

Masterarbeit

Numerische Simulationen zur Strahldynamik eines CH-Driftröhrenbeschleunigers

Malte Schwarz

September 2014



Institut für Angewandte Physik
Goethe-Universität Frankfurt am Main

Numerische Simulationen zur Strahldynamik eines CH-Driftröhrenbeschleunigers
Numerical Beam Dynamic Simulations for a CH-type Drift Tube Linac

Masterarbeit im Studiengang Physik von Malte Schwarz aus Frankfurt am Main

Abgabedatum

30.09.2014

Gutachter

Prof. Dr. Holger Podlech

Dr. Oliver Meusel

Diese Arbeit wurde unterstützt durch die Europäische Union
(7. EU-Forschungsrahmenprogramm – Vertragsnr. 269565)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung 4.0 International (CC BY 4.0).

Die vollständige Lizenz finden Sie unter: <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.de>

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	1
1 Physikalische Grundlagen	5
1.1 Charakterisierung eines Teilchenstrahls	5
1.1.1 Strahlstrom und Raumladungskräfte	5
1.1.2 Strahlenergie und -leistung	6
1.1.3 Emittanz	7
1.1.4 Dichteverteilung im Phasenraum	10
1.1.5 Emittanzwachstum	10
2 Simulation der elektromagnetischen Feldverteilung	13
2.1 Simulationen mit MICROWAVE STUDIO	14
2.2 Multipol-Feldkomponenten	20
2.2.1 Strahldynamiksimulationen zur azimuthalen Transversalfeldasymmetrie	25
3 Strahldynamiksimulationen	29
3.1 LORASR	30
3.1.1 Fehlertoleranzstudien	33
3.2 TraceWin	36
3.2.1 Simulationsparameter und -genauigkeit	36
3.2.2 Akzeptanz des CH-Rebunchers	38
3.2.3 Optimierung der Strahldynamik für FRANZ	44
3.2.4 Variation der Strahlenergie durch die CH-Kavität im Aktivierungsmodus	46
3.2.5 Fehlertoleranzstudien	49
3.2.6 DC-Niederenergiestrahlsimulationen	52
4 Status und Ausblick	55
4.1 Frequenzmessungen	55
4.2 Vakuum- und Lecktest	56
4.3 Zusammenfassung und Ausblick	60
Anhang	iii
Literaturverzeichnis	vii
Abbildungsverzeichnis	xix

Vorwort

Die vorliegende Arbeit behandelt numerische Simulationen zu elektromagnetischen Feldern und dem strahldynamischen Einfluss eines CH-Driftröhrenbeschleunigers. Hierbei lassen sich Zielsetzungen und daraus resultierende Fragestellungen in drei Themenbereiche eingliedern.

CH-Driftröhrenbeschleuniger

Seit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern ist der Bedarf nach immer höheren Energien und Strahlströmen stetig gewachsen, um naturwissenschaftliche Prozesse und Zusammenhänge besser verstehen und nutzbar machen zu können. In der Nieder- und Mittlerenergiesektion von Beschleunigeranlagen zeichnen sich dabei Resonatoren, die in der transversal elektrischen (TE) beziehungsweise H-Mode schwingen, durch ihre hohe Shuntimpedanz und damit Effizienz aus [Wangler, 2008, S. 90]. Zu dieser Klasse gehört auch die CH-Struktur, welche in den vergangenen Jahren maßgeblich am Institut für Angewandte Physik der Goethe-Universität Frankfurt am Main entwickelt wurde [Podlech u. a., 2007; Minaev u. a., 2009; Dziuba u. a., 2010; Zhang u. a., 2010; Clemente u. a., 2011]. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte CH-Struktur wird dabei voraussichtlich eine der ersten weltweit sein, die im Strahlbetrieb eingesetzt werden wird. Erste Tests einer ähnlichen Struktur finden sich in [Tam u. a., 2008; Webber u. Apollinari, 2009]. Weitere CH-Driftröhrenbeschleuniger für verschiedene Projekte sind in der Planung oder bereits im Bau. Hierzu gehören unter anderem der Protoneninjektor für FAIR [Brodhage u. a., 2014], sowie CH-Beschleuniger zur Produktion superschwerer Elemente [Dziuba u. a., 2013] an der GSI in Darmstadt und für die Transmutationsanlage MYRRHA [Mäder u. a., 2012] in Mol, Belgien. Je nach Einsatzgebiet variieren hierbei die Anforderungen an diese Beschleunigerstruktur. In der Eigenschaft als Hochfrequenzkavität sind die während der Entwicklung durchgeführten elektromagnetischen Simulationen entscheidend, um die geforderte Resonanzfrequenz zu erreichen. Große HF-Leistungspegel erfordern eine hinreichende Kühlung, insbesondere um (unsymmetrische) mechanische Deformationen zu vermeiden. Hohe Strahlströme und -energien machen eine exakte strahldynamische Auslegung unabdingbar, um mögliche Teilchenverluste und daraus folgend eine Beschädigung oder Aktivierung von Beschleunigerkomponenten zu verhindern. Auch die Auswirkungen der gekreuzt angeordneten benachbarten Stützen (Abb. 0.1) auf die elektrischen Felder innerhalb der Beschleunigungsspalte und auf die Strahldynamik wurden noch nicht abschließend untersucht.



Abbildung 0.1: Driftröhren in einer CH-Struktur

Es sind also viele Aspekte von der ersten Planung eines CH-Driftröhrenbeschleunigers bis zum erfolgreichen Einsatz zu berücksichtigen, welche im Rahmen dieser Arbeit näher beleuchtet werden. Für die untersuchte CH-Struktur ist der Einsatz im Zusammenhang mit zwei Projekten geplant:

MYRRHA

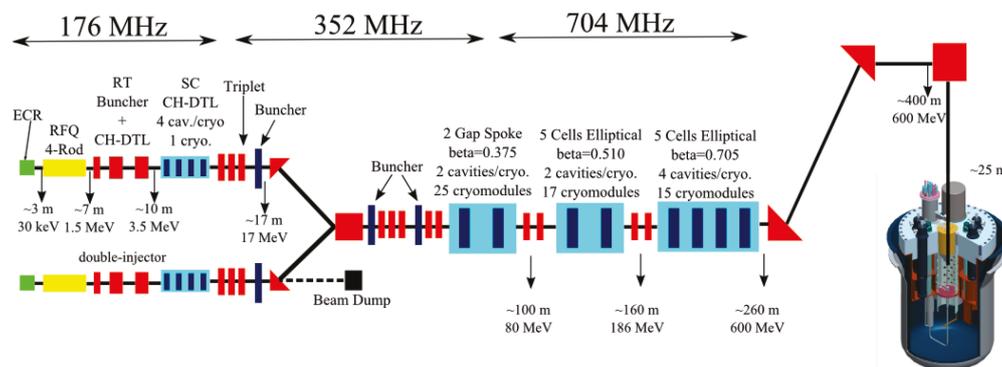


Abbildung 0.2: Schematischer Aufbau von MYRRHA. Grafik: [Vandeplassche u. a., 2014].

Die Energieversorgung der Weltbevölkerung ist ein zentrales Problem des aktuellen Jahrhunderts [Pelte, 2009]. Unabhängig vom weiteren Verlauf der Kernenergienutzung in Deutschland sind weltweit über 430 Kernreaktoren in Betrieb [IAEA, 2014], die fortwährend große Mengen hochradioaktiven Abfall produzieren [BfS, 2014], der nur zum Teil wiederaufbereitet werden kann. Trotz jahrzehntelanger weltweiter Forschung ist die Entsorgungsfrage dabei bisher ungelöst. Somit wären selbst bei sofortiger Abschaltung aller Kernkraftwerke weltweit große Mengen radioaktiven Abfalls zu entsorgen. Zudem befinden sich über 550 Kernkraftwerke weltweit im Bau oder in der Planung [WNA, 2014].

Eine Möglichkeit, die extrem langen Halbwertszeiten eines Teils des Abfalls von einigen Millionen Jahren um mehrere Größenordnungen zu verkürzen, ist die Transmutation. Umgesetzt in Form eines Accelerator-Driven System (ADS) werden hierbei Protonen aus einem Teilchenbeschleuniger auf ein Target aus flüssigem Schwermetall geschossen (Abb. 0.2). Die dabei aus dem Material abgedampften Neutronen können nun langlebige Kerne in solche mit kürzerer Halbwertszeit spalten [Abderrahim u. a., 2014, 2012, 2001].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Prototyp der CH-Strukturen für den insgesamt rund 260 m langen Beschleuniger des MYRRHA¹-Projekts untersucht, welches die Transmutation radioaktiven Abfalls erstmals an einem Großgerät durchführen soll (Abb. 0.2). Die Entwicklung dieses Prototyps ist in [Seibel, 2013] und [Metz, 2010] beschrieben, die der CH-Strukturen für MYRRHA in [Mäder u. a., 2012]. Schwerpunkt der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen sind dabei detaillierte elektromagnetische Feldsimulationen, um letztlich einen *Proof of Principle*, also den positiven Machbarkeitsnachweis für Konstruktion und Betrieb der CH-Driftröhrenbeschleuniger erbringen zu können.

¹Apronym für *M*ulti-purpose *H*ybrid *R*esearch *R*eactor for *H*igh-tech *A*pplications

In einem 3D-Simulationsprogramm für elektromagnetische Probleme (CST MICROWAVE STUDIO [CST AG]), wurden zunächst verschiedene Hochfrequenzparameter der Beschleunigerstruktur in Abhängigkeit von der gewählten Diskretisierungsmethode untersucht. Somit konnten Aussagen über die Validität der Simulationsergebnisse getroffen und die elektromagnetischen Felder für nachfolgende Untersuchungen mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Der Einfluss von Tauchkolbentunern zur Anpassung der gewünschten Resonanzfrequenz der Beschleunigerkavität wurde daraufhin ermittelt, um den optimalen Regelungsbereich zu finden. Messungen nach erfolgtem Bau der Struktur bestätigten die hierbei getätigten Vorhersagen. Die aufgrund der besonderen Stützengeometrie eines CH-Beschleunigers auftretenden elektrischen Multipolfeldkomponenten innerhalb der Beschleunigungsspalte („Gaps“) wurden anschließend quantifiziert. Deren Auswirkungen auf die Strahldynamik konnten mittels eines 3D-Particle-In-Cell-Codes für die vorgesehenen Anwendungen als nicht-signifikant bestimmt werden.

FRANZ / Teststand für neue Beschleunigerkonzepte

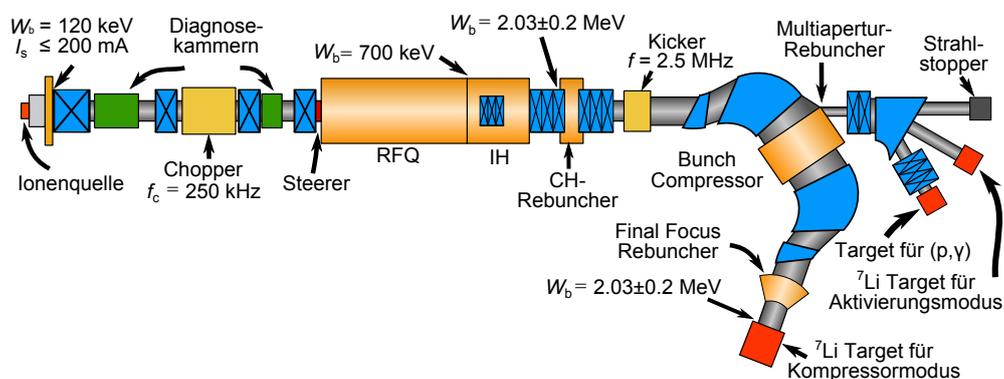


Abbildung 0.3: Schematischer Aufbau von FRANZ (nach Meusel u. a., 2012).

Der Prototyp für CH-Driftröhrenbeschleuniger für MYRRHA wird zudem an der im Aufbau befindlichen **Frankfurter Neutronenquelle** am Stern-Gerlach-Zentrum (FRANZ) experimentell mit Strahl untersucht werden (Abb. 0.3). Er wird dabei sowohl zur Energievariation des Protonenstrahls, als auch zur erneuten longitudinalen Fokussierung einzelner Bunche – daher auch die Bezeichnung „CH-Rebuncher“ – getestet. FRANZ dient neben dem Einsatz als Experimentierfeld für neuartige Beschleuniger- und Strahldiagnostikkonzepte vor allem der Forschung im Bereich nuklearer Astrophysik [Reifarth u. a., 2009]. Erforscht werden soll eine der größten unbeantworteten Fragen der Physik [Committee on the Physics of the Universe, 2003, S. 125, 138 f.]:

Wie entstehen schwere Elemente²?

Hierfür wird ein auf eine kinetische Energie von rund 2 MeV beschleunigter Protonenstrahl verwendet, um mittels der ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ -Reaktion Neutronen zu gewinnen. Die CH-Kavität ermöglicht

²Gemeint sind schwerere Elemente als Eisen und Nickel. Bei diesen nimmt die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon mit zunehmender Anzahl an Nukleonen ab, so dass keine exothermen Fusionsreaktionen über leichtere Elemente, sondern eine Nukleosynthese mittels Energiezufuhr stattfindet [Fewell, 1995].

dabei eine Energievariation des Protonenstrahls um etwa $\pm 0,2$ MeV. Die Neutronen werden zur Messung von Wirkungsquerschnitten des Neutroneneinfangs bei Energien bis 500 keV benötigt [Reifarh u. a., 2014]. Über eine Nachahmung dieser Neutroneneinfangsprozesse, wie sie auch in Sternen vom Typ „Roter Riese“ vorkommen, erhofft man sich ein genaueres Verständnis der dort ablaufenden Nukleosyntheseprozesse.

Des Weiteren lassen sich Neutronenquellen auch in vielen anderen Bereichen der Wissenschaft einsetzen. Hierzu gehört unter anderem die Forschung zu

- Solarzellen [Lee u. a., 2011; Schorr, 2011; Parnell u. a., 2010],
- neuartigen Batterien [Nishimura u. a., 2008],
- Brennstoffzellen [Gebel u. a., 2011],
- Herzfunktion [Whitten u. a., 2008],
- Kommunikation von Nervenzellen [Christie u. a., 2012],
- Entwicklung von Pharmazeutika [Hofmann u. a., 2010],
- Herstellung von Radioisotopen, insbesondere ^{99}Mo , dessen Zerfallsprodukt $^{99\text{m}}\text{Tc}$ mit Abstand das am häufigsten verwendete Radionuklid in der nuklearmedizinischen Diagnostik ist [Schicha u. Schober, 2013],
- Tumorthherapie mittels Bor-Neutroneneinfang [Barth, 2005, 2009; Barth u. a., 2012; Sauerwein u. a., 2012] und zur
- Analyse der Wasseraufnahme von Pflanzen [Oswald u. a., 2008].

Für das FRANZ-Projekt wurden im Rahmen dieser Arbeit die bisherigen Strahldynamikrechnungen präzisiert. Der Transport des Protonenstrahls durch die gesamte LINAC-Sektion, bestehend aus RFQ, drei magnetischen Quadrupoltriplettlinsen, einem IH- und einem CH-Driftröhrenbeschleuniger, wurde optimiert. Die voraussichtlichen Teilchenverluste konnten verringert und die Robustheit des Designs dank Fehlertoleranzstudien quantitativ evaluiert werden. Abschließend durchgeführte Vakuum- und Lecktests bestätigten die Fertigungsqualität der CH-Struktur.

Soweit nicht anders angegeben, sind Zahlenwerte in dieser Arbeit aus Gründen einfacher Lesbarkeit auf drei Nachkommastellen gerundet.

1 Physikalische Grundlagen

Cockroft und Walton konnten 1932 erstmals Kernreaktionen in einem Beschleunigerexperiment beobachten. Hierbei wurden Lithium-Atome mit Protonen, welche mit einem Strahlstrom im Bereich von $1\ \mu\text{A}$ eine Beschleunigungsspannung von einigen hundert kV durchlaufen waren, beschossen und zerfielen letztlich in zwei α -Teilchen [Cockroft u. Walton, 1932]. Kurze Zeit später gelang ihnen auch erstmals die für FRANZ entscheidende Kernreaktion ${}^7\text{Li} + \text{p} \rightarrow {}^7\text{Be} + \text{n}$ [Hinterberger, 2008, S. 5]. Die Fülle an Kenntnissen, welche bereits damals für derartige Experimente nötig waren und sich seitdem enorm weiterentwickelt haben, sind immens. Um die Kompaktheit der vorliegenden Arbeit zu gewährleisten, wird daher auf umfangreiche physikalische Einführungen verzichtet und das Wissen aus physikalischen Einführungsvorlesungen, insbesondere der Elektrodynamik vorausgesetzt. Grundlagen zur Beschleunigerphysik finden sich unter anderem in [Wangler, 2008; Hinterberger, 2008; Turner, 1992; Wiedemann, 2007; Wille, 2000; Podlech, 2008], detaillierte Ausführungen zur Strahldynamik insbesondere in [Reiser, 2008; Rose, 2009].

Im Folgenden wird der in dieser Arbeit häufig verwendete Begriff des Teilchenstrahls sowie damit zusammenhängende Ausdrücke näher erläutert, um ein ausreichendes Verständnis zentraler Ergebnisse der darauffolgenden Kapitel zu ermöglichen.

1.1 Charakterisierung eines Teilchenstrahls

Unter einem Teilchenstrahl, oder kurz Strahl, wird im Folgenden ein Ensemble aus gleichartigen Teilchen verstanden, für das gilt: $v_z \gg v_{x,y}$. Die longitudinale Geschwindigkeitskomponente v_z ist also deutlich größer als die transversalen v_x und v_y . Die in dieser Arbeit dominierende Teilchensorte ist dabei das Proton.

1.1.1 Strahlstrom und Raumladungskräfte

Abb. 1.1 stellt die allgemeine Zeitstruktur von gebunchten Strahlen vor. Die kleinste Einheit ist hierbei der einzelne Teilchenbunch, auch Mikrobunch genannt. Für den sogenannten Peakstrom I_{peak} innerhalb dieses Ensembles aus N Teilchen mit der elektrischen Gesamtladung $q = N \cdot Q$ gilt: $I_{\text{peak}} = q/\tau$, mit der Halbwertsbreite τ .

Die für strahldynamische Berechnungen entscheidende Größe ist der Strahl- bzw. Bunchstrom $I = q/T_{\text{HF}}$ mit der HF-Periodendauer $T_{\text{HF}} = f^{-1}$. Mehrere Mikrobunche formen hierbei einen Makropuls. Der Strahlstrom spielt dabei eine wesentliche Rolle für die Stärke der Raumladungskräfte. Diese wirken aufgrund der elektrisch gleich geladenen Teilchen in einem Mikrobunch repulsiv und

defokussieren den Strahl. Gleichzeitig erzeugt die Bewegung der geladenen Teilchen entlang der Strahlachse z eine azimutale Magnetfeldkomponente B_φ welche attraktiv wirkt. Ihr Einfluss wird jedoch erst bei hochrelativistischen Strahlen relevant und spielt für die Untersuchungen in dieser Arbeit bei $\beta = v/c \ll 1$ keine Rolle. Hierbei ist v die Teilchengeschwindigkeit und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Läuft eine Beschleunigeranlage im Dauerstrich-Betrieb¹ beträgt der Abstand zwischen einzelnen Mikrobunchen eine HF-Periodenlänge². Bei $f = 175$ MHz (Betriebsfrequenz bei FRANZ) wären dies etwa $T_{\text{HF}} = (175 \text{ MHz})^{-1} \approx 5,7$ ns. Manche Anwendungen erfordern jedoch kurze Strahlpulse. Man definiert daher aus dem Quotient von Pulsdauer T_p zu Pulsperiodendauer T_{rep} das Tastverhältnis³ $\zeta = T_p/T_{\text{rep}}$. Im Dauerstrichbetrieb liegt das Tastverhältnis bei $\zeta = 100\%$. Der mittlere Strahlstrom I_{avg} entspricht in diesem Fall dem Bunchstrom I . Es gilt allgemein: $I_{\text{avg}} = n \cdot q / T_{\text{rep}}$. Um die Stärke wirkender Raumladungskräfte abschätzen zu können, ist die generalisierte Perveanz K definiert:

$$K = \frac{QI}{2\pi\epsilon_0 m(\beta c \gamma)^3}. \tag{1.1}$$

Im nichtrelativistischen Fall gilt für Teilchen mit der Ladung Q nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung U_a :

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2Q}} \frac{I}{U_a^{3/2}}. \tag{1.2}$$

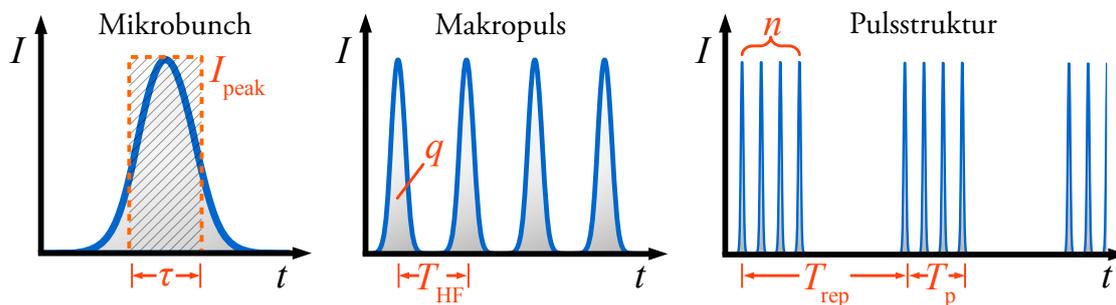


Abbildung 1.1: Definition verschiedener Strahlströme und Zeitstrukturen.

1.1.2 Strahlenergie und -leistung

Die kinetische Energie berechnet sich allgemein zu

$$E = (\gamma - 1)mc^2 \tag{1.3}$$

mit dem Lorentzfaktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und der Teilchenmasse m . Protonen mit einer Strahlenergie von 2 MeV, für die auch der CH-Rebuncher ausgelegt ist, haben demnach eine Geschwindigkeit

¹auch cw-Betrieb von engl. *continuous wave*

²Eine Ausnahme stellen Änderungen (Verdoppelungen) der Betriebsfrequenz zwischen einzelnen Beschleunigerabschnitten dar, wie beispielsweise bei MYRRHA und dem GSI UNILAC. Hier kann der Abstand dann auch mehrere Periodenlängen der neuen Frequenz betragen während dies weiterhin als Dauerstrichbetrieb bezeichnet wird.

³engl. *duty factor*

($\beta \approx 0,065 \ll 1 \rightarrow$ nichtrelativistische Rechnung da der Fehler $< 0,2\%$ ist) von

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \approx 19,574 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (1.4)$$

Mit $f = 175 \text{ MHz}$ beträgt der Abstand zweier infinitesimal kurzer Mikrobunche somit

$$s = v \cdot T_{\text{HF}} = v \cdot \frac{1}{f} \approx 11,185 \text{ cm}. \quad (1.5)$$

Bei $I = 50 \text{ mA}$ enthält ein Mikrobunch demnach

$$N \text{ Protonen} = \frac{I \cdot T_{\text{HF}}}{e} \text{ Protonen} \approx 1,783 \cdot 10^9 \text{ Protonen} \quad (1.6)$$

und die mittlere Strahlleistung $P_{\text{beam, avg}}$ beträgt bei einem beispielhaft angenommenen Tastverhältnis ζ von $2,5\%$

$$P_{\text{beam, avg}} = \frac{E}{Q} \cdot I \cdot \zeta = 2 \text{ MV} \cdot 50 \text{ mA} \cdot 0,025 = 2,5 \text{ kW}. \quad (1.7)$$

Die voraussichtliche Strahlleistung ist nicht nur für die Auslegung benötigter Komponenten wie Hochfrequenzsender entscheidend, sondern auch aus Erwägungen des Strahlenschutzes von Bedeutung. Teilchenverluste können bei entsprechenden Energien nicht nur zur starken Erwärmung und Beschädigung, sondern auch zur Aktivierung von Beschleunigerkomponenten führen. Je nach Strahlstrom, -energie und -leistung ist es daher teilweise notwendig, auch geringste Teilchenverluste im Bereich von Promille oder ppm ausschließen zu können [Duperrier, 2010]. So nennt [Alonso, 1999] eine maximale deponierte Strahlleistung von 1 W/m bei Strahlenergien $> 100 \text{ MeV}$ als Grenzwert, um eine Strahlendosis von 1 mSv/h in 30 cm Entfernung von der Komponentenoberfläche nicht zu überschreiten. Für niedrigere Energien sei die maximale deponierte Strahlleistung demnach deutlich größer. Während Neutronen ($Q = 0$) auch bei geringer Geschwindigkeit in Reichweite des attraktiven Kernpotentials kommen, benötigen Protonen nach [Berkvens, 2007] bereits mindestens eine Energie von 5 MeV um die Coulombbarriere von Eisen⁴ zu überwinden und eine (p, γ) Kernreaktion auszulösen. Mittels Monte-Carlo-Simulationen lässt sich die Wechselwirkung von Strahlteilchen bei einer Kollision mit Materie numerisch modellieren [Chetvertkova, 2013].

1.1.3 Emittanz

Während sich die Bewegung eines einzelnen elektrisch geladenen Teilchens (d.h. $N = 1$) in externen elektromagnetischen Feldern über seine Position im 6-dimensionalen Phasenraum (x, p_x, y, p_y, z, p_z) kompakt und eindeutig angeben lässt, erfordert die vollständige Beschreibung und Messung eines Teilchenensembles $N \gg 1$ ein erweitertes Konzept. Zwar wäre die Bewegung jedes einzelnen Teilchens über einen einzelnen Punkt im $6N$ -dimensionalen Phasenraum durchaus auch beschreibbar, zur einfacheren Handhabung ist es jedoch meist sinnvoller und effizienter, das Teilchenensemble einerseits als Gesamtheit und zudem in 2-dimensionalen Unterräumen zu betrachten. Bedingung

⁴Nahezu alle Komponenten des CH-Rebunchers bestehen aus Edelstahl mit der Werkstoffnummer 1.4301 (Kurzname: X5CrNi18-10 [Autorenteam des ANP, 2008]) mit Fe als Hauptbestandteil.

– vor allem für die Berechnung der Bewegung in diesen Unterräumen – ist jedoch einerseits die Vernachlässigung oder externe Beschreibung von Teilchen-Teilchen-Wechselwirkungen (siehe hierzu „Liouville-Theorem“⁵ und Kap. 1.1.1) sowie nicht miteinander gekoppelte horizontale und vertikale Ebenen. Insbesondere letzteres ist bei Driftröhrenbeschleunigern prinzipiell nicht gegeben, da die longitudinale elektrische Feldkomponente und somit die Beschleunigung des Teilchens eine Funktion der transversalen Position ist. Genauere Untersuchungen hierzu finden sich in Kap. 2.2. Für eine grundsätzliche Erfassung der Strahlqualität, können die beiden genannte Aspekte jedoch im Weiteren vernachlässigt werden. Zur Beschreibung wird nun statt des transversalen Impulses p_x häufig der Divergenzwinkel x' in rad gewählt:

$$x' \approx \tan x' = \frac{dx}{dz} = \frac{\dot{x}}{\dot{z}} = \frac{p_x}{p_z}. \tag{1.8}$$

Dies gilt analog und im Folgenden auch für die transversalen Komponenten in y . Im aus x und x' aufgespannten Phasenraum lassen sich nun alle N Teilchen mit zugehöriger Ortskoordinate und Winkel darstellen. Zur einfachen Erfassung der belegten Fläche in diesem Phasenraum lässt sich die Teilchenverteilung durch eine Ellipse derart umranden, dass alle Strahlteilchen bei gleichzeitig minimaler Fläche A eingeschlossen sind (Abb. 1.2).

Man erhält die Emittanz ε_x

$$\varepsilon_x = \frac{A_x}{\pi} \tag{1.9}$$

mit der Fläche A_x

$$A_x = \iint dx dx' = \varepsilon_x \pi. \tag{1.10}$$

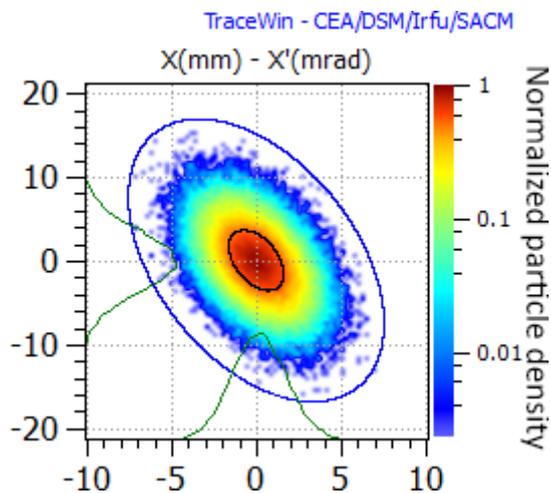


Abbildung 1.2: x - x' -Phasenraum mit effektiver (blaue Ellipse) und rms-Emittanz (schwarz).

Diese wird auch als effektive Emittanz bezeichnet. Dieses Konzept ist naheliegend, da die Teilchenbahn unter dem Einfluss linearer Kräfte im Phasenraum eine Ellipse formt (vgl. hierzu: In der Klassischen Mechanik die Trajektorie eines ungedämpften harmonischen Oszillators (Federpendel) im Phasenraum).

Die Einheit der Emittanz ist $1 \text{ m} \cdot \text{rad}$. Meist wird jedoch $1 \text{ mm} \cdot \text{mrad} = 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{rad}$ oder auch $1 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ mit π in Anlehnung an den Flächeninhalt einer Ellipse gewählt [Wiedemann, 2007, S. 158 f.]. Longitudinal ist die Angabe in $\frac{\text{keV}}{\text{u} \cdot \text{ns}}$ oder $\pi \cdot ^\circ \cdot \text{MeV}$ gebräuchlich. Der 2-dimensionale longitudinale Phasenraum wird hierbei von Orts- und Impulsabweichung oder Phasen- und Energieabweichung zum Sollteilchen aufgespannt [Hinterberger, 2008, S. 320]:

$$\varepsilon_z = \pi \Delta\varphi_0 \Delta E_0 \tag{1.11}$$

⁵Das Liouville-Theorem [Liouville, 1838] besagt, dass die Teilchendichte im 6-dimensionalen Phasenraum erhalten ist, wenn keine Teilchen-Teilchen-Wechselwirkungen existieren oder diese durch ein glattes, äußeres Feld, welches durch eine kontinuierliche Ladungsverteilung erzeugt wird, dargestellt werden können.

Normierte Emittanz

Wird ein Teilchenstrahl in z -Richtung beschleunigt, vergrößert sich sein longitudinaler Impuls p_z .

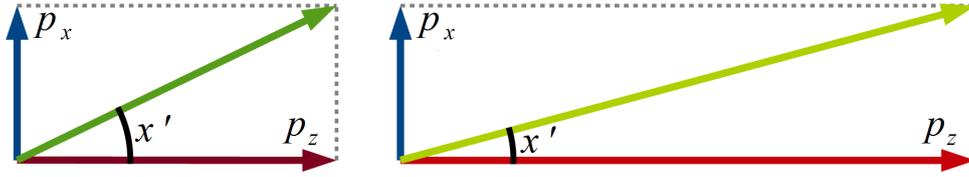


Abbildung 1.3: Abhängigkeit des Divergenzwinkels x' vom longitudinalen Impuls p_z .

Da der transversale Impuls p_x hierbei nicht verändert wird, verringert sich nach 1.8 somit der Divergenzwinkel x' (Abb. 1.3). Zur besseren Vergleichbarkeit bei unterschiedlichen Teilchengeschwindigkeiten bzw. Strahlenergien lässt sich die Emittanz daher normieren:

$$\varepsilon_{\text{norm}} = \beta\gamma\varepsilon. \quad (1.12)$$

rms-Emittanz

Die Teilchendichte in einem Ionenstrahl ist in der Regel nicht homogen. Da vereinzelte weit außerhalb liegende Teilchen die Phasenraumfläche bzw. die Emittanz stark vergrößern, lässt sich die rms⁶-Emittanz angeben:

$$\varepsilon_{x,\text{rms}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}. \quad (1.13)$$

Somit wird nicht nur die reine Größe der belegten Phasenraumfläche, sondern auch die Dichteverteilung berücksichtigt (siehe auch Kap. 1.1.4).

Des Weiteren lassen sich auch Emittanzen einer Teilfraktion des Strahls angeben. Diese umfassen dann oftmals nur 50 - 99 % aller Strahlteilchen.

Courant-Snyder-Parameter

Um die Lage und Ausdehnung von Emittanzellipsen im 2-dimensionalen Phasenraum vollständig zu beschreiben, werden mindestens drei Parameter benötigt (Abb. 1.4). Hierzu bieten sich neben der Emittanz ε die sogenannten Courant-Snyder-Parameter α , β und γ an [Courant u. Snyder, 1958], in vielen Veröffentlichungen auch als Twiss-Parameter bezeichnet [Hinterberger, 2008, S. 242]:

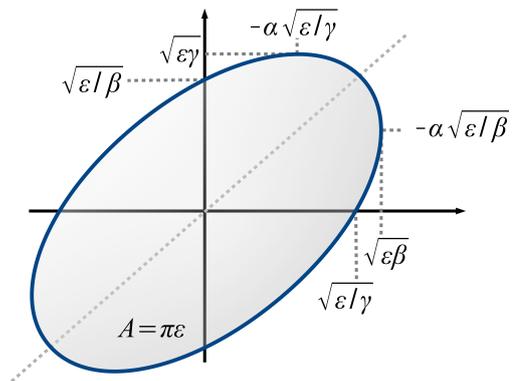


Abbildung 1.4: Courant-Snyder-Parameter.

$$\varepsilon = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (1.14)$$

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1. \quad (1.15)$$

⁶engl. *root mean square* - „quadratischer Mittelwert“

1.1.4 Dichteverteilung im Phasenraum

Zur Strahlcharakterisierung eines Teilchenstrahls ist neben der rms-Emittanz die Dichteverteilung im Strahl ein entscheidender Parameter. Abb. 1.5 stellt zwei verschiedene Dichteverteilungen im Phasenraum beispielhaft dar.

Um dieses Phänomen nicht nur visuell, sondern auch quantitativ beschreiben zu können, führten Allen und Wangler 2002 den Halo Parameter H ein [Allen u. Wangler, 2002]. Dieser ist als Erweiterung des bisher verbreiteten Flächenprofil-Parameters h von Wangler und Crandall [Wangler u. Crandall, 2000] gedacht, welcher der sogenannten Wölbung V des Strahls abzüglich einer Normierungskonstante entspricht. Mit der i -ten Ortskoordinate und der Teilchenposition q_i gilt demnach:

$$h_i = \frac{\langle q_i^4 \rangle}{\langle q_i^2 \rangle^2} - 2 \quad (1.16)$$

$$\text{mit } \langle q_i^4 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (q_{ij} - \langle q_i \rangle)^4 \text{ und } \langle q_i^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (q_{ij} - \langle q_i \rangle)^2 \quad (1.17)$$

Für einen KV⁷-verteilten Strahl entspricht dann $h_i = 0$, für eine Gauß-Verteilung ist $h_i = 1$. Zunehmender Haloanteil im Strahl führt entsprechend zu höheren Werten.

Rotationen des Strahls im Phasenraum können jedoch zu einer Oszillation des Wertes von h bzw. V führen. Die bisher 1-dimensionale Projektion wurde daher auf 2D erweitert um einen gegenüber Drehungen im 2D-Phasenraum invarianten Parameter zu entwickeln [Allen u. Wangler, 2002]. Man erhält den Haloparameter:

$$H_i = \frac{\sqrt{3I_4^i}}{2I_2^i} - 2 = \frac{\sqrt{3\langle q_i^4 \rangle \langle p_i^4 \rangle + 9\langle q_i^2 p_i^2 \rangle^2 - 12\langle q_i p_i^3 \rangle \langle q_i^3 p_i \rangle}}{2\langle q_i^2 \rangle \langle p_i^4 \rangle - 2\langle q_i p_i \rangle^2} - 2. \quad (1.18)$$

Auch hier gilt:

$$H_i = \begin{cases} 0 & \text{KV-Verteilung} \\ 1 & \text{Gauß-Verteilung} \end{cases}$$

1.1.5 Emittanzwachstum

Unter dem Einfluss nicht-linearer externer Kräfte – zum Beispiel nahe der maximalen Apertur in Quadrupolmagneten und Driftröhrenbeschleunigern – kann die effektive Emittanz durch Filamentation im Phasenraum ansteigen. Durch eine geeignete strahldynamische Auslegung von Beschleunigeranlagen lässt sich dieses Emittanzwachstum gering halten. Eine größere Emittanz würde

⁷Bei einer KV-Strahlverteilung [Kapchinskij u. Vladimirskij, 1959] sind die Teilchen homogen innerhalb der äußersten Schale eines Ellipsoids im 4-dimensionalen Phasenraum (x, x', y, y') verteilt, so dass die sich aus dem Strahlpotential ergebenden Kräfte linear und 2-dimensionale Unterprojektionen homogen sind. Dies führt zu einer Erhaltung der Emittanz, welche bei anderen Verteilungen aufgrund der nichtlinearen Eigenfelder nicht gegeben ist.

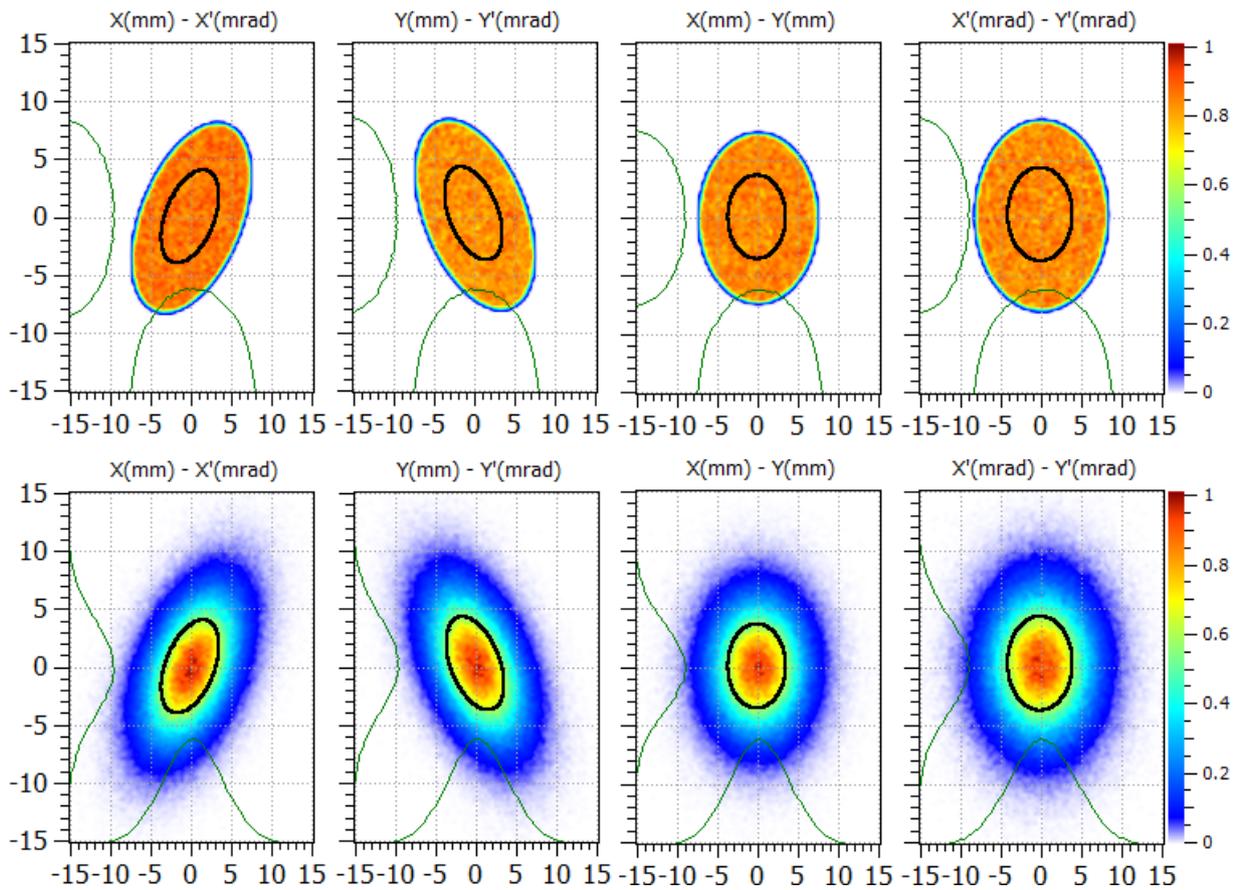


Abbildung 1.5: 2D-Projektionen von 4D-Phasenraumverteilungen mit variierender Dichteverteilung. *Oben:* KV-Verteilung. *Unten:* Gauß-Verteilung. Die Fläche der schwarzen Ellipse entspricht jeweils der normierten rms-Emittanz. Farblich dargestellt ist die normierte Teilchendichte.

andernfalls die Möglichkeit, den Strahl über eine längere Strecke verlustfrei zu transportieren oder auf einen kleinen Punkt zu fokussieren, einschränken. Des Weiteren machen größere Emittanzen entsprechend mehr Fokussierelemente nötig oder würden andernfalls zu steigenden Teilchenverlusten führen. Weitere Quellen von Emittanzwachstum sind nach [Reiser, 2008, S. 419] unter anderem:

- Chromatische Aberrationen
- nichtlineare Kräfte aufgrund nicht-homogener Teilchendichteverteilungen
- Strahlfehlانpassung und -stellungen
- Fehlausrichtung von Fokussier- oder Beschleunigerelementen
- Teilchen-Teilchen-Kollisionen innerhalb des Strahls sowie mit Restgasatomen
- nichtlineare Einzelteilchen-Resonanzen und nichtlineare Kopplung zwischen longitudinaler und horizontaler Bewegung

2 Simulation der elektromagnetischen Feldverteilung

Phänomene der Elektrodynamik lassen sich mit den Maxwell-Gleichungen¹ erklären, um die wechselseitigen Zusammenhänge von elektrischen und magnetischen Feldern, sowie elektrischen Strömen und Ladungen verstehen und beschreiben zu können.

Um die Feldverteilung in einem 3-dimensionalen Volumen wie dem CH-Rebuncher berechnen zu können, ist eine Reduktion der Komplexität des Problems nötig, da eine analytische Lösung nur bei sehr einfachen geometrischen Strukturen möglich ist². Während die Beschleunigerstruktur ein reales kontinuierliches Modell darstellt, für das elektrische und magnetische Feldvektoren in *jedem* Punkt existieren, was zu einem unendlich-dimensionalen Lösungsraum führt, erfordert die numerische Simulation eine Diskretisierung des Modells. Es stehen dann nur noch endlich viele Beschreibungsgrößen zur Verfügung, die so zu wählen sind, dass trotz einer Vereinfachung der Problemstellung, das diskretisierte Modell mit seinen Lösungen dem realen möglichst nahe kommt. Während die Diskretisierung von Feldvektoren bezüglich der endlichen Genauigkeit von Zahlenwerten nur zu marginalen Abweichungen führt, ist insbesondere deren Allokation auf einem Rechengitter und damit einhergehend die Beschreibung geometrischer Strukturen und entsprechender Randbedingungen ein entscheidender Faktor. Unter einem Rechengitter wird in diesem Zusammenhang die Zerlegung des Simulationsvolumens in nichtüberlappende Untervolumina, sogenannte Voxel, verstanden.

Je nach Anwendungsgebiet existieren zahlreiche Methoden zur Diskretisierung und Lösung elektromagnetischer Probleme. Zu nennen ist hierbei insbesondere die Finite-Elemente-Methode (FEM). Ursprünglich entwickelt zur Modellierung und Lösung rein mechanischer Probleme, hat sie in den letzten Jahrzehnten wichtige Fortschritte in Bezug auf elektromagnetische Feldsimulationen gemacht [Rienen, 2001, S. 48]. Sie verwendet stückweise lineare Funktionen auf den Untervolumenelementen und approximiert die Lösung durch einen Polygonzug [Henke, 2007, S. 443]. Nach [Demenko u. a., 2010] hat sie sich als primäre numerische Methode für eben solche Simulationen bewährt.

Eine nach [Weiland, 2003] noch erfolgreichere Vorgehensweise ist die Finite-Integrations-Theorie (FIT) [Weiland, 1977], eine Weiterentwicklung der Methode der finiten Differenzen im Zeitbereich [Yee, 1966; Gedney, 2011] (FDTD³). 1983 wurde die FIT erstmals zur Simulation der elektromagnetischen Feldverteilung, Resonanzfrequenz und Güte von Teilchenbeschleunigern eingesetzt [Weiland, 1983] und seitdem fortwährend weiterentwickelt [Krietenstein u. a., 1998].

¹nach James Clerk Maxwell (1831-1879) [Maxwell, 1954]

²hierzu zählt die *Pillbox*. Eine analytische Beschreibung findet sich in [Wangler, 2008, S. 24 ff.].

³von engl. *finite-difference time-domain*

2.1 Simulationen mit MICROWAVE STUDIO

Nach der strahldynamischen Auslegung des CH-Rebunchers mit LORASR im Rahmen des FRANZ-Projekts (näheres in Kap. 3.1), wurde anschließend mit dem Programm MICROWAVE STUDIO (MWS) [CST AG] ein 3D-Modell ausgearbeitet (Abb. 4.6 und Abb. 4.7 im Anhang) und mit auf FIT basierenden elektromagnetischen Simulationen optimiert [Seibel, 2013; Metz, 2010]. Hierbei gilt allgemein: Numerische Simulationen ermitteln approximierte Lösungen und sind somit zwangsläufig fehlerbehaftet. Ein wichtiger Aspekt beim Entwurf von Kavitäten und dem Feldexport für Strahldynamikrechnungen liegt daher in der Abschätzung und Minimierung dieser Fehler.

2.1.0.1 Diskretisierungsmethoden

Eine entscheidende Rolle in Bezug auf Simulationsgeschwindigkeit und -genauigkeit spielt bei der numerischen Lösung der Maxwell-Gleichungen die Art und genaue Ausprägung des Rechengitters. Letztendlich ist immer ein Kompromiss zwischen beiden Aspekten nötig, auch unter Berücksichtigung der vorhandenen Rechenkapazität. In MWS lässt sich bei der Diskretisierung des Simulationsvolumens zwischen einem hexaedrischen (HEX) und einem tetraedrischen (TET) Rechengitter wählen. HEX stellt hierbei das traditionellere Verfahren mit quaderförmigen Untervolumina dar [CST, 2010]. Es ist sehr robust, auch für komplexe Geometrien, vergleichsweise einfach zu diskretisieren, nutzt jedoch auch auf Mehrkern- oder Multithreadprozessoren lediglich einen Prozessorkern bzw. Thread. Die Nichtparallelisierung führte somit in den letzten Jahren zu keinem der rasanten Entwicklung von Mehrkernprozessoren äquivalenten Simulationsgeschwindigkeitszuwachs. TET benötigt dagegen zwar mehr Zeit zur Diskretisierung des Modells mit tetraedrischen Grundkörpern, lässt jedoch auch eine genauere Modellierung der Originalgeometrie zu und ist durch seine parallele Implementierung deutlich effizienter – wie am Beispiel des CH-Rebunchers gezeigt werden konnte.

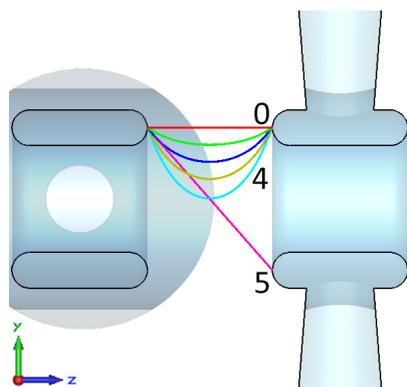


Abbildung 2.1: 6 Pfade innerhalb des dritten Beschleunigungsspalts.

Die folgenden Ergebnisse bestätigen daher die bereits in anderen Zusammenhängen bei früheren Arbeiten festgestellte Effizienz einer tetraedrischen gegenüber einer hexaedrischen Diskretisierung des Simulationsvolumens [Ackermann u. Weiland, 2012; Becker, 2006; Goudket u. a., 2013; Liu u. a., 2011]. Vereinzelt wird jedoch für bestimmte Anwendungen nach wie vor ein hexaedrisches Gitter bevorzugt [Romanov, 2012]. Die Abhängigkeit der Simulationsergebnisse von der Gitterdichte lässt sich an folgendem Beispiel klar erkennen: Abb. 2.1 zeigt zwei Driftröhren des CH-Rebunchers im seitlichen Schnitt. Benachbarte Driftröhren sind entgegengesetzt elektrisch geladen, so dass das resultierende elektrische Feld zur Beschleunigung von Ionen genutzt werden kann. Betrachtet man nun das elektrische Feld \vec{E} zwischen einem Punkt $P1$ auf der linken und $P2$ auf der rechten Driftröhre, so gilt für die elektrische Span-

nung $U_{P1,P2}$ entlang des Weges s :

$$U_{P1,P2} = \int_{P1}^{P2} \vec{E} \cdot d\vec{s} \quad (2.1)$$

Der Wert des Pfadintegrals über das elektrische Feld zwischen zwei Punkten ist wegunabhängig [Paul u. Paul, 2010]. Die elektrische Spannung bzw. Potenzialdifferenz zwischen Anfang und Ende der 6 Pfade ist demnach invariant. Je nach Diskretisierungsgenauigkeit weichen die simulierten Spannungen jedoch voneinander ab und können daher als Gradmesser der Simulationsgenauigkeit verwendet werden. Abb. 2.2 zeigt drei der verwendeten sieben hexaedrischen Rechengitter im Längsschnitt. Die durchschnittliche Gitterschrittweite variiert hierbei von 1,5 mm (links) bis zu 0,375 mm (rechts). Dies entspricht einer Gesamtzellenzahl im CH-Rebuncher von $2,4 \cdot 10^6$ bis $112,5 \cdot 10^6$.

Die Beschleunigungsspaltspannung je nach Diskretisierungsgenauigkeit lässt sich in Abb. 2.3 betrachten. Hierbei zeichnet sich der Fehler im unteren einstelligen Prozentbereich mit zunehmender Größe bei längerem Integrationsweg, sowie insbesondere bei niedrigerer Gitterdichte ab.

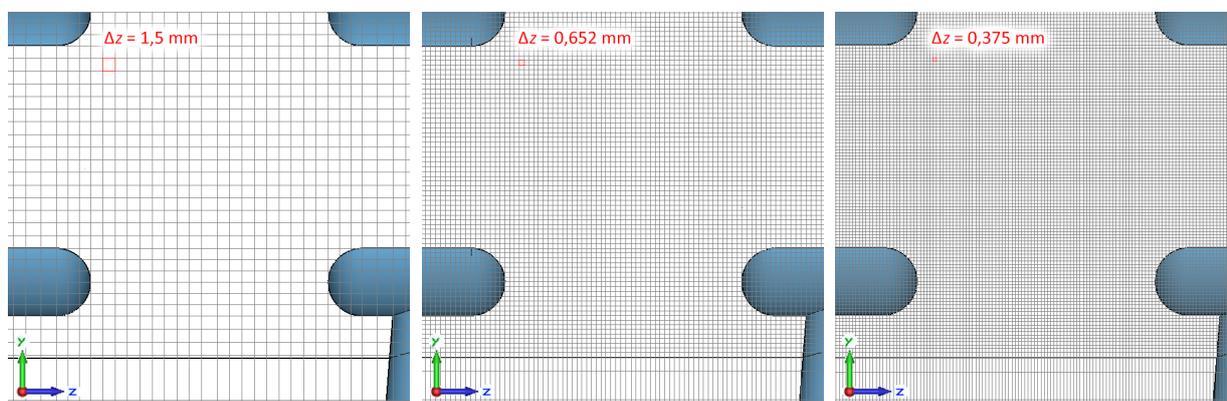


Abbildung 2.2: 3. Gap im Längsschnitt. Nach rechts zunehmende Diskretisierungsgenauigkeit.

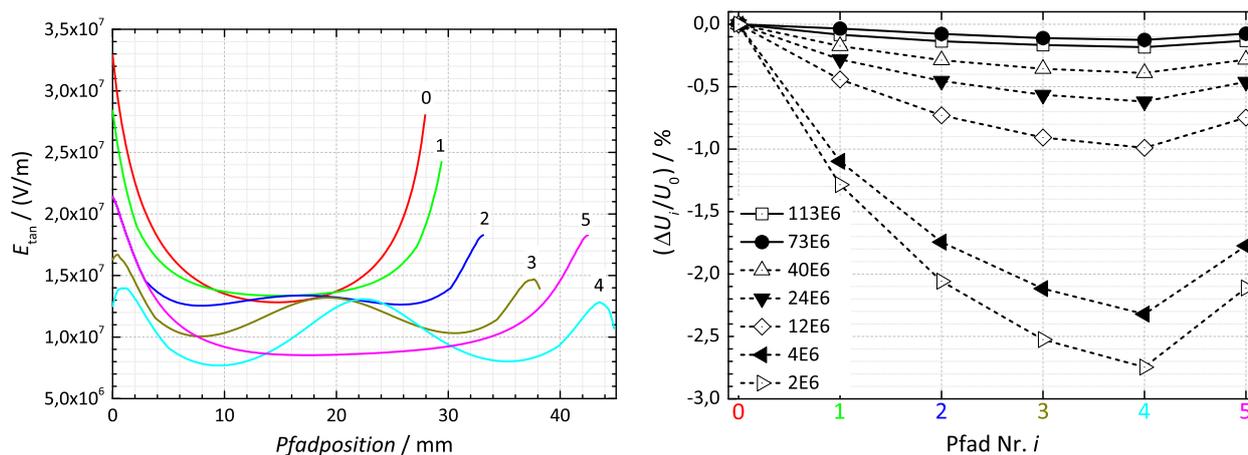


Abbildung 2.3: Die in MWS simulierten Spaltspannungen in Abhängigkeit des gewählten Integrationspfades. *Links*: Tangentiale E -Feldkomponenten entlang der 6 Pfade aus Abb. 2.1. *Rechts*: Spannungsdifferenz eines Integrationspfades gegenüber Pfad 0 in Abhängigkeit der Simulationsgitterdichte.

2.1.0.2 HF-Simulationen

Abb. 2.4 stellt das simulierte Modenspektrum der ersten 10 Resonanzfrequenzen des CH-Rebunchers dar. Die Betriebsmode vom Typ TE_{211} ⁴ bzw. H_{211} liegt bei etwa 175 MHz. Zur Anpassung der Resonanzfrequenz nach erfolgtem Bau, sowie während des Betriebs werden zwei zylindrische Tauchkolbentuner eingesetzt. Details hierzu finden sich in [Seibel, 2013]. Die simulierte Abhängigkeit der ersten und zweiten Resonanzfrequenz von der Tauchkolbenposition ist in Abb. 2.5 zu sehen. Der nichtlineare Verlauf ist deutlich zu erkennen. Essentiell war beim Design ein großer Frequenzhub bei gleichzeitig ausreichendem Abstand zwischen erster und zweiter Mode, sowie keine signifikante Beeinflussung der elektrischen Felder in den Beschleunigungsspalten (siehe hierzu auch Abb. 2.8).

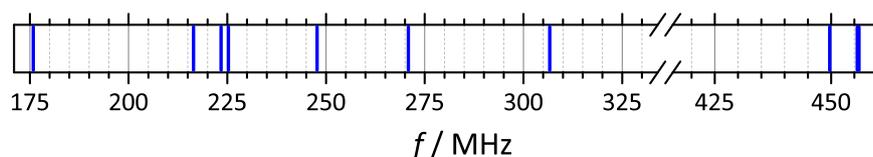


Abbildung 2.4: Modenspektrum der ersten 10 Resonanzfrequenzen des CH-Rebunchers (bei etwa 456 MHz liegen zwei Eigenmoden). Simuliert auf einem tetraedrischen Gitter mit 1,5 Millionen Zellen. Die lokale maximale Simulationsschrittweite lag bei 1,8 mm, die Tunerhöhen bei 220 mm.

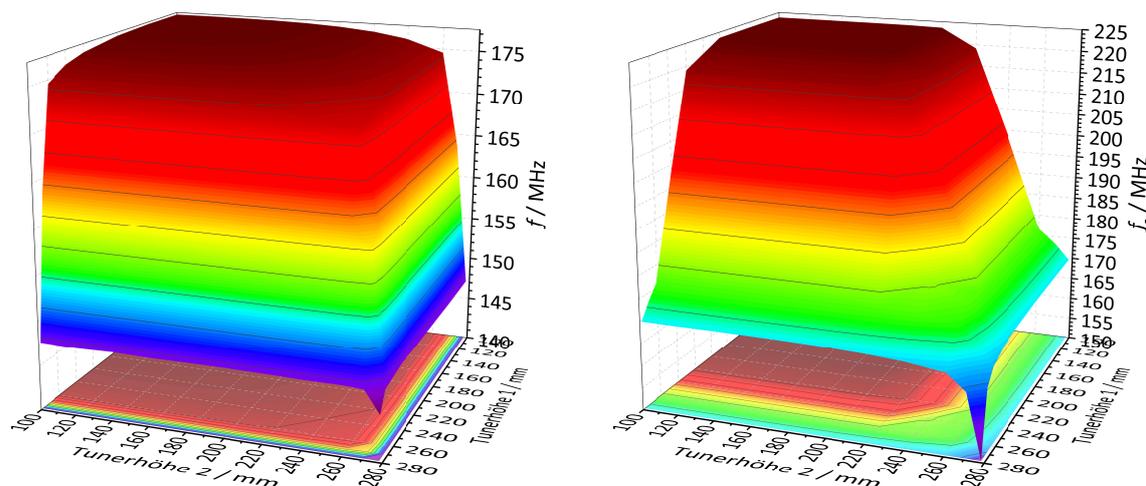


Abbildung 2.5: Resonanzfrequenz der 1. (*links*) und 2. Mode (*rechts*) in Abhängigkeit der Tunerpositionen. TET-Diskretisierung mit 325 000 Gitterzellen und *Local Max Step Width* = 5.

Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz und der Simulationsdauer von der Gitterzellenanzahl für die CH-Struktur während der Designphase ist in Abb. 2.6 dargestellt. Wie in Kap. 2.1.0.1 bereits erwähnt, zeigt sich auch hier die hohe Effizienz einer tetraedrischen Diskretisierung. Kürzere Simulationszeiten bei gleichzeitig früherer Konvergenz der simulierten Frequenz machen das tetraedrische Gitter zum Mittel der Wahl.

⁴Zur Benennung der Moden siehe [Podlech, 2008].

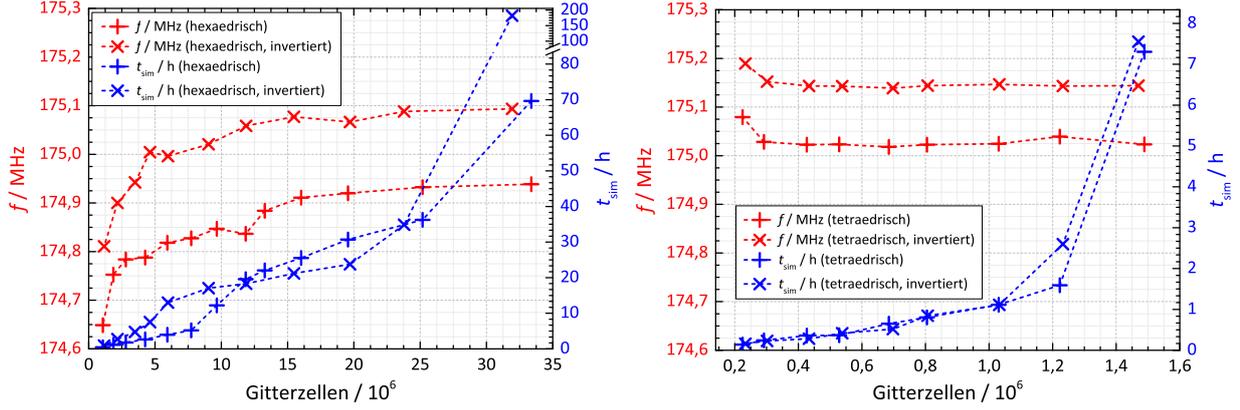


Abbildung 2.6: Verhalten der tiefsten Resonanzfrequenz des CH-Rebunchers bei variierenden Simulationsparametern. Verwendet wurde CST MWS 2012 SP3 auf einem Computer mit 2 AMD Opteron 6220 Prozessoren und 128 GB DDR3-1333 RAM unter Windows 7.

Die Simulationen offenbarten ein weiteres Phänomen: Praktisch identische Strukturen lieferten je nach Art der Eingabe unterschiedliche Resonanzfrequenzen. So konnte mittels Definition sämtlicher Hohlräume des CH-Rebunchers in CST MWS als Vakuum mit PEC⁵ als Hintergrundmaterial eine rund 100 – 150 kHz höhere Resonanzfrequenz erzielt werden, als bei der dazu inversen Definition mit PEC für alle Komponenten der Struktur und Vakuum als Hintergrundmaterial. Abweichungen resultieren sicherlich unter anderem aus der entsprechend unterschiedlichen Diskretisierung des Simulationsvolumens. Weitere Ursachen konnten bisher nicht ausgemacht werden. Um valide Simulationsergebnisse zu erhalten, ist es demnach essentiell, nicht nur die Diskretisierungsart und Gitterzellendichte, sondern auch die Methode der Strukturdefinition zu berücksichtigen.

Die Simulation weiterer Hochfrequenzparameter des CH-Rebunchers kurz vor Fertigstellung des finalen Designs (näheres hierzu in [Seibel, 2013]) ist Abb. 2.7 zu entnehmen. Die Positionen beider Tauchkolben liegen bei 220 mm. Zur Variation der Gitterdichte diente bei HEX der Parameter *Lower mesh limit*, der sich invers zur maximalen Gitterzellenschrittweite verhält. Bei TET wurde die Zellenanzahl über *Minimum number of steps* variiert, was die minimale Anzahl an Gitterpunkten für die Diagonale des Simulations-Begrenzungsrahmen definiert. Dabei wurden auch Simulationen mit lokal erhöhter Gitterdichte nahe der Strahlachse durchgeführt. Bei der HEX-Diskretisierung erfolgte dies über den MWS-Parameter *Volume Refinement Factor* = 5, bei TET mittels *Local Max Step Width* = 1,9. Der Bereich lokaler Verdichtung erstreckt sich über einen Zylinder mit einem Radius der gleich dem 2,5-fachen des maximalen Strahlaperturradius ist, sowie einer Länge vom Beginn des ersten Beschleunigungsspalts bis zum Ende des letzten Beschleunigungsspalts +4,5 cm in beide Richtungen. Es zeigt sich, dass bei gleicher Anzahl an Gitterzellen dessen unterschiedliche Dichteverteilung zu einer Variation der simulierten HF-Parameterwerte um bis zu 4 % führt. Des Weiteren zeigt sich auch hier eine deutlich frühere Konvergenz unter Verwendung von TET. Gleichzeitig nutzt TET nicht nur alle verfügbaren Prozessorkerne, sondern auch einen größeren Anteil des

⁵Von engl. *perfect electric conductor* - „ideal leitfähiges Material“. Alle tangentialen (und inneren) elektrischen Gitterspannungen sowie alle normalen (und inneren) magnetischen Flüsse sind hierbei gleich Null. Dies führt zu einer deutlichen Beschleunigung der Simulationszeit. Bei der Simulation thermischer Verluste und anderer materialabhängiger Parameter muss diese Simplifizierung jedoch berücksichtigt werden.

Arbeitsspeichers. Bei zu hoher Gitterzellenanzahl (hier $> 1,2 \cdot 10^6$) offenbart Abb.2.7 daher einen sprunghaften Anstieg der Simulationsdauer, da ein Teil der Daten auf der Festplatte ausgelagert wird. Die Erhöhung der lokalen Gitterdichte (gestrichelte Linien) führt zwar unter HEX zu einer früheren Konvergenz von f , benötigt hierfür jedoch auch mehr Ressourcen. Bei TET scheint die lokale Gitterdichteerhöhung für die Simulation der HF-Parameter dagegen keine signifikanten Vorteile zu bringen.

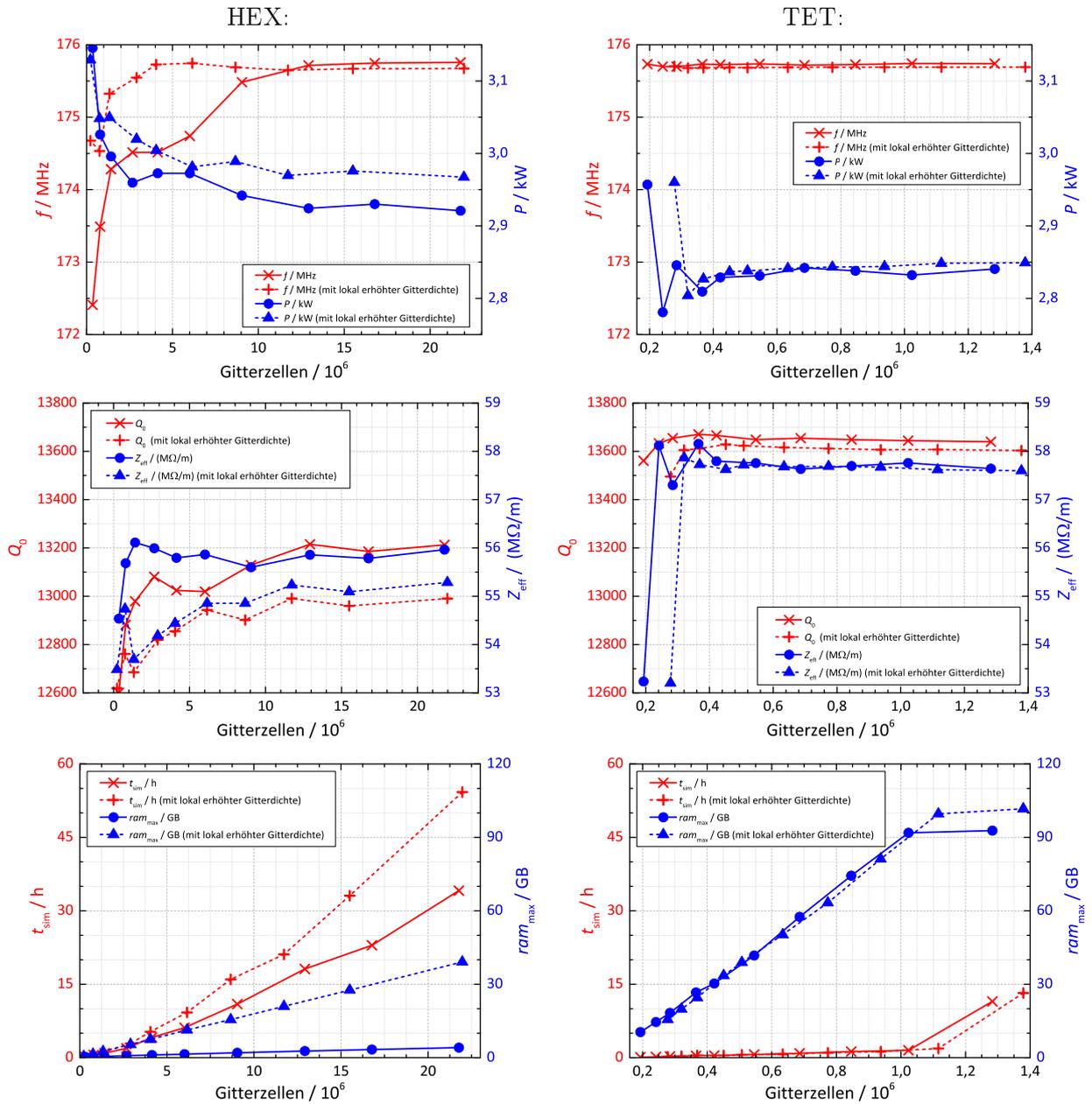


Abbildung 2.7: HF-Parameterkonvergenz mit MWS 2013. HEX-Diskretisierung *links*, TET *rechts*. *Oben* die Resonanzfrequenz f und Verlustleistung P , *mittig* die unbelastete Güte Q_0 und normierte effektive Shuntimpedanz Z_{eff} , *unten* die Simulationsdauer t_{sim} , sowie benötigter Arbeitsspeicher ram_{max} . P , Q_0 und Z_{eff} wurden über die im LORASR-Design vorgegebene Spannung normiert. Als Tanklänge wurde für die normierte Shuntimpedanz $l = 350,47$ mm gewählt. Dies entspricht dem minimalen Abstand benachbarter Komponenten des CH-Rebunchers [Seibel, 2014].

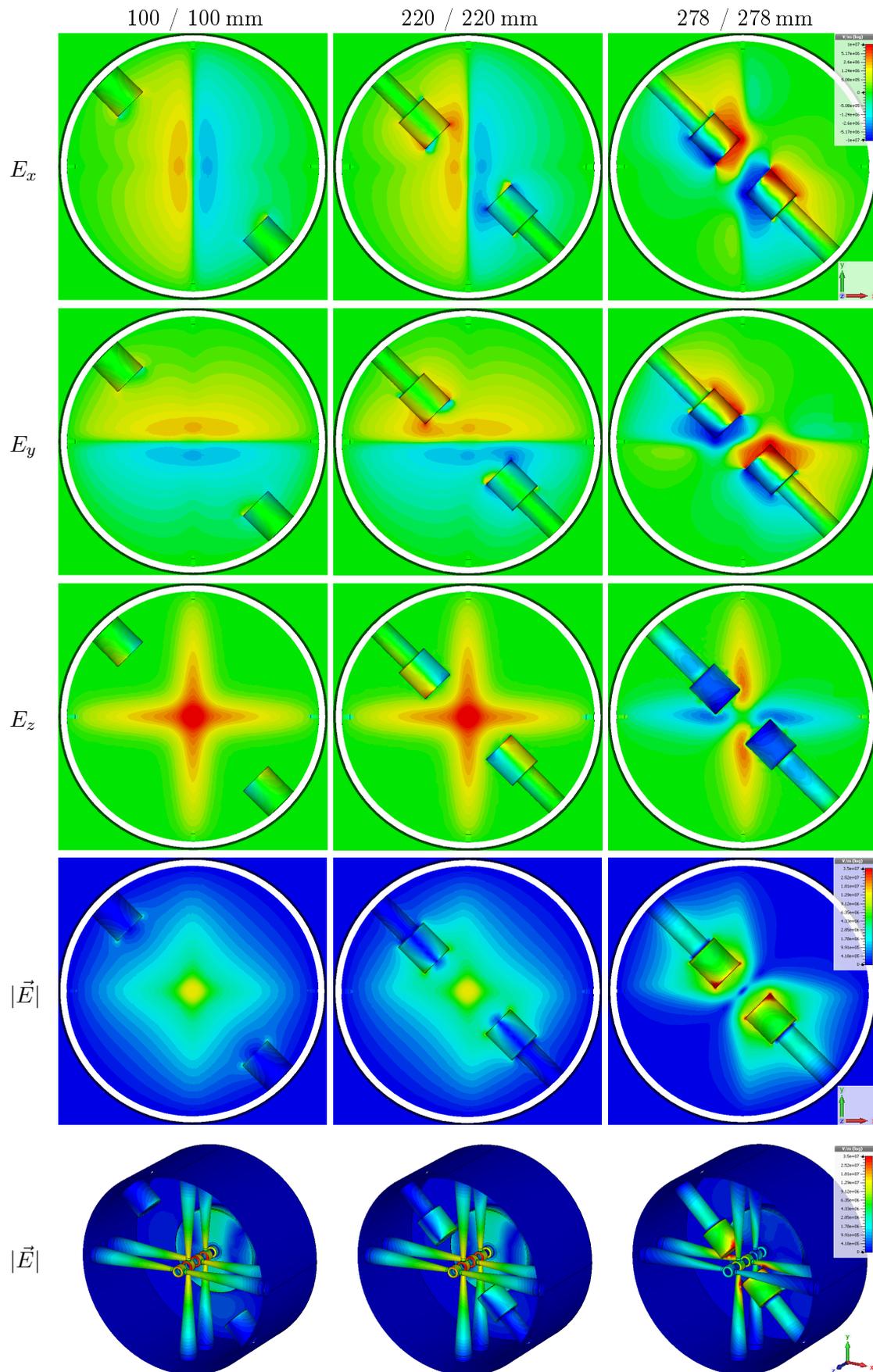


Abbildung 2.8: Falschfarbenansichten der E -Feldkomponenten bei unterschiedlichen Tunereinschubtiefen. Simuliert auf einem tetraedrischen Gitter mit 350 000 Zellen. 2D-Ansichten auf Höhe der dritten Gapmitte.

2.2 Multipol-Feldkomponenten

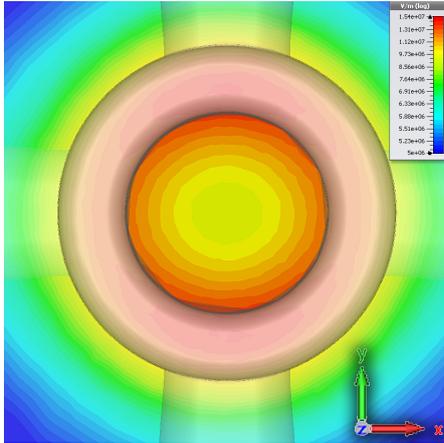


Abbildung 2.9: Falschfarbendarstellung von E_z am Anfang des dritten Gaps. Die Stütze in y zeichnet sich in der verformten Feldkomponente ab.

Die spezielle Geometrie von CH-Kavitäten mit benachbart kreuzweise angeordneten Stützen führt zu einer Verformung der elektrischen Felder innerhalb der Beschleunigungsspalte. Zusätzlich zur Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke von der Zeit t bzw. HF-Phase φ_{HF} , der longitudinalen Position z und dem Abstand zur z - bzw. Strahlachse r , variiert \vec{E} dadurch auch mit dem Azimutwinkel φ , da hier keine reine Achsensymmetrie vorliegt: $\vec{E}(r, \varphi, z, t)$. Die Abweichung der Farbkonturen von einer Kreis- hin zur Ellipsenform in (Abb. 2.9) verdeutlicht diese Feldasymmetrie.

Bisherige Untersuchungen zu Feldasymmetrien an Driftröhrenbeschleunigern vom Typ Single- und Multi-Spoke finden sich in [Ostiguy u. Solyak, 2011; Berrutti u. a., 2012; Olave u. a., 2012; Ostroumov u. a., 2012; Hopper u. a., 2013], sowie zu Viertelwellenresonatoren⁶ in [Fraser u. a., 2009]. Erste Analysen an einer CH-Struktur wurden bereits in [Liebermann u. a., 2004] und [Clemente u. a., 2006] durchgeführt. Für den im Rahmen dieser Arbeit behandelten CH-Rebuncher wurden die bisherigen Erkenntnisse erweitert und präzisiert, insbesondere um im Hinblick auf strahldynamische Effekte die Auswirkungen quantifizieren zu können.

Abb. 2.10 stellt E_z entlang verschiedener Geraden parallel zur Strahlachse dar. Eine äquivalente Darstellung für IH-Driftröhrenbeschleuniger findet sich in [Ratzinger u. a., 1988].

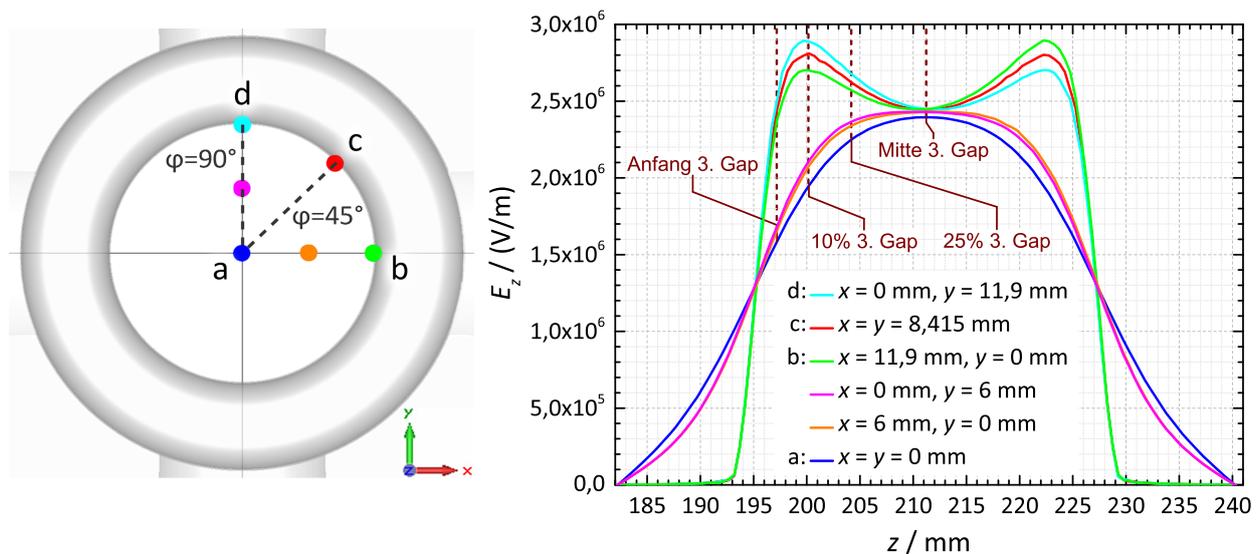


Abbildung 2.10: E_z entlang verschiedener Geraden parallel zur Strahlachse innerhalb des dritten Beschleunigungsspaltes.

⁶Auch QWR von engl. *quarter wave resonator*.

Ein Durchgriff des E -Feldes in die Driftröhren lässt sich insbesondere für kleine r gut erkennen. Betrachtet man die Kurven für $r = 11,9$ mm (Pfade b, c und d) lässt sich eine klare Verkippung der lokalen Maxima vor und nach der Beschleunigungsspaltmitte bei etwa 210 mm feststellen. Während am Spaltanfang die E -Feldkomponente von Pfad d (*cyanblau*) aufgrund der Nähe zur Stütze in y -Richtung dominiert, ist dies am Spaltausgang für Pfad b (*grün*) wegen der Stütze in x -Richtung der Fall. Dies lässt sich quantifizieren:

$$U_{D3 \rightarrow D4, a} = \int_{z_{D3}}^{z_{D4}} E_{z, a} dz = 80,351 \text{ kV} \quad (2.2)$$

$$U_{D3 \rightarrow D4, c} = \int_{z_{D3}}^{z_{D4}} E_{z, c} dz = 83,410 \text{ kV} \quad (2.3)$$

$$U_{D3 \rightarrow D4, b} = \int_{z_{D3}}^{z_{D4}} E_{z, b} dz = 83,425 \text{ kV} \quad (2.4)$$

$$U_{D3 \rightarrow D4, d} = \int_{z_{D3}}^{z_{D4}} E_{z, d} dz = 83,426 \text{ kV}. \quad (2.5)$$

Hierbei gibt z_{Dn} die longitudinal betrachtete Mitte des n -ten Driftrohrs an. Es ist $z_{D3} = 182,16$ mm und $z_{D4} = 240,298$ mm. Betrachtung bis zur Beschleunigungsspaltmitte ($z_{G3} = 211,236$ mm):

$$U_{D3 \rightarrow G3, b} = \int_{z_{D3}}^{z_{G3}} E_{z, b} dz = 40,833 \text{ kV} \quad (2.6)$$

$$U_{D3 \rightarrow G3, d} = \int_{z_{D3}}^{z_{G3}} E_{z, d} dz = 42,684 \text{ kV}. \quad (2.7)$$

Unter Vernachlässigung transversaler Kräfte durchläuft ein direkt auf der Strahlachse fliegendes Proton mit 80,351 kV somit eine knapp 4% geringere Beschleunigungsspannung als eines nahe der maximal möglichen Apertur (2.4, 2.5). Diese radiale Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung in Driftröhrenbeschleunigern wurde unter anderem in [Ratzinger, 1998] untersucht. (Abb. 2.11) stellt die Auswirkungen dieser Abhängigkeit anschaulich dar. Der Effekt azimuthaler Abhängigkeit wird

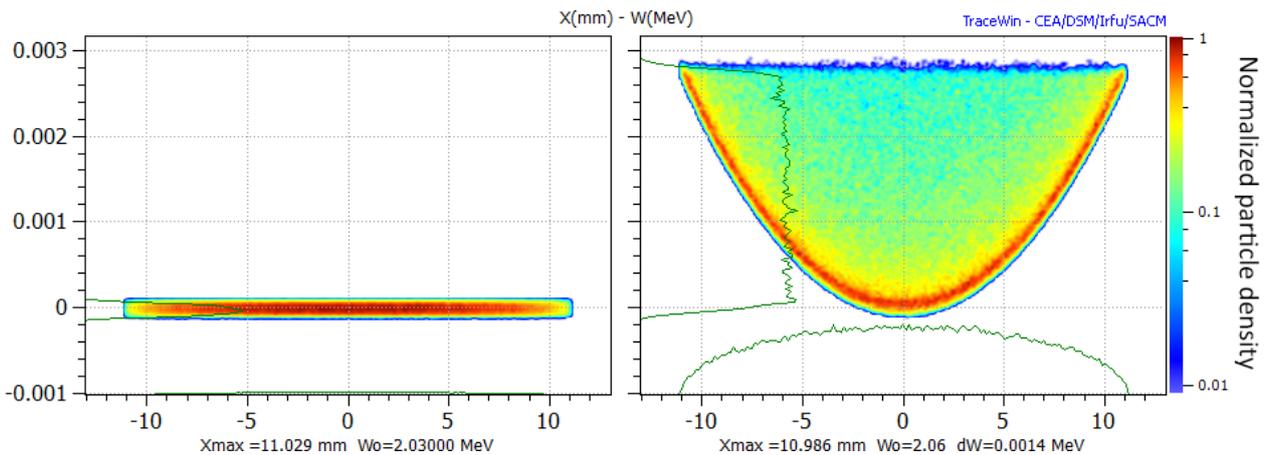


Abbildung 2.11: x - E -Phasenraum („X-W“ nach der Nomenklatur von TraceWin) unmittelbar vor (*links*) und nach (*rechts*) dem ersten Beschleunigungsspalt der CH-Kavität bei $\varphi_s = 0^\circ$ mit einem Teststrahl. Die radiale Abhängigkeit der Beschleunigung ist deutlich zu erkennen.

bei Betrachtung der Beschleunigungsspannung bis zur Spaltmitte deutlich. Auch wenn $U_{D3D4,b}$ und $U_{D3D4,d}$ mit einer Differenz $< 0,02 \text{ ‰}$ nahezu identisch sind, unterscheiden sich die bis zur Spaltmitte durchlaufenen Spannungen deutlich. Dies führt somit zu einer Geschwindigkeitsmodulation und in Folge je nach HF-Phase zu Emittanzwachstum und einem früheren oder späteren Verlassen des Beschleunigungsspalt.

Unter Berücksichtigung der Winkeldifferenz von 90° (vgl. Abb. 2.10) deuten diese verkippten E -Feldverläufe bereits auf einen Quadrupolanteil oder ein Vielfaches im elektrischen Feld hin. Da

$$\frac{1}{2} \cdot (\max\{E_{z,d}\} + \max\{E_{z,b}\}) \approx \max\{E_{z,c}\}$$

gilt, und die E -Feldamplitudendifferenz somit bei $\Delta\varphi = 90^\circ$ doppelt so groß ist, wie bei $\Delta\varphi = 45^\circ$, liegt die Annahme einer Quadrupolkomponente nahe. Weitere Untersuchungen wurden daraufhin mittels Auswertung der E -Feldkomponenten auf um die Strahlachse gelegten kreisförmigen Pfaden durchgeführt (Abb. 2.12). Die Kreismittelpunkte liegen dabei jeweils auf der Strahlachse. Die Radien betragen 6 mm (50 % der maximalen Apertur), sowie 11,9 mm (rund 99 % der maximalen Apertur). In z -Richtung liegen die Kreispfade direkt am Beginn des Spaltes („Anfang 3. Gap“), sowie bei 10% (hier konnte in Abb. 2.10 die größte Abweichung bei gleichem r festgestellt werden), 25% und 50% der Beschleunigungsspaltlänge.

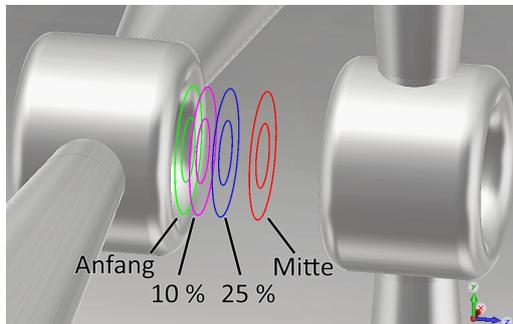


Abbildung 2.12: Kreisförmige Pfade im dritten Beschleunigungsspalt zur Auswertung der E -Feldkomponenten.

Abb. 2.13 stellt die longitudinalen und radialen E -Feldkomponenten in Abhängigkeit von r , φ und z dar. Die Modulation mit dem Azimutwinkel φ ist in nahezu allen Kurven deutlich erkennbar. Maxima bei $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 270^\circ$, sowie Minima bei $\varphi = 0^\circ$ bzw. 360° und $\varphi = 180^\circ$ zeichnen sich insbesondere für

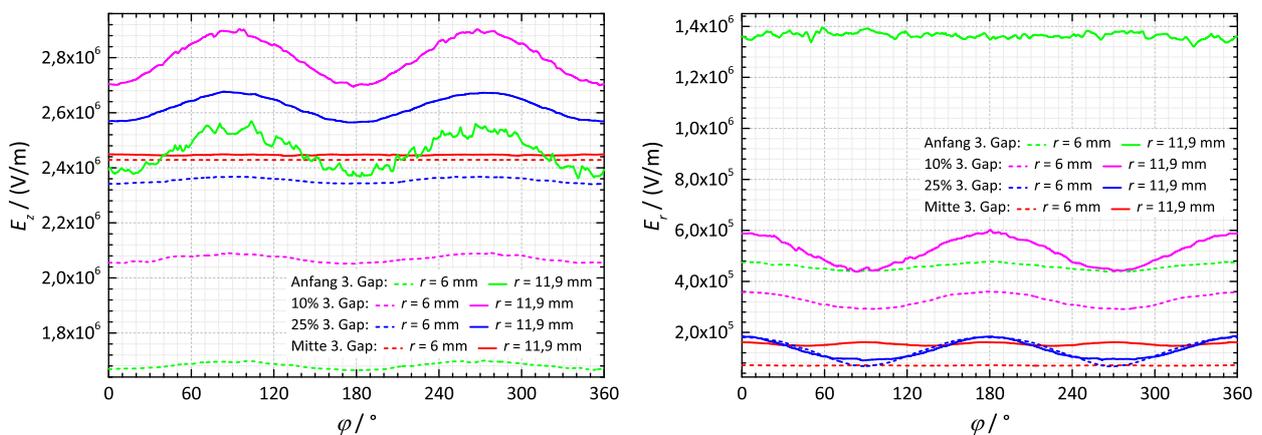


Abbildung 2.13: Longitudinale (links) und radiale (rechts) E -Feldkomponenten entlang kreisförmiger Pfade mit $r = 6 \text{ mm}$ und $r = 11,9 \text{ mm}$ an verschiedenen Positionen innerhalb des dritten Beschleunigungsspalt. Es ist $E_r = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ und $th_{1,2} = 100 \text{ mm}$.

$r = 11,9$ mm ab. In der Beschleunigungsspaltmitte ist die Variation von E mit φ dagegen vergleichsweise gering. Hier lässt sich jedoch ein anderes Phänomen ausmachen:

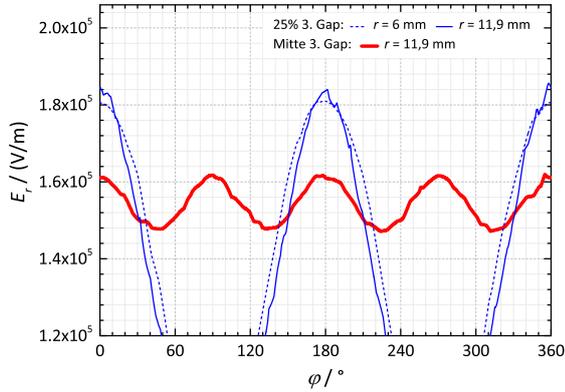


Abbildung 2.14: Detailansicht des Feldverlaufs für $r = 11,9$ mm in der Mitte des 3. Gaps bei $th_{1,2} = 100$ mm. Die Oktopolstruktur zeichnet sich in *rot* ab.

Eine Oktopolstruktur ist im radialen E -Feldstärkenverlauf nun sichtbar (Abb. 2.14). Dies ist theoretisch auch zu erwarten, da ein elektrischer Oktopol dann entsteht, wenn zwei elektrische Quadrupole nahe beieinander, aber entgegengesetzt orientiert liegen [Wichmann, 1989]. Da bei einer CH-Struktur die an einen Beschleunigungsspalt grenzenden Driftröhren und Stützen auf der Strahlachse um $\Delta\varphi = 90^\circ$ zueinander verdreht sind, liegt genau der beschriebene Fall vor und es kommt zur Ausbildung der Oktopolstruktur, wenn auch mit leichten Abweichungen. Die radiale E -Feldkomponente für $r = 11,9$ mm variiert hierbei um $\pm 10\%$, hat jedoch auch nur eine Stärke im Bereich von rund 5% der longitudinalen Komponente – der Einfluss ist dementsprechend gering.

In Abb. 2.15 sind die Amplituden der fouriertransformierten E -Feldkomponenten abgebildet. Periodizitäten im Feldstärkenverlauf entlang der kreisförmigen Pfade lassen sich somit leicht quantitativ ermitteln. Die erste Harmonische bei $f = 1/2\pi r$ entspricht dabei einer reinen Dipolkomponente, $f = 2/2\pi r$ einer reinen Quadrupolkomponente und so weiter. Die Quadrupolkomponente bei $f = 2/2\pi r$ dominiert im Spektrum dabei deutlich. Insbesondere bei 10% und 25% der Beschleunigungsspaltlänge variieren sowohl die longitudinale, als auch die radiale E -Feldkomponente hierbei um Werte im unteren einstelligen Prozentbereich, bezogen auf die jeweils über alle Winkel gemittelte Feldstärke. Dementsprechend stark variieren somit auch die longitudinalen und radialen Kräfte auf durch den Spalt fliegende Ionen. Außer der Oktopolkomponente bei $f = 4/2\pi r$ lassen sich die restlichen Frequenzen im Wesentlichen auf numerische

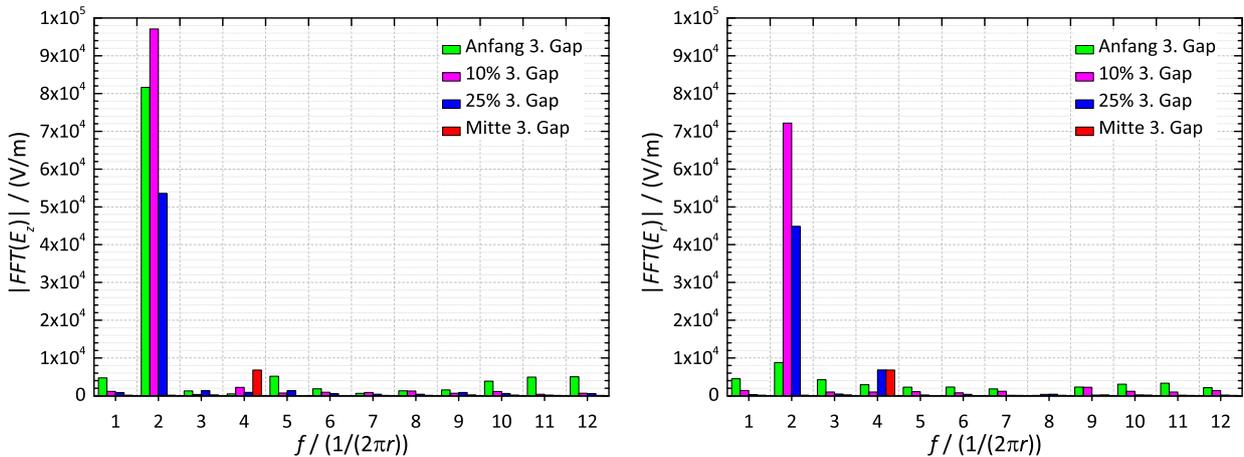


Abbildung 2.15: Amplituden der fouriertransformierten E -Feldkomponenten aus Abb. 2.13 für $r = 11,9$ mm mit $th_{1,2} = 100$ mm. E_z links und E_r rechts.

Simulationsfehler zurückführen (siehe Kap. 2.1.0.1).

Unter Verwendung eines dichter diskretisierenden Gitters ließe sich die Amplitude dieser Fehler weiter reduzieren⁷.

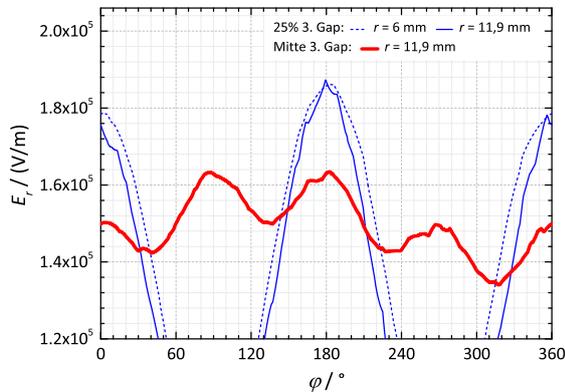


Abbildung 2.16: Detailansicht des Feldverlaufs für $r = 11,9$ mm in der Mitte des 3. Gaps bei $th_1 = 220$ mm und $th_2 = 260$ mm. Die Oktopolstruktur mit Dipolverkippung zeichnet sich in rot ab.

Bei tiefer eingefahrenen Tauchkolbentunern (220 und 260 mm) ändert sich die Situation nicht signifikant (Abb. 2.17). Der Abstand zwischen Tauchkolbentuner und maximaler Strahlapertur liegt mit einer Tunerposition von 260 mm bei rund 6 cm, induziert entsprechend dieser Untersuchungen jedoch keinen relevanten zusätzlichen Multipolanteil. Ein entscheidender Einfluss auf die Feldqualität in den Beschleunigungsspalten geht von dem Tauchkolbentuningkonzept somit nicht aus. Nichtsdestotrotz lässt sich ein geringer Einfluss belegen: Im Vergleich zur Oktopolstruktur in der radialen E -Feldkomponente bei $th_{1,2} = 100$ mm, ist diese bei $th_1 = 220$ mm, $th_2 = 260$ mm aufgrund der unsymmetrischen Tunerpositionen zusätzlich mit einer Dipolkomponente moduliert. Dies lässt sich sowohl visuell im Feldverlauf (Abb. 2.16), als auch in der Fouriertransformation feststellen (Abb. 2.18, Dipolanteil bei $f = 1/2\pi r$ für E_r im Vergleich zu Abb. 2.15).

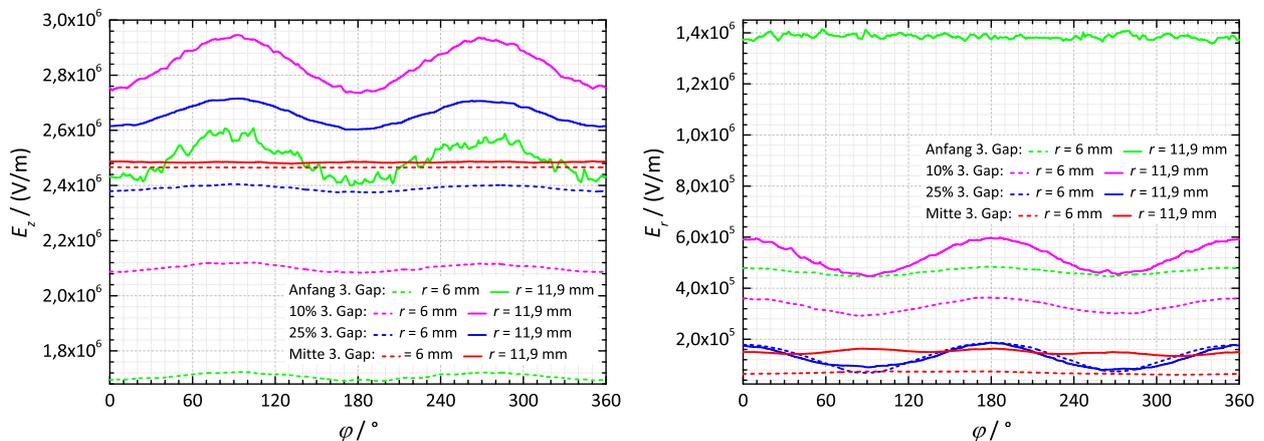


Abbildung 2.17: Longitudinale (*links*) und radiale (*rechts*) E -Feldkomponenten entlang kreisförmiger Pfade mit $r = 6$ mm und $r = 11,9$ mm an verschiedenen Positionen innerhalb des dritten Beschleunigungsspaltes mit $th_1 = 220$ mm und $th_2 = 260$ mm.

⁷Gleichzeitig würde – analog zum Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [Shannon, 1949] – die höchstmöglich abbildbare Frequenz steigen.

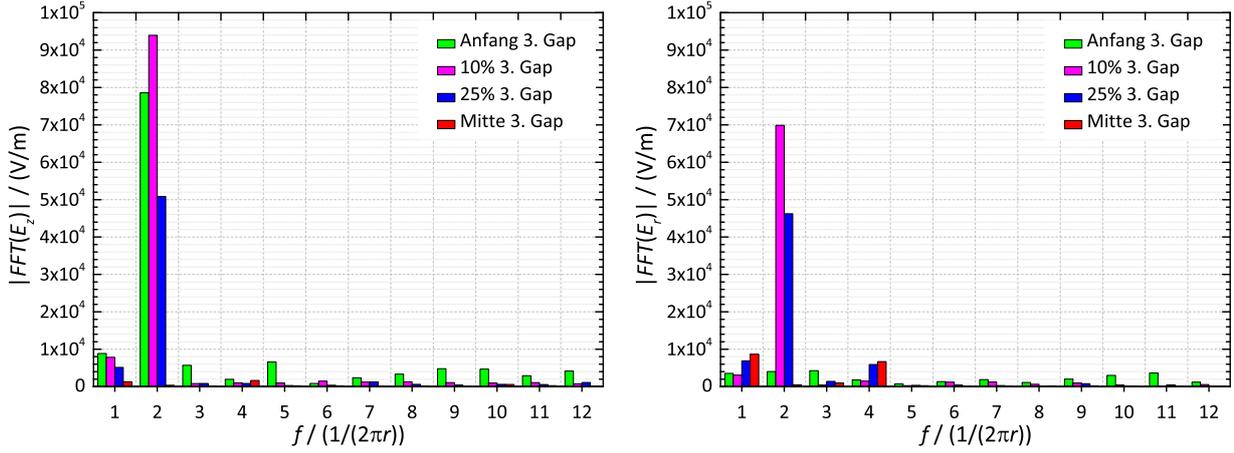


Abbildung 2.18: Amplituden der fouriertransformierten E -Feldkomponenten aus Abb.2.17 für $r = 11,9$ mm. E_z links und E_r rechts.

2.2.1 Strahldynamiksimulationen zur azimuthalen Transversalfeldasymmetrie

Teilchensorte	Protonen	Simulations-Schrittweite	0,5 mm
Teilchenanzahl	500000	$\varepsilon_{x,\text{rms,norm}} / \varepsilon_{y,\text{rms,norm}}$	$10^{-10} \pi$ mm mrad
E	2,03 MeV	$\varepsilon_{z,\text{rms,norm}}$	$10^{-4} \pi$ mm mrad
f	175 MHz		$\approx 1,972 \cdot 10^{-5} \pi$ deg MeV
I_b	0 bzw. 48 mA	$\alpha_{x,y} / \beta_{x,y}$	0 / 10^{10} mm/ π mrad

Tabelle 2.1: Strahl- und Simulationsparameter in TraceWin zur Bestimmung der Emittanzwachstumsdifferenz aufgrund von Feldasymmetrien.

Um die Auswirkungen der Feldasymmetrien auf einen Ionenstrahl zu bestimmen, wurden Strahldynamiksimulationen mit TraceWin durchgeführt. Als Eingangsverteilung diente ein transversal und longitudinal homogener KV-verteilter Protonenstrahl. Die Teilchenanzahl wurde mit 500000 vergleichsweise hoch angesetzt, um auch feine Dichtefluktuationen registrieren zu können (Abb.2.19). Die Eingangsemittanzen sind dagegen außerordentlich gering, da sich der – wie sich im Laufe der Untersuchungen gezeigt hat – ohnehin nur sehr gering ausbildende Effekt dann deutlicher darstellt. Das dadurch herbeigeführte starke Emittanzwachstum, reagiert sehr sensitiv auf Abweichungen zwischen x- und y-Ebene. Im Falle nicht vorhandener Multipolkomponenten und ohne nichtlineare Effekte ließe sich von einem deckungsgleichen Kurvenverlauf in den Emittanzen beider Ebenen ausgehen. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie Abb.2.20 zeigt. Zwar unterscheiden sich die Emittanzen am Ausgang nur geringfügig

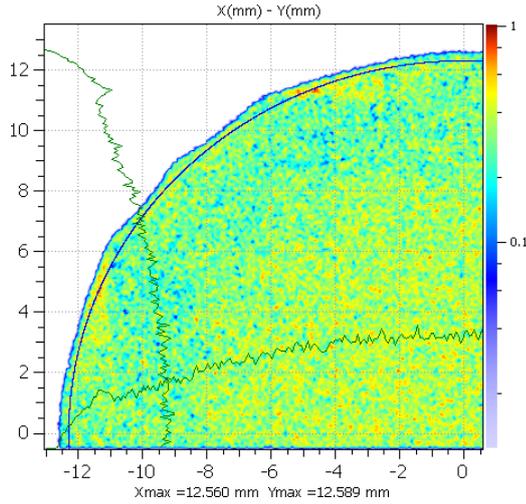


Abbildung 2.19: Strahlquerschnittssegment am Ausgang des CH-Rebunchers im x - y -Profil. Abweichungen von der kreisrunden und homogenen Geometrie der KV-Verteilung am Eingang der CH-Struktur deuten auf nichtlineare Effekte und numerische Fehler hin.

um weniger als 0,3 %,

$$\varepsilon_{x,rms,norm} = 1,251573 \cdot 10^{-2} \pi \text{ mm mrad}$$

$$\varepsilon_{y,rms,norm} = 1,254741 \cdot 10^{-2} \pi \text{ mm mrad}$$

doch der Verlauf innerhalb der fünf Beschleunigungsspalte des CH-Rebunchers zeigt Unterschiede bis zu 15 %. Aufgrund der alternierenden Stützenanordnung hebt sich ein Großteil des am Beschleunigungsspaltanfang emittanzwachstumverursachenden Effektes am Ende des Beschleunigungsspalts wieder auf. Betrachten wir hierzu den dritten Beschleunigungsspalt zwischen etwa 0,2m und 0,22m: Während die normierte rms-Emittanz in y ((Abb. 2.20) *rechts, blau*) zunächst stärker ansteigt als in x (Abb. 2.20, *rechts, rot*), kehrt sich der Effekt anschließend um, so dass die Kurven wieder nahezu deckungsgleich liegen. Dies lässt sich über alle fünf Beschleunigungsspalte beobachten.

Bei einem Strom von $I = 48 \text{ mA}$ ist qualitativ das gleiche Phänomen zu beobachten, jedoch in deutlich

schwächerer Ausprägung (Abb. 2.21). Das Emittanzwachstum aufgrund der Raumladung dominiert hierbei deutlich.

Eine Simulation mit lediglich 65 Protonen (2 MeV, $I = 0$, $\varphi_s = -90^\circ$) ist in den Abbildungen Abb. 2.22 und Abb. 2.23 dargestellt. Es zeichnet sich auch hier nicht nur die Abhängigkeit der im

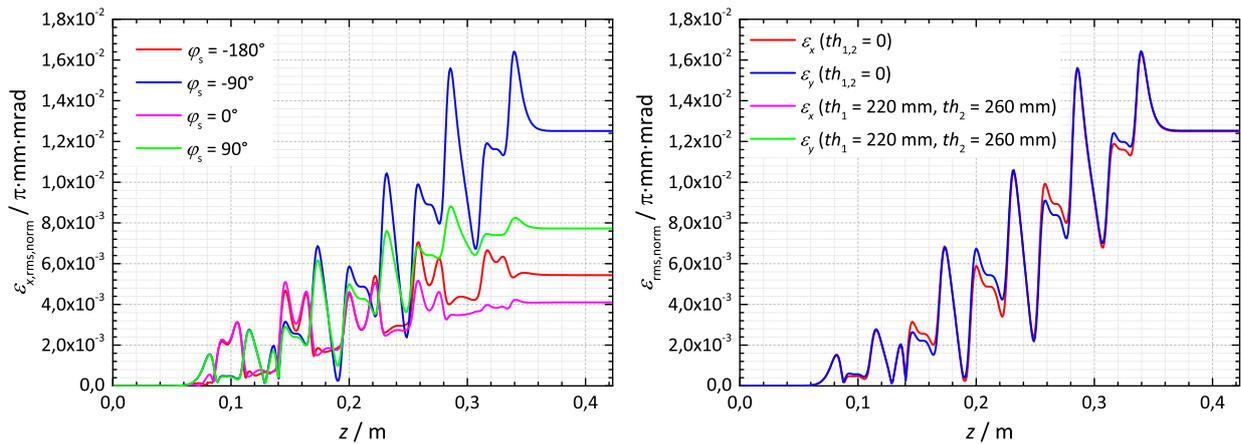


Abbildung 2.20: Wachstum der normierten rms-Emittanz (in x) im Rebuncher in Abhängigkeit von φ_s (*links*), sowie bei $\varphi_s = -90^\circ$ im Vergleich von x - und y -Ebene für verschiedene Tauchkolbenpositionen $th_{1,2}$ (*rechts*). Die Kurven für $th_1 = 220 \text{ mm}$; $th_1 = 260 \text{ mm}$ liegen praktisch deckungsgleich mit der jeweiligen x - oder y -Emittanz für $th_{1,2} = 0$ und zeichnen sich daher nicht ab. Die Tunereinschubtiefe hat demnach im gezeigten Bereich keinen Einfluss auf das Emittanzwachstum. Bei dieser Simulation ist $I = 0$.

Beschleunigungsspalt wirkenden Kräfte von der radialen, sondern auch der azimuthalen Position ab. Die Impulsschärfe steigt wie erwartet mit zunehmendem Radius.

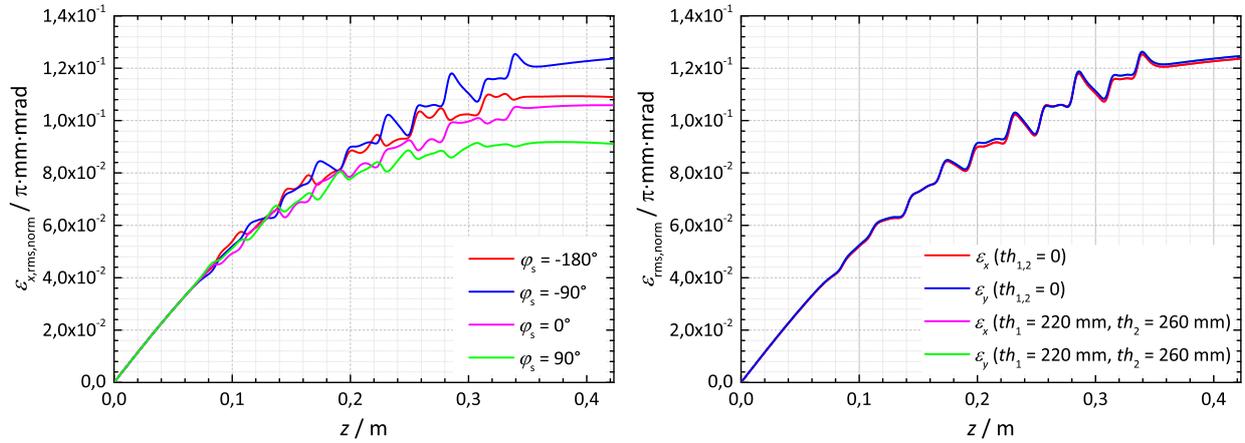


Abbildung 2.21: Zu Abb.2.20 äquivalente Darstellung, hier mit $I = 48 \text{ mA}$.

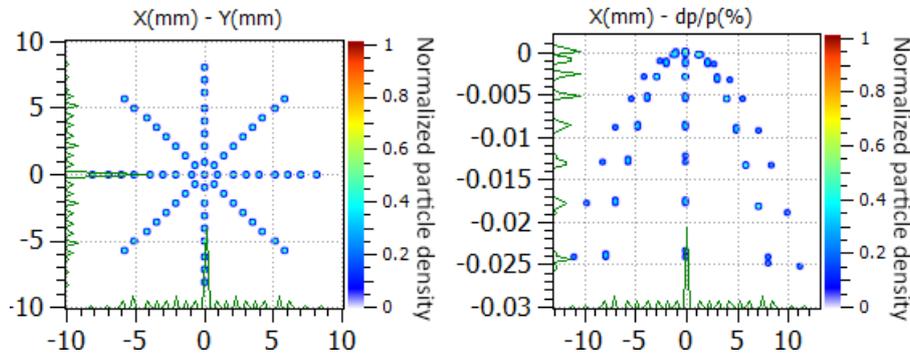


Abbildung 2.22: $x-y$ - (links) am Eingang und $x-dp/p$ -Phasenraum (rechts) am Ausgang des CH-Rebunchers bei einer Simulation mit 65 symmetrisch platzierten Teilchen.

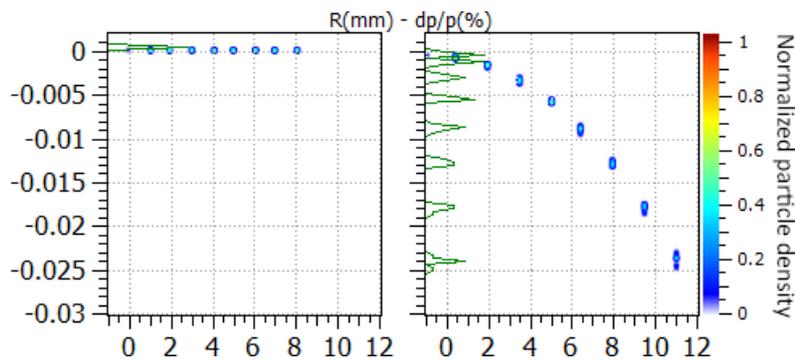


Abbildung 2.23: $r-dp/p$ -Phasenraum. Links am Eingang, rechts am Ausgang des CH-Rebunchers.

Es lässt sich somit zusammenfassen, dass die azimuthale Transversalfeldasymmetrie innerhalb der Beschleunigungsspalte zwar beobachtbar ist, jedoch keinen signifikanten Einfluss auf die Strahldynamik nimmt.

3 Strahldynamiksimulationen

Um die Trajektorie geladener Teilchen effizient berechnen zu können, nutzen die meisten Computerprogramme entweder analytische Ladungsverteilungen oder sogenannte Particle-In-Cell-Methoden (PIC) [Hockney u. Eastwood, 1988] basierend auf schneller Fourier-Transformation (FFT¹) [Holmes u. a., 2013]. Während analytische Verteilungsmodelle für theoretische Untersuchungen nützlich sein können, ermöglichen sie keine detaillierten Simulationen für reale Beschleunigeranlagen. Prinzipiell ließen sich Raumladungseffekte über die Berechnung der Coulombkräfte zwischen allen Teilchen ermitteln. Doch angesichts von Teilchenzahlen im Bereich von 10^9 (vgl. hierzu Kap. 1.1.2) ist dieser Ansatz ineffizient. PIC nutzt daher eine zeitliche und räumliche Diskretisierung von einer oftmals reduzierten Anzahl an Teilchen, sogenannten „Makropartikeln“. Mit PIC können somit realistische Raumladungsverteilungen angenommen werden, wobei Diskretisierungsfehler hierbei – wie die nachfolgenden Untersuchungen zeigen werden – eine entscheidende Rolle spielen. Während die Kräfte zwischen geladenen Teilchen kontinuierlich wirken, werden sie in den Simulationen nur als einzelne Impulse, unterbrochen vom Teilchentransport, betrachtet (Abb. 3.1). Sind diese Zeitschritte zu groß, verringert sich die Simulationsgenauigkeit [Grigoryev u. a., 2002]. Ist dagegen die räumliche Diskretisierung zu fein, sinkt die Teilchenanzahl pro Gitterzelle was zu numerischem Rauschen und künstlichem Emittanzwachstum führen kann [Pichoff u. a., 1998].

Bei der Durchführung von Strahldynamiksimulationen ist es somit unerlässlich, deren Genauigkeit in Abhängigkeit verschiedener Parameter wie Strahlstrom, Teilchenanzahl sowie räumlicher und zeitlicher Diskretisierung der internen und externen Felder zu berücksichtigen.

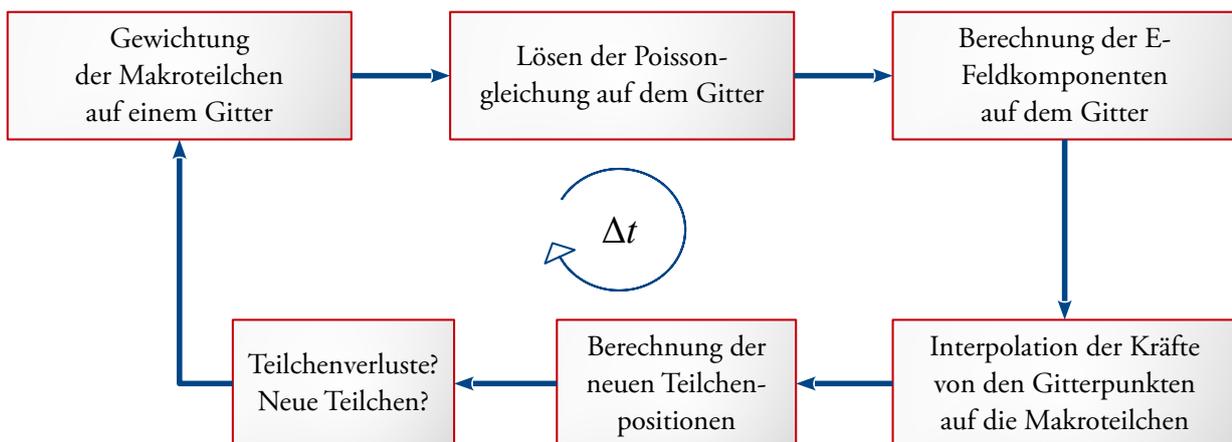


Abbildung 3.1: Vereinfachte schematische Darstellung eines PIC-Algorithmus.

¹Von engl. *fast fourier transform*.

3.1 LORASR

Das Strahldynamikdesign für die LINAC-Sektion von FRANZ erfolgte mit LORASR [Ratzinger, 2013], einem Simulationsprogramm insbesondere für Driftröhrenbeschleuniger unter Verwendung der KONUS²-Strahldynamik. Details zur generellen Funktionsweise finden sich in [Ratzinger, 1998], zum PIC-FFT-Algorithmus in [Tiede, 2009]. Zu den Beschleunigeranlagen, bei denen LORASR bisher verwendet wurde, zählen unter anderem:

- GSI Hochstrominjektor (HSI) [Ratzinger, 2000b], Hochladungsinjektor (HLI) [Tiede u. a., 2006], Ionenfallenanlage HITRAP [Kitegi u. a., 2004] und FAIR Protoneninjektor [Groening u. a., 2012],
- CERN Linac3 [Ratzinger, 2000a] und REX-ISOLDE (Genf, Schweiz) [Fraser u. a., 2010],
- Spaltfragmentbeschleuniger (MAFF) am Forschungsreaktor München II [Bongers, 2003],
- Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT) [Lu u. a., 2004],
- Ionenstrahl-Therapiezentrum MedAustron (Wiener Neustadt, Österreich) [Strodl, 2006],
- EBIS Vorinjektor am Brookhaven National Laboratory (Upton, USA) [Raparia u. a., 2007],
- TRIUMF ISAC-I (Vancouver, Kanada) [Tiede u. a., 2008],
- Injektor für CSRm am HIRFL (Lanzhou, China) [Zhang u. a., 2012b] und
- NICA Injektor am JINR (Dubna, Russland) [Butenko u. a., 2013].

Frühere LORASR-Simulationen zu FRANZ finden sich in [Noll u. a., 2011]. Für die nachfolgenden Simulationen wurde LORASR in der Version 2013.12.12 verwendet. Die Frequenz der Raumladungsroutinenaufrufe in sämtlichen Driftsektionen wurde entsprechend der Untersuchungen in [Claessens, 2013, S. 52] auf 1 Schritt/mm gelegt (Syntax im Programmcode: „*DRIFT BETW. SP. CH. CALLS/CM= 0.1*“). Die letzten Strahldynamikrechnungen zur LINAC-Sektion wurden nach Vermessung der drei Quadrupol-Triplets durchgeführt [Claessens, 2013, S. 61]. Von diesem Status ausgehend werden im Folgenden weiter verfeinerte Rechnungen vorgestellt. Eine Neuerung ist hierbei unter anderem die Nutzung einer RFQ-Ausgangsverteilung mit 95377 Teilchen [Ratzinger, 2013], zusätzlich zur Verteilung mit 9538 Teilchen, wie sie auch bereits in [Claessens, 2013] verwendet wurde ($I = 48$ mA). Die CH-Struktur wird bei $\varphi_s = -90^\circ$ zur longitudinalen Fokussierung betrieben. Des Weiteren wurden Fehlertoleranzstudien durchgeführt, um die Stabilität des aktuellen Strahldynamikdesigns beurteilen zu können.

Abb. 3.2 stellt die beiden Eingangsverteilungen dar, mit denen, beginnend bei der IH-Struktur, Strahldynamiksimulationen durchgeführt wurden. Diese führten bei Verwendung von 10^5 Protonen zu etwas höheren Teilchenverlusten, sowie leichten Abweichungen insbesondere im Verlauf der longitudinalen Emittanz (Abb. 3.3, Abb. 3.5). Der transversale Strahlverlauf ändert sich hierdurch jedoch nur marginal (Abb. 3.4). Auch die longitudinalen Enveloppen weichen nur gering voneinander ab. Zwischenzeitliche Differenzen bis zu 15 % innerhalb der IH-Struktur resultieren aus Haloteilchen, welche in der Verteilung mit 10^4 Teilchen nicht abgebildet werden.

²Apronym für „Kombinierte Null Grad Struktur“. Ein Strahldynamikkonzept zur effizienten Beschleunigung bei einer minimalen Anzahl an magnetischen Fokussierelementen. Näheres findet sich in [Tiede u. a., 2008].

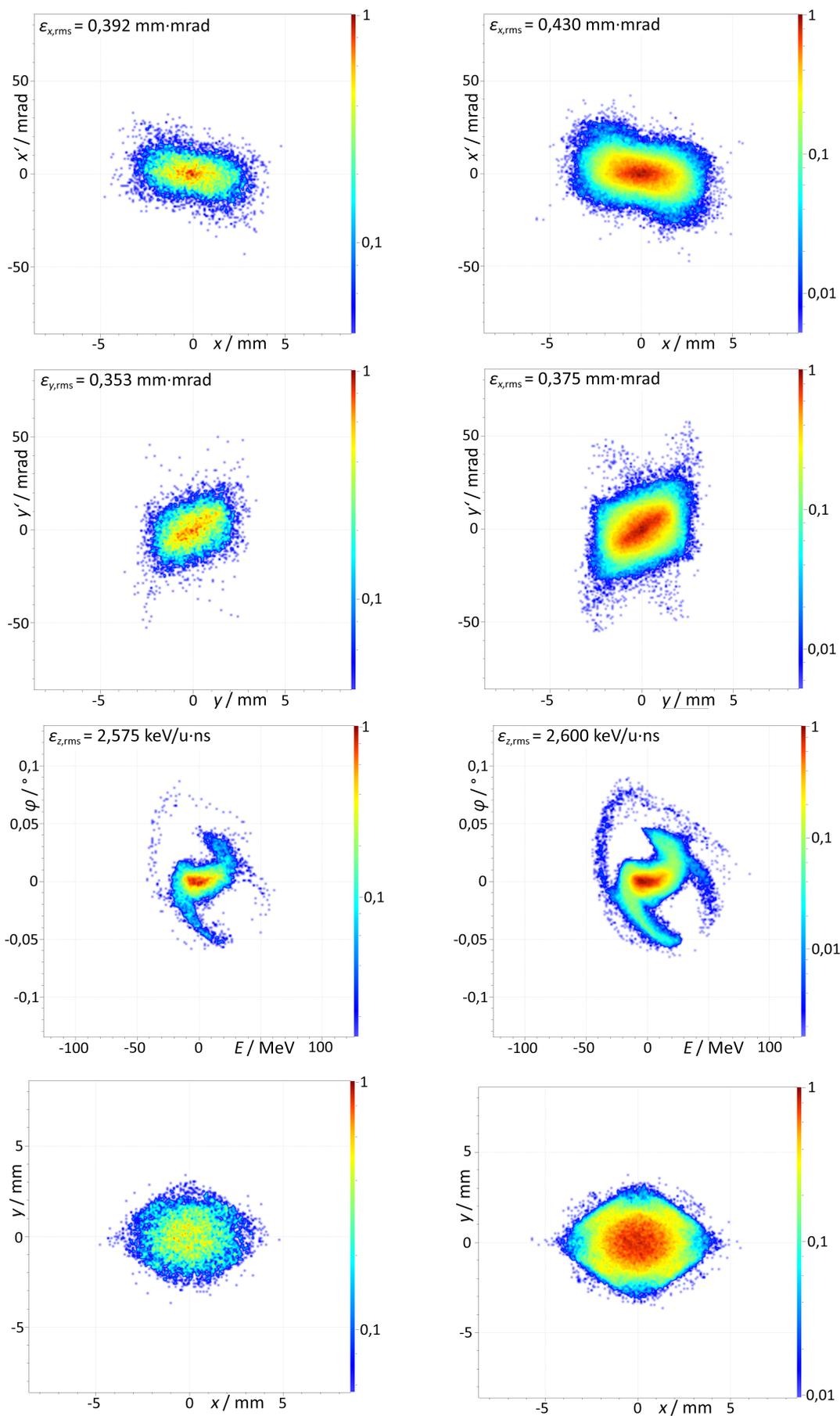


Abbildung 3.2: FRANZ-Eingangsverteilungen mit rund 10^4 (links) und 10^5 Teilchen (rechts).

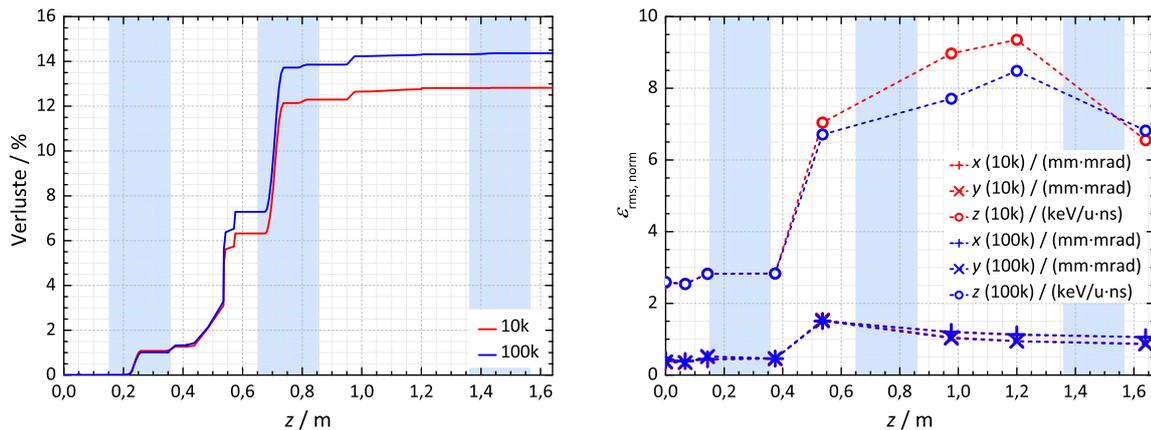


Abbildung 3.3: Teilchenverluste entlang der LINAC-Sektion im Verhältnis zur Eingangsteilchenanzahl und in Abhängigkeit der gewählten Eingangsverteilung (*links*). Normierte rms-Emittanz in Abhängigkeit von z (*rechts*).

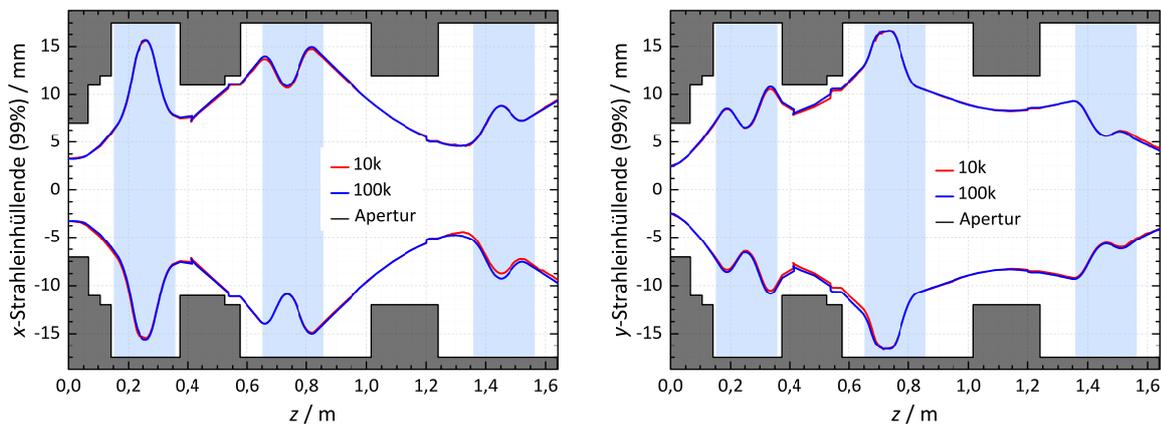


Abbildung 3.4: Strahleinhältnisse in der x - (*links*) und y -Ebene (*rechts*). 99 % aller Teilchen befinden sich innerhalb der rot bzw. blau dargestellten Kurven.

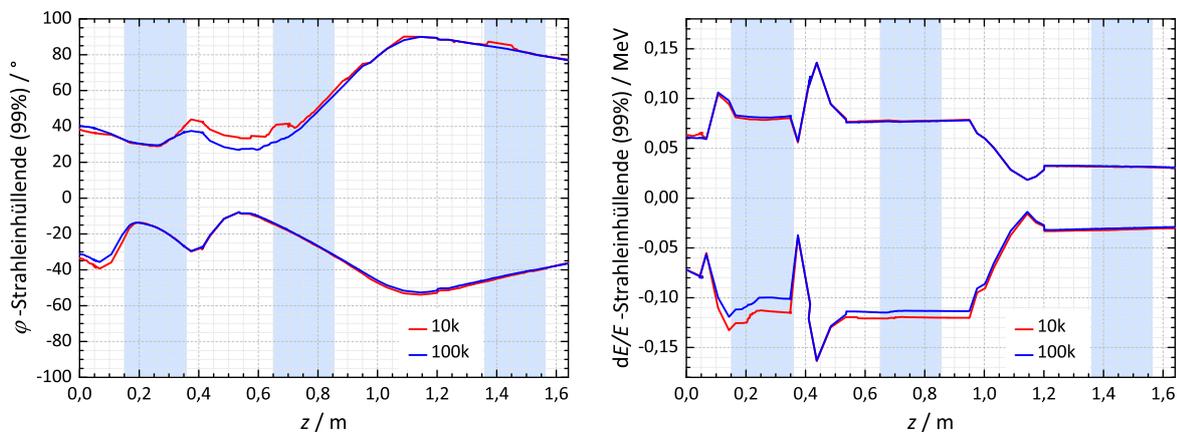


Abbildung 3.5: Strahleinhältnisse in φ (*links*) und dE/E (*rechts*). 99% aller Teilchen befinden sich innerhalb der rot bzw. blau dargestellten Kurven.

3.1.1 Fehlertoleranzstudien

Eine wesentliche Herausforderung bei der Entwicklung der Strahldynamik für Linearbeschleuniger mit hohen Strömen ist die Minimierung von Teilchenverlusten. Dies soll Schäden an, sowie je nach Strahlenergie eine Aktivierung der Beschleunigerkomponenten weitgehend reduzieren, wenn nicht gar ausschließen (siehe auch Kap. 1.1.2). Aktuelle Studien aus den vergangenen Jahren bilden die Forschungsaktivitäten auf diesem Gebiet gut ab:

- Spallations-Neutronenquelle SNS am Oak Ridge National Laboratory in Tennessee, USA [Crandall, 1998],
- Europäische Spallations-Neutronenquelle ESS in Schweden [Pichoff u. a., 2002; Comunian u. a., 2012; Peggs, 2013],
- CERN Linac4 in der Schweiz [Baylac u. a., 2006],
- SPIRAL2 am GANIL in Frankreich [Bertrand u. a., 2008],
- Hochenergie-Strahltransportsektion am IFMIF-EVEDA Beschleuniger (in Planung) [Oliver u. a., 2010],
- C-ADS Injektor [Meng u. a., 2012] und Haupt-Linac, China [Meng u. a., 2013],
- J-PARC Linac Upgrade, Japan [Liu u. Ikegami, 2013],
- FAIR Protoneninjektor der GSI in Darmstadt [Clemente u. a., 2013] und
- MYRRHA Injektor in Belgien (in Planung) Mäder u. a. [2014].

Demnach lassen sich häufig untersuchte Fehlerarten mit typischen Toleranzbereichen angeben (siehe auch [Tiede, 2009, S. 113]):

Fehler Nr.	Element	Fehlerart	Amplitude
1	magnetischer Quadrupol	transversale Translation	$\pm 0,1$ mm
2		longitudinale Translation	± 1 mm
3		Rotationen (Nicken, Gieren, Rollen)	$\pm 0,5^\circ / 8,725$ mrad
4		Abweichungen vom magn. Soll-Gradient	$\pm 0,5$ %
5	HF-Kavität	Abweichungen von der Design-Spaltspannung (Abb. 3.6)	± 5 %
6		Abweichungen von der Design-Gesamtspannung	± 1 %
7		Schwankungen der HF-Phase	$\pm 1^\circ$
8		transversale Translation	$\pm 0,1$ mm
9		longitudinale Translation	± 1 mm
10		Rotationen (Nicken, Gieren) der Kavität	$\pm 0,5^\circ / 8,725$ mrad

Die Fehler 1, 3 und 5 - 7 lassen sich aktuell mit LORASR untersuchen. Studien mit den Fehlern 1-4 und 6-10 mit dem Programm TraceWin finden sich in Kap. 3.2.5.

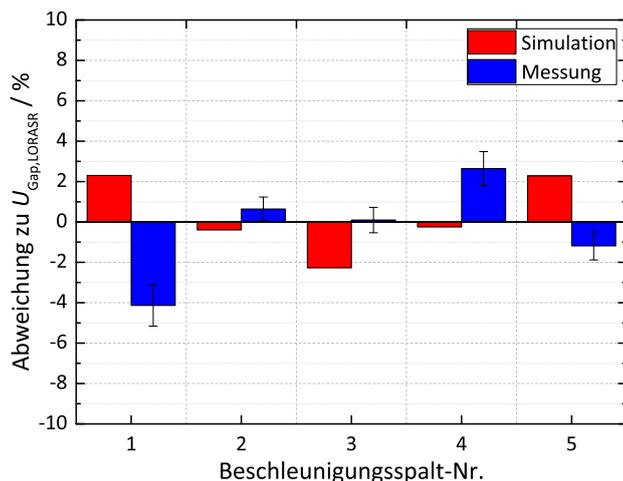


Abbildung 3.6: Abweichungen der einzelnen Spaltspannungen im CH-Rebuncher zwischen Messung bzw. MWS-Simulation und den vorgegebenen Werten aus LORASR. Beide Tauchkolbentuner befinden sich auf 220 mm Einschubtiefe. Die Simulation wurde mit tetraedrischem Gitter bei $8 \cdot 10^5$ Zellen durchgeführt.

Kombinierte Fehler

Wahrscheinlichkeitsverteilung des zusätzlichen RMS-Emittanzwachstums

Um die Stabilität des FRANZ-Strahldynamikdesigns im Hinblick auf Fehlertoleranzen bewerten zu können, wurden mit LORASR statistische Analysen durchgeführt. Das dabei betrachtete zusätzliche Emittanzwachstum definiert sich gemäß [Tiede, 2007, S. 25 f.] über:

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta\varepsilon_{\text{Fehlerlauf}} - \Delta\varepsilon_{\text{ohne Fehler}}}{\Delta\varepsilon_{\text{ohne Fehler}}}$$

$\Delta\varepsilon_{\text{ohne Fehler}}$ entspricht dem Emittanzwachstum eines ungestörten Simulationsdurchgangs ohne Fehler. $\Delta\varepsilon_{\text{Fehlerlauf}}$ einem Durchlauf mit Fehlern.

In jedem Simulationslauf wurden die in der Tabelle angegebenen Fehler statistisch verteilt den entsprechenden Komponenten aufgeprägt. Die Fehler werden von LORASR dabei gaußverteilt, mit der Fehleramplitude als Standardabweichung und einem Maximalfehler der dem Zweifachen dieser Standardabweichung entspricht.

Nicht ganze Zahlen bei der Simulationslaufanzahl resultieren aus der Interpolation mehrerer Simulationsläufe. Die 1000 Simulationsläufe wurden dabei auf mehrere LORASR-Instanzen aufgeteilt, um den prinzipiell nicht parallelisierten Quelltext trotzdem auf mehrere Prozessoren des Simulationsrechners aufteilen zu können.

Das zusätzliche rms-Emittanzwachstum ähnelt in allen Ebenen der Form einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung (Abb. 3.7). Es liegt in x im Mittel bei $\langle \Delta\varepsilon_x \rangle = -0,733 \%$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta\varepsilon_x} = 13,571 \%$. In y bei $\langle \Delta\varepsilon_y \rangle = 7,356 \%$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta\varepsilon_y} = 12,564 \%$. In z bei $\langle \Delta\varepsilon_z \rangle = 58,280 \%$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta\varepsilon_z} = 50,353 \%$. Im Mittel sinkt die Emittanz somit zwar in x , jedoch auf Kosten einer steigenden Emittanz in y . Auffällig ist

insbesondere die hohe Standardabweichung in longitudinaler Richtung. Wie in Kap. 3.2.2.2 noch gezeigt wird, ist die große Phasenbreite der Mikrobunche hierfür hauptverantwortlich. Abweichungen vom Strahldynamikdesign können hierbei zu mangelnder longitudinaler Fokussierung und daraufhin zu einem Auseinanderdriften des Bunche verbunden mit entsprechendem Emittanzwachstum führen.

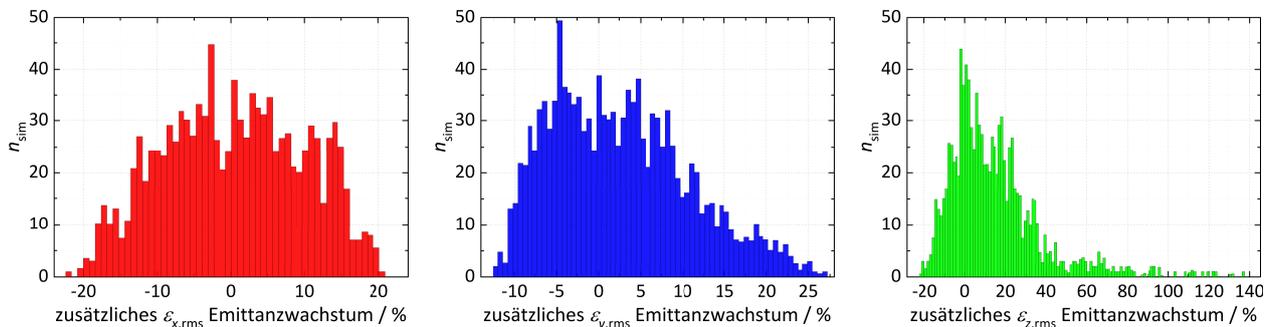


Abbildung 3.7: Zusätzliches rms-Emittanzwachstum nach 1000 Simulationenläufen.

Während die statistischen Fehlerstudien ein robustes Strahldynamikdesign andeuten, wurde ein entscheidender Aspekt hierbei noch nicht berücksichtigt: Die induktive Kopplung von RFQ und IH-Driftröhrenbeschleuniger (IH) und deren Auswirkungen. Untersuchungen hierzu finden sich unter anderem in [Mäder, 2011] und [Schwarz, 2012]. Darin zeigte sich, dass „die erforderlichen Anpassungen dieses neuartigen Beschleunigerkonzeptes bezüglich Resonanzfrequenz, Feldverteilung und Spannungsverhältnis“ zwischen RFQ und IH eine „große Herausforderung“ sind [Schwarz, 2012]. Zwar lieferten Simulationen und Messungen an einem Modell im Maßstab 1:2 Erkenntnisse zum Tuningverhalten der Beschleunigerstrukturen, es musste aber festgestellt werden, dass „praktisch keiner der drei Parameter [...] vollständig isoliert beeinflusst werden [kann]. Das Annähern an einen Zielparameter hat somit meist ein Entfernen von einem anderen Zielparameter zur Folge“.

Die bisher in dieser Arbeit vorgestellten Strahldynamiksimulationen nutzen dabei RFQ-Ausgangsverteilungen als Eingangsverteilungen, welche je nach genauer Ausprägung der Kopplung auch von ihrer derzeitigen Form (siehe Abb. 3.2) abweichen könnten. Im folgenden Abschnitt wird daher auch der Einfluss der Eingangsverteilung auf die Strahldynamik der LINAC-Sektion untersucht.

3.2 TraceWin

Neben LORASR wurde für Strahldynamikrechnungen auch das Programm TraceWin [Uriot u. a., 2014] in den Versionen 2.5.2.0 - 2.8.1.9 genutzt. Dieses wurde und wird ebenso bei Projekten wie IFMIF, Linac4 (CERN), SPIRAL2, MYRRHA, EURISOL und SPL eingesetzt. Bei einem Vergleich mit anderen Programmen wie LORASR, DYNAMION und PARMILA am UNILAC der GSI, sowie dortigen Messungen, zeigten sich gute Übereinstimmungen [Groening u. a., 2009]. Auch [Zhang u. a., 2012a] stellte nur minimale Abweichungen zwischen Ergebnissen von TraceWin und LORASR fest.

In TraceWin wurden die 3D-Feldgeometrien des IH- und CH-Driftröhrenbeschleunigers aus CST MWS importiert („Field Map“, siehe hierzu auch Abb. 4.11, Abb. 4.12 und Abb. 4.13 im Anhang) um die elektromagnetischen Felder innerhalb der Beschleunigerkavitäten noch präziser in die Simulationen einbeziehen zu können [Uriot u. Pichoff, 2003]. Die genauen Aperturen sämtlicher Komponenten wurden bei den Simulationen mit TraceWin berücksichtigt. Dies führt insbesondere bei den Quadrupoltripletts, sowie den Tankdeckeln des CH-Rebunchers zu Änderungen gegenüber den bisherigen LORASR-Simulationen. Auch die in LORASR vorgegebenen Gapspannungen konnten weder in MWS noch bei den Messungen nach Bau der IH exakt erreicht werden [Heilmann u. a., 2014], so dass auch hier eine Quelle für Abweichungen zwischen LORASR und TraceWin liegt.

3.2.1 Simulationsparameter und -genauigkeit

Eine wesentliche Herausforderung bei der Strahldynamiksimulation für Hochstromlinearbeschleuniger ist eine möglichst realitätsnahe Berechnung von Raumladungskräften und -effekten aller Teilchen untereinander. 1998 stellten Pichoff u. a. die 3D-Raumladungsroutine PICNIC (*Particle In Cell Numerical Integration between Cubes*) für gebunchte Strahlen vor. Diese basiert auf einem Particle-In-Cell-Algorithmus zur numerischen Berechnung der Interaktion zwischen Teilvolumina des Strahls und wurde später in TraceWin implementiert. Um die Aussagekraft der mit TraceWin durchgeführten Simulationen besser bewerten und numerische Fehler gering halten zu können (siehe hierzu auch die Ausführungen in [Hofmann u. Boine-Frankenheim, 2014; Secondo u. a., 2012]), wurden zunächst Untersuchungen mit variierenden Simulationsparametern durchgeführt. Zwei Parameter spielen dabei eine zentrale Rolle: Die PARTRAN Simulationsschrittweite s_{PARTRAN} und die PICNIC Gittergröße n_{PICNIC} .

s_{PARTRAN} bestimmt die Simulationsschrittweite in Field Maps. Im Beispiel der FRANZ-LINAC-Sektion (Kap. 3.2.3) sind das insbesondere die IH- und CH-Kavitäten mit aus CST MWS exportierten Feldern. Stimmt die longitudinale Schrittweite der exportierten Field Maps nicht mit s_{PARTRAN} überein, so wird interpoliert. Zusätzlich wurden für alle magnetischen Quadrupole entsprechend der Geometrien und Ergebnisse aus [Claessens, 2013] Field Maps mit s_{PARTRAN} als Simulationsschrittweite generiert. Für eine exaktere Visualisierung der Ergebnisse wurden zudem auch Driftstrecken mittels Field Maps definiert. Entsprechend der Untersuchungen in Abb. 3.8 wurde für die folgenden Simulationen $s_{\text{PARTRAN}} = 1000 \frac{1}{\text{m}}$ verwendet.

Die Gitterdichte für die Raumladungsberechnung wird mit n_{PICNIC} gesteuert. Hierbei wird das gesamte Strahlvolumen in quaderförmige Untervolumina eingeteilt und die jeweils enthaltenen Teil-

chen gezählt. Unter Annahme einer homogenen Ladungsverteilung werden dann die gegenseitig wirkenden Kräfte der Quader aufeinander berechnet. Das Raumladungsgitter hat eine maximale Größe von $\pm 3,5 \cdot \varepsilon_{i,\text{rms}}$ mit $i \in [x,y,z]$, wobei $2 \cdot n_{\text{PICNIC}}$ die Anzahl an Gitterzellen in jeder Ebene angibt. Da sich n_{PICNIC} auf alle drei kartesischen Koordinaten auswirkt, führt eine Erhöhung des Parameters um den Faktor ξ somit zu einem Anstieg der Zellenanzahl um den Faktor ξ^3 . Das elektrische Feld außerhalb des definierten Gitters wird als das eines äquivalenten Strahls mit gleichen rms-Größen und Gaußverteilung angenommen [Pichoff u. a., 1998]. Entsprechend der Untersuchungen aus Abb. 3.9 und in [Eshraqi u. a., 2012] wurde für die nachfolgenden Berechnungen mit TraceWin $n_{\text{PICNIC}} = 10$ gesetzt. Dies teilt einen Mikrobunch somit in $10 \cdot 10 \cdot 10 = 1000$ Untervolumina für die Raumladungsberechnung auf und führt zu einem guten Kompromiss zwischen Simulationsgenauigkeit und -geschwindigkeit.

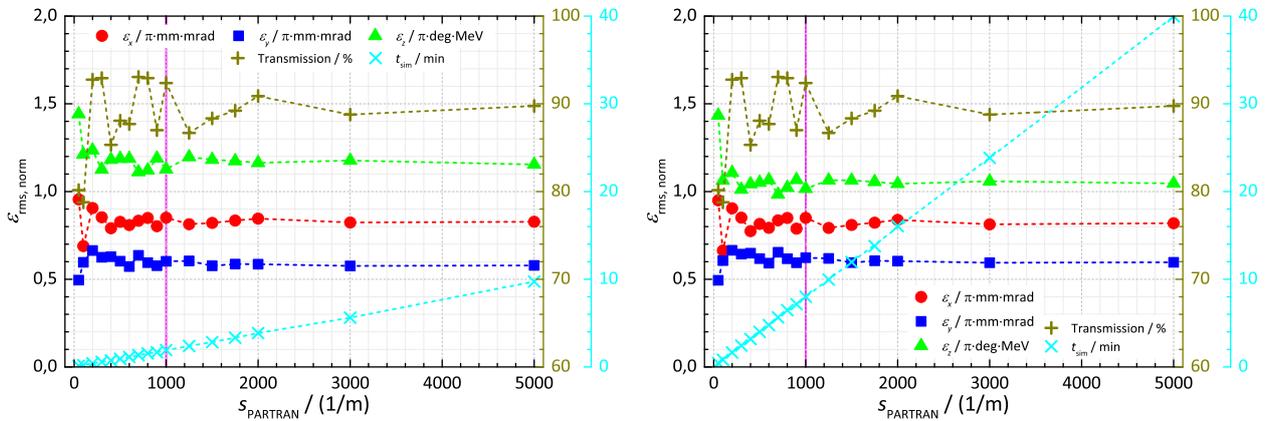


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der normierten rms-Ausgangsemittanz, Simulationsdauer und Transmission von der Simulationsschrittweite s_{PARTRAN} in TraceWin. Es wurden die zwei RFQ-Ausgangsverteilungen aus Kap. 3.1 mit 9538 (*links*) sowie 95377 Teilchen (*rechts*) bei $n_{\text{PICNIC}} = 10$ verwendet. In folgenden Untersuchungen wurde $s_{\text{PARTRAN}} = 1000 \frac{1}{\text{m}}$ gewählt (*magenta*).

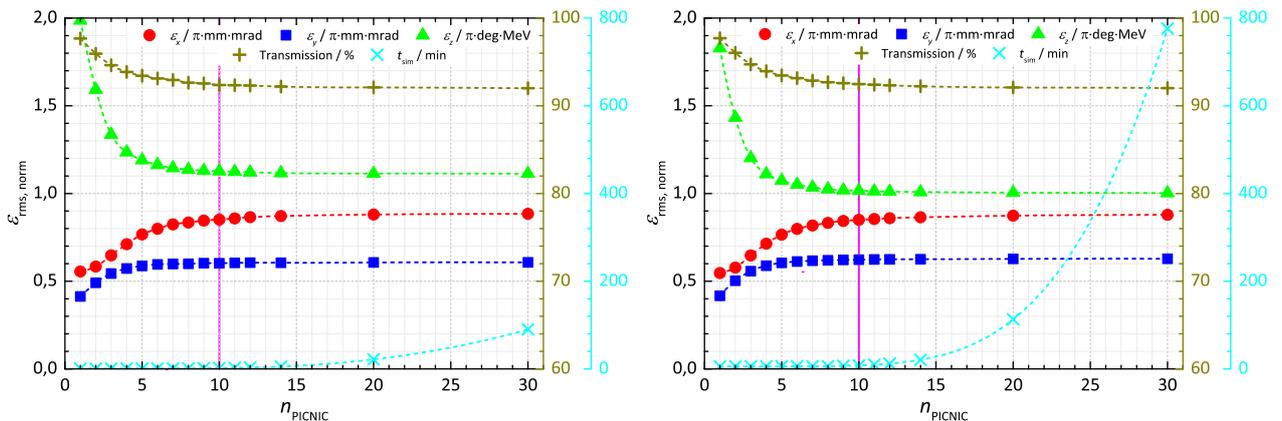


Abbildung 3.9: Abhängigkeit der normierten rms-Ausgangsemittanz, Simulationsdauer und Transmission von der Gittergröße der Raumladungsberechnung n_{PICNIC} in TraceWin. Auch hier wurden die Verteilungen mit 9538 (*links*) sowie 95377 Teilchen (*rechts*) bei $s_{\text{PARTRAN}} = 1000 \frac{1}{\text{m}}$ verwendet. In folgenden Untersuchungen wurde $n_{\text{PICNIC}} = 10$ gewählt (*magenta*).

3.2.2 Akzeptanz des CH-Rebunchers

Die Lage der maximalen Phasenraumfläche beziehungsweise Emittanz, welche verlustfrei durch eine Beschleunigerkomponente transportiert werden kann, bezeichnet man als Akzeptanz [Brandt, 2006, S. 50]. Sie ist somit ein Maß für die Leistungsfähigkeit von Beschleunigerkomponenten, insbesondere in Bezug auf die Fokussierstärke.

3.2.2.1 Transversale Akzeptanz

Teilchensorte	Protonen	Simulationsschrittweite	0,5 mm
Teilchenanzahl	250000	$\varepsilon_{x,\text{norm.,rms}} / \varepsilon_{y,\text{norm.,rms}}$	25π mm mrad
E_{in}	2,03 MeV	$\varepsilon_{z,\text{norm.,rms}}$	$1 \cdot 10^{-5} \pi$ mm mrad
f	175 MHz		$\approx 1,972 \cdot 10^{-6} \pi$ deg MeV
I	0	$\alpha_{x,y} / \beta_{x,y}$	0 / 0.3 mm/ π mrad

Tabelle 3.1: Strahl- und Simulationsparameter in TraceWin zur Bestimmung der transversalen Akzeptanz.

Die transversale Akzeptanz des CH-Rebunchers wurde mittels TraceWin-Simulationen bestimmt. Die Strahl- und Simulationsparameter sind Tab. 3.1 zu entnehmen. Am Strahlein- und ausgang des CH-Rebunchers befinden sich 5,6 cm tiefe zylinderförmige Einbuchtungen am Tankdeckel. Dort, am Beispiel von FRANZ, befestigte Phasensonden und Metallbalge besitzen einen Aperturradius von 2 cm, was in den Simulationen entsprechend berücksichtigt wurde.

Folgendes Vorgehen wurde zur Akzeptanzbestimmung gewählt: Als Eingangsverteilung diente ein Strahl mit transversal wesentlich größerer Emittanz, als erwartet verlustfrei transportiert werden kann (Tab. 3.1). Die longitudinale Emittanz ist dagegen vernachlässigbar klein, um mit geringer Energie- und Phasenbreite die Kopplung des Ergebnisses mit der Hochfrequenzphase φ_{HF} gering zu halten. Die Eingangsenergie entspricht der Designenergie des CH-Rebunchers. Aufgrund der Symmetrie der Kavität und den nur minimalen Abweichungen aufgrund der Quadrupolkomponente (siehe Kap. 2.2.1) wird in den folgenden Abbildungen die Akzeptanz nur in der x -Ebene angegeben. Die Ergebnisse gelten analog auch für die y -Ebene. Für die Teilmenge an Protonen, welche den Strahlausgang des CH-Rebunchers erreicht, wird eine Rücktransformation zur Ausgangsposition im Phasenraum gemacht, um so die Akzeptanz zu erhalten.

Neben der Geometrie ist die HF-Defokussierung ein entscheidender Parameter für die Akzeptanz des CH-Rebunchers. Sie bezeichnet die transversale Defokussierung, welche ein Teilchen erfährt, das einen Beschleunigungsspalt bei einer longitudinal fokussierenden HF-Phase durchquert. Um longitudinale Stabilität zu gewährleisten, liegt die Synchronphase in Teilchenbeschleunigern bei $\varphi_s < 0^\circ$. Ein Teilchen durchquert den Beschleunigungsspalt somit bei ansteigender Flanke der elektrischen Feldstärke. Die transversal fokussierende Feldkomponente am Anfang des Spalts ist demnach geringer als die defokussierende Feldkomponente an dessen Ende. Die Teilchen erfahren

somit eine Nettodefokussierung. Abb. 3.10 stellt diesen Effekt dar. Gemäß [Vretenar, 2013] gilt für den radialen Impuls aufgrund von HF-Defokussierung

$$\Delta p_r = -\frac{\pi e E_0 T L r \sin \varphi}{c \beta^2 \gamma^2 \lambda}. \quad (3.1)$$

Abb. 3.11 zeigt jeweils den x - x' - und y - y' -Phasenraum in Abhängigkeit von der Synchronphase φ_s . Die Teilchendichte des injizierten Strahls ist über ein Falschfarbenspektrum dargestellt. Rot hervorgehoben ist die Akzeptanz. Protonen, die sich am Eingang des CH-Rebunchers außerhalb dieser 2-dimensionalen Phasenraumfläche befinden, erreichen beim Flug durch die Kavität den maximalen Aperturradius von 12 mm, verlassen somit den Bunch und zählen zu den Teilchenverlusten. Die maximale transversale HF-Defokussierung bei $\varphi_s = -90^\circ$, im Gegensatz zur maximalen transversalen HF-Fokussierung bei $\varphi_s = 90^\circ$, spiegelt sich deutlich in der kleineren Akzeptanzfläche wider (Abb. 3.11). Zu beachten ist des Weiteren, dass diese Simulationen bei $I = 0$ mA durchgeführt wurden und somit lediglich den theoretisch maximal nutzbaren Akzeptanzbereich angeben. Je nach Strahlstrom und Strahldichteverteilung ist diese Akzeptanz im Realfall somit geringer.

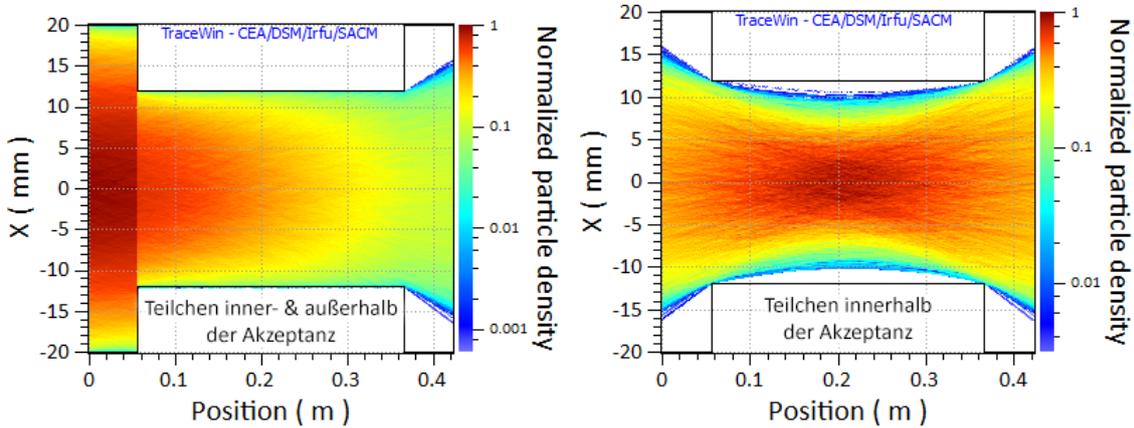


Abbildung 3.10: Strahldichteverlauf in der x -Ebene ($y = 0$) entlang der Strahlachse bei $\varphi_s = -90^\circ$ (links). Maximale Teilmenge der Teilchen, die nicht verloren gehen und somit die Akzeptanz abbilden (rechts). Die HF-Defokussierung des Strahls ist deutlich zu erkennen ($I = 0$).

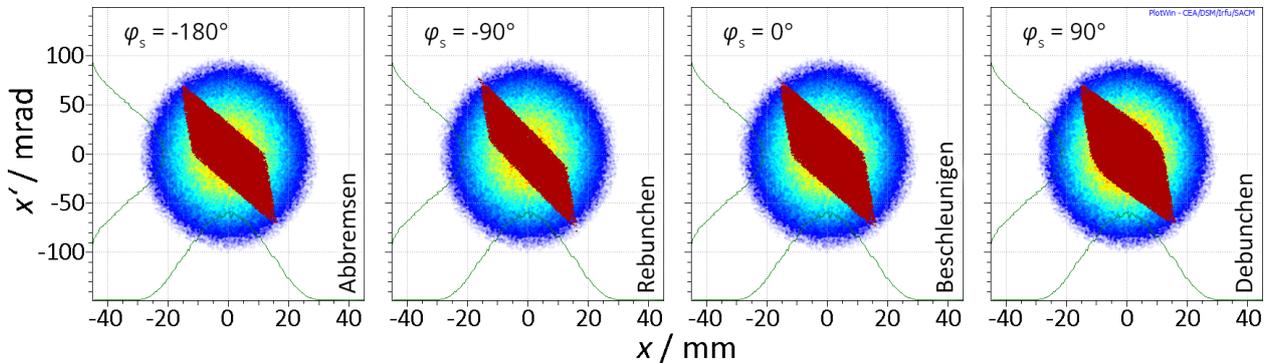


Abbildung 3.11: Transversale Akzeptanz (rot) des CH-Rebunchers in Abhängigkeit von φ_s . Farblich dahinter die Eingangsverteilung mit allen verloren gegangenen Teilchen.

3.2.2.2 Longitudinale Akzeptanz

Die longitudinale Akzeptanz lässt sich prinzipiell ebenso wie die transversale ermitteln, erfordert dafür jedoch die klare Definition, wann ein Teilchen longitudinal betrachtet als verloren gilt und somit zu den Teilchenverlusten gezählt werden kann [Lombardi u. a., 2006; Laface, 2014]. Bei isolierter Betrachtung des CH-Rebunchers gilt für die maximale Phasenabweichung $\Delta\varphi_{\max}$ zur Synchronphase $\varphi_s = -90^\circ$ für einen monoenergetischen Strahl bei $E = 2,03 \text{ MeV}$ $|\Delta\varphi_{\max}| = 90^\circ$, da die longitudinale Fokussierstärke bei noch größeren Phasen wieder abnimmt.

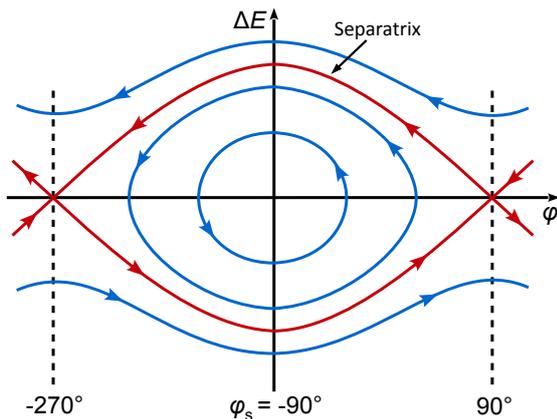


Abbildung 3.12: Separatrix für $\varphi_s = -90^\circ$.

Für nicht-monoenergetische Strahlen lässt sich dann eine Separatrix als Akzeptanz-Bereich definieren (Abb. 3.12), deren Fläche sich bei höherer Leistung aufgrund der steigenden effektiven Beschleunigungsspannung U_{eff} vergrößern lässt. Teilchen mit größerer Phasenabweichung verlassen somit zwar langfristig den Teilchenbunch, jedoch nicht zwangsläufig den transversal durch das Strahlrohr begrenzten Bereich, was zur erwähnten Schwierigkeit der Definition einer longitudinalen Akzeptanz führt. Grundsätzlich ist die Annahme berechtigt, dass ein Teilchen mit großer Energieabweichung zum Synchronteilchen zwangsläufig „außer Phase“ geraten und somit langfristig eine falsche transversale Fokussierung erfahren und die Strahlrohrwand treffen wird.

Insbesondere in kurzen Beschleunigerabschnitten wie der LINAC-Sektion bei FRANZ, spielt dieser Effekt jedoch eine deutlich geringere Rolle als bei Linearbeschleunigern mit um ein- bis zwei Größenordnungen größeren Längen, oder Kreisbeschleunigern.

Entscheidend sind hier daher insbesondere die Wertebereiche, innerhalb der sich einzelne Strahlparameter bewegen müssen, um in den nachfolgenden Sektionen bei FRANZ eine optimale Strahlführung sicherstellen zu können. Des Weiteren sind insbesondere auch die Anforderungen für das geplante Experiment entscheidend. Da bei FRANZ mit unterschiedlichen Experimenten verschiedene physikalische Effekte untersucht werden sollen, existieren somit auch variierende Anforderungen. Während die Zeitstruktur bzw. extrem kurze Strahlpulse für den Kompressormodus (auch *Time-of-Flight*-Modus) neben der Reaktionsschwelle für ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ mit einer Protonenenergie oberhalb von 1,880 MeV [White u. a., 1985] entscheidende Parameter sind, spielt die Zeitstruktur des Strahls (idealerweise *dc*) im Aktivierungsmodus nur eine untergeordnete Rolle [Reifarh u. a., 2014]. Hier sind dafür eine Energievariation und Möglichkeiten der Modulation der Energieunschärfe bedeutend.

Betrachtet man die Phasenbreite entlang z , lassen sich Teilchen die nicht ausreichend mitbeschleunigt wurden über die große Phase identifizieren (Abb. 3.13).

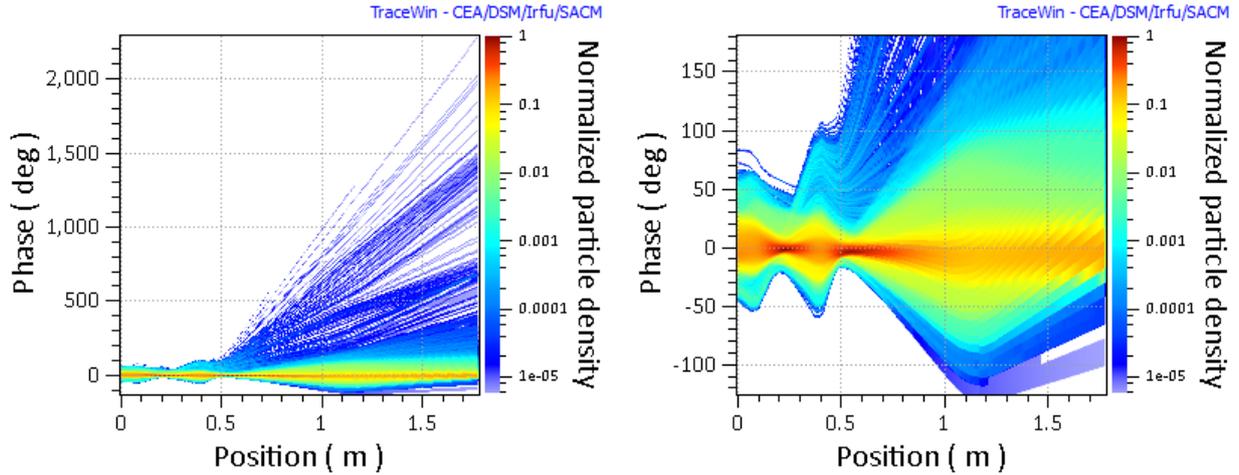


Abbildung 3.13: Strahldichteverlauf logarithmisch falschfarbendargestellt in der φ -Ebene entlang der Strahlachse. Vergrößerte Ansicht (*rechts*).

Bei näherer Betrachtung lassen sich im ersten Beschleunigungsspalt nach der internen Quadrupoltriplettlinse bei etwa 0,4 m im Bereich von rund 50° bis 100° bereits Teilchen ausmachen, für welche die Phasenfokussierung nicht mehr ausreicht, um ein Abdriften zu noch höheren Phasen (aufgrund der zu geringen Geschwindigkeit) zu verhindern. Dieses Phänomen lässt sich wie in Kap. 1.1.4 vorgestellt nicht nur visuell, sondern auch quantitativ über den Halo-Parameter H (1.18) beschreiben.

Die zeitliche Entwicklung von H in beiden transversalen und der longitudinalen Ebene bei FRANZ ist in Abb. 3.14 dargestellt. Transversal steigen die Halo-Parameter von knapp 1,5 am Eingang der IH-Struktur auf knapp 2,5 am Ende der LINAC-Sektion. Ein Wachstum ist hier jedoch insbesondere durch den maximal möglichen Strahlradius sowie die aufgrund der Raumladungskräfte maximal mögliche Fokussierung des Strahls begrenzt.

Longitudinal ist dagegen ein deutlich ausgeprägteres Wachstum festzustellen. Der starke Anstieg von H_z nach der internen Quadrupoltriplettlinse ($z \approx 0,35$ m) lässt sich an gleicher Position in der z -Emittanz der LORASR-Simulationen – wenn auch schwächer – ebenfalls beobachten (Abb. 3.3). Das Verhalten des Strahls im z - z' -Phasenraum an dieser Position ist hierfür in Abb. 3.15 dargestellt.

Dabei wird die Ursache des longitudinalen Halo- und Emittanzwachstums deutlich:

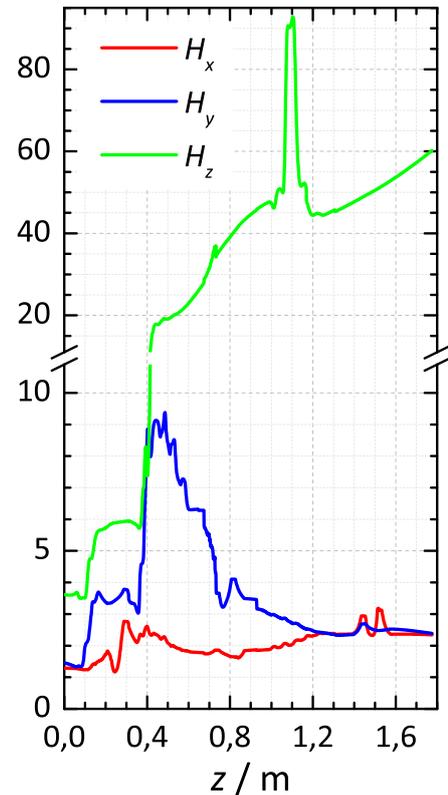


Abbildung 3.14: Entwicklung der Halo-Parameter in der FRANZ-LINAC-Sektion nach dem RFQ.

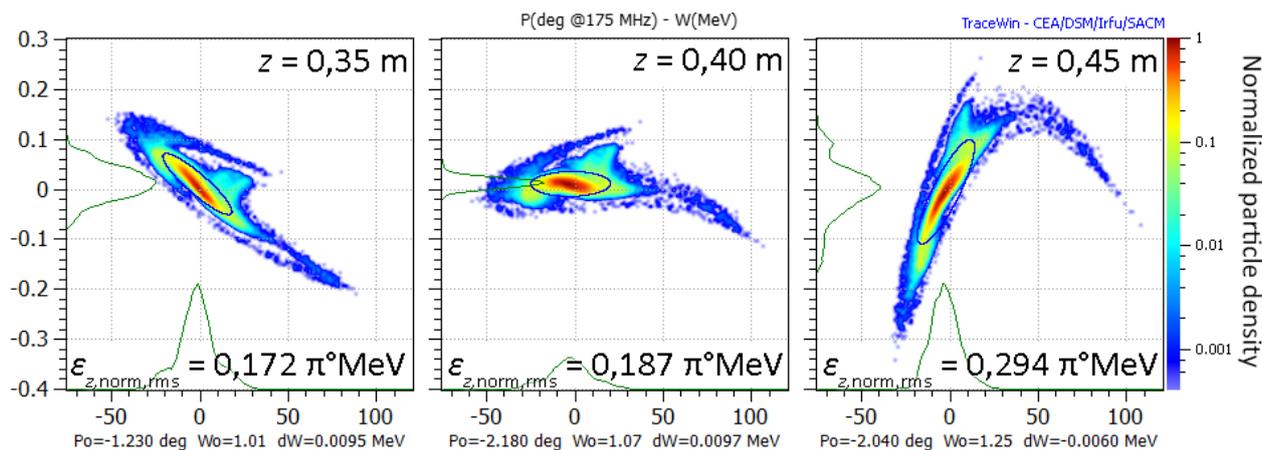


Abbildung 3.15: Longitudinaler Phasenraum logarithmisch falschfarbendargestellt nach der internen Quadrupoltriplettlinse in der IH-Struktur sowie hinter dem ersten und zweiten nachfolgenden Beschleunigungsspalt.

Die Phasenbreite des Protonenbunches ist mit rund 140° zu groß um vollständige Drehungen des gesamten Teilchenensembles im Phasenraum bei gleichzeitiger Beschleunigung mit $\varphi_s = -50^\circ$ (LORASR-Design-Vorgabe in diesem Beschleunigungsspalt [Ratzinger, 2013]) bewirken zu können. Dies führt unweigerlich zur Verformung des Ensembles mit einer sinusförmigen Modulation – auch *s-shape* genannt. Im CH-Rebuncher verstärkt sich dieser Effekt unter anderem aufgrund der gewachsenen Phasenbreite dann noch (Abb. 3.16). Je nach Betriebsmodus ist hier zwar auch $\varphi_s = -90^\circ$ möglich (in diesem Fall ist die Synchronphase jedoch etwas größer, um die zu geringe Beschleunigung der IH-Struktur auszugleichen), um auch Teilchen mit großer Phasenabweichung zum Synchronteilchen noch longitudinal fokussieren zu können. Doch selbst bei $|\Delta\varphi_{\max}| = 90^\circ$ steigt die Fokussierstärke für Teilchen nahe dieses Differenzmaximums nicht mehr linear, so dass sich ein *s-shape* ausbildet. Teilchen mit noch größerer Abweichung erhalten entsprechend einen longitudinal schwächer fokussierenden oder sogar defokussierenden Impuls. Die sinusförmige Modulation setzt sich somit auch zu höheren Phasen fort und führt zu einer wellenförmigen Verformung im Phasenraum (Abb. 3.17). Die Teilchen mit zu niedriger Energie (verglichen mit der Energie des Synchronteilchens) wechselwirken dann mit nachfolgenden Teilchenpaketen und führen dort unter anderem zu einer Verformung der Raumladungskräfte, was weitere Teilchenverluste zur Folge haben kann. Den Abbildungen ist jedoch zu entnehmen, dass es sich bei den Protonen mit Phasenabweichungen $> 180^\circ$ um eine Teilmenge des Strahls unterhalb des Promillebereichs handelt und somit nicht mit signifikanten Auswirkungen zu rechnen ist. Um mögliche Einflüsse jedoch näherungsweise bestimmen zu können agiert TraceWin wie folgt:

Übersteigt die Bunchlänge eine Phasenabweichung zum Synchronteilchen von 180° , so werden die entsprechenden Teilchen temporär um $\pm n \cdot 360^\circ$ in Richtung des Bunchzentrums hinein verschoben. Die Raumladungsroutine von TraceWin berechnet daraufhin die entsprechenden Wechselwirkungen und transformiert die Teilchen anschließend wieder zurück.

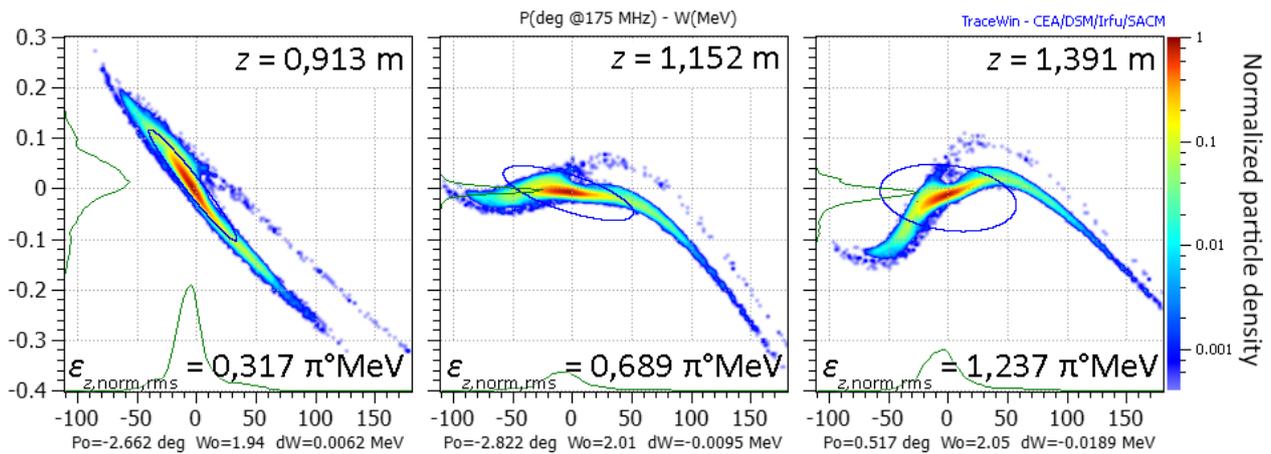


Abbildung 3.16: Longitudinaler Phasenraum (Ausschnitt) logarithmisch falschfarbendargestellt an Eingang, Mitte und Ausgang des CH-Rebunchers.

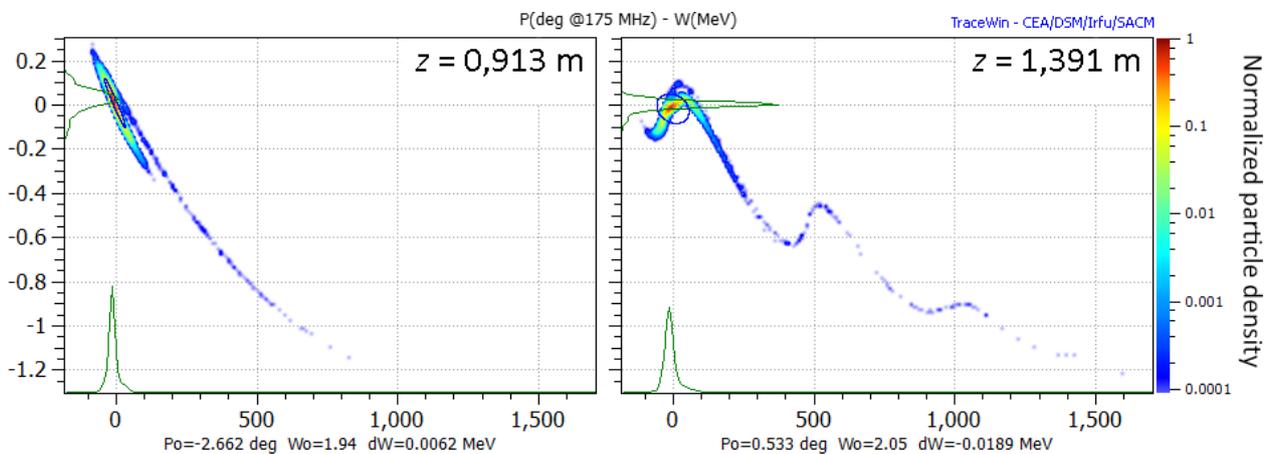


Abbildung 3.17: Vollständiger longitudinaler Phasenraum logarithmisch falschfarbendargestellt an Eingang und Ausgang des CH-Rebunchers.

3.2.3 Optimierung der Strahldynamik für FRANZ

Ausgehend von den letzten Strahldynamikrechnungen zur LINAC-Sektion des FRANZ-Projektes, die mit LORASR nach Vermessung der drei Quadrupol-Triplets durchgeführt wurden [Claessens, 2013], konnten die Simulationen weiter präzisiert werden. Neuerungen sind hierbei:

- Nutzung von TraceWin statt LORASR
- Verwendung der RFQ-Ausgangsverteilung mit 95377 Teilchen [Ratzinger, 2013], zusätzlich zur bisherigen mit 9538 Teilchen
- Verwendung von aus CST MWS exportierten Field Maps, für IH- und CH-Kavität um die realen Feldgeometrien noch besser annähern zu können
- Präzisierung der maximal möglichen Strahlapertur. Insbesondere die Aperturen der jeweils äußeren Quadrupole eines Triplets stellen sich als Nadelöhr dar und wurden in den bisherigen Simulationen um 30% zu groß angenommen (17,5 mm statt 13,5 mm)
- Weitere Optimierung der Magnetfeldgradienten aller Quadrupoltriplettlinsen ausgehend von den Werten aus [Claessens, 2013, S. 61] für eine hohe Transmission bei gleichzeitig geringer transversaler Emittanz und schmalen Strahlquerschnitt.

Das Hauptaugenmerk lag zunächst in der erfolgreichen Portierung der LINAC-Sektion von LORASR zu TraceWin. Je nach genauem Verhalten von RFQ und IH-Struktur nach der Kopplung (siehe auch Kap. 3.1.1) ist künftig die Notwendigkeit einer feinen Nachjustierung der bisher ermittelten Magnetfeldgradienten wahrscheinlich. Des Weiteren machte das Quadrupoltriplett in der IH in Verbindung mit einer Field Map der IH, sowie separat definierter Aperturen in diesen Komponenten, eine Funktionserweiterung von TraceWin nötig, welche in Version 2.7.1.0 realisiert wurde.

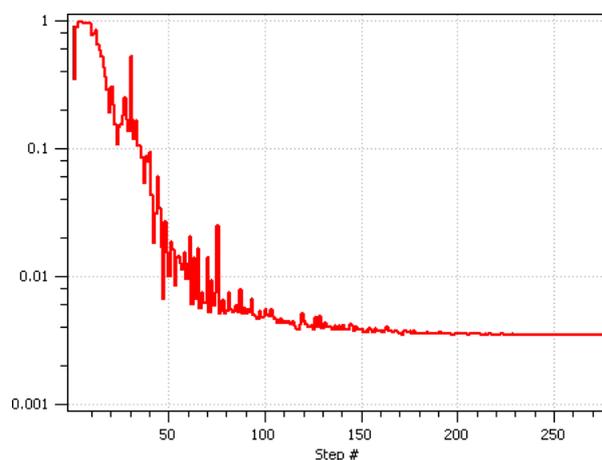


Abbildung 3.18: Optimierung aller Magnetfeldgradienten mittels des Downhill-Simplex-Verfahrens. Auf der y -Achse ist der zu minimierende Funktionswert κ aufgetragen.

Zur Optimierung der Magnetfeldgradienten wurde der in TraceWin implementierte und 1965 von Nelder und Mead vorgestellte Downhill-Simplex-Algorithmus [Nelder u. Mead, 1965] angewendet³. Hierbei wird sich im 9-dimensionalen Parameterraum aller möglichen Flussdichten der 9 Quadrupolmagnete demjenigen Parametersatz genähert, der ein festgelegtes Kriterium am besten erfüllt. Als Kriterium diente hierbei unter anderem ein maximaler Strahlstrom am Ende der LINAC-Sektion, gleichbedeutend mit minimalen Teilchenverlusten. Um dabei eine hohe Strahlqualität gewährleisten zu können, wurden weitere Parameter ebenfalls in den Algorithmus miteingebunden. So konnte auch in [Schneider, 2014] gezeigt werden, dass die Optimierung auf lediglich den

³Zu Untersuchungen der FRANZ-Strahldynamik mit *Particle Swarm* Optimierung siehe [Noll, 2011; Noll u. a., 2011].

Zielparame-ter Strahlstrom oder Emittanz nicht den Anforderungen der FRANZ-Strahldynamik ge-nügt. Die Brillanz als Quotient aus Strahlstrom oder Emittanz vereint dabei zwar beide Parameter, jedoch ohne Kontrolle über die Gewichtung, weshalb sie allein zur Optimierung ebenfalls nur be-dingt geeignet ist.

Als finales Gesamtkriterium κ wurden somit mehrere in TraceWin implementierte Kriterien kom-biniert⁴:

$$\kappa = k_1 \left(\frac{I_{\text{Ziel}} - I}{I_{\text{Ziel}}} \right)^2 + k_2 \left[\left(\frac{\varepsilon_{x,\text{Ziel}} - \varepsilon_x}{\varepsilon_{x,\text{Ziel}}} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_{y,\text{Ziel}} - \varepsilon_y}{\varepsilon_{y,\text{Ziel}}} \right)^2 \right] + k_3 \left(\frac{L_{\text{Ziel}} - L}{L_{\text{Ziel}}} \right).$$

Variable Wichtungsfaktoren k_1 bis k_3 ermöglichen dabei die flexible Beeinflussung des Ausgangs-strahls um eine versehentlichen Konvergenz auf lokale Nebenoptima verhindern zu können. Abb. 3.19 stellt den Teilchendichteverlauf in beiden transversalen Ebenen nach erfolgter Optimierung dar. Abb. 3.20 zeigt das Energiespektrum sowie den Energieverlauf und die Teilchenverluste.

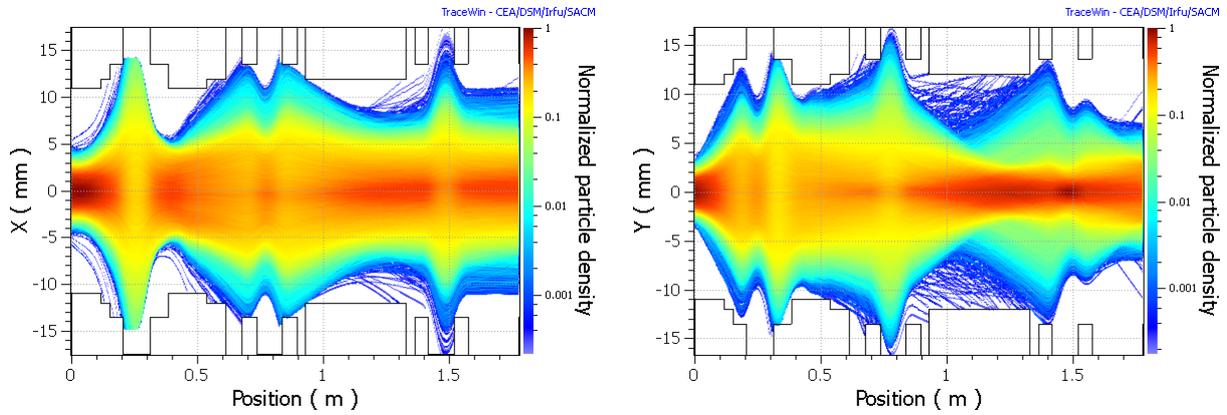


Abbildung 3.19: Teilchendichte in Falschfarbendarstellung in x (*links*) und y (*rechts*) entlang z .

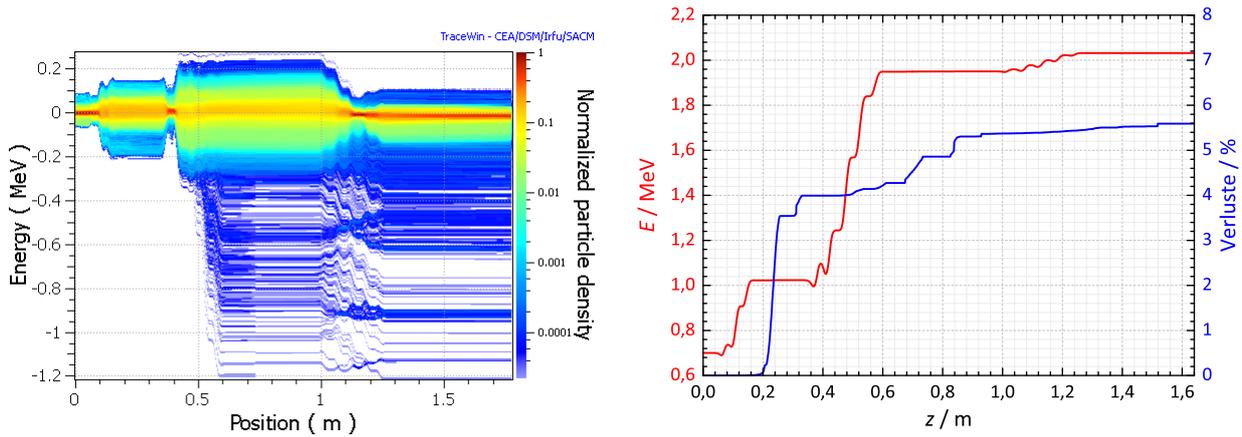


Abbildung 3.20: Energiespektrum (*links*) sowie mittlere Energie und Teilchenverluste entlang z (*rechts*).

⁴ $L = (4\pi x_{\text{größe,rms}} y_{\text{größe,rms}})^{-1}$

3.2.4 Variation der Strahlenergie durch die CH-Kavität im Aktivierungsmodus

In Kap. 3.2.3 wurde gezeigt, dass die Ausgangsenergie der IH-Kavität leicht unter den 2 MeV liegt, die im LORASR-Design vorgesehen ist. In diesen Fällen lässt sich die Endenergie über eine Korrektur von φ_s in der CH-Kavität noch um $\pm > 200$ keV variieren. Diese Energievariation wird zudem im Aktivierungsmodus von FRANZ verwendet, um Wirkungsquerschnitte des Neutroneneinfangs energieabhängig messen zu können. Abb. 3.21 stellt hierfür die mittlere Ausgangsenergie eines Protonenbunches in Abhängigkeit der mittleren Eingangsenergie an der CH-Struktur (Tab.3.2) bei einer Gesamtspannung von 295,141 kV (LORASR-Design-Vorgabe [Ratzinger, 2013]) dar.

Teilchensorte	Protonen	Simulations-Schrittweite	0,5 mm
Teilchenanzahl	250000	$\varepsilon_{x,norm,rms} / \varepsilon_{y,norm,rms}$	0,760 / 1,846 π mm mrad
E_{in}	1,5 bis 2,0 MeV	$\varepsilon_{z,norm,rms}$	0,1 π mm mrad
f	175 MHz		$\approx 1,972 \cdot 10^{-2} \pi$ deg MeV
I_b	48 mA	α_x	3,063
α_z	$1 \cdot 10^{-12}$	α_y	0,301
β_z	2,020 mm/ π mrad	β_x	0,895 mm/ π mrad
β_W	1623 bis 2500 $^\circ/\pi$ MeV	β_y	0,426 mm/ π mrad

Tabelle 3.2: Strahl- und Simulationsparameter in TraceWin zur Bestimmung der Energievariation je nach Phasenlage. Die transversalen Parameter entsprechen den bei FRANZ am Eingang des CH-Rebunchers erwarteten.

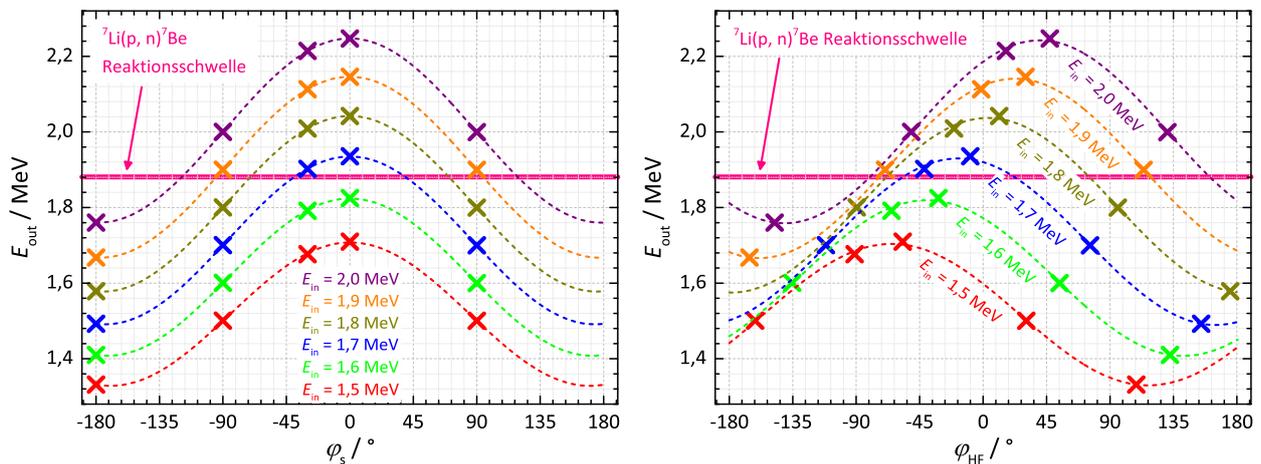


Abbildung 3.21: Mittlere Ausgangsenergie in Abhängigkeit von Eingangsenergie und Phasenlage (Phase des Sollteilchens φ_s links, Phase der eingekoppelten Hochfrequenz beim Eintritt des Teilchenbunches in die CH-Kavität rechts).

Je nach Beschleunigung in RFQ und IH lässt sich der Protonenstrahl mit der CH-Struktur somit noch nachbeschleunigen um die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktionsschwelle⁵ zu erreichen. Nach Abb.3.21 ist dies bei einer Eingangsenergie von $\geq 1,65\text{ MeV}$ unter den gegebenen Bedingungen noch möglich. Je nach verfügbarer HF-Leistung, Kühlkapazitäten und Strahlleistung wären auch niedrigere Eingangsenergien denkbar. Abb. 3.22 stellt hierfür beispielhaft den Energieverlauf bei einer Eingangsenergie von $1,2\text{ MeV}$ und maximaler Beschleunigung ($\varphi_s = 0^\circ$) bei einer 2,8-fach höheren Gesamtspannung ($826,395\text{ kV}$) im CH-Rebuncher dar. Die Schwellenenergie von knapp $1,881\text{ MeV}$ wird erreicht.

Betrachten wir nun die Möglichkeiten der Energievariation durch die CH-Kavität mit Blick auf eine Modulation der Energieunschärfe:

In Abb.3.23 wurde ein Protonenstrahl mit einer mittleren Energie von $2,03\text{ MeV}$ durch die CH-Struktur transportiert. Der Bunchstrom ist $I = 48\text{ mA}$, die Energieunschärfe liegt beim Einschuss bei $\pm 1\text{ keV}$ und die Phasenbreite bei $\pm 180^\circ$, um eine volle HF-Periode abzudecken. Die Emittanzellipse liegt waagrecht im longitudinalen Phasenraum. Transversal entsprechen die Einschussparameter den in Abb. 3.19 ermittelten und somit bei FRANZ erwarteten. Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass die resultierende Energieunschärfe für alle Sollphasen φ_s wesentlich von der Anfangsphasenbreite des Bunches abhängt. Die Lage des Bunches im longitudinalen Phasenraum ist dabei von zentraler Bedeutung. Zum Abbremsen, Rebunchen oder Beschleunigen des Protonenstrahls bei gleichzeitiger Verringerung der Energieunschärfe muss einerseits $\varphi_s = [-180^\circ, 0^\circ]$ gelten und nur der Phasenraum im Bereich von -180° bis 0° besetzt, sowie der Strahl longitudinal divergent sein. Nur so werden sowohl Teilchen mit $\Delta\varphi > 0$ und $\Delta E < 0$, als auch mit $\Delta\varphi < 0$ und $\Delta E > 0$ (jeweils die Abweichung zum Sollteilchen) zum Sollteilchen hin beschleunigt / abgebremst und die Energieunschärfe reduziert. Zum Debunchen mit Verringerung der Energieunschärfe wäre ein longitudinal konvergenter Bunch nötig.

Nach Abb. 3.16 wird in den Simulationen mit einem longitudinal divergenten Bunch am Eingang der CH-Kavität gerechnet, so dass eine Energievariation mit Modulation der Energieunschärfe möglich ist.

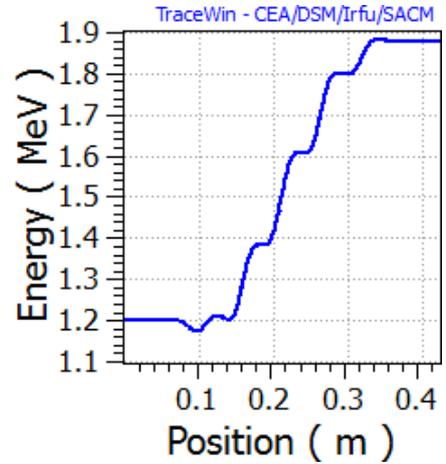


Abbildung 3.22: E entlang z in der CH bei $E_{\text{in}} = 1,2\text{ MeV}$.

⁵Die Schwellenenergie liegt bei $(1880,443 \pm 0,020)\text{ keV}$ [White u. a., 1985].

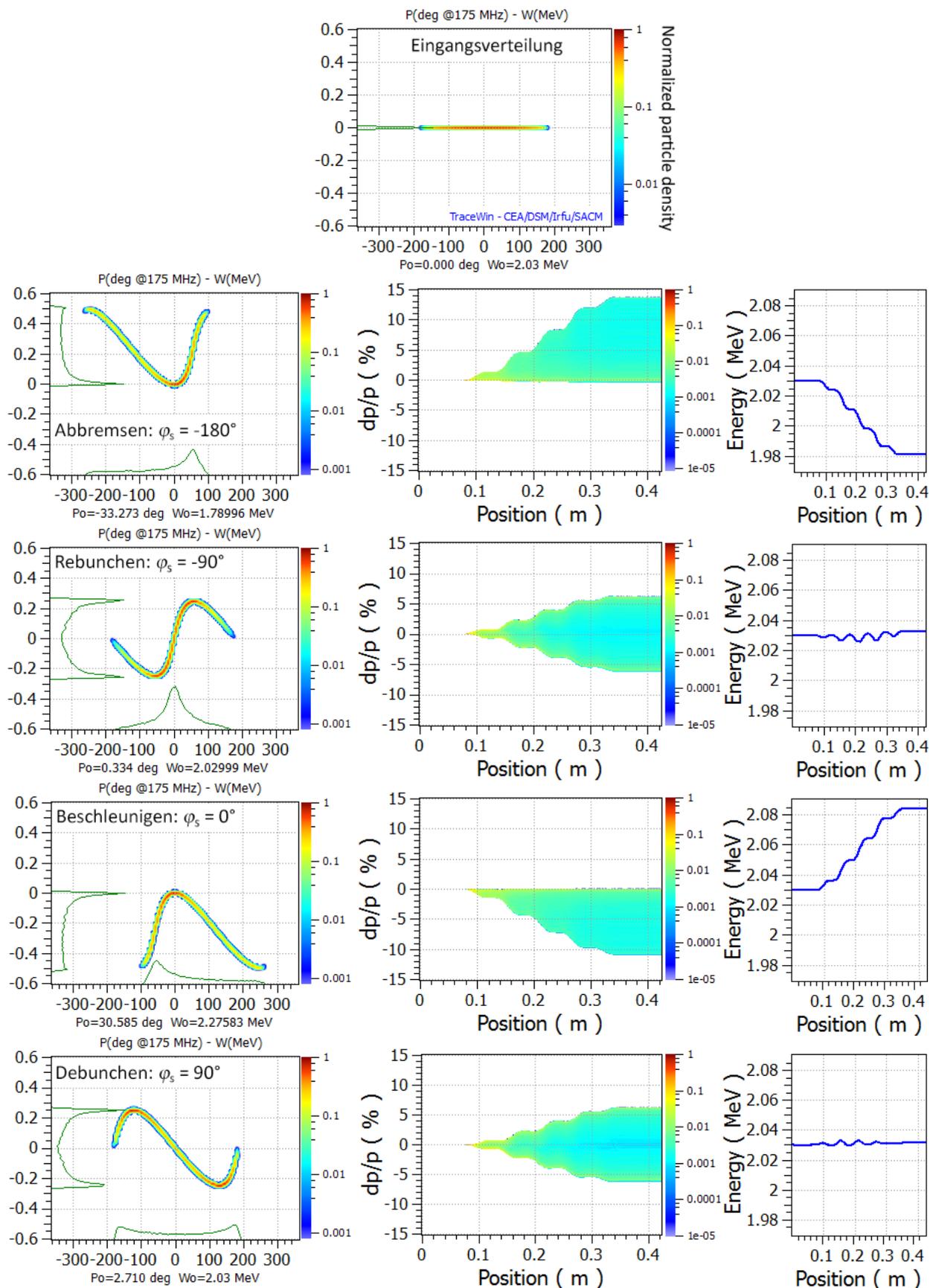


Abbildung 3.23: Energiemodulation eines Protonenstrahls beim Transport durch die CH-Kavität. Ganz oben die Eingangsverteilung. Links der von Phase und Energieabweichung zum Sollteilchen aufgespannte Phasenraum. In der Mitte die prozentuale Impulsunschärfe zum Sollteilchen entlang z. Rechts die mittlere Energie entlang z. Farblich dargestellt ist die normierte Teilchendichte.

3.2.5 Fehlertoleranzstudien

Auch mit TraceWin wurden Fehlertoleranzstudien für die LINAC-Sektion von FRANZ durchgeführt, um kritische Parameterbereiche im Strahldynamikdesign ausfindig machen zu können. Die Sensitivität des LINAC-Designs auf eine Energievariation des Eingangsstrahls (in die IH-Kavität) ist in Abb. 3.24 dargestellt. Je nach genauem Verhalten von RFQ und IH-Struktur nach der Kopplung, muss eventuell mit einer leicht abweichenden Eingangsenergie in der IH gerechnet werden. Ist $|\Delta E_{\text{in}}| \leq 0,05 \text{ MeV}$, so steigen die Teilchenverluste bei ansonsten identischen Einstellungen um weniger als 10 %. Die transversalen Emittanzen verringern sich dabei maximal um 25 % bzw. erhöhen sich um 45 %. Die longitudinale Emittanz variiert dagegen deutlich stärker und wächst in diesem Energiebereich um zusätzlich bis zu 125 %. Dies bestätigt die in Kap. 3.2.2.2 gemachten Beobachtungen zur großen Phasenbreite der Mikrobunche. Die Auswirkungen bei einer Translation des in die IH-Kavität eingeschossenen Protonenstrahls in x und y finden sich in Abb. 3.25. Der Einfluss einer Variation des Einschusswinkels ist in Abb. 3.26 abgebildet.

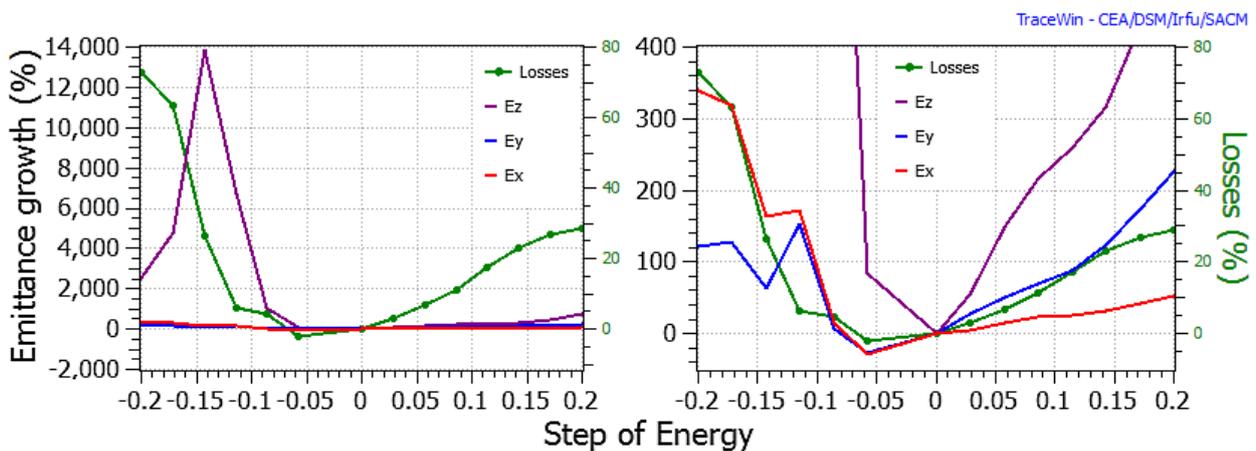


Abbildung 3.24: Zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste bei einer Energieabweichung des Protonenstrahls (in MeV) am Eingang der IH-Kavität. *Rechts* im Detail.

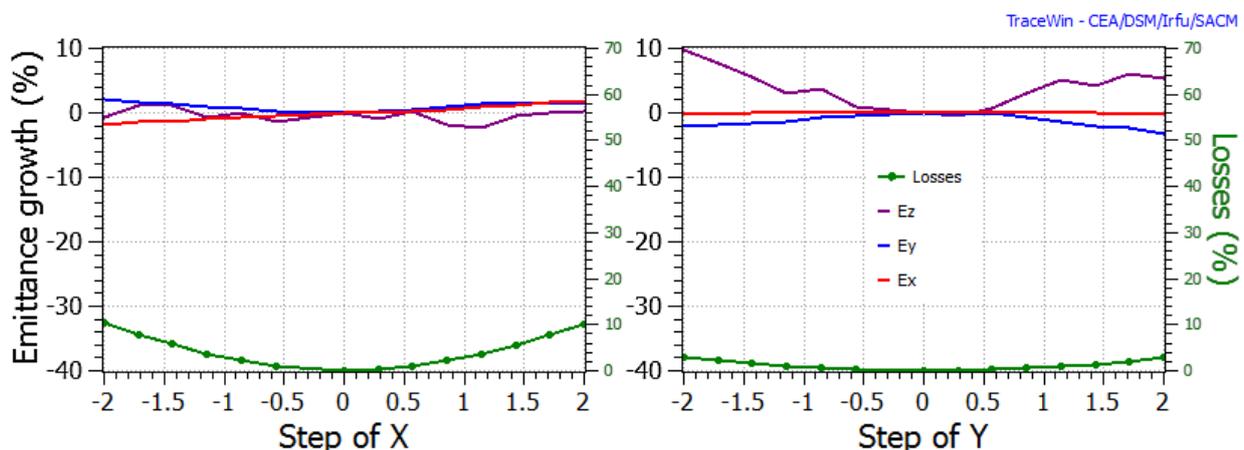


Abbildung 3.25: Zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste bei einer Translation des Protonenstrahls in x oder y (in mm) am Eingang der IH-Kavität.

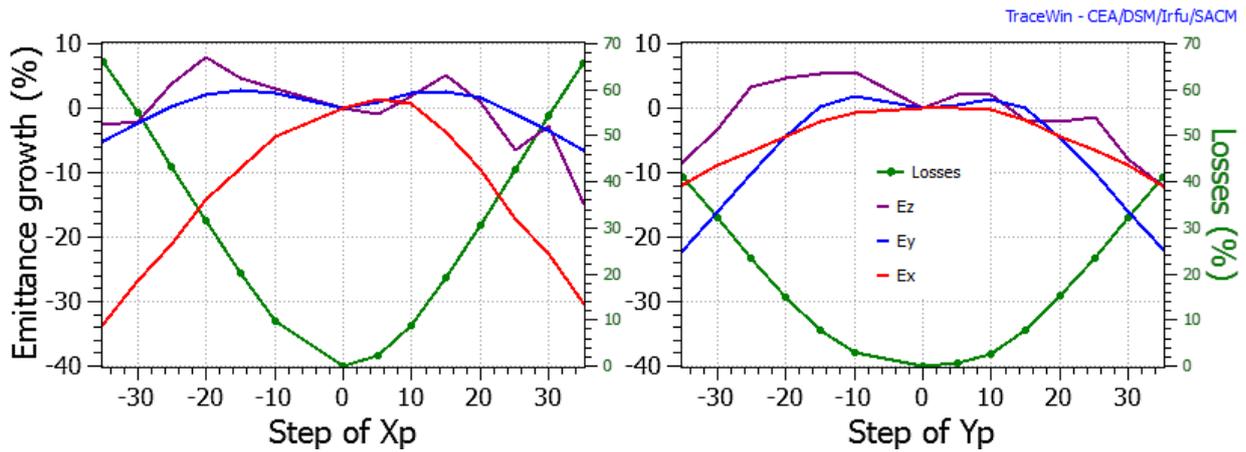


Abbildung 3.26: Zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste bei einer Variation des Einschusswinkels des Protonenstrahls (in mrad) am Eingang der IH-Kavität.

Statistische Studien zu geometrischen, Feld- und Phasenabweichungen

Auch mit TraceWin wurden statistische Untersuchungen mit den in Kap. 3.1.1 vorgestellten Fehleramplituden für die LINAC-Sektion gemacht (Abb. 3.27 - Abb. 3.30). Im Gegensatz zu LORASR wurden die Fehler hierbei jedoch nicht gaußförmig, sondern homogen in 5 Schritten (20 %, 40 %, 60 %, 80 %, 100 %) bis zu den maximalen Fehleramplituden verteilt. Des Weiteren wurden nicht 1000, sondern $5 \cdot 500 = 2500$ Simulationsläufe durchgeführt. Für jeden Fehleramplitudenschritt wurden der gesamten Beschleunigungs- bzw. Transportstrecke somit 500 Fehlerverteilungen aufgeprägt. Verwendet wurde das Ensemble mit 95377 Makroteilchen.

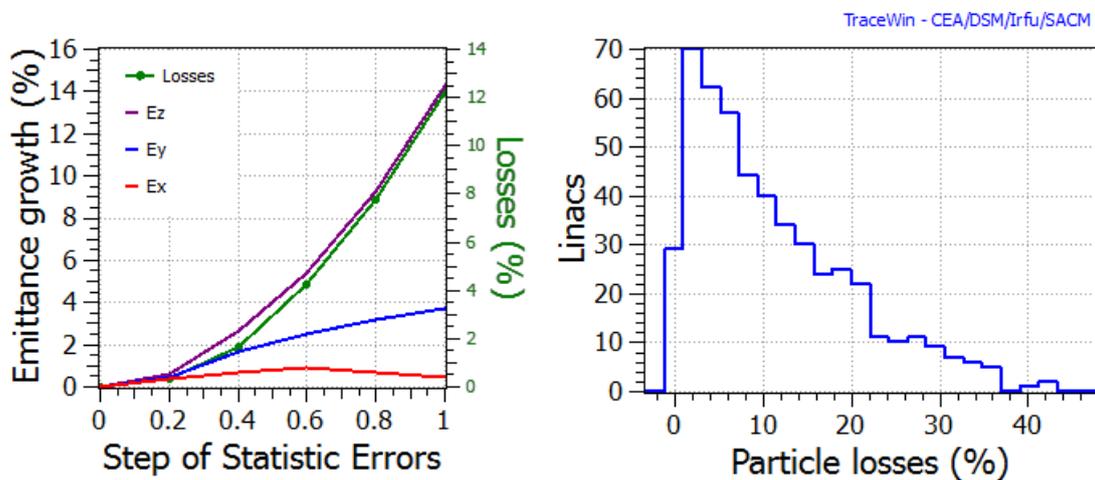


Abbildung 3.27: Mittleres zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste (*links*), Verteilung der Teilchenverluste auf die 500 Simulationsläufe („Linacs“) mit maximal 100 % der Fehleramplitude (*rechts*).

Das zusätzliche rms-Emittanzwachstum liegt bei einem Maximalfehler von 100 % der angegebenen Amplitude in x im Mittel bei $\langle \Delta \epsilon_x \rangle = -0,778 \%$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta \epsilon_x} = 8,622 \%$, in y bei $\langle \Delta \epsilon_y \rangle = 2,806 \%$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta \epsilon_y} = 5,492 \%$ und in z bei $\langle \Delta \epsilon_z \rangle =$

12,759% mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta\epsilon_z} = 10,598\%$. Im Mittel kommt es dabei zu 12% zusätzlichen Teilchenverlusten.

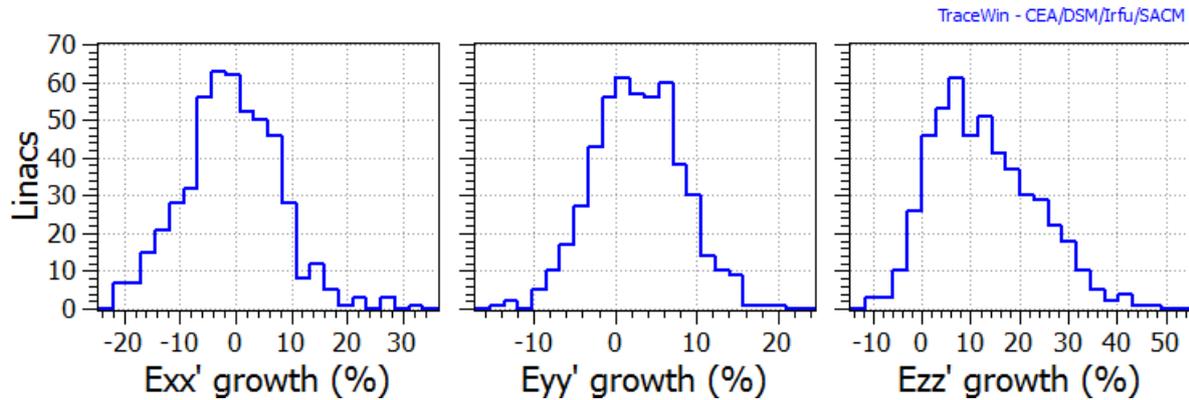


Abbildung 3.28: Verteilung des Emittanzwachstums in x , y und z mit maximal 100% der Fehleramplitude.

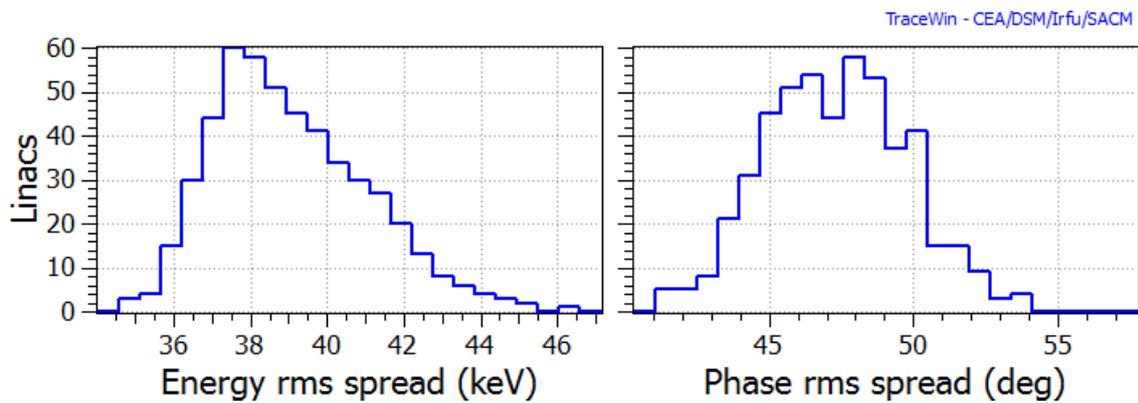


Abbildung 3.29: Verteilung der rms-Energiebreite (*links*) und rms-Phasenbreite (*rechts*) bei maximal 100% der Fehleramplitude.

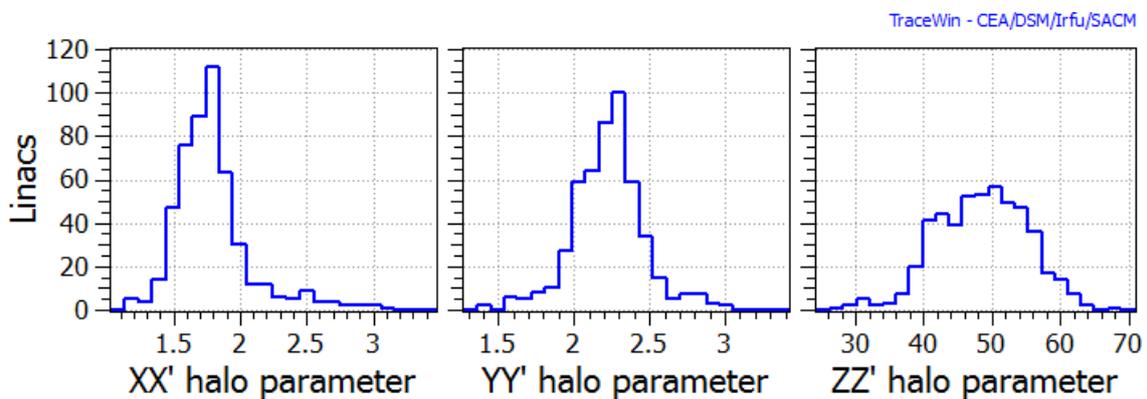


Abbildung 3.30: Verteilung der Haloparameter in x , y und z bei maximal 100% der Fehleramplitude.

3.2.6 DC-Niederenergiestrahlsimulationen

Zuletzt wurde untersucht, inwieweit ein niederenergetischer Gleichstromstrahl (KV-verteilt) im Bereich von etwa 10^1 bis 10^2 keV – und somit deutlich unter der Designenergie von 2 MeV – durch die CH-Struktur moduliert wird. Untersuchungen mit einem Gleichstromstrahl bei Designenergie in Driftröhrenbeschleunigern finden sich bereits in [Podlech, 2000; Bongers, 2003]. Bisherige analytische Herleitungen der Endenergie des Strahls nehmen dabei näherungsweise eine konstante Geschwindigkeit der Teilchen innerhalb eines Beschleunigungsspalt an.⁶Für Energien im einstelligen Prozentbereich der Designenergie lässt sich diese Vereinfachung jedoch nicht mehr allgemeingültig ohne signifikanten Fehler durchführen. Im Folgenden wurden daher numerische Simulationen durchgeführt. Neben TraceWin kam hierbei auch das Programm BENDER [Noll, 2014] zum Einsatz.

Ein DC-Strahl enthält alle möglichen Phasenlagen, so dass ein Teil der Ionen maximal abgebremst ($\varphi_s = -180^\circ$) und ein Teil maximal beschleunigt ($\varphi_s = 0^\circ$) wird. Dies kann zur Ausbildung entsprechender Spitzen im Energiespektrum führen (siehe Energiespektrum für 1,0 MeV in Abb. 3.33). Im Falle der gewählten Niederenergiesimulationen ist das allgemein verwendete Konzept der Sollphase jedoch hinfällig, da ein Teilchen bei der Durchquerung eines Beschleunigungsspalt mehrere Hochfrequenzperioden durchläuft (Abb. 3.31). Die sich hier bereits andeutende Energieverschmierung wird in Abb. 3.32 und Abb. 3.33 klar ersichtlich. Sie bildet jedoch nur einen Bruchteil der Gesamtspannung ab. Möchte man also wie bei [Podlech, 2000; Bongers, 2003] mit einem Gleichstromstrahl

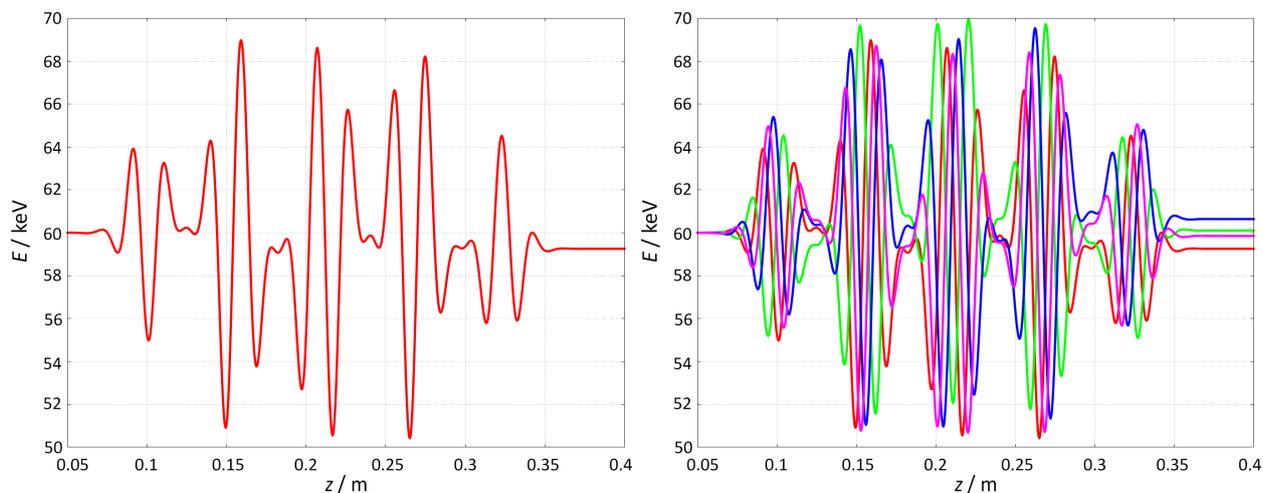


Abbildung 3.31: BENDER-Simulation zur Energiemodulation eines 60 keV-Protonengleichstromstrahls. *Links* die Einzelteilchenmodulation bei beliebig gewählter Hochfrequenzphase φ_{HF} , *rechts* für vier verschiedene φ_{HF} .

⁶Für den Energiegewinn ΔW eines Teilchens mit der Ladung q innerhalb eines Beschleunigungsspalt der Länge L gilt $\Delta W = qU_0 T \cos \varphi_s$. Dabei definiert sich der Laufzeitfaktor T über

$$T = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E(0,z) \cos(\omega t(z)) dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E(0,z) dz}.$$

In sämtlicher dem Autor bekannten Literatur, wird im Weiteren von einer geringen relativen Geschwindigkeitsänderung ausgegangen (siehe zum Beispiel [Wangler, 2008, S. 35 f.]). Dann lässt sich die Flugdauer durch einen Spalt t ersetzen: $\omega t \approx (\omega z)/v = (2\pi z)/(\beta\lambda)$.

Aussagen zur Leistungsfähigkeit eines Driftröhrenbeschleunigers bzw. konkret zur Gesamtspannung und der Shuntimpedanz machen, so ist ein Niederenergiestrahls aufgrund der immensen Geschwindigkeitsmodulation deutlich schlechter geeignet.

Abb.3.33 legt dagegen eine andere Anwendungsmöglichkeit nahe: Bei passend gewählten Strahlparametern könnte sich die CH-Kavität dafür nutzen lassen, um mit einem Dipolmagneten aus einem Gleichstromstrahl kurze Pulse nahezu gleicher Energie herauszutrennen. Diese ΔE -Selektion ist jedoch eine große Herausforderung, da sie unter anderem stark von der Eingangsenergie und -unschärfe des Strahls abhängig ist. Des Weiteren liegt die Energieunschärfe bei 1 MeV Eingangsenergie am Ausgang des Rebunchers bei etwa 1,5 %, was zusätzlich zur transversalen Ausdehnung eine Auftrennung des Strahls über die geschwindigkeitsabhängige Fokussierstärke des Dipolmagneten technisch schwierig scheinen lässt. Gleichwohl wäre auch dies ein interessanter Aspekt für zukünftige Forschungsarbeiten.

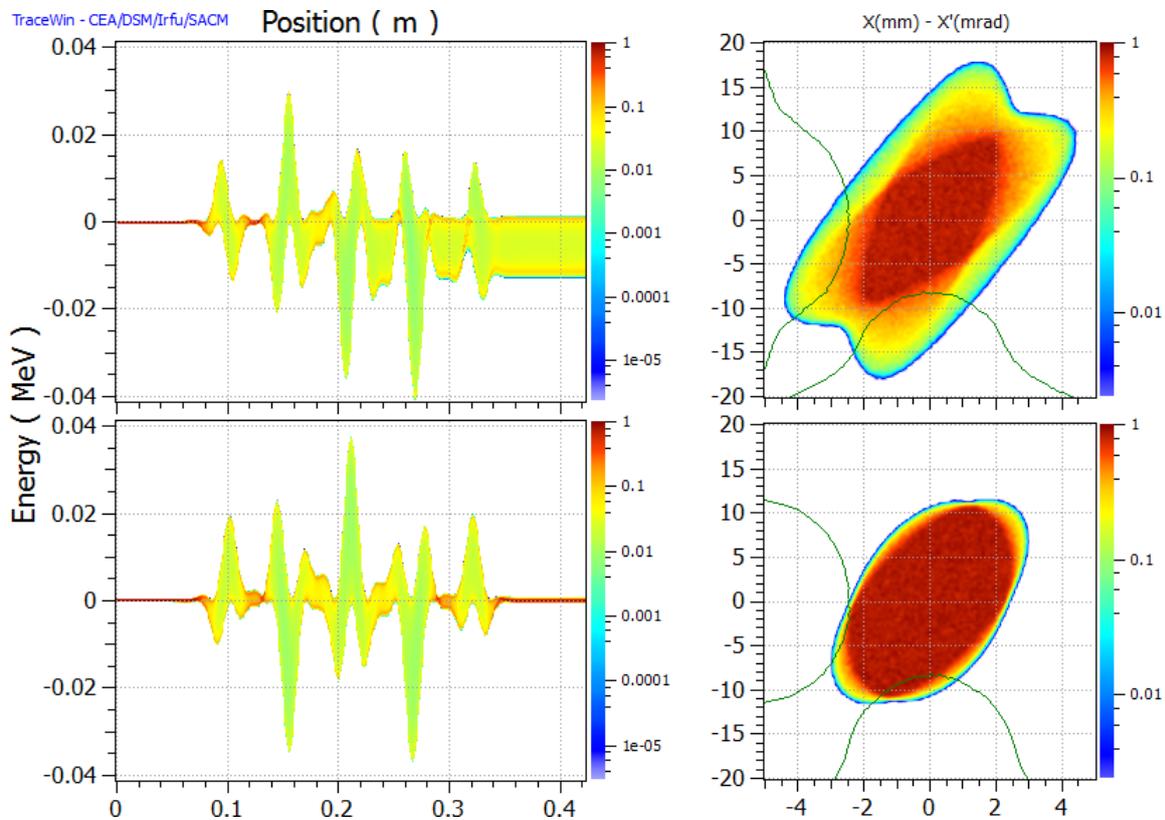


Abbildung 3.32: Energiespektrum entlang des CH-Rebunchers (*links*), $x-x'$ -Phasenraum am Ausgang (*rechts*). Die Eingangsenergie liegt *oben* bei 1,0 MeV, *unten* bei 1,2 MeV. Die Überlagerung von HF-Fokussierung und -Defokussierung zeichnet sich deutlich ab (*rechts oben*). Farblich dargestellt ist die normierte Teilchendichte.

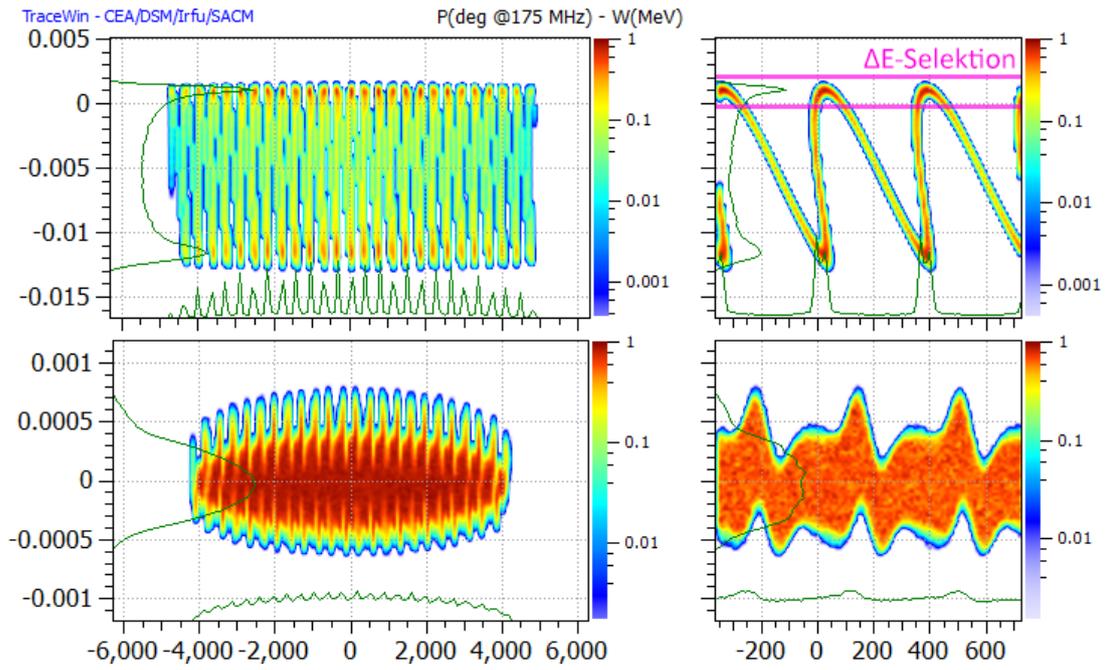


Abbildung 3.33: Longitudinaler Phasenraum. Die Eingangsenergie liegt *oben* bei 1,0 MeV, *unten* bei 1,2 MeV. *Links* der gesamte Strahl, *rechts* eine Detailansicht. Farblich dargestellt ist die normierte Teilchendichte.

4 Status und Ausblick

4.1 Frequenzmessungen

Die gemessene Resonanzfrequenz der Grundmode ohne Tauchkolbentuner liegt mit 2 mm Enddriftrohrenaufmaß bei $f_{\text{ohne Tuner}} = (175,58 \pm 0,06)$ MHz. Abb. 4.1 stellt die Frequenzabhängigkeit von den beiden Tauchkolbentunerpositionen dar. Weitere Details zu den Messungen und dem Aufmaß der Enddriftrohren finden sich in [Seibel, 2013]. Unter Vakuum kann mit einer rund 50 kHz höheren Frequenz aufgrund der leicht geringeren Permittivität gegenüber Luft gerechnet werden. Die galvanische Verkupferung führt dagegen nach [Seibel, 2013, S. 65] zu einer Frequenzabsenkung um 200 kHz. Letztendlich wurde daher die Position des statischen Tuners (Abb. 4.2) auf 220 mm festgelegt und eine Positionsvariation im Bereich von 160 mm bis 240 mm für den dynamischen Tuner bei einem Schrittmotor mit 80 mm Hubweite empfohlen.

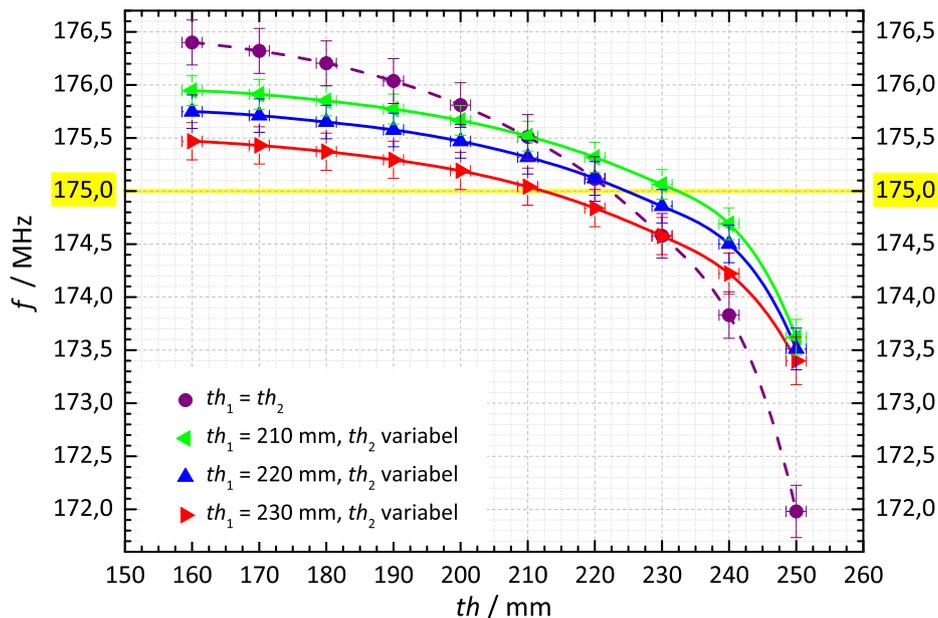


Abbildung 4.1: Messung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Tauchkolbentunerpositionen th_1 und th_2 beim CH-Rebuncher mit 2 mm Enddriftrohrenaufmaß. Die Kurven zwischen den Messwerten wurden mittels stückweise stetigen kubischen Polynomen interpoliert.



Abbildung 4.2: Statischer Tauchkolbentuner vor der Verkupferung.

4.2 Vakuum- und Lecktest

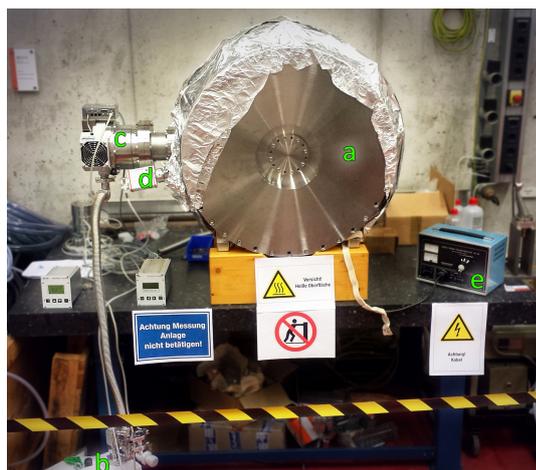


Abbildung 4.3: Messaufbau mit CH-Kavität (a), Wälzkolben-Vorpumpe (b), Turbopumpe (c) mit Steuereinheit, Pirani-Kaltkathoden-Drucksensor (d) mit Steuereinheit sowie um den Tank gelegte und durch Alufolie thermisch leicht abgeschirmte Heizbänder mit Trafo (e).

Um die Fertigungsqualität der CH-Kavität beurteilen zu können, wurde ein Lecktest (Dichtheitsprüfung mit Helium) an einem 2-stufigen Vakuumpumpstand durchgeführt:

Als Vorpumpe diente hierbei eine mehrstufige Wälzkolbenpumpe „Alcatel Adixen ACP 15“ mit einem Nennsaugvermögen von $S = 3,89 \text{ l/s}$. Zum Erreichen noch niedrigerer Drücke diente anschließend die Turbopumpe „Pfeiffer Vacuum TMU 521 YP“ mit $S = 500 \text{ l/s}$ Nennsaugvermögen bei 50000 U/min . Für die Druckmessung wurde eine Pirani-Kaltkathoden-Kombination vom Typ „Pfeiffer Vacuum MPT 100“ verwendet.

Abb. 4.4 stellt den Druck in der Kavität gegen die verstrichene Zeit während des ersten Vakuumtests dar. Messunsicherheiten im Druck, aufgrund des charakteristischen Messbereichs des verwendeten Vakuummeters, sind als dunkelgraue Fehlerbalken repräsentiert. Das effektive Saugvermögen der Vorpumpe lässt sich leicht überprüfen. Innerhalb von rund 4 Minuten sank der Druck von 1013 mbar auf 2 mbar . Bei einem Tankinnenvolumen von etwa 122 Litern und unter der vereinfachten Annahme eines konstan-

ten Saugvermögens folgt somit:

$$\begin{aligned} S_{\text{eff}} &= \frac{V}{t} \cdot \ln \frac{p_0}{p} \\ &= \frac{1221}{240 \text{ s}} \cdot \ln \frac{1013 \text{ mbar}}{2 \text{ mbar}} \\ &\approx 3,166 \frac{1}{\text{s}} \end{aligned}$$

Diese grobe Abschätzung liegt erwartungsgemäß etwas unter der oben genannten Herstellerangabe zum Nennsaugvermögen und bestätigt diese somit.

Nach einer weiteren Abpumpzeit von rund 20 Stunden lag der Druck unter 10^{-6} mbar und die erste Dichtheitsprüfung wurde durchgeführt. Als Helium-Lecksucher kam ein „Pfeiffer Vacuum SmartTest HLT 560“, mit einer kleinsten detektierbaren Leckrate von $< 5 \cdot 10^{-12} \text{ mbar}\cdot\text{l/s}$ für ^4He , zum Einsatz. Die Leckrate der CH-Kavität konnte daraufhin im ersten Durchgang zu $Q_{\text{L},1} = 1,4 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}\cdot\text{l/s}$ bestimmt werden. Dabei wurden kleine Heliummengen über eine Sprühpistole an mögliche Leckagen wie Flansche und Schweißnähte gebracht. Eine Leckrate von $1 \text{ mbar}\cdot\text{l/s}$ wäre dann gegeben, wenn in einem evakuierten und abgeschlossenen Tank mit $V = 1 \text{ l}$, der Druck in der Zeit von 1 s um 1 mbar ansteigt.

Eine grobe Abschätzung zum Zusammenhang zwischen Leckrate Q_{L} und Lecklochgröße r_{L} lässt sich wie folgt herleiten:

$$\begin{aligned} Q_{\text{L}} &\approx \Delta p \cdot v \cdot \frac{1}{2} \pi r_{\text{L}}^2 = 1013 \text{ mbar} \cdot 330 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{\pi r_{\text{L}}^2}{2} = 1,4 \cdot 10^{-9} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} \\ \Rightarrow r_{\text{L}} &= \sqrt{\frac{2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-9} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}}{1013 \text{ mbar} \cdot 330 \frac{\text{m}}{\text{s}}}} \approx 3 \text{ nm} \end{aligned}$$

Von einer ausreichenden Dichtheit der CH-Struktur ist demnach auszugehen. Unter Berücksichtigung der Verwendung von Flachdichtringen, sowie Zentrier- und O-Ringen aus Elastomeren für diese Messungen, ist bei einem zukünftigen Einsatz von Metaldichtungen im Strahlbetrieb mit einer Steigerung der Dichtheit zu rechnen.

Nach weiteren 20 Stunden Pumpzeit lag der Druck bei $p = 5,5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Anschließend wurde der Tank – wie Abb. 4.4 zu entnehmen ist – mit Stickstoff als Spülgas bis Atmosphärendruck belüftet. Eine Wiederholung der Abpump- und Messprozedur führte nun in kürzerer Zeit zu einem tieferen Druck von $p = 3,9 \cdot 10^{-7}$ mbar, sowie zu einer leicht gestiegenen Leckrate von $Q_{\text{L}} = 2,0 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}\cdot\text{l/s}$. Derartige Abweichungen bei der Leckratenbestimmung hängen jedoch nicht zuletzt von Sprühmenge, -ort und Zeitkonstante des Systems ab.

Abb. 4.5 zeigt einen weiteren Abpumpvorgang bei dem die Kavität über um den Tankmantel gelegte Heizbänder leicht erwärmt wurde. Bei dieser Erwärmung des Edeltankes um bis zu $25 \text{ }^\circ\text{C}$, zeigte sich parallel zur Erhöhung der Temperatur ein Druckanstieg der auf virtuelle Lecks zurückzuführen ist. Kleine Gasmengen wurden aus Wänden und Spalten des Rezipienten freigesetzt. Bei weiterer Erhitzung der Kavität wäre mit einer noch höheren Gasdesorption zu rechnen, die in der Konsequenz dann auch zu einem effektiveren Abpumpen eben dieser Gasmengen führen würde.

Dieser Ausheizprozess wird vor dem endgültigen Betrieb der Struktur nach der Verkupferung inkl. der Tauchkolbentuner (siehe Abb. 4.2) und bei Verwendung von Metalldichtungen statt den bisher eingesetzten Elastomerdichtungen durchgeführt werden, um die Oberflächen von Verunreinigungen zu säubern und ein noch besseres Vakuum in kurzer Zeit erzielen zu können.

Bei dem in Abb. 4.5 dargestellten sehr gemäßigten Ausheizvorgang, konnte nach etwa 11 Tagen ein Restgasdruck von $4,8 \cdot 10^{-8}$ mbar erzielt werden. Quantitativ lässt sich die Beschleunigung des Abpumpprozesses aus den vorliegenden Daten jedoch nicht bestimmen, da die genaue Menge der angefallenen und abgepumpten Dämpfe nicht bekannt ist und eine Extrapolation der ersten Abpumpkurve daher zu stark fehlerbehaftet wäre. Hierzu stellen Umrath et al. fest: „Ungleich schwieriger ist es, für den Hochvakuumbereich allgemeingültige Gleichungen anzugeben. Da die Pumpzeit, die gebraucht wird, um einen bestimmten Hochvakuumdruck zu erreichen, wesentlich von der Gasabgabe der inneren Oberflächen des Behälters abhängt, ist deren Beschaffenheit und Vorbehandlung vakuumtechnisch von entscheidender Bedeutung“ [Umrath, 1997, S. 67].

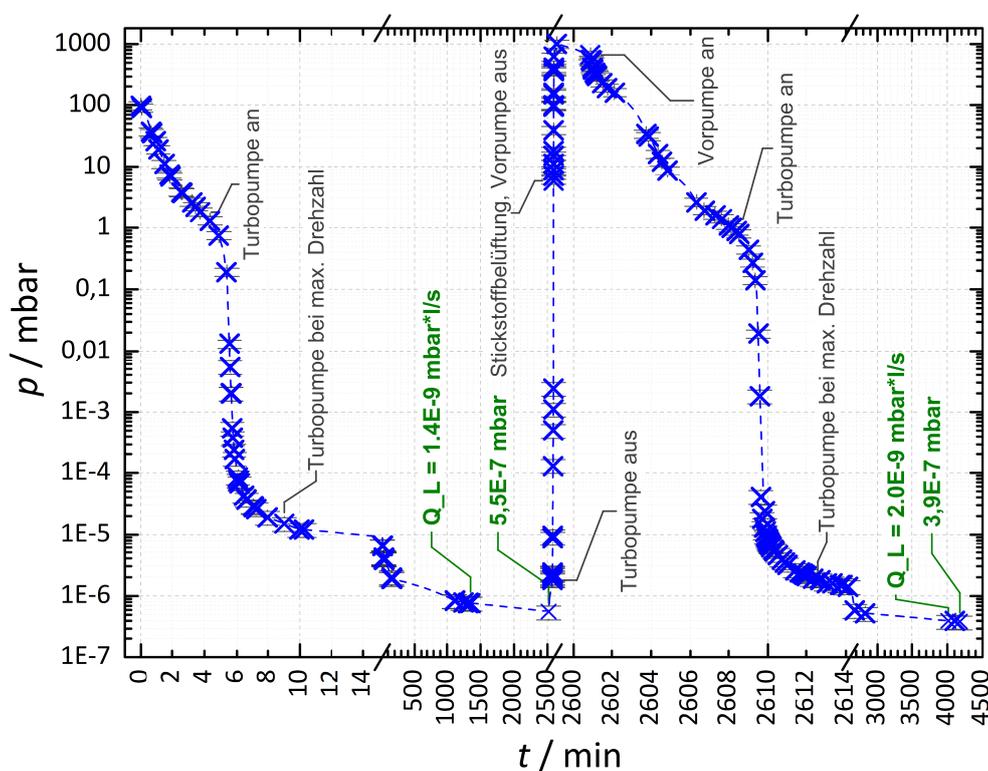


Abbildung 4.4: Messergebnisse zur Vakuum- und Dichtheitsprüfung.

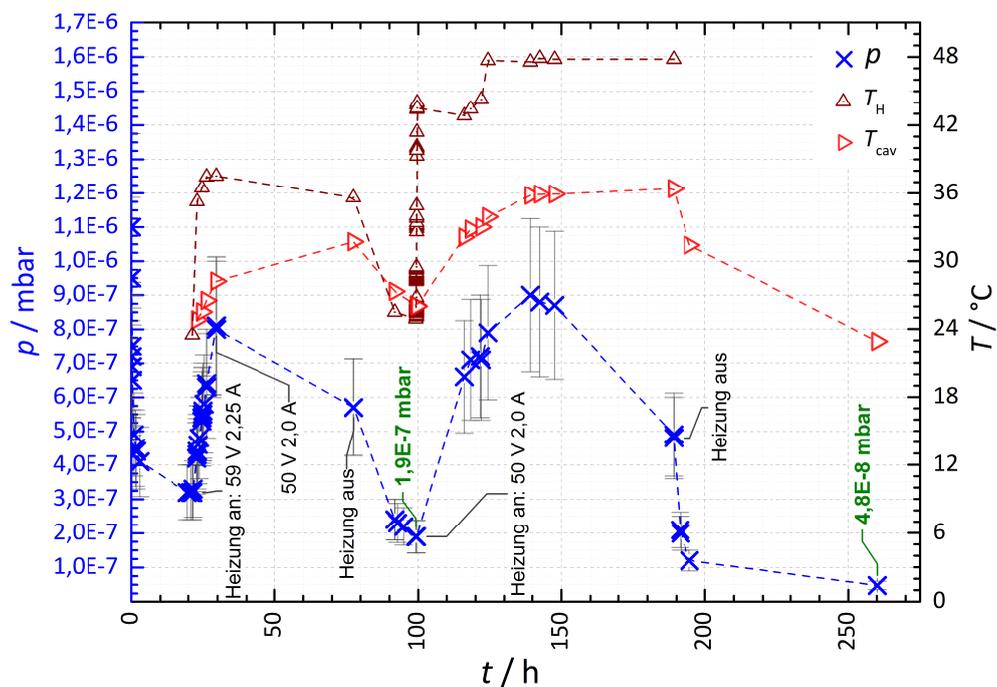


Abbildung 4.5: Auszug der Messergebnisse zum Vakuumtest. T_H gibt die Temperatur des Heizbandes, welches um den Tankmantel gelegt wurde, und T_{cav} die Temperatur der CH-Kavität an, gemessen am Blindflansch auf der Strahlachse. Da letztgenannter Messpunkt die größte Entfernung zum Heizband aufweist und demnach in grober Näherung am geringsten erwärmt wird, ist bei der Struktur von einer mittleren Temperatur zwischen den beiden Messwerten auszugehen.

4.3 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, welche Voraussetzungen für eine detaillierte Simulation der elektromagnetischen Feldverteilung in Driftröhrenbeschleunigern erforderlich sind und welche Parameter hierbei entscheidend zur Genauigkeit der Ergebnisse beitragen. Die azimutalen Variationen der transversalen und longitudinalen Komponenten der elektrischen Feldstärken innerhalb eines Beschleunigungsspalt wurden präzise ermittelt. Strahldynamiksimulationen mit verschiedenen Startparametern bildeten die vermutete Wirkung auf den Teilchenbunch ab, ohne im Weiteren einen signifikanten Einfluss auf die Strahlqualität zu zeigen.

Die im Rahmen des FRANZ-Projektes durchgeführten Simulationen mit LORASR konnten erweitert werden. Die Robustheit des Designs wurde mittels Fehlertoleranzstudien quantitativ evaluiert. Für zukünftige Rechnungen gelang die Portierung der FRANZ-LINAC-Sektion zu TraceWin, um von dem enormen Funktionsumfang des Programms profitieren zu können. Die Abhängigkeit numerischer Fehler in der Raumladungsberechnung von verschiedenen Simulationsparametern wurde ermittelt und die transversale und longitudinale Akzeptanz des CH-Driftröhrenbeschleunigers untersucht. Weitere Möglichkeiten zur Optimierung der Strahldynamik bei FRANZ konnten aufgezeigt und das Verhalten bei variierenden Eingangsparametern bestimmt werden. Nach dem Bau wurde die Struktur erfolgreich mehreren Tests unterzogen und steht nun bereit zur galvanischen Verkupferung.

Anschließend folgen Leistungstests bzw. die sogenannte „Konditionierung“ [Tam u. a., 2008], um eine optimale Einkopplung der HF-Leistung, ausreichende Kühlung und Spannungsfestigkeit¹, das heißt letztlich einen ordnungsgemäßen Betrieb der CH-Struktur sicherstellen zu können.

Aufbauend auf den in dieser Arbeit erreichten Ergebnissen, könnten zukünftige Untersuchungen unter anderem Antworten auf die folgenden Fragen geben:

- Inwieweit beeinflussen die Simulations- und Exportgitterdichte in MWS die mit den daraus gewonnenen Field Maps durchgeführten TraceWin-Simulationsergebnisse?
- Wie genau verhalten sich transversale und longitudinale Akzeptanz als Funktion der Strahlenergie, des Strahlstroms und der Strahldichteverteilung, zusätzlich zur untersuchten Abhängigkeit von der Synchronphase im CH-Rebuncher?
- Welche maximalen Strahlströme lassen sich durch die LINAC-Sektion transportieren und wie verteilt sich dabei die deponierte Leistung auf die einzelnen Komponenten?
- Welchen Einfluss hat der Durchgriff des E -Feldes in die Driftröhren auf den Strahl in Abhängigkeit von φ_s ?
- Innerhalb welcher Toleranzbereiche dürfen sich Einzelfehler der Komponenten der LINAC-Sektion bewegen um vorgegebene Ausgangsstrahlparameter noch einzuhalten? Dies würde die Herausforderungen beim Aufbau der Beschleunigersektion verdeutlichen und die durchgeführten Toleranzstudien zu kombinierten Fehlern vervollständigen.

¹Auch „Durchschlagsfestigkeit“: Größtmögliche elektrische Feldstärke bevor es zu einem Spannungsdurchschlag kommt. In Luft (Atmosphärendruck) bei etwa 3 kV/mm [Kuypers, 2012], bei $2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ (Hochvakuum) bei $20 - 40 \text{ kV/mm}$ [Giere u. a., 2002], abhängig von der Elektrodenform. Unter Wechselspannung siehe [Kilpatrick, 1957].

Anhang

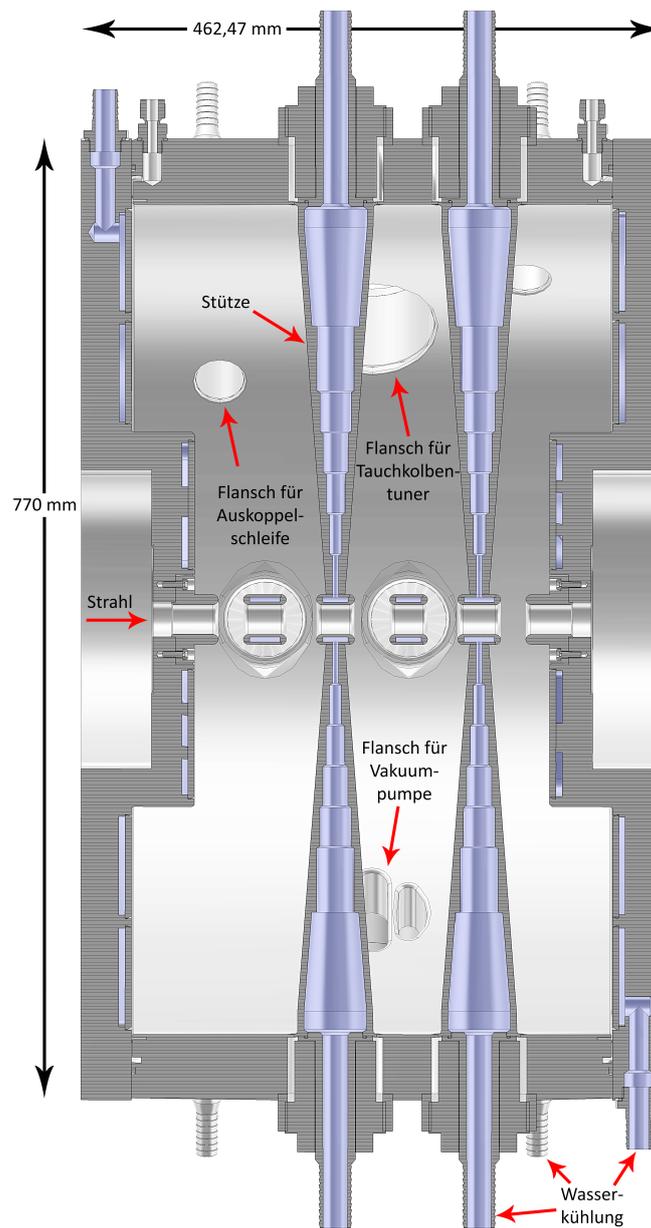


Abbildung 4.6: 3D-Modell der CH-Kavität im Längsschnitt (ohne Tauchkolbentuner und Koppelschleifen). Die Kühlkanäle sind blau eingefärbt.

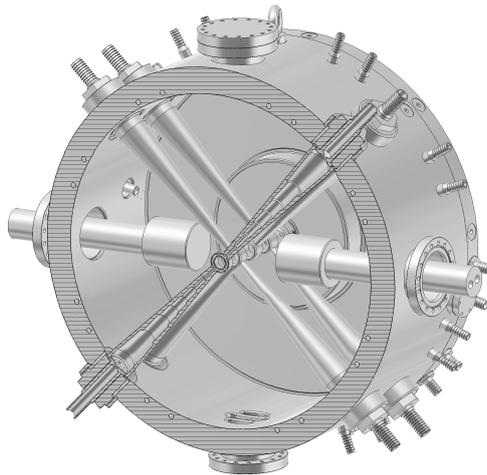


Abbildung 4.7: 3D-Modell der CH-Kavität im Querschnitt auf Höhe der ersten Stütze.

```

1 use strict;
2
3 # Usage:
4 # perl lorasin2tracewinin.pl <lorasr_input_dst> <E [keV]> <betalambda [m]> <N> <m [MeV]> <f [MHz]> <I [A]>
5 # lorasr_input.dst = de [%] ph [deg] x [cm] x' [rad] y [cm] y' [rad]
6 # Output:
7 # tracewin_input.dst = x [m] x' [rad] y [m] y' [rad] z [m] dp/p []
8
9 open(XYZIN,$ARGV[0]);
10 my @xyzdata = <XYZIN>;
11 close(XYZIN);
12
13 my $esoll=$ARGV[1];
14 my $bl=$ARGV[2];
15 my $n=$ARGV[3];
16 my $m=$ARGV[4];
17 my $f=$ARGV[5];
18 my $strom=$ARGV[6];
19 my $esoll_mev=$esoll/1000;
20
21 # print header: N m[MeV] E[MeV] f[MHz] I[A]
22 print sprintf("%d\t%.6f\t%.6f\t%.6f\t%.6f\t%.6f\n", $n, $m, $esoll_mev, $f, $strom);
23
24 for(my $i = 0; $i < $#xyzdata; $i++) {
25     # read file
26     my @d = split(/\s+/, $xyzdata[$i]);
27     my ($de, $ph, $x, $xpr, $y, $ypr) = @d[1..7];
28
29     # convert to tracewin input units
30     $x = $x / 100;
31     $xpr = $xpr;
32     $y = $y / 100;
33     $ypr = $ypr;
34     my $z = -($ph-70)*$bl/360;
35     my $dp_p = 0.5*$de;
36
37     # write out in tracewin format: x [m] x' [rad] y [m] y' [rad] z [m] dp/p []
38     print sprintf("%.6f\t%.6f\t%.6f\t%.6f\t%.6f\t%.6f\n", $x, $xpr, $y, $ypr, $z, $dp_p);
39 }
40

```

Abbildung 4.8: Perl-Quelltext zur Konvertierung einer LORASR- zu einer TraceWin-Teilcheneingangsverteilung. Der Aufruf erfolgt über die Kommandozeile, z.B. mittels: „perl lorasin2tracewinin.pl Schempp-dist10k-0613.txt 700 0.0661 9538 938.272 175 0.048“.

```

1 use warnings;
2 use strict;
3 my($inputFilename) = shift;
4 # my($outputFilename) = $inputFilename . ".conv";
5 my($outputFilename) = substr($inputFilename,0,length($inputFilename)-3);
6 my($lineNo) = 0;
7 my(@data) = ();
8 open(IN, $inputFilename) || die "cannot open file: $<";
9 my(%xValues);
10 my(%yValues);
11 my(%zValues);
12 while(<IN>)
13 {
14     if ($lineNo < 2)
15     {
16         ++$lineNo;
17         next;
18     }
19     s/^\s+//s;
20     s/\s+$//s;
21     my(@columns) = split(/\s+/);
22     $xValues{$columns[0]} = 1;
23     $yValues{$columns[1]} = 1;
24     $zValues{$columns[2]} = 1;
25     push(@data, \@columns);
26 }
27 close(IN);
28 my(@xKeys) = sort({ $a <=> $b } keys(%xValues));
29 my(@yKeys) = sort({ $a <=> $b } keys(%yValues));
30 my(@zKeys) = sort({ $a <=> $b } keys(%zValues));
31 @data = sort({ $a->[2] <=> $b->[2] || $a->[1] <=> $b->[1] || $a->[0] <=> $b->[0] } @data);
32 open(OUT, '>' . $outputFilename);
33 printf(OUT "%u %g\n", scalar(@zKeys) - 1, $zKeys[scalar(@zKeys) - 1] / 1000);
34 printf(OUT "%u %g %g\n", scalar(@xKeys) - 1, $xKeys[0] / 1000, $xKeys[scalar(@xKeys) - 1] / 1000);
35 printf(OUT "%u %g %g\n", scalar(@yKeys) - 1, $yKeys[0] / 1000, $yKeys[scalar(@yKeys) - 1] / 1000);
36 printf(OUT "NORM\n");
37 foreach my $data (@data)
38 {
39     printf(OUT "%s\n", $data->[3]);
40 }
41 close(OUT);
42

```

Abbildung 4.9: Perl-Quelltext zur Konvertierung von MICROWAVE STUDIO Feldsimulationsdaten in ein TraceWin-kompatibles Format zur Nutzung der dortigen Field Maps.

```

1 Particle_Number Mass (MeV) Beam_Energy (MeV) Beam_Frequency (MHz) Beam_Current (A)
2 X_0 (m) Xp_0 (rad) Y_0 (m) Yp_0 (rad) Z_0 (m) Dp/p_0
3 X_1 (m) Xp_1 (rad) Y_1 (m) Yp_1 (rad) Z_1 (m) Dp/p_1
4 ...
5 ...
6 X_n-1 (m) Xp_n-1 (rad) Y_n-1 (m) Yp_n-1 (rad) Z_n-1 (m) Dp/p_n-1

```

Abbildung 4.10: Benötigtes Format einer ASCII-Teilchen-Eingangsverteilung für TraceWin.

```

1 nz zmax
2 nx xmin xmax
3 ny ymin ymax
4 Norm
5 for k=0 to nz
6     for j=0 to ny
7         for i=0 to nx
8             Fz(k*zmax/nz, ymin+j*(ymax-ymin)/ny, xmin+i*(xmax-xmin)/nx)
9         Return

```

Abbildung 4.11: Format einer 3-dimensionalen Field Map im ASCII-Format für TraceWin.

	X	Y	Z	Fieldvalue	VoxelSize
1					
2					
3	-12	-12	0.5	0	1.2500E-10
4	-12	-12	1	0	1.2500E-10
5	-12	-12	1.5	0	1.2500E-10
6	-12	-12	2	0	1.2500E-10
7	-12	-12	2.5	0	1.2500E-10
8	-12	-12	3	0	1.2500E-10
9	-12	-12	3.5	0	1.2500E-10
10	-12	-12	4	0	1.2500E-10
696961	-4	8.5	329.5	6658675.5	1.2500E-10
696962	-4	8.5	330	6546032	1.2500E-10
696963	-4	8.5	330.5	6415615	1.2500E-10
696964	-4	8.5	331	6264744.5	1.2500E-10
696965	-4	8.5	331.5	6086425.5	1.2500E-10
696966	-4	8.5	332	5872501.5	1.2500E-10
696967	-4	8.5	332.5	5626519	1.2500E-10
696968	-4	8.5	333	5344490.5	1.2500E-10
696969	-4	8.5	333.5	5023712	1.2500E-10
696970	-4	8.5	334	4670951	1.2500E-10
2026437	12	12	417.5	0	1.2500E-10
2026438	12	12	418	0	1.2500E-10
2026439	12	12	418.5	0	1.2500E-10
2026440	12	12	419	0	1.2500E-10
2026441	12	12	419.5	0	1.2500E-10
2026442	12	12	420	0	1.2500E-10
2026443	12	12	420.5	0	1.2500E-10
2026444	12	12	421	0	1.2500E-10
2026445	12	12	421.5	0	1.2500E-10
2026446	12	12	422	0	1.2500E-10

Abbildung 4.12: Auszug der aus CST MWS exportierten Werte für E_z . Transversal wurde das Exportvolumen auf den Aperturradius von 12 mm begrenzt. Mit einer Schrittweite von 0,5 mm enthält die Datei über $2 \cdot 10^6$ Einträge bei einer Größe von knapp 120 MB.

```

1 843 0.422
2 48 -0.012 0.012
3 48 -0.012 0.012
4 5.28149611932E6
5 0
6 0
7 0
8 0
9 0
10 0

```

Abbildung 4.13: Auszug der Field Map des CH-Rebunchers für die E_z -Komponente entsprechend dem in Abb. 4.11 vorgegebenen Format. Bei über $2 \cdot 10^6$ Einträgen beträgt die Dateigröße etwa 20 MB.

Literaturverzeichnis

- [Abderrahim u. a. 2001] ABDERRAHIM, H. A.; KUPSCHUS, P; MALAMBU, E; BENOIT, Ph; VAN TICHELEN, K; ARIEN, B; VERMEERSCH, P; D'HONDT, P; JONGEN, Y; TERNIER, S ; VANDEPLASSCHE, D: MYRRHA: A multipurpose accelerator driven system for research & development. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 463 (2001), May, Nr. 3, 487-494. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00164-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00164-4). – ISSN 0168–9002 2
- [Abderrahim u. a. 2012] ABDERRAHIM, Hamid A.; BAETEN, Peter; DE BRUYN, Didier ; FERNANDEZ, Rafael: MYRRHA: A multi-purpose fast spectrum research reactor. In: *Energy Conversion and Management* 63 (2012), Nov, 4410. <http://dx.doi.org/10.1016/j.enconman.2012.02.025>. – ISSN 0196–8904 2
- [Abderrahim u. a. 2014] ABDERRAHIM, Hamid A.; DE BRUYN, Didier; EYNDE, Gert Van d. ; MICHIELS, Sidney: Transmutation of high-level nuclear waste by means of accelerator driven system. In: *Wiley Interdisciplinary Reviews: Energy and Environment* 3 (2014), Jan, Nr. 1, 60-69. <http://dx.doi.org/10.1002/wene.82>. – ISSN 2041–8396 2
- [Ackermann u. Weiland 2012] ACKERMANN, W.; WEILAND, T.: *High Precision Cavity Simulations*. Proceedings of ICAP2012, Rostock-Warnemünde, Germany, 2012 14
- [Allen u. Wangler 2002] ALLEN, C.; WANGLER, T.: Beam halo definitions based upon moments of the particle distribution. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 5 (2002), Dec, Nr. 12. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.5.124202>. – ISSN 1098–4402 10
- [Alonso 1999] ALONSO, J.; MOKHOV, Nikolai V. (Hrsg.); CHOU, Weiren (Hrsg.): *Beam loss working group report*. Proc. of the 7th ICFA Miniworkshop on High Intensity High Brightness Hadron Beams. LBNL, Berkeley, USA, 1999 7
- [Autorenteam des ANP 2008] AUTORENTEAM DES ANP: *Europäische Stahlsorten: Bezeichnungssystem und DIN-Vergleich Deutsch / Englisch*. 3., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. Beuth Verlag GmbH, 2008 (Beuth Pocket). – ISBN 9783410205500 7
- [Barth 2005] BARTH, R. F.: Boron Neutron Capture Therapy of Cancer: Current Status and Future Prospects. In: *Clinical Cancer Research* 11 (2005), Jun, Nr. 11, 3987-4002. <http://dx.doi.org/10.1158/1078-0432.CCR-05-0035>. – ISSN 1557–3265 4
- [Barth 2009] BARTH, Rolf F.: Boron neutron capture therapy at the crossroads: Challenges and opportunities. In: *Applied Radiation and Isotopes* 67 (2009), Jul, Nr. 7-8. <http://dx.doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.03.102>. – DOI 10.1016/j.apradiso.2009.03.102. – ISSN 0969–8043 4

- [Barth u. a. 2012] BARTH, Rolf F.; VICENTE, M Graca H.; HARLING, Otto K.; KIGER, WS; RILEY, Kent J.; BINNS, Peter J.; WAGNER, Franz M.; SUZUKI, Minoru; AIHARA, Teruhito; KATO, Itsuro ; KAWABATA, Shinji: Current status of boron neutron capture therapy of high grade gliomas and recurrent head and neck cancer. In: *Radiation Oncology* 7 (2012), Nr. 1, 146. <http://dx.doi.org/10.1186/1748-717X-7-146>. – ISSN 1748–717X 4
- [Baylac u. a. 2006] BAYLAC, M.; CONTO, JM de; FROIDEFOND, E. ; SARGSYAN, E.: *ERROR STUDY OF CERN LINAC 4*. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland, MOPCH108, 2006 33
- [Becker 2006] BECKER, Ulrich: *Application Note: Simulation and Post-Processing for Cavities and Resonators*. CST AG, Darmstadt, www.cst.com, 2006 14
- [Berkvens 2007] BERKVEN, P.: *Radiation Safety*. Volume 21, Number 4, S. 387-406. Joint University Accelerator School, Archamps, 2007 7
- [Berrutti u. a. 2012] BERRUTTI, P.; AWIDA, M. H.; SHTEYNAS, B.; GONIN, I. V.; SOLYAK, N.; YAKOVLEV, V. P. ; A.SAINI: *Effects of the RF Field Asymmetry in SC Cavities of the Project X*. Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA, WEPPC039, 2012 20
- [Bertrand u. a. 2008] BERTRAND, P.; BIARROTTE, J.-L.; PERROT, L. ; URIOT, D.: *Beam Dynamics and Error Studies of the SPIRAL2 Driver Accelerator*. Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, MOP070, 2008 33
- [BfS 2014] BfS: *Abfallbestand am 31.12.2012*. <http://www.bfs.de/de/endlager/abfaelle/abfallbestand.html>. Version:2014 Edition, 2014. – zuletzt abgerufen am 01.08.2014, 16:27 Uhr 2
- [Bongers 2003] BONGERS, Henning: *Entwicklung der 7-Spalt-Struktur für den Münchner Spaltfragmentbeschleuniger MAFF*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2003. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:bvb:19-13855> 30, 52
- [Brandt 2006] BRANDT, D.: *CERN Accelerator School: Small Accelerators*. CERN, 2006 (CAS, CERN Accelerator School: Small Accelerators : Proceedings : Zeegse, The Netherlands, 24 May-2 June 2005 Nr. 12). – ISBN 9789290832843 38
- [Brodhage u. a. 2014] BRODHAGE, R.; VINZENZ, W.; CLEMENTE, G. ; RATZINGER, U.: *First Coupled CH Power Cavity for the FAIR Proton Injector*. Proceedings of IPAC2014, Dresden, THPME011, 2014 1
- [Butenko u. a. 2013] BUTENKO, A.V.; DONETS, E.E.; DONETS, E.D.; FIMUSHKIN, V.V.; GOVOROV, A.I.; KOBETS, V.V.; KOVALENKO, A.D.; LEVTEROV, K.A.; MONCHINSKY, V.A.; MESHKOV, I.N.; RAMSDORF, A.Y.; SIDORIN, A.O.; TRUBNIKOV, G.V.; BELOV, A.S.; KROPACHEV, G.N.; KULEVOY, T.V.; KOLOMIETS, A.A.; POLOZOV, S.M.; HOELTERMANN, H.; RATZINGER, U.; SCHEMP, A. ; PODLECH, H.: *Development of the NICE Injection Facility*. Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, THPWO069, 2013 30
- [Chetvertkova 2013] CHETVERTKOVA, Vera: *Verification of Monte Carlo transport codes by activation experiments*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Dissertation, 2013. – urn:nbn:de:hebis:30:3-278487 7

- [Christie u. a. 2012] CHRISTIE, M. P.; WHITTEN, A. E.; KING, G. J.; HU, S.-H.; JARROTT, R. J.; CHEN, K.-E.; DUFF, A. P.; CALLOW, P.; COLLINS, B. M.; JAMES, D. E. ; AL. et: Low-resolution solution structures of Munc18Syntaxin protein complexes indicate an open binding mode driven by the Syntaxin N-peptide. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 109 (2012), Jun, Nr. 25, 9816-9821. <http://dx.doi.org/10.1073/pnas.1116975109>. – ISSN 1091–6490 4
- [Claessens 2013] CLAESSENS, Christine: *Fokussier- und Abbildungseigenschaften von Quadrupoltriplentlinsen*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Masterarbeit, 2013 30, 36, 44
- [Clemente u. a. 2013] CLEMENTE, G.; BARTH, W.; GROENING, L.; HOLLINGER, R.; FORCK, P.; KAISER, M.; PFISTER, J.; YARAMISHEV, S.; VINZENZ, W.; ZHANG, Z.; BRODHAGE, R.; LOUBEK, B.; PODLECH, H.; TIEDE, R.; SCHEMPP, A.; RATZINGER, U.; LAUN, B.; LESREL, J.; CHAUVIN, N.; DELFERRIRE, O.; TUSKE, O. ; SIMON, C.: *Beam Dynamics Error and Loss Investigation of the FAIR Proton Injector*. Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, THPWO009, 2013 33
- [Clemente u. a. 2006] CLEMENTE, G.; PODLECH, H.; TIEDE, R.; RATZINGER, U.; GROENING, L. ; MINAEV, S.: *Status of the 20 MeV, 20 mA CH Proton-DTL for FAIR*. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Schottland, TUPCH115, 2006 20
- [Clemente u. a. 2011] CLEMENTE, G.; RATZINGER, U.; PODLECH, H.; GROENING, L.; BRODHAGE, R. ; BARTH, W.: Development of room temperature crossbar-H-mode cavities for proton and ion acceleration in the low to medium beta range. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (2011), Nr. 11. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevstab.14.110101>. – DOI 10.1103/physrevstab.14.110101. – ISSN 1098–4402 1
- [Cockcroft u. Walton 1932] COCKCROFT, J. D.; WALTON, E. T. S.: Experiments with High Velocity Positive Ions. II. The Disintegration of Elements by High Velocity Protons. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 137 (1932), Jul, Nr. 831. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1932.0133>. – ISSN 1471–2946 5
- [Comunian u. a. 2012] COMUNIAN, M.; GRESPAN, F.; PISENT, A.; ESHRAQI, M.; PRISCO, R. D. ; MEREU, P.: *DTL Design for ESS*. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, THPB030, 2012 33
- [Courant u. Snyder 1958] COURANT, E.D; SNYDER, H.S: Theory of the alternating-gradient synchrotron. In: *Annals of Physics* 3 (1958), Nr. 1, 1-48. [http://dx.doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90012-5](http://dx.doi.org/10.1016/0003-4916(58)90012-5). – ISSN 0003–4916 9
- [Crandall 1998] CRANDALL, K.R.: *Error Studies for SNS Linac*. Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-98-3372, 1998 33
- [CST 2010] CST: *Understanding Time Domain Meshing in CST MICROWAVE STUDIO*. CST AG, Darmstadt, www.cst.com, 2010 14
- [CST AG] CST AG: *MICROWAVE STUDIO®*. <http://www.cst.com> 3, 14
- [Demenko u. a. 2010] DEMENKO, A.; SYKULSKI, J. K. ; WOJCIECHOWSKI, R.: On the Equivalence of Finite Element and Finite Integration Formulations. In: *IEEE Trans. Magn.* 46 (2010), Nr. 8, 3169-3172. <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2010.2043506>. – ISSN 0018–9464 13

- [Duperrier 2010] DUPERRIER, R.: *Review of Beam Dynamics Issues in MW Class Ion Linacs*. Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan, TU01MH01, 2010 7
- [Dziuba u. a. 2013] 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, THPWO016, 2013 1
- [Dziuba u. a. 2010] DZIUBA, F.; BUSCH, M.; AMBERG, M.; PODLECH, H.; ZHANG, C.; KLEIN, H.; BARTH, W.; RATZINGER, U.: Development of superconducting crossbar-H-mode cavities for proton and ion accelerators. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13 (2010), Nr. 041302. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.13.041302> 1
- [Eshraqi u. a. 2012] ESHRAQI, M.; BUSTINDUY, I.; CELONA, L.; COMUNIAN, M.; HOLM, H. Dana-redand A. S.; MØLLER, S. P.; PONTON, A.; STOVALL, J.; THOMSEN, H. D.: *End to End Beam Dynamics of the ESS Linac*. Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA, THPP085, 2012 37
- [Fewell 1995] FEWELL, M. P.: The atomic nuclide with the highest mean binding energy. In: *Am. J. Phys.* 63 (1995), Nr. 7, 653. <http://dx.doi.org/10.1119/1.17828>. – ISSN 0002–9505 3
- [Fraser u. a. 2009] FRASER, M. A.; PASINI, M.; D’ELIA, A.; JONES, R. M.: *Compensation of Transverse Field Asymmetry in the High-Beta Quarter-Wave Resonator of the HIE-ISOLDE Linac at CERN*. Proceedings of SRF2009, Berlin, THPPO026, 2009 20
- [Fraser u. a. 2010] FRASER, M. A.; PASINI, M.; JONES, R. M.; VOULOT, D.: *Beam Dynamics Investigation of the 101.28 MHz IH Structure as Injector for the HIE-ISOLDE SC Linac*. 2010. – arXiv:1006.0183 30
- [Gebel u. a. 2011] GEBEL, Gerard; LYONNARD, Sandrine; MENDIL-JAKANI, Hakima; MORIN, Arnaud: The kinetics of water sorption in Nafion membranes - a small-angle neutron scattering study. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 23 (2011), May, Nr. 23. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/23/23/234107>. – ISSN 1361–648X 4
- [Gedney 2011] GEDNEY, Stephen D.: *Introduction to the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method for Electromagnetics*. Morgan & Claypool Publishers, 2011 (Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics) 13
- [Giere u. a. 2002] GIERE, S.; KURRAT, M.; SCHUMANN, U.: HV dielectric strength of shielding electrodes in vacuum circuit-breakers. In: *20th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum* (2002). <http://dx.doi.org/10.1109/ISDEIV.2002.1027323>. ISBN <http://id.crossref.org/isbn/0-7803-7394-4> 60
- [Goudket u. a. 2013] GOUDKET, P.A.; COWIE, L.S.; BUCKLEY, S.R.; WHEELHOUSE, A.E.; BURT, G.C.: *Prototype Refinement of the VELA Cavity Design*. Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, WEPFI064, 2013 14
- [Grigoryev u. a. 2002] GRIGORYEV, Y.N.; VSHIVKOV, V.A.; FEDORUK, P.: *Numerical "Particle-in-Cell" Methods: Theory and Applications*. De Gruyter, 2002. – ISBN 9783110916706 29

- [Groening u. a. 2009] GROENING, L.; BARTH, W.; BAYER, W.; CLEMENTE, G.; DAHL, L.; FORCK, P.; GERHARD, P.; HOFMANN, I.; KAISER, M.S.; MAIER, M.; MICKAT, S.; MILOVIC, T.; RIEHL, G.; VORMANN, H.; YARAMYSHEV, S.; JEON, D.; URIOT, D.; TIEDE, R.: *Comparison of Different Simulation Codes with UNILAC Measurements for High Beam Currents*. Proceedings of ICAP09, San Francisco, USA, TU1IOPK02, 2009 36
- [Groening u. a. 2012] GROENING, L.; BARTH, W.; BEREZOV, R.; CLEMENTE, G.; FORCK, P.; KRÄMER, A.; MÜHLE, C.; HOLLINGER, R.; LAUNÉ, B.; LESREL, J.; CHAUVIN, N.; DELFERRIÈRE, O.; TUSKE, O.; SIMON, C.; KOUBEK, B.; PODLECH, H.; RATZINGER, U.; SCHEMPP, A.; TIEDE, R.: *Status of the FAIR 70 MeV Proton Linac*. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, THPB034, 2012 30
- [Heilmann u. a. 2014] HEILMANN, M.; CLAESSENS, C.; MÄDER, D.; MEUSEL, O.; RATZINGER, U.; SCHEMPP, A.; SCHWARZ, M.: *Preparation of the Coupled RFQ-IH-Cavity for FRANZ*. Proceedings of IPAC2014, Dresden, THPME059, 2014 36
- [Henke 2007] HENKE, Heino: *Elektromagnetische Felder: Theorie und Anwendung*. 3. Auflage. Springer, 2007 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 978-3-540-71004-2 13
- [Hinterberger 2008] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionoptik*. 2. Auflage. Springer-Verlag Berlin, 2008 5, 8, 9
- [Hockney u. Eastwood 1988] HOCKNEY, R.W.; EASTWOOD, J.W.: *Computer Simulation Using Particles*. Taylor & Francis, 1988. – ISBN 9781439822050 29
- [Hofmann u. a. 2010] HOFMANN, Anna M.; WURM, Frederik; HUHNS, Eva; NAWROTH, Thomas; LANGGUTH, Peter; FREY, Holger: Hyperbranched Polyglycerol-Based Lipids via Oxyanionic Polymerization - Toward Multifunctional Stealth Liposomes. In: *Biomacromolecules* 11 (2010), Mar, Nr. 3, 568-574. <http://dx.doi.org/10.1021/bm901123j>. – ISSN 1526-4602 4
- [Hofmann u. Boine-Frankenheim 2014] HOFMANN, Ingo; BOINE-FRANKENHEIM, Oliver: Grid induced noise and entropy growth in 3d particle-in-cell simulation of high intensity beams. (2014) 36
- [Holmes u. a. 2013] HOLMES, J.A.; COUSINEAU, S.; SHISHLO, A.; POTTS, R.: *Space Charge Models for Particle Tracking on Long Time Scales*. Proceedings of PAC2013, Pasadena, USA, WEODB2, 2013 29
- [Hopper u. a. 2013] HOPPER, C. S.; DEITRICK, K.; DELAYEN, J. R.: *Geometry Effects on Multipole Components and Beam Optics in High-Velocity Multi-Spoke Cavities*. Proceedings of PAC2013, Pasadena, USA, WEPAC42, 2013 20
- [IAEA 2014] IAEA: *Nuclear Power Reactors in the World*. 2014 Edition. Internationale Atomenergie-Organisation, Wien, Österreich, 2014 (IAEA-RDS-2/34). – ISBN:978-92-0-104914-8 2
- [Kapchinskij u. Vladimirkij 1959] KAPCHINSKIJ, I. M.; VLADIMIRSKIJ, V. V.: *Limitations of Proton Beam Current in a Strong Focusing Linear Accelerator Associated with the Beam Space Charge*. Proceeding of the conference on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959 10

- [Kilpatrick 1957] KILPATRICK, W. D.: Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc. In: *Review of Scientific Instruments* 28 (1957), Nr. 10, 824. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1715731>. – ISSN 0034-6748 60
- [Kitegi u. a. 2004] KITEGI, C.; RATZINGER, U. ; MINAEV, S.: *The IH Cavity for HITRAP*. Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, MOP10, 2004 30
- [Krietenstein u. a. 1998] KRIETENSTEIN, B.; SCHUHMAN, R.; THOMA, P. ; WEILAND, T.: *The Perfect Boundary Approximation Technique Facing the Big Challenge of High Precision Field Computation*. Proceedings of the XIX Linear Accelerator Conference, Chicago, Illinois, USA, TH4041, 1998 13
- [Kuypers 2012] KUYPERS, F.: *Physik für Ingenieure und Naturwissenschaftler: Band 2: Elektrizität, Optik und Wellen*. Wiley, 2012 (Verdammt clever!). – ISBN 9783527669592 60
- [Laface 2014] LAFACE, E.: *Longitudinal Acceptance Evaluation from Hamiltonian*. Proceedings of IPAC2014, Dresden, THPRO073, 2014 40
- [Lee u. a. 2011] LEE, Kwan H.; SCHWENN, Paul E.; SMITH, Arthur R. G.; CAVAYE, Hamish; SHAW, Paul E.; JAMES, Michael; KRUEGER, Karsten B.; GENTLE, Ian R.; MEREDITH, Paul ; BURN, Paul L.: Morphology of All-Solution-Processed bilayer Organic Solar Cells. In: *Advanced Materials* 23 (2011), Feb, Nr. 6, 766-770. <http://dx.doi.org/10.1002/adma.201003545>. – ISSN 0935-9648 4
- [Liebermann u. a. 2004] LIEBERMANN, Holger; PODLECH, H.; RATZINGER, U. ; SAUER, A.: *Coupler Development and Gap Field Analysis for the 352 MHz Superconducting CH-Cavity*. Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, TUP86, 2004 20
- [Liouville 1838] LIOUVILLE, J.: Note sur la Théorie de la Variation des constantes arbitraires. In: *Journal de mathématiques pures et appliquées* 1 (1838), Nr. 3, 342-349. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.5.124202>. – ISSN 1098-4402 8
- [Liu u. Ikegami 2013] LIU, C.; IKEGAMI, M.: *Lattice and Error Studies for J-PARC Linac Upgrade to 50 mA / 400 MeV*. Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, THPWO027, 2013 33
- [Liu u. a. 2011] LIU, C.; MÜLLER, W.F.O.; ACKERMANN, W. ; WEILAND, T.: *Various Approaches to Electromagnetic Field Simulations for RF Cavities*. Proceedings of IPAC2011, San Sebastián, Spanien, WEPC093, 2011 14
- [Lombardi u. a. 2006] LOMBARDI, A.; SARGSYAN, Edgar; LANZONE, Sara; LALLEMENT, Jean-Baptiste; BELLODI, Giulia; BAYLAC, Maud; DUPERRIER, Romuald ; URIOT, Didier: *End-to-End Beam Dynamics for CERN Linac4*. Proceedings of HB2006, Tsukuba, Japan, TUAY02, 2006 40
- [Lu u. a. 2004] LU, Y.R.; MINAEV, S.; RATZINGER, U.; SCHLITT, B. ; TIEDE, R.: *The Compact 20 MV IH-DTL fo the Heidelberg Therapy Facility*. Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, MOP11, 2004 30
- [Maxwell 1954] MAXWELL, J. C.: *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Bd. 1. 3. Edition. Dover Publications, 1954 13

- [Mäder 2011] MÄDER, D.: *Kopplung der Beschleunigerkavitäten RFQ und IH-DTL am FRANZ-Projekt*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Masterarbeit, 2011 35
- [Mäder u. a. 2014] MÄDER, D.; BASTEN, M.; KOSER, D.; LENZ, H. C.; PETRY, N. F.; PODLECH, H.; SCHEMPP, A.; SCHWARZ, M.; VOSSBERG, M.; ZHANG, C.: *R&D of the 17 MeV MYRRHA Injector*. Proceedings of LINAC2014, Genf, Schweiz, MOPP064, 2014 33
- [Mäder u. a. 2012] MÄDER, D.; KLEIN, H.; PODLECH, H.; RATZINGER, U.: *Status of CH Cavity and Solenoid Design of the 17 MeV Injector for MYRRHA*. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, THPB009, 2012 1, 2
- [Meng u. a. 2013] MENG, C.; LI, Z.H.; TANG, J.Y.; YAN, F.: *Error Analysis and Beam Loss Control in the C-ADS Main Linac*. Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, THPWO044, 2013 33
- [Meng u. a. 2012] MENG, C.; TANG, Jingyu; LI, Zhihui: *Error Analysis and Correction Scheme in C-ADS Injector-I*. Proceedings of HB2012, Beijing, China, MOP219, 2012 33
- [Metz 2010] METZ, Aron: *Entwicklung eines CH-Rebunchers mit Energievariation für das FRANZ Projekt*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2010 2, 14
- [Meusel u. a. 2012] MEUSEL, O.; CHAU, L. P.; HEILMANN, M.; PODLECH, H.; RATZINGER, U.; VOLK, K.; WIESNER, C.: *FRANZ - Accelerator Test Bench and Neutron Source*. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, MO3A03, 2012 3
- [Minaev u. a. 2009] MINAEV, S.; RATZINGER, U.; PODLECH, H.; BUSCH, M.; BARTH, W.: Superconducting, energy variable heavy ion linac with constant beta, multicell cavities of CH-type. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 12 (2009), Nr. 12. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.120101>. – ISSN 1098-4402 1
- [Nelder u. Mead 1965] NELDER, J. A.; MEAD, R.: *A Simplex Method for Function Minimization*. The Computer Journal, Vol. 7, S. 308-313, 1965 44
- [Nishimura u. a. 2008] NISHIMURA, Shin-ichi; KOBAYASHI, Genki; OHYAMA, Kenji; KANNO, Ryoji; YASHIMA, Masatomo; YAMADA, Atsuo: Experimental visualization of lithium diffusion in LiFePO_4 . In: *Nature Materials* 7 (2008), Aug, Nr. 9, 707-711. <http://dx.doi.org/10.1038/nmat2251>. – ISSN 1476-4660 4
- [Noll u. a. 2011] NOLL, D.; CHAU, L.P.; DROBA, M.; MEUSEL, O.; PODLECH, H.; RATZINGER, U.; WIESNER, C.: *Beam Dynamics of the FRANZ Bunch Compressor using realistic Fields with a Focus on the Rebuncher Cavities*. Proceedings of IPAC2011, San Sebastián, Spanien, MOPS030, 2011 30, 44
- [Noll 2011] NOLL, Daniel: *Strahldynamische Rechnungen und Kavitätdesign für den FRANZ-Bunchkompressor*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Masterarbeit, 2011 44
- [Noll 2014] NOLL, Daniel: *persönliche Mitteilung*. 10.08.2014, 2014. – Institut für Angewandte Physik, Goethe-Universität Frankfurt am Main 52
- [Olave u. a. 2012] OLAVE, R. G.; DELAYEN, J. R.; HOPPER, C. S.: *Multipole Expansion of the Fields in Superconducting High-Velocity Spoke Cavities*. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, MOPB072, 2012 20

- [Oliver u. a. 2010] OLIVER, C.; BRAÑAS, B.; IBARRA, A.; NGHIEM, P.; MOSNIER, A.: *Alignment and Magnet Error Tolerances for the High Energy Beam Transport Line of the IFMIF-EVEDA Accelerator*. Proceedings of IPAC2010, Kyoto, Japan, TUPEA014, 2010 33
- [Ostiguy u. Solyak 2011] OSTIGUY, J.-F.; SOLYAK, N.: *Residual Focusing Asymmetry in Superconducting Spoke Cavities*. Proceedings of IPAC2011, San Sebastián, Spanien, WEPS066, 2011 20
- [Ostroumov u. a. 2012] OSTROUMOV, P.N.; MUSTAPHA, B.; CONWAY, Z.A.; FISCHER, R.L.; GERBICK, S.; KEDZIE, M.; KELLY, M.P.; GONIN, I.V.; NAGAITSEV, S.: *Development of a Half-Wave Resonator for Project X*. Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA, WEPPC039, 2012 20
- [Oswald u. a. 2008] OSWALD, Sascha E.; MENON, Manoj; CARMINATI, Andrea; VONTOBEL, Peter; LEHMANN, Eberhard; SCHULIN, Rainer: Quantitative Imaging of Infiltration, Root Growth, and Root Water Uptake via Neutron Radiography. In: *Vadose Zone Journal* 7 (2008), Nr. 3, 1035. <http://dx.doi.org/10.2136/vzj2007.0156>. – ISSN 1539–1663 4
- [Parnell u. a. 2010] PARNELL, Andrew J.; DUNBAR, Alan D. F.; PEARSON, Andrew J.; STANIEC, Paul A.; DENNISON, Andrew J. C.; HAMAMATSU, Hiroshi; SKODA, Maximilian W. A.; LIDZEY, David G.; JONES, Richard. A. L.: Depletion of PCBM at the Cathode Interface in P3HT/PCBM Thin Films as Quantified via Neutron Reflectivity Measurements. In: *Advanced Materials* 22 (2010), Jun, Nr. 22, 2444–2447. <http://dx.doi.org/10.1002/adma.200903971>. – ISSN 1521–4095 4
- [Paul u. Paul 2010] PAUL, Steffen; PAUL, Reinhold: *Grundlagen der Elektrotechnik und Elektronik 1*. Springer-Lehrbuch, 2010 15
- [Peggs 2013] PEGGS, Steve: *ESS Technical Design Report*. 2013 <http://eval.esss.lu.se/cgi-bin/public/DocDB/ShowDocument?docid=274> 33
- [Pelte 2009] PELTE, D.: *Die Zukunft unserer Energieversorgung: Eine Analyse aus mathematisch-naturwissenschaftlicher Sicht*. Vieweg+Teubner Verlag, 2009. – ISBN 9783834809896 2
- [Pichoff u. a. 1998] PICHOFF, N.; LAGNIEL, M.; NATH, S.: *Simulation Results with an Alternate 3D Space Charge Routing, PICNIC*. Proceedings of LINAC98, Chicago, Illinois, USA, MO4042, 1998 29, 36, 37
- [Pichoff u. a. 2002] PICHOFF, N.; URIOT, D.; DUPERRIER, R.; FERDINAND, R.: *Beam Dynamics End to End Simulations with Error Studies Through the ESS SC Linac*. Proceedings of EPAC 2002, Paris, Frankreich, THPB030, 2002 33
- [Podlech u. a. 2007] PODLECH, H.; RATZINGER, U.; KLEIN, H.; COMMENDA, C.; LIEBERMANN, H.; SAUER, A.: Superconducting CH structure. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 10 (2007), Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.080101>. – ISSN 1098–4402 1
- [Podlech 2000] PODLECH, Holger: *Entwicklung des 7-Spalt-Resonator-Beschleunigers für das REX-ISOLDE-Projekt am CERN*, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Diss., 2000. – MPI H - V20 - 2000 52

- [Podlech 2008] PODLECH, Holger J.: *Entwicklung von normal- und supraleitenden CH-Strukturen zur effizienten Beschleunigung von Protonen und Ionen*. Habilitationsschrift. 2008 5, 16
- [Raparia u. a. 2007] RAPARIA, D.; ALESSI, J.; KAPONOU, A.; PIKIN, A.; RITTER, J.; MINAEV, S.; RATZINGER, U.; SCHEMPP, A. ; TIEDE, R.: *End-to-End Simulations for the EBIS Preinjector*. Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, TUPAS102, 2007 30
- [Ratzinger 2000a] RATZINGER, U.: *H-type linac structures*. CERN, 2000 (CAS - CERN Accelerator School : Radio Frequency Engineering, Seeheim, Germany, 8 - 16 May 2000 Nr. 12). <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2005-003.351>. – ISBN 9789290832843 30
- [Ratzinger 2000b] RATZINGER, U.: *The New High Current Ion Accelerator at GSI and Perspectives for Linac Design Based on H-Mode Cavities*. Proceedings of EPAC 2000, Wien, Österreich, TUZF204, 2000 30
- [Ratzinger u. a. 1988] RATZINGER, U.; NOLTE, E.; GEIER, R.; GÄRTNER, N. ; MORINAGA, H.: *The Upgraded Munich Linear Heavy Ion Postaccelerator*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A263, 1988 (p. 261-270) 20
- [Ratzinger 1998] RATZINGER, Ulrich: *Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen*. Habilitationsschrift. 1998 21, 30
- [Ratzinger 2013] RATZINGER, Ulrich: *persönliche Kommunikation per Email*. 26.06.2013, 2013. – Institut für Angewandte Physik, Goethe-Universität Frankfurt am Main 30, 42, 44, 46
- [Reifarth u. a. 2009] REIFARTH, R.; CHAU, L. P.; HEIL, M.; KÄPPELER, F.; MEUSEL, O.; PLAG, R.; RATZINGER, U.; SCHEMPP, A. ; VOLK, K.: Opportunities for Nuclear Astrophysics at FRANZ. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 26 (2009), Jan, Nr. 03, 255-258. <http://dx.doi.org/10.1071/AS08061>. – ISSN 1448-6083 3
- [Reifarth u. a. 2014] REIFARTH, R; LEDERER, C ; KÄPPELER, F: Neutron reactions in astrophysics. In: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41 (2014), Mar, Nr. 5, 053101. <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/41/5/053101>. – ISSN 1361-6471 4, 40
- [Reiser 2008] REISER, Martin: *Theory and Design of Charged Particle Beams*. Second, Updated and Expanded Edition. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Deutschland, 2008 5, 11
- [Rienen 2001] RIENEN, Ursula: Numerical Methods in Computational Electrodynamics. In: *Lecture Notes in Computational Science and Engineering* (2001). <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-56802-2>. – ISBN <http://id.crossref.org/isbn/978-3-642-56802-2> 13
- [Romanov 2012] ROMANOV, Gennady: *Beam Dynamics Simulations in Project X RFQ with CST Studio Suite*. Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA, MOPPC082, 2012 14
- [Rose 2009] ROSE, Harald H.: *Geometrical Charged-Particle Optics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009 5
- [Sauerwein u. a. 2012] SAUERWEIN, W.A.G.; WITTIG, A.; MOSS, R. ; NAKAGAWA, Y.: *Neutron Capture Therapy: Principles and Applications*. Springer, 2012. – ISBN 9783642313349 4

- [Schicha u. Schober 2013] SCHICHA, Harald; SCHOBER, Otmar: *Nuklearmedizin: Basiswissen und klinische Anwendung*. 7. Auflage. Schattauer GmbH, Stuttgart, 2013. – ISBN: 978-3-7945-2889-9
4
- [Schneider 2014] SCHNEIDER, P. P.: *Anpassung von Ionenstrahlen an die Akzeptanz eines RFQ*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Masterarbeit, 2014 44
- [Schorr 2011] SCHORR, Susan: The crystal structure of kesterite type compounds - A neutron and X-ray diffraction study. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 95 (2011), Jun, Nr. 6, 1482-1488. <http://dx.doi.org/10.1016/j.solmat.2011.01.002>. – ISSN 0927-0248 4
- [Schwarz 2012] SCHWARZ, Malte: *Hochfrequenzabstimmung und Feldoptimierungen des gekoppelten 1:2 RFD-IH-Modells für FRANZ*. Bachelorarbeit. Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2012 35
- [Secondo u. a. 2012] SECONDO, R.; VAY, J.-L. ; VENTURINI, M.: *Analysis of Numerical Noise in Particle-In-Cell Simulations of Single-Bunch Transverse Instabilities and Feedback in the CERN SPS*. Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA, WEP076, 2012 36
- [Seibel 2013] SEIBEL, Anja: *Entwicklung und Test des 175 MHz CH-Rebunchers für das FRANZ-Projekt*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Masterarbeit, 2013 2, 14, 16, 17, 55
- [Seibel 2014] SEIBEL, Anja: *persönliche Mitteilung*. 04.08.2014, 2014. – Angaben sind den technischen Zeichnungen (Nr. 120632-2.0/1 und 120632-1.0/0) entnommen. 18
- [Shannon 1949] SHANNON, C.E.: Communication in the Presence of Noise. In: *Proceedings of the IRE* 37 (1949), Nr. 1, 10–21. <http://dx.doi.org/10.1109/JRPROC.1949.232969> 24
- [Strodl 2006] STRODL, T.: *Design and Beam Dynamics Simulation for the Ion-Injector of the Austrian Hadron Therapy Accelerator*. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Schottland, WEPCH157, 2006 30
- [Tam u. a. 2008] TAM, W.-M.; APOLLINARI, G.; KHABIBOULLINE, T.; MADRAK, R.; MORETTI, A.; RISTORI, L.; ROMANOV, G.; STEIMEL, J.; WEBBER, R. ; WILDMAN, D.: *High Power Test of Room Temperature Spoke Cavities for HINS at FERMILAB*. Proceedings of LINAC08, Victoria, Kanada, MOP012, 2008 1, 60
- [Tiede 2007] TIEDE, R.: *Description of the New Machine Error Setting and Analysis Tools Available for the LORASR Beam Dynamics Code*. IAP Internal Note, 2007 (IAP-DYNA-070807) 34
- [Tiede 2009] TIEDE, R.: *Simulationswerkzeuge für die Berechnung hochintensiver Ionenbeschleuniger*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2009 30, 33
- [Tiede u. a. 2006] TIEDE, R.; CLEMENTE, G.; PODLECH, H.; RATZINGER, U.; SAUER, A. ; MINAEV, S.: *LORASR Code Development*. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Schottland, WEPCH118, 2006 30
- [Tiede u. a. 2008] TIEDE, R.; RATZINGER, U.; PODLECH, H.; ZHANG, C. ; CLEMENTE, G.: *KONUS Beam Dynamics Designs using H-Mode Cavities*. Proceedings of Hadron Beam 2008, Nashville, Tennessee, USA, WGB11, 2008 30

- [Turner 1992] TURNER, S. (Hrsg.): *RF Engineering for Particle Accelerators*. CERN Accelerator School CERN 92-03, 1992 5
- [Umrath 1997] UMRATH, Walter: *Grundlagen der Vakuumtechnik*. Leybold, 1997 58
- [Committee on the Physics of the Universe 2003] UNIVERSE, National Research C. t.: *Connecting Quarks with the Cosmos: Eleven Science Questions for the New Century*. The National Academies Press, 2003 http://www.nap.edu/openbook.php?record_id=10079. – ISBN 9780309074063 3
- [Uriot u. a. 2014] URIOT, D.; DUPERRIER, R. ; PICHOFF, N.: *TraceWin*. <http://irfu.cea.fr/Sacm/logiciels/index3.php>. Version: 2014. – zuletzt abgerufen am 08.08.2014, 12:50 Uhr 36
- [Uriot u. Pichoff 2003] URIOT, D.; PICHOFF, N.: *New Implement in TraceWin/PARTRAN Codes: Integration in External Field Map*. Proceedings of the Particle Accelerator Conference, FPAG012, 2003 36
- [Vandeplassche u. a. 2014] VANDEPLASSCHE, D.; MEDEIROS-ROMAO, L.; SALEMME, R.; BIARROTTE, J.-L.; BOULY, F.; CARNEIRO, J.-P. ; URIOT, D.: *Toward a Virtual Accelerator Control System for the MYRRHA Linac*. Proceedings of IPAC2014, Dresden, THPRO099, 2014 2
- [Vretenar 2013] VRETENAR, Maurizio: Linear accelerators. In: *CERN Yellow Report CERN- 2013-001* (2013), S. 225–249 39
- [Wangler 2008] WANGLER, T. P.: *RF Linear Accelerators*. 2nd Edition. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2008 1, 5, 13, 52
- [Wangler u. Crandall 2000] WANGLER, T. P.; CRANDALL, K. R.: *Beam Halo in Proton LINAC Beams*. Proceedings of LINAC2000, Monterey, California, USA, TU202, 2000 10
- [Webber u. Apollinari 2009] WEBBER, R. C.; APOLLINARI, G.: *Overview and Status Update of the FERMILAB HINS Linac R&D Program*. Proceedings of PAC09, Vancouver, Kanada, FR5REP058, 2009 1
- [Weiland 1983] WEILAND, T.: On the computation of resonant modes in cylindrically symmetric cavities. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 216 (1983), Nr. 3, 329-348. [http://dx.doi.org/10.1016/0167-5087\(83\)90500-8](http://dx.doi.org/10.1016/0167-5087(83)90500-8). – ISSN 0167–5087 13
- [Weiland 1977] WEILAND, Thomas: *S. 116*. Bd. 31: *A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields*. International Journal of Electronics and Communications (AEÜ), 1977 13
- [Weiland 2003] WEILAND, Thomas: RF & Microwave Simulators - From Component to System Design. In: *33rd European Microwave Conference* (2003). <http://dx.doi.org/10.1109/euma.2003.341022> 13
- [White u. a. 1985] WHITE, R E.; BARKER, P H. ; LOVELOCK, D M J.: Measurement of Nuclear Reaction Q -values with High Accuracy: $7\text{Li}(p, n)7\text{Be}$. In: *Metrologia* 21 (1985), Jan, Nr. 4, 193-199. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/21/4/004>. – ISSN 1681–7575 40, 47
- [Whitten u. a. 2008] WHITTEN, A. E.; JEFFRIES, C. M.; HARRIS, S. P. ; TREWHELLA, J.: Cardiac myosin-binding protein C decorates F-actin - Implications for cardiac function. In: *Proceedings of*

- the National Academy of Sciences* 105 (2008), Nov, Nr. 47, 18360-18365. <http://dx.doi.org/10.1073/pnas.0808903105>. – ISSN 1091-6490 4
- [Wichmann 1989] WICHMANN, Eyvind H.: *Berkeley Physik Kurs: Band 4: Quantenphysik*. 3. Auflage. Springer, 1989, S. 84 23
- [Wiedemann 2007] WIEDEMANN, Helmut: *Particle Accelerator Physics*. Third Edition. Springer Berlin Heidelberg, 2007 5, 8
- [Wille 2000] WILLE, Klaus: *The Physics of Particle Accelerators: An Introduction*. Oxford University Press, ISBN: 9780198505495, 2000 5
- [WNA 2014] WNA: *World Nuclear Power Reactors & Uranium Requirements*. <http://www.world-nuclear.org/info/Facts-and-Figures/World-Nuclear-Power-Reactors-and-Uranium-Requirements/>. Version:2014 Edition, 2014. – zuletzt abgerufen am 30.07.2014, 21:06 Uhr 2
- [Yee 1966] YEE, Kane S.: Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwells equations in isotropic media. In: *IEEE Trans. Antennas and Propagation* (1966), S. 302–307 13
- [Zhang u. a. 2012a] ZHANG, C.; KLEIN, H.; MÄDER, D.; PODLECH, H.; RATZINGER, U.; SCHEMPP, A.; TIEDE, R. ; VOSSBERG, M.: *Front-End Linac Design and Beam Dynamics Simulations for MYRRHA*. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, THPB005, 2012 36
- [Zhang u. a. 2010] ZHANG, Chuan; BUSCH, Marco; KLEIN, Horst; PODLECH, Holger; RATZINGER, Ulrich; TIEDE, Rudolf ; BIARROTTE, Jean-Luc: Reliability and current-adaptability studies of a 352 MHz, 17 MeV, continuous-wave injector for an accelerator-driven system. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13 (2010), Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.080101>. – ISSN 1098-4402 1
- [Zhang u. a. 2012b] ZHANG, X.H.; YUAN, Y.J. ; XIA, J.W.: *One Design of Heavy Ion Linac Injector for CSRm*. Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel, TUPB043, 2012 30

Abbildungsverzeichnis

0.1	Driftröhren in einer CH-Struktur	1
0.2	Schematischer Aufbau von MYRRHA.	2
0.3	Schematischer Aufbau von FRANZ	3
1.1	Definition verschiedener Strahlströme und Zeitstrukturen.	6
1.2	Beispielhafter $x-x'$ -Phasenraum mit effektiver und rms-Emittanz.	8
1.3	Abhängigkeit des Divergenzwinkels x' vom longitudinalen Impuls p_z	9
1.4	Courant-Snyder-Parameter.	9
1.5	2D-Projektionen von 4D-Phasenraumverteilungen mit variierender Dichteverteilung. <i>Oben:</i> KV-Verteilung. <i>Unten:</i> Gauß-Verteilung. Die Fläche der schwarzen Ellipse ent- spricht jeweils der normierten rms-Emittanz. Farblich dargestellt ist die normierte Teilchendichte.	11
2.1	6 Pfade innerhalb des dritten Beschleunigungsspalts.	14
2.2	3. Gap im Längsschnitt. Nach rechts zunehmende Diskretisierungsgenauigkeit.	15
2.3	Simulierte Spaltspannungen in Abhängigkeit des gewählten Integrationspfades.	15
2.4	Modenspektrum der ersten 10 Resonanzfrequenzen des CH-Rebunchers.	16
2.5	3D-Darstellung der ersten beiden Resonanzfrequenzen je nach Tunerposition.	16
2.6	Simuliertes Konvergenzverhalten der Resonanzfrequenz je nach Diskretisierungsart und Gitterzellendichte.	17
2.7	Simulierte Konvergenz mehrerer HF-Parameter des CH-Rebunchers.	18
2.8	Falschfarbenansichten der E -Feldkomponenten bei variierenden Tunereinschubtiefen.	19
2.9	Falschfarbendarstellung von E_z am Anfang des dritten Gaps. Die Stütze in y zeichnet sich in der verformten Feldkomponente ab.	20
2.10	E_z entlang verschiedener Geraden parallel zur Strahlachse innerhalb des dritten Be- schleunigungsspalt.	20
2.11	x - E -Phasenraum zur radialen Abhängigkeit der Beschleunigungsstärke	21
2.12	Kreisförmige Pfade im dritten Gap zur Auswertung der E -Feldkomponenten.	22
2.13	E -Feldkomponenten entlang kreisförmiger Pfade zur Auswertung der Multipolanteile bei $th_{1,2} = 100$ mm.	22
2.14	Detailansicht des Feldverlaufs für $r = 11,9$ mm in der Mitte des 3. Gaps bei $th_{1,2} =$ 100 mm. Die Oktopolstruktur zeichnet sich in <i>rot</i> ab.	23
2.15	Amplituden der fouriertransformierten E -Feldkomponenten für $r = 11,9$ mm und $th_{1,2} = 100$ mm.	23

2.16	Detailansicht des Feldverlaufs für $r = 11,9$ mm in der Mitte des 3. Gaps bei $th_1 = 220$ mm und $th_2 = 260$ mm. Die Oktopolstruktur mit Dipolverkippung zeichnet sich in <i>rot</i> ab.	24
2.17	E -Feldkomponenten entlang kreisförmiger Pfade zur Auswertung der Multipolanteile bei $th_{1,2} = 100$ mm.	24
2.18	Amplituden der fouriertransformierten E -Feldkomponenten für $r = 11,9$ mm mit $th_1 = 220$ mm und $th_2 = 260$ mm.	25
2.19	Strahlquerschnittssegment am Ausgang des CH-Rebunchers im x - y -Profil.	26
2.20	Wachstum der normierten rms-Emittanz (in x) im Rebuncher in Abhängigkeit von φ_s , sowie bei $\varphi_s = -90^\circ$ im Vergleich von x - und y -Ebene für verschiedene Tauchkolbentunerpositionen $th_{1,2}$ bei $I = 0$ mA.	26
2.21	Wachstum der normierten rms-Emittanz (in x) im Rebuncher in Abhängigkeit von φ_s , sowie bei $\varphi_s = -90^\circ$ im Vergleich von x - und y -Ebene für verschiedene Tauchkolbentunerpositionen $th_{1,2}$ bei $I = 48$ mA.	27
2.22	x - y - am Eingang und x - dp/p -Phasenraum am Ausgang des CH-Rebunchers bei einer Simulation mit 65 symmetrisch platzierten Teilchen.	27
2.23	r - dp/p -Phasenraum an Ein- und Ausgang des CH-Rebunchers bei einer Simulation mit 65 symmetrisch platzierten Teilchen.	27
3.1	Vereinfachte schematische Darstellung eines PIC-Algorithmus.	29
3.2	FRANZ-Eingangsverteilungen mit rund 10^4 und 10^5 Teilchen.	31
3.3	Teilchenverluste entlang der LINAC-Sektion in Abhängigkeit der gewählten Eingangsverteilung und normierte rms-Emittanz.	32
3.4	99 %-Strahleinhüllende in der x - und y -Ebene bei FRANZ.	32
3.5	99 %-Strahleinhüllende in φ und dE/E bei FRANZ.	32
3.6	Abweichungen der CH-Spaltspannungen zwischen LORASR, MWS und Messung.	34
3.7	Zusätzliches rms-Emittanzwachstum nach 1000 Simulationsläufen in LORASR.	35
3.8	Abhängigkeit der normierten rms-Ausgangsemittanz, Simulationsdauer und Transmission von der Simulationsschrittweite s_{PARTAN} in TraceWin.	37
3.9	Abhängigkeit der normierten rms-Ausgangsemittanz, Simulationsdauer und Transmission von der Gittergröße der Raumladungsberechnung n_{PICNIC} in TraceWin.	37
3.10	Strahldichteverlauf von TraceWin-Simulationen zur transversalen Akzeptanz.	39
3.11	Transversale Akzeptanz des CH-Rebunchers in Abhängigkeit von φ_s	39
3.12	Separatrix für $\varphi_s = -90^\circ$	40
3.13	Strahldichteverlauf logarithmisch falschfarbendargestellt in der φ -Ebene entlang z	41
3.14	Entwicklung der Halo-Parameter in der FRANZ-LINAC-Sektion nach dem RFQ.	41
3.15	Longitudinaler Phasenraum logarithmisch falschfarbendargestellt nach der internen Quadrupoltriplettlinse in der IH-Struktur sowie hinter dem ersten und zweiten nachfolgenden Beschleunigungsspalt.	42
3.16	Longitudinaler Phasenraum (Ausschnitt) logarithmisch falschfarbendargestellt an Eingang, Mitte und Ausgang des CH-Rebunchers.	43

3.17	Vollständiger longitudinaler Phasenraum logarithmisch falschfarbendargestellt an Eingang und Ausgang des CH-Rebunchers.	43
3.18	Optimierung aller Magnetfeldgradienten mittels des Downhill-Simplex-Verfahrens.	44
3.19	Teilchendichte einer TraceWin-Simulation zur FRANZ-LINAC-Sektion.	45
3.20	Energiespektrum und Teilchenverluste einer TraceWin-Simulation zur FRANZ-LINAC-Sektion.	45
3.21	TraceWin-Simulation zur mittleren Ausgangsenergie in Abhängigkeit von Eingangsenergie und Phasenlage im CH-Rebuncher.	46
3.22	E entlang z in der CH bei $E_{\text{in}} = 1,2 \text{ MeV}$	47
3.23	Energiemodulation eines Protonenstrahls beim Transport durch die CH-Kavität	48
3.24	Zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste bei einer Energieabweichung des Protonenstrahls (in MeV) am Eingang der IH-Kavität. <i>Rechts</i> im Detail.	49
3.25	Zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste bei einer Translation des Protonenstrahls in x oder y (in mm) am Eingang der IH-Kavität.	49
3.26	Zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste bei einer Variation des Einschusswinkels des Protonenstrahls (in mrad) am Eingang der IH-Kavität.	50
3.27	Zusätzliches Emittanzwachstum und Teilchenverluste bei Fehlerstudien mit TraceWin.	50
3.28	Verteilung des Emittanzwachstums mit maximal 100 % der Fehleramplitude.	51
3.29	Verteilung der rms-Energie- und -Phasenbreite bei maximal 100 % der Fehleramplitude.	51
3.30	Verteilung der Haloparameter in x , y und z bei maximal 100 % der Fehleramplitude.	51
3.31	BENDER-Simulation zur Energiemodulation eines 60 keV-Protonengleichstromstrahls.	52
3.32	Energiespektrum entlang des CH-Rebunchers und x - x' -Phasenraum für Eingangsenergien von 1,0 MeV und 1,2 MeV.	53
3.33	Longitudinaler Phasenraum für Eingangsenergien von 1,0 MeV und 1,2 MeV.	54
4.1	Messung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Tauchkolbentunerpositionen.	55
4.2	Statischer Tauchkolbentuner vor der Verkupferung.	56
4.3	Messaufbau für Vakuumtest und Helium-Dichtheitsprüfung.	56
4.4	Messergebnisse zur Vakuum- und Dichtheitsprüfung.	58
4.5	Auszug der Messergebnisse zum Vakuumtest.	59
4.6	CH-Rebuncher im Längsschnitt.	iii
4.7	CH-Rebuncher im Querschnitt.	iv
4.8	Perl-Quelltext zur Konvertierung von LORASR- zu TraceWin-Eingangsverteilungen.	iv
4.9	Perl-Quelltext zur Konvertierung von MICROWAVE STUDIO Feldsimulationsdaten in ein TraceWin-kompatibles Format zur Nutzung der dortigen Field Maps.	v
4.10	Benötigtes Format einer ASCII-Teilchen-Eingangsverteilung für TraceWin.	v
4.11	Format einer 3-dimensionalen Field Map im ASCII-Format für TraceWin.	v
4.12	Auszug der aus CST MWS exportierten Werte für E_z	vi
4.13	Auszug der Field Map des CH-Rebunchers für die E_z -Komponente.	vi

Erklärung

nach § 28 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht – auch nicht auszugsweise – für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den 30.09.2014

Danksagung

Die Fertigstellung dieser Arbeit verdanke ich vielen Menschen, die mich unterstützt haben.

Bei allen möchte ich mich von ganzem Herzen bedanken!

Ich danke Holger Podlech, für die Möglichkeit, im Rahmen meiner Masterarbeit in seiner Arbeitsgruppe zu forschen und für das in mich gesetzte Vertrauen.

Oliver Meusel danke ich, da er es verstand, bei nahezu jeder Frage die ich ihm im Laufe meiner Forschungsarbeit stellte, engagiert mit zahlreichen Gegenfragen zu kontern, um immer wieder meine wissenschaftliche Neugier zu fördern.

Für die konstruktive und angenehm familiäre Atmosphäre im Büro, der Arbeitsgruppe und dem Institut, sowie für viele tolle Erlebnisse danke ich herzlich Christine Claessens, Manuel Heilmann, Dominik Mäder, Anja Seibel, Marco Busch, Michael Amberg, Florian Dziuba, Daniel Koser, Markus Basten, Christopher Fix, Markus Vossberg, Robert Brodhage, Thorsten Schäfer, Takeshi Kanesue, Max Schütt, Robin Blank, Phillip Mundine, Christoph Lenz, Fips Schneider, Christoph Wiesner, Daniel Noll, Kathrin Schulte, Tobias Nowotnick, Onur Payir, Joschka Wagner, Heiko Niebuhr, Adem Ates, Martin Droba, Kristina Zerbe, Stefan Schmidt, Markus Baschke, Marcel Lotz, Dominique Ries, Christopher Wagner, Sabrina Geyer, Ole Hinrichs, Mathilde Ziegler-Himmelreich, Klaus Volk, Batu Klump, Waldemar Schweizer, Rudolf Tiede, Ulrich Ratzinger und Oliver Kester.

Thomas Metz und Daniel Bänsch danke ich sehr herzlich für ihre tatkräftige Hilfsbereitschaft bei allen technischen Fragen.

Bei Tanja Harji, Astrid Hergt, Karin Brost, Kirstin Schäfer und Elisabeth Weitzel bedanke ich mich für ihre geduldige Unterstützung in allen administrativen Belangen.

Didier Uriot gilt mein Dank für seine umfangreiche Hilfe bei der Nutzung von TraceWin, sowie zahlreichen schnell umgesetzten Programmiererweiterungen.

Zuletzt danke ich meinen Eltern, Sophie und allen namentlich nicht genannten Freund*innen für ihre liebevolle Unterstützung, auch außerhalb der Universität.

Danke euch allen!