	15600
Z_a [M Ω /m]	22 - 62	89
R_a/Q [Ω]	554 - 3277	1600

Tabelle 4.19.: Parameter der CH-Strukturen für MYRRHA und der FRANZ-Rebuncher-CH-Struktur (CH-Prototyp für MYRRHA).

Die Frequenzanpassung des CH-Prototyps erfolgt über zwei diagonal in die Quadranten eingeschobene und kapazitiv wirkende Tauchkolben. Elektromagnetische Simulationen ergeben bei der Verschiebung der Tauchkolben um ± 30 mm einen Frequenzhub von $\Delta f = \pm 0,8$ MHz. Die Stirnfläche des Tauchkolbens befindet sich in der Soll-

¹⁸Frankfurter Neutronen Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum

position in einem Abstand von 200 mm zur Tankaußenwand (siehe Abbildung 4.37). Mit induktiven Schleifen aus Kupfer wird die Leistung in die Kavität eingekoppelt. [54]

Zur Zeit befindet sich der CH-Rebuncher für FRANZ in der Verkupferung. Nach dem Einbau in die Strahlführung von FRANZ werden HF-Leistungstests mit eingeschalteten Protonenstrahl folgen. Der CH-Rebuncher und das Kühlsystem ist für eingekoppelte HF-Leistungen von über $40 \frac{\text{kW}}{\text{m}}$ ausgelegt.

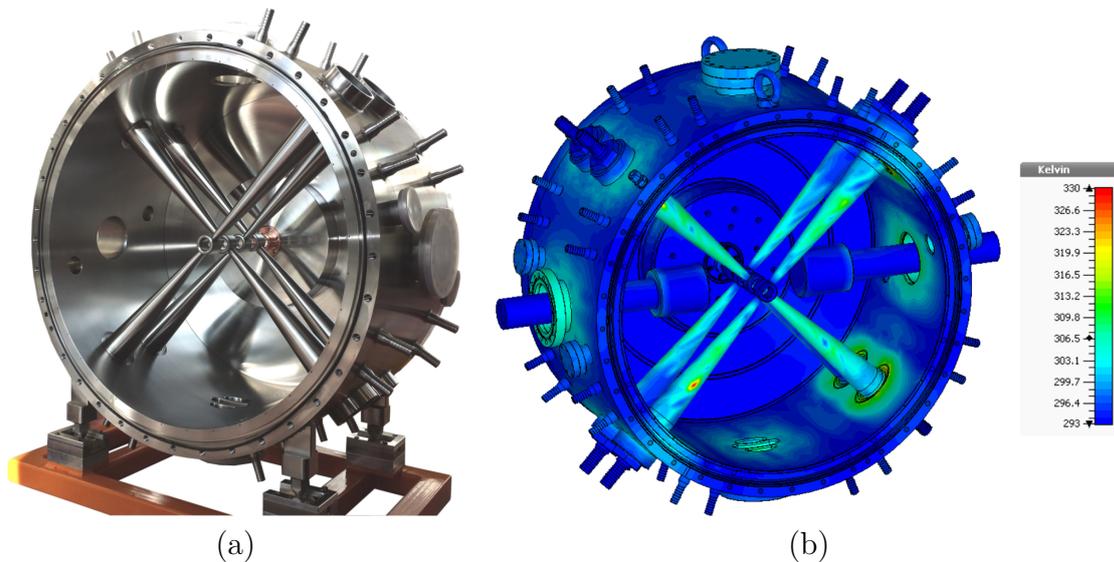


Abbildung 4.37.: Die Rebuncher-Kavität für FRANZ ist gleichzeitig der CH-Prototyp für den MYRRHA Injektor. Die Edelstahlkonstruktion vor der Verkupferung ist in (a) zu sehen. Die Anschlüsse für Kühlwasserleitungen deuten auf die vielen Kühlkanäle in der Tankwand und in den CH-Stützen hin. Das aufwändige Kühlsystem sorgt für eine ausgeglichene Temperaturverteilung (b). Die angegebene Temperaturskala bezieht sich auf eine dissipierte Leistung von $31,4 \text{ kW/m}$ [54], was knapp über der oberen Grenze des Designwerts für die CH-Strukturen für MYRRHA liegt (30 kW/m).

4.7. Supraleitende Beschleunigerstrukturen

Auch im supraleitenden Beschleunigerabschnitt für den MYRRHA Injektor gilt die Prämisse eines zuverlässigen Beschleunigersystems mit konservativ gewählten Beschleunigungsgradienten. Trotz elektrischen Feldgradienten von bis zu $E_a = 4 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ beschleunigen die designten supraleitenden CH-Kavitäten deutlich effizienter als die CH-Strukturen im normalleitenden Injektorabschnitt (siehe Abschnitt 4.6 und Energiediagramme in Anhang B).

Zur Vermeidung von Feldemission und der damit verbundenen Emission von Röntgenstrahlung und gleichzeitiger Quenchgefahr sind die maximalen elektrischen Oberflächenfelder E_p begrenzt. Ebenso sind die magnetischen Oberflächenfelder B_p begrenzt, da reines Niob bei der Überschreitung des ersten kritischen Werts B_{c1} die Meissner-Phase verlässt und magnetische Flussschläuche ausbildet, welche den Oberflächenwiderstand erhöhen. Obwohl die Temperatur im Kryostaten 2 K beträgt, wird bedingt durch die Oberflächenströme der kritische Punkt im Phasendiagramm von Niob bereits bei niedrigeren Magnetfeldern erreicht (siehe Abschnitt 3.4).

Bei der vergleichsweise niedrigen HF im Injektorabschnitt von MYRRHA ($f = 176,1 \text{ MHz}$) ist der frequenzbedingte Einfluss auf den Oberflächenwiderstand relativ gering und eine Kühlung mit flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4 K ausreichend (siehe Abschnitt 3.4 und Gleichung 3.36). Erst die Kühlung der hochfrequenten Resonatoren im Haupt-Linac für MYRRHA mit bis zu 704,4 MHz erfordert zur Verringerung des Oberflächenwiderstandes besonders tiefe Heliumtemperaturen von 2 K. Das zur Verfügung stehende Kryosystem und Heliumreservoir mit 2 K steht somit auch für den Injektor zur Verfügung.

Die Geometrie der für Injektordesign B entwickelten Kavitäten wurden für die nachfolgenden Strahldynamikdesigns (C1 - C3) stark vereinfacht. So wurde auf die Verwendung von Rippen, auf denen die Stützen, Koppler und Tuner montiert sind, verzichtet (siehe Abbildung 4.38). Auch wenn die Leistungsfähigkeit der modernen am IAP entwickelten CH-Strukturen mit Rippen bereits unter Beweis gestellt wurde [37, 55, 56], so gestaltet sich die Fabrikation der vereinfachten Strukturen weniger kompliziert. Der Verzicht auf die Rippen erhöht aufgrund der erhaltenen zylindrischen Symmetrie der Tankmantelgeometrie die mechanische Steifigkeit, was die Deformation des Tanks unter Druck reduziert. Zudem werden wesentlich weniger Schweißnähte benötigt, welche ebenfalls die mechanische Steifigkeit negativ beeinflussen. Weitere Einzelheiten und Unterschiede zu den Kavitäten für Injektordesign B und für Injektordesign C (C1 bis C3) finden sich in den folgenden Unterabschnitten.

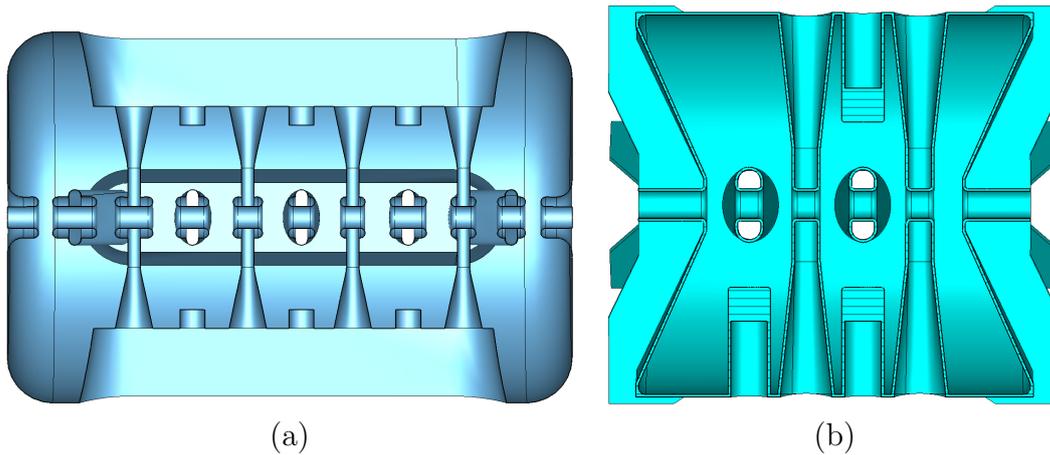


Abbildung 4.38.: Die optimierten Geometrien für die supraleitende CH-Strukturen für Design B (a) und Design C (b). Das entwickelte Modell der CH-Struktur für Design C enthält externe Versteifungsklammern an den Tankdeckeln und verzichtet auf die Rippen.

4.7.1. Supraleitende CH-Strukturen für Injektordesign B

Im Injektordesign B befinden sich alle supraleitenden Komponenten in einem Kryomodul. Vier supraleitende CH-Strukturen aus reinem Niob mit einem Beschleunigungsgradienten von bis zu $E_a = 3,9 \frac{MV}{m}$ beschleunigen die Protonen auf eine Energie von 17 MeV. Die transversale Fokussierung erfolgt in vier supraleitenden Solenoiden aus Niob-Titan (NbTi) zwischen den Kavitäten. Jeder Solenoid hat zwei Kompensationsfeldspulen, die für ein schnell abfallendes Randfeld sorgen. [53]

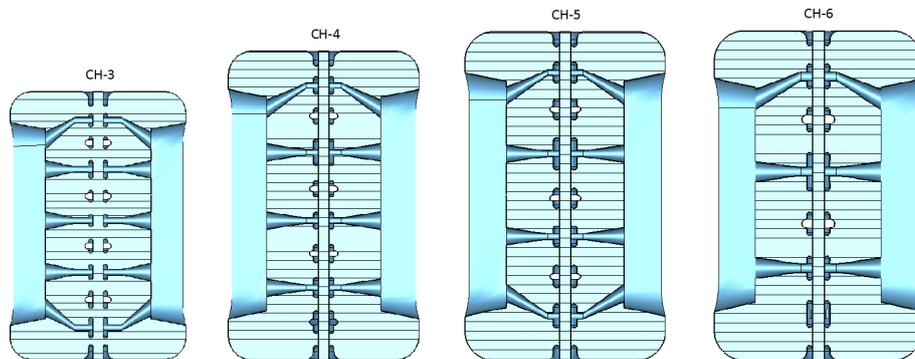


Abbildung 4.39.: Übersicht der supraleitenden CH-Strukturen für Design B im Querschnitt. Die schraffierte Fläche stellt den Hohlraum dar.

Die Spalte sind nach der für Design B entwickelten KONUS-Strahldynamik angeordnet. Nach den ersten drei Spalten mit $\phi_s = -40^\circ$ folgt ein Phasensprung in die Null-Grad-Sektion, welcher durch ein verlängertes drittes Driftrohr erkennbar ist

(siehe Abbildung 4.38).

Wie bei den normalleitenden CH-Strukturen in Design B wurden die Endstützen für eine flachere Spannungsverteilung angeschrägt. Die natürlicherweise elektrische Feldverteilung der TE_{211} -Mode entspricht in longitudinaler Richtung einer Sinushalbwellenlänge mit einem Maximum in der Tankmitte. Da das maximale elektrische Feld an einem Punkt der Oberfläche die Leistungsfähigkeit der gesamten Struktur limitiert, sollten die elektrischen Feldstärken in den Beschleunigungsspalten soweit wie möglich ausgeglichen sein.

Als weitere Maßnahme für die Angleichung der Spaltspannungen sind die Stützen auf Rippen gesetzt. Die durch das Magnetfeld induzierten Ströme verteilen sich aufgrund der Rippen gleichmäßiger auf die Stützen, was das Potential der äußeren Driftröhren erhöht. Zusätzlich verringern die Rippen die maximalen magnetischen Oberflächenflussdichten B_p , die ebenfalls die Leistung der Kavität limitieren können (siehe Abschnitt 3.4). Mit $B_p < 60$ mT für alle designten CH-Strukturen ist man weit von den kritischen magnetischen Flussdichten von Niob ($B_{c1,Nb}$) entfernt, sofern der Eintrag der externen magnetischen Felder der benachbarten Solenoide durch das Strahlachsloch begrenzt wird.

Die Länge der supraleitenden CH-Kavitäten wurden auf 1,2 m begrenzt. Die mangelnde Erfahrung bei der Herstellung und dem Transport von längeren Strukturen kann zu unvorhersehbaren Problemen führen. Die einfache Montage und Austauschbarkeit der Beschleunigerstrukturen muss sichergestellt sein. Wegen der Längenlimitierung nimmt die Spaltanzahl mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit β von 10 Spalten in der ersten Kavität auf 7 Spalten in der letzten ab (siehe Abbildung 4.39).

Auf den Rippen und zwischen den Stützen befindet sich ausreichend Platz für Tuner und Koppler. Für die Frequenzanpassung sind mehrere Tuner vorgesehen von denen zwei dynamisch regelbar sind. Ein mit einem Piezoelement gesteuerter dynamischer Tuner kann selbst kleine Schwankungen der Resonanzfrequenz ausgleichen [57, 58].

4.7.2. Supraleitende CH-Strukturen für Injektordesign C

Für Injektordesign C wurde eine neue supraleitende CH-Kavität mit vereinfachter Geometrie entwickelt und entsprechend der Teilchenstrahldynamik mit Konstanten- β -Strukturen (siehe Unterabschnitt 2.2.4) in der Spaltanzahl, im Spaltabstand und Tankradius angepasst. Im Gegensatz zu den supraleitenden Kavitäten aus Design B durchqueren die CH-Stützen den kompletten Tankdurchmesser. Der Stützenfuß ist elliptisch geformt mit Ausrichtung der kurzen Halbachse in Strahlachsrichtung. Dies ermöglicht die Unterbringung des Tauchkolbensystems und der Leistungskoppler zwischen den Stützen. In Richtung der Strahlachse geht die Form der CH-Stütze

Parameter	CH3	CH4	CH5	CH6
f [MHz]	176	176	176	176
U_0 [MV]	4,25	4,72	4,93	4,78
U_{eff} [MV]	3,50	3,98	4,18	4,09
β	0,102	0,131	0,157	0,178
N_{Spalte}	10	9	8	7
Energiebereich [MeV]	3,5 - 6,7	6,7 - 10,4	10,4 - 14,2	14,2 - 17
E_a [MV/m]	3,9	3,7	3,6	3,5
G [Ω]	62,6	67,6	70,2	73,2
R_a/Q_0 [Ω]	2216	2165	1817	1577
$R_a R_s$ [Ω^2]	138849	146345	127558	115473
E_p [MV/m]	29,27	28,06	30,59	28,92
B_p [mT]	27,8	29,7	35,27	31,35
E_p/E_a	7,6	7,6	8,5	8,3
L_{innen} [mm]	915,9	1060,2	1129,0	1127,0
$L_{\beta\lambda-Def.}$ [mm]	901,1	1071,1	1162,1	1178,8
$R_{Kavität}$ [mm]	298,8	322,55	340,41	354,21
a [mm]	35	35	40	40

Tabelle 4.20.: Parameter der supraleitenden CH-Kavitäten für Design B

in ein sogenanntes Rennstreckenprofil, bestehend aus zwei Halbkreisen und verbunden mit linearen Elementen, über. Zur Minimierung der Magnetfeldstärke auf den Stutzenoberflachen müssen die Stützen mit großen Radien abgerundet sein (siehe Abbildung 4.41). Die Maße des elliptischen Fußes und des Rennstreckenprofils wurden auf einen niedrigen $\frac{E_p}{E_a}$ -Wert optimiert (siehe Abbildung 4.40).

Die flachen Seiten des Rennstreckenprofils bilden ebene Oberflächen zu den benachbarten Stützen bzw. zu den Endkappen des Tanks zwischen denen sich das beschleunigende elektrische Feld in der TE_{211} -Mode aufbaut. In den ebenen Stirnflächen der Stützen befinden sich die Strahlachslocher (siehe Abbildung 4.42). Im Gegensatz zu den Kavitäten für Injektordesign B besitzen die Stützen keine Driftröhren, die das Feld auf die Strahlachse konzentrieren, was im Vergleich zu den supraleitenden Kavitäten aus Design B zu einem mehr als dreifach niedrigeren $\frac{R_a}{Q_0}$ -Wert führt, aber den $\frac{E_p}{E_a}$ -Wert um etwa 30 % sinken lässt. Aufgrund des niedrigen $\frac{E_p}{E_a}$ -Werts von weniger als 6 werden anstatt 31 MV/m im Injektordesign B nur maximale elektrischen Oberflächenfelder von bis zu 25 MV/m in Injektordesign C3 erreicht (siehe Tabelle C.1).

Die neuentwickelten CH-Strukturen für Design C besitzen ein Spaltprofil mit konstanten Spaltlängen und Spaltmittenabständen. Die Spaltlängen sind ebenso groß

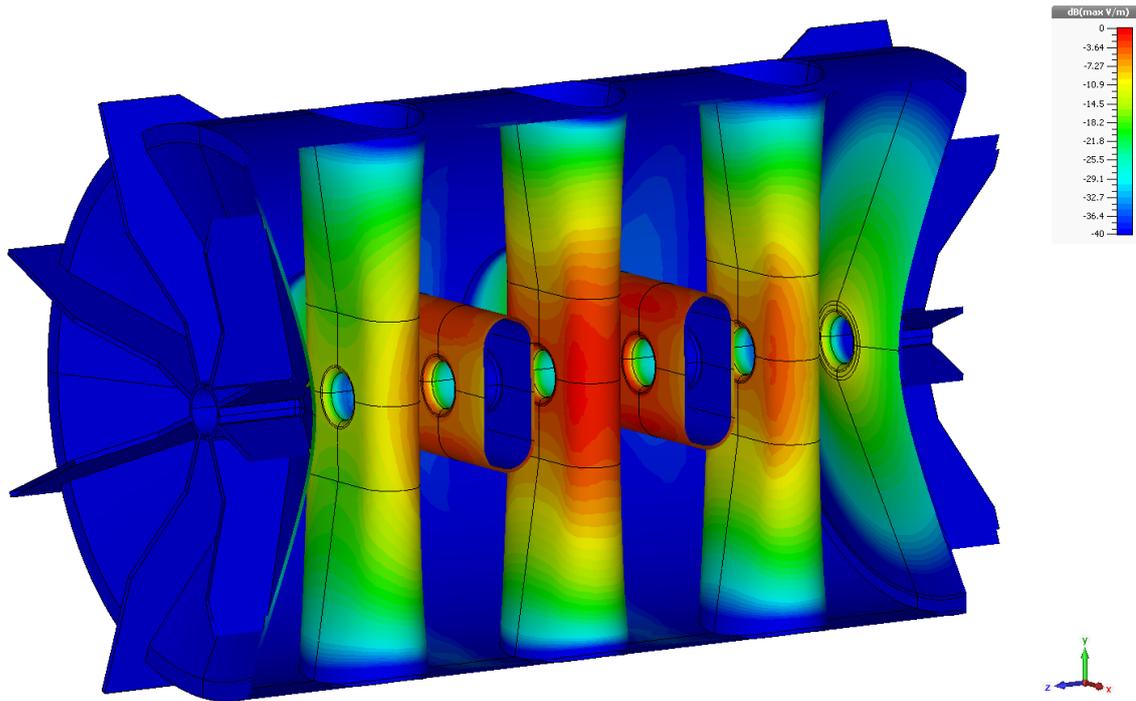


Abbildung 4.40.: Elektrische Felder auf den Oberflächen von CH-Struktur Nr. 10. Das maximale elektrische Feld auf den Oberflächen beträgt $E_p = 24,15 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$.

Parameter	CH8	CH9	CH10	CH11	CH12
$L_{\beta\lambda-def.}$ [mm]	293,87	533,47	738,01	838,69	919,82
L_{innen} [mm]	444,89	684,32	875,95	968,90	1043,15
β_{design}	0,115	0,127	0,145	0,164	0,180
R [mm]	330,00	293,49	296,09	306,67	315,17
N_{Spalte}	3	5	6	6	6
a [mm]	40	40	50	50	50

Tabelle 4.21.: Geometrische Parameter der supraleitenden Kavitäten für Design C3. Die äquidistanten Spaltmitten befinden sich in einem Abstand von $\frac{\beta_{design}\lambda}{2}$, dabei entspricht β_{design} in etwa der mittleren Geschwindigkeit in der Kavität. Des Weiteren sind der Tankinnenradius R , die Spaltanzahl N_{Spalte} und die Apertur a angegeben.

wie die Länge der Driftstrecke in der vom elektrischen Feld abgeschirmten Stütze ($L_{SL} = L_{DL} = \frac{\beta_{design}\lambda}{4}$). Zwischen den Tankdeckelstabilisatoren befindet sich ausreichend Platz für Spülflansche. Gleichzeitig können die radial vom Tank abstehenden Verteifungsklammern für die Positionierung im und die Kontaktierung zum Kryomodul verwendet werden.

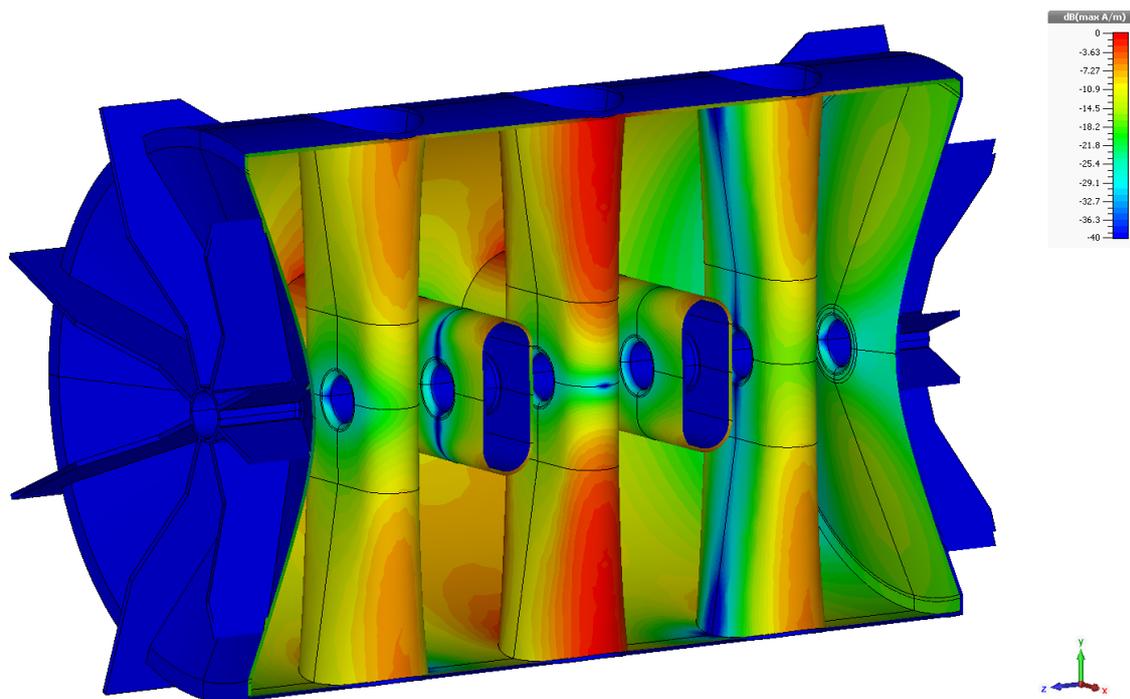


Abbildung 4.41.: Magnetische Felder auf den Oberflächen von CH-Struktur Nr. 10. Das maximale magnetische Feld auf den Oberflächen beträgt $B_p = 51,26$ mT.

4.7.2.1. Mechanische Analyse

Durch das Abpumpen der Kavität ($\Delta p \approx 1013,25$ mbar) drücken sich die nach außen gewandten Flächen ein und verändern die Resonanzfrequenz des Hohlraums. Konisch geformte Enddeckel sorgen im Verbund mit den Versteifungsklammern für eine hohe Stabilität der Geometrie. Durch die nach innen gerichtete Deformation der konischen Enddeckel wird das magnetische und das elektrische Feld in etwa im gleichen Maße verdrängt, was zu einer niedrigen Drucksensitivität führt $\left[\frac{\Delta f_p}{p}\right] = \frac{\text{Hz}}{\text{mbar}}$ (siehe Tabelle 4.23). Aufgrund von „Lorentz-Force-Detuning“ und Mikrofonie treten in einer realen Kavität dynamische Frequenzschwankungen auf, die durch die niedrige Drucksensitivität vermindert werden.

Die Wandstärke der Niobstrukturen beträgt 4 mm. Acht mechanische Versteifungsklammern, die im Kreis symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind und die Außenkante des Tanks umgreifen, verringern das Ausmaß der Deformation. Somit wird eine übermäßige Verschiebung der Randspalte nach innen minimiert. Bei allen supraleitenden CH-Strukturen tritt die maximale Deformation an den Enddeckeln auf. Mit zunehmenden Tankradius nimmt die Verschiebung der Enddeckel zu. Dagegen ist die Verformung der Tankmantelflächen von der Länge der Strukturen

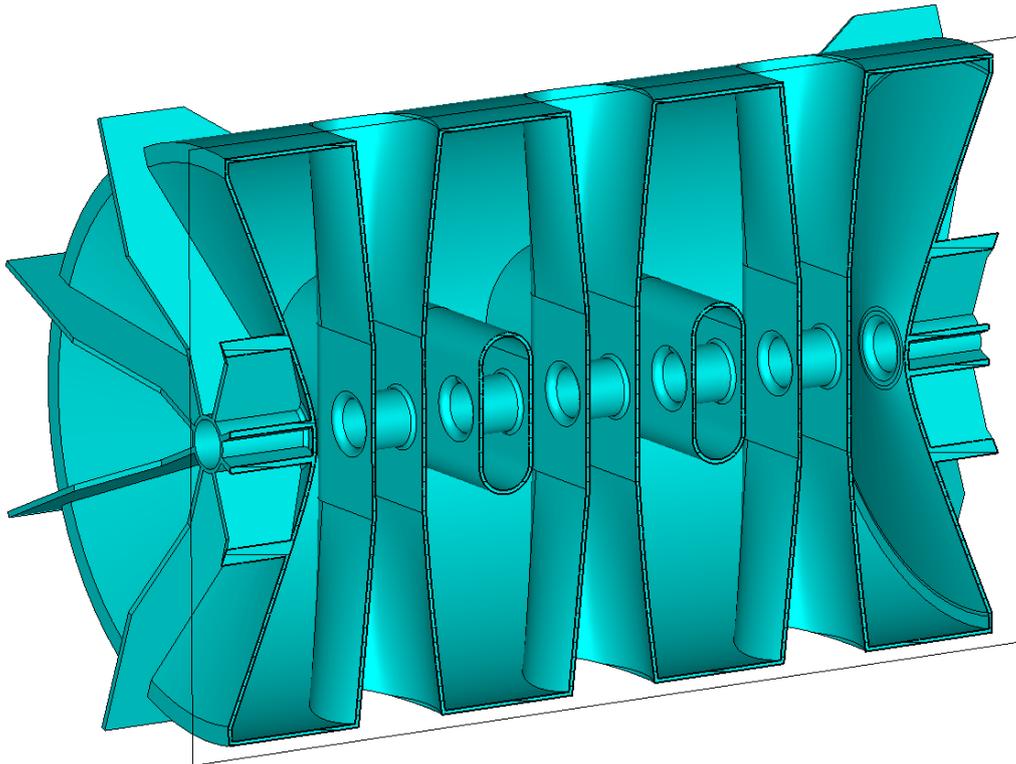


Abbildung 4.42.: CH-Struktur Nr. 10 für Injektordesign C (CH10). Im dargestellten Querschnitt ist der Übergang des Stützenprofils von der elliptischen Form zum Rennstreckenprofil gut erkennbar. Die extern an den Tankdeckel angebrachten Versteifungsklammern haben einen erheblichen Einfluss auf die Tankstabilität.

abhängig. Ebenso deformieren sich die Flächen auf den Stützen mit zunehmenden Umfang der Stützenprofile (siehe Abbildung 4.43).

Die Mises-Vergleichsspannung beträgt für alle supraleitenden Kavitäten bis zu 50 MPa. Zu schmal gewählte Versteifungsklammern (< 6 mm) führen zu einer lokalen Erhöhung des Materialstress im Bereich der Kontaktstelle zum Tankmantel.

Die konische Form der Enddeckel verkürzt die Gesamtlänge der CH-Struktur. Das benötigte System zur mechanischen Versteifung der Enddeckel kann teilweise in den konischen Hohlraum integriert werden und beansprucht somit weniger longitudinalen Überhang als bei einem vergleichbaren ebenen Tankdeckel.

Parameter	CH8	CH9	CH10	CH11	CH12
$\beta_{eing.}$	0,1113	0,1190	0,1342	0,1542	0,1734
$\beta_{ausg.}$	0,1190	0,1342	0,1542	0,1734	0,1893
$\phi_{s,mittel}$ [°]	-29,5	-20,4	-19,7	-19,0	-29,4
f [MHz]	176,1	176,1	176,1	176,1	176,1
U_a [MV]	0,97	2,0	3,0	3,3	3,3
E_a [MV/m]	3,30	3,75	4,07	3,96	3,59
E_p/E_a	5,4	5,4	5,9	5,3	5,8
B_p/E_a [mT/(MV/m)]	7,8	10,1	12,6	14,5	15,0
$R_S Q$ [Ω]	56	58	59	60	61
R_a/Q_0 [Ω]	334	389	570	566	569
$R_a R_S$ [Ω^2]	19219	22524	33464	33836	34583
P_{Kryo}^* [W]	5,6	20,6	31,6	38,5	38,3

Tabelle 4.22.: HF-Parameter der supraleitenden Kavitäten (Design C3). Da sich für Kavitäten mit konstantem Spaltabstand die Synchronphase ϕ_s mit jedem Spalt ändert (siehe Abbildung B.4), ist in der Tabelle die gemittelte Synchronphase $\phi_{s,mittel}$ angegeben. Dabei wurden die Synchronphasen mit den jeweiligen Spaltspannung gewichtet. Die berechnete Kühlleistung P_{Kryo}^* bezieht sich auf die HF-Verluste bei einer angenommenen intrinsische Güte von $Q_0 = 5 \cdot 10^8$.

CH-Struktur	D_{max} [mm]	Δf_p [kHz]
8	0,332	0,0
9	0,188	-0,2
10	0,175	0,2
11	0,237	-3,8
12	0,266	-3,4

Tabelle 4.23.: Mechanische Eigenschaften der supraleitenden CH-Strukturen für Design C. Aus der vakuumbedingten Deformation D des Tanks ergibt sich der Frequenzhub Δf_p . Die maximale Deformation D_{max} tritt an den Tankdeckeln auf (siehe auch Abbildung 4.43).

4.8. Zwischentankdesign

Zwischen den Beschleunigerkavitäten und den Fokussierelementen befinden sich Diagnoseelemente, Bälge, Flansche, Vakuumschieber und -pumpen, Kollimatoren und Korrekturdipolmagnete. Für die Berechnung der Teilchenstrahldynamik müssen die benötigten Längen der Bauteile abgeschätzt und als Driftstrecke im Beschleunigerdesign berücksichtigt werden. Die vielzähligen vorgesehenen Diagnoseelemente für

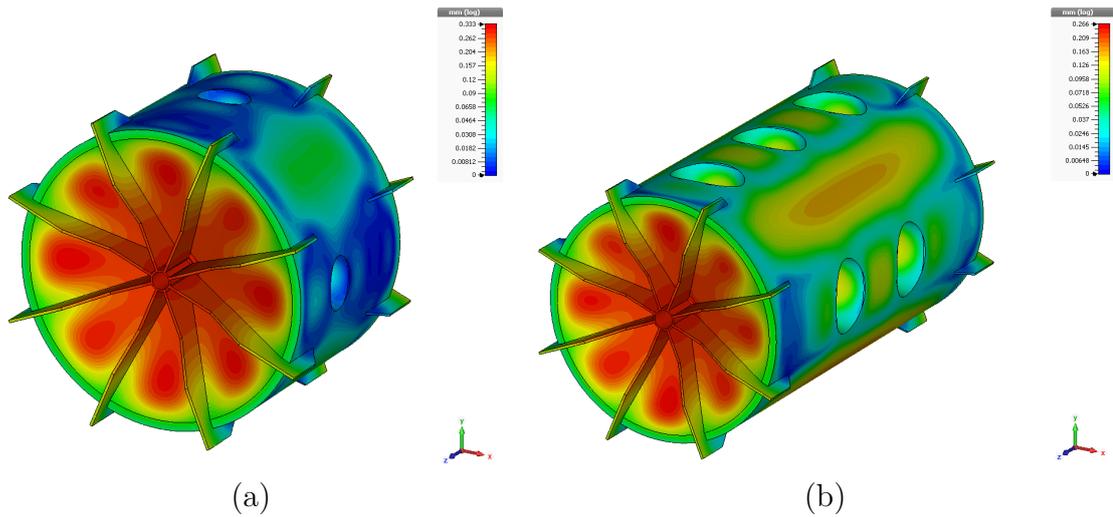


Abbildung 4.43.: Die druckbedingte absolute Deformation der Tankflächen von CH8 (a) und CH12 (b) ist farblich logarithmisch dargestellt.

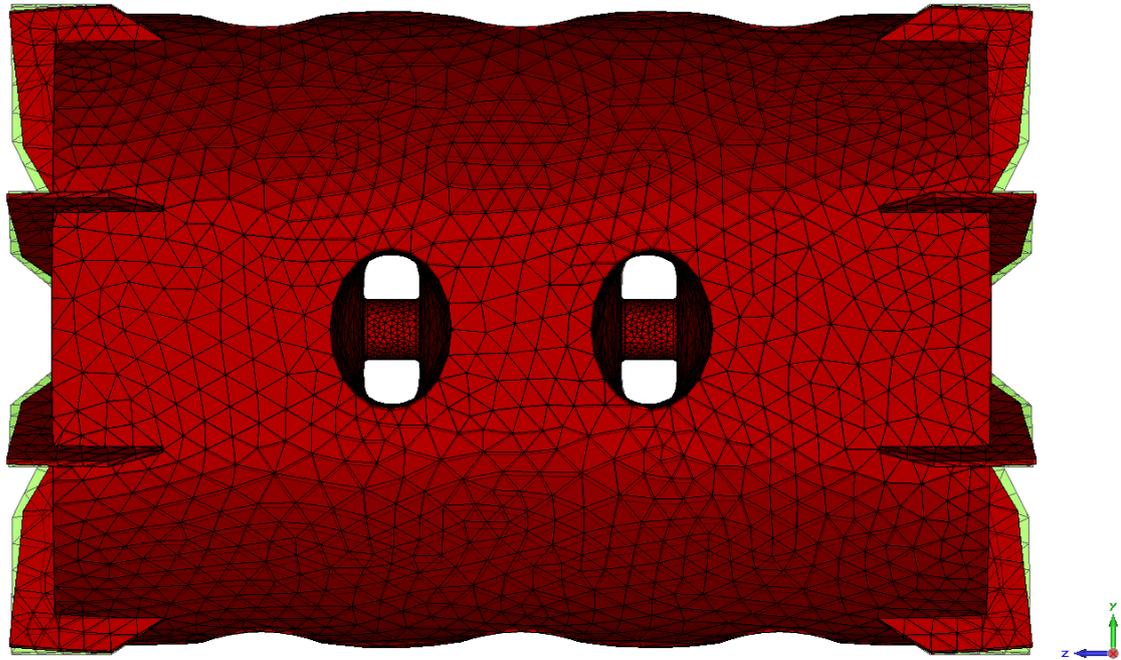


Abbildung 4.44.: Deformation des tetraedrischen Simulationsgitters von CH10 aufgrund des Atmosphärendrucks. Das Ausmaß der Deformation ist in dieser Darstellung zur Veranschaulichung hundertfach verstärkt. An den Versteifungsklammeren ist der Unterschied zur nicht verformten Struktur in grün dargestellt und gut sichtbar.

die Injektoren ab Version C werden in Unterabschnitt 4.8.1 vorgestellt.

Im Hinblick auf die Reperatur- und Wartungszeit müssen die Komponenten des MYRRHA Injektors leicht zugänglich und montierbar sein. Im Strahldynamikdesign B sind hierfür die Abstände zwischen den Beschleunigerkavitäten zu klein gewählt, was in den nachfolgenden Injektordesigns C1 bis C3 entsprechend angepasst wurde. Auf die Zugänglichkeit des Injektors wird in Unterabschnitt 4.8.2 näher eingegangen.

4.8.1. Strahldiagnose

Die für den Injektor vorgesehenen nicht-destruktiven Strahldiagnoseelemente erlauben eine präzise Vermessung und Verfolgung für den Protonenstrahl während des Betriebs. Phasensonden nach jeder Kavität ermöglichen Flugzeitmessungen und die Lokalisierung von eingetretenen Fehlern, die den Strahl beeinflussen. Für jeden Abschnitt zwischen zwei Phasensonden werden die Durchschnittswerte für Energie, Impuls und Geschwindigkeit bestimmt. Die Vielzahl der Diagnoseelemente ist nötig, um eine unerwünschte Veränderung des Teilchenstrahldynamik im Beschleuniger frühzeitig zu erkennen und Probleme zu antizipieren.

Ein Strahltransformator und ein Strahllagemonitor messen vor dem Eintritt der Protonenpakete in die erste CH-Struktur den Strahlstrom sowie deren longitudinale und transversale Position. Der Strahltransformator ist induktiv an den Protonenstrahl gekoppelt und liefert als Messsignal die Strahlstromdichte über die Zeit. So lässt sich neben dem Strahlstrom auch das longitudinale Strahlprofil bestimmen. Ein Strahllagemonitor misst die Ströme von vier symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Kondensatorplatten. Aus den gemessenen Strömen lässt sich auf die transversale Lage des Strahls zurückschließen.

Bei einer nicht optimalen Strahlanpassung kann mit Korrekturdipolmagneten vor und hinter dem Viertelwellenresonator die Strahlposition korrigiert werden. Weitere zwei Dipolmagnete sind vor der supraleitenden Sektion vorgesehen, wo eine 0,5 m lange Driftstrecke für diverse Diagnoseelemente reserviert ist (Faraday-Tasse, Schlitz-Gitter-System, Halo-Monitor, Strahllagemonitor, Strahltransformator). Beim sukzessiven Aufbau der Beschleunigeranlage kann diese Diagnosesektion hinter die jeweils zuletzt montierte normaleitende Struktur zur präzisen Vermessung des Strahlstroms und der Emittanz positioniert werden.

4.8.2. Zugänglichkeit

Damit die Wahrscheinlichkeit eines zeitgleichen Ausfalls beider redundanten Injektoren gering bleibt, muss die benötigte mittlere Zeit für die Dauer einer Reparatur (MTTR) viel kleiner als die mittlere Zeit zwischen zwei Fehlerereignissen (MTBF)

sein. Eine kurze Reparaturzeit wird maßgeblich durch einen modularen Aufbau des Injektors mit einfacher Montage und einer hohen **Zugänglichkeit** zu den Komponenten begünstigt.

Die Montage der Beschleunigerkomponenten in Injektordesign B ist aufgrund einer schlechten Zugänglichkeit nicht möglich. Die Abstände zwischen den Kavitäten sind für die Unterbringung der Quadrupolmagnete im Zwischentankbereich zu kurz. Beispielsweise beträgt in Design B der Spaltmittenabstand zwischen dem letzten Spalt von CH1 und dem ersten Spalt von CH2 267 mm. Die vorgesehene Triplettlinse hat eine Länge von etwa 250 mm, so dass ohne Balg und Diagnoseelement 17 mm für die Strecken von den beiden Spaltmitten zu den Tankaußenwänden übrig bleiben. Die Mindestlänge von einer äußeren Spaltmitte bis zur Außentankwand einer Kavität in Design C beträgt 58 mm ($\beta_{1,5\text{ MeV}} = 0,57$), davon sind 30 mm Wanddicke (siehe exemplarisch Maße von CH5 aus Design C in Abbildung 4.32).

Die Problematik der zu kurzen Abstände zwischen den Beschleunigerkavitäten wurde in Injektordesign C behoben. Die deutlich längeren Spaltmittenabstände zwischen Kavitäten für verschiedene Bereiche des Linacs sind in Tabelle 4.24 aufgeführt. Durch die Verwendung von Dublettlinen anstelle von Triplettlinsen werden in Design C3 etwa 50 mm Zwischentankabstand eingespart. Andererseits sind in den neuen Injektorversionen zahlreiche Diagnoseelemente und Bälge vorgesehen, die die Driftstrecke zwischen zwei Beschleunigern deutlich vergrößern. Die genauen Positionen der Komponenten für den Injektor in Version C3 sind in Anhang D aufgeführt.

Spaltmittenabstände	Design B [mm]	Design C [mm]
RB zu NL-CH	341	483
NL-CH zu NL-CH	267	≥ 466
RB ^(B) / NL-CH ^(C) zu SL-CH	605	1322
SL-CH zu SL-CH	≥ 558	≥ 912

Tabelle 4.24.: Aufgeführt sind die Spaltmittenabstände zwischen dem letzten Spalt einer Kavität zum ersten Spalt der nachfolgenden Kavität in verschiedenen Bereichen des Linacs. Beispielsweise beziehen sich die angegebenen Spaltmittenabstände in der ersten Zeile auf den Spaltmittenabstand zwischen der Rebuncher-Kavität und einer anschließenden normalleitenden CH-Struktur. Da in Design C3 sieben verschiedene normalleitende CH-Strukturen verwendet werden, ist der kleinste Zwischentankabstand angegeben und mit einem „ \geq “ gekennzeichnet. In der Gegenüberstellung der Injektorversionen B und C (C1 bis C3) fällt auf, dass die Spaltmittenabstände deutlich vergrößert wurden, was die Zugänglichkeit gewährleistet bzw. deutlich verbessert.

Die Injektordesigns der Versionen C1 bis C3 beinhalten ein Montagekonzept mit

einer hohen Zugänglichkeit. Zwei Bälge in jeder Zwischentanksektion bieten eine für die Montage hilfreiche Flexibilität. Dadurch kann eine Kavität zuerst an einem gedehnten Balg befestigt und anschließend in die gewünschte Position gebracht werden. Der einfache Austausch von defekten Komponenten im Linac wird durch die Flexibilität der Bälge ermöglicht. Konisch geformte Enddeckel der normalleitenden CH-Strukturen verbessern die Zugänglichkeit zu den Flanschen entlang der Strahlachse (siehe Abbildung 4.32). Somit wird das Verschrauben und Anbringen von Spannketten für KF-Flansche erleichtert. Der Austausch von supraleitenden Kavitäten geschieht mit einer kompletten Entnahme des jeweiligen Kryomoduls aus dem Beschleunigeraufbau. So kann das Modul rasch durch ein mit einem Beschleuniger bestücktes Ersatzmodul getauscht werden und abseits der Strahlachse mit hoher Zugänglichkeit die entsprechende Inspektion bzw. Reparatur vorgenommen werden.

4.9. Weitere Abschnitte des MYRRHA-Beschleunigers

Der beschriebene Injektor mit CH-Sektion ist nur ein Teil des MYRRHA-Beschleunigers. Im folgenden wird der supraleitende Haupt-Linac, sowie die für den gesamten Beschleuniger vorgesehene Verstärker- und Kryotechnik vorgestellt.

4.9.1. Haupt-Linac

Der Haupt-Linac wird mit einer Gesamtlänge von 238 m den Protonenstrahl von 17 auf 600 MeV beschleunigen. Für den Mittelenergiebereich von 17 bis 86,4 MeV sind 63 Singlespoke-Kavitäten mit 352,2 MHz und vorgesehen. Jeweils zwei Singlespoke-Kavitäten befinden sich in einem Kryomodul. Die Singlespoke-Strukturen sind für eine hohe longitudinale Akzeptanz und ein Teilchenbeta von $\beta_{opt.} = 0,37$ optimiert und entwickelt worden. Die Beschleunigung auf 600 MeV erfolgt mit 94 elliptischen Kavitäten in zwei weiteren Abschnitten mit $\beta_{opt} = 0,51$ und $\beta_{opt} = 0,70$. Jede elliptische Kavität besteht aus fünf Zellen und wird mit einer Resonanzfrequenz von 704,4 MHz betrieben. [34]

Die hohe Zuverlässigkeit des Haupt-Linacs wird mit serieller Redundanz erreicht. Dabei werden die supraleitenden Kavitäten mit moderaten Gradienten betrieben, so dass bei einem Ausfall einer Beschleunigerstruktur die benachbarten Kavitäten die fehlende Beschleunigungsspannung liefern können. Jede supraleitende Kavität des Haupt-Linacs kann ihren Beschleunigungsgradienten um 30 % erhöhen. Die modulare Bauweise des Beschleunigers fördert die Reparatur- und Wartungsfreundlichkeit. [34]

Nach dem Haupt-Linac wird der Strahl über Dipolmagnete vertikal auf das Target innerhalb des Reaktors geleitet. Vor dem Reaktor entfernt im Normalbetrieb ein Kicker-System 200 μs Pulse aus dem 600 GeV Protonenstrahl. Die kurzen extrahierten Strahlpulse von $\Delta t < 180 \mu\text{s}$ stehen dem Projekte ISOL@MYRRHA¹⁹ für die Erzeugung von radioaktiven Ionenstrahlen zur Verfügung [59].

4.9.2. Verstärkertechnik

Für den MYRRHA-Beschleuniger müssen 171 Kavitäten zuverlässig im Dauerstrichbetrieb mit HF-Leistung versorgt werden. Die höchsten Ansprüche an die Verstärkertechnik stellen die 94 elliptischen Kavitäten mit einem Leistungsbedarf von jeweils bis zu 50 kW bei einer Frequenz von 704,4 MHz.

Modular aufgebaute Festkörperverstärker von Thales²⁰ sollen den Zuverlässigkeitsanforderungen genügen. Zehn Module ergeben zusammen eine Verstärkereinheit mit 16 kW HF-Leistung. Durch die Kombination von vier Verstärkereinheiten können bis zu 64 kW bereitgestellt werden, was für die Versorgung einer elliptische Kavität im Hochenergiebereich mehr als ausreichend ist.

Beim Ausfall eines Verstärkermoduls ist die HF-Leistungsversorgung nicht gefährdet. Die Verstärkereinheit kann mit entsprechend reduzierter Ausgangsleistung weiter betrieben werden. Der Austausch der steckbaren Module in Festkörperverstärkern gestaltet sich einfach.

4.9.3. Kühltechnik

Die HF-Leistungsverluste in einem Supraleiter sind in erster Linie von der Temperatur und der Frequenz abhängig (siehe Gleichung 3.36). Wegen der quadratischen Zunahme des Oberflächenwiderstands mit der Frequenz, wird für die Kühlung der supraleitenden Kavitäten des Haupt-Linacs (352,2 bzw. 704,4 MHz) ein Kühlsystem mit 2 K kaltem Helium verwendet.

Obwohl für den Injektor mit der relativ niedrigen Frequenz von 176,1 MHz eine Heliumkühlung mit 4 K ausreichend ist, wird auf das für den Haupt-Linac benötigte Kühlsystem mit $T_{He} = 2 \text{ K}$ zurück gegriffen. Unterhalb des Lambdapunktes von Helium bei $T_{\lambda, He} = 2,17 \text{ K}$ wird der suprafluide Zustand erreicht. Die Blasenbildung und somit auch die Druckschwankungen im Heliumbad kommen zum Erliegen. Das Tuningsystem der supraleitenden Kavität muss folglich nicht die druckbedingten

¹⁹Isotope Separator On Line @ MYRRHA

²⁰<https://www.thalesgroup.com>

Frequenzschwankungen (Mikrophonie) ausgleichen. Anstatt die supraleitenden Kavitäten des Injektors mit 2 K zu kühlen, wäre es ebenso möglich das Helium aus dem Rücklauf der ersten Kavitäten des Haupt-Linacs zu verwenden.

Für die Kühltechnik des Beschleunigers gelten die gleichen hohen Anforderungen an die Zuverlässigkeit wie für die Teilchenbeschleuniger selbst. Der Ausfall des Kühlsystems birgt jedoch nicht notwendigerweise die Gefahr eines Strahlausfalls. Das flüssige Helium im Reservoir, in den Kühlleitungen und im Kryomodul bildet einen Kältespeicher, der erst nach einigen wenigen Minuten einen Quench verursachen könnte. In der Zwischenzeit kann der Fehler detektiert und behoben werden und notfalls ein langsames stressminimierendes Abschalten des beschleunigerbetriebenen Reaktors eingeleitet werden.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Das neuentwickelte Strahldynamikdesign für den MYRRHA-Injektor wurde im Hinblick auf eine hohe Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit optimiert und erfüllt alle Anforderungen des Kernreaktors. Das Grundkonzept des EUROTRANS-Injektors wurde für MAX überarbeitet und weiterentwickelt. Als Ergebnis dieser Arbeit konnte unter anderem die Qualität des Ausgangsstrahls deutlich verbessert werden. In der statistischen Fehleranalyse zeigt sich die Strahldynamik als äußerst robust und liefert selbst unter pessimistischen Fehlerannahmen eine Transmission von über 99,9 %. Das neue Injektorkonzept bietet wesentliche Vorteile gegenüber dem in „MAX Referenzdesign 2012“ vorgestellten Injektordesign und wird als neues „MAX Referenzdesign 2014“ für den MYRRHA-Injektor verwendet [60].

Die Entwicklungsgeschichte bis hin zum neuen Referenzdesign war ein sukzessiver Prozess mit zahlreichen iterativen Zwischenschritten. Mit dem Alternativdesign (C1, [61]) und dem konsolidierten Alternativdesign (C2) werden in dieser Arbeit auch die Meilensteine der Injektorentwicklung beschrieben. Die guten strahldynamischen Eigenschaften des neuen Injektordesigns (C3) konnten in Vergleichsrechnungen mit TraceWin am IN2P3@CNRS¹ bestätigt werden.

Neben der Strahldynamik wurden die benötigten Beschleunigerkavitäten entwickelt und ebenfalls für eine hohe Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit optimiert. Das HF-Design der CH-Strukturen ist für eine größtmögliche Ausfallsicherheit auf den Betrieb mit niedrigen elektrischen Feldgradienten, weit unterhalb der technischen Leistungsgrenzen und Möglichkeiten der jeweiligen Kavität, ausgelegt.

5.1. Longitudinale Strahldynamik

Für das neue Injektordesign wurde die Strahldynamik von Grund auf neu gestaltet. Anstelle der KONUS²-Strahldynamik kommen Strukturen mit konstanter Synchronphase und EQUUS³-Strukturen zum Einsatz. Somit konnte eine kompakte

¹Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules @ Centre National de la Recherche Scientifique, Orsay, Frankreich

²Kobinierte Nullgrad-Struktur

³Equidistant Multigap Structure

longitudinale Strahlausgangsverteilung ohne Teilchenschweife im Phasenraum erzeugt werden. Für eine bessere Diagnostik und Wartungsfreundlichkeit wurden in der Strahldynamik die Driftstrecken zwischen den Beschleunigerkavitäten und den Fokussierelementen verlängert. Eine gute Zugänglichkeit und Austauschbarkeit der Komponenten ist für eine hohe Verfügbarkeit des Injektors wichtig, erschwert jedoch vor allem aufgrund der Strahldivergenz im Niederenergiebereich das Strahldynamikdesign. Dennoch konnten für das neue Injektordesign niedrigere Emittanzwachstumswerte erzielt werden. Die entlang des Linacs langsam ansteigende Beschleunigungsspannung pro Kavität geht mit einem konstanten Verlauf des longitudinalen Phasenvorschubs einher und erwies sich für den Erhalt der Strahlqualität als am besten geeignet.

Zwei baugleiche Rebuncher-Strukturen nach dem 4-Rod-RFQ ermöglichen eine flexible longitudinale Strahlanpassung für die CH-Sektion. Die Rebuncher-Kavitäten sind kompakte Viertelwellenresonatoren mit jeweils zwei Spalten. Mit einer Anpassung der Spaltspannungskonfiguration können alle drei in dieser Arbeit verwendeten RFQ-Strahlausgangsverteilungen durch die CH-Sektion transportiert werden.

5.2. Transversale Strahldynamik

In den Strahldynamiksimulationen erwies sich die Fokussierung mit Quadrupoldublettlinen anstelle von Tripletlinen als vorteilhaft für den Strahltransport. Der kleinere maximale Aperturfüllfaktor, die geringere transversale Enveloppenoszillation und die eingesparte longitudinale Länge sind die wesentlichen Vorteile der Dublettfokussierung. Obwohl im neuen Injektordesign im Vergleich zum Referenzdesign 2012 die doppelte Anzahl an Fokussierelementen verwendet wird, konnte das transversale Emittanzwachstum stark reduziert werden.

Für die flexible transversale Strahlanpassung befindet sich zwischen den Rebuncher-Strukturen eine Quadrupoltriplettlinse. Somit können auch transversal alle verwendeten RFQ-Strahlausgangsverteilungen optimal an das Quadrupoldublettgitter angepasst werden. Dabei ist die Konfiguration der einzelnen Quadrupolmagnete der Tripletlinse asymmetrisch, so dass sich nach der Tripletlinse eine transversale Strahlenveloppe wie nach einer Dublettlinse ergibt.

5.3. HF-Design

Die normalleitenden CH-Strukturen besitzen ein Spaltprofil mit konstanter Phase. Nach drei Beschleunigungsspalten in der ersten CH-Kavität steigt die Spaltanzahl

sukzessive auf neun Spalte in der siebten Kavität an. Im supraleitenden Bereich kommen CH-Strukturen mit jeweils konstantem Spaltabstand zum Einsatz. Wegen der Längenbeschränkung auf 1,2 m, für eine einfachere Handhabung und Montierbarkeit der Kryomodule, steigt die Anzahl der Spalte von drei in der achten CH-Struktur auf sechs in den letzten dreien an.

Für den 4 mA Protonenstrahl ist die Apertur der normalleitenden CH-Strukturen mit 30 mm und der supraleitenden CH-Strukturen mit 40 bzw. 50 mm sehr großzügig ausgelegt. Dies wirkt sich zwar negativ auf die Shuntimpedanz aus, reduziert jedoch den Füllfaktor und steigert somit die Transmission des Strahls.

Die moderaten Beschleunigungsgradienten in den Kavitäten führen zu geringen Leistungsverlusten, die sich aufgrund der durchgängigen Driftrohrstützen der CH-Geometrie sehr gut mit Wasser bzw. flüssigen Helium kühlen lassen.

Konisch geformte Enddeckel erhöhen die Shuntimpedanz und bieten im Vergleich zu zylinderförmigen Einbuchtungen in normalleitenden Strukturen einen vereinfachten externen Zugang zu Verschraubungen am Flansch. In den supraleitenden CH-Kavitäten sind die konischen Enddeckel mit Versteifungsklammern für eine niedrige Drucksensitivität von Vorteil. Der Verzicht auf Rippen, die in anderen am IAP entwickelten CH-Strukturen Stützen, Tuner und Koppler tragen, erfordert weniger Schweißnähte bei der Herstellung und erhöht die mechanische Steifigkeit des Tanks. Das Profil der CH-Stützen wurde für minimale elektrische Oberflächenfelder optimiert.

5.4. Ausblick

Der zukünftige Fortschritt beim Aufbau des Forschungsreaktors MYRRHA hängt maßgeblich von der Förderung und Finanzierung ab. Innerhalb des MAX-Projektes wurde ein konzeptionelles Design des Linacs für MYRRHA mit dem Hauptaugenmerk auf die Zuverlässigkeit entwickelt, welches alle Anforderungen an das Strahldynamikdesign erfüllt. Die experimentelle Bestätigung des Linac-Designs erfolgte mit HF-Tests an verschiedenen Prototypkavitäten. Für die Demonstration des MYRRHA-Injektors im Strahlbetrieb mit einem vollständig entwickelten Diagnose- und Kontrollsystem wurde MYRTE⁴ als Nachfolgerprogramm von MAX aufgestellt. Neben dem Injektor soll exemplarisch für die Beschleunigertanks des Haupt-Linacs ein Kryomodul mit Spoke-Kavitäten aufgebaut werden (siehe Tabelle 5.1). Ein entsprechender Förderantrag in Bezug auf das europäische Rahmenforschungsprogramm Horizon 2020⁵ wurde eingereicht.

⁴MYRRHA Research and Transmutation Endeavour

⁵<http://www.ec.europa.eu/programmes/horizon2020/>

Aufgabe	Partner
Bau des 4-Rod-RFQ	IAP
Bau eines Festkörperverstärkerprototyps	SCK • CEN
Entwicklung der digitalen LLRF	CNRS
Weiterentwicklung des Strahldiagnosesystems	CEA
Entwicklung des Kontrollsystems im Hinblick auf die Zuverlässigkeit	Cosylab
Entwicklung von Strahldynamikcodes	CEA
Aufbau & Inbetriebnahme des Injektors	SCK • CEN
Raumladungsexperimente	CNRS
Zuverlässigkeitsanalyse von LINAC4	CERN
Entwicklung der Spoke-Kavitäten für MYRRHA	CNRS
Test der CH-Strukturen mit Protonenstrahl	IAP
Kostenabschätzung für MYRRHA	SCK • CEN

Tabelle 5.1.: Für das Förderprogramm Horizon 2020 eingereichter Vorschlag über den Aufgabenplan von MYRTE (WP2) zur weiteren Entwicklung von MYRRHA



Abbildung 5.1.: Skizze von der geplanten MYRRHA-Anlage. Das Gebäude im hinteren Bereich beherbergt die Injektoren. Über den knapp 250 m langen Haupt-Linac gelangen die Protonen innerhalb des vorderen Gebäudes zum Reaktor. (Bildquelle: SCK • CEN, <http://myrrha.sckcen.be/>)

6. Danksagungen

An dieser Stelle bedanke ich mich bei allen, die mich während meiner Promotionszeit betreut und begleitet haben. In erster Linie gilt mein Dank Prof. Dr. Holger Podlech und Prof. Dr. Oliver Kester, die als Gutachter meiner Doktorarbeit ihre kostbare Zeit aufbrachten. Für die intensive Betreuung während meiner gesamten Promotionszeit bedanke ich mich sehr herzlich bei Prof. Dr. Holger Podlech, Prof. Dr. Ulrich Ratzinger und Prof. Dr. Horst Klein († Dez. 2012). Allen Kollegen der Linac AG und des IAP gilt mein Dank für die vielen anregenden fachlichen Gespräche und die schöne Zeit auf diversen Konferenzen. An dieser Stelle bedanke ich mich für die Unterstützung während meines Studiums bei meiner Familie und insbesondere bei meiner Frau Melissa Mäder.

Diese Arbeit wurde durch die Europäische Atomgemeinschaft (Euratom) über das Programm MAX innerhalb des Rahmenförderprogramms FP7 unterstützt. Neben den Förderern von MAX bei Euratom bedanke ich mich bei meinen europäischen Freunden und Partnern aus der MAX-Kollaboration für die Zusammenarbeit bei der Forschung und Entwicklung des Beschleunigers für MYRRHA.

Literaturverzeichnis

- [1] MUELLER, A.C.: Prospects for transmutation of nuclear waste and associated proton-accelerator technology. In: *The European Physical Journal Special Topics* 176 (2009), September, Nr. 1, S. 179–191
- [2] AHMAD, A. ; SHEEHY, S.L. ; PARKS, G.T.: The effect of beam interruptions on the integrity of ADSR fuel pin cladding: A thermo-mechanical analysis. In: *Annals of Nuclear Energy* 46 (2012), August, S. 97–105
- [3] BRUYN, D. D. ; LARMIGNAT, S. ; HUNE, A. W. ; MANSANI, L. ; RIMPAULT, G. ; ARTIOLI, C.: Main Design Achievements of the XT-ADS and EFIT Systems within the FP6 IP-EUROTRANS Integrated Project, Proceedings of ICAPP 2010, San Diego, Ca, USA, June 13-17 2010. – Paper 10112
- [4] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 2008
- [5] SCHEMPP, A.: RFQ Ion Accelerators. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 45 (1990), Januar, Nr. 1-4, S. 302 – 306
- [6] MÄDER, D. ; KLEIN, H. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; VOSSBERG, M. ; ZHANG, C.: Development of CH-Cavities for the 17 MeV MYRRHA-Injector, Proceedings of IPAC2011, San Sebastian, Spain, 2011. – WEPS038
- [7] CHRISTOFILOS, N.: *Focussing system for ions and electrons*. 1956
- [8] REISER, M.: *Theory and Design of Charged Particle Beams*. Wiley-Interscience, 1994
- [9] GERIGK, F. ; HOFMANN, I.: Beam Dynamics of Non-Equipartitioned Beams in the Case of the SPL Project at CERN, proceedings of PAC2001, Chicago, 2001
- [10] HOFMANN, I.: Space Charge Resonances in High-Intensity Beams, Proceedings of Hadron Beam 2008, Nashville, Tennessee, USA, 2008. – WGA20
- [11] ALVAREZ, L.W. ; BRADNER, H. ; FRANCK, J.V. ; GORDON, H. ; GOW, J.D. ; MARSHALL, L.C. ; OPPENHEIMER, F. ; PANOFSKY, W.K.H. ; RICHMOND, C. ; WOODWARD, J.R.: Berkeley Proton Linear Accelerator. In: *Rev. Sci. Instr.* 26 (1955), Nr. 111

-
- [12] ISING, G: Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl. In: *Ark. Mat. Astron. Fys.* 18 (1924), Nr. 30, S. 1–4
- [13] WIDERÖE, R: A New Principle for the Generation of High Voltage. In: *Arch. Elektrotech.* 4 (1928), Nr. 21, S. 387
- [14] WANGLER, T.P.: *RF Linear Accelerators*. Second, Completely Revised and Enlarged Edition. Wiley-VCH, 2008
- [15] RATZINGER, U.: *Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen*. 1998 Habilitationsschrift
- [16] HEILMANN, M. ; CLAESSENS, C. ; MÄDER, D. ; MEUSEL, O. ; RATZINGER, U. ; SCHEMPP, A. ; SCHWARZ, M.: A Coupled RFQ-IH Cavity for the Neutron Source FRANZ, Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, 2013. – THP-WO017
- [17] SCHEMPP, A. ; ALESSI, J. ; RAPARIA, D. ; RATZINGER, U. ; SNYDSTRUP, L. ; TIEDE, R. ; ZHANG, C.: RFQ and IH Accelerators for the New EBIS Injector at BNL, Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, 2007. – TUPAN021
- [18] TIEDE, R.: *Simulationswerkzeuge für die Berechnung hochintensiver Ionenbeschleuniger*, Goethe Universität Frankfurt am Main, Diss., 2009
- [19] TIEDE, R. ; CLEMENTE, G. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; SAUER, A. ; MINAEV, S.: LORASR Code Development. Proceedings of EPAC, Edinburgh, Scotland, Juni 2006, S. 2194 – 2196. – WEPCH118
- [20] SLATER, J.C.: *Microwave Electronics*. D. Van Nostrand Company, 1950
- [21] KILPATRICK, W.D.: Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc. In: *Scientific Instruments* 28 (10): 824-821 (1957)
- [22] GERHARD, A. ; BOLME, G. ; BRUTSCHER, J. ; HUTCHEON, R. ; KLEIN, H. ; KURZ, M. ; SCHEMPP, A.: RF Sparking in Accelerator Cavities, proceedings of EPAC-1, Rome, Italy, Juni 1988, S. 1108 – 1110
- [23] SCHEMPP, A.: *Beiträge zur Entwicklung des Radiofrequenz-Quadrupol*. 1990 Habilitationsschrift
- [24] FISCHER, U. ; GOMERINGER, R. ; HEINZLER, M. ; KILGUS, R. ; NÄHER, F. ; OESTERLE, S. ; PAETZOLD, H. ; STEPHAN, A.: *Tabellenbuch Metall*. Europa Lehrmittel Verlag, 2008
- [25] KUCHLING, Horst: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 1999
- [26] PODLECH, H.: Superconducting versus normal conducting cavities. In: *arxiv.org* (2013), März. – arXiv:1303.6552, contribution to the CAS - CERN Accelerator

- School: Course on High Power Hadron Machines; 24 May - 2 Jun 2011, Bilbao, Spain
- [27] PADAMSEE, H. ; KNOBLOCH, J. ; HAYS, T.: *RF Superconductivity for Accelerators*. Wiley series in beam physics and accelerator technology, 1998
- [28] CHOU, C. ; WHITE, D. ; JOHNSTON, H.L.: Heat Capacity in the Normal and Superconducting States and Critical Field of Niobium. In: *Phys. Rev.* 109, 788 (1958)
- [29] MEER, K. van d. ; GOLDBERG, M.B. ; LEHMANN, E.H. ; ABDERRAHIM, H. A. ; BAR, D. ; BERKOVITS, D. ; DAUM, M. ; DEKELVER, S. ; FOUCHER, Y. ; GERBER, J. ; GESTEL, F. V. ; HAJDAS, W. ; LINDER, H.-P. ; MALAMBU, E. ; MARDOR, I. ; OEYEN, J. ; SAPHIER, D. ; SHOR, A. ; WILLEKENS, M. ; YARIV, Y.: Spallation yields of neutron produced in thick lead/bismuth target by proton at incident energies of 420 and 590 MeV. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 217 (2004), S. 202–220
- [30] BIARROTTE, J.-L. ; KLEIN, H. ; MUELLER, A.C. ; PIERINI, P. ; VANDEPLASSCHE, D.: Accelerator Reference Design for the MYRRHA European ADS Demonstrator, Proceedings of LINAC10, Tsukuba, Japan, 12. - 17. Sep. 2010. – TUP020
- [31] VANDEPLASSCHE, D. ; BIARROTTE, J.-L. ; KLEIN, H. ; PODLECH, H.: The MYRRHA Linear Accelerator, IPAC2001, San Sebastian, Spain, 4. - 9. September 2011. – WEPS090
- [32] BIARROTTE, J.L.: EUROTRANS Final Report: Accelerator Design, Performances, Costs & Associated Road-Map. 2010. – Forschungsbericht
- [33] PITIGOI, A.E. ; RAMOS, P.F.: MAX Deliverable 4.4: Reliability model of the MYRRHA Linac / Empresarios Agrupados Internacional, Spain. 2014. – Forschungsbericht
- [34] BIARROTTE, J.L. ; BOULY, F. ; CARNEIRO, J.-P. ; URIOT, D. ; VANDEPLASSCHE, D.: Design of the MYRRHA 17-600 MeV Superconducting Linac, Proceedings of SRF2013, Paris, France, 2013. – MOP018
- [35] BIARROTTE, J.L.: Reliability and fault tolerance in the European ADS project. In: *arxiv.org* (2013), 31. Juli. – arXiv:1307.8304
- [36] SEIDEL, M. ; BAUMGARTEN, Ch. ; BOPP, M. ; GRILLENBERGER, J. ; LEE, Y. ; KISELEV, D. ; MEZGER, A. ; MÜLLER, H. ; SCHNEIDER, M. ; STRINNING, A.: Towards the 2 MW Cyclotron and latest Development at PSI, Proceedings of Cyclotrons 2010, Lanzhou, China, 2010. – TUM1CIO01

-
- [37] PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; KLEIN, H. ; COMMENDA, C. ; LIEBERMANN, H. ; SAUER, A.: Superconducting CH structure. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* (2007)
- [38] DZIUBA, F. ; AMBERG, M. ; AULENBACHER, K. ; BARTH, W. ; BUSCH, M. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; MICKAT, S.: Superconducting CH Cavities for Heavy Ion Acceleration, proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, 12. - 17. Mai 2013. – THPWO016
- [39] PODLECH, H. ; ET al.: *wird demnächst veröffentlicht*
- [40] BIARROTTE, J.L. ; BOUSSON, S. ; JUNQUERA, T. ; MUELLER, A.C. ; OLIVIER, A.: A reference Accelerator scheme for ADS applications. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* (2006), März
- [41] ZHANG, C. ; KLEIN, H. ; MÄDER, D. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; SCHEMPP, A. ; TIEDE, R.: From EUROTRANS to MAX: New Strategies and Approaches for the Injector Development. Proceedings of IPAC2011, San Sebastian, Spain, 2011. – WEPS043
- [42] DE BRUYN, D. ; ARTIOLI, C. ; LARMIGNAT, S. ; MANSANI, L. ; RIMPAULT, G. ; HUNE, A. W.: Accelerator Driven Systems for Transmutation: Main Design Achievements of the XT-ADS and EFIT Systems within the FP6 IP-EUROTRANS Integrated Project, Proceedings of ICAPP'10, San Diego, CA, USA, 13. - 17. Juni 2010. – Paper 10112
- [43] KOSER, D. ; BASTEN, M. ; MÄDER, D. ; NOLL, D. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; SCHWARZ, M. ; SEIBEL, A. ; VOSSBERG, M.: Buncher-Cavities for the MYRRHA Injector LINAC, Verhandl. DPG (VI) 49, 1/2014., 2014
- [44] BIARROTTE, J.L ; KLEIN, H. ; MÄDER, D. ; PODLECH, H. ; TIEDE, R. ; URIOT, D. ; VANDEPLASSCHE, D. ; ZHANG, C.: MAX Deliverable Number 1.2 - Design fine-tuning & beam simulation codes benchmarking. 2013. – Forschungsbericht
- [45] PETRY, N.: *Error-studies zum 17MeV Injektor für das MYRRHA-Projekt*, Goethe Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, Mai 2014
- [46] GOBIN, R. ; BEAUVAIS, P.-Y. ; CHARRUA, G. ; COMTEU, N. ; DELFERRIÈRE, O. ; MENEZES, D. de ; FERDINAND, R. ; GAULTIER, Y. ; HARRAULT, F. ; LEHERISSIER, P. ; PAQUET, J.-Y.: Development of a Permanent Magnet ECR Source to Produce a 5 mA Deuteron Beam at CEA Saclay, Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, Germany, 16. - 20. August 2004. – MOP73
- [47] SALEMME, R ; BIARROTTE, J.-L. ; BAYLAC, M. ; PODLECH, H. ; URIOT, D. ; VANDEPLASSCHE, D. ; MEDEIROS ROMAO, L. ; CARNEIRO, J.-P.: The

- R&D@UCL program in support of the MYRRHA linear accelerator. Proceedings of TCADS-2, Nantes, France, 21. - 23. Mai 2013
- [48] BIARROTTE, J.-L. ; MÄDER, D. ; PODLECH, H. ; VANDEPLASSCHE, D. ; ZHANG, C.: MAX Deliverable 1.2 - Design fine-tuning & beam simulation codes bechnmarking. 2013. – Forschungsbericht
- [49] SIEBER, T.: *Entwicklung von 4-Rod- und IH-RFQ-Beschleunigern für radioaktive Ionenstrahlen bei REX-ISOLDE und MAFF*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 22. Mai 2001
- [50] VOSSBERG, M. ; BECHTOLD, A. ; LENZ, C. ; PODLECH, H. ; SCHEMPP, A.: RF Measurement During CW Operation of an RFQ Prototype, proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, 12. - 17. Mai 2013. – WEPFI009
- [51] BECHTOLD, A. ; MAUS, J. ; RITTER, G.: New Approaches in High Power RFQ Technology, Proceedings of IPAC2011, San Sebastian, Spain, 2011. – THPS094
- [52] KOSER, D.: *Design of Room Temperature Rebuncher-Cavities for the MYRRHA Injector-Linac*. 2014. – wird demnächst veröffentlicht
- [53] MÄDER, D. ; KLEIN, H. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U. ; ZHANG, C.: Status of CH Cavity and Solenoid Design of the 17 MeV Injector for MYRRHA. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, 2012. – THPB009
- [54] SEIBEL, A.: *Entwicklung und Test des 175 MHz CH-Rebunchers für das FRANZ-Projekt*, Goethe Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 01. Dezember 2013
- [55] PODLECH, H. ; AMBERG, M. ; BECHTOLD, A. ; BUSCH, M. ; DZIUBA, F. ; RATZINGER, U. ; ZHANG, C.: Recent Developments on Superconducting CH-Structures and Future Perspectives, Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 2008. – THP011
- [56] BUSCH, M. ; AMBERG, M. ; DZIUBA, F.D. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U.: Cold Power Test of the sc 325 MHz CH-Cavity, Proceedings of Linac14, Geneva, Switzerland, 31.08. - 05.09. 2014. – THPP068
- [57] AMBERG, M. ; AULENBACHER, K. ; BARTH, W. ; BUSCH, M. ; DZIUBA, F. ; MICKAT, S. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U.: Structural Mechanical Analysis of Superconducting CH Cavities, Proceedings of SRF2011, Chicago, IL USA, 2011. – MOP035
- [58] AMBERG, M. ; AULENBACHER, K. ; BUSCH, M. ; DZIUBA, F. ; PODLECH, H. ; RATZINGER, U.: Microphonic Analysis of the SC 325 MHz CH-Cavity, Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, 2013. – WEPWO005

- [59] POPESCU, L.: Nuclear-physics application of MYRRHA. In: *EPJ Web of Conferences* 66 (2014), 20. März, Nr. 10011. <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20146610011>. – INPC 2013
- [60] MÄDER, D. ; BASTEN, M. ; KOSER, D. ; LENZ, H.C. ; PETRY, N.F. ; PODLECH, H. ; SCHEMPP, A. ; SCHWARZ, M. ; VOSSBERG, M.: R&D of the 17 MeV MYRRHA Injector, proceedings of LINAC2014, Geneva, Switzerland, 2014. – MOPP064
- [61] MÄDER, D. ; KOSER, D. ; PODLECH, H. ; SCHEMPP, A.: Consolidated Design of the 17 MeV Injector for MYRRHA, proceedings of SRF2013, Paris, France, 2013. – MOP065
- [62] FACCO, A.: Tutorial on Low Beta Cavity Design, Proceedings of the 12th International Workshop on RF Superconductivity, Cornell University, Ithaca, New York, USA, 10. - 15. Juli 2005. – SUA04

A. Europäische Partner für MAX

Kürzel	Partner	Land
ACS	Accelerators an Cryogenic Systems	Frankreich
ADEX	Adaptive Predictive Expert Control	Spanien
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique	Frankreich
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique	Frankreich
EA	Empresarios Agrupados Internacional	Spanien
FE-UCP	Faculty of Engineering, Catholic University of Portugal	Portugal
IAP	Institut für Angewandte Physik, Goethe Universität Frankfurt	Deutschland
INFN	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare	Italien
KUL	Katholieke Universiteit Leuven	Belgien
SCK • CEN	Studiecentrum voor Kernenergie - Centre d'Étude de l'Énergie Nucléaire	Belgien
TED	Thales Electron Devices	Frankreich

Tabelle A.1.: Die im MAX-Programm beteiligten Institute und Firmen.

B. Strahldynamik

B.1. Energiezuwachs und Phasenkonfiguration

B.1.1. Design B

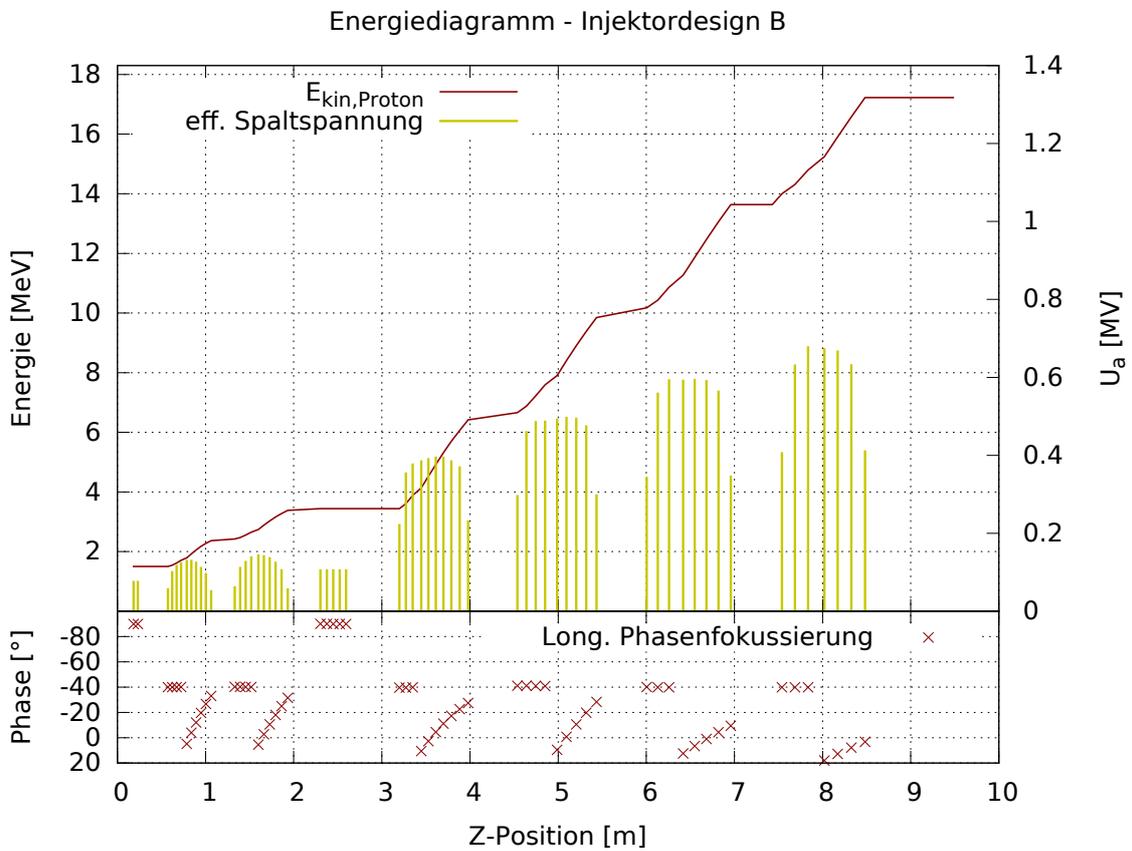


Abbildung B.1.: Die Teilchenenergie von 17 MeV wird in Design B bereits nach einer 9,48 m langen CH-Sektion erreicht. Das verwendete KONUS-Strahldynamikdesign ist anhand der Phasenkonfiguration der Beschleunigungsspalte zu erkennen.

B.1.2. Design C1

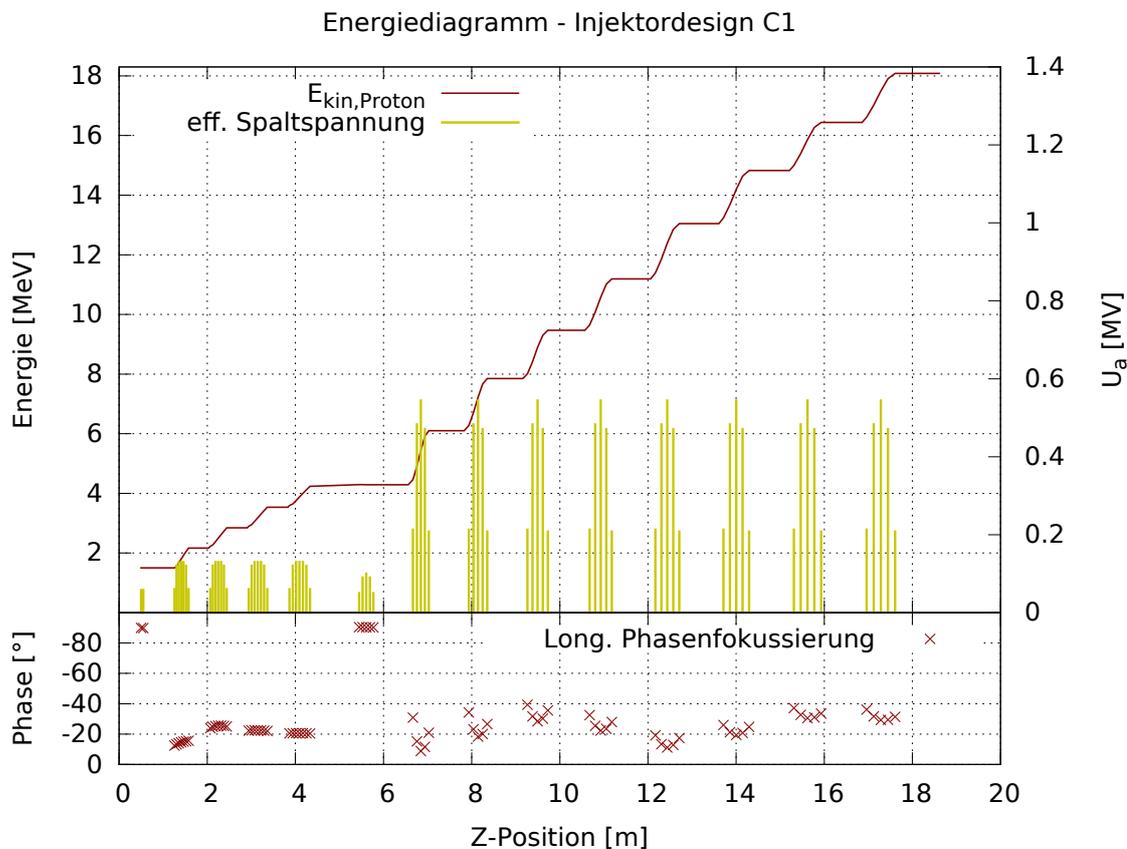


Abbildung B.2.: Gezeigt ist die Energiezunahme der Protonen in Injektordesign C1. Im normalleitenden Bereich werden Kavitäten mit konstanter Phase verwendet. Die supraleitenden CH-Strukturen besitzen äquidistante Spaltabstände, erkennbar an den u-förmigen Verlauf im Phasendiagramm.

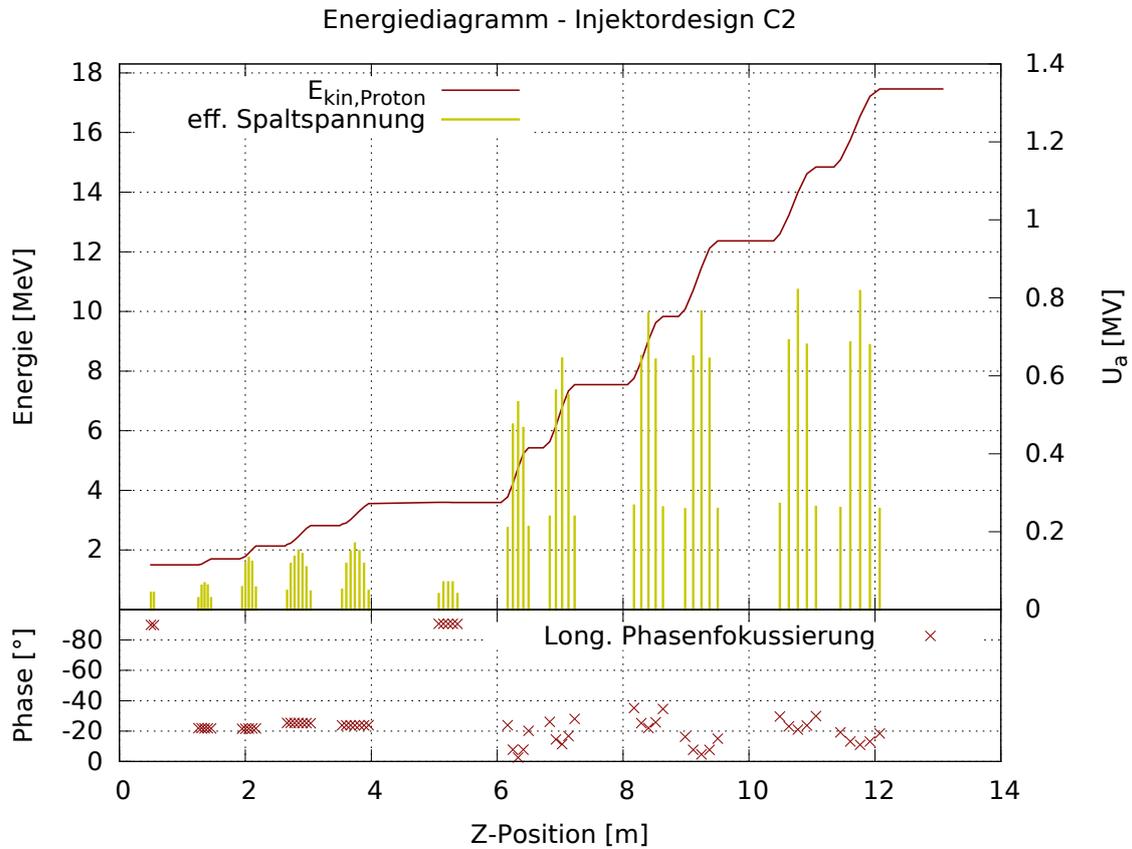
B.1.3. Design C2

Abbildung B.3.: Die Übergangsenergie zum supraleitenden CH-Abschnitt beträgt in Design C2 3,60 MeV. Die supraleitenden CH-Strukturen sitzen paarweise in einem Kryomodul, was den longitudinalen Abstand verkürzt.

B.1.4. Design C3

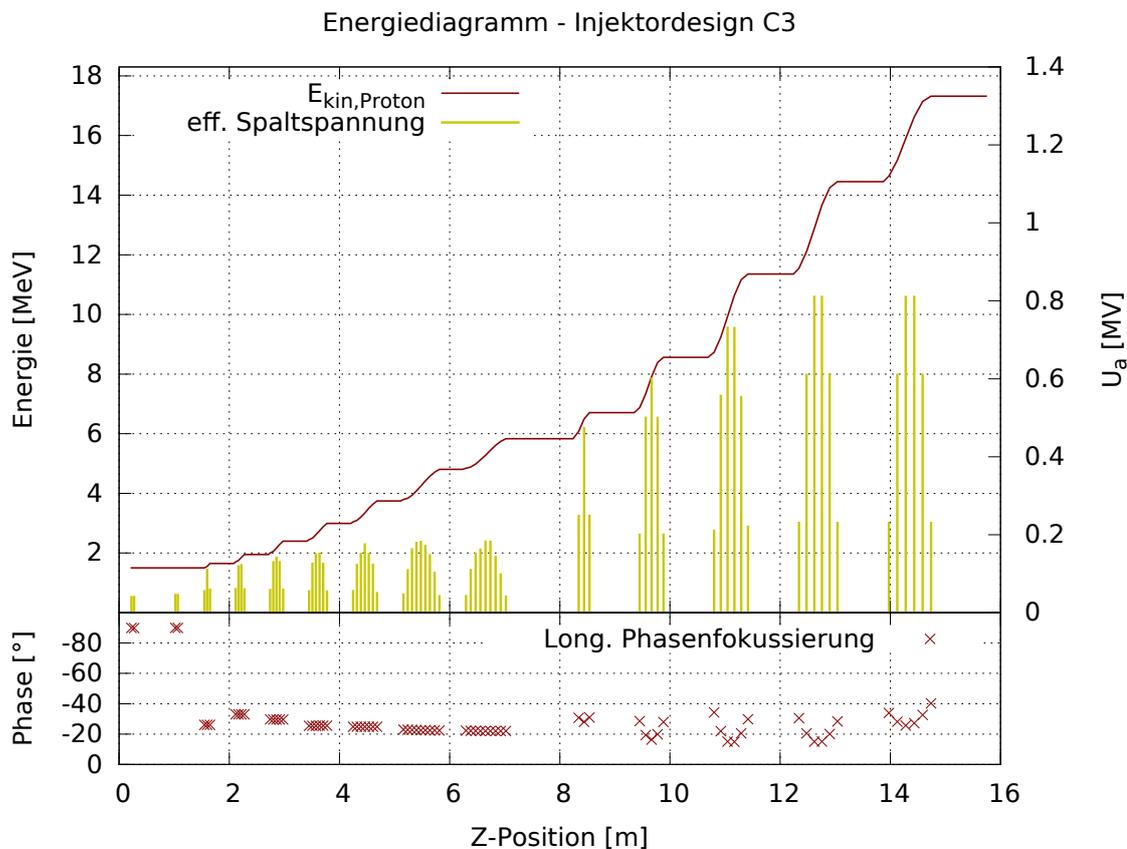


Abbildung B.4.: Im Injektordesign C3 beginnt der CH-Abschnitt zur flexiblen Strahlanpassung nach dem RFQ mit zwei benachbarten Rebuncher-Strukturen. Im normalleitenden Abschnitt wird der Protonenstrahl auf 5,87 MeV beschleunigt.

B.2. Emittanz

Design	$\epsilon_{x,rms}$ [mm mrad]/[%]			$\epsilon_{y,rms}$ [mm mrad]/[%]			$\epsilon_{z,rms}$ [keV ns]/[%]		
	Eingang	Ausgang	Wachst.	Eingang	Ausgang	Wachst.	Eingang	Ausgang	Wachst.
B	0,220	0,279	26,8	0,216	0,272	25,9	1,007	1,390	38,0
C1	0,251	0,324	29,1	0,239	0,311	30,1	1,164	1,324	13,8
C2	0,206	0,252	22,3	0,210	0,241	14,8	0,639	0,761	19,1
C3	0,206	0,247	19,9	0,210	0,247	17,6	0,639	0,707	10,6

Tabelle B.1.: Gezeigt sind die Eingangs- und Ausgangs-RMS-Emittanzen sowie das jeweilige prozentuale Emittanzwachstum der verschiedenen entwickelten CH-Sektionen (Design B und C1 bis C3). Die Werte für die Eingangsemittanzen sind wegen den unterschiedlichen verwendeten RFQ-Designs nicht einheitlich.

B.3. Phasenvorschub

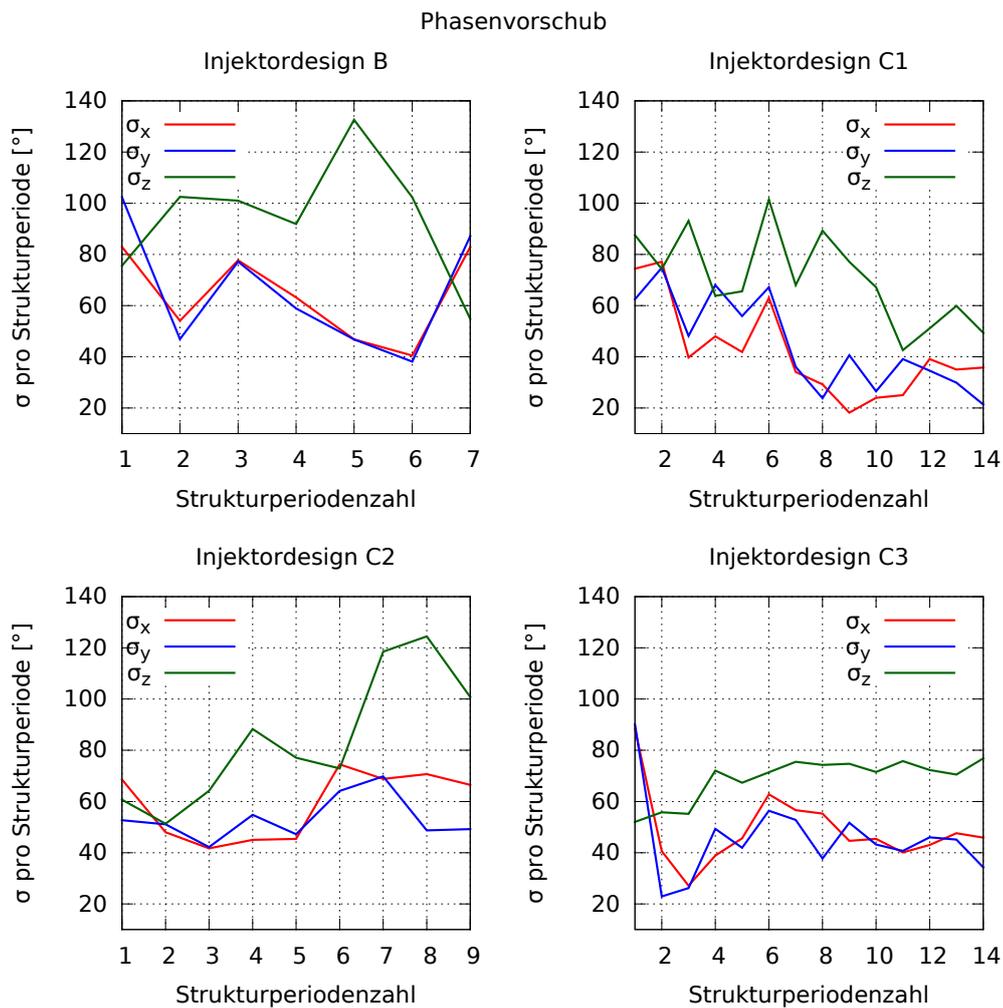


Abbildung B.5.: Im Injektordesign C3 ist mit $\sigma_z \approx 75^\circ$ ein relativ konstanter longitudinaler Phasenvorschub erzielt worden. Der instabile Bereich für $\sigma > 90^\circ$ wird nicht betreten.

C. HF-Design

C.1. HF-Parameter für das Teilchenstrahldynamikdesign

Design	p_c [kW/m]	E_p [MV/m]	B_p [mT]
B	30	31	36
C1	26	25	38
C2	25	25	50
C3	29	25	57
<i>Haupt-Linac</i>		<i>35</i>	<i>60</i>
<i>zuverlässig</i>		<i>30-35</i>	<i>60-70</i>
<i>bereits erzielt</i>	<i>116</i>	<i>60</i>	<i>120</i>

Tabelle C.1.: Die in der Tabelle aufgeführten Parameter geben den im jeweiligen Injektordesign höchsten erreichten Wert für die Beschleunigerstrukturen an. Für eine hohe Zuverlässigkeit werden die Kavitäten fern von ihrem Limit betrieben, was im Vergleich zu den bereits in Beschleunigern erzielten Werten auffällt. Zum Vergleich sind neben den verwendeten Parameter für den supraleitenden Haupt-Linac die Parameter für einen Zuverlässigen Betrieb angegeben [62, 34]. Die 116 kW/m wurden am Vier-Stützen-Modell des RFQ-Prototypen für MYRRHA erreicht (siehe Abschnitt 4.5) [39].

C.2. Spaltprofil der normalleitenden CH-Strukturen aus Design C3

Die Spaltlängen L_{SL} und Spaltmittenabstände L_{SM} befinden sich in Tabelle C.2. Daraus ergeben sich die Driftrohrängen L_{DL} mit Gleichung C.1.

$$L_{DL(i)} = L_{SM(i)} - \frac{1}{2} (L_{SL(i)} + L_{SL(i+1)}) \quad (\text{C.1})$$

Parameter	CH1	CH2	CH3	CH4	CH5	CH6	CH7
L_{SM1} [mm]	48,820	51,877	56,190	61,983	68,937	76,761	86,537
L_{SM2} [mm]	50,253	53,247	57,607	63,284	70,092	77,710	87,372
L_{SM3} [mm]	-	54,679	59,191	64,865	71,546	79,118	88,541
L_{SM4} [mm]	-	-	60,618	66,435	73,188	80,677	89,808
L_{SM5} [mm]	-	-	-	67,725	74,614	82,232	91,201
L_{SM6} [mm]	-	-	-	-	75,745	83,678	92,569
L_{SM7} [mm]	-	-	-	-	-	84,907	93,654
L_{SM8} [mm]	-	-	-	-	-	85,752	94,400
L_{SL1} [mm]	24,232	25,780	27,937	30,842	34,328	38,265	43,170
L_{SL2} [mm]	24,811	26,330	28,487	31,338	34,772	38,618	43,476
L_{SL3} [mm]	25,395	27,055	29,264	32,084	35,444	39,229	43,995
L_{SL4} [mm]	-	27,590	30,021	32,880	36,230	39,984	44,611
L_{SL5} [mm]	-	-	30,536	33,595	37,000	40,767	45,279
L_{SL6} [mm]	-	-	-	34,053	37,633	41,517	45,975
L_{SL7} [mm]	-	-	-	-	38,028	42,183	46,588
L_{SL8} [mm]	-	-	-	-	-	42,697	47,037
L_{SL9} [mm]	-	-	-	-	-	42,992	47,297

Tabelle C.2.: Spaltlängen $L_{SL(i)}$ und Spaltmittenabstände $L_{SM(i)}$ zu den normalleitenden Beschleunigerstrukturen aus Design C3

C.3. HF-Verluste der normalleitenden Kavitäten

Kavität	simulierte Kühlleistung [kW]	normierte Kühlleistung [kW]
QWR1	1,56	1,84
QWR2	1,98	2,33
CH1	7,21	8,48
CH2	9,51	11,19
CH3	12,15	14,29
CH4	14,00	16,47
CH5	16,80	19,76
CH6	22,67	26,67
CH7	20,74	24,40
<i>Summe</i>	<i>106,62</i>	<i>125,44</i>

Tabelle C.3.: Die benötigte Kühlleistung für die normalleitenden Kavitäten ergibt sich aus den mit CST MWS simulierten Leistungsverlusten. Erfahrungsgemäß entspricht der simulierte Wert für die Leistungsverluste 85 % der tatsächlichen Verluste eines realen Beschleunigers ($\pm 5\%$), weswegen eine Normierung über $P_{sim} = 0,85P_{erwartet}$ erfolgt.

D. Longitudinale Maße und Abstände in Design C3

Tabelle D.1, Tabelle D.2, Tabelle D.3 und Tabelle D.4 beschreiben die Positionen von wichtigen Beschleunigerkomponenten im Strahlengang von Injektordesign C3. Die Hohlraumresonatoren sind in jeweils drei Abschnitte unterteilt. Der erste Abstand bezieht sich auf die Strecke von der vorderen Außentankdeckelwand bis zur ersten Spaltmitte, der zweite beschreibt die Strecke von der ersten bis zur letzten Spaltmitte und der dritte gibt die Strecke von der letzten Spaltmitte bis zur hinteren Außentankdeckelwand an.

Nr.	Komponente	$L_{Komp.}$ [mm]	L_{tot} [mm]
1	4-Rod-RFQ	4200	0
2	Ablenkmagnet A1	50	4200
3	Phasensonde	50	4250
4	Balg	50	4300
5	2 Spalt Rebuncher - A1 (bis erste Spaltmitte)	75	4350
6	2 Spalt Rebuncher - A2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	49	4425
7	2 Spalt Rebuncher - A3 (von letzter Spaltmitte)	75	4474
8	Phasensonde	50	4549
9	Balg	50	4599
10	Quadrupoltriplettlinse	250	4649
11	Balg	50	4899
12	Ablenkmagnet A2	50	4949
13	Strahllagemonitor	50	4999
14	Strahltransformator	96	5049
15	2 Spalt Rebuncher - B1 (bis erste Spaltmitte)	75	5145
16	2 Spalt Rebuncher - B2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	49	5220
17	2 Spalt Rebuncher - B3 (von letzter Spaltmitte)	75	5269
18	Phasensonde	50	5344
19	Balg	50	5394
20	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	5444

Tabelle D.1.: Maße und Abstände der in Injektordesign C3 verwendeten Komponenten. [Teil 1 von 4]

Position	Komponente	$L_{Komp.}$ [mm]	L_{tot} [mm]
21	Balg	50	5644
22	CH1 – 1 (bis erste Spaltmitte)	58	5694
23	CH1 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	100	5752
24	CH1 – 3 (von letzter Spaltmitte)	58	5852
25	Phasensonde	50	5910
26	Balg	50	5960
27	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	6010
28	Balg	50	6210
29	CH2 – 1 (bis erste Spaltmitte)	58	6260
30	CH2 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	160	6318
31	CH2 – 3 (von letzter Spaltmitte)	59	6478
32	Phasensonde	50	6537
33	Balg	50	6587
34	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	6637
35	Balg	50	6837
36	CH3 – 1 (bis erste Spaltmitte)	59	6887
37	CH3 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	234	6946
38	CH3 – 3 (von letzter Spaltmitte)	61	7180
39	Phasensonde	50	7241
40	Balg	50	7291
41	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	7341
42	Balg	50	7541
43	CH4 – 1 (bis erste Spaltmitte)	61	7591
44	CH4 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	325	7652
45	CH4 – 3 (von letzter Spaltmitte)	63	7977
46	Phasensonde	50	8040
47	Balg	50	8090
48	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	8140
49	Balg	50	8340
50	CH5 – 1 (bis erste Spaltmitte)	63	8390
51	CH5 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	435	8453
52	CH5 – 3 (von letzter Spaltmitte)	65	8888
53	Phasensonde	50	8953
54	Balg	50	9003
55	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	9053
56	Balg	50	9253

Tabelle D.2.: Maße und Abstände der in Injektordesign C3 verwendeten Komponenten. [Teil 2 von 4]

Position	Komponente	$L_{Komp.}$ [mm]	L_{tot} [mm]
57	CH6 – 1 (bis erste Spaltmitte)	65	9303
58	CH6 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	651	9368
59	CH6 – 3 (von letzter Spaltmitte)	67	10019
60	Phasensonde	50	10086
61	Balg	50	10136
62	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	10186
63	Balg	50	10386
64	CH7 – 1 (bis erste Spaltmitte)	67	10436
65	CH7 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	660	10503
66	CH7 – 3 (von letzter Spaltmitte)	72	11163
67	Phasensonde	50	11235
68	Ablenkmagnet B	50	11285
69	Balg	50	11335
70	Quadrupoldublettlinse (kurz)	200	11385
71	Diagnosesektion	500	11585
72	Kollimator	30	12085
73	Ablenkmagnet B	50	12115
74	Balg	50	12165
75	Warm-Kalt-Übergang	100	12215
76	CH8 – 1 (bis erste Spaltmitte)	170	12315
77	CH8 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	196	12485
78	CH8 – 3 (von letzter Spaltmitte)	170	12681
79	Kalt-Warm-Übergang	100	12851
80	Phasensonde	50	12951
81	Balg	50	13001
82	Quadrupoldublettlinse (lang)	220	13051
83	Balg	50	13271
84	Warm-Kalt-Übergang	100	13321
85	CH9 – 1 (bis erste Spaltmitte)	172	13421
86	CH9 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	431	13593
87	CH9 – 3 (von letzter Spaltmitte)	172	14024

Tabelle D.3.: Maße und Abstände der in Injektordesign C3 verwendeten Komponenten. [Teil 3 von 4]

Für die Diagnosesektion sind folgende Komponenten vorgesehen: Faraday-Tasse, Halo-Monitor, Strahllagemonitor, Strahltransformator, Anschlüsse für Pumpen und Vakuumschieber.

Position	Komponente	$L_{Komp.}$ [mm]	L_{tot} [mm]
88	Kalt-Warm-Übergang	100	14196
89	Phasensonde	50	14296
90	Balg	50	14346
91	Quadrupoldublettlinse (lang)	220	14396
92	Balg	50	14616
93	Warm-Kalt-Übergang	100	14666
94	CH10 – 1 (bis erste Spaltmitte)	176	14766
95	CH10 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	615	14942
96	CH10 – 3 (von letzter Spaltmitte)	176	15557
97	Kalt-Warm-Übergang	100	15733
98	Phasensonde	50	15833
99	Balg	50	15883
100	Quadrupoldublettlinse (lang)	220	15933
101	Balg	50	16153
102	Warm-Kalt-Übergang	100	16203
103	CH11 – 1 (bis erste Spaltmitte)	180	16303
104	CH11 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	699	16483
105	CH11 – 3 (von letzter Spaltmitte)	180	17182
106	Kalt-Warm-Übergang	100	17362
107	Phasensonde	50	17462
108	Balg	50	17512
109	Quadrupoldublettlinse (lang)	220	17562
110	Balg	50	17782
111	Warm-Kalt-Übergang	100	17832
112	CH12 – 1 (bis erste Spaltmitte)	184	17932
113	CH12 – 2 (von Sm. 1 bis Sm. 2)	767	18116
114	CH12 – 3 (von letzter Spaltmitte)	184	18883
115	Kalt-Warm-Übergang	100	19067
116	Phasensonde	50	19167
117	Balg	50	19217
118	Quadrupoldublettlinse (lang)	220	19267
119	Balg	50	19487

Tabelle D.4.: Maße und Abstände der in Injektordesign C3 verwendeten Komponenten. [Teil 4 von 4]

DOMINIK MÄDER



geboren am 19.10.1984 in Gießen an der Lahn

Ausbildung

- SEIT 2011 GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN
Promotionsstudent seit April 2011
Thema: Entwicklung der CH-Sektion für den 17 MeV Injektors für MYRRHA
- 2011 GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN
Master of Science in Physik, März 2011
Abschlussarbeit: Kopplung der Beschleunigerkavitäten RFQ und IH-DTL am FRANZ-Projekt
- 2008 GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN
Bachelor of Science in Physik, Oktober 2008
Abschlussarbeit: Vorexperimente zu gekoppelten Beschleunigerkavitäten
- 2004-05 ARBEITERWOHLFAHRT STADTKREIS GIESSEN E.V.
Zivildienst, August 2004 - April 2005
- 2004 GESAMTSCHULE GIESSEN-OST
Abitur

Akademische Lehrer

Prof. Dr. H. Appelshäuser	Prof. Dr. J. Maruhn	Dr. A. Bechtold
Prof. Dr. H. Crauel	Prof. Dr. K. Peters	Dr. H. Bingemer
Prof. Dr. R. Dörner	Prof. Dr. H. Podlech	Dr. I. Fröhlich
Prof. Dr. F. Herbert	Prof. Dr. U. Ratzinger	Dr. E. Hildebrandt
Prof. Dr. M. Huth	Prof. Dr. H. Roskos	Dr. P. Malzacher
Prof. Dr. J. Jacoby	Prof. Dr. R. Tetzlaff	Dr. A. Neuenkirch
Prof. Dr. H. Klein	Prof. Dr. R. Valenti	Dr. F. Ritter
Prof. Dr. P.E. Kloeden	Priv. Doz. Dr. G. Bruls	Dr. M. Thomson
Prof. Dr. P. Kopietz	Priv. Doz. Dr. B. Wolf	

Beiträge in Tagungsbänden als Autor

- 2014 *R&D of the 17 MeV MYRRHA Injector*, D. MÄDER, M. BASTEN, D. KOSER, H.C. LENZ, N.F. PETRY, H. PODLECH, A. SCHEMPP, M. SCHWARZ, M. VOSSBERG [IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT, FRANKFURT AM MAIN] C. ZHANG [GSI, HELMHOLTZZENTRUM, DARMSTADT], LINAC 2014, GENF, SCHWEIZ, 31. AUGUST - 5. SEPTEMBER
- 2013 *Consolidated Design of the 17 MeV Injector for MYRRHA*, D. MÄDER, D. KOSER, H. PODLECH, A. SCHEMPP [IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT, FRANKFURT AM MAIN], SRF 2013, PARIS, FRANKREICH, 23. - 27. SEPTEMBER
- 2012 *Status of CH Cavity and Solenoid Design of the 17 MeV Injector for MYRRHA*, D. MÄDER, H. KLEIN, H. PODLECH, U. RATZINGER, C. ZHANG [IAP, FRANKFURT AM MAIN], LINAC 2012, TEL AVIV, ISRAEL, 9. - 14. SEPTEMBER
- 2011 *Development of CH-Cavities for the 17 MeV MYRRHA-Injector*, D. MÄDER, H. KLEIN, H. PODLECH, U. RATZINGER, M. VOSSBERG, C. ZHANG [IAP, FRANKFURT AM MAIN], IPAC 2011, SAN SEBASTIAN, SPANIEN, 4. - 9. SEPTEMBER

Beiträge in Tagungsbänden als Mitautor

- 2014 *Development of a 217 MHz Superconducting CH Structure*, M. BASTEN, M. BUSCH, F.D. DZ-IUBA, D. MÄDER, H. PODLECH [IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN], W.A. BARTH, S. MICKAT [GSI, DARMSTADT; HIM, MAINZ], K. AULENBACHER [HIM, MAINZ], M. AMBERG [HIM, MAINZ, IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN], LINAC 2014, GENF, SCHWEIZ, 31. AUGUST - 5. SEPTEMBER
- 2014 *Improvements of the LORASR Code and Their Impact on Current Beam Dynamics Designs*, R. TIEDE, D. MÄDER, N.F. PETRY, H. PODLECH, U. RATZINGER, C. ZHANG [IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN], LINAC 2014, GENF, SCHWEIZ, 31. AUGUST - 5. SEPTEMBER
- 2014 *A Rebunching CH Cavity for Intense Proton Beams*, M. SCHWARZ, C. CLAESSENS, M. HEILMANN, O. HINRICHS, D. KOSER, O. MEUSEL, D. MÄDER, H. PODLECH, U. RATZINGER [IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN], LINAC 2014, GENF, SCHWEIZ, 31. AUGUST - 5. SEPTEMBER
- 2014 *Buncher-Cavities for the MYRRHA Injector LINAC*, D. KOSER, M. BASTEN, D. MÄDER, D. NOLL, H. PODLECH, U. RATZINGER, M. SCHWARZ, A. SEIBEL, M. VOSSBERG [IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN], DPG FRÜHJAHRSTAGUNGEN 2014, FRANKFURT AM MAIN, DEMNÄCHST VERÖFFENTLICHT
- 2014 *Inbetriebnahme der gekoppelten RFQ-IH-Struktur für FRANZ*, M. HEILMANN, C. CLAESSENS, O. MEUSEL, D. MÄDER, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, M. SCHWARZ [IAP, FRANKFURT AM MAIN], DPG FRÜHJAHRSTAGUNGEN 2014, FRANKFURT AM MAIN, DEMNÄCHST VERÖFFENTLICHT
- 2013 *A Coupled RFQ-IH Cavity for the Neutron Source FRANZ*, M. HEILMANN, C. CLAESSENS, O. MEUSEL, D. MÄDER, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, M. SCHWARZ [IAP, FRANKFURT AM MAIN], IPAC 2013, SHANGHAI, CHINA, 12. - 17. MAI
- 2013 *Die gekoppelte RFQ-IH Kombination der Neutronenquelle FRANZ*, M. HEILMANN, C. CLAESSENS, O. MEUSEL, D. MÄDER, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, M. SCHWARZ [IAP, FRANKFURT AM MAIN], VERHANDL. DPG (VI), 48,2 2013
- 2012 *Front-End Linac Design and Beam Dynamics Simulations for MYRRHA*, C. ZHANG, H. KLEIN, D. MÄDER, H. PODLECH, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, R. TIEDE, M. VOSSBERG [IAP, FRANKFURT AM MAIN], LINAC 2012, TEL AVIV, ISRAEL, 9. - 14. SEPTEMBER

- 2012 *A Coupled RFQ-IH Cavity for the Neutron Source FRANZ*, M. HEILMANN, O. MEUSEL, D. MÄDER, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, M. SCHWARZ [IAP, FRANKFURT AM MAIN], LINAC 2012, TEL AVIV, ISRAEL, 9. - 14. SEPTEMBER
- 2012 *The SC CW Linac Demonstrator – 1st Test of an SC CH-Cavity with Heavy Ions*, S. MICKAT, L.A. DAHL [GSI, DARMSTADT], M. AMBERG, K. AULENBACHER, W.A. BARTH, V. GETTMANN, S. MICKAT [HIM, MAINZ], D. BÄNSCH, F.D. DZIUBA, D. MÄDER, H. PODLECH, U. RATZINGER, R. TIEDE [IAP, FRANKFURT AM MAIN], HIAT 2012, CHICAGO, IL USA, 18. - 21. JUNI
- 2012 *Das 1:2-Modell der gekoppelten RFQ-IH-Kombination für FRANZ*, M. SCHWARZ, M. HEILMANN, D. MÄDER, O. MEUSEL, U. RATZINGER, A. SCHEMPP [IAP, GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN], VERHANDL. DPG (VI) 47,3 2012
- 2011 *From EUROTRANS to MAX: New Strategies and Approaches for the Injector Development*, C. ZHANG, H. KLEIN, D. MÄDER, H. PODLECH, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, R. TIEDE [IAP, FRANKFURT AM MAIN], IPAC 2011, SAN SEBASTIAN, SPANIEN, 4. - 9. SEPTEMBER
- 2011 *General Layout of the 17 MeV Injector for MYRRHA*, H. PODLECH, M. BUSCH, F.D. DZIUBA, H. KLEIN, D. MÄDER, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, R. TIEDE, C. ZHANG [IAP, FRANKFURT AM MAIN] M. AMBERG [HIM, MAINZ], IPAC 2011, SAN SEBASTIAN, SPANIEN, 4. - 9. SEPTEMBER
- 2011 *A Coupled RFQ-IH Combination of the Neutron Source FRANZ*, M. HEILMANN, O. MEUSEL, D. MÄDER, U. RATZINGER, A. SCHEMPP [IAP, FRANKFURT AM MAIN], IPAC 2011, SAN SEBASTIAN, SPANIEN, 4. - 9. SEPTEMBER
- 2011 *The Driver Linac of the Neutron Source FRANZ*, U. RATZINGER, B. BASTEN, L.P. CHAU, H. DINTER, M. DROBA, M. HEILMANN, M. LOTZ, O. MEUSEL, I. MUELLER (MÜLLER), D. MÄDER, Y.C. NIE, D. NOLL, H. PODLECH, A. SCHEMPP, W. SCHWEIZER, K. VOLK, C. WIESNER, C. ZHANG [IAP, FRANKFURT AM MAIN], IPAC 2011, SAN SEBASTIAN, SPANIEN, 4. - 9. SEPTEMBER
- 2011 *The SC CW-Linac-Demonstrator – SRF Technology Finds the Way to GSI*, S. MICKAT, W.A. BARTH, L.A. DAHL, M. KAISER, W. VINZENZ [GSI, DARMSTADT], M. AMBERG, V. GETTMANN, S. JACKE, S. MICKAT [HIM, MAINZ], K. AULENBACHER [IKP, MAINZ], D. BÄNSCH, F.D. DZIUBA, D. MÄDER, H. PODLECH, U. RATZINGER [IAP, FRANKFURT AM MAIN], SRF 2011, CHICAGO, IL USA, 25. - 29. JULY
- 2010 *The Frankfurt Neutron Source FRANZ*, U. RATZINGER, L.P. CHAU, H. DINTER, M. DROBA, M. HEILMANN, N.S. JOSHI, O. MEUSEL, I. MÜLLER, D. MÄDER, Y.C. NIE, D. NOLL, H. PODLECH, H. REICHAU, A. SCHEMPP, S. SCHMIDT, K. VOLK, C. WAGNER, C. WIESNER [IAP, FRANKFURT AM MAIN], R. REIFARTH [IKF, FRANKFURT-AM-MAIN], IPAC 2010, KYOTO, JAPAN, 23. - 28. MAY
- 2010 *Eine gekoppelte RFQ-IH Kombination für die Neutronenquelle FRANZ*, M. HEILMANN, D. MÄDER, O. MEUSEL, U. RATZINGER, A. SCHEMPP [GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN], VERHANDL. DPG (VI) 45,2 2010
- 2010 *Frankfurt Neutron Source FRANZ under Construction*, U. RATZINGER, O. MEUSEL, L. CHAU, M. HEILMANN, D. MÄDER, C. WIESNER, K. VOLK, J. SUN, W. SCHWEIZER, I. MÜLLER, D. NOLL, A. METZ [IAP, J.W. GOETHE UNIVERSITÄT, FRANKFURT AM MAIN], M. HEIL, R. REIFARTH [GSI, DARMSTADT], F. KÄPPELER [FZ KARLSRUHE], VERHANDL. DPG (VI) 45,2 2010
- 2008 *A Coupled RFQ-Drift Tube Combination for FRANZ*, A. BECHTOLD, U. BARTZ, M. HEILMANN, P. KOLB, H. LIEBERMANN, O. MEUSEL, D. MÄDER, H. PODLECH, U. RATZINGER, A. SCHEMPP, C. ZHANG [IAP, FRANKFURT AM MAIN], G. CLEMENTE [GSI, DARMSTADT], LINAC 2008, VICTORIA, BC CANADA, 29. SEPTEMBER - 3. OCTOBER

Vorträge

- 2014 *MAX injector R&D*, EUCARD2 MEETING ON ACCELERATORS FOR ADS, CERN, SCHWEIZ, 20. - 21. MÄRZ
- 2013 *Status of the MYRRHA alternative injector design*, 6TH GENERAL MAX MEETING, ANA-CAPRI, ITALIEN, 14. - 15. NOVEMBER
- 2013 *General injector design for MYRRHA*, MAX ACCELERATOR SCHOOL, FRANKFURT AM MAIN, 1. - 2. OKTOBER
- 2013 *Status of the R&D on the MYRRHA CH-Cavities*, 5TH GENERAL MAX MEETING, LOUVAIN-LA-NEUVE, BELGIEN, 15. - 16. APRIL
- 2012 *MAX injector for transmutation applications*, HIC FOR FAIR WORKSHOP "CURRENT TOPICS IN ACCELERATOR-, ASTRO- AND PLASMAPHYSICS", RIEZLERN, ÖSTERREICH, 11. - 17. MÄRZ
- 2011 *HF-Kopplung der FRANZ RFQ-IH-Kombination*, HIC FOR FAIR WORKSHOP "CURRENT TOPICS IN ACCELERATOR-, ASTRO- AND PLASMAPHYSICS", RIEZLERN, ÖSTERREICH, 6. - 12- MÄRZ
- 2010 *FRANZ: Kopplung RFQ-IH*, HIC FOR FAIR WORKSHOP "CURRENT TOPICS IN ACCELERATOR-, ASTRO- AND PLASMAPHYSICS", RIEZLERN, ÖSTERREICH, 7. - 13. MÄRZ

Seminarteilnahmen

- 2013 *525. WE-Heraeus Seminar on Nuclear Physics Data for the Transmutation of Nuclear Waste*, PHYSIKZENTRUM BAD HONNEF, 25. - 27. FEBRUAR
- 2012 *517. WE-Heraeus Seminar on Accelerator physics for intense ion beams*, PHYSIKZENTRUM BAD HONNEF, 15. - 18. OKTOBER

Lehrtätigkeit

- 2013-14 Tutor zur Vorlesung *Supraleitung in Beschleuniger- und Fusionstechnologie*, H. PODLECH, IAP, GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN, SS 2013, SS 2014
- 2012-14 Tutor zur Vorlesung *Physik der Energiegewinnung*, H. PODLECH, IAP, GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN, WS 2012/13, WS 2013/14, WS 2014/15
- 2012 Tutor zur Vorlesung *Linearbeschleuniger*, U. RATZINGER, IAP, GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN, SS 2012
- 2011 Tutor zur Vorlesung *Einführung in die Beschleunigerphysik*, U. RATZINGER, IAP, GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN, WS 2011/12
- 2011 Tutor zur Vorlesung *Einführung in die Physik II für Studierende im Nebenfach*, H. PODLECH, IAP, GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN, SS 2011
- 2008-10 Tutor zur Vorlesung *Einführung in die Physik I & II für Studierende im Nebenfach*, G. BRULS, PI, GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN, WS 2008/09, SS 2009, WS 2009/10, SS 2010
- 2007-08 Praktikumsassistent für *Physikalisches Anfängerpraktikum I*, G. BRULS, GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN, WS 2007/08, SS 2008