



# Eine integrierte RFQ-Driftröhrenkombination für ein Medizin-Synchrotron

DISSERTATION

zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt am Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
zu Frankfurt am Main

von

ALEXANDER BECHTOLD

aus Gelnhausen

Frankfurt am Main  
2003

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

Dekan : Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking  
Erster Gutachter : Prof. Dr. Alwin Schempp  
Zweiter Gutachter : Prof. Dr. Ulrich Ratzinger

# Inhalt

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>Kapitel 1 - Tumorbehandlung mit Ionenstrahlen</b>	<b>3</b>
1.1 Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Gewebe	3
1.2 Bestehende Therapieanlagen	6
1.3 Das Pilotprojekt der GSI	9
1.4 Die Heidelberger Klinikanlage	11
<b>Kapitel 2 - Der Radiofrequenzquadrupol (RFQ)</b>	<b>18</b>
2.1 Funktionsprinzip des RFQs	18
2.2 Potentiale und Felder des RFQs	20
2.3 Teilchendynamik im RFQ	23
2.4 Adiabatisches Bunchen	27
2.5 Elektrodendesign	28
<b>Kapitel 3 - Das Simulationsprogramm PARMPRO</b>	<b>30</b>
3.1 Funktion und Steuerung von PARMPRO	30
3.2 Ein Modul zur Teilchendynamik in einer frei wählbaren Potentialverteilung	34
3.3 Die Geometrie der RFQ-Elektroden	37

---

<b>Kapitel 4 - Raumladung</b>	<b>41</b>
4.1 Simulation von Raumladungseffekten	41
4.2 Raumladungsberechnung in PARMPRO	43
4.3 Test der neuen Raumladungsroutine CHARG6	45
<b>Kapitel 5 - Design der RFQ-Driftröhrenkombination</b>	<b>49</b>
5.1 Das Resonatorkonzept	49
5.2 Störkörpermessungen am Modellaufbau	53
5.3 Elektrodendesign und Teilchendynamik des Medizin-RFQ	56
5.4 Teilchendynamik der integrierten Bunchereinheit	61
5.5 Betrachtungen mit Raumladung	66
5.6 Berechnungen und Messungen zur Feldverteilung am 16-Stützen Modell	70
<b>Kapitel 6 - Aufbau des Medizin-RFQs</b>	<b>72</b>
6.1 Der Tank	72
6.2 Die RFQ Resonanzstruktur	75
6.3 Justierung der RFQ-Struktur	77
<b>Kapitel 7 - Messungen zur Feldverteilung</b>	<b>81</b>
7.1 Messungen grundlegender Resonatorgrößen	81
7.2 Messungen zur Spannungsverteilung an der integrierten Bunchereinheit	82
<b>Anhang I - III</b>	<b>87</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>92</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>94</b>

# Einleitung

Gegenwärtig erkranken in Europa jährlich etwa 1,5 Millionen Menschen an Krebs, die Tendenz ist steigend. Bei 58 % handelt es sich um lokalisierte Tumorerkrankungen. 40 % aller Patienten werden erfolgreich mit herkömmlichen chirurgischen und/oder radiotherapeutischen Methoden behandelt. Es bleiben jedoch etwa 18 % oder ca. 280.000 Fälle, bei welchen diese lokalen Behandlungsmethoden versagen. Klinische Studien aus den USA und Japan zeigen, dass etwa 25.000 bis 30.000 dieser bisher unheilbar erkrankten Patienten - besonders jene mit Tumoren in der Nähe des Kleinhirns, der Wirbelsäule oder mit Prostatakrebs - durch eine Behandlung mit Protonen oder leichten Ionen geholfen werden könnte. Die Eignung von Ionenstrahlen zur Krebstherapie ist in Beschleunigeranlagen wie dem Bevalac am LBL (Lawrence Berkeley National Laboratory) in Berkeley und der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt demonstriert worden. Speziell für die klinische Anwendung wurden schon Anlagen wie das HIMAC in Japan und Loma Linda in Kalifornien erbaut und es gibt viele weitere Vorschläge für dedizierte Ionentherapiebeschleuniger. Derzeit werden in Mitteleuropa drei derartige Therapieeinrichtungen aufgebaut: Beim Rinecker Proton Therapy Center (RPTC) in München und beim Paul Scherrer Institut (PSI) bei Zürich wird jeweils ein Protonenzyklotron, in Heidelberg ein Synchrotron für leichte Ionen und Protonen realisiert [1].

Die Heidelberger Anlage besteht im Wesentlichen aus der Kombination einer Linear- und einer Kreisbeschleunigereinheit, mit der Ionen je nach Tiefe des zu bestrahlenden Tumors im Körper auf die erforderlichen Endenergien von 50-430 MeV/u beschleunigt werden. Im Linear-Beschleunigerbereich, der 7 MeV/u Ionen (vornehmlich  $H^+$  und  $C^{6+}$ ) zum Einschuss in ein Synchrotron zur Verfügung stellen soll, kommt eine Kombination aus RFQ (Radio Frequency Quadrupole) [2] und einer IH (Interdigital H-Mode) Struktur [3] zum Einsatz. Kombinationen dieser Art sind durchaus üblich und haben sich vielfach bewährt [4, 5], unter anderem auch beim Hochladungsinjektor (HLI) der GSI. Beim Entwurf der Klinikanlage standen insbesondere eine möglichst einfache Handhabbarkeit der Maschine im Klinikbetrieb,

eine möglichst kompakte Bauweise, hohe Zuverlässigkeit, geringe Toleranzen und niedrige Bau- und Betriebskosten im Vordergrund. Daher wurde für die Anpassung der Strahleigenschaften des RFQs an die Akzeptanz der IH-Struktur eine neuartige, besonders kompakte RFQ-Driftröhrenkombination entwickelt. Anders als bei bisherigen Konzepten sind hier RFQ und nachfolgende Bunchereinheit in einem gemeinsamen Tank untergebracht und HF-technisch miteinander gekoppelt, können also mit einer gemeinsamen Sendereinheit betrieben werden. Entwurf, Aufbau und Test dieser Struktur ist zentraler Bestandteil der vorliegenden Arbeit.

Beim Entwurf des Elektrodendesigns für den RFQ kam eine am Institut für Angewandte Physik in Frankfurt weiterentwickelte Version des ursprünglich aus Los Alamos stammenden Programms PARMTEQ (Phase and Radial Motion in Transverse Electric Quadrupoles) mit dem Namen PARMPRO [6] zum Einsatz. Zur Simulationen der Teilchendynamik im Medizinbeschleuniger mußten zahlreiche Veränderungen und Ergänzungen am Quellcode vorgenommen bzw. hinzugefügt werden. So war beispielsweise die Teilchendynamik im Übergang von den RFQ-Elektroden auf die unmittelbar nachfolgende Driftröhre besonders kritisch. Jetzt ist es möglich, beliebige Potentialverteilungen zur Berechnung der Teilchendynamik einzulesen [7, 8] und mit einer verbesserten Raumladungsroutine nach dem Prinzip der "geladenen Ringe" die Coulombabstoßung der Strahlteilchen untereinander zu simulieren, denn die hier geplanten Stromstärken von 2 mA  $H^+$  machen eine detaillierte Untersuchung von Raumladungseffekten notwendig.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In einem einleitenden Kapitel wird das Gesamtkonzept der Klinikanlage dargelegt. Zur Motivation des Vorhabens wird dabei ein Einblick in das Pilotprojekt der GSI und in die Behandlung von Tumorerkrankungen mit Schwerionen gegeben. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen des Beschleunigerdesigns, das für die Berechnungen verwendete Simulationsprogramm PARMPRO und das Funktionsprinzip der RFQ-Driftröhrenkombination wird erläutert. Es folgt die Beschreibung der technischen Umsetzung des erarbeiteten RFQ-Konzepts, der Messungen auf Meßsenderniveau und der Abstimmung von Frequenz und Feldverteilung entlang der Elektroden.

# Kapitel 1 - Tumorbehandlung mit Ionenstrahlen

*Robert R. Wilson, Gründungsdirektor des Fermilabs, schlug 1946 als erster den Einsatz von Protonen zur Krebsbehandlung vor [9]. "Die Reichweite eines 125 MeV Protons in Gewebe beträgt 12 cm", schreibt er, die eines 200 MeV Protons 27 cm. Es ist klar, dass solche Protonen zu jedem Teil des Körpers vordringen können [10]." Warum die Applikation hadronischer Strahlung überhaupt von medizinischem Interesse ist, soll im folgenden Kapitel kurz erläutert werden. Im weiteren Verlauf werden bereits bestehende und in Planung befindliche Behandlungsanlagen, wie die in Heidelberg, vorgestellt.*

## 1.1 Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Gewebe

Wichtig für die biologische Wirksamkeit energiereicher Ionen ist die Energiemenge, welche an das durchstrahlte Gewebe abgegeben wird. Die Energiedeposition für nichtrelativistische Hadronen in Materie wird gut durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} \left[ \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right] = \frac{Z \cdot z^2 \cdot e^4 \cdot N_A \cdot m_i}{8\pi \epsilon_0^2 \cdot m_e \cdot E_{kin} \cdot M_A} \mathbf{r} \cdot \ln \left( \frac{4m_e \cdot E_{kin}}{\bar{I} \cdot m_i} \right). \quad (1.1)$$

Dabei ist:

$Z$	Ordnungszahl der bestrahlten Atome
$z$	Ladungszahl des zur Bestrahlung verwendeten Ions
$N_A$	Avogadrokonstante [ $\text{mol}^{-1}$ ]
$m_i$	Masse des Projektils [kg]
$E_{kin}$	Kinetische Energie des Projektils [J]
$M_A$	Molmasse des Targets [g/mol]
$\bar{I}$	Mittlere Ionisationsenergie des Targets [J]
$\mathbf{r}$	Dichte des Targets [ $\text{kg/m}^3$ ]

Trägt man die im Gewebe deponierte Energiedosis gegen die Eindringtiefe des Ionenstrahls auf, so ergibt sich im Vergleich zu anderen Strahlungsarten ein besonders deutlich ausgeprägter "Bragg-peak", gleichbedeutend mit einer stark lokalisierten Energiedeposition, so dass gesundes Gewebe deutlich weniger beschädigt wird - geradezu ideal für die Behandlung eines räumlich begrenzten Tumors.

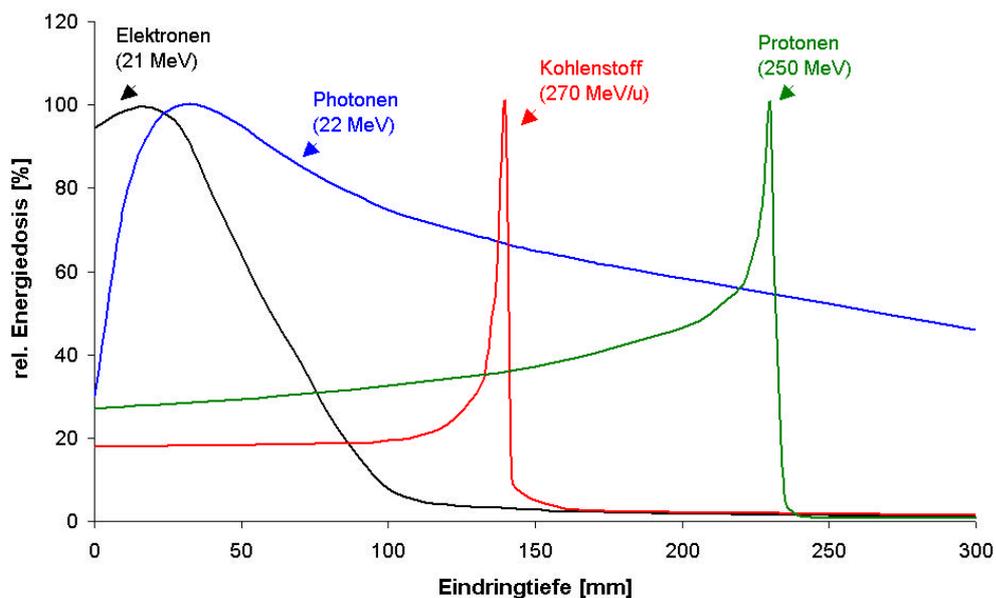


Abb. 1.1 Vergleich der Energiedeposition von Photonen-, Elektronen- und Ionenstrahlen in Gewebe.  
Das inverse Dosisprofil (Braggkurve) ist typisch für Ionenstrahlen.

Die endliche Breite des Bragg-Peaks ist auf den stochastischen Charakter der Energiedeposition geladener Teilchen zurückzuführen. Die Streuung der Reichweite ist jedoch gering und beträgt bei Protonen ca. 1 %, bei Kohlenstoff 0,3 %. Kritischer ist die Winkelstreuung aufgrund mehrfacher Zusammenstöße von Strahlteilchen im bestrahlten Gewebe. Hier zeichnet sich bei Kohlenstoffionen ein klarer Vorteil gegenüber Protonen ab, die in Wasser bei einem ursprünglich 4 mm breiten Strahl nach 20 cm bereits eine Aufweitung auf mehr als 10 mm zeigen, während der vergleichbare Kohlenstoffstrahl immer noch nur 5 mm aufweist.

Die meisten Wechselwirkungen mit dem durchquerten Gewebe sind elektrodynamischer Natur, nur in einigen wenigen Fällen treten nukleare Reaktionen auf, die zu einer Fragmentierung der Ionen im Strahl führen können. Diese leichteren Teilchen wiederum sorgen für eine kleine, aber nicht zu vernachlässigende Strahlendosis jenseits des Bragg-Peaks, die mit steigender Massezahl des Projektils immer deutlicher ausfällt. Auch in dieser Hinsicht erweist sich Kohlenstoff als guter Kompromiss.

Man kann sich diese Fragmente aber auch zu Nutze machen. Im Falle von Kohlenstoff ( $^{12}\text{C}$ ) beispielsweise entstehen die Positronenstrahler  $^{11}\text{C}$  und  $^{10}\text{C}$ , die etwa in gleicher Tiefe wie der überwiegende Anteil der  $^{12}\text{C}$  Atome deponiert werden. Die bei der Annihilation von Positronen im Gewebe entstehende  $\gamma$ -Strahlung lässt sich über ein PET (Positron Emission Tomography) System nachweisen. So ist es möglich, den Ort der Bestrahlung während der Behandlung des Patienten genau zu beobachten und die applizierte Dosis zu kontrollieren.

Die Position des Bragg-Peaks lässt sich nun durch Variation der Ionenenergie verschieben. Durch Überlagerung mehrerer Bragg-Peaks mit unterschiedlichen Einschussenergien, ist es so möglich einen ganzen Tiefenbereich zu behandeln.

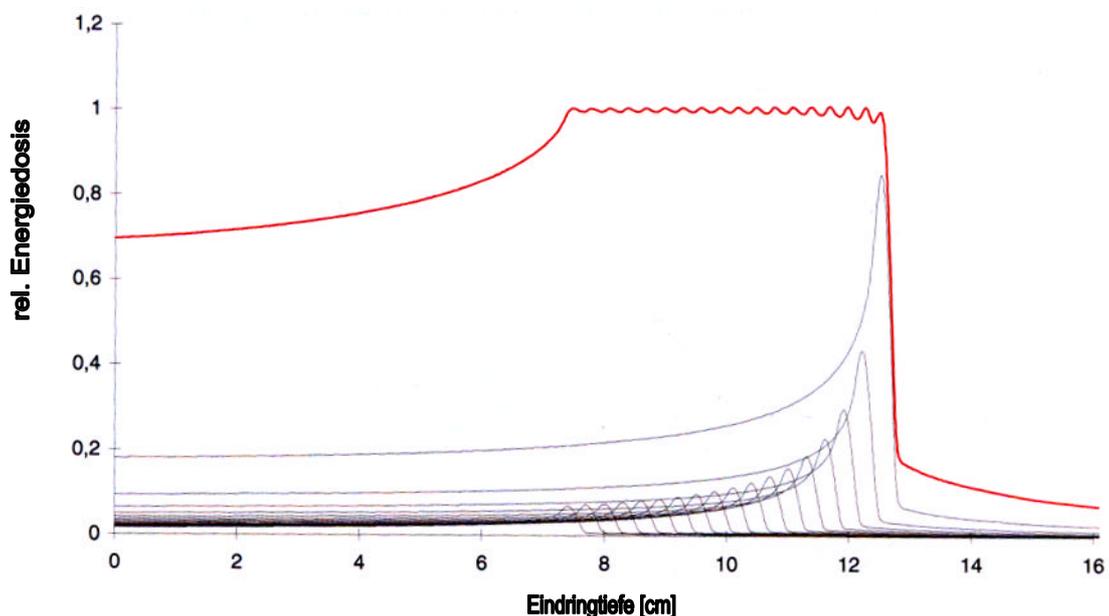


Abb. 1.2 Bestrahlung über einen ganzen Tiefenbereich durch Überlagerung mehrerer Bragg-Kurven unterschiedlicher Intensität und Energie.

Entscheidend bei der Erstellung eines Bestrahlungsplans sind jedoch vielmehr die biologischen Eigenschaften des Ionenstrahls. Eine zentrale Rolle spielt hier die Relative Biologische Effektivität (RBE) der Ionen im Vergleich mit Photonen ( $\text{RBE} = 1$ ), die beispielsweise aus Bestrahlungsversuchen mit chinesischen Hamsterzellen gewonnen werden kann. Kohlenstoff zeigt bei diesen Experimenten eine maximale biologische Wirksamkeit bei Energien zwischen 10 und 20 MeV/u, entsprechend einer Reichweite von nur noch 0,4 bis 1,4 mm und insbesondere ein besonders ausgeprägtes Maximum im Vergleich mit anderen Ionensorten. Außerdem muß aber auch die unterschiedliche Empfindlichkeit von Zellen und Gewebe berücksichtigt werden. So sind kurzlebige Körperzellen, die ständig erneuert werden

(wie etwa Keimzellen), wesentlich strahlenempfindlicher als solche, die nicht erneuert werden (Hirnzellen). All diese Faktoren führen in relativ komplizierter Weise zum endgültigen Bestrahlungsplan eines Patienten.

Die Auswahl der für die Tumorthherapie am besten geeigneten Ionensorte ist immer ein Kompromiss zwischen verschiedenen physikalischen und radiobiologischen Gesichtspunkten. Um die Größe und damit die Kosten einer Anlage möglichst gering zu halten, sollte man sich für die leichteste Ionensorte mit dennoch möglichst hoher biologischer Effektivität entscheiden. Hierfür liefert Kohlenstoff die besten Voraussetzungen, wobei es durchaus möglich ist, mit einer auf Kohlenstoff ausgelegten Anlage Strahlen leichter Ionensorten bis herunter zu Protonen zur Verfügung zu stellen, wie es für die Heidelberger Anlage auch vorgesehen ist. Denn es kann durchaus Fälle geben, insbesondere bei schnell wachsenden und strahlungssensiblen Tumoren, wo leichtere Ionen von Vorteil sind.

## 1.2 Bestehende Therapieanlagen

Zunächst benutzte man die bereits bestehenden Beschleunigeranlagen physikalischer Forschungseinrichtungen zu Therapie Zwecken. Zu den ersten Labors gehören das Lawrence Berkeley Laboratory (LBL, Protonen, Helium, Kohlenstoff und Neon), das Harvard Cyclotron Laboratory (HCL, Protonen) und das Institute of Theoretical and Experimental Physics (ITEP, Protonen).

Institut	Teilchensorte	Therapie seit	Zahl der Patienten
LBL Berkeley, USA	H, He, Ne,...	1954 (H), 1957 (He), 1975 (Ne)	30 (He), 2054 (He), 433 (Ne)
GWI Upsala, Schweden	Protonen	1957	220
HCL Cambridge, Boston, USA	Protonen	1961	7694
JINR Dubna, Russland	Protonen	1967	124
ITEP Moskau, Russland	Protonen	1969	3039
PINP St. Petersburg, Russland	Protonen	1975	1029
PMRC Tsukuba, Japan	Protonen	1983	576
LUMC Loma Linda, USA	Protonen	1990	3433
CPO Orsay, Frankreich	Protonen	1991	956
NAC Faure, Süd Afrika	Protonen	1993	126
UC Davis, USA	Protonen	1993	162
NIRS Chiba (HIMAC), Japan	Kohlenstoff	1994	389
PSI Villingen, Schweiz	Protonen	1984	3700 (129 mit Gantry)
GSI Darmstadt, Deutschland	Kohlenstoff	1997	160

Tab. 1.1 Protonen- und Ionenbeschleunigeranlagen zur Behandlung von Tumorerkrankungen.

Die erste Klinikanlage zur Behandlung von Tumorerkrankungen mit Protonen wurde vom Fermilab erbaut und 1990 in Loma Linda in Betrieb genommen. Bisher wurden etwa 3.500 Patienten insbesondere mit Prostatakrebs sehr erfolgreich behandelt (80 - 90 % Heilungschance, bei rechtzeitiger Erkennung). Dabei dauert eine Behandlung weniger als 2 min, 7 - 8 Wochen, 5 Tage die Woche. Den Grundriss der Anlage zeigt Abb. 1.3.

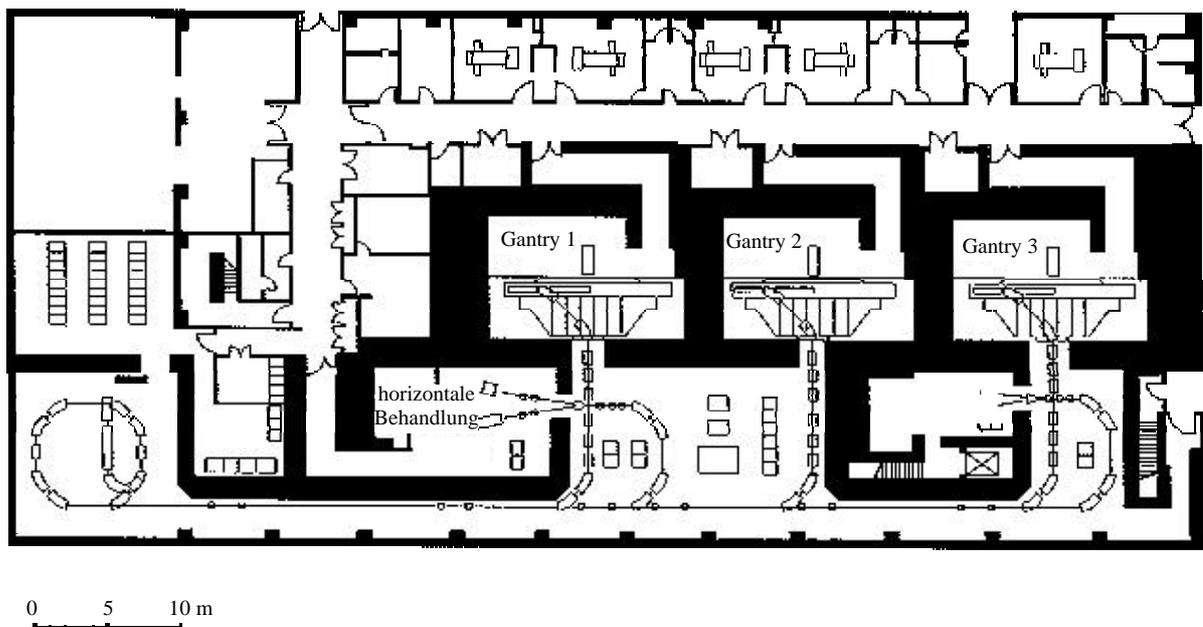


Abb. 1.3 Grundriss der Protonen Therapieanlage in Loma Linda Kalifornien.

Die Anlage besitzt insgesamt vier Behandlungsräume, davon sind drei mit so genannten Gantry's ausgestattet, sie ermöglichen eine 360° Führung des Strahls um den Patienten, der wegen der geforderten Genauigkeit nicht bewegt werden darf. Jedes Gantry wiegt 90 Tonnen und hat einen Durchmesser von etwa 13 m bei einer Präzision von 1 mm. Das Synchrotron, mit einem Durchmesser von etwa 6 m, beschleunigt die Protonen auf Energien zwischen 70 und 250 MeV. Der Injektor besteht aus einem 2 MeV RFQ (single-turn injection), die Ionen werden in einer Duoplasmatron-Ionenquelle erzeugt.

HIMAC (Heavy-Ion Medical Accelerator in Chiba, Japan), die erste und bis heute einzige medizinische Einrichtung zur Behandlung mit unterschiedlichen Ionensorten, wurde 1993 vom National Institute for Radiological Sciences in Chiba fertiggestellt. Zwei Synchrotronbeschleuniger mit einem Durchmesser von 42 m liefern Strahlen mit 100 bis 800 MeV/u für insgesamt drei Behandlungsräume mit horizontaler, vertikaler und horizontal/vertikaler Strahlführung. Die Ionenquellen befinden sich auf Hochspannungsplattformen mit bis zu 60 kV. Drei Quellentypen sind im Gebrauch, nämlich

Penning-Quellen sowie zwei EZR-Quellen, mit 10 und mit 18 GHz Heizfrequenz. Der 100 MHz Injektor-Linac besteht aus einem am TIT (Tokyo Institute of Technology) gefertigten 800 keV/u RFQ und dem nachfolgenden 6 MeV/u Alvarez-Beschleuniger. Vor der multi-turn-Injektion in das Synchrotron passieren die Ionen eine dünne Kohlenstoffstripperfolie und werden dabei vollständig ionisiert (mit Ausnahme von  $\text{Ar}^{18+}$ ). In klinischen Tests wurden am HIMAC insbesondere mit Kohlenstoffstrahlen hervorragende Ergebnisse erzielt.

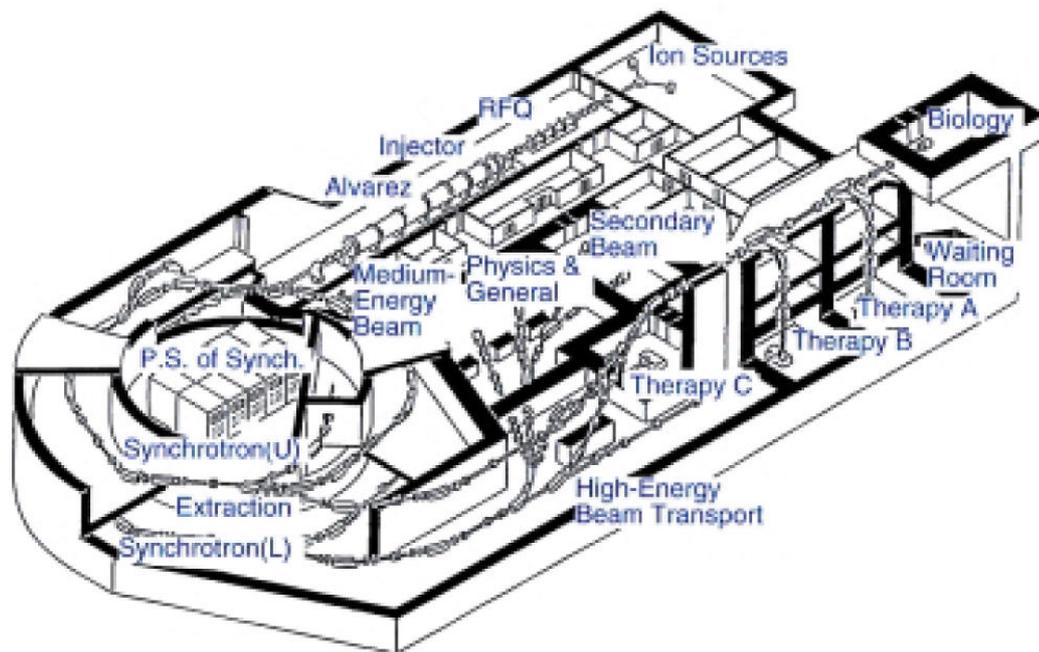


Abb. 1.4 Schnitt durch die HIMAC Klinikanlage.

Das Hyogo Ion Beam Medical Center (HIBMC) ist am ehesten vergleichbar mit der für Heidelberg vorgesehenen Anlage. Die verwandten Teilchensorten sind Protonen und Helium mit Energien von 70 bis 230 MeV/u und Kohlenstoff mit 70 bis 320 MeV/u. Der Beschleunigerkomplex PATRO (Particle Accelerator for Therapy Radiology and Oncology) besteht aus den üblichen vier Komponenten Injektor, Synchrotron, Hochenergie-Strahltransport und Behandlungseinheit. Den Injektorkomplex bilden zwei 10 GHz EZR-Ionenquellen, ein 1 MeV/u RFQ gefolgt von einem 5 MeV/u Alvarez-Linac und einem Debuncher. Die Resonanzfrequenz des Linac liegt bei 200 MHz. Der Umfang des Synchrotrons liegt bei 93 m. Es gibt insgesamt 5 Behandlungsräume: Einen mit horizontaler und vertikaler, einen mit einer 45° Strahlführung, einen weiteren mit horizontaler Führung. Zwei Behandlungsräume sind mit Gantries ausgestattet, diese sind allerdings im Gegensatz zur

Heidelberger Anlage nur für Protonen ausgelegt. Das Bestrahlungsfeld beträgt maximal 15 cm, die Ablenkung erfolgt über ein Wobbler-System. Das Zentrum verfügt des weiteren über eine stationäre Klinik mit 50 Betten.

Gegenwärtig werden erste klinische Tests durchgeführt, allerdings zunächst nur mit Protonen; Tests mit Kohlenstoff sollen folgen, sobald diese abgeschlossen sind.



Abb. 1.5 Das Hyogo Ion Beam Medical Center, am ehesten vergleichbar mit der geplanten Heidelberg-Anlage.

### 1.3 Das Pilot-Projekt der GSI

Die GSI Darmstadt, das DKFZ Heidelberg, die Radiologische Universitätsklinik Heidelberg und das Forschungszentrum Roßendorf starteten 1994 das medizinische Pilotprojekt zur Tumorbehandlung an der GSI. Eine experimentelle Therapieeinheit wurde am Beschleuniger-Komplex installiert, bei deren Entwicklungsarbeiten eine Reihe neuer technischer Konzepte realisiert wurden, die hier im Einzelnen kurz umrissen werden:

#### *Energie- und Intensitätsvariation*

Zur Änderung der Reichweite der applizierten Ionenstrahlen im bestrahlten Gewebe wird deren Energie und Intensität variiert (Abb. 1.2). Beim Medizinprojekt der GSI kann die

Teilchenenergie von Puls zu Puls aktiv variiert werden. Bei der langsamen Extraktion aus dem Synchrotron dauern diese Pulse (spills) typischerweise einige Sekunden.

### *Das Raster-Scan-Verfahren*

Das Prinzip des Raster-Scan-Verfahrens ist in Abb. 1.6 dargestellt. Der Ionenstrahl wird zwischen den Polschuhen zweier Dipolmagnete abgelenkt und kann so bei konstanter Energie einen bestimmten Flächenbereich überfahren. Dabei wird je nach gewünschter Dosis die Geschwindigkeit des Scan-Vorgangs dynamisch geregelt. Intensitätsschwankungen des Ionenstrahls können so von einem schnellen Intensitätsmonitor erfasst, an das Kontrollsystem übertragen und durch eine Modulation der Scan-Geschwindigkeit kompensiert werden.

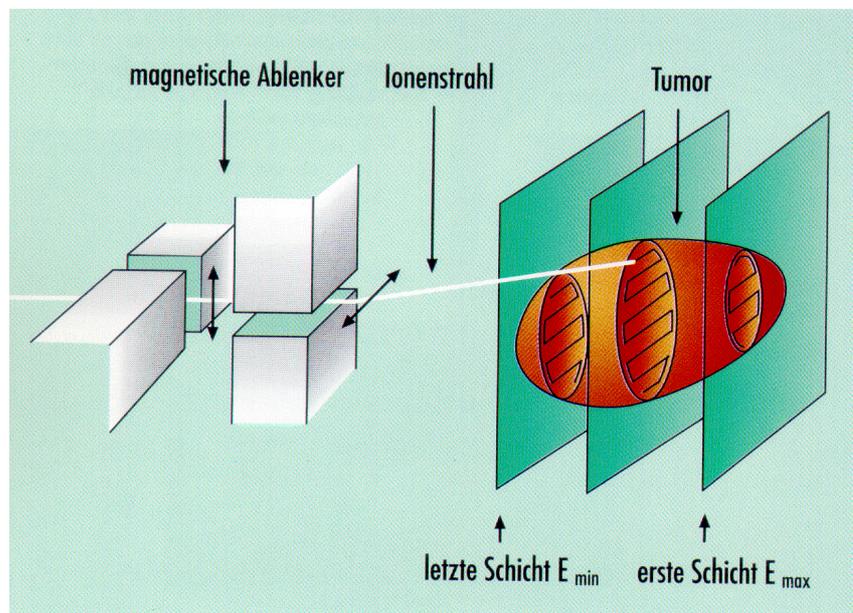


Abb 1.6 Prinzip des Raster-Scan-Verfahrens.

### *Das PET in-situ Überwachungssystem*

Ein wesentlicher Vorteil bei Behandlung mit schweren Ionen ( $A > 4$ ) besteht in der Möglichkeit einer Dosisüberwachung mit Hilfe der Positron Emission Tomographie (PET). Grundlage dieses Verfahrens ist die Fragmentierung der primären Strahlteilchen in radioaktive Isotope, die unter Emission eines Positrons zerfallen. Im Falle von Kohlenstoff entstehen beispielsweise durch Verlust von einem bzw. zwei Neutronen die  $b^+$ -Strahler  $^{11}\text{C}$

bzw.  $^{10}\text{C}$ . Diese haben nur eine geringfügig geringere Reichweite als die Primärteilchen (Abb. 1.7).

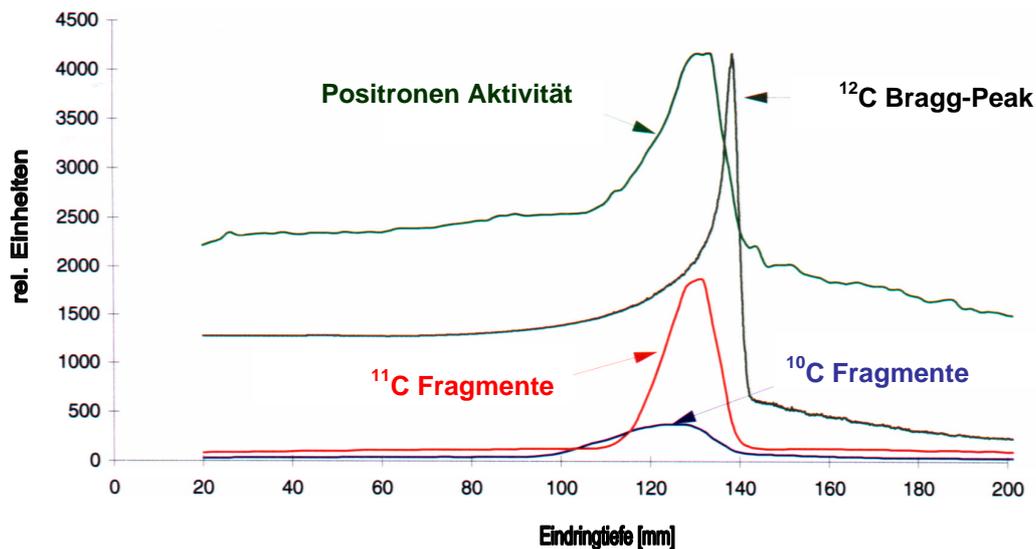


Abb. 1.7 Korrelation zwischen dem Maximum der Energiedeposition und dem Maximum der Positronenaktivität.

Mit Hilfe der Positron Emission Tomographie lässt sich so die Bragg-Peak Region sichtbar machen. Bei der GSI wurde dieses Verfahren erstmals zur Dosiskontrolle direkt während der Bestrahlung immer in den Spill-Pausen eingesetzt. Die spezielle Anpassung der Rechnersteuerung an den Beschleunigerzyklus wurde vom Forschungszentrum Rossendorf vorgenommen. Bei HIMAC ist ein ähnliches Abbild erst nach der Behandlung in einem gesonderten Standard Positron Emission Tomograph möglich.

## 1.4 Die Heidelberger Klinikanlage

Die medizinischen Anforderungen wie etwa eine Behandlungstiefe von 2 - 30 cm mit einer Einzelschichtdicke von 1 mm, bei einer totalen Positionierungsgenauigkeit von weniger als 1,5 mm, eine Dosis von ca. 2 Gy bei einer Behandlungsdauer von 15 min, einem Behandlungsfeld von 20 mal 20 cm und einem relativ schnellen Umschalten zwischen den Ionensorten innerhalb von 30 min, führen zu den in der folgenden Tabelle 1.2 zusammengefassten technischen Spezifikationen der Beschleunigeranlage.

<b>Spezifikationen der Klinikanlage</b>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>^{12}\text{C}^{6+}</math> (möglicherweise auch <math>^{16}\text{O}^{8+}</math>)</li> <li>• Protonen und Helium Ionen</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Energie des extrahierten Strahls: gesamte Bandbreite: 50 - 430 MeV/u  Protonen, Helium: 50 - 220 MeV/u  C, (O): 85 - 430 MeV/u</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Höchste Präzision bei Positionierung des Strahls (Energievariation direkt durch den Beschleuniger)</li> <li>• Strahldurchmesser im Fokus: 4 - 10 mm (in 2 mm Schritten)</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Schichtdicke: 1 mm (für <math>W &lt; 350</math> MeV/u)  1.5 mm (für <math>W &gt; 350</math> MeV/u)</li> <li>• Anzahl der Energieschritte: 254 pro Teilchensorte</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Maximale Strahlintensität (Teilchen/spill): Protonen: <math>4 \cdot 10^{10}</math>  He: <math>1 \cdot 10^{10}</math>  C: <math>1 \cdot 10^9</math>  O: <math>5 \cdot 10^8</math></li> <li>• Intensitätsvariation um einen Faktor 1000 in 20 Schritten</li> <li>• Variable Extraktionszeit: 1 - 10 s</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Transversale Strahlfluktuation während eines spill <math>&lt; 15\%</math> des Strahldurchmessers</li> <li>• Reproduzierbarkeit der Strahlpositionierung besser als <math>\pm 0.5</math> mm</li> <li>• Stereotaktisches Patientenpositionierungssystem</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Schneller Bestrahlungsabbruch im Notfall (<math>&lt; 100</math> <math>\mu\text{s}</math>)</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Strahlkontamination <math>&lt; 10^{-2} - 10^{-3}</math></li> <li>• Direktüberwachung des Quellenspektrums</li> </ul>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Seitliche Strahlablenkung (<math>20 \cdot 20 \text{ cm}^2</math>) mit dem magnetischen Raster Scanning System.</li> </ul>	

Tab. 1.2 Technische Spezifikationen der Anlage, wie sie direkt aus den medizinischen Anforderungen heraus folgen.

Für die Treiberstufe zur Beschleunigung auf die erforderlichen Endenergien, standen zunächst zwei Strukturen zur Diskussion: Ein supraleitendes Zyklotron und ein normalleitendes Synchrotron. Die Kostenersparnis aufgrund der kompakteren Bauweise des Zyklotrons wird zwar durch den viel massiveren Magneten kompensiert, der Vorteil wäre aber ein kontinuierlicher Strahl am Ausgang und ein weniger aufwendiges Kontrollsystem. Allerdings liefert das Zyklotron immer nur einen monoenergetischen Strahl, was eine starke Einschränkung in der Flexibilität der Maschine bedeuten würde. Zwar gäbe es dann die Möglichkeit einer kontinuierlichen Energieabschwächung mittels unterschiedlich dicker Kunststoffschichten im Strahlengang, jedoch erzeugen diese eine zusätzliche Energiestreuung. Hinzu kommt, dass man sich mit dem Aufbau eines derartigen Hochenergie-Zyklotrons auf technisches Neuland begeben müsste, mit entsprechendem Aufwand bei Design und Aufbau. Insbesondere wegen seiner variablen Endenergie, die im Prinzip von Puls zu Puls neu gewählt werden kann, der Möglichkeit des schnellen Umschaltens zwischen den verschiedenen Teilchensorten und der besseren Zugänglichkeit bei etwaigen Reparaturarbeiten, hat man sich für das Synchrotron entschieden.

Es ist zu erwarten, dass die Bestrahlungszeit im Schnitt etwa ein Drittel der gesamten Aufenthaltsdauer des Patienten im Behandlungsraum beträgt, weshalb die Anlage mit drei Behandlungsräumen optimal ausgelastet ist. Der Grundriss der Heidelberger Klinikanlage hier noch mit den ursprünglich geplanten zwei Gantries und dem horizontalen Behandlungsraum ist in Abb. 1.8 dargestellt. Der Beschleunigerkomplex der Anlage ist in Abb. 1.9 und 1.10 dargestellt, seine wichtigsten Parameter sind in Tabelle 1.3 zusammengetragen.

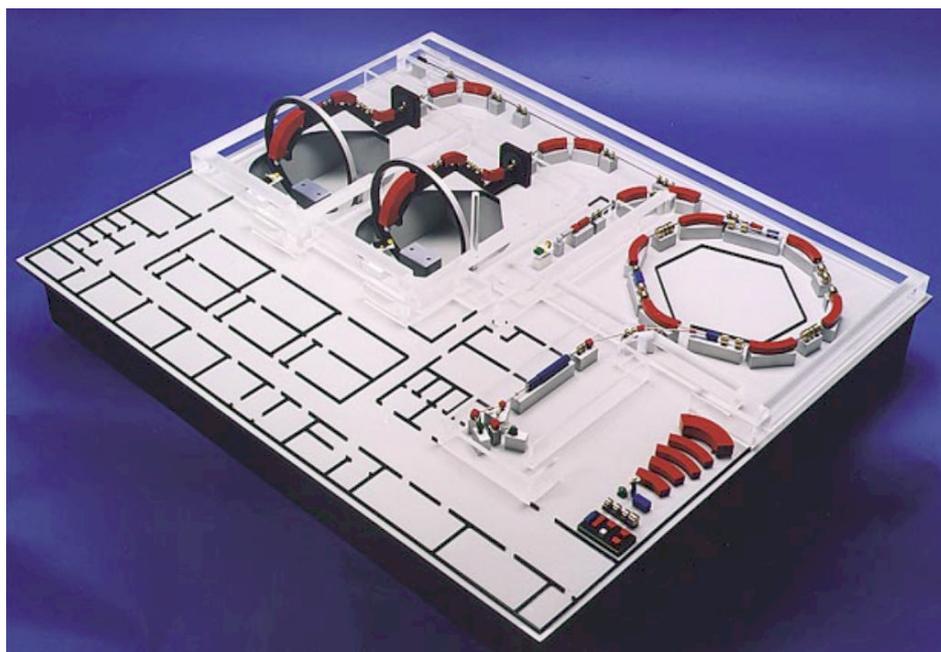


Abb. 1.8 Modell der Heidelberger Klinikanlage (hier noch mit zwei Gantries).

<b>Injektor</b>	
<i>Ionenquellen</i>	
Anzahl:	2
Typ:	EZR
Model:	SUPERNANOGUN
Frequenz:	14.5 GHz
Ausgangsenergie:	8 keV/u
Quellenstrom (DC, $\mu\text{A}$ )	$\geq 120$ ( $\text{C}^{4+}$ ), 600 ( $\text{He}^{2+}$ ), 1200 (Protonen)
Normalisierte Emittanz:	$< 0.4 \pi$ mm mrad
<i>Niederenergie-Strahltransport (LEBT)</i>	
Zwei unabhängige Spektrometerstrecken:	90° Spektrometerdipole, 26.5° Randfokussierung, Auflösung: $\frac{m/q}{\Delta m/q} \approx 300$
Intensitätsvariation:	RF Chopper
<i>RFQ-Driftröhrenkombination und Quadrupolduplett (QD)</i>	
Beschleunigertyp:	4-rod RFQ
Eingangsenergie:	8 keV/u
Ausgangsenergie:	400 keV/u
Frequenz:	217 MHz
Elektrodenlänge:	1.28 m
Akzeptanz (transversal, normalisiert):	$1 \pi$ mm mrad
Tanklänge:	140 cm
Tankdurchmesser:	250 mm
Strahlanpassung, longitudinal:	2 Driftröhren im RFQ Tank
transversal:	separates QD zwischen RFQ und IH
<i>IH-Driftröhrenbeschleuniger</i>	
Komponenten:	58 Spalte, 3 magnetische Quadrupoltriplets
Eingangsenergie:	400 keV/u
Ausgangsenergie:	7 MeV/u
Frequenz:	217 MHz
Akzeptanz, transversal:	$1 \pi$ mm mrad
longitudinal:	$1.5 \pi$ keV/u ns
Tanklänge:	3.76 m
Tankdurchmesser:	350 mm



<i>Stripper-Sektion und Strahlparameter am Injektorausgang</i>	
Stripper-Folie:	50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoffolie
Strahldurchmesser auf der Folie:	2 mm
Ionensorten für das Synchrotron:	Protonen, $\text{He}^{2+}$ , $\text{C}^{6+}$ , $\text{O}^{8+}$
Stahlpulsängen:	$\leq 200 \mu\text{s}$ , $\leq 5 \text{ Hz}$
Strahlemittanz (normalisiert):	$\leq 0,6 \pi \text{ mm mrad}$
Energieverschmierung (inkl. Stripper-Folie)	$\pm 1,5 \cdot 10^{-3}$
<b>Synchrotron</b>	
<i>Injektion</i>	
Multiturn Injektion, Anzahl der Umläufe:	15
Injektionsenergie:	7 MeV/u
Magnetische Steifigkeit der injizierten Strahlen:	0.38 – 0.76 Tm
Akzeptanz, horizontal:	100 $\pi \text{ mm mrad}$
vertikal:	25 $\pi \text{ mm mrad}$
<i>Ringparameter</i>	
Durchmesser:	$\approx 20 \text{ m}$
Tune-Faktor, horizontal $Q_h$ :	1,674
vertikal $Q_v$ :	1,221
Biegemagnete, Anzahl:	6
Biegewinkel:	$60^\circ$
Radius:	4,4 m
maximale Flussdichte:	1,50 T
Apertur:	$A_{\text{horizontal}} = 180 \text{ mm}$ , $A_{\text{vertikal}} = 70 \text{ mm}$
Quadrupole, Anzahl:	12
effektive Länge:	0,5 m
maximaler Gradient:	5,5 T/m
Sextupole, Anzahl:	4
maximaler Gradient:	7 T/m
effektive Länge:	0,2 m
<i>Strahlparameter des extrahierten Strahls</i>	
Strahlenergie:	50 – 430 MeV/u
Magnetische Steifigkeit:	1,03 – 6,60 Tm
Emittanz, horizontal und vertikal (max.)	5 $\pi \text{ mm mrad}$
Energieverschmierung:	$\pm 0,1 \%$

Tab. 1.3 Die wichtigsten Parameter des Beschleunigerkomplexes.

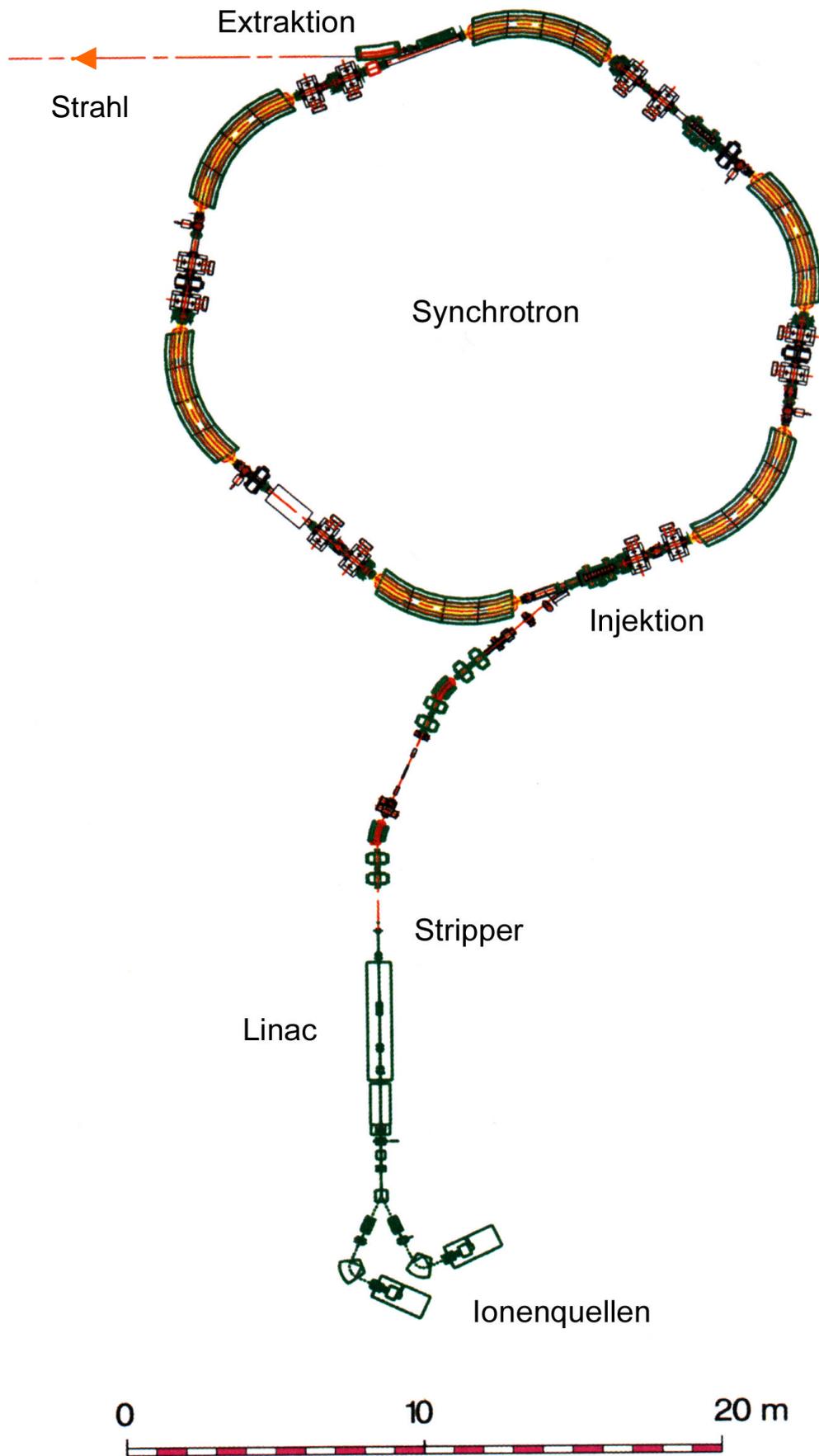


Abb. 1.9 Beschleunigerkomplex.

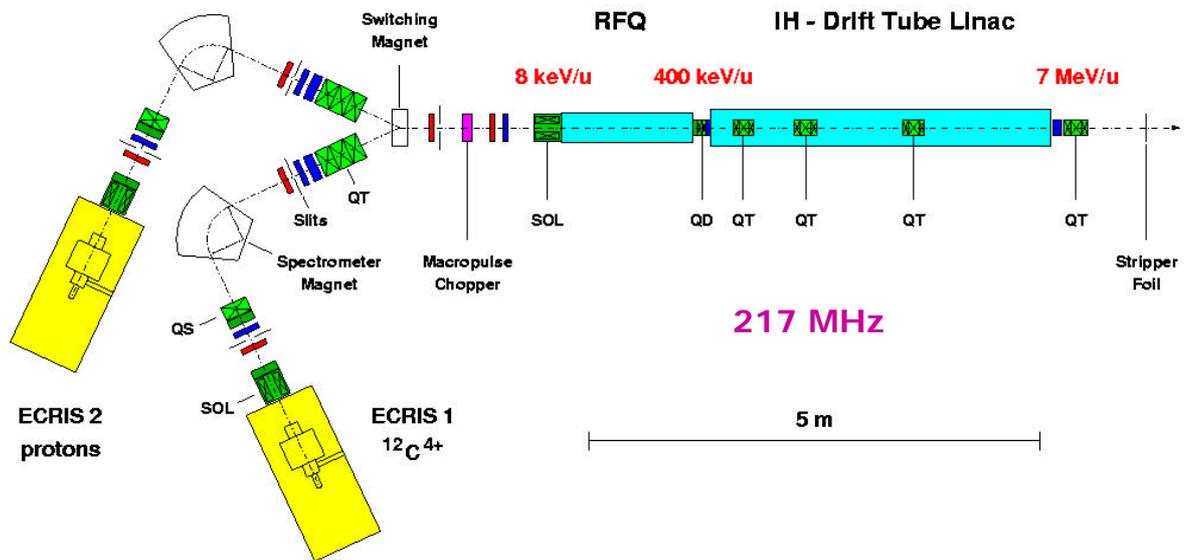


Abb. 1.10 Injektorbereich.

Der Injektor beinhaltet zwei Treiberstufen: Einen RFQ zur Vorbeschleunigung von 8 keV/u auf 400 keV/u und einer darauffolgenden IH-Struktur zur Beschleunigung auf die für das Synchrotron erforderliche Injektionsenergie von 7 MeV/u. Der RFQ eignet sich besonders gut als erste Beschleunigungsstufe, da er den noch recht langsamen Ionenstrahl aufgrund seiner Quadrupoleigenschaften transversal gut fokussiert. Allerdings sinkt mit zunehmender Teilchenenergie seine Effizienz, weshalb man dann zur IH-Driftröhrenstruktur übergeht. Der Übergang von einer Struktur auf die nächste macht meist eine besondere Strahlanpassung mit entsprechenden Strahlführungskomponenten nötig. Der IH-Tank verlangt eine besonders kleine, longitudinal konvergente Phasenbreite des eintretenden Ionenstrahls, weshalb hier zur longitudinalen Anpassung bereits ein separater Rebuncher verwendet wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der RFQ mit integrierter Rebunchereinheit entwickelt und realisiert. Daraus folgt eine erheblich verkürzte Strahlführung zwischen RFQ und IH-Struktur: Die separate Rebuncherkavität entfällt vollständig, die normalerweise verwendeten zwei Quadrupoltriplett- bzw. Duplettlinen reduzieren sich auf ein Duplett, die longitudinale Strahlführung wird am IH-Eingang durch zwei Spalte mit longitudinal kräftig fokussierender Sollphase ( $-35^\circ$ ) abgeschlossen. Im folgenden Kapitel werden zunächst die allgemeinen Eigenschaften dieser Beschleunigerstruktur beleuchtet; danach erfolgt eine detaillierte Beschreibung der theoretischen Grundlagen und der beim Entwurf verwendeten Simulationsprogramme.

## Kapitel 2 - Der Radiofrequenz Quadrupol (RFQ)

*Das Konzept des Radiofrequenz-Quadrupols wurde 1969 erstmals von dessen Erfindern Kapchinskiy und Tepliakov [11] vorgeschlagen. Er ist besonders gut auf die Beschleunigung von Strahlen mit niedrigen Teilchengeschwindigkeiten zwischen etwa dem 0,01 und dem 0,06-fachen der Lichtgeschwindigkeit angepasst. Aus diesem Grund eignet er sich hervorragend für Ionen, nicht aber für Elektronen, die bereits die Quelle mit typischerweise der halben Lichtgeschwindigkeit verlassen. In diesem Kapitel wird das Funktionsprinzip des RFQs inklusive der Elektrodengeometrie und deren Potentialfunktion kurz umrissen. Es folgt eine Diskussion des Designs einer solchen Struktur.*

### 2.1 Funktionsprinzip des RFQs

Der entscheidende Vorteil bei der Beschleunigung von Ionenstrahlen mit hochfrequenter Wechselspannung in Driftröhrenstrukturen wie etwa dem *Wideröe*- oder dem *Alvarez*-Beschleuniger gegenüber Gleichspannungsbeschleunigern besteht darin, dass die Beschleunigungsspannung prinzipiell beliebig oft durchlaufen werden kann und man so zu wesentlich höheren Teilchenenergien gelangt. Ein Nachteil ist allerdings die nicht vorhandene transversale Fokussierung des Strahls, der aufgrund seiner Raumladung und der HF-Defokussierung im Allgemeinen sogar zunehmend divergiert. Aus diesem Grund befinden sich in den Driftröhren oftmals fokussierende magnetische Quadrupole integriert, die wegen der geschwindigkeitsabhängigen Lorentzkraft bei niedrigen Teilchenenergien aber nur wenig effektiv arbeiten. Entweder man nimmt also erhebliche Verluste bei einer direkten Injektion von der Quelle in den Driftröhrenbeschleuniger in Kauf, oder aber man setzt die Quelle auf ein extrem hohes Potential von vielleicht 1 MV und erhöht damit von vornherein die Einschussenergie. Gleichspannungen dieser Größenordnung lassen sich beispielsweise

durch *Cockroft-Walton* Kaskadenschaltungen erzeugen, die allerdings schon für sich ganze Hallen füllen.

Das RFQ-Konzept ist besonders auf die eben angesprochenen Probleme angepasst und erfüllt die bei diesem Energiebereich notwendigen Anforderungen auf besonders elegante und kompakte Art und Weise: Die grundlegende Idee ist die Kombination der homogenen, alternierenden Gradientenfokussierung<sup>1</sup> des elektrischen Quadrupols mit HF und der Möglichkeit zur Beschleunigung durch eine geeignete longitudinale Modulation der Elektrodenoberfläche, wie sie Abb. 2.1 veranschaulicht. Da die Kraftwirkung elektrischer Felder auf geladene Strahlteilchen von deren Geschwindigkeit unabhängig ist, eignen sich diese besonders gut zur Strahlführung bei niedrigen Teilchenenergien.

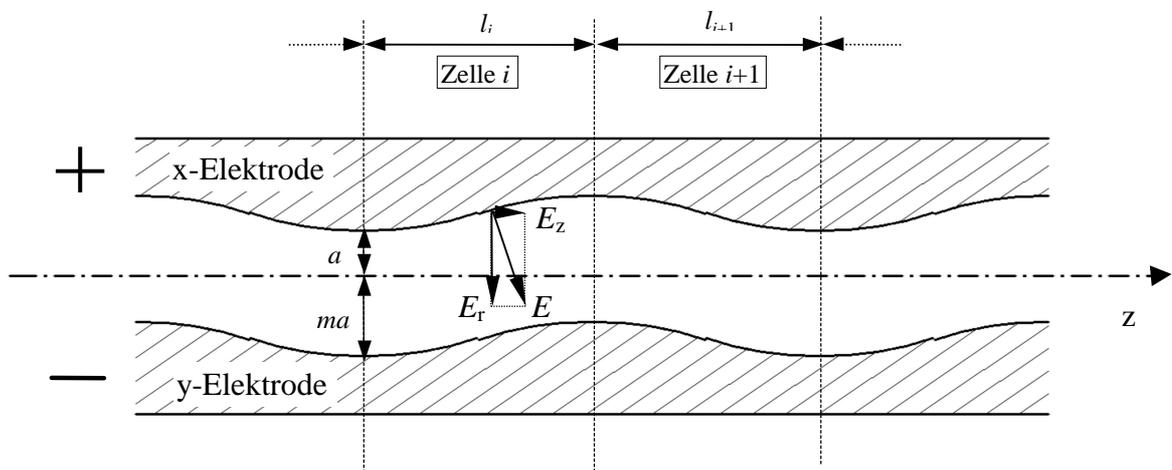


Abb 2.1 Benachbarte Elektroden mit entgegengesetzter Modulation in momentanem Ladungszustand. In Wirklichkeit ist zwischen den beiden Elektroden ein Winkel von  $90^\circ$ , sie liegen nicht in einer Ebene wie hier abgebildet. Ein Teilchen in Zelle  $i$  erfährt aufgrund der Modulation eine beschleunigende Kraftwirkung ( $E_z$ ).

In Abb. 2.1 ist schematisch ein 4-zelliges Elektrodenstück der Struktur herausgegriffen. Der Übersichtlichkeit wegen sind nur zwei benachbarte der eigentlich vier Quadrupolelektroden abgebildet. Man bezeichnet eine halbe Periodenlänge zwischen Minimum und Maximum der im Idealfall sinusförmigen Elektrodenmodulation als RFQ-Zelle. Da sich die Feldrichtung beim Eintritt der Teilchen in die nächste Zelle gerade umgekehrt haben muss, ergibt sich die Zellenlänge zunächst einfach aus der *Wideröe*-Bedingung zu  $b\lambda/2$ . Allerdings wird sich in der Regel die Sollphase von einer Zelle zur nächsten etwas ändern, weshalb diesbezüglich

<sup>1</sup> Die abwechselnde Fokussierung und Defokussierung des Ionenstrahls aufgrund der wechselnden Hochspannung führt beim radial linearen Feldanstieg des idealen Quadrupols zu einer Nettofokussierung: Ein Teilchen, das in einem Moment von der Achse weggebogen wird, liegt bei der nächsten Feldumkehrung etwas weiter außen und wird wegen des nun größeren Feldes stärker wieder zur Achse hingebogen. Dabei ist das Verhalten des Strahls in den Ebenen  $x$  und  $y$  zu gleichen Zeiten immer gegensinnig [12].

eine leichte Korrektur vorgenommen werden muss. Die Zellenlänge beträgt am Anfang einer Struktur typischerweise einige wenige Millimeter, und kommt gegen Ende meist in den Bereich einiger Zentimeter.

Entscheidend für die Funktionsweise des RFQs sind die Parameterverläufe für Apertur  $a$ , Modulation  $m$  und Sollphase  $\mathbf{j}_s$  für alle Beschleunigerzellen entlang der Struktur. Sie greifen auf komplizierte Weise ineinander und bestimmen Fokussier- und Beschleunigungsstärke und im Allgemeinen die Teilchendynamik. So sind bei der Planung eines RFQs stets viele Simulationsrechnungen, immer wieder unter Variation dieser Parameter des RFQs und des injizierten Strahls notwendig, um eine geeignete bzw. optimale Lösung zu finden.

## 2.2 Potentiale und Felder des RFQs

Bei der Entwicklung der Potentialfunktion des RFQs ist es üblich, zunächst einige vereinfachende Annahmen zu treffen. Zunächst bedient man sich der Methode der quasistatischen Approximation. Sie ist unter der Voraussetzung gültig, dass die Hauptquelle des elektrischen Wechselfeldes die Ladung auf den vier Elektroden darstellt und die elektrischen Felder aufgrund des sich zeitlich ändernden Magnetfeldes vernachlässigbar klein sind. Das ist immer dann der Fall, wenn die Dimensionen der felderzeugenden Strukturgeometrie (Apertur) klein gegenüber der RF-Wellenlänge sind. Weiterhin wird von einer konstanten geometrischen Wellenlänge der Elektrodenmodulation ausgegangen. Da sich die Teilchengeschwindigkeit entlang der Struktur in den allermeisten Fällen aber ändern soll, ist dies nur dann gerechtfertigt, wenn der Energiegewinn während einer RF-Periode und damit die Zellenlängenänderung von einer Zelle zur nächsten nicht zu groß wird.

Mit der quasistatischen Approximation lässt sich also die Zeitabhängigkeit des Potentials abspalten und man erhält in Zylinderkoordinaten:

$$U(r, \mathbf{j}, z, t) = V(r, \mathbf{j}, z) \sin(\omega t + \mathbf{f}). \quad (2.1)$$

$\omega/2\pi$  gibt die Frequenz,  $\mathbf{f}$  bezeichnet die Anfangsphase,  $V(r, \mathbf{j}, z)$  ist die Lösung der *Laplace Gleichung*  $\Delta V(r, \mathbf{j}, z) = 0$ . Die Reihenentwicklung eines Potentials in Zylinderkoordinaten hat im allgemeinsten Fall die Form:

$$V(r, \mathbf{j}, z) = \sum_{s=0}^{\infty} A_{0,s} \left( \frac{r}{a} \right)^s \cos(s\mathbf{j}) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} A_{n,s} I_s(nkr) \cos(s\mathbf{j}) \cos(nkz), \quad (2.2)$$

mit der Wellenzahl  $k$  für die Modulation. Die besonderen Symmetrieeigenschaften des modulierten Quadrupolfeldes (Spiegelsymmetrie,  $\pi/2$ -Periodizität) lassen sich in diese Gleichung einarbeiten [12], was zum Verschwinden aller Funktionen ungerader Ordnung für die Beschreibung des radialen und azimuthalen Feldanteils führt:

$$V(r, \mathbf{j}, z) = \sum_{s=0}^{\infty} A_{0,s} \left( \frac{r}{a} \right)^{2s} \cos(2s\mathbf{j}) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} A_{n,s} I_{2s}(nkr) \cos(2s\mathbf{j}) \cos(nkz). \quad (2.3)$$

Mit der Randbedingung für die Modulation der Elektroden  $V(r, 0, 0) = -V(r, \pi/2, \mathbf{b}l/2)$  kann man außerdem zeigen, dass alle  $A_{n,s}$  mit  $n+s = 2w$ ,  $w \in \mathbb{N}_0$ , verschwinden [13].

Vernachlässigt man in guter Näherung Glieder höherer Ordnung als der ersten, erhält man die Gleichung des idealen modulierten Quadrupols, das sogenannte *Zweitertpotential*:

$$V(r, \mathbf{j}, z) = A_{0,1} \left( \frac{r}{a} \right)^2 \cos(2\mathbf{j}) + A_{1,0} I_0(kr) \cos(kz), \quad (2.4)$$

mit  $I_0$  der modifizierten Besselfunktion nullter Ordnung (in erster Näherung darf man  $I_0(x) \approx 1+x^2/4$  setzen). Das Einarbeiten einer weiteren Randbedingung, nämlich der, dass gegenüberliegende Elektroden auf entgegengesetztem Potential liegen  $V(a, 0, 0) = -V(ma, \pi/2, 0) = 1$ , liefert eine Aussage über die Beschaffenheit der von der Modulation abhängigen Geometriefaktoren  $A_{n,s}$ .

$$A_{1,0} = \frac{U}{2} \cdot \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)}, \quad (2.5a)$$

$$A_{0,1} = \frac{U}{2} - A_{1,0} I_0(ka), \quad (2.5b)$$

mit der Spannungsamplitude  $U/2$ . Ein Blick auf Gl.(2.4) zeigt, welche Bedeutung den beiden Faktoren zukommt.  $A_{0,1}$  faktorisiert den fokussierenden Term und  $A_{1,0}$  bestimmt die Stärke der Beschleunigung ( $z$ -Abhängigkeit). In Gl. (2.5b) hingegen kommt das gegenläufige

Verhalten von Beschleunigungs- und Fokussiereffizienz zum Ausdruck. Je größer die Modulation  $m$ , desto größer ist zwar die Beschleunigung, die Fokussierung jedoch wird schwächer. Mit eingearbeiteter Zeitabhängigkeit ergibt sich jetzt für den idealen modulierten Quadrupol:

$$V(r, \mathbf{j}, z, t) = \left[ A_{0,1} \left( \frac{r}{a} \right)^2 \cos(2\mathbf{j}) + I_0(kr) A_{1,0} \cos(kz) \right] \cdot \sin(\omega t + \mathbf{f}). \quad (2.6)$$

Abb. 2.2 zeigt die Äquipotentiallinien für  $U/2 = 1$  V und damit die Elektrodenoberfläche des idealisierten modulierten Quadrupols (Gleichung 2.4) in drei charakteristischen Schnittebenen bei  $z = 0$ ,  $z = \mathbf{bl}/4$  und  $z = \mathbf{bl}/2$  entsprechend dem Zellanfang, der Zellmitte und dem Zellende. Die Modulation wurde hier willkürlich auf den Wert 2 gesetzt, Apertur und Wellenzahl haben jeweils die Größe 1.

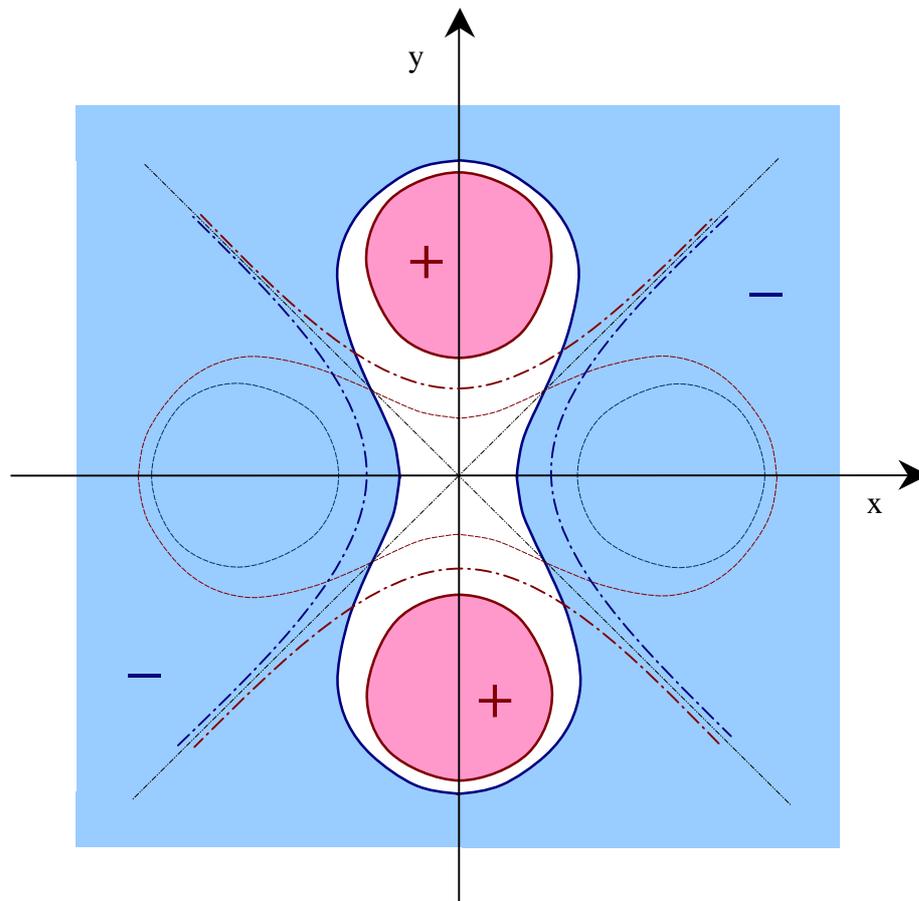


Abb. 2.2 Schematische Darstellung des idealen modulierten Quadrupols nach Gleichung 2.4 mit Modulation  $m = 2$  in drei Schnittebenen bei momentanem Ladungszustand. Die durchgezogenen Linien geben die ideale Elektrodenoberfläche bei  $z = 0$ , die gestrichelpunkteten bei der halben Zellenlänge ( $z = \mathbf{bl}/4$ , ideal hyperbolischer

Elektrodenquerschnitt) und die gestrichelten die am Zellende ( $z = \mathbf{b}l/2$ ) wieder. Die ideal hyperbolische Quadrupolform ist nur in der Zellmitte exakt erfüllt.

Sowohl aus fertigungstechnischen Gründen, als auch zur Vermeidung von Hochspannungsüberschlägen, muss die tatsächliche Elektrodenform jedoch immer von dieser Idealform abweichen. Für den 4-rod-RFQ sind derzeit zwei Formen üblich, gedrehte Elektroden mit rundem Profil und gefräste sogenannte Minivanes. In beiden Fällen wird die eigentlich sinusförmige Modulation durch Kreisbögen genähert und auch die transversale Elektrodenoberfläche ist jeweils kreisförmig (Abschnitt 3.3). Meist wird dabei das Verhältnis zwischen mittlerer Apertur und (mittlerem) Elektrodenradius  $\bar{a}/r_0$ , zumindest über weite Strecken der Struktur konstant gehalten. Ein Wert von  $a/r_0 = 0,8$  käme dabei der idealen Elektrodenform am nächsten, jedoch wählt man in der Praxis oft einen Wert zwischen etwa 1,0 und 1,3 um eine gewisse Hochspannungsfestigkeit zu garantieren.

## 2.3 Teilchendynamik im RFQ

Um die Bewegung geladener Teilchen in einem solchen Potential zu untersuchen, ist es zweckmäßig, die elektrischen Felder durch Gradientenbildung ( $\vec{E} = -\nabla\mathbf{f}$ ) aus der Potentialgleichung abzuleiten. In kartesischen Koordinaten notiert ergibt sich:

$$E_x(x, y, z) = -\frac{XU}{a^2}x - \frac{kAU}{2}I_1(kr)\frac{x}{r}\cos(kz), \quad (2.7a)$$

$$E_y(x, y, z) = \frac{XU}{a^2}y - \frac{kAU}{2}I_1(kr)\frac{y}{r}\cos(kz), \quad (2.7b)$$

$$E_z(x, y, z) = \frac{kUA}{2}I_0(kr)\sin(kz), \quad (2.7c)$$

mit der modifizierten Besselfunktion erster Ordnung, die sich mit  $I_1(\mathbf{n}) \approx \mathbf{n}/2$  nähern lässt. Außerdem wurden hier die dimensionslosen Konstanten  $X = 2A_{0,1}/U$  und  $A = 2A_{1,0}/U$  eingeführt, bekannt als *Fokussier-* und *Beschleunigungsfaktor*. Für den Fall, dass  $m = 1$  wird  $A = 0$  und  $X = 1$  und der RFQ wird zum reinen Transportkanal ohne Beschleunigung. Mit

steigender Modulation wird  $A$  größer,  $X$  kleiner und die longitudinale Feldkomponente gewinnt an Bedeutung. Dabei ist  $XU/a^2$  der Quadrupolgradient, ein Maß für die Fokussierstärke. Die Größe  $U\lambda$  entspricht einfach der axialen Potentialdifferenz zwischen Zellenanfang ( $kx = 0$ ) und Zellenende ( $kx = p$ ).

Während die ersten Terme der Komponenten  $E_x$  und  $E_y$  also für die Quadrupolfokussierung sorgen, beschreibt der zweite Term jeweils die HF Defokussierung<sup>1</sup>. Für die Beschleunigung der Teilchen ist die  $E_z$  Komponente verantwortlich. Der longitudinalen Zusammenhalt der Teilchenpakete erfolgt nach dem Prinzip der Phasenfokussierung<sup>2</sup>.

Betrachtet man den Energiegewinn  $\Delta W$  eines Teilchens unter der näherungsweisen Annahme einer konstanten Geschwindigkeit und radialen Position mit einer beliebigen relativistischen Geschwindigkeit  $\mathbf{b}'$  innerhalb einer Zelle, so erhält man mit der Beziehung  $\omega t = 2\pi z/\mathbf{b}'l$  und durch Integration des vom Teilchen gesehenen Feldes  $E_z \sin(\omega t + \mathbf{f})$  über die gesamte Zellenlänge  $l$ :

$$\Delta W = \frac{qkAV_0I_0(kr)}{2} \int_0^l \sin(kz) \sin(k'z + \mathbf{f}) dz, \quad (2.8)$$

mit  $k' = 2\pi/\mathbf{b}'l$ ,  $k = 2\pi/\mathbf{b}_s l$  und  $l = \mathbf{b}_s l/2$  der Zellenlänge.

Für das synchrone Teilchen gilt  $\mathbf{b}' = \mathbf{b}_s$  und sein Energiegewinn in der Zelle ist:

$$\Delta W_s = \frac{qpAV_0I_0(kr) \cos \mathbf{f}}{4} \quad (2.9)$$

Die Phase  $\mathbf{f}$  in der Mitte einer Zelle ist die Teilchenphase, bei  $\mathbf{f} = 0$  hat das Feld sein Maximum.

Es ist jedoch allgemein üblich in diesem Zusammenhang mit dem transit-time Faktor  $T$  zu argumentieren. Dieser setzt die tatsächlich durchfallenen Spannung unter Berücksichtigung

<sup>1</sup> Aus *Earnshaws Theorem* folgt, dass nicht gleichzeitig in allen drei Koordinatenrichtungen fokussierende Kräfte wirken können. Insbesondere bei longitudinaler Fokussierung muss in mindestens einer der beiden transversalen Ebenen eine defokussierende Kraft wirksam sein. Anderenfalls hätte man bei einer Lorentz Transformation in das Ruhesystem des Teilchens ein Minimum in der Potentialverteilung und alle drei partiellen Ableitungen der *Laplace Gleichung*  $\Delta V(x,y,z) = 0$  wären positiv; das ist ein Widerspruch.

<sup>2</sup> Für die longitudinale Fokussierung oder *Phasenfokussierung* des Strahls wählt man bewusst eine Sollphase  $< 0^\circ$ , also einen Moment steigender Feldstärke. Zwar führt das zu einer weniger effizienten Beschleunigung, dafür werden aber Teilchen die zu früh in die RFQ-Zelle eintreten weniger stark, Teilchen die zu spät hineinkommen hingegen stärker beschleunigt als ein Sollteilchen. Die Teilchen führen dann stabile Oszillationen um die Sollphase herum aus, wenn sie innerhalb eines bestimmten Energie- und Phasenbereichs, der sogenannten *Separatrix* liegen. Im Extremfall kann damit sogar aus einem Gleichstromstrahl ein gepulster Strahl gemacht werden.

der Durchflugzeit durch einen Beschleunigungsspalt (oder einer RFQ-Zelle) und der damit verbundenen Spannungsänderung ins Verhältnis zur Spannungsamplitude und gibt damit an, wie gut die Spannung in einer Struktur zur Beschleunigung ausgenutzt wird. Im Falle von Driftröhrenbeschleunigern ist ein kurzer Spalt diesbezüglich immer von Vorteil, da sich das Teilchen nur kurz darin aufhält und die Spannung während des Durchflugs sich nur entsprechend wenig ändert. Im Falle des RFQs erhält man:

$$T = \frac{\int_0^l E_z \sin(kz) dz}{\int_0^l E_z dz} = \frac{\mathbf{p}}{4}, \quad (2.10)$$

also knapp 80%. Zusammenfassend erhält man jetzt den Energiegewinn für ein Sollteilchen in einer Zelle mit Länge  $l$  in der üblichen Form:

$$\Delta W_s = qE_0 T I_0(kr) l \cos \mathbf{f}_s, \quad (2.11)$$

mit der mittleren axialen Feldamplitude  $E_0 = 2AU/b\mathbf{l}$ . Bildet man jetzt die Differenz zum Energiegewinn eines beliebigen Teilchens und differenziert diese nach der Koordinate  $dz$  [14], so findet man eine Wellenzahl  $k_l$  für die longitudinale *Synchrotronschwingung* um die Sollphase. Für den Fall, dass  $-\mathbf{p} < \mathbf{f}_s < 0$  gilt:

$$k_l^2 = \frac{\mathbf{p}^2 q A V_0 I_0(kr) \sin(-\mathbf{f}_s)}{m c^2 \mathbf{b}_s^4 \mathbf{I}^2}. \quad (2.12)$$

Für die transversale Dynamik eines Teilchens mit Masse  $m$  und der Ladung  $q$ , beispielsweise in der  $x$ -Ebene, lässt sich mit Hilfe des *Newtonschen* Aktionsprinzips  $\vec{F} = m \cdot \vec{a}$  aus Gleichung (2.7a) folgende Differentialgleichung aufstellen:

$$\ddot{x} + \left( \frac{qXV_0}{ma^2} + \frac{qk^2 AV_0}{4m} \cos(kz) \right) x \sin(\mathbf{w}t + \mathbf{f}) = 0. \quad (2.13)$$

Mit  $kz = \mathbf{w}t$  und unter der Annahme einer konstanten  $x$ -Position innerhalb der Zelle lässt sich diese in erster Näherung in die Form der *Mathieuschen* Differentialgleichung bringen und lösen.

Der mittlere Teilchenabstand  $\bar{x}$  zur Strahlachse erfüllt im Rahmen eines speziellen Lösungsweges, der sogenannten "*smooth-approximation*", die Differentialgleichung eines einfachen harmonischen Oszillators:

$$\ddot{\bar{x}} \approx -\Omega^2 \bar{x}. \quad (2.14)$$

Die Kreisfrequenz  $\Omega$  ist die Schwingungsfrequenz der transversalen Betatronschwingung. Sie liegt deutlich unterhalb der Frequenz der HF-Schwingung und repräsentiert die mittlere geglättete Teilchenbahn. (Ihr ist tatsächlich noch eine weitere Schwingung geringerer Amplitude im Takt der Hochfrequenz überlagert.) Man findet:

$$\Omega^2 \approx \frac{1}{2} \left( \frac{qXV_0}{m\omega a^2} \right)^2 + \frac{qk^2 V_0 A \sin \mathbf{f}}{8m}. \quad (2.15)$$

Der erste Term ist immer positiv und beschreibt den Beitrag der Quadrupolfokussierung, der zweite den der HF-Defokussierung. Ist der Quadrupolterm dominant, ist die transversale Bewegung von der longitudinalen entkoppelt und  $\Omega$  ist unabhängig von der Teilchenphase.

Bei der Formulierung einer Stabilitätsbedingung für die transversale Betatronschwingung ist es üblich, sich auf den transversalen Phasenvorschub  $\mathbf{s}_{0,t} \equiv \Omega \mathbf{I} / c$  zu beziehen. Anschaulich handelt es sich hier um die Änderung der Betatronphase während einer HF-Periode. (Analog ist auch ein longitudinaler Phasenvorschub  $\mathbf{s}_{0,l}$  definiert.) Mit dieser Definition und Gleichung (2.15) ergibt sich:

$$\mathbf{s}_{0,t}^2 \approx \frac{1}{8\mathbf{p}^2} \left( \frac{qXV_0 \mathbf{I}^2}{mc^2 a^2} \right)^2 + \frac{\mathbf{p}^2 q V_0 A \sin \mathbf{f}}{2mc^2 \mathbf{b}^2}. \quad (2.16)$$

Im Rahmen der stark vereinfachenden Annahmen der smooth-approximation erhält man stabile Teilchenbahnen, wenn  $\mathbf{s}_{0,t}^2 > 0$ . Der zweite Term repräsentiert wieder den Einfluss der HF-Defokussierung. Er ist negativ, wenn  $-\mathbf{p}/2 \leq \mathbf{f} \leq 0$ , also bei gleichzeitiger Beschleunigung und longitudinaler Fokussierung. Sein Beitrag ist bei maximaler Beschleunigung gleich Null, da  $\mathbf{f} = 0$  und ist maximal, wenn  $\mathbf{f} = -\pi/2$ . Wird er vom Betrage her größer als der Quadrupolterm, wird  $\mathbf{s}_{0,t}^2$  negativ und der Strahl ist instabil. – Eine detailliertere Betrachtung des Problems zeigt, dass der Strahl dann stabil ist, wenn  $0 < \mathbf{s}_{0,t} < \pi$ .

## 2.4 Adiabatisches Bunchen

In allen Hochfrequenzbeschleunigern wird der Strahl in Form einzelner Pakete oder Bunche beschleunigt. Die Quelle liefert im Allgemeinen aber einen kontinuierlichen Strahl, so dass das Bunchen eine der wesentlichen Aufgaben bei der Vorbereitung des Strahls auf die Beschleunigung darstellt. In älteren Maschinen wird dies häufig in separaten Buncherkavitäten realisiert, die dem eigentlichen Linac vorangestellt sind. Nach dem bereits erläuterten Prinzip der Phasenfokussierung erfolgt hier eine Geschwindigkeitsmodulation des Strahls derart, dass er nach entsprechendem Abstand in einen Phasenfokus läuft und gebuncht in den Linac injiziert werden kann. Die resultierende Strahlqualität ist bei diesem Verfahren allerdings nicht sehr gut und insbesondere bei hohen Strahlströmen führt die durch das Bunchen hervorgerufene Teilchenverdichtung zur Verschlechterung der Emittanz. Diese Probleme waren lange Zeit die wesentlich limitierenden Faktoren bei der Beschleunigung insbesondere von Ionenstrahlen hoher Intensität.

Typischerweise wird Gleichstrom in den RFQ injiziert. Die Methode des adiabatischen Bunchens im RFQ beseitigt die oben genannten Probleme fast vollständig. Die Sollphase beträgt dazu am Anfang des RFQs  $\mathbf{f}_s = -90^\circ$ , hier hat die Separatrix ihre größte Ausdehnung, nämlich  $360^\circ$  und nahezu der gesamte Strahl wird akzeptiert. Im weiteren Verlauf wird die Sollphase langsam erhöht, der Strahl wird gebuncht und sachte beschleunigt. Dabei wächst der Abstand zwischen den einzelnen Bunchzentren, die Phasenbreite des Bunches sinkt, ohne dass seine geometrische Länge geändert werden müsste. Die grundlegende Idee des adiabatischen Bunchens ist das Konstanthalten der geometrischen Länge des Bunches bei steigendem Abstand zu den Nachbarbunchen als Folge der Beschleunigung des Ionenstrahls. Dies verhindert eine Kompression des Strahls, die bei raumladungsdominierten Strahlen zur Vergrößerung der Raumladungskräfte und daher zur Verschlechterung der Emittanz führt.

Für kleine Schwingungsamplituden gilt: Eine konstante Bunchlänge oder Dichte ist gleichbedeutend mit einer konstanten longitudinalen Schwingungsamplitude der Teilchen und die wiederum mit einer konstanten longitudinalen Schwingungsfrequenz für die analog zu Gleichung (2.12) gilt:

$$\mathbf{w}_l^2 = \frac{\mathbf{p}^2 q A V_0 \sin(-\mathbf{f}_s)}{m \mathbf{b}_s^2 \mathbf{I}^2}. \quad (2.17)$$

Mit anderen Worten, die RFQ Parameter müssen so gewählt werden, dass:

$$\frac{AV_0 \sin(-\mathbf{f}_s)}{\mathbf{b}_s^2} = \textit{konstant}. \quad (2.18)$$

Damit ist der Beschleunigungsfaktor  $A$  eine Funktion der Sollphase  $\mathbf{f}_s$  und dem relativistischen  $\mathbf{b}_s$ .

Eine konstante Bunchdichte für Teilchen großer Schwingungsamplitude ist näherungsweise dann gegeben, wenn die geometrische Länge der Separatrix  $Z_y$  konstant gehalten wird. Deren Phasenlänge  $\mathbf{y}$  hängt einzig von der Sollphase ab, so dass  $\tan \mathbf{f}_s = (\sin \mathbf{y} - \mathbf{y}) / (1 - \cos \mathbf{y})$ . Da  $Z_y = \mathbf{y} \mathbf{b}_s l / 2p$  muss bei konstanter Separatrixlänge also gelten:

$$\mathbf{b}_s \mathbf{y} = \textit{konstant}. \quad (2.19)$$

Die Kombination aus den letzten beiden Gleichungen (2.18) und (2.19) liefert jetzt eine Beziehung sowohl für  $A(\mathbf{b}_s)$ , als auch für  $\mathbf{f}_s(\mathbf{b}_s)$ , die eine konstante Bunchlänge gewährleistet.

## 2.5 Elektrodendesign

Bei gegebener Ionensorte, Eingangs- und Ausgangsenergie sowie Betriebsfrequenz und Elektrodenspannung ist das Elektrodendesign vollständig bestimmt, wenn die drei grundsätzlich voneinander unabhängigen Funktionen für Apertur  $a(z)$ , Modulation  $m(z)$  und Sollphase  $\mathbf{f}_s(z)$  entlang der Beschleunigerstruktur festgelegt sind.

Im letzten Abschnitt wurde bereits das Prinzip des adiabatischen Bunchens erläutert, das sich hervorragend dafür eignet, Teilchenverluste und radiales Emittanzwachstum besonders bei hohen Teilchenströmen zu minimieren. Hier wird zunächst ein Geschwindigkeitsprofil entlang der Struktur  $\mathbf{b}_s(z)$  festgelegt, woraus sich unter den bekannten Voraussetzung einer konstanten Kreisfrequenz der longitudinalen Teilchenschwingung kleiner Amplitude bei Null-Strom und einer konstanten geometrischen Länge der Separatrix Beziehungen für  $\mathbf{f}_s(z)$  und  $A(z)$  und damit auch für  $a(z)$  ergeben. Wird außerdem noch ein konstanter Quadrupolgradient  $XV_0/a^2$  und damit eine konstante Fokussierstärke vorausgesetzt, verknüpft diese den nun bekannten Aperturverlauf  $a(z)$  mit einem entsprechenden Modulationsverlauf  $m(z)$  und das Elektrodendesign ist vollständig bestimmt.

Jedoch führt dieses Verfahren insbesondere bei niedrigen Sollphasen zu sehr kleinen Werten für den Beschleunigungsfaktor  $A(z)$ , die zudem nur sehr langsam ansteigen. Die resultierende Struktur wird dadurch sehr lang, besonders wenn wegen der großen longitudinalen Akzeptanz mit einem  $f_s = -90^\circ$  angefangen werden soll. Ein in Los Alamos entwickeltes Designkonzept [15] (Abb. 2.3), sieht daher nur für einen Teil des Beschleunigers nämlich dem *Gentle Buncher* eine (annähernd) adiabatische Variation der Strukturparameter vor. Im vorangestellten *Shaper* werden Sollphase und Modulation von  $f_s = -90^\circ$  bzw.  $m = 1$  etwas schneller auf die Anfangswerte des Gentle Bunchers angezogen, die eigentliche Beschleunigung erfolgt danach im *Accelerator* mit starker Modulation bei konstant gehaltener Sollphase. Außerdem wird im *Radialen Matcher* über einige wenige Beschleunigerzellen am RFQ-Eingang ein linearer Anstieg der Fokussierstärke auf den ab dann konstanten Endwert vorgenommen, um einen sanften Übergang vom feldfreien Raum ins Hf-Wechselfeld zu realisieren. Ohne den radialen Matcher ändert sich die Akzeptanz des RFQs wegen der entgegengesetzten transversalen Feldrichtung in  $x$  und  $y$  im Takt der Hochfrequenz.

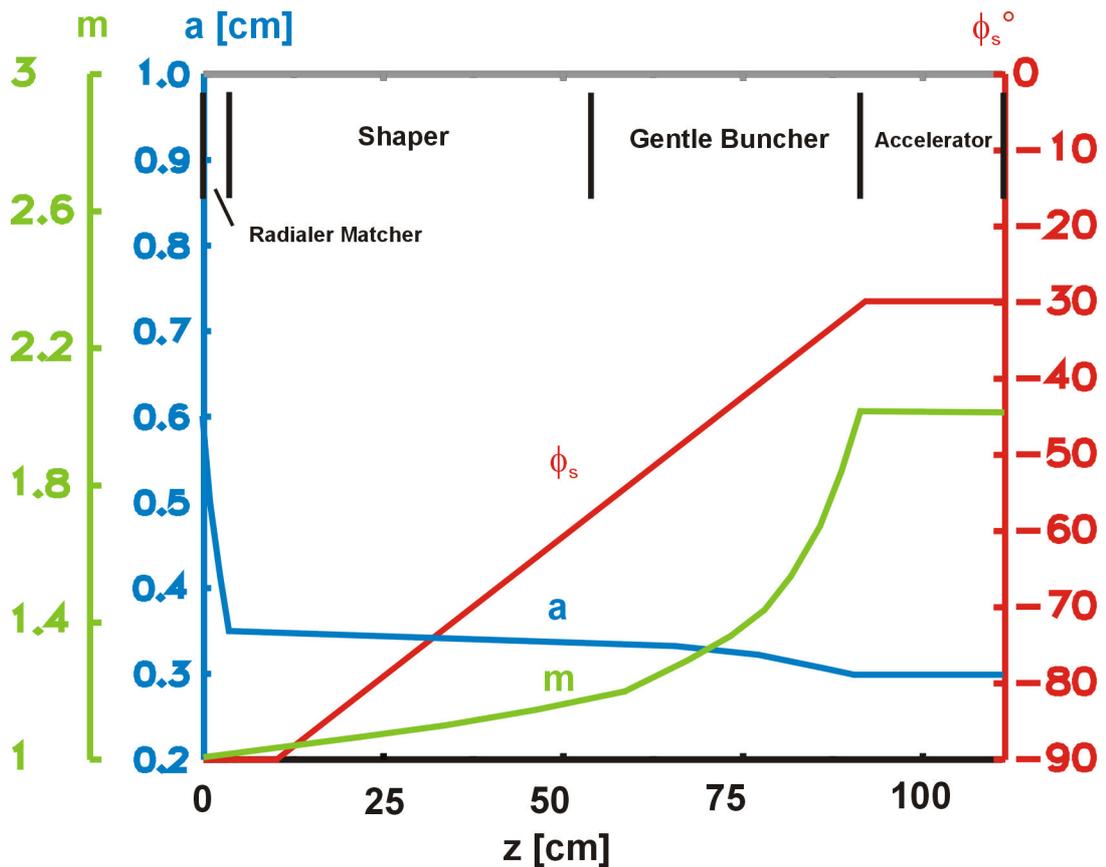


Abb. 2.3 Exemplarischer Parameterverlauf nach dem Los Alamos Design mit der prinzipiellen Einteilung des RFQs in die einzelnen Sektionen Radialer Matcher, Shaper, Gentle Buncher und Accelerator. (Später erfolgt eine Verfeinerung dieses Grundkonzepts.)

## Kapitel 3 – Das Simulationsprogramm PARMPRO

*Zur Untersuchung der Strahldynamik im Medizin-RFQ wurde im wesentlichen PARMPRO, die IAP-Version des Programms PARMTEQ (Phase and Radial Motion in Transverse Electric Quadrupoles) herangezogen. Das Programm ist in FORTRAN geschrieben, die Entwicklung begann 1978 in Los Alamos, zunächst als Weiterentwicklung des damals bereits vorhandenen Programms PARMILA. Allerdings wurde es an unserem Institut im Rahmen vieler Diplom- und Doktorarbeiten stetig weiterentwickelt [16] und dabei immer wieder aktuellen Problemen und Designfragen, wie etwa auch beim Funneling Projekt [6], angepasst. Speziell im Rahmen dieser Arbeit erfolgte eine Überarbeitung der Raumladungsroutine (Kapitel 4 Raumladung) und die Entwicklung eines zusätzlichen Transportelements zur Transformation der Strahlteilchen durch eine frei wählbare Potentialverteilung.*

### 3.1 Funktion und Steuerung von PARMPRO

Die Hauptaufgabe des Vielteilchenprogramms PARMPRO ist es, eine 6-dimensionale Phasenraumverteilung zu generieren oder einzulesen, um diese dann für durch ein für einzelne Stützstellen vordefiniertes Elektrodendesign zu transformieren (Abb. 3.1). Darüber hinaus verfügt das Programm jedoch über eine Reihe weiterer beim RFQ-Design nützlicher Optionen wie etwa dem Voran- oder Nachstellen von Transportelementen wie Driftstrecken, Buncher oder magnetischer Quadrupole, man kann die Akzeptanz einer Struktur berechnen, Raumladung simulieren und vieles mehr.

#### *Eingabe*

Als Eingabe müssen dem Programm Beschleunigerparameter wie Eingangsenergie, Endenergie, Betriebsfrequenz, Elektrodenspannung, spezifische Ladung der zu

beschleunigenden Teilchen usw. gegeben werden. Die Generierung der Zellenparameter erfolgt aufgrund dieser Vorgaben in der Subroutine RFQGN2 segmentweise, dann werden die Teilchen in diesen Feldern transformiert. Die Ausgabe erfolgt zum einen graphisch auf dem Bildschirm und zum anderen in diversen Ausgabefiles allen voran output.dat, wo Strahl- und Elektrodendaten tabellarisch aufgeführt sind und zur weiteren Auswertung zur Verfügung stehen.

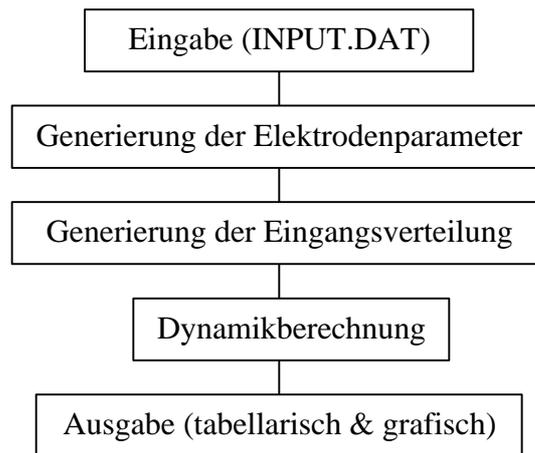


Abb 3.1 Flussdiagramm der Programmstruktur von PARMPRO.

### *Generierung der Elektrodenparameter*

Jeweils fünf Parameter definieren sogenannte Stützstellen entlang der RFQ-Struktur [17], mit der Position  $z$ , der zum Fokussierfaktor  $X$  (siehe Kapitel 2.3) proportionalen Fokussierstärke  $B = (qI_{Hf}^2 / m_0 c^2) \cdot (XU/a^2)$ , einer Sollphase  $j_s$  und der Modulation  $m$ . Die gegebene Fokussierstärke  $B$  impliziert zusammen mit der Modulation  $m$  eine bestimmte Apertur  $a$  für die Stelle  $z$ . Die Struktur ist daher durch Angabe der drei Parameter Fokussierstärke, Modulation und Sollphase als Funktionen der  $z$ -Koordinate vollständig bestimmt (vgl. Kapitel 2.5). Zwischenwerte werden in einer separaten Unterroutine unter der Annahme eines linearen Parameterverlaufs zwischen zwei Stützstellen generiert. Die Faktorisierung der Elektrodenspannung mit dem Voltfaktor ermöglicht dabei eine Anpassung der Struktur an eine eventuell ungleiche Spannungsverteilung auf den Elektroden. Durch einen kleinen Eingriff in das Programm kann entschieden werden, ob dieser schon bei der Generierung der RFQ-Struktur oder lediglich bei der Transformation der Teilchen berücksichtigt werden soll.



Abb. 3.2 Flussdiagramm für die Generierung der Beschleunigerzellen.

Die eventuell angefügten matching-Zellen sollen einen allmählichen Übergang vom feldfreien Raum in das Hf-Wechselfeld (oder umgekehrt) herbeiführen. Sie tragen keine Modulation, nur die Apertur wird hier über eine entsprechende Anzahl von Zellen derart verändert, dass ein linearer Anstieg bzw. Abfall der Fokussierstärke erreicht wird, um den oft in  $x$ - und  $y$ -Ebene symmetrischen Strahl langsam in das Quadrupolfeld zu führen. Die Generierung der Beschleunigerstruktur erfolgt segmentweise mit maximal 16 Segmenten pro Zelle. Entscheidend ist dabei die segmentweise Integration des Energiezuwachses beim Durchlaufen eines Sollteilchens durch die Zelle nach den im letzten Kapitel vorgestellten Gleichungen (2.8) bis (2.11), denn es werden so lange RFQ-Zellen generiert, bis eine der Abbruchbedingungen, entweder für das Erreichen der Endenergie oder der maximalen Zellenzahl von 1000 Stück, erfüllt ist. Zum Abschluss einer jeden Zellgenerierung wird die Zellenlänge der aktuellen Sollphase angepasst, so dass diese in der Regel geringfügig von der vorangestellten  $bl/2$ -Gesetzmäßigkeit abweicht.

### *Generierung der Eingangsverteilung*

Generell stehen dem Anwender eine ganze Reihe von Verteilungstypen bei der Generierung der Startverteilung zur Verfügung. Die Simulationen für den Medizin-RFQ wurden in der Regel jedoch mit der allgemein üblichen *Waterbag-Verteilung* (Typ -6) unternommen, das heißt die Verteilung ist homogen in den vier Dimensionen des transversalen Phasenraums (jeweils Ort und Impuls für die  $x$ - und  $y$ -Richtung). Weitere Details hierzu finden sich im Anhang I.

### *Dynamikberechnung*

Auch die Dynamikberechnung erfolgt ähnlich wie die Generierung der Elektrodenparameter segmentweise unter der Annahme eines linearen Energiezuwachses innerhalb einer RFQ-Zelle. Dabei driften die Teilchen immer bis zur Mitte eines Segments und erhalten ihrer neuen Phasenlage und transversalen Position entsprechend einen Energieübertrag. Zusammen mit den radialen Feldkomponenten ergibt sich daraus wiederum eine Änderung der transversalen Impulse. Mit den so geänderten Werten driften die Teilchen durch die zweite Hälfte des Segments und erhalten am Ende wieder entsprechend geänderte Koordinaten.

Ist die Routine bei der Hälfte einer RFQ-Zelle angelangt kann unter der Annahme geringer Positionsänderungen innerhalb einer Zelle gegebenenfalls ein raumladungsbedingter Impulsübertrag erfolgen (Kapitel 4 Raumladung).

### *Ausgabe*

Die Ausgabe von PARMPRO erfolgt zum einen grafisch auf dem Bildschirm, wo zellenweise sowohl Strahlenveloppen in den beiden transversalen Ebenen, als auch die longitudinale Entwicklung der Phasenlage und der Energieverschmierung dargestellt werden - inzwischen ist dies aber auch für diverse Transportelemente, insbesondere für die Drift und den Funnelingdeflektor möglich [6] - zum anderen erfolgt die Ausgabe tabellarisch in diversen Ausgabefiles. Hier finden sich alle relevanten Daten der Struktur und der Teilchendynamik zusammengefasst, die sich dann in spezielle Grafikprogramme einladen lassen.

### 3.2 Ein Modul zur Teilchendynamik in einer frei wählbaren Potentialverteilung

Bei den Designarbeiten zum RFQ-Injektor für das geplante Therapiesynchrotron in Heidelberg war die Teilchendynamik im Übergang vom Quadrupol auf die integrierte Driftröhrenanordnung von besonderem Interesse. Zur Lösung des Problems wurde die Subroutine PARTRA um das Transportelement Typ 16 erweitert, welches mit dem Befehl TRA2 16... (bzw. TRA1 16...) aus dem Eingabefile INPUT.DAT heraus aufgerufen werden kann. Dieses neue Transportelement liest eine frei wählbare dreidimensionale Potentialverteilung (max.  $101^3$  Einträge) aus der Datei POT.DAT ein und transformiert Teilchen gemäß den Koordinateneinträgen in der COR(7,4000)-Matrix hindurch.

#### Befehlsparameter und die Struktur von POT.DAT

Die Potentialverteilung muss im File POT.DAT in Form von diskreten Potentialwerten der Maschenpunkte eines dreidimensionalen Gitters stehen und zwar dergestalt, dass die scheibenweise - es sind nur quadratische Querschnitte erlaubt - hintereinander stehen. Das Potential der einfachen Plattenkondensatoren aus Abb. 3.4 findet seine Entsprechung also in den jeweils nachfolgenden POT.DAT Einträgen:

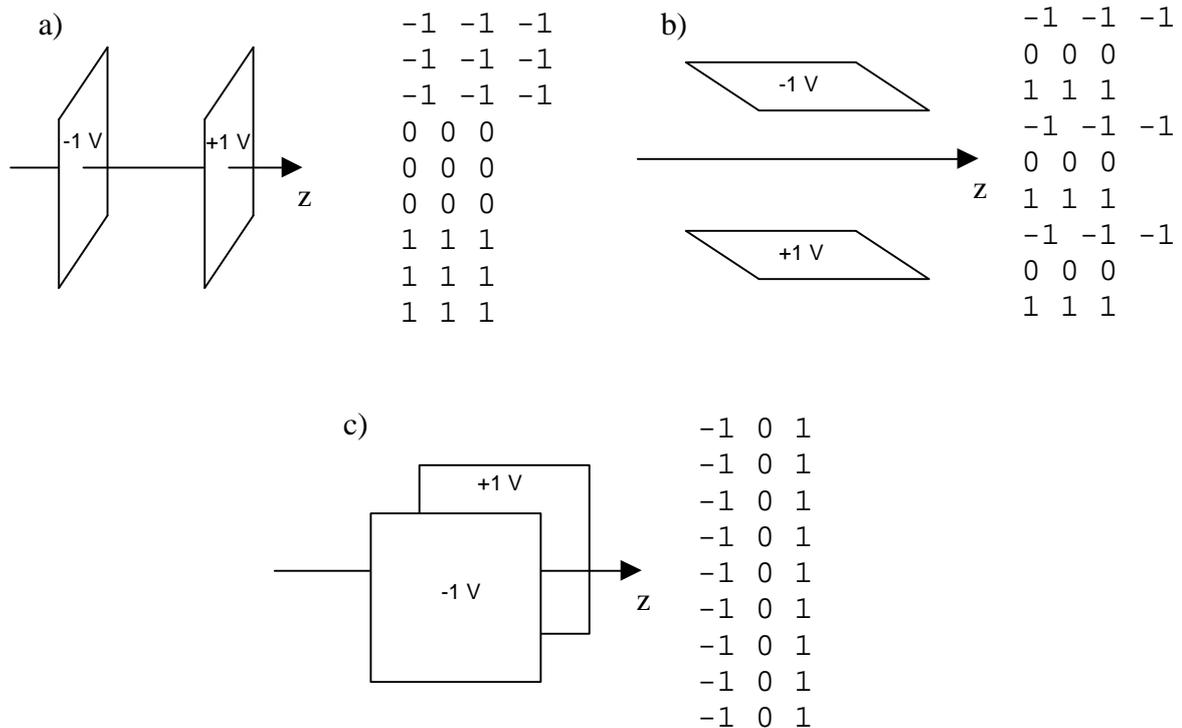


Abb. 3.4 Plattenkondensator und seine Entsprechenden POT.DAT Einträge für eine  $3 \times 3 \times 3$ -Matrix.

Allerdings ist zu bemerken, dass für die Transformation der Teilchen aus den gegebenen Potentialwerten die benötigten Feldkomponenten nach  $E = -\text{grad } \phi$  berechnet werden. Das setzt voraus, dass immer die benachbarten Maschenpunkte desjenigen Punktes, dessen Feldstärke gerade berechnet werden soll, zur Gradientenbildung bekannt sind. Insbesondere müssen bei der Transformation durch  $n$  Scheiben  $1+n+2$  Maschenpunkte in longitudinaler Richtung angegeben werden.

Der TRA2 16... Befehl zum Aufruf des Transportelements besitzt 5 weitere Parameter:

1. Anzahl der Maschenpunkte in x- und y-Richtung (transversal, max. 101)
2. Anzahl der zu durchlaufenden Maschenpunkte in Strahlrichtung (max.101)
3. Maschenweite [mm]
4. Anzahl der Segmente pro Masche (s.u.)
5. Sollphase beim Eintritt in die Potentialverteilung

#### *Die Generierung von POT.DAT*

Wegen einer besseren Anpassung an das konkrete Problem wurde statt dem Programm MAFIA zur Lösung der diskretisierten Laplace-Gleichung auf einem dreidimensionalen Punktgitter mit konstantem Gitterabstand die Methode der sukzessiven Überrelaxation [19] angewandt. Ausgehend von einem Punktgitter in dem lediglich jene Gitterpunkte mit Potential belegt sind, die den mit Spannung belegten geometrischen Bauteilen des Resonators entsprechen (alle anderen Punkte liegen auf 0 V), liefert der Relaxationsalgorithmus je nach Rechengenauigkeit  $\epsilon$  [V] und Größe des Überrelaxationsfaktors  $\omega$  ( $\approx 1.6$ ) mehr oder weniger schnell eine approximierte Lösung der Laplace-Gleichung. Dabei müssen immer jene Gitterpunkte übersprungen werden, die vordefiniert wurden und feste Bauteile repräsentieren. Zu diesem Zweck wurde eine zweite Referenzmatrix nur mit Einsen für "vordefiniert" und Nullen für "zu berechnen" angelegt.

Die Laplace-Gleichung ist lösbar, wenn das Potential auf allen Randflächen bekannt ist. Deshalb wurden im konkreten Fall für den Medizininjektor die beiden ersten und letzten Scheiben des Gitters zunächst als zweidimensionales Problem behandelt und vor der eigentlichen dreidimensionalen Berechnung approximiert. Diese Näherung ist in solchen Fällen gerechtfertigt, wo die Geometrie (Elektroden und Driftröhre) verhältnismäßig lange in das Potentialvolumen hineinragen, also an den Enden keine drastischen Potentialänderungen von Scheibe zu Scheibe vorliegen. Der Mantelbereich des Volumens wurde während den

Berechnungen bei 0 V festgehalten. Diese Näherung kann man sich leisten, wenn das Volumen entsprechend groß gewählt wird.

### *Teilchendynamik*

Bei der Transformation durch die Potentialmatrix werden die Maschen nicht in einem Schritt, sondern Segmentweise durchlaufen. Innerhalb eines Segments wird ein konstanter Wert für das Feld angenommen. Die genauen Koordinaten für die Berechnung der Feldstärke ergeben sich transversal aus den Teilchenkoordinaten am Segmentanfang, longitudinal durch das Abarbeiten des Gitters, wobei sich immer in die Mitte eines Segments "gesetzt" wird. Innerhalb eines Würfels, auf dessen Ecken acht Gitterpunkte mit bekannter Feldstärke liegen, wird ein linearer Verlauf angenommen, so dass auf die genaue Position des Teilchens innerhalb einer Masche Rücksicht genommen werden kann (siehe Abb. 3.5).

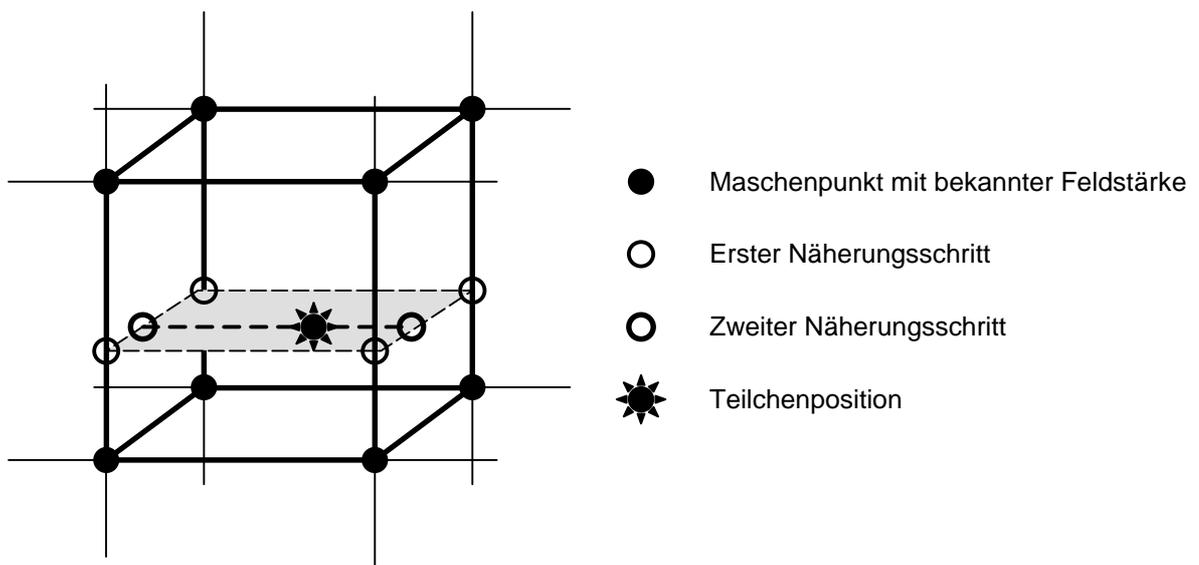


Abb.3.5 Darstellung einer Mascheneinheit mit Teilchen. In einem ersten Rechenschritt wird das Feld auf den Eckpunkten eines Quadrates auf Höhe der Teilchenposition bestimmt. Anschließend das von zwei Punkten auf sich gegenüberliegenden Seiten desselben Quadrats – ebenfalls auf Höhe des Teilchens - und zum Schluss das am Ort des Teilchens selbst.

Nun herrscht aber an einem bestimmten Ort nicht zu jedem Zeitpunkt die gleiche Feldstärke. Entscheidend ist deshalb auch, wann sich das Teilchen an diesem Ort befindet oder welche Phase es hier zur Hochfrequenz hat. Aus diesem Grund muss zunächst die Sollphase beim Eintritt in das Potentialvolumen ( $z = 0$ ) für den Bunchmittelpunkt im

INPUT.DAT angegeben werden (s.o.). Für jeden weiteren Ort ergibt sich damit und mit der  $bl/2$ -Regel (alle  $bl/2$  erfolgt ein Nulldurchgang) ebenfalls eine Sollphase, von der das einzelne Teilchen mehr oder weniger stark abweicht. Zusammen mit dieser Abweichung ergibt sich die momentane Phasenlage zur Hochfrequenz und damit ein Faktor zwischen  $-1$  und  $1$ , mit dem die nach obigem Verfahren gewonnene Feldamplitude multipliziert wird.

Zusammen mit der Ladung des Teilchens und der nun bekannten Feldstärke kann die auf das Teilchen wirkende Kraft am jeweiligen Ort berechnet werden. Mit der Aufenthaltsdauer im Segment ergeben sich jetzt die Impulsüberträge auf das Teilchen und damit auch die neuen Winkel- und Ortkoordinaten. Der übertragene Impuls in Strahlrichtung lässt sich in eine Energieänderung übersetzen, die Phasenänderung ergibt sich aus der Differenz der Durchflugzeit des jeweiligen Teilchens zu der des Sollteilchens.

Nach dem Abspeichern der neuen Koordinaten erfolgt ein Schleifensprung ins nächste Segment.

### 3.3 Die Geometrie der RFQ-Elektroden

PARMPRO legt alle geometrischen Elektrodenparameter wie Zellenlänge, Modulation, Apertur tabellarisch im Ausgabefile OUTPUT.DAT ab. Bei der Generierung werden diese Werte jedoch völlig unabhängig von benachbarten Zellparametern ermittelt, so dass es im Allgemeinen zu kleinen Sprüngen beim Übergang von einer Zelle zur nächsten kommt (Abb. 3.6). Für die theoretische Behandlung ist das kein Problem.

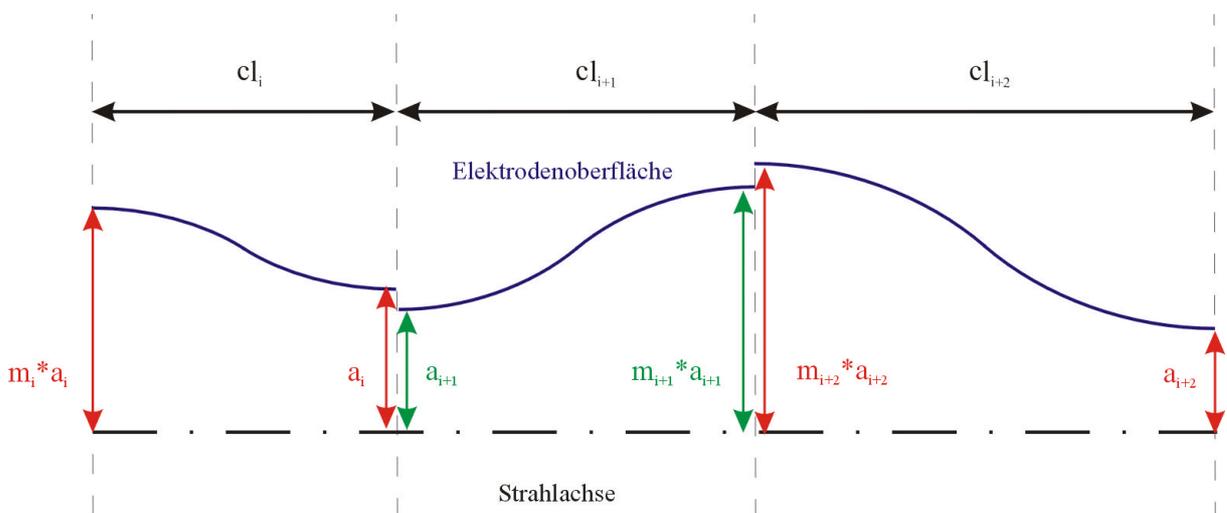
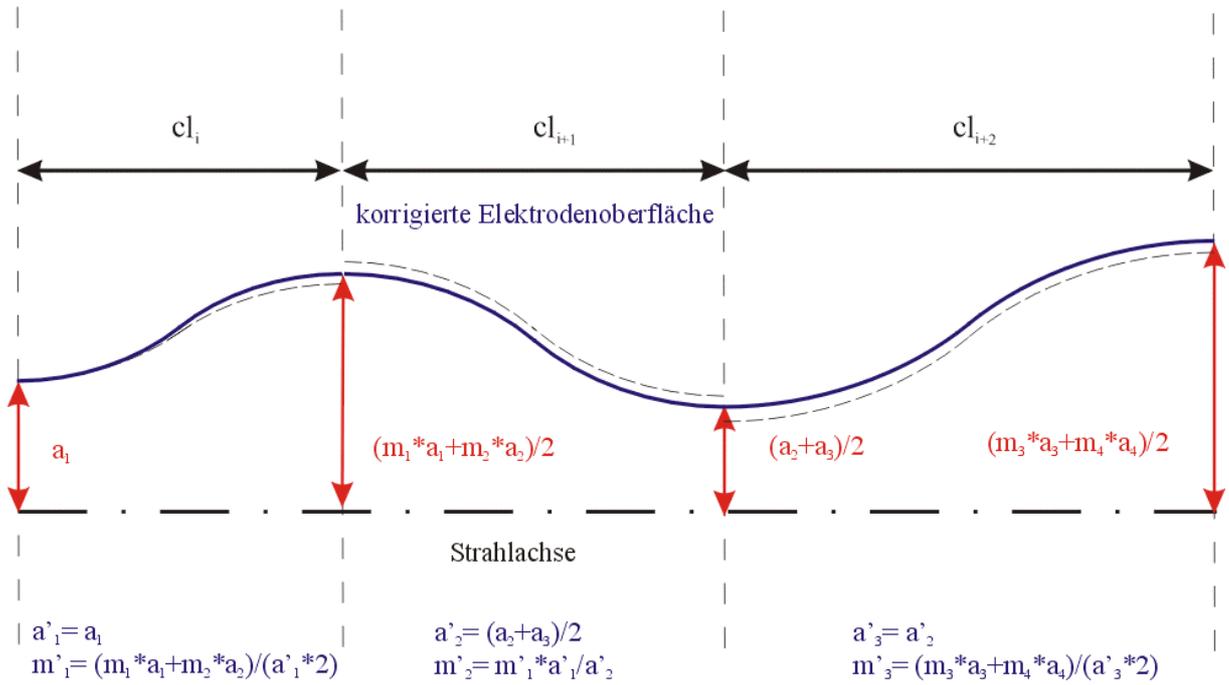


Abb. 3.6 Bei der Generierung der geometrischen Elektrodenparameter produziert PARMPRO zunächst kleine Sprünge beim Übergang von einer Zelle zur nächsten.

**x-Elektrode:**



**y-Elektrode:**

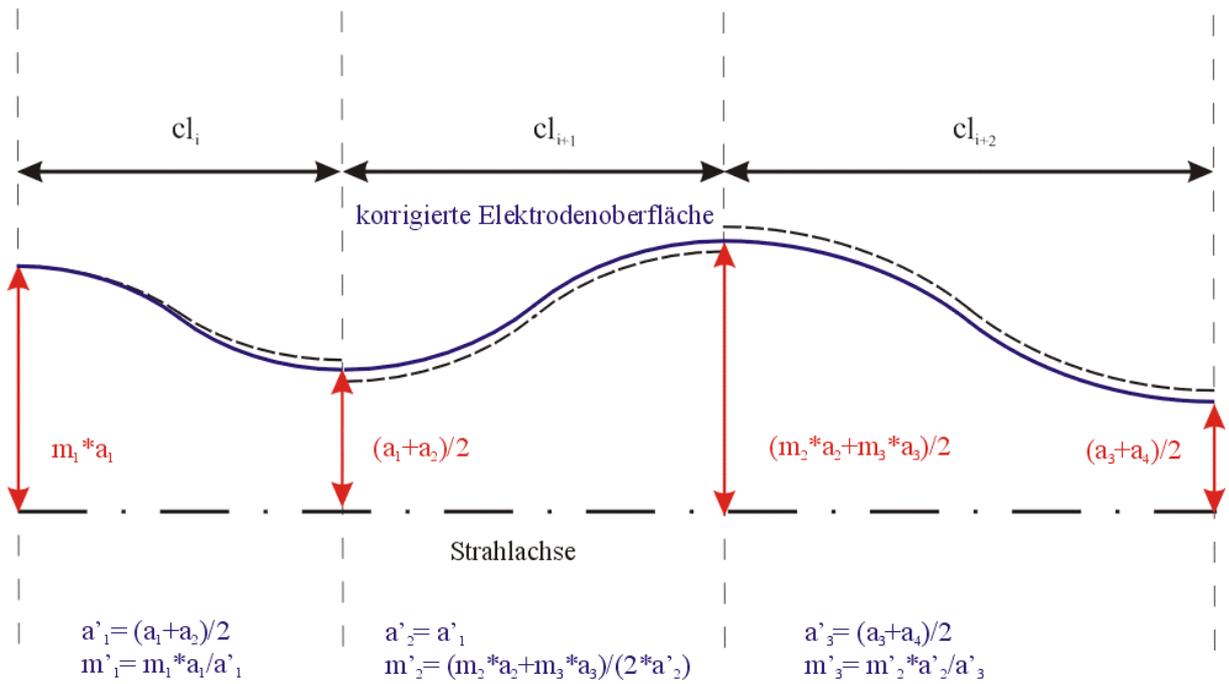


Abb. 3.7 Mittelwertbildung beim Glätten der Zellenübergänge und Bildung der korrigierten Werte für Apertur und Modulation  $a'_i$  und  $m'_i$ .

Aus diesem Grund muss beim Erstellen von Fräslisten zunächst eine Mittelwertbildung des Elektrodenabstandes beim Zellübergang erfolgen. Modulation und Apertur einer jeden Zelle werden dann entsprechend korrigiert, um einen stufenlosen Übergang herbeizuführen (Abb. 3.7).

Bei der Korrektur werden  $x$ - und  $y$ -Elektrode unterschiedlich behandelt: PARMPRO generiert die Elektroden so, dass  $X$  mit einem großen Radius beginnt,  $Y$  beginnt mit einer Taille. Die jeweils ersten Werte für Apertur und Modulation sollen aber unverändert beibehalten werden. So ergeben sich unterschiedliche Mittelungsverfahren und Korrekturwerte für die  $x$ - und  $y$ -Elektrode (Abb. 3.7).

Es kommt zu Schwierigkeiten, wenn bei verhältnismäßig geringer Modulation eine starke Änderung der Fokussierstärke und damit auch der Apertur von einer Zelle zur nächsten erfolgt (Abb. 3.8). In diesem Fall produziert das Verfahren korrigierte Modulationen kleiner als eins.

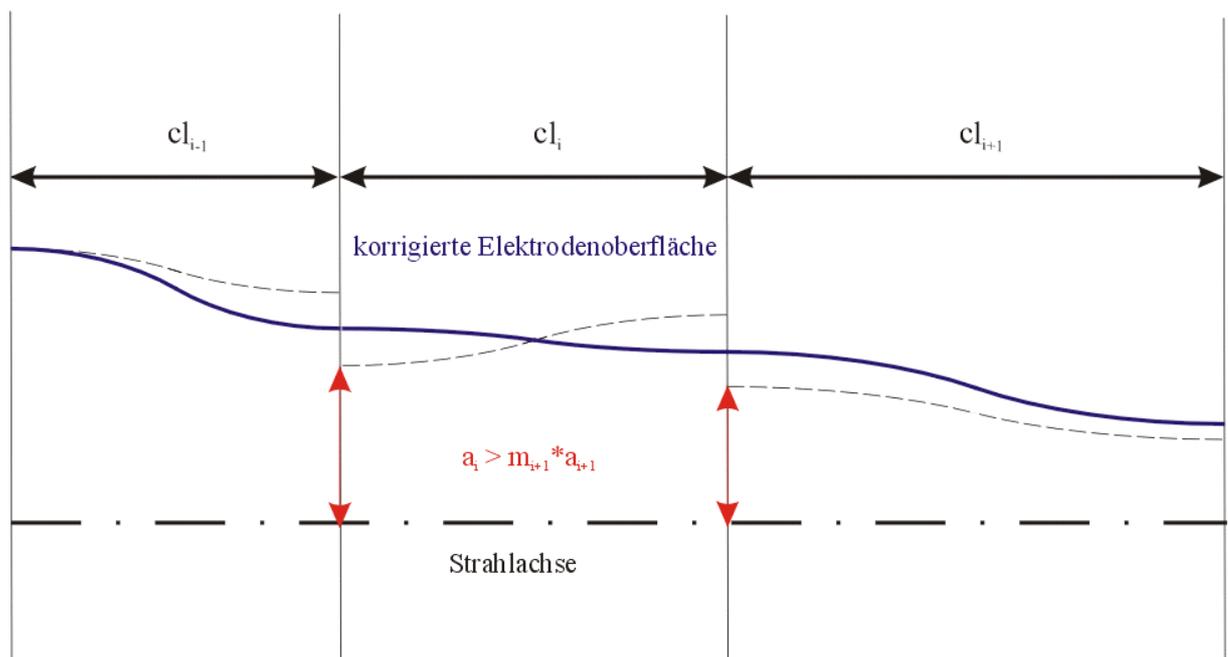


Abb. 3.8 Sind bei schwacher Modulation die Aperturänderungen zu stark, kommt es zu Artefakten bei der Mittelwertbildung.

Die Modulation der so gewonnenen, korrigierten Struktur wird nun bei der Fertigung durch Kreisbögen angenähert. Immer zwei Kreisbögen gleichen Radius, aber unterschiedlicher Orientierung, bilden dabei eine RFQ-Zelle (Abb. 3.9). Für das Fräsen der Elektroden muß aber noch ein transversaler Elektrodenradius für jede Zelle festgelegt werden

(Vgl. Abschnitt 2.2). Möchte man dabei wie beim Medizin-RFQ ein festes (mittlere) Apertur zu Elektrodenradius Verhältnis entlang  $\bar{a}/r_0$  der Struktur beibehalten, muß man diesen immer wieder der aktuellen Zellenapertur anpassen (siehe auch Abschnitt 6.2).

Mit dem Befehl:

```
CNCL 1.25 19 ,
```

veranlasst man PARMPRO nun zur Ausgabe aller für das Fräsen der Struktur notwendigen Fräsradien und deren Position, mit Ausnahme des radialen Matchers, der nachträglich editiert werden muß. Der erste Parameter (hier 1.25) steht dabei für das Verhältnis  $\bar{a}/r_0$ , der zweite (hier 19) für den Abstand vom Elektrodenrückseite zur Strahlachse in mm. Für die Ausgabe werden insgesamt drei Dateien angelegt: CNCLIST.DAT, CNCX.DAT und CNCY.DAT. Details hierzu finden sich in Anhang II.

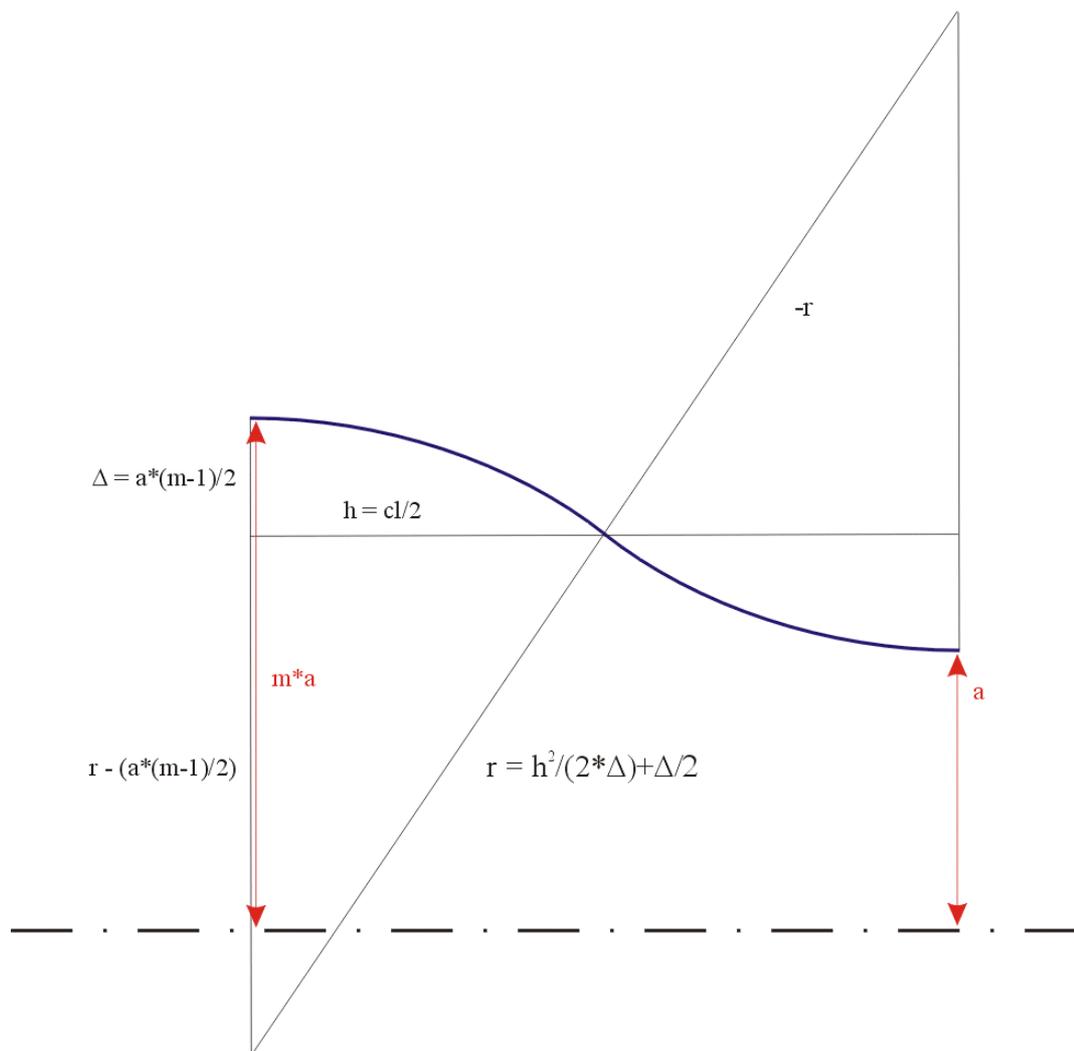


Abb. 3.9 Bildungsregel für den longitudinalen Fräsradius  $r$ .

## Kapitel 4 - Raumladung

*Der Ionenstrahl besteht aus gleichnamig geladenen Teilchen mit annähernd gleicher Bewegungsrichtung, Energie und Phase. Die Coulomb-Wechselwirkung bedingt ein Abstoßen der Teilchen untereinander. Ein teilchendynamisches Modell, das dies nicht berücksichtigt, wird insbesondere bei niedrigen Teilchenenergien und hohen Strahlströmen unrealistisch. Beim Medizinprojekt ist ein maximaler Strahlstrom von 2 mA  $H^+$  bei einem relativistischen  $\beta$  von nur 0,4% am RFQ-Eingang geplant, so dass eine Untersuchung der Teilchendynamik mit Raumladung notwendig erscheint.*

### 4.1 Simulation von Raumladungseffekten

In einem Teilchenpaket befinden sich typischerweise mehr als  $10^8$  Teilchen. Kollisionen sind selten und können im Allgemeinen vernachlässigt werden. Eine Routine zur Berechnung von Raumladungseffekten in einem teilchendynamischen Programm, die dem korpuskularen Charakter des Strahls besonders gerecht wird, könnte nun etwa so aussehen:

In regelmäßigen Intervallen - beispielsweise immer in der Mitte einer Beschleunigerzelle - erfolgt der Aufruf der Raumladungsroutine. Für die Ortskoordinate jedes einzelnen Teilchens werden die Felder aller anderen Teilchen integriert und ein entsprechender Impuls nach  $p = F\Delta t$  übertragen. Erfolgt der Aufruf aber zu selten, werden die Teilchen 'unnatürlich' lange auf ihren Koordinaten festgehalten, was insbesondere dann zu unrealistisch großen Impulsüberträgen führt, wenn sie sich sehr nahe kommen. (Was sie in Realität, wenn überhaupt, ja nur für sehr kurze Zeiträume tun.) Dem könnte man entgegen wirken, indem man die Routine wesentlich öfter aufrufe. Das aber treibt die Rechenzeit sehr schnell in die Höhe, die ohnehin exponentiell mit der Teilchenzahl ansteigt, so dass man schnell in unpraktikable Regionen gerät. Die erreichbare Rechengenauigkeit ist allerdings sehr hoch. Die Los Alamos Variante von PARMTEQ bietet daher diese Möglichkeit der

Raumladungsberechnung mit maximal  $10^6$  Teilchen an, trotz der hohen Anforderungen an die Rechnerkapazität und die Rechenzeit.

Eine Möglichkeit diesen Rechenaufwand zu umgehen, ist die Betrachtung des von der Ladungsverteilung erzeugten Raumladungsfeldes. Anstatt alle Wechselwirkungen jedes einzelnen Teilchens zu berechnen, werden zunächst die Raumladungsfelder der jeweiligen Ladungsverteilung  $E_{RL}(r, \mathbf{j}, z)$  in ihrer Gesamtheit bestimmt. Im einfachsten Fall könnte man so den Strahl mit Strahlstrom  $I$  und der Ladungsdichte  $\mathbf{r}$  auf einen homogen geladenen, unendlich langen Zylinder mit Radius  $a$  reduzieren, dessen Feldverteilung im Inneren sich auf einfache Weise aus den *Maxwell*-Gleichungen ableiten lässt:

$$E_r = \frac{\mathbf{r}}{2\mathbf{e}_0} r = \frac{I}{2\mathbf{p}\mathbf{e}_0\mathbf{b}c} \frac{r}{a^2} \quad (4.1)$$

Das magnetische Feld ist azimuthal gerichtet:

$$B_j = \frac{\mathbf{r}\mathbf{m}\mathbf{m}_0}{2} r = \frac{\mathbf{r}\mathbf{n}}{2\mathbf{e}_0c^2} r = \frac{I}{2\mathbf{p}\mathbf{e}_0c^2} \frac{r}{a^2} \quad (4.2)$$

Die radiale Lorentz-Kraft ist dann:

$$F_r = q(E_r - \mathbf{n}B_j) = qE_r(1 - \mathbf{b}^2) = qE_r/\mathbf{g}^2 \quad (4.3)$$

An diesem einfachen Modell sieht man besonders deutlich die Abhängigkeit der resultierenden Feldstärke von den relativistischen Parametern  $\mathbf{b}$  und  $\mathbf{g}$ , denn nach (4.1) gilt:

$E_r \propto 1/\mathbf{b}$  und damit:

$$F_r \propto \frac{1}{\mathbf{b}\mathbf{g}^2}. \quad (4.4)$$

Nun ist aber eine derart starke Vereinfachung für eine detaillierte Betrachtung der Verhältnisse sicherlich ungeeignet. Man entscheidet sich in der Praxis daher oft für eine Mischung aus beiden Betrachtungsweisen und führt das Makroteilchen ein: Jedes Teilchen in der Simulation wird je nach Strahlstrom als Repräsentant einer festen Anzahl von Ionen betrachtet, deren Ladung sich in einer bestimmten Art und Weise um das Makroteilchen gruppiert - beispielsweise homogen in einer Kugel mit dem Radius  $R$  (Abb. 3.1). Die

elektrische Feldstärke innerhalb der homogen geladenen Kugel steigt linear mit dem Radius nach außen hin an, so dass ein Teilchen, das dem Makroteilchen sehr nahe kommt, wieder weniger abstoßen kann als ein weiter außen befindliches. Der Feldstärke ist damit, abhängig von  $R$ , eine obere Grenze gesetzt.

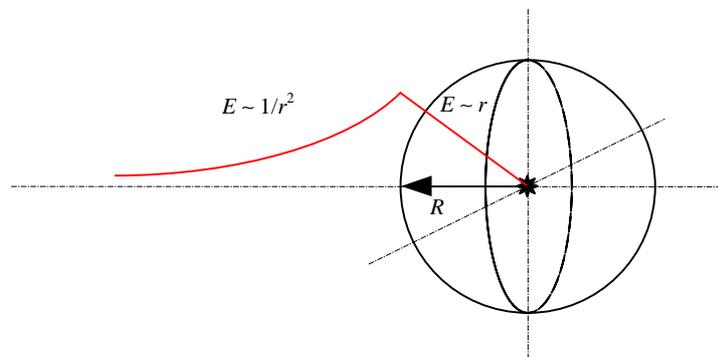


Abb. 4.1 Makroteilchen im Zentrum einer kugelförmigen homogenen Ladungsverteilung.

Auch andere geometrische Verteilungsformen sind denkbar. So wurde bei den Berechnungen zum Medizin RFQ insbesondere die Methode nach dem Prinzip der "Geladenen Ringe" angewandt, auf die daher im nächsten Abschnitt gesondert eingegangen wird.

## 4.2 Raumladungsberechnung in PARMPRO

Hier werden die Makroteilchen zweidimensional auf ein zylindersymmetrisches Gitter verteilt. Die azimuthale Abhängigkeit der Ladungsverteilung bleibt unberücksichtigt, man geht dabei also stets von einer rotationssymmetrischen Verteilung aus. Das Gitter entsteht durch die homogene Aufteilung eines Zylindervolumens in eine bestimmte Anzahl von Scheiben (1. Dimension), die ihrerseits wiederum in Ringe mit konstanter Dicke (2. Dimension) unterteilt sind. Eine wichtige Frage ist nun, wie dieser Raumladungszyylinder positioniert, dimensioniert und wie fein er unterteilt wird, da dies einen erheblichen Einfluß auf das Ergebnis nehmen kann. Gerade in diesem Hinblick zeigte sich die bisher in PARMTEQ implementierte Raumladungsroutine CHARG9 besonders empfindlich, da hier die Zylindergröße über die gesamte Struktur hinweg konstant gehalten wird. Deshalb erwies sich die Feldberechnung der geladenen Ringe als äußerst ungenau (siehe Kapitel 4.3) und es wurde auf Grundlage der bereits bestehenden Routine im Rahmen dieser Arbeit eine überarbeitete Version CHARG6 erstellt.

Die Positionierung des Zylinders wird so vorgenommen, daß dessen Zentrum mit dem Bunchmittelpunkt zusammenfällt. Die Größe des Volumens wird nicht mehr wie bisher üblich für alle RFQ Zellen konstant gehalten, sondern in jeder Zelle dem aktuellen  $b \cdot I$  (alternativ wäre eine Anpassung auf die Länge der Separatrix denkbar) und der gegenwärtigen Apertur angepasst. Angaben über Strahlstrom und der zu verwendenden Raumladungsroutine erfolgen ähnlich wie bisher im Input-File nach dem Codewort SCHE (von space-charge effect) nach dem im Anhang III beschriebenen Schema.

Noch bevor die Makroteilchen der momentanen Verteilung auf Grundlage dieser Informationen auf die einzelnen Maschen (Ringe) verteilt werden, erfolgt die Berechnung der Felder in der Umgebung aller je nach Dimensionierung und Aufteilung auftretenden Ringradien. Die Ringe selber liegen immer zwischen den primären Netzlinien und bilden so ein sogenanntes sekundäres Gitter. Die Ringradien ergeben sich dabei stets aus dem quadratischen Mittel der benachbarten primären Ringe.

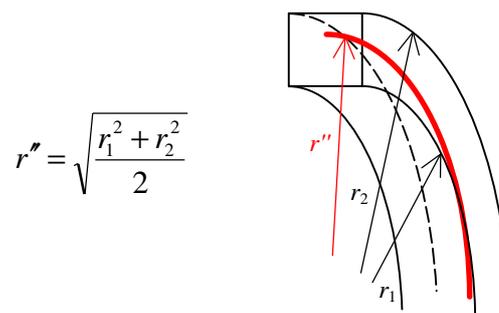


Abb. 4.2 Primäres (dünn) und sekundäres Gitter (dick).

Während später die felderzeugenden Makroteilchen zunächst auf diese "sekundären" Ringe verteilt werden, erfolgt dann die Summation der Feldstärken auf den Maschenknoten des primären Gitters, so daß immer ein gewisser Abstand gewährleistet ist.

Die Ringe werden aber zunächst pauschal mit nur einem Makroteilchen besetzt, bzw. mit dessen Ladung, die sich in einfacher Weise aus dem Strahlstrom und der für die Simulation verwendeten Teilchenzahl ergibt. Die Berechnung der Feldstärke eines geladenen Kreistrings mit Radius  $r$  am Orte  $r_s, z_s$  erfolgt in der neuen Routine CHARG6 durch numerisches Lösen der Gleichungen 4.5 für die radiale Feldkomponente und 4.6 für die longitudinale Komponente [14]. Die Werte der Feldstärken aller Ringe werden in einem 3-dimensionalen Variablenfeld (Ringradius, radialer und longitudinaler Abstand des Aufpunktes) abgelegt. Bereits hier können benachbarte Bunche berücksichtigt werden, indem einfach die Felder mindestens eines vor- und eines nachlaufenden Rings im Bunchabstand und mit identischen Radien addiert werden.

$$E_r(r, r_s, z_s) = \frac{Q}{4\mathbf{p}^2 \mathbf{e}_0 r \sqrt{d^2 + 4rr_s}} \left[ \mathbf{K}(\mathbf{a}) - \frac{r_s^2 - r^2 + z_s^2}{d^2} \mathbf{E}(\mathbf{a}) \right] \quad (4.5)$$

$$E_z(r, r_s, z_s) = - \frac{Q z_s \mathbf{E}(\mathbf{a})}{2\mathbf{p}^2 \mathbf{e}_0 d^2 \sqrt{d^2 + 4rr_s}} \quad (4.6)$$

mit  $d^2 = (r - r_s)^2 + z_s^2$ ,  $\mathbf{a} = \sqrt{4rr_s / (d^2 + 4rr_s)}$  und  $\mathbf{E}(\mathbf{a})$  und  $\mathbf{K}(\mathbf{a})$ , den vollständigen elliptischen Integralen zweiter Art:

$$\mathbf{K}(\mathbf{a}) = \int_0^{p/2} \frac{d\mathbf{q}}{\sqrt{1 - \mathbf{a}^2 \sin^2 \mathbf{q}}} \quad (4.7)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{a}) = \int_0^{p/2} \sqrt{1 - \mathbf{a}^2 \sin^2 \mathbf{q}} \, d\mathbf{q} \quad (4.8)$$

Bei der Verteilung der Makroteilchen auf die primären Ringe wird auf deren genaue Lage in der jeweiligen Masche geachtet, so daß beispielsweise ein sehr nahe am Rand befindliches Makroteilchen anteilig auf den Nachbarring übertragen wird. Zur Summation der Feldstärken im Bunch müssen jetzt nur die vorher abgelegten "Einheitsfelder" mit der so gewonnenen Anzahlmatrix faktorisiert werden.

Die Berechnung des Impulsübertrags auf die Teilchen berücksichtigt auch jene, die außerhalb des Zylinders liegen. Ihnen wird der Impuls aufgrund einer im Bunchschwerpunkt konzentrierten Punktladung übertragen - wahlweise auch der von benachbarten Bunchen nach gleichem Prinzip.

### 4.3 Test der neuen Raumladungsroutine CHARG6

Um Qualität und Funktion der überarbeiteten Raumladungsroutine beurteilen zu können, wurden eine Reihe von Testberechnungen mit analytisch bekannten Problemen vorgenommen. Der Quellcode wurde meist derart verändert, dass die Ringe des Raumladungszylinders verteilungsunabhängig mit Ladung besetzt werden konnten, um so besonders übersichtliche Verhältnisse zu schaffen. Die Teilchen der Testverteilung waren in

diesem Fall also nicht mehr ihrem eigenen Raumladungsfeld ausgesetzt, sondern wurden gewissermaßen durch ein "künstliches" Feld transformiert. Als Transportelement bietet sich die einfache Drift an, da hier keine weiteren Kräfte auf die Teilchen wirken.

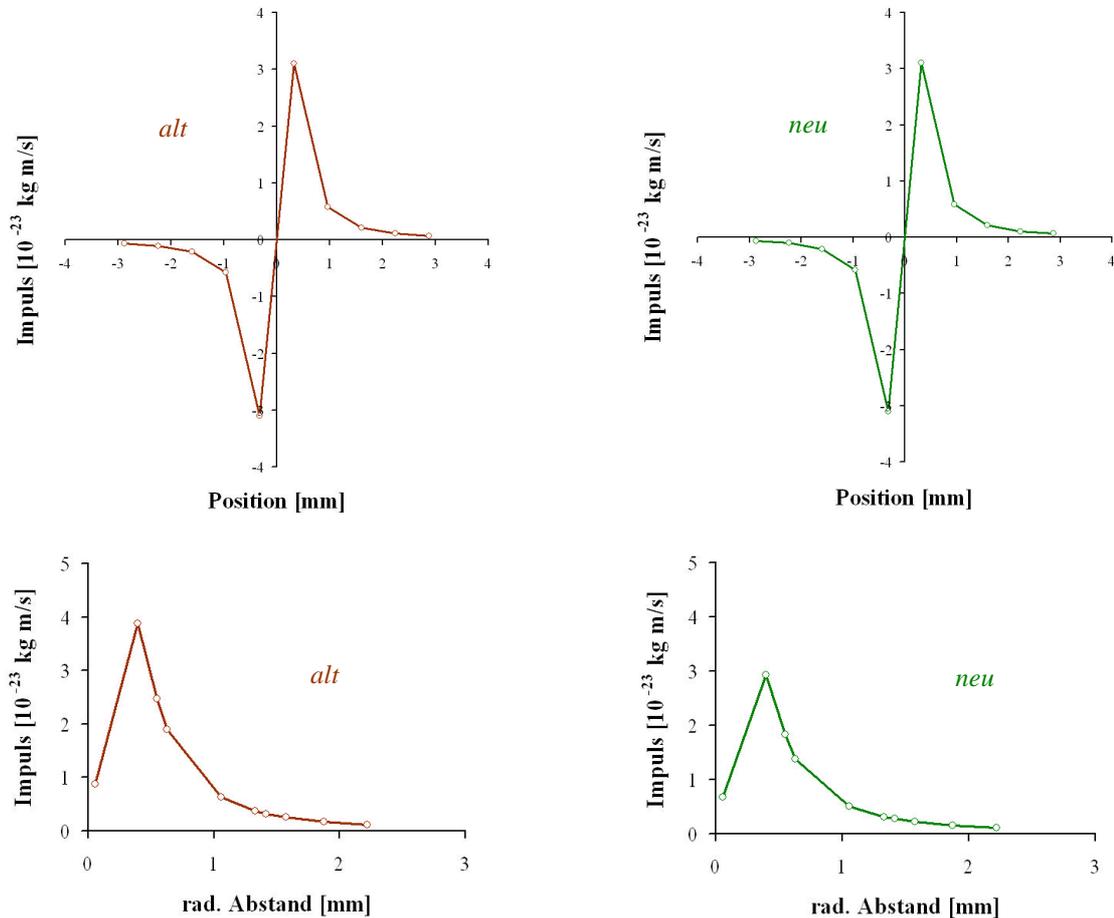


Abb. 4.3 Impulsüberträge auf 10 longitudinal (oben) bzw. radial (unten) verteilte Teilchen im Raumladungszyylinder mit nur einem felderzeugenden Ring in der Mitte nach der alten (links) und der neuen Methode (rechts). Auffällig sind die zu hohen Feldstärken der radialen Komponente nach alter Methode.

Für die Graphiken aus Abb. 4.3 wurde nur der mittlere, innerste Ring mit einem Makroteilchen besetzt, um ein möglichst übersichtliches Problem zu erhalten. Zur Überprüfung der longitudinalen und radialen Feldkomponenten und Impulsüberträge dieser Punktladung in der Mitte wurden 10 Teilchen längs der Achse und orthogonal dazu verteilt. Es wäre im longitudinalen und im radialen Fall ein vergleichbarer Kurvenverlauf zu erwarten gewesen, da es sich ja in guter Näherung bei diesem Problem um eine Punktladung im Zentrum mit entsprechend symmetrischer Feldverteilung handelt. Mit der neuen Routine ist dies jetzt gut erfüllt. Außerdem wird deutlich, dass bei der radialen Komponente im Falle der alten Routine ein deutlich zu großer Impulsübertrag erfolgte, der, wie sich später zeigte, auf

eine unkorrekte Berechnung der entsprechenden, radialen Feldkomponente zurückzuführen war. Auch die absoluten Werte der übertragenen Impulse stimmen jetzt sehr gut mit den analytisch berechneten überein.

Die alte Routine berechnete die radialen Feldkomponenten aber nicht nur schlicht zu hoch, sondern zeigte auch eine starke Unstimmigkeit in den symmetrischen Verhältnissen, verursacht durch den Umspeicherungsbefehl EQUIVALENCE (Abb. 4.4). Besonders deutlich wurde dies bei der Transformation einer weiteren Testverteilung, bei der eine perfekt homogene Ladungsverteilung im Raumladungszyylinder erzeugt wurde, deren Felder natürlich bekannt sind. Hier traten nahe der Strahlachse plötzlich radiale Feldkomponenten mit negativem Vorzeichen auf, die weiter innen liegende Teilchen zur Strahlachse hin fokussierten.

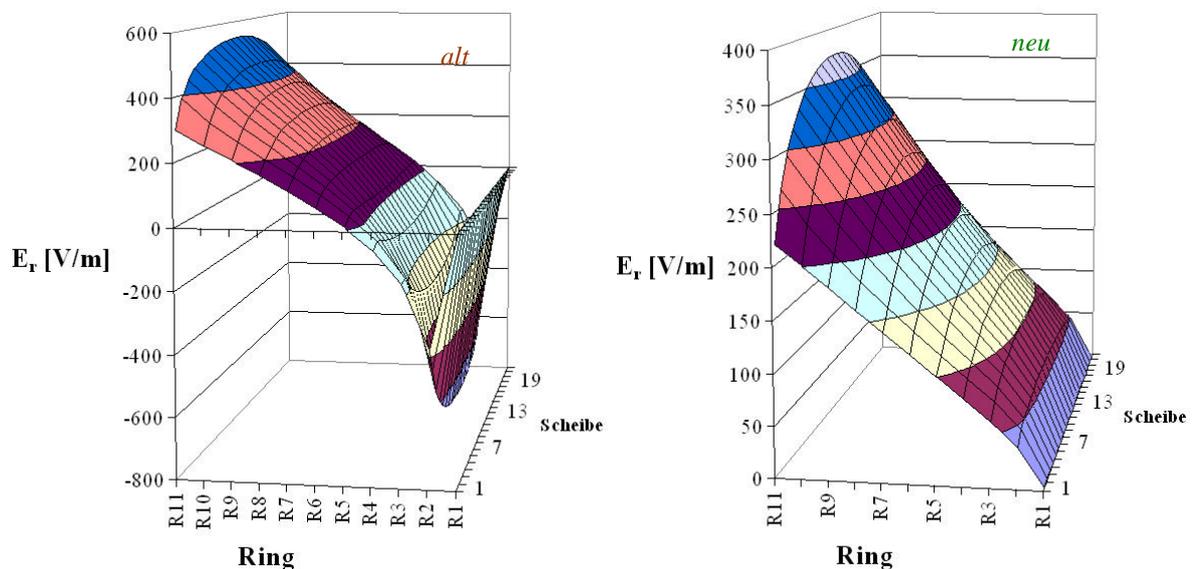


Abb. 4.4 radiale Feldkomponente eines homogen mit Ladung besetzten Raumladungszyinders nach der alten Routine links und der neuen rechts.

Da weiter außen liegende Teilchen defokussiert wurden, führte das bei der Transformation durch eine entsprechende Driftstrecke zum Ausdünnen der Verteilung in einem bestimmten Radius. Die neue Routine zeigt diese Unsymmetrie nicht (Abb. 4.5).

Ein abschließender Test basierte nun auf folgender Überlegung: Eine vollkommen homogene Ladungsverteilung innerhalb einer Kugel mit  $\mathbf{e}_{x,y} = 0$ , alle Teilchen fliegen exakt parallel zur Strahlachse. Driftet eine solche Verteilung durch den feldfreien Raum, dehnt sie sich auf Grund ihrer Raumladung in alle Raumrichtungen homogen aus. Da eine kugelförmige Verteilung mit PARMPRO nicht ohne weiteres erzeugt werden kann, musste

dieses Problem hier mit einer zylindrischen Verteilung angenähert werden. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 4.5 dargestellt und zeigt sehr eindrucksvoll die homogene Ausdehnung des Strahls. Eine Simulation mit einer aktuellen Los Alamos PARMTEQ-Version liefert vergleichbare Ergebnisse. Die gute Qualität der neu überarbeiteten Routine zur Berechnung von Raumladungseffekten wurde damit nachgewiesen. Es bestätigt sich einmal mehr, wie wichtig es ist den Quellcode des verwendeten Simulationsprogramms zu kennen.

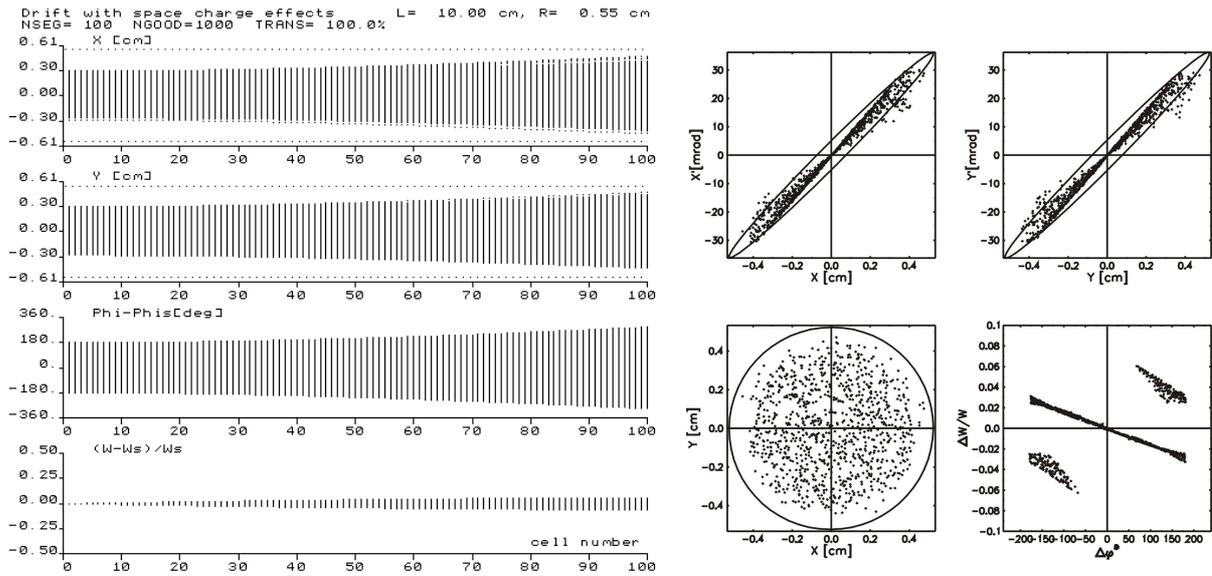


Abb. 4.5 Transformation einer homogenen, zylindrischen Verteilung von 6 mm Länge (entspricht  $360^\circ$  Phasenbreite), 6 mm Durchmesser und einem relativistischen  $\beta = 0.414\%$  durch eine 10 cm lange Driftstrecke unter dem Einfluss ihrer Raumladung bei 5 mA Strahlstrom. Die gleichmäßige Ausdehnung des Strahls in alle Raumrichtungen ist gut erkennbar. Das longitudinale Emittanzbild erscheint "zerschnitten", da Teilchen mit Phasenabweichung größerer als  $\pm 180^\circ$  umgespeichert werden [18].

## Kapitel 5 - Design der RFQ-Driftröhrenkombination

*Die herkömmlich Lösung für die Anpassung des Ionenstrahls an die longitudinale Akzeptanz einer auf den RFQ folgenden Driftröhrenstruktur ist eine separate Buncherkavität. Die Strahlteilchen durchlaufen hier einige wenige Spalte mit Sollphase  $-90^\circ$  und damit im Moment des Nulldurchgangs der HF-Spannung, werden idealer Weise also nicht beschleunigt, sondern lediglich longitudinal fokussiert. Die Vorteile einer solchen separaten Lösung, wie etwa die Möglichkeit zum freien Einstellen der Phase und Amplitude, waren im Falle des Medizinbeschleunigers von weniger großem Interesse. Dagegen standen die Vorzüge einer übersichtlichen, platz- und kostensparenden Kombination mit hohem Bedienkomfort im Vordergrund.*

### 5.1 Das Resonatorkonzept

Der am Institut für Angewandte Physik entwickelte 4-rod-RFQ [2] besteht im Grunde aus einer Reihe senkrechter Stützen, die auf einer Grundschiene befestigt sind (Abb. 5.1). Am oberen Ende sind die Quadrupolelektroden montiert, dabei bilden zwei sich gegenüberliegende Elektroden ein Paar. Die Stützen tragen abwechselnd immer nur eins dieser Elektrodenpaare, so dass sie im HF-Betrieb wechselseitig umgeladen werden. Entscheidend ist die Auslegung der Maschine auf eine bestimmte Resonanzfrequenz, die insbesondere von der zu beschleunigenden Ionensorte abhängt. Denn schwere Ionen sind bei gleicher kinetischer Energie langsamer als leichte und erfordern so bei gleicher Frequenz kürzere Zellenlängen. Damit die geometrischen Dimensionen nicht zu klein werden, geht man daher bei schweren Ionen zu niedrigeren Frequenzen über [20].

Anschaulich lässt sich das Schwingungsverhalten des 4-rod-RFQ am Modell eines  $I/4$ -Resonators<sup>1</sup> begreifen. Zwei benachbarte Stützen, an einem Ende über die Grundplatte kurzgeschlossen, am anderen durch das Elektrodenstück kapazitiv belastet, bilden dabei eine

---

<sup>1</sup> Wären die Elektroden nicht vorhanden, hätten die Stützen also auf der einen Seite ein offenes Ende, wäre ihre geometrische Länge gerade ein Viertel der Resonanzwellenlänge - daher  $I/4$ -Resonator.

schwingungsfähige Grundzelle des Systems (Abb.5.1). Die einzelnen Grundzellen sind über das die Stützen umgreifende Magnetfeld fest aneinander gekoppelt. Jede weitere Stütze gleicher Geometrie ändert die Resonanzfrequenz grundsätzlich nicht, führt aber bei gleicher Elektrodenspannung zur erhöhten Leistungsaufnahme.

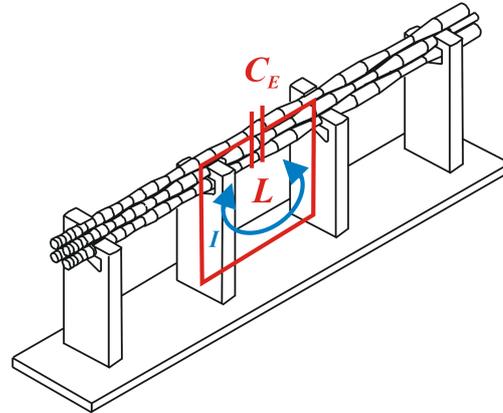


Abb. 5.1 Zwei benachbarte Stützen als schwingungsfähige Grundzelle des 4-rod-RFQs. Die Kapazität des Elektrodenstücks und die Induktivität der Stützen sind im Ersatzschaltbild konzentriert dargestellt.

Die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  mit der Wellenzahl  $k$  lässt sich abschätzen, wenn man die beiden Stützen vom Radius  $r$  mit Abstand  $a$  als eine durch die Elektrodenkapazität  $C_E$  um das Stück  $\Delta l$  verlängerte Lecherleitung behandelt:

$$\Delta l = \frac{\arctan(\omega_0 Z_0 C_E)}{k} \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet  $Z_0 = 120 \Omega \cdot \ln(a/r)$  [12] die Impedanz der Lecherleitung. Die Spannungs- und Stromverhältnisse sind in Abb. 5.2 skizziert.

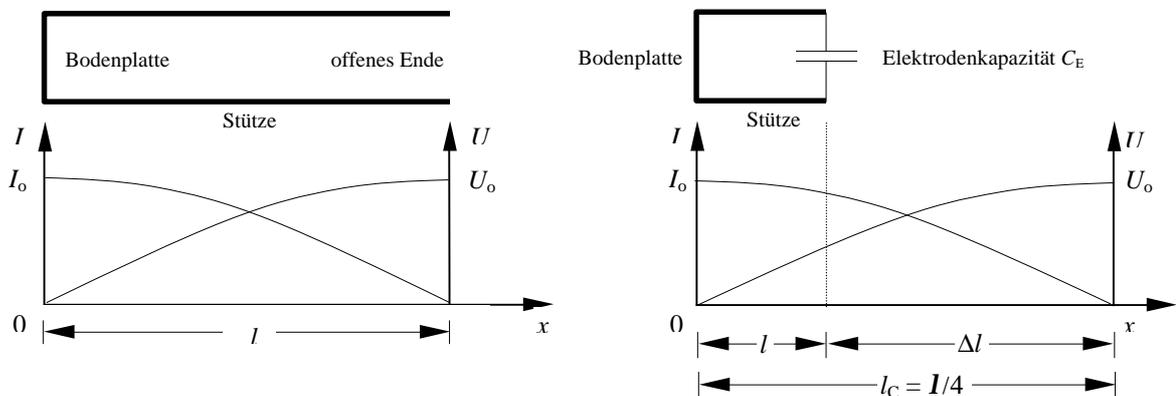


Abb. 5.2 Kapazitive Leitungsverlängerung im 4-rod-RFQ.

Bei der Kombination des RFQs mit der Driftröhrenanordnung stellte sich nun folgendes Problem: Eine erste Abschätzung der Buncherspannung lieferte einen Wert, in der Größenordnung der angesetzten Elektrodenspannung von etwa 70 kV. Eine erste Idee war daher eine direkte Befestigung der Driftröhre an den RFQ-Elektroden [21]. Dabei wäre allerdings eine durchaus komplizierte Haltevorrichtung auf kleinstem Raum nötig gewesen, da sie selbst ja möglichst keinen Einfluß auf die Feldverteilung und damit auch auf die Teilchendynamik nehmen soll. Außerdem bestünde bei einer derartigen Lösung keine Möglichkeit zur Spannungsregulierung an der Driftröhre.

Aus diesen Überlegungen heraus wurde entschieden, die Driftröhre mit an die letzte RFQ-Stütze zu befestigen und zwar zunächst unterhalb der Elektrodenbefestigung (Abb. 5.3).

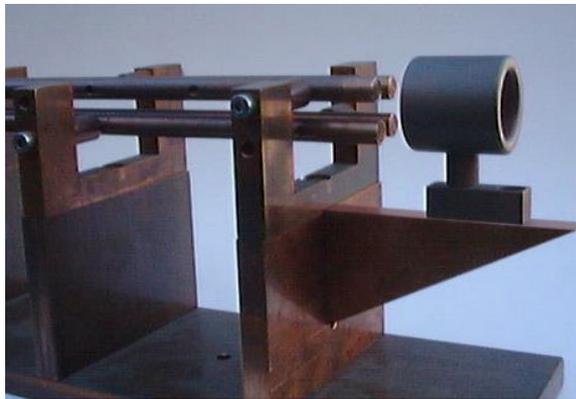


Abb. 5.3 *Erstes Messmodell zur Spannungsmessung an der unterhalb der Elektroden befestigten Driftröhre.*

Wie man jedoch bereits in Verbindung mit Abb. 5.2 erkennen kann, steigt die Spannung auf der Stütze von der Grundplatte bis zu den Elektroden annähernd linear bis auf den Wert der vollen Elektrodenspannung an, so dass bei einem derartigen Abgriff die Spannung der Driftröhre immer unterhalb derer auf den Elektroden bleibt. Es war daher so nicht möglich die erforderliche Driftröhrenspannung zu erreichen.

Bei den MAFIA-Simulationen zeigte sich außerdem folgender interessante Umstand, der noch viel schwerer ins Gewicht fiel: Die Spannung zwischen dem an der letzten Stütze befestigten Elektrodenpaar und dem Enddeckel des RFQ-Tanks betrug etwa nur 20% der gesamten Elektrodenspannung statt den erwarteten 50%. Die restlichen 80% liegen zwischen dem freihängenden Elektrodenpaar und dem Tankende. Die beiden Endflanschdeckel im 4-rod-RFQ befinden sich also auf annähernd gleicher Spannung wie die jeweils angrenzende RFQ-Stütze - sie schwingen mit der benachbarten Stütze mit, so dass sich im Spalt zwischen Driftröhre und Flanschdeckel eine nur sehr geringe Spannung ausbildet.

Die nun angestrebte Lösung des Problems zielt wieder auf die in Abb. 5.2 dargestellten Spannungsverhältnisse auf der RFQ-Stütze. Bewegt man sich nämlich auf ihr über die Position der Elektroden hinaus, kommt man zu deutlich höheren Spannungen. Das führte zunächst zu dem in Abb. 5.4 dargestellten Modellaufbau, der schon eine deutlich höhere Buncherspannung zeigte.

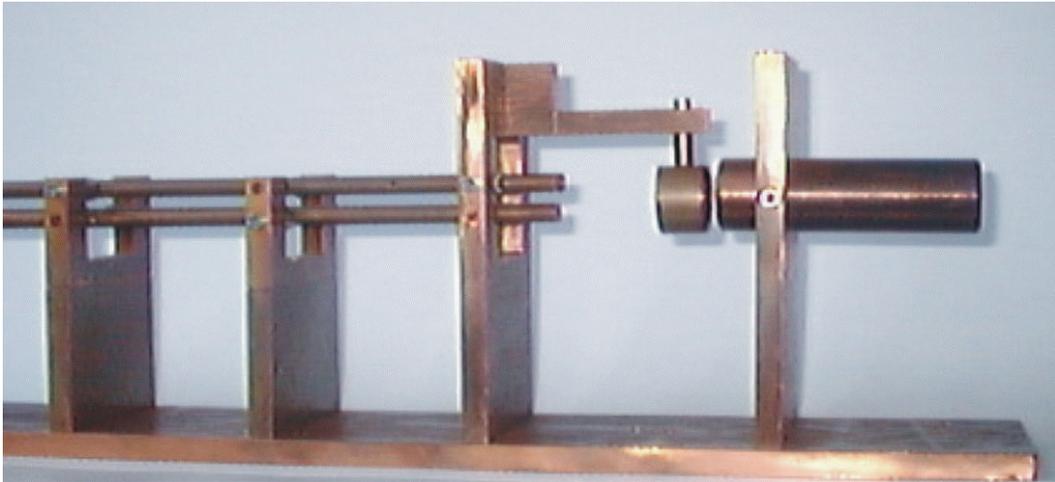


Abb. 5.4 Driftröhrenbefestigung oberhalb der Elektroden.

Die gewünschte Spannung war jedoch gleichzeitig das obere Limit der Anordnung aus Abb. 5.4, so dass für das endgültige Design ein zweiter Spalt zur weiteren Verdopplung der Buncherspannung vorgesehen wurde. Vor der mit der letzten RFQ-Stütze verbundenen Driftröhre befindet sich jetzt eine weitere auf der Grundschiene montierte Driftröhre. Diese befindet sich auf gleicher Spannung mit dem Tankdeckel, wie MAFIA-Rechnungen und Messungen am Modellaufbau zeigten.

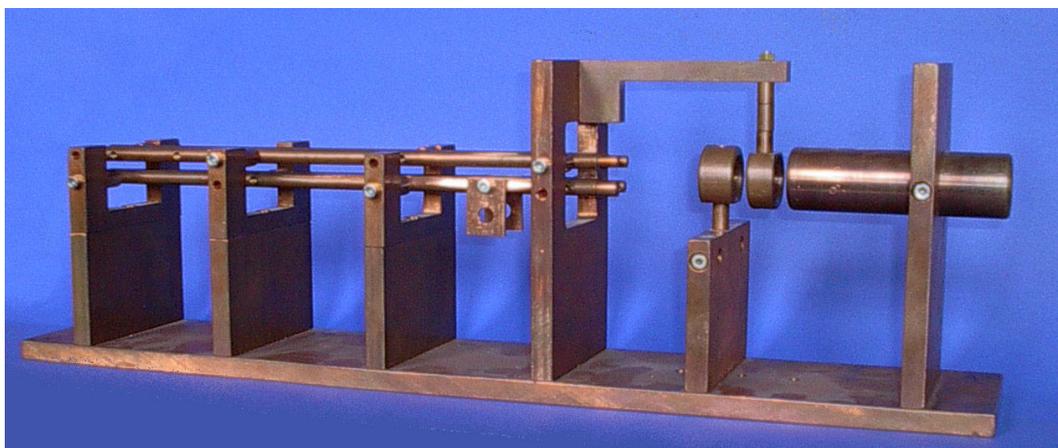


Abb. 5.5 Ein zweiter Spalt zur Verdopplung der Buncherspannung mit Hilfe einer weiteren Driftröhre.

Da die Felder im Übergang vom RFQ auf die Driftröhre möglichst keinen Einfluß auf die Teilchendynamik haben sollen, wurde der Abstand zu  $\mathbf{b}\lambda$  gewählt. Die Teilchen benötigen also zum Durchflug gerade eine Periodendauer der RF-Wechselspannung, so dass sich aufgrund der Vorzeichenumkehr die unerwünschten Effekte zum großen Teil kompensieren. Außerdem bringt ein zu kurzer Übergang gewisse Nachteile für die Teilchendynamik mit sich, auf die aber erst weiter unten näher eingegangen werden soll. Auch die Abstände der Buncherspalte ergeben sich aus den weiter unten ausgeführten teilchendynamischen Überlegungen.

## 5.2 Störkörpermessungen am Modellaufbau

Zur experimentellen Untersuchung der Buncherspannung wurde die Störkörpermethode herangezogen. Mit ihr ist es möglich, elektrische oder magnetische Feldverteilungen in Resonatoren zu messen: Bringt man einen Störkörper, also ein kleines Stück Materie mit Volumen  $V_s$ , einer Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  und Permeabilität  $\mu$  an einen Ort innerhalb des bei der Frequenz  $\omega_0$  in Resonanz schwingenden Resonators, so ändert sich im Allgemeinen dessen Energieinhalt  $W$  und man beobachtet eine neue, kleinere Resonanzfrequenz  $\omega$  des gestörten Resonators. Aus der Frequenzverschiebung kann man auf die Feldstärke am Ort des Störkörpers schließen [22].

Besteht der Störkörper aus einem dielektrischen Material oder befindet er sich an einem magnetfeldfreien Ort, so gilt unter der Annahme eines homogenen E-Feldes innerhalb des Störkörpervolumens - was strenggenommen nur für den idealen Ellipsoid gilt - für das elektrische Feld vom Betrag  $E$ :

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = a \frac{E^2}{W}, \quad (5.2)$$

mit der Störkörperkonstanten  $a$ . Diese ergibt sich für Kugeln mit kleiner Dielektrizitätskonstante zu:

$$a = \frac{(\epsilon - \epsilon_0)}{2} V_s. \quad (5.3)$$

Da es im Rahmen dieser Untersuchungen im Wesentlichen auf das Spannungsverhältnis zwischen Elektroden und Driftröhren ankam und weniger auf die Absolutwerte, wurde bei

den Auswertungen der Messwerte vor allem die Proportionalität zwischen der Quadratwurzel der Phasenverschiebung  $\Delta j$  und der elektrischen Feldstärke ausgenutzt, die für kleine Störungen sehr gut erfüllt ist:

$$\sqrt{\Delta j} \sim E. \quad (5.4)$$

Es wurde also nicht die geänderte Resonanzfrequenz des gestörten Resonators bestimmt, sondern die durch die Verstimmung hervorgerufene Phasenverschiebung zwischen Resonator- und anregender Grundschwingung. Die Messungen fanden am rechnergesteuerten Störkörpermessstand des Fortgeschrittenen Praktikums am IAP statt (Abb. 5.6).

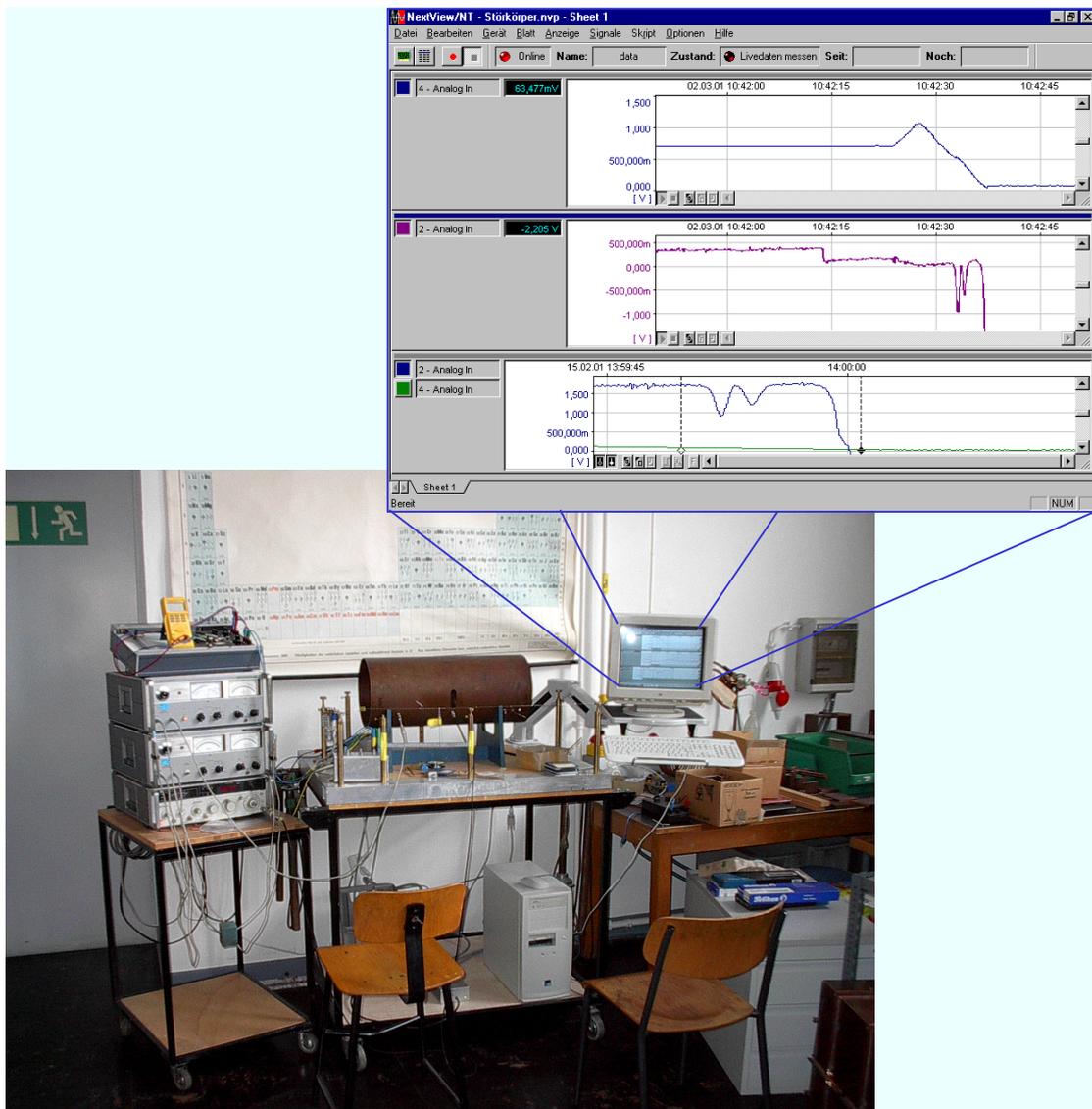


Abb. 5.6 Rechnergesteuerter Störkörpermessstand des Fortgeschrittenenpraktikums am IAP. Das Resonatormodell aus Abb. 5.5 befindet sich innerhalb der kupfernen Kavität, der Rechner registriert den Ort der Störkörperkugel und die durch sie hervorgerufene Phasenverschiebung.

Zur Spannungsbestimmung muss bei der Auswertung das Integral  $V = \int \vec{E} ds$  bestimmt werden. Aus diesem Grund ist es wichtig die Störkörperkugel stets parallel zu den Feldlinien zu führen. Es wurde daher, wie in Abb. 5.5 erkennbar und in Abb. 5.7 skizziert, an den beiden unteren Elektroden des Quadrupols zwei kupferne Laschen mit Loch zur seitlichen Durchführung der Kugel angebracht. Zur Messung der Buncherspannung kann man die Kugel auf der Strahlachse führen. Die Messergebnisse sind in den beiden Grafiken der Abb. 5.7 dargestellt.

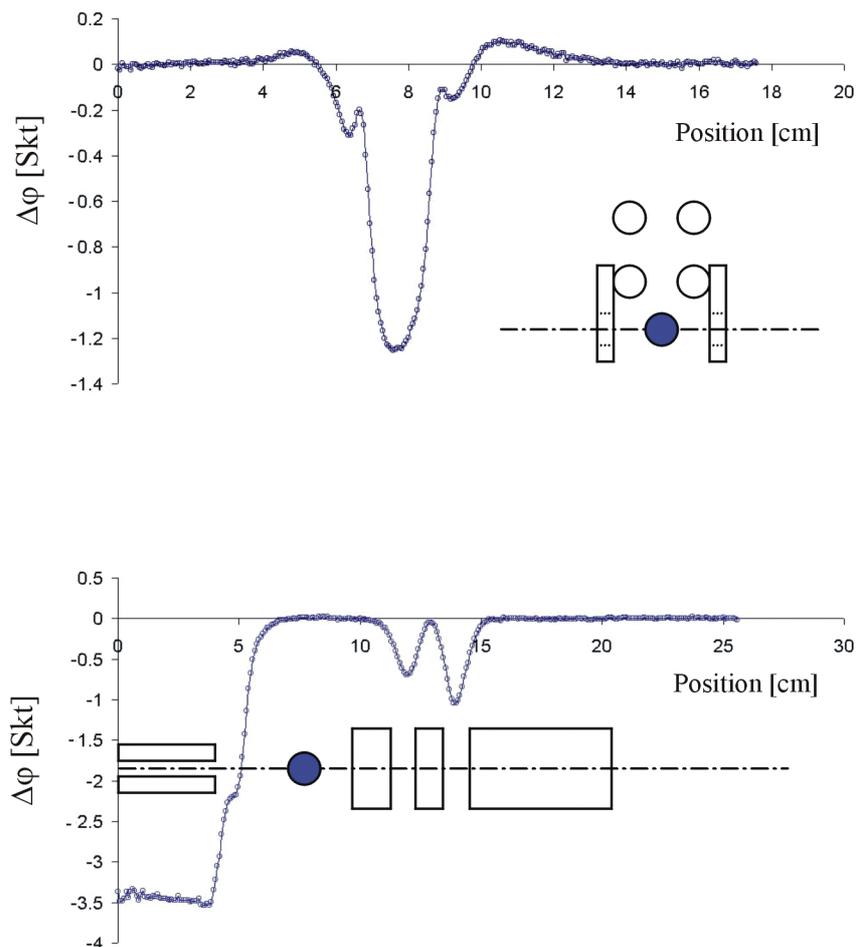


Abb. 5.7 Störkörpermessungen am Modellaufbau aus Abb. 5.5 zur Bestimmung des Spannungsverhältnisses zwischen Elektroden und Driftröhrenspalte.

Die Auswertung der Messkurven<sup>1</sup> ergab ein Spannungsverhältnis zwischen Elektroden und beiden Buncherspalten zusammen von 1.23, entsprechend einer Buncherspannung von 86.1 kV bei 70 kV Elektrodenspannung.

<sup>1</sup> Wurzelbildung des einzelnen Messwertes für die Phasenverschiebung, zeichnen einer neuen Kurve "Position gegen  $\sqrt{\Delta\phi}$ " und anschließende Integration.

### 5.3 Elektrodendesign und Teilchendynamik des Medizin-RFQ

Ziel beim Auslegen der Teilchendynamik war das Erreichen der notwendigen Phasenbreite von nur  $\pm 15^\circ$  am Eingang der im Abstand von etwa 30 cm folgenden IH-Struktur. Die Elektrodenparameter, d.h. der Verlauf von Modulation, Zellenlänge und Apertur für alle Zellen entlang der Struktur bestimmen die Strahleigenschaften am Ende des RFQs. Die übliche Einteilung in *shaper*, *gentle buncher* und *accelerator* beschreibt die wesentlichen Funktionen der verschiedenen Bereiche. Im letzten, beschleunigenden Bereich wurden neue Lösungen gesucht, um die Anpassung an die IH-Struktur möglich zu machen. Die Elektrodenparameter wurden unter anderem mit Hilfe eines in Visual-Basic (VB) geschriebenen Optimierungsprogramms optimiert. Mit Hilfe des SHELL-Befehls ist es unter VB möglich, Anwendungen wie PARMPRO zu starten. Außerdem können Daten aus dem OUTPUT.DAT (siehe Kapitel 3.1) eingelesen und ein entsprechend abgeändertes INPUT.DAT geschrieben werden. Auf diese Weise wurden Fokussierstärke, Sollphase und Modulation der letzten fünf Stützstellen im Eingabefile auf eine möglichst kleine Phasenbreite des Strahls hinter dem RFQ hin optimiert. Es erwies sich als günstig, nicht mehr als fünf Iterationsschritte pro Wert auf einmal zu erlauben. Im anderen Fall verlor sich die Iteration all zu oft in einem lokalen Minimum. Man optimiert dann eher den einzelnen Wert auf die Einstellung der anderen als die gesamte Parameterschar.

Das Ergebnis dieser Berechnungen ist ein ungewöhnlich hoher Anstieg der Sollphase gegen Ende des RFQs auf fast  $0^\circ$  (Abb. 5.8). Dies leuchtet unmittelbar ein, wenn man sich den geringen Abstand von nur etwa 6 cm zwischen RFQ und erstem Buncherspalt vor Augen führt. Für das Fokussieren eines Strahls in einen Brennpunkt, sei es transversal oder longitudinal wie in diesem Fall, ist es von großem Vorteil, wenn dieser schon ein wenig auseinandergelaufen ist, denn ein bereits fokussierter Strahl läßt sich nur schlecht weiter fokussieren. Eine Sollphase von fast  $0^\circ$  bedeutet aber so gut wie keine Phasenfokussierung, das heißt der Strahl "driftet" longitudinal durch den letzten Teil des RFQs und hat bereits hier Zeit, auseinander zu laufen. Zudem ist die Beschleunigungseffizienz bei einer derart hohen Sollphase sehr groß, was die Struktur insgesamt noch einmal erheblich verkürzt. Die Gesamtlänge der Elektroden beträgt damit 128,1 cm mit einer Zellenzahl von 219. Die wichtigsten Elektrodendaten sind noch einmal in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

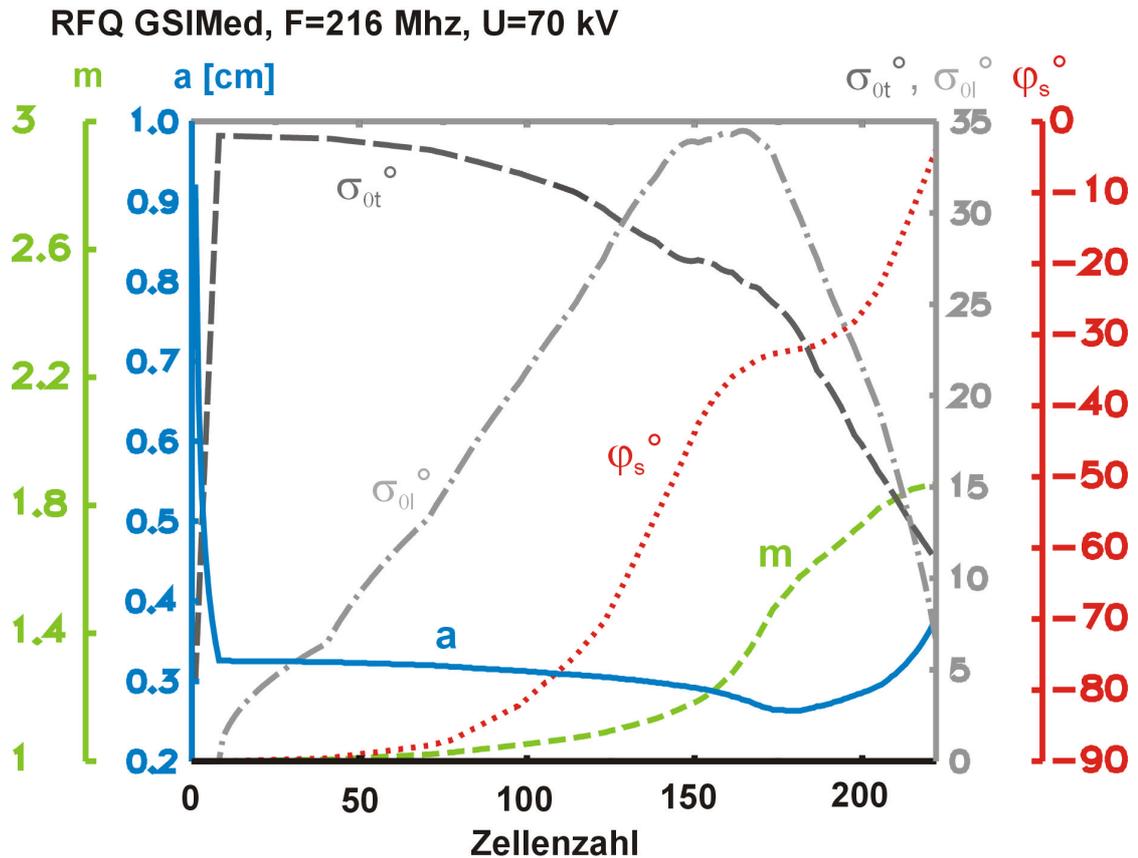


Abb. 5.8 Das Elektrodendesign des Medizin-RFQ. Dargestellt sind 5 Parameterverläufe entlang der Struktur: Modulation  $m$ , Apertur  $a$ , Sollphase  $\varphi_s$  und longitudinaler bzw. transversaler Phasenvorschub  $\sigma_{0t,b}$  diesmal aufgetragen gegen die Zellenzahl, insgesamt sind es 219. Besonders im hinteren Bereich, ab etwa Zelle 180, sind deutliche Unterschiede zur Los Alamos Lösung aus Abb. 2.3 als Folge der Optimierung auf eine besonders kleine Phasenbreite am IH-Eingang erkennbar. Auch zeigen sich insgesamt weniger starke Parameteränderungen, was nicht nur teilchendynamische sondern auch fertigungstechnische Vorteile hat. Auf diese 'sanfte' Art und Weise kann man es sich auch erlauben, die Regel des adiabatischen Bunchens zu verletzen, was die Struktur erheblich verkürzen kann.

Elektrodenlänge	128,085 cm
Anzahl der matching-in Zellen	8
Gesamtzellenzahl	219
Eingangsenergie	8 keV/u
Ausgangsenergie	400 keV/u
min. Apertur	2,63 mm
max. Modulation	1,867
max. Fokussierstärke $B$	4,84

Tab. 5.1 Eckdaten des Elektrodendesigns.

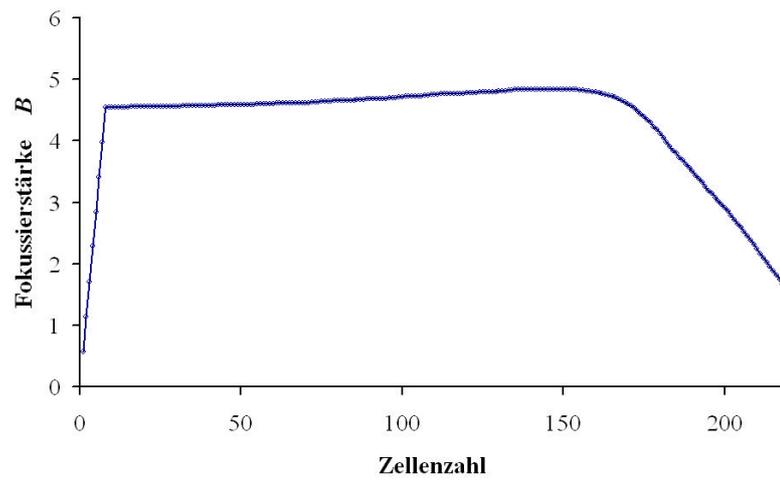


Abb. 5.11a Die Fokussierstärke  $B$  wird im Gegensatz zum Los Alamos Design nicht konstant gehalten.

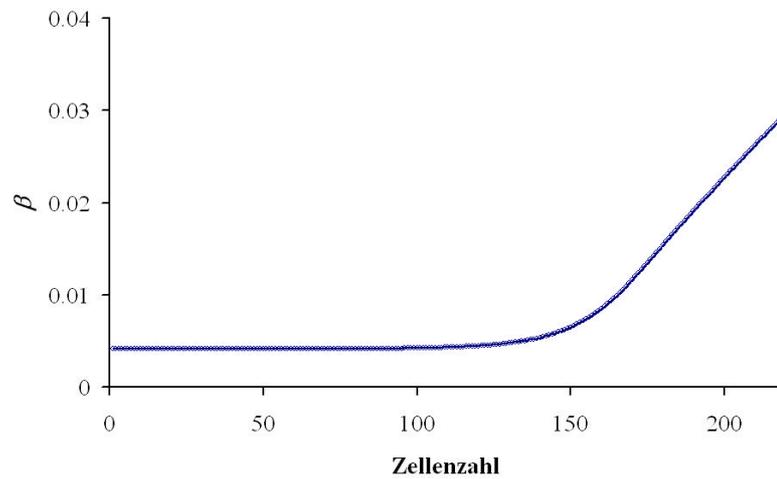


Abb. 5.9b Das Geschwindigkeitsprofil. Wirklich Beschleunigt wird erst im letzten Drittel.

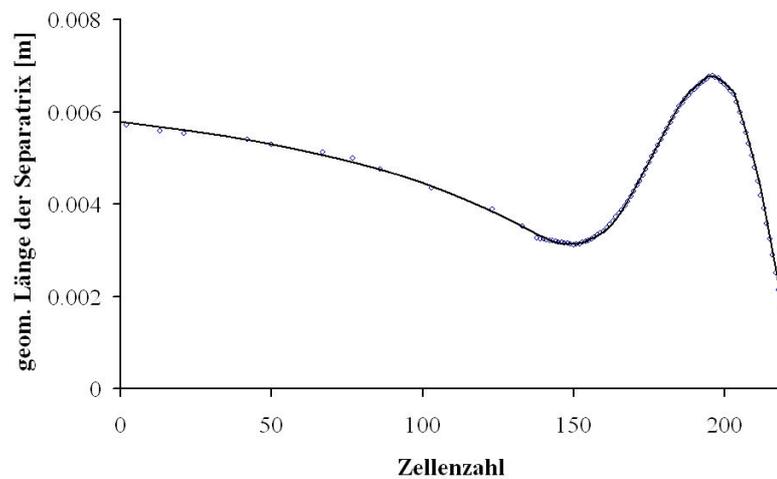


Abb. 5.9c Die geometrische Länge der Separatrix wird beim Bunchen im Anfangsbereich nur langsam, annähernd adiabatisch geändert.

Die beim Elektrodendesign verwendete Eingangsverteilung ist in Abb. 5.10 der transversalen Akzeptanz<sup>1</sup> von  $e_x = 391 \pi \text{ mm mrad}$  und  $e_y = 394 \pi \text{ mm mrad}$  des RFQs überlagert. Es handelt sich um eine *Waterbag*-Verteilung von  $e = 150 \pi \text{ mm mrad}$  unnormiert in beiden Ebenen, sie entspricht damit einer homogenen Zufallsverteilung im 4-dimensionalen transversalen Phasenraum und ist longitudinal ebenfalls auf  $\pm 180^\circ$  Phasenbreite homogen verteilt, allerdings liegen die Teilchen alle exakt auf Sollenergie (Vgl. Kapitel 3.1). Die Befehlszeile im `input.dat` lautet:

```
INPU -6 1000 1.38 4.17 .015 1.38 4.17 .015 180 0 0
```

Der Grund für die große Reserve in der Akzeptanz des RFQs sind insbesondere die 8 matching-Zellen am Anfang des Elektrodendesigns.

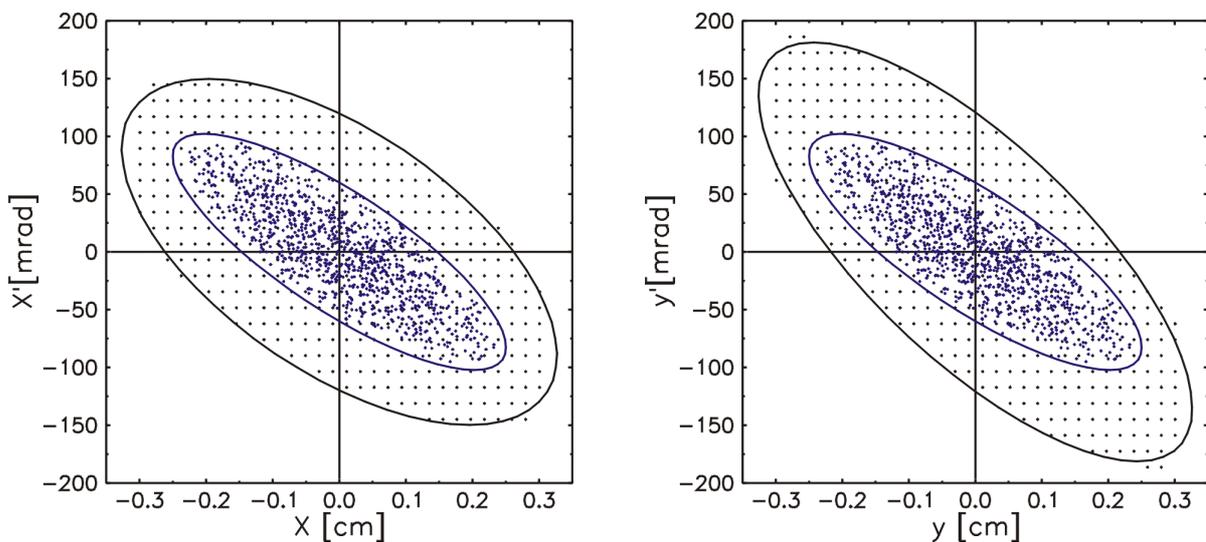


Abb. 5.10 Akzeptanz des RFQs und die für die Simulation verwendete Eingangsverteilung in der  $x$ - und  $y$ -Ebene.

Bei der Transformation dieser Verteilung durch das Elektrodendesign aus Abb. 5.8 gibt PARMPRO die in Abb. 5.10 dargestellten Enveloppenbilder aus. Ein gut an die Eingangsverteilung angepasstes Elektrodendesign sollte insbesondere transversal keine all zu großen Oszillationen ausüben, denn diese führen schnell zu Teilchenverlusten.

<sup>1</sup> Die Bestimmung der Akzeptanz erfolgt in PARMPRO mit den Befehlen INPU 10... für die  $x$ -Ebene und INPU 20... für die  $y$ -Ebene. Sie erzeugen eine besondere Eingangsverteilung, bei der jeweils nur eine der oben dargestellten Ebenen rechteckig und in regelmäßigen Abständen mit Teilchen besetzt werden. In den übrigen Ebenen befindet sich alles auf Sollposition. Die Startkoordinaten der Teilchen werden abgespeichert und für die transmittierten Teilchen mit dem Befehl AKZE ausgegeben. Dieses Prinzip funktioniert allerdings nur bei 0-Stromrechnungen, da diese Verteilung nicht das Raumladungsverhalten der tatsächlich verwendeten wiedergibt.

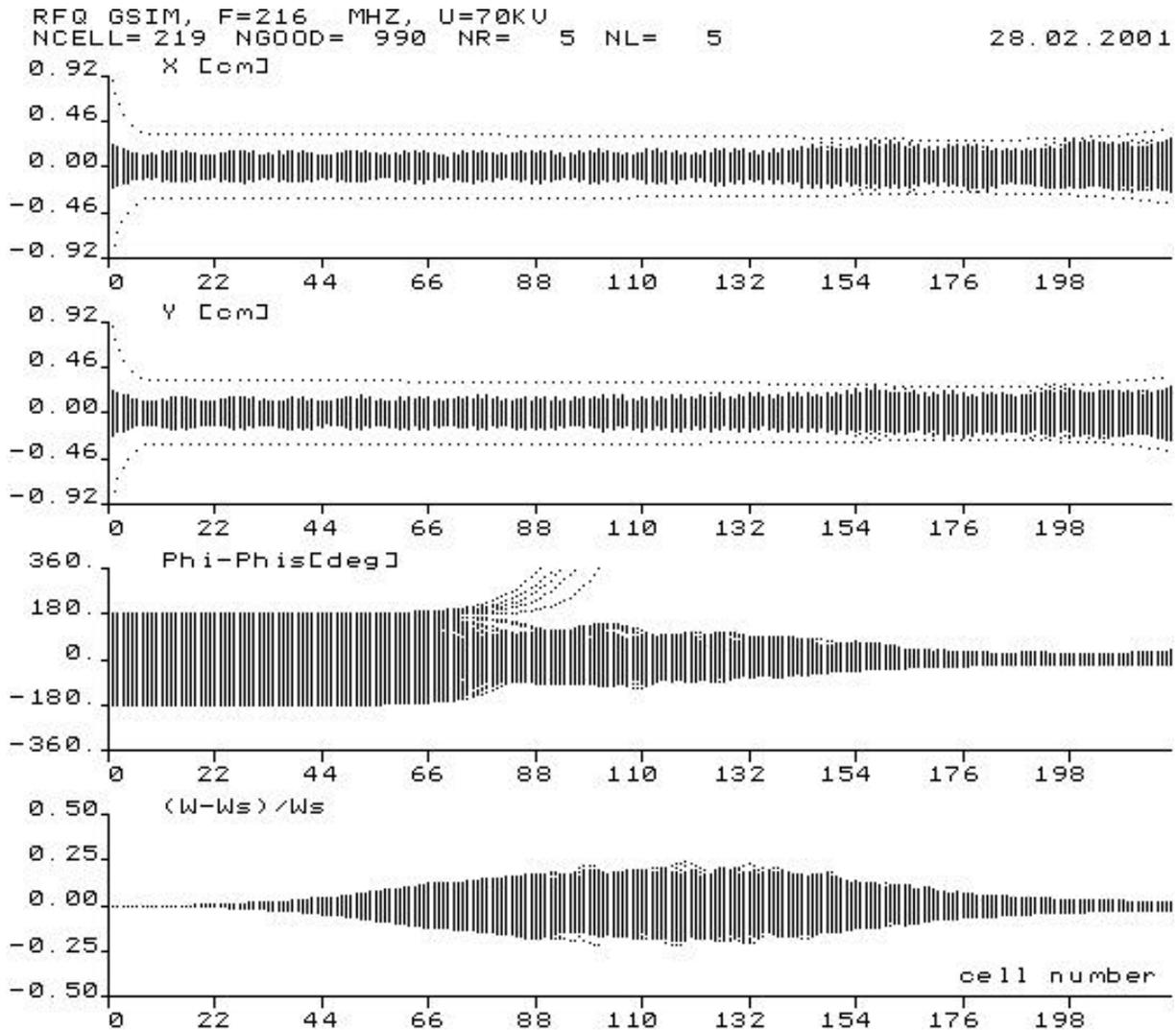


Abb. 5.11 Simulation der Strahlentwicklung innerhalb der RFQ-Elektroden. Die ersten beiden Diagramme zeigen den transversale Verlauf. Die Apertur einer jeden Zelle ist gepunktet dargestellt und wird nur an wenigen Stellen leicht gestreift, hier kommt es zu geringfügigen transversalen Teilchenverlusten ( $NR = 5$  von 1000). Die nur wenig ausgeprägte transversale Schwingung im Eingangsbereich spricht für eine gute Anpassung zwischen Struktur und Eingangsverteilung. Die Apertur erreicht etwa bei Zelle 170 ein Minimum und steigt ab da wieder leicht an. Die Folge ist eine Schwächung der Fokussierstärke in diesem Bereich, der Strahl verlässt daher den RFQ in einem relativ flachen Winkel.

Das dritte Diagramm zeigt die Entwicklung der Phasenbreite eines Bunches entlang der Struktur. Am Anfang füllt er noch die vollen  $\pm 180^\circ$  aus (Gleichstromstrahl), etwa ab Zelle 75 wird er jedoch longitudinal zusammengeschnürt, was zwangsläufig zu Verlusten bei Teilchen am äußersten Rand der Verteilung führt ( $NL = 5$  von 1000). Auffällig ist die wieder steigende Phasenbreite infolge der fehlenden Phasenfokussierung am Ende der Struktur.

Im vierten Diagramm ist die relative Abweichung von der Sollenergie dargestellt. Am Anfang steigt die Modulation und damit die Beschleunigungseffizienz langsam an. Hier erfolgt die zum Bunchen notwendige Energiemodulation bei niedriger Sollphase von annähernd  $-90^\circ$ . Die aufgeprägte relative Energieunschärfe reduziert sich dann mit zunehmender Beschleunigung zum Ende hin.

Die Transmission beträgt 99% (990 von 1000). Die Ausgangsverteilung am Ende der RFQ-Elektroden ist in Abb. 5.12 dargestellt.

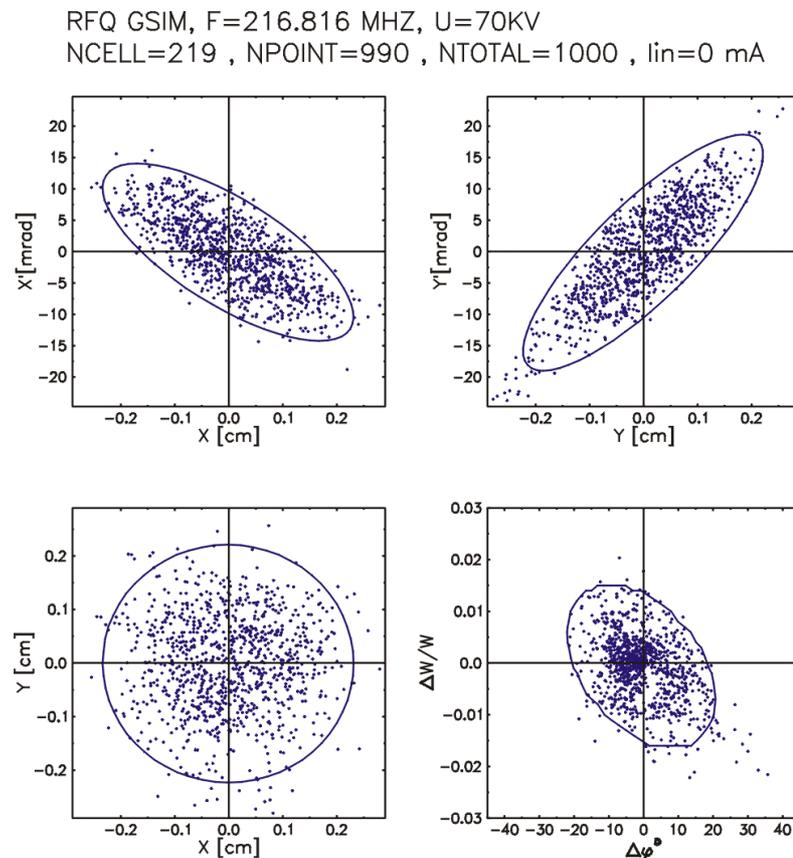


Abb. 5.12 Ausgangsverteilung unmittelbar am Ende der RFQ-Elektroden. Typisch für die Quadrupolsymmetrie ist die Konvergenz in der einen (hier der  $x$ -Ebene) und die Divergenz in der anderen Ebene.

Diese Ausgangsverteilung mit einer fokussierenden Phasenbreite  $Dj$  von  $\pm 20^\circ$  und den kleinen transversalen Winkeln ist perfekt an die Akzeptanz des darauffolgenden IH-Beschleunigers angepasst.

#### 5.4 Teilchendynamik der integrierten Bunchereinheit

Mit einer Sollphase von annähernd  $0^\circ$  in der Mitte der letzten RFQ-Zelle durchläuft die RF-Spannung beim Austritt des Sollteilchens aus der Zelle einen Nulldurchgang bei  $+90^\circ$  Phasenlage. Ideal wird der Strahl bei einer Sollphase von  $-90^\circ$  gebuncht. Wie schon in Abschnitt 5.1 erläutert, beträgt der Abstand zwischen Elektrodenende und der ersten Driftröhre 40,8 mm. Die Mitte des ersten Spaltes folgt daher im Abstand einer weiteren Zellenlänge also in 20,4 mm und liegt damit wieder auf der geforderten Sollphase von  $-90^\circ$ . Wegen der Feldumkehr auf der anderen Seite der Driftröhre folgt der zweite Spalt wiederum in einem Abstand von weiteren 20,4 mm (Abb. 5.13).

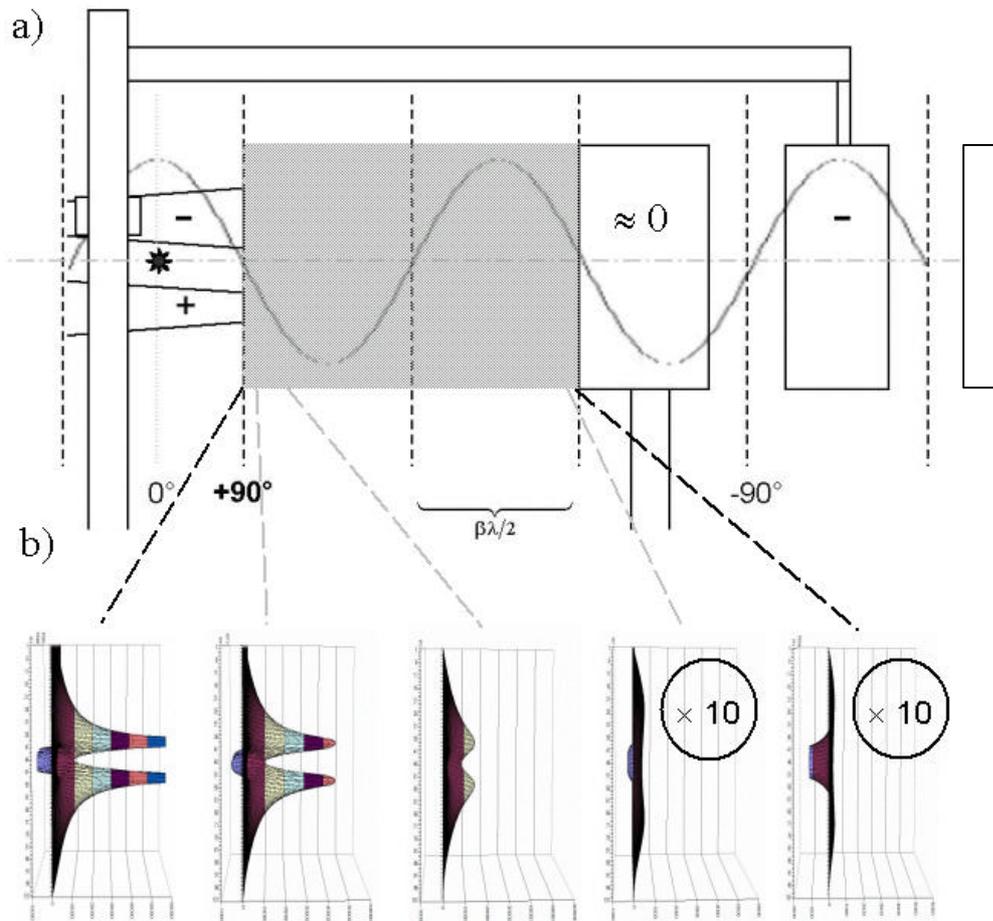


Abb. 5.13 a) Skizze der geometrischen Verhältnisse der integrierten Driftröhreneinheit. Überlagert ist ein Sinus, der qualitativ den momentanen Zustand der RF-Spannung für das Sollteilchen an entsprechendem Ort wiedergibt. b) Die unterhalb angeordneten 3d-Diagramme zeigen den Potentialverlauf im Übergang zwischen Elektroden und erster Driftröhre für fünf verschiedene Schnittebenen, die beiden letzten sind um den Faktor 10 gestreckt.

Die 3d-Diagramme aus Abb. 5.13 zeigen den mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Verfahren berechneten Potentialverlauf im Übergang zwischen Elektroden und Driftröhre. Das erste Diagramm ist ein Schnitt am Ende des Quadrupols. Für das Elektroden- und Driftröhrenpotential wurden die von MAFIA berechneten Werte eingesetzt. Hier wird die Unsymmetrie in der Spannungsbelegung der  $x$ - und  $y$ -Elektroden gegen die erste Driftröhre von 10 kV bzw. 60 kV noch einmal besonders deutlich. Das dritte Diagramm in einem Abstand von 6 mm nach den Elektroden zeigt bereits nur noch etwa ein Viertel des Elektrodenpotentials, die letzten beiden gegen Ende des Spalts sind in der Darstellung gar um einen Faktor 10 gestreckt. Zur Untersuchung der Auswirkungen dieses Übergangs auf die Teilchendynamik wurde die Verteilung aus Abb. 5.12 direkt benutzt und mit Hilfe der neuen Routine zum Einlesen einer beliebigen Potentialverteilung (Abschnitt 3.2) transformiert.

Doch zunächst soll die optimale Buncherspannung bestimmt werden. Abb. 5.14 zeigt den Strahlverlauf in einer 26 cm langen Drift unmittelbar nach den beiden Buncherspalten, also etwa am IH-Eingang, allerdings noch ohne Berücksichtigung der eben diskutierten Feldverzerrungen. Beim entgültigen Design befindet sich hier noch ein Quadrupolduplett, das den Strahl transversal in die IH-Struktur fokussiert. Da dieses aber für die Wahl der optimalen Buncherspannung nicht von Bedeutung ist, wurden es im Rahmen dieser Untersuchung zu Gunsten einer besseren Übersicht noch nicht berücksichtigt. Für die Buncherspannung wurden bei dieser Simulation 2 mal 40 kV angesetzt.

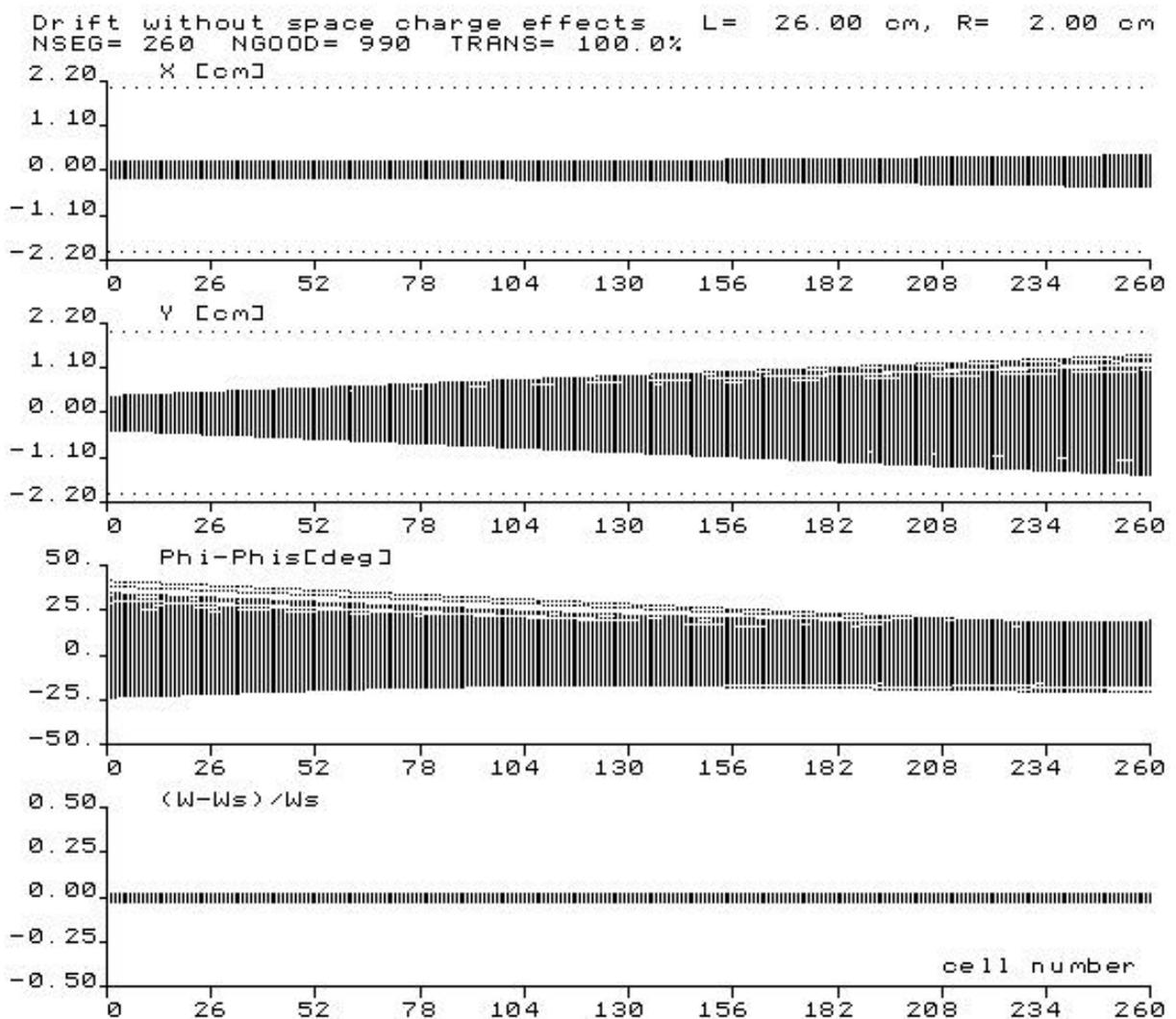


Abb. 5.14 26 cm lange Drift nach dem Doppelspalt in den IH-Eingang hinein. Der Strahl ist transversal noch nicht angepasst und divergiert daher recht stark. Das Hauptaugenmerk sei aber auf die longitudinale Strahlentwicklung gerichtet, man erkennt gut den gewünschten Phasenfokus bei insgesamt 80 kV Buncherspannung am Ende der Drift.

Abb. 5.15 zeigt die Abhängigkeit der Phasenbreite am IH-Eingang. Diese Untersuchung diente weniger der Bestimmung der genauen Driftröhrenspannung - diese soll später unter experimenteller Beobachtung der Strahlparameter genau eingestellt werden - als vielmehr einer Abschätzung der Empfindlichkeit der Phasenbreite auf Spannungsänderungen im Buncher. Es zeigt sich ein sehr breites Minimum und damit keine all zu große Empfindlichkeit, so dass man nicht Gefahr läuft, bei kleinen Abweichungen von der Designspannung den Strahl zu verlieren. Die geforderten  $\pm 15^\circ$  Phasenbreite sind in einem Bereich zwischen etwa 75 kV und 100 kV gewährleistet.

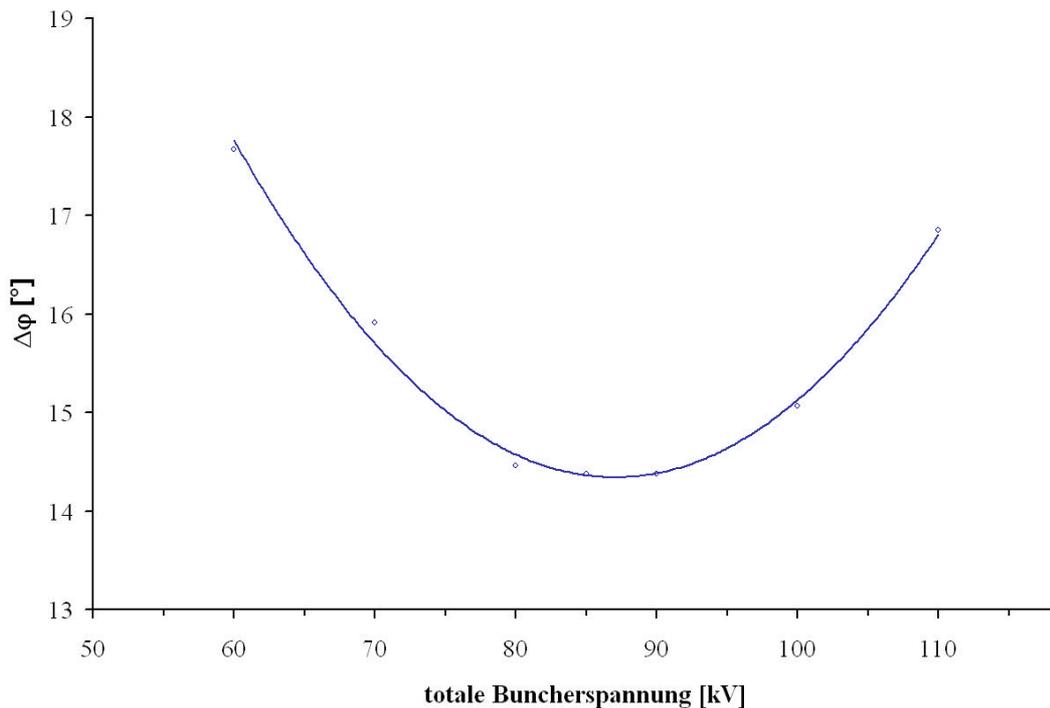


Abb. 5.15 Die Phasenbreite am IH-Eingang in Abhängigkeit von der gesamten Buncherspannung.

Die Simulationen ergeben ein Minimum in der Phasenbreite von  $\pm 14,4^\circ$  bei etwa 86 kV entsprechend dem im Modellaufbau eingestellten Spannungsverhältnis zwischen Elektroden und Driftröhren (siehe Abschnitt 5.2).

Bei dieser Gesamtspannung wurden nun zwei Durchläufe, einmal mit den Feldverzerrungen im Übergang zwischen Elektroden und erster Driftröhre und einmal ohne, also wie eben mit 6 cm reiner Drift gestartet. Die entsprechenden longitudinalen Verteilungen am IH-Eingang finden sich in Abb. 5.16 gegenübergestellt. Es zeigen sich in allen Ebenen nur marginale Unterschiede zwischen den beiden Verteilungen, die Feldverzerrungen haben also keinen negativen Einfluß auf die Teilchendynamik - im Gegenteil, die Simulation zeigt sogar noch einmal eine kleine Verbesserung der Phasenbreite auf  $\pm 13,5^\circ$ .

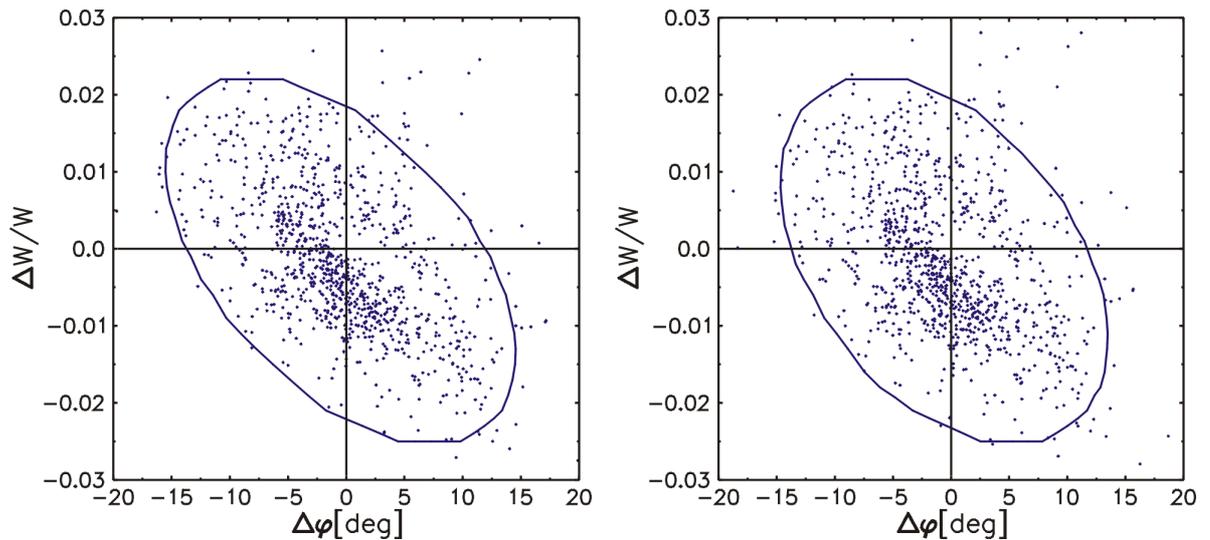


Abb. 5.16 Die Berücksichtigung der Feldverzerrungen im RFQ-Driftröhrenübergang (rechts) haben im Vergleich zur Berechnung mit reiner Driftstrecke (links) nur geringen Einfluß auf die Teilchendynamik.

Die nun folgende Simulation für die gesamte Transportstrecke (Abb. 5.17) zwischen RFQ-Ausgang und IH-Eingang wurde aus diesem Grund ohne Berücksichtigung der Feldverzerrungen unternommen. Da hier auch das vorgesehene magnetische Quadrupolduplett (QD) mit 13.000 und 13.400 G/cm berücksichtigt ist, zeigt sich jetzt auch deutlich die transversale Fokussierung des Strahls in den IH-Eingang (Abb. 5.18).

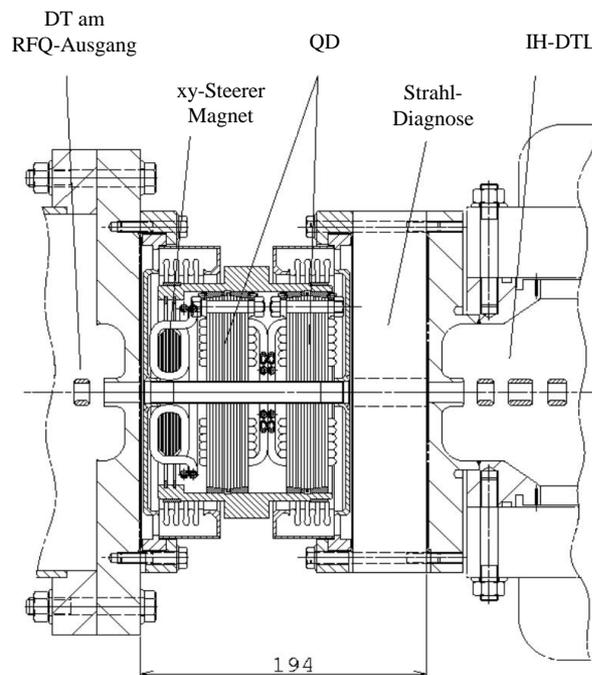
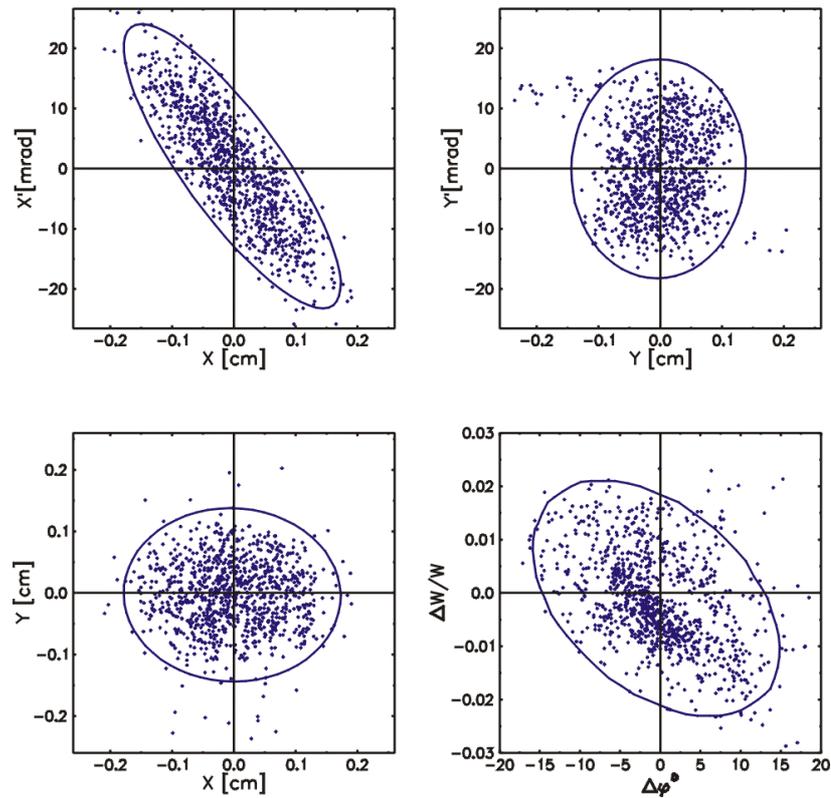


Abb. 5.17 Erster Entwurf der extrem kurzen matching-Sektion zwischen RFQ und IH-Struktur.

RFQ GSIM, F=216.816 MHz, U=70KV  
 NCELL=219 , NPOINT=991 , NTOTAL=1000 , lin=0 mA



Emittanz $e_{x,y}$ (normiert)	0,587 $\pi$ mm mrad ; 0,604 $\pi$ mm mrad
Ellipsenparameter $a_{x,y}$	1,479 ; -0,159
Ellipsenparameter $b_{x,y}$	0,133 mm/mrad ; 0,071 mm/mrad
Phasenbreite $Dj$	$\pm 14,46^\circ$
Energieunschärfe $DW$	$\pm 2,18\%$

Abb. 5.18 Verteilung am IH-Eingang unter Berücksichtigung der gesamten Strahlanpassung inkl. dem Quadrupolduplett aus Abb. 5.17.

## 5.5 Betrachtungen mit Raumladung

Die bisherigen Rechnungen wurden für  $C^{4+}$  bei geplanten Strahlströmen von wenigen  $\mu\text{A}$  gemacht, wo keine Raumladungseffekte berücksichtigt werden müssen. Für Protonen ist beim Medizinprojekt ist ein maximaler Strahlstrom von 2 mA geplant. Raumladungseffekte sind für Protonen deutlich stärker. Deshalb wurde das Verhalten des RFQ-Driftröhrendesigns bei

der Beschleunigung eines solchen Ionenstrahles mit Hilfe der bereits in Kapitel 4 beschriebenen neuen Raumladungsroutine nach dem Prinzip der geladenen Ringe untersucht. Gegenüber der Beschleunigung von  $C^{4+}$  müssen im Falle von Protonen lediglich alle auf das Teilchen wirkenden Felder gedrittelt werden, man erhält dann ohne Berücksichtigung von Raumladungseffekten exakt die gleiche Teilchendynamik. Mit Protonen beträgt die Elektrodenspannung also nur ca. 23 kV. Auch die Spannung im Buncher und die Feldstärken im magnetischen Quadrupolduplett werden um diesen Faktor reduziert.

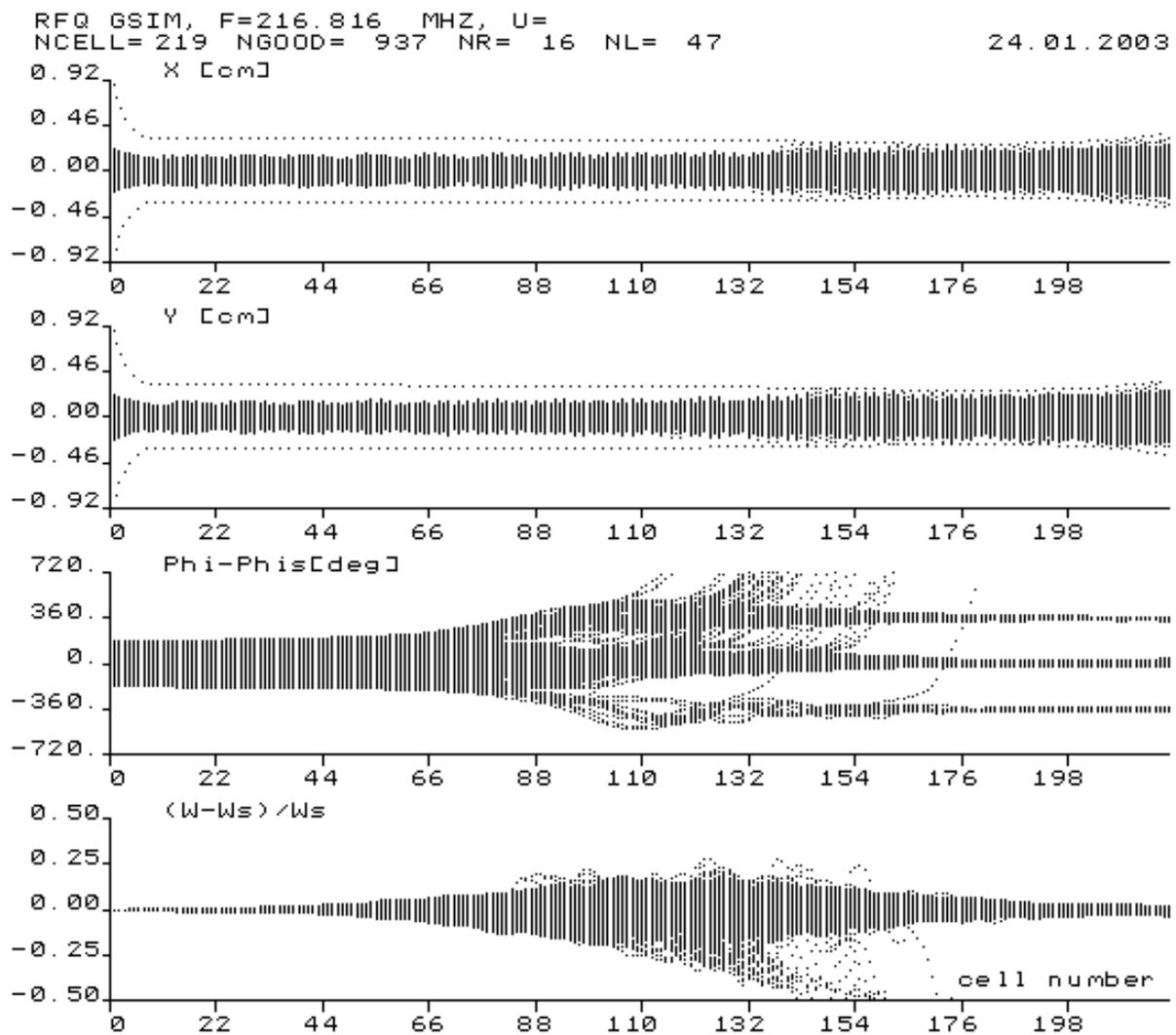
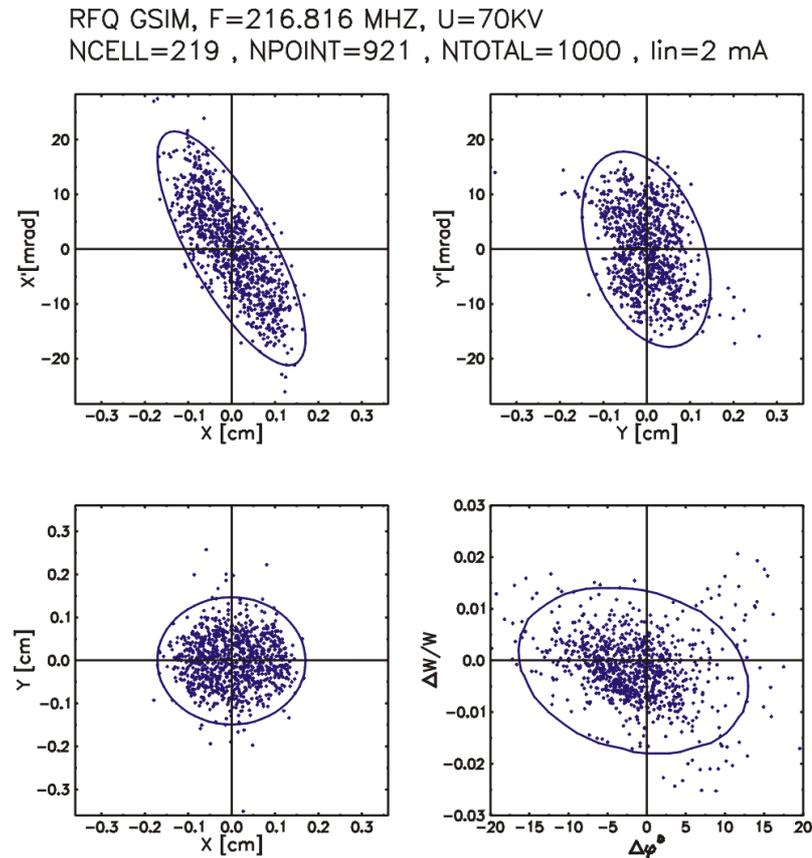


Abb. 5.19 Strahlenveloppen unter Berücksichtigung der Raumladungskräfte eines 2 mA Protonenstrahls. Deutlich erkennbar ist im dritten Diagramm der Wechsel einiger Teilchen in die benachbarten Bunche bei  $\pm 360^\circ$ .

Der Einfluß der Raumladung, wie in Abb. 5.19 im Vergleich zu Abb. 5.11 gut zu erkennen ist, macht sich besonders bei der longitudinalen Strahlentwicklung bemerkbar. Viele Teilchen

werden in das unmittelbar benachbarte Bucket gedrückt, dort aber stabil weiter transportiert und gehen im Allgemeinen nicht verloren. Aber auch transversal bläht sich der Strahl natürlich ein wenig auf, so dass es im ungünstigen Fall zu Teilchenverlusten durch Kollision mit dem Elektrodenmaterial kommen kann. Die Transmission sinkt dadurch bei Injektion eines 2 mA Protonenstrahls auf 92% oder ca. 1,85 mA (Abb. 5.21).



Emittanz $e_{x,y}$ (normiert)	0.593 $\pi$ mm mrad ; 0.605 $\pi$ mm mrad
Ellipsenparameter $a_{x,y}$	1.273 ; -0.340
Ellipsenparameter $b_{x,y}$	0.131 mm/mrad ; 0,079 mm/mrad
Phasenbreite $Dj$	$\pm 15,82^\circ$
Energieunschärfe $DW$	$\pm 1,74\%$

Abb. 5.20 Verteilung am IH-Eingang wie in Abb. 5.18, diesmal allerdings unter Berücksichtigung der Raumladungskräfte eines 2 mA Protonenstrahls.

Allgemein muss bei raumladungsdominierten Strahlen die Fokussierstärke im RFQ gesteigert werden. Eine Verringerung der Apertur würde den Strahl aber zusätzlich einzwängen, so dass die Elektrodenspannung erhöht werden muss, was wiederum mehr

Leistung erfordert. Außerdem reagiert ein solcher Strahl besonders empfindlich auf Kompression, weswegen man sich strikter an die Methode des adiabatischen Bunchens halten muss, was unter Umständen zu unerwünscht langen Strukturen mit erhöhtem Leistungsbedarf führt.

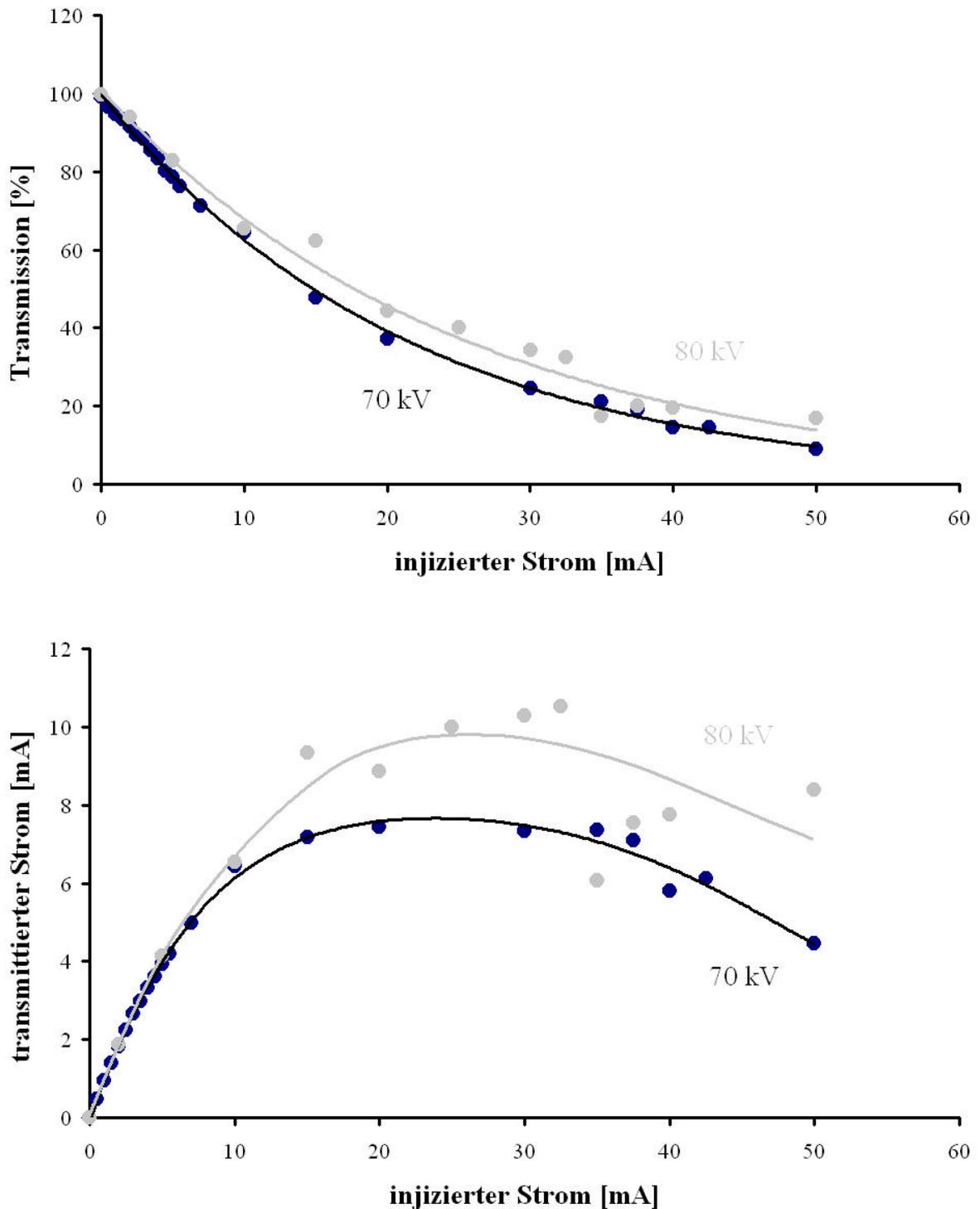


Abb. 5.21 Transmission des Medizin-RFQ in Abhängigkeit vom injizierten Strahlstrom für Protonen bis 50 mA, einmal mit 70 kV Designelektroden spannung und einmal mit 80 kV Elektroden spannung.

## 5.6 Berechnungen und Messungen zur Feldverteilung am 16-Stützen Modell

Die Elektrodengesamtlänge von 128 cm legte zusammen mit der Resonanzfrequenz von 217 MHz eine Anzahl von 16 Stützen nahe (Abb. 5.22). Mit MAFIA und den Messungen am Modellaufbau ergibt sich dann bei einer Position der Strahlachse in einer Höhe von 85 mm über der Grundschiene und einem Stützenabstand von 82,5 mm eine Resonanzfrequenz von rund 213 MHz, was angemessen erscheint, zumal sich eine Frequenzkorrektur nach oben nachträglich relativ einfach durch Einbringen von Abstimmplatten realisieren lässt. Solche Abstimmplatten erfüllen noch einen anderen Zweck: sie korrigieren eine etwaige Inhomogenität der Spannungsverteilung auf den Elektroden, zum Beispiel hervorgerufen durch den Elektrodenüberhang<sup>1</sup> an den Enden der Struktur.

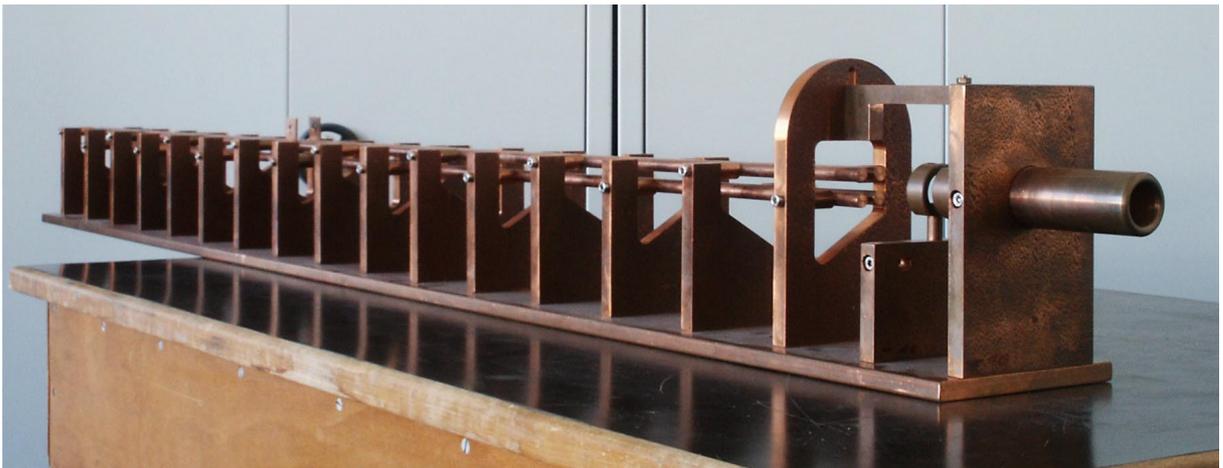


Abb. 5.22 Das 16-Stützen Modell.

Im Falle des Medizin-RFQ verschärft sich die Situation noch etwas durch die an die letzte Resonatorzelle angehängte Driftröhrenkapazität. Daher wurde die Spannungsverteilung auf den Elektroden sowohl simuliert als auch am 16-Stützen Modellaufbau mit Hilfe der Störkondensatormethode [12] vermessen. Eine erste Rechnung mit äquidistanten Stützenabständen ergab eine maximale Inhomogenität von 20% in der Feldverteilung. Die Messung der Feldverteilung am Modellaufbau lieferte annähernd deckungsgleiche Ergebnisse [23].

<sup>1</sup> Sind alle Stützenabstände gleich, kommt der letzten Stütze ein kleines Stückchen mehr Elektrodenlänge und damit Kapazität zu als den übrigen, da diese etwas über die letzte Stütze hinausragen. Das führt zu einer etwas niedrigeren Resonanzfrequenz der schwingungsfähigen Grundzellen an den Enden der Struktur und damit zu einer Spannungsüberhöhung.

Eine zweite Rechnung wurde ebenfalls mit gleichen Stützenabständen, aber mit einer für den 4-rod-RFQ typischen Schräge zwischen den Elektrodenhalterungen zum Ausgleich der Spannungsüberhöhung auf den oberen Elektroden unternommen (Abb. 5.23). Die beiden oberen Elektroden befinden sich nämlich etwas weiter außen auf der Lecherleitung aus Abb. 5.2 und damit ein klein wenig näher am Spannungsmaximum des offenen Endes. Die erwähnte Abschrägung führt zu einer Anpassung der Stromwege und Kapazitäten und sorgt damit für einen Ausgleich dieses Störeffekts. Die Simulationsergebnisse bescheinigen im konkreten Fall einen Ausgleich von 14% auf 4% Spannungsdifferenz mit einer Neigung der Schräge von etwa  $31^\circ$ .

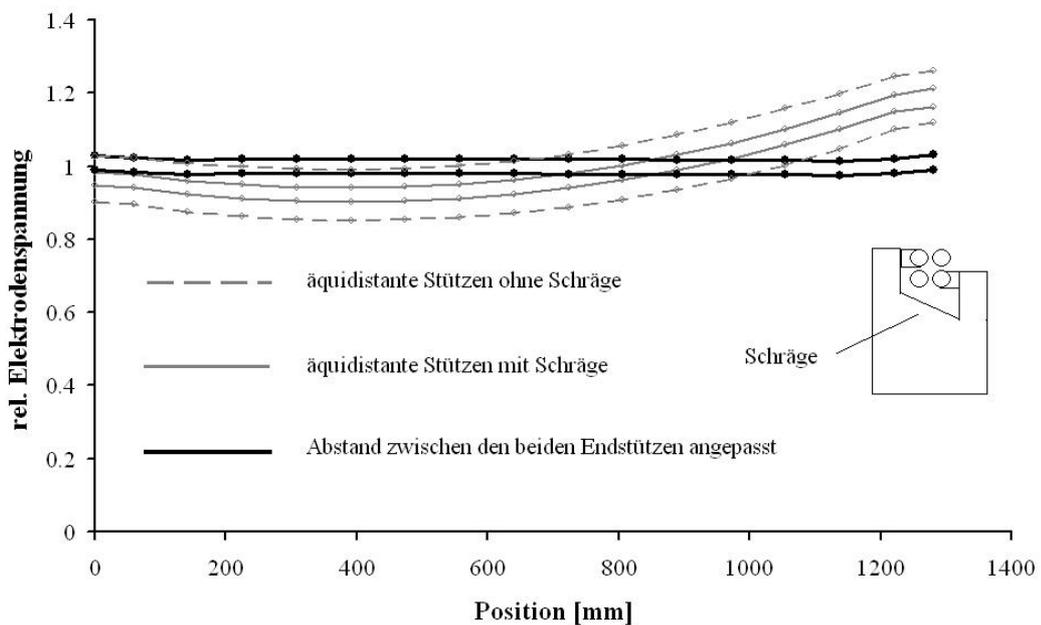


Abb. 5.23 Ergebnisse der Berechnungen mit MAFIA zur Feldverteilung auf den Elektroden. Jeweils eine Linie eines Kurvenpaares stellt den Spannungsverlauf des oberen, bzw. des unteren Elektrodenpaares dar.

Die dritte Rechnung wurde mit verkürzten Stützenabständen von 82,5 mm auf rund 70 mm bzw. 75 mm an den beiden Enden der Struktur unternommen und zeigen eine generelle Inhomogenität von nunmehr nur noch 1,1%. Der praktische Abgleich der Struktur soll nach gleichem Prinzip jedoch mit den bereits erwähnten Abstimmplatten erfolgen. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass sich bei einer feineren Auflösung der Grafik aus Abb. 5.23 eine periodische Schwankung der Spannungsverteilung im Rhythmus der Stützenabstände zeigt. Die Spannung in der Mitte zwischen zwei Stützen ist immer ein wenig höher als am Ort der Elektrodenbefestigung [4]. Auch dies läßt sich mit der Leitungslängentransformation bis an den Ort der Messung erklären.

## Kapitel 6 - Aufbau des Medizin-RFQs

*Nach Abschluß der Designberechnungen und Messungen am Modellaufbau konnte im September 2001 mit erfolgter Bewilligung des Heidelberger Medizinprojekts durch den Wissenschaftsrat mit dem Aufbau der RFQ-Einheit am IAP begonnen werden. Das folgende Kapitel beleuchtet die Details bei der Umsetzung des erarbeiteten Beschleunigerkonzepts.*

### 6.1 Der Tank

Je nach Größe gibt es für den 4-rod-RFQ grundsätzlich zwei Möglichkeiten für die Montage, einmal den Aufbau und die Justage der Struktur im Vakuumtank für große Resonatoren ab etwa 2 m [12] oder ein Aufbau des Resonators außerhalb des Tanks mit darauffolgendem Einbau als komplette Einheit [24] bei kleineren Maschinen. Aufgrund der im Rahmen der Designstudien aus Kapitel 5 ausgearbeiteten Resonatorabmessungen haben wir uns im vorliegenden Fall des Medizin-RFQ für einen Aufbau der Struktur außerhalb des Tanks entschieden. Die Stützen und Driftröhrchen werden dabei ähnlich wie auch schon bei den Modellaufbauten auf einer Grundschiene montiert. Der gesamte technische Aufbau des Beschleunigers ist im Wesentlichen durch das Konzept einer guten Zugänglichkeit der einzelnen Komponenten geprägt, damit im Falle des Ausfalls einer Komponente diese relativ unproblematisch wieder ersetzt werden kann.

Der Tank besteht im Grunde aus einem verkupferten Stahlrohr. Die Aufnahme der Grundschiene in diesem Stahlrohr erfolgt entlang einer Reihe spezieller Flansche. In diese Flansche werden Stopfen gleicher Länge eingesetzt, die im Inneren des Tanks eine ebene, sehr genaue Fläche definieren, auf der die Grundschiene montiert wird (Abb. 6.6 links). Dabei befinden sich im ersten und letzten Flansch dieser Reihe Durchführungen für die Kühlwasserzu- bzw. -ableitung. Nur die Grundschiene soll wegen des geringen Tastverhältnisses von weniger als 1% gekühlt werden. Weitere Flansche sind zur Aufnahme

der Pumpen ( $2 \times \text{CF150}$ ), des Tauchkolbens ( $2 \times \text{CF63}$ ), der Einkoppelschleife ( $2 \times \text{CF63}$  drehbar) und diverser Auskoppelsonden ( $4 \times \text{CF35}$ ) vorgesehen. Außerdem befinden sich im hinteren Bereich der Bunchereinheit vier weitere CF35 Flansche um hier einen eventuellen Zugang zu ermöglichen. Der gesamte Tank wird mit Metalldichtungen versehen. Abb. 6.1 zeigt den Tank nach der Fertigung bei der NTG. Eine Gesamtübersicht über den Tank und die Einbauten bietet Abb. 6.2.



Abb. 6.1 Der Tank nach der Fertigung bei der NTG in Gelnhausen.

Von Seiten der GSI wurde im Hinblick auf die gesamte Strahlführung der Anlage im Besonderen Wert darauf gelegt, dass die Tankachse möglichst exakt mit der Strahlachse der eingebauten Beschleunigerstruktur zusammenfällt. Dies wurde im Messkonzept berücksichtigt, in dem von außen durch besondere Passbohrungen an den Endflanschen diese auch bei schon geschlossenem Tank noch auffindbar ist. Die Tankachse selbst wird durch die beiden Lochkreise an den Endflanschen definiert, besondere Justierschablonen wurden auf Passung angefertigt (siehe Abschnitt 6.2).



Zur Minimierung von HF-Verlusten wurde die Tankinnenseite bei der Galvanik der GSI in Darmstadt verkupfert. Dazu werden Bereiche, die nicht verkupfert werden sollen mit einem zähen Lack überzogen (Abb. 6.3). Besonders kantige Bereiche müssen sorgsam mit sogenannten Hilfselektroden abgeschirmt werden, da es hier sonst zu Feldüberhöhungen und einem ungleichmäßig starken Aufwachsen der Kupferschicht kommt (Abb. 6.3 rechts).

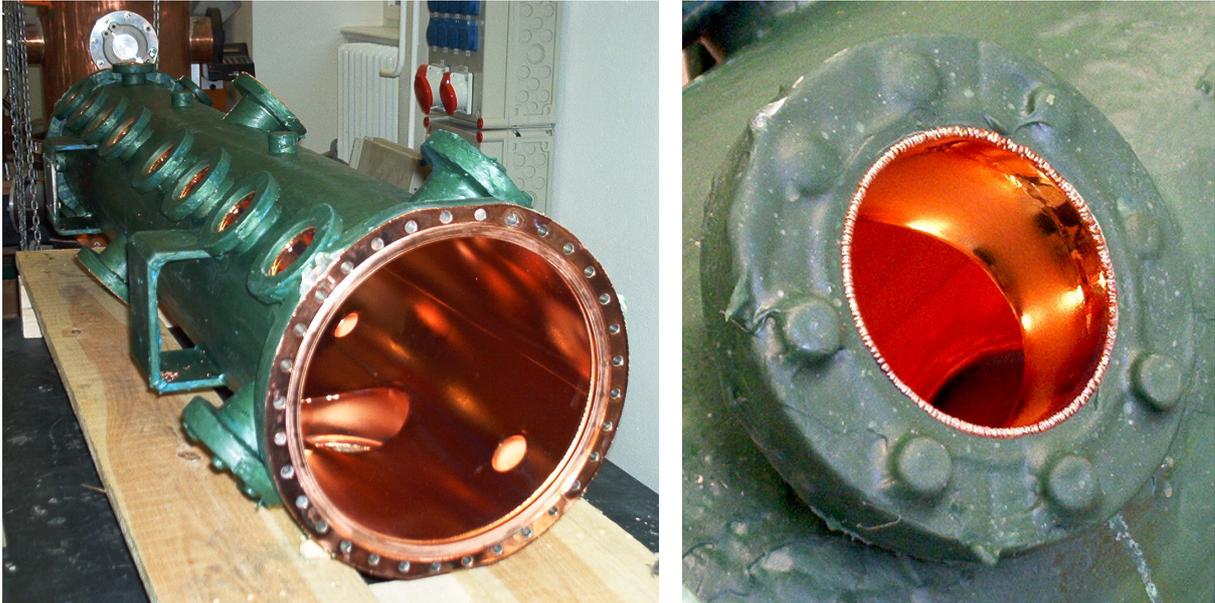


Abb. 6.3 Der Tank nach der Verkupferung bei der Galvanik der GSI in Darmstadt.

## 6.2 Die RFQ-Resonanzstruktur

Die RFQ-Resonanzstruktur besteht aus den Stützen, der Grundschiene und den Elektroden, auf denen die Ströme fließen und die die Resonanzfrequenz definieren. Ein besonders kritischer Arbeitsschritt ist das Anlöten der Stützenköpfe an die Elektroden, was in diesem Fall noch vor dem Fräsen der Elektrodenmodulation vorgenommen wurde. Das Einbringen größerer Wärmemengen und eventuell ungleichmäßig verlaufendes Lot machen das Einhalten der geforderten Fertigungsgenauigkeiten besonders schwierig, daher wurde hier erstmals in dieser Reihenfolge verfahren.

Zur Überprüfung der geometrischen Verhältnisse wurde die Struktur mit noch unbefrästen Elektroden, aber bereits angelöteten Stützenköpfen zunächst montiert (Abb. 6.4).

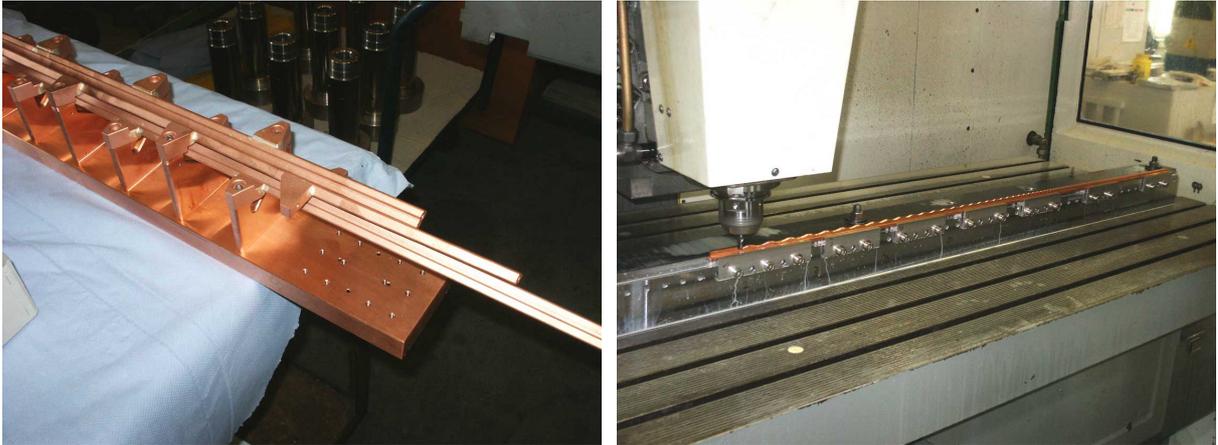


Abb. 6.4 Links: Testmontage der Struktur vor dem Fräsen der Elektrodenmodulation. Rechts: Anschließendes Befräsen der Elektroden (hier ein Testdurchlauf).

Die Elektrodenmodulation wurde erstmals mit einem sogenannten Fingerfräskopf gefräst. Durch mehrfaches Hin- und Herfahren ist man im Gegensatz zur Verwendung von Walzenfräsern in der Lage, auch das transversale Elektrodenprofil frei zu variieren. So wurde im konkreten Fall jede RFQ-Zelle mit einem individuellen Elektrodenradius versehen, so dass über die gesamte Struktur ein konstantes Apertur<sup>1</sup>- zu Elektrodenradius Verhältnis von 1,25 streng eingehalten werden konnte. Das hat den Vorteil, dass der Kapazitätsbelag der Elektroden über deren Länge weitgehend konstant gehalten wird und damit auch die Leistungsverluste homogen auf die Struktur verteilt werden. Beim radialen Matcher, der sich über acht Zellen am Anfang der Elektroden erstreckt, tritt dies besonders deutlich in Erscheinung. Über eine Strecke von insgesamt 2,3 cm, eingeteilt in 100 Segmente, verjüngt sich die Apertur mit konstantem Radius von 5 cm auf den minimalen Wert am Eingang der modulierten Struktur (Abb. 6.5). Das Apertur zu Elektrodenradius Verhältnis wird dabei mit der genannten Feinheit von 100 Segmenten konstant gehalten.

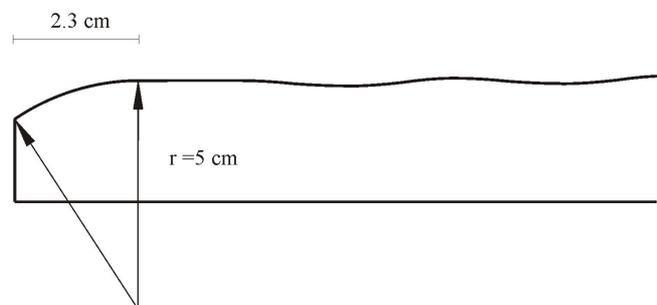


Abb. 6.5 Geometrie des radialen Matchers am Elektrodenanfang.

<sup>1</sup> Gemeint ist hier die mittlere Apertur, also der Mittelwert zwischen  $a$  und  $m\alpha$ .

Der longitudinal auf die Elektroden gefräste Kreisbogen am vorderen Ende der RFQ-Elektroden bildet den radialem Matcher. Dieser Aperturverlauf entspricht jedoch nicht exakt dem Ideal der PARMPRO-Simulation. Dahingehende nachträgliche Simulationsrechnungen zeigten aber keine nennenswerten Abweichungen vom idealen Aperturverlauf. Im Übrigen ist man mit der neuesten Version von PARMPRO in der Lage, Strukturen zellenweise einzugeben und deren Teilchendynamik zu simulieren. Auf diese Weise wurden die beim Erstellen der Fräslisten geglätteten Apertur- und Modulationswerte (Vgl. Abschnitt 3.3) wieder in PRAMPRO eingelesen und teilchendynamisch mit dem ursprünglichen Design verglichen. Es ergaben sich keine erkennbaren Abweichungen.

Die integrierte Bunchereinheit bestehend aus überhöhter Stütze und der daran befestigten spannungsführenden Driftröhre, sowie die Vorrichtung zur Montage der Röhre auf Erdpotential wurden am IAP gefertigt (Abb. 6.5).

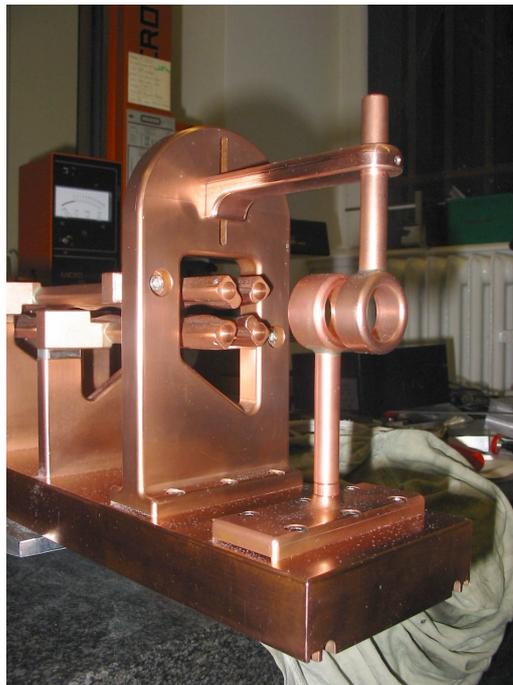


Abb. 6.5 Die integrierte Bunchereinheit.

### 6.3 Justierung der RFQ-Struktur

Da der Tank aufgrund von Fertigungstoleranzen und der Wärmeeinbringung beim Schweißen Abweichungen von den Sollmaßen aufweist, die größer sind, als die für die Justierung der Struktur notwendigen Genauigkeiten, ist ein präzises Vermessen und

anschließendes Justieren der Struktur und besonders der Elektroden unvermeidlich. Als erster Schritt beim Aufbau des RFQ-Resonators wurde die genaue Position der Grundschiene im RFQ-Tank nach ihrem Einbau und der Verschraubung mit den dafür vorgesehenen Flanscheinsätzen festgelegt und, wie Abb. 6.6 zeigt, relativ zu den Lochkreismittelpunkten der Endflansche vermessen. Zu diesem Zweck wurden spezielle Justierschablonen auf Passung angefertigt und an den Endflanschen befestigt, mit deren Hilfe sich diese Mittelpunkte auffinden lassen. Die theoretische Strahlachse relativ zur Grundschiene verläuft zunächst exakt mittig in einer Höhe von 85 mm. Ein hochpräzises Stahllineal wurde mit Hilfe angepasster Winkelstücke so auf der Grundschiene ausgerichtet, dass eine Kante des Präzisionslineals exakt diese Achse repräsentiert. Zur Tankachse ergab sich aufgrund von Fertigungstoleranzen lediglich ein horizontaler Versatz von 0,2 mm, der über eine entsprechend korrigierte Justierung der Struktur später ausgeglichen werden sollte. Dafür, dass sich die Struktur nach erfolgtem Aus- und Einbau wieder exakt an ihrer ursprünglichen Position befindet, sorgen Verstiftungen an zwei der acht Befestigungsflansche. Am äußeren Rand der Endflansche befinden sich Abfräsungen und Passbohrungen, ebenfalls mit Hilfe der Justierschablonen ausgerichtet (Abb. 6.6), die einen definierten Abstand zur Strahlachse haben und dann zur Justierung benutzt werden können.

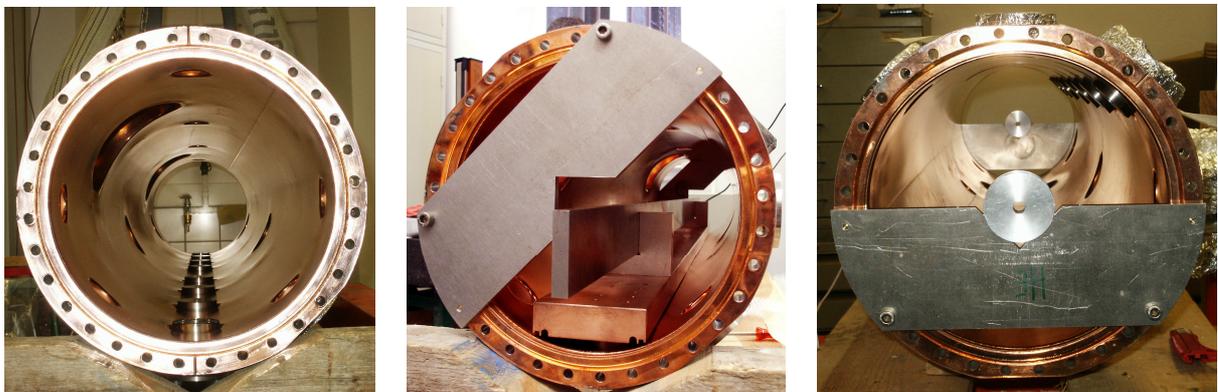


Abb. 6.6 Links: Eine Reihe von in spezielle Flansche eingesetzte Stopfen dienen als Auflagefläche für die Grundschiene. Mitte: Vorrichtung zur genauen Ausrichtung der Strahlachse auf die Lochkreismittelpunkte der Endflansche. Rechts: Vorrichtung zur Positionierung von Passbohrungen am Rand der Endflansche zum Auffinden der Strahlachse bei geschlossenem Tank.

Die komplette Justierung der Resonatorstruktur (Stützen und Elektroden) erfolgte dann außerhalb des Tanks (Abb.6.7).

Die Justierung der Elektroden geschah in mehreren Schritten: Zur vertikalen Positionierung befinden sich zwischen den an die Elektroden gelöteten Stützenköpfen und den mit der

Grundschiene verschraubten Stützen Distanzplättchen. Zunächst wurde die genaue Dicke der Distanzplättchen zum Ausgleich der Fertigungstoleranzen von Stützen und der angelöteten Brückchen bestimmt. Vor dem endgültigen Einbau der Distanzplättchen wurden diese versilbert (Abb. 6.7 rechts), ebenso wie die entsprechenden Schrauben.

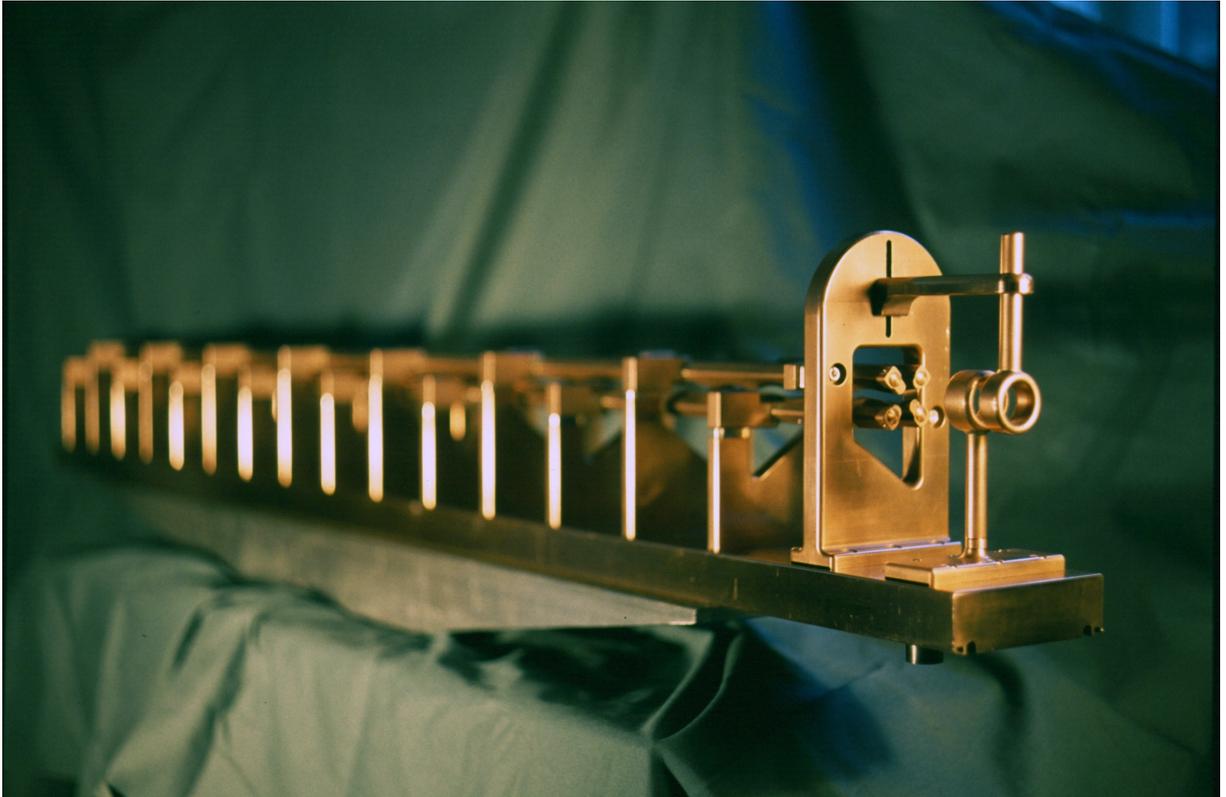
Die anschließende horizontale Positionierung der Elektroden wird durch besonders großzügig ausgelegte Bohrungen in den Stützenköpfen möglich.

In einem abschließenden Messdurchgang wurde mit Hilfe präziser Messstifte der Abstand benachbarter Elektroden überprüft. Ein auf Passung gefertigter Messingstift passt exakt in die Apertur am Eingang der Struktur (Abb. 6.7 links). Die nach dieser Methode erreichbare Justiergenauigkeit liegt bei 10-20  $\mu\text{m}$ .



Abb. 6.7 Links: Messzeuge zur Elektrodenjustierung. Rechts: Versilberung der Distanzplättchen. Die Versilberung der kupfernen Distanzplättchen wurde nach einem elektrolytischen Verfahren vorgenommen. Die Elektrolyselösung besteht aus einer wässrigen Lösung von Silbernitrat ( $\text{AgNO}_3$ ), ca. 5 g auf 500 ml destilliertem Wasser. Dieser Lösung wird solange Ammoniak ( $\text{NH}_4\text{OH}$ ) zugegeben, bis sich ein anfänglich ausfallender Niederschlag gerade wieder auflöst. Etwas Zucker begünstigt katalytisch die Bildung eines sauberen Silberspiegels auf der Kupferoberfläche. Die Dauer der Elektrolyse beträgt je nach der zu verkupfernden Oberfläche bei 100 bis 200 mA ca. 15 bis 30 min.

Vor dem Einbau der Struktur in den Tank wurde die integrierte Bunchereinheit aus Abb. 6.5 montiert. Die genaue Justierung soll dann im Messbetrieb erfolgen, da über den höhenverstellbaren Haltearm noch die genaue Spannung eingestellt werden muss. Die gesamte justierte Struktur ist in Abb. 6.8 dargestellt.



*Abb. 6.8 Die justierte RFQ-Struktur vor ihrem Einbau in den Tank [25].*

## Kapitel 7 - Messungen zur Feldverteilung

*In einer im Rahmen der vorliegenden Arbeit abschließenden Messung sollten die Spannungsverteilungen der RFQ-Driftröhrenkombination experimentell bestimmt werden. Von entscheidender Bedeutung für die Funktion der Maschine ist das Spannungsverhältnis zwischen RFQ-Elektroden und Driftröhreneinheit, weswegen besonderes Augenmerk auf das Abstimmverhalten der Bunchereinheit bei Variation der Montagehöhe der mittleren Driftröhre und auf den Ausgleich der Inhomogenitäten in der Spannungsverteilung entlang der RFQ-Elektroden mit Hilfe von Abstimmsegmenten zwischen den RFQ-Stützen gelegt wurde. - Aber auch solche resonatorartige Werte wie Resonanzfrequenz,  $R_p$ -Wert und Güte wurden im Zuge dieser Messungen bestimmt, so dass insbesondere eine erste Abschätzung des tatsächlichen Leistungsbedarfs erfolgen konnte.*

### 7.1 Messung grundlegender Resonatorgrößen

In einer ersten Messung wurde zunächst die Resonanzfrequenz des nicht abgestimmten Resonators zu  $f_0 = 193$  MHz bestimmt. Im Hinblick auf die zu erreichenden 217 MHz erscheint dies zunächst recht niedrig, andererseits ist das Abstimmen auf höhere Frequenzen mit den bereits erwähnten Abstimmsegmenten einfach zu bewerkstelligen und man hat außerdem genügend Spielraum für den Ausgleich der Feldverzerrung in Folge der integrierten Bunchereinheit. Die Diskrepanz von 10% im Vergleich zur Messung am 16-Stützen Modell mit 213 MHz (siehe Abschnitt 5.6 "Berechnungen und Messungen zur Feldverteilung am 16-Stützen Modell") liegt insbesondere in der nun vorhandenen Elektrodenmodulation begründet, die eine zusätzliche Kapazität darstellt und damit die Resonanzfrequenz noch etwas abgesenkt.

Die Gütebestimmung nach der 3 dB-Methode [12] ergab einen Wert von ca.  $Q = 2500$  mit loser Ankopplung. Der  $R_p$ -Wert wurde dann mit der Störkondensatormethode [12] bestimmt. Zu diesem Zweck wurde ein  $C_s = 1$  pF ( $\pm 10\%$ ) Kondensator zwischen die beiden obersten

Elektroden geklemmt. Der  $R_p$ -Wert ergibt sich aus der dadurch erzwungenen Frequenzänderung  $\Delta f$  zu:

$$R_p = \frac{2Q\Delta f}{\pi f_o^2 C_s}. \quad (7.1)$$

$\Delta f$  wurde zu 900 kHz bestimmt, woraus sich für den Parallelersatzwiderstand ein Wert von  $R_p = 30 \text{ k}\Omega$  ergibt. Bei der Designelektrodenspannung von 70 kV ergibt sich daraus mit  $P = U^2/R_p$  ein voraussichtlicher Leistungsbedarf von 165 kW.

## 7.2 Messungen zur Spannungsvariation an der integrierten Bunchereinheit

Wie bereits erwähnt, funktioniert die Spannungseinstellung der Bunchereinheit durch Variation der Montagehöhe an der letzten überhöhten RFQ-Stütze. Zur Bestätigung der MAFIA-Ergebnisse und der bereits am Modellaufbau gemessenen Werte, wurde nun eine Messreihe unternommen, die die Buncherspannung als Funktion der Position zeigt.

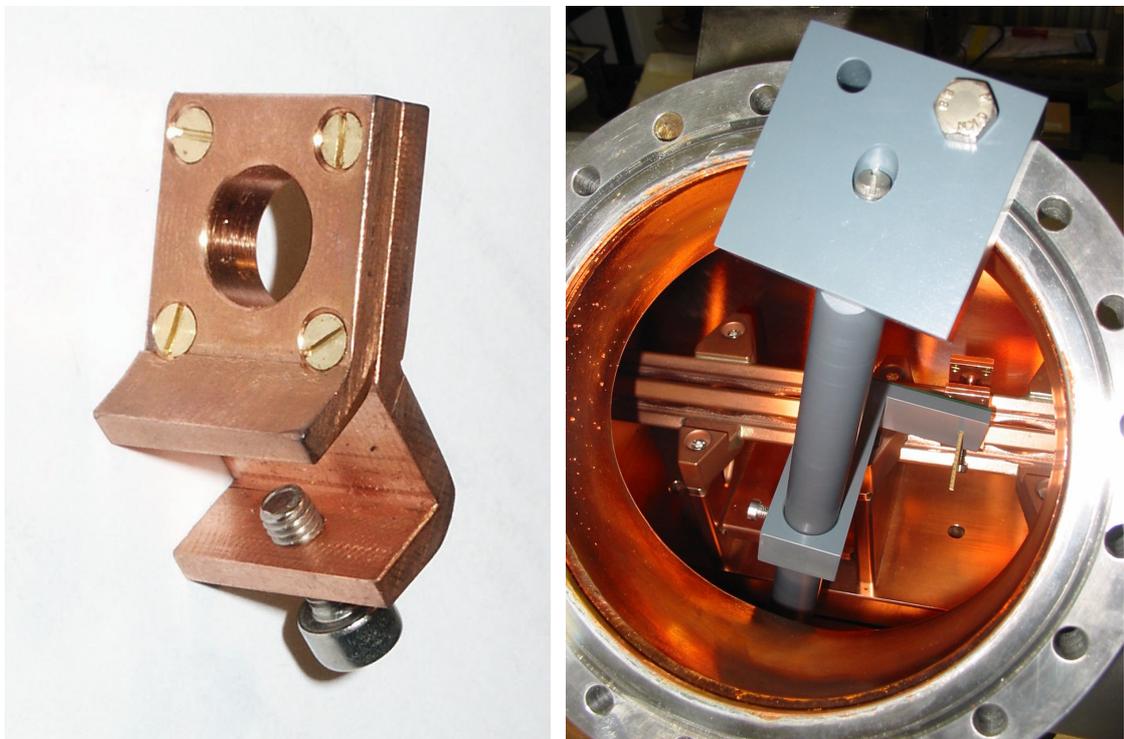


Abb. 7.2 Links: klemmbare, kupferne Lasche zur Störkörperdurchführung an den Elektroden. Rechts: Haltevorrichtung zur Führung des Störkörpers.

Wichtig ist dabei das Verhältnis zwischen Elektrodenspannung und Driftröhrenspannung, die man mit der Störkörpermethode bereits bei Messsenderniveau bestimmen kann. Die Spannung der Elektroden wurde auch hier mit Hilfe von zwei kupfernen, klemmbaren Laschen mit Loch zur seitlichen Durchführung der Störkugel bestimmt (Abb. 7.2 links). Innerhalb des Tanks konnte jedoch auf einfache Weise keine Führung des Störkörpers an einem Faden erfolgen, so dass dieser auf einem feinen Holzstäbchen aufgespießt und mm-Weise durch den Spalt durchgeführt wurde. Zu diesem Zweck wurden speziell angepasste Haltevorrichtungen aus PVC gefertigt und am Tank angebracht (Abb. 7.2) rechts. Der störende Einfluß dieser Vorrichtung ist relativ gering, da sich die Felder im 4-rod-RFQ auf die Bereiche zwischen den Elektroden und in der Nähe der Stützen konzentrieren.

Am Buncher wurde nach gleichem Prinzip verfahren, die Haltevorrichtung bestand hier aus einem Stopfen, der genau in die Deckeldriftröhre passte, mit einem Loch in der Mitte, zur Führung des Holzstäbchens. Um den störenden Einfluß des Stäbchens zu berücksichtigen, wurde zunächst immer ein Messdurchgang ohne Störkugel unternommen und die so erhaltenen Messwerte dann von denen mit Kugel abgezogen. Insgesamt wurden so 7 Montagehöhen vermessen, Nullpunkt ist der untere Anschlag. Die Messdaten sind in Abb. 7.4 dargestellt.

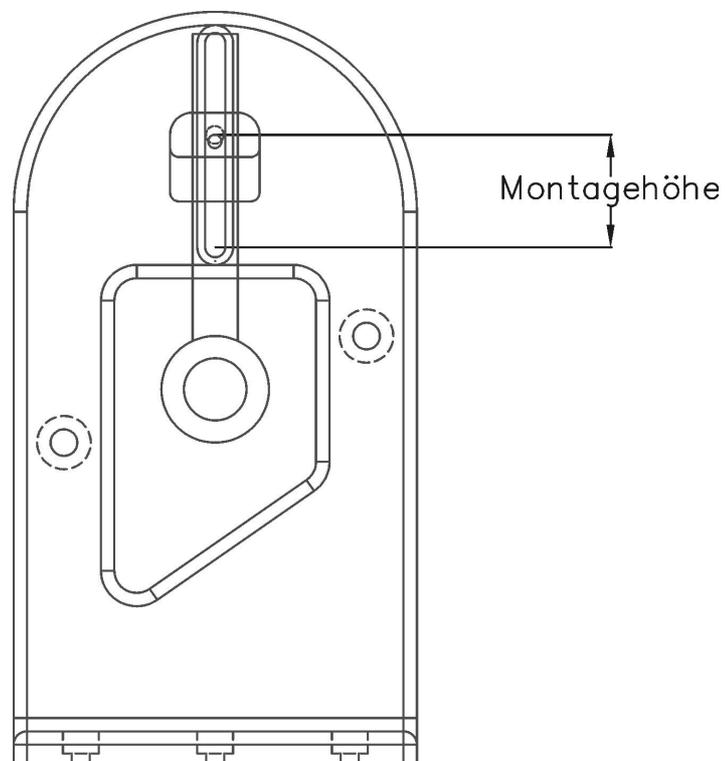


Abb. 7.3 Definition der Montagehöhe zur Variation der Driftröhrenspannung.

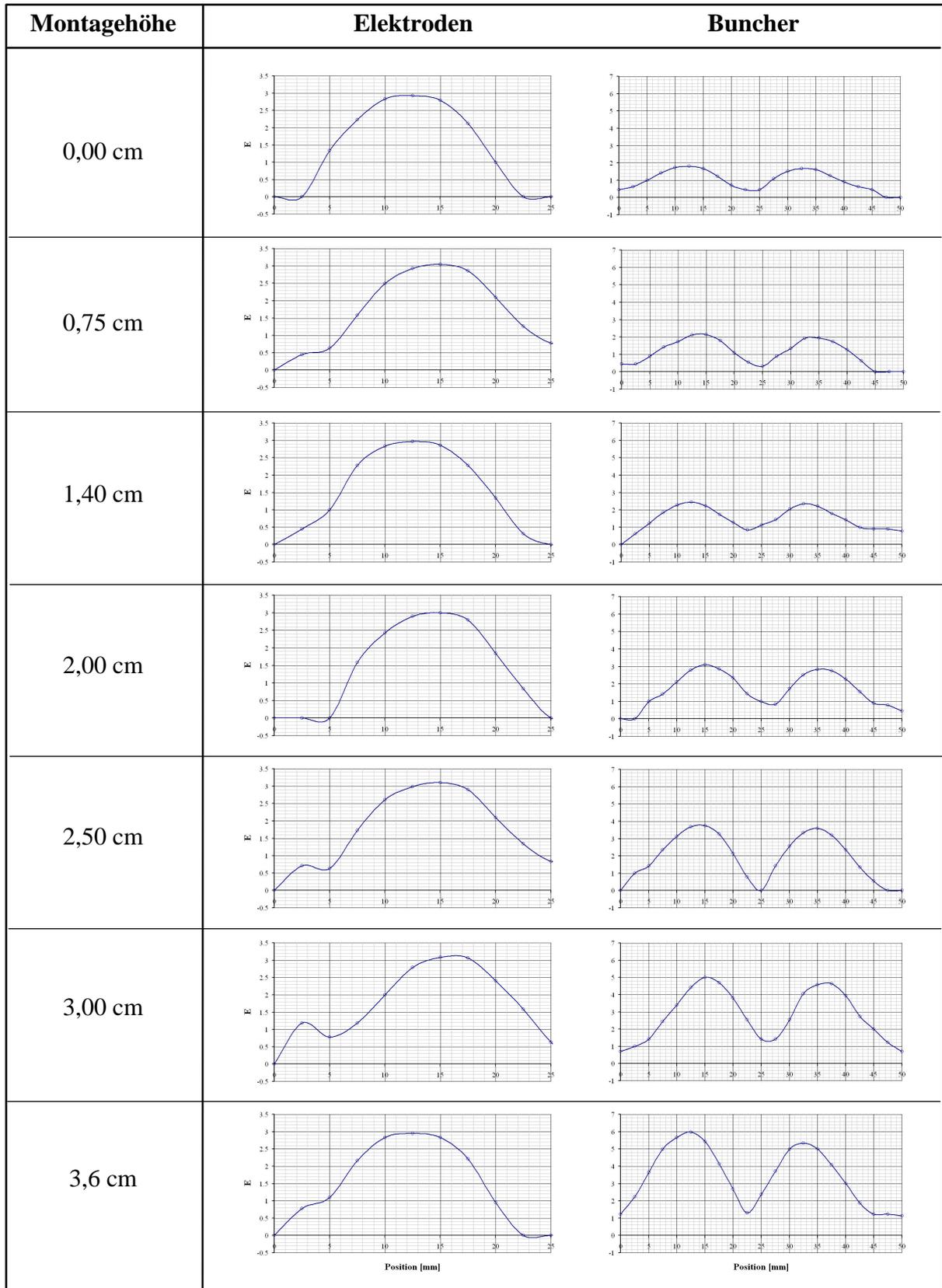


Abb. 7.4 Messzyklus zur Bestimmung der Buncherspannung in Abhängigkeit von der Montagehöhe der Spannungsführenden Driftröhre. Aufgetragen ist die Feldstärke in relativen Einheiten gegen die Position des Störkörpers im Spalt.

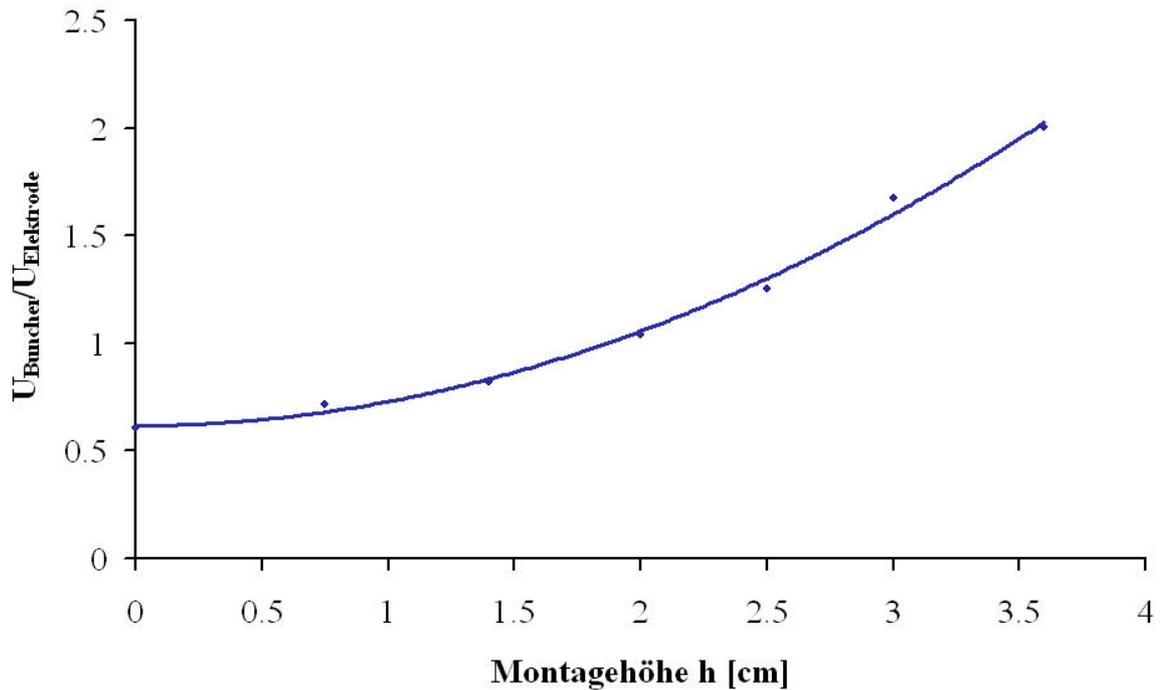


Abb. 7.5 Die Buncherspannung aufgetragen gegen die Montagehöhe der spannungsführenden Driftröhre.

Die Fläche unter den Messkurven aus Abb. 7.4 ist proportional der Spannung im Spalt. Man kann also durch Integration das Verhältnis zwischen Elektroden- und Buncherspannung bei einer bestimmten Montagehöhe direkt bestimmen. Abb. 7.5 zeigt das Ergebnis dieser Auswertung, die Buncherspannung bei 70 kV Elektrodenspannung, aufgetragen gegen die Montagehöhe.

Die in den Simulationsrechnungen veranschlagten 80 kV Buncherspannung sind also bequem zu erreichen. Allerdings war bei den Simulationsberechnungen zur Teilchendynamik die konkrete Driftröhrengometrie noch nicht berücksichtigt, so dass der geometrische transit-time Faktor  $TT_G$  bei den angestrebten Driftröhrendimensionen von 7 mm Innen- und 12,5 mm Außendurchmesser diesen Wert noch einmal um ca. 25% nach oben korrigiert.  $TT_G$  berechnet sich aus den Geometriedaten näherungsweise zu [5].

$$TT_G \approx \frac{bl}{p(d+0.85r)} \sin\left(\frac{p(d+0.85r)}{bl}\right) \frac{1}{I_0\left(\frac{2p r_{ap}}{bl}\right)}. \quad (7.2)$$

Dabei ist  $d$  der Abstand zwischen Driftröhren (Spaltweite = 7 mm),  $r$  der Verrundungsradius der Driftröhren,  $r_{ap}$  der Aperturradius und  $I_0$  wieder Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung.

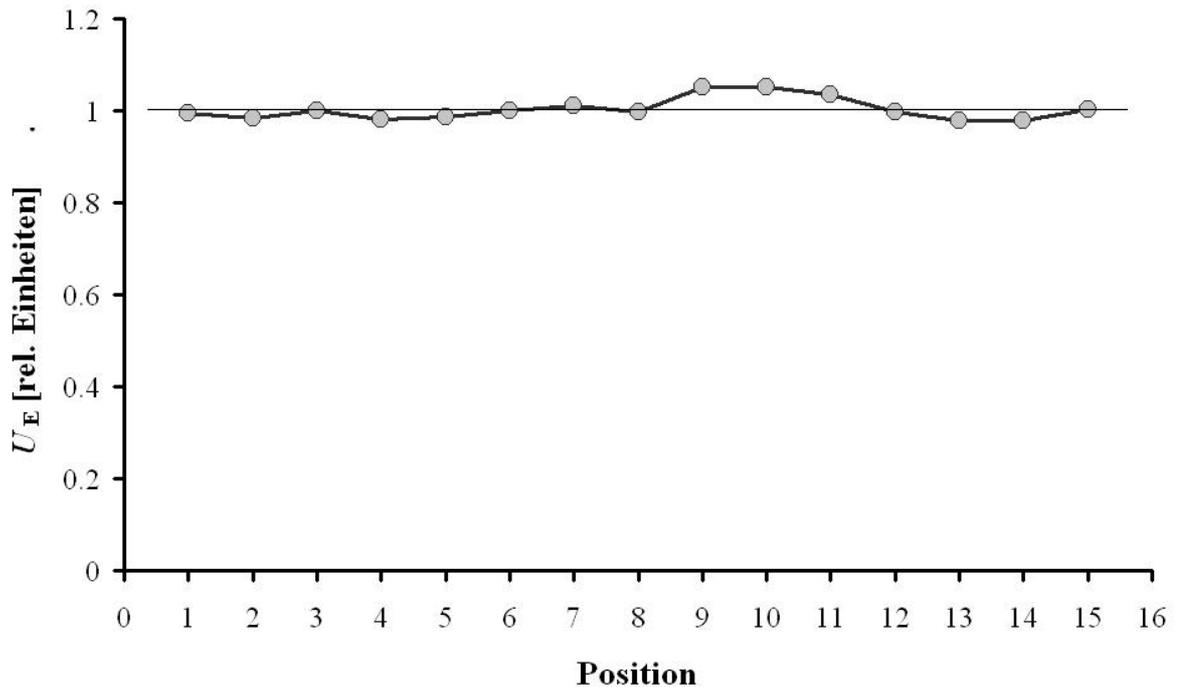


Abb. 7.6 Messung der Homogenität in der Spannungsverteilung  $U_E$  entlang der RFQ-Elektroden. Gemessen wurde immer mittig, jeweils zwischen zwei RFQ-Stützen (15 Positionen insgesamt).

Damit ergibt sich eine endgültige Montagehöhe von etwa 2,7 cm bei einer gesamten Buncherspannung von 100 kV. Bei dieser Montagehöhe wurde bereits ein Ausgleich der Spannungsverteilung auf den Elektroden mit Hilfe von höhenverstellbaren Kurzschlussplatten zwischen den RFQ-Stützen vorgenommen, das Ergebnis der entsprechenden Störkörpermessungen ist in Abb. 7.6 dargestellt und belegt im Vergleich mit den MAFIA-Simulationen aus Abb. 5.22 eine gute Reduktion der anfänglich 20%igen Inhomogenität auf vorab nur noch maximal 4,8%. Eine endgültige Einstellung der Buncherspannung und die darauf angepasste Positionierung der Kurzschlussplatten soll allerdings erst im Verlauf eines Strahltestbetriebs erfolgen, bei dem dann die transversalen Emittanzen, die Pulsweite und die Energieverschmierung bestimmt und auf die Akzeptanz des IH optimiert werden sollen.

## Anhang I

Für die teilchendynamischen Simulationen zum Medizin-RFQ wurde als Eingangsverteilung stets eine Waterbagverteilung benutzt. Ein typischer Eintrag in PARMPRO für eine solche Verteilung wäre etwa:

```
INPU -6 1000 0. 4.17 .01 0. 4.17 .01 180 0 0
```

Die Werte bedeuten der Reihe nach:

1. Verteilungstyp 6 entspricht einer homogenen Zufallsverteilung im 4-dim transversalen Phasenraum & einer homogenen Phasenverteilung ohne Energieverschmierung. Mit dem Vorzeichen "-" wird eine RMS-Korrektur vorgenommen [17].
2. Anzahl der Teilchen.
3.  $a_x$  (der Übersichtlichkeit wegen hier willkürlich auf Null gesetzt, d.h. Ellipse steht senkrecht).
4.  $b_x$  [cm/rad].
5.  $e_x$  [cm rad] entsp. hier  $100 \pi$  mm mrad unnormierter Randemittanz.
6. – 8. entsprechendes für die y-Ebene.
9. Phasenbreite, hier  $\pm 180^\circ$ .

Die so generierte Verteilung hat folgendes Aussehen:

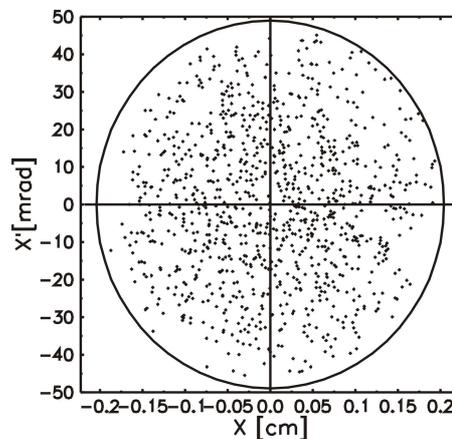


Abb 1 Mit INPU generierte Eingangsverteilung. Das Halbachsenprodukt beträgt etwa  $100 \mu\text{mm mrad}$ .

Und im OUTPUT.DAT erscheint der Eintrag:

```

AUSGABE EMI

PZERO =      0.41445E-02    !  $\beta_0 \cdot \gamma_0$  (Eingangsbeta)

RSQRT =      0.40825E+00    ! Faktor zwischen rms-Hlba. a und totaler Hlba. A transversal*

RSQRL =      0.10000E+01    ! Faktor zwischen rms-Hlba. und totaler Hlba. longitudinal

RMS-EMITTANZ      0.690745E-05 0.690745E-05 0.241285E+13 ! rms Emittanz, [cm rad] norm.

RMS-EMITTANZ(SKAL.) 0.414447E-01 0.414447E-01 0.241285E+16 !  $\epsilon_{rms}/(RSQRT)^2$ , [cm mrad] norm.**

MAX-EMITTANZ      0.404770E-01 0.415043E-01 0.241285E+16

```

---

\*  $a_{rms} = (1/\sqrt{n+2}) \cdot A_{total}$ , mit  $n = 4$  für die 4-D Waterbagverteilung.

\*\*  $e_{rms} = (1/(n+2)) \cdot e_{total}$ .

## Anhang II

Die Ausgabe der Daten im Programmteil zur Erstellung von Fräslisten erfolgt in drei Ausgabedateien: CNCLIST (Tab. 1) liefert einen generellen Überblick, aufgelistet werden die Originalparameter und die geglätteten Apertur- und Modulationswerte zusammen mit den longitudinalen Fräsradien, einmal für die  $x$ - und einmal für die  $y$ -Elektroden. In CNCX (Tab. 2) und CNCY finden sich die Strukturdaten, aufbereitet für die CNC-Fräsmaschine. Jeder RFQ-Zelle kommen hier zwei Zeilen, einmal mit positivem und einmal mit negativem Fräsradius zu (Abb. 3.9).

NC	CL	SA	SM	SA+x	SM+x	rx	SA+y	SM+y	ry
1	0.28761	0.92109	1.00000	0.92109	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
2	0.28761	0.65131	1.00000	0.65131	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
3	0.28761	0.53179	1.00000	0.53179	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
4	0.28761	0.46055	1.00000	0.46055	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
5	0.28761	0.41192	1.00000	0.41192	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
6	0.28761	0.37603	1.00000	0.37603	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
7	0.28761	0.34814	1.00000	0.34814	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
8	0.28761	0.32566	1.00000	0.32566	1.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
9	0.28763	0.32561	1.00016	0.32561	1.00016	391.51083	0.32558	1.00023	274.40045
10	0.28763	0.32556	1.00032	0.32553	1.00038	165.31158	0.32558	1.00025	258.55682
11	0.28763	0.32551	1.00047	0.32553	1.00040	157.54199	0.32549	1.00054	117.30710
12	0.28763	0.32546	1.00063	0.32544	1.00070	90.88347	0.32549	1.00056	113.31706
13	0.28763	0.32541	1.00079	0.32544	1.00072	88.48509	0.32539	1.00086	74.17943
14	0.28763	0.32537	1.00095	0.32534	1.00101	62.67255	0.32539	1.00088	72.57407
15	0.28763	0.32532	1.00110	0.32534	1.00103	61.52296	0.32529	1.00117	54.25288
16	0.28763	0.32527	1.00126	0.32525	1.00133	47.83352	0.32529	1.00119	53.38943
17	0.28763	0.32522	1.00142	0.32525	1.00135	47.16531	0.32520	1.00149	42.77047
18	0.28763	0.32517	1.00158	0.32515	1.00164	38.68057	0.32520	1.00151	42.23553
19	0.28763	0.32513	1.00173	0.32515	1.00166	38.23987	0.32510	1.00180	35.30553...

Tab. 1 Ausgabe der korrigierten Strukturparameter  $SA+$ ,  $SM+$  zusammen mit den longitudinalen Fräsradien  $r$  in CNCLIST.DAT am Beispiel der ersten 19 Zellen des Medizin-RFQ.

---

1	0.00000	15.74393	3915.10815	2.60507
2	1.43815	15.74367	-3915.10815	2.60507
3	2.87629	15.74340	-1653.11584	2.60478
4	4.31444	15.74403	1653.11584	2.60478
5	5.75258	15.74465	1575.41992	2.60480
6	7.19073	15.74400	-1575.41992	2.60480
7	8.62887	15.74334	-908.83466	2.60442
8	10.06702	15.74448	908.83466	2.60442
9	11.50516	15.74562	884.85089	2.60444
10	12.94331	15.74445	-884.85089	2.60444
11	14.38145	15.74328	-626.72552	2.60406
12	15.81960	15.74493	626.72552	2.60406...

Tab. 2 Fräsliste der ersten 6 Zellen des Medizin-RFQ. Die Spalten bedeuten der Reihe nach: laufende Nummer, laufende Länge [mm], Abstand von der Elektrodenrückseite [mm], Fräsradius [mm], transversaler Elektrodenradius [mm].

## Anhang III

Folgendes Schema gilt für die Parameterfolge der neuen Raumladungsroutine Typ 9:

```
SCHE 9 2 .05 .02 10 20 2 0 0 0 0
```

Die Zahlen bedeuten der Reihe nach:

1. Raumladungsroutine (9 = CHARG6)
2. Strahlstrom [mA]
3. rad. Maschenintervall [cm] (nur außerhalb des RFQs gültig)
4. long. Maschenintervall [cm] (nur außerhalb des RFQs gültig)
5. Anz. d. rad. Maschen ( $\leq 49$ )
6. Anz. d. long. Maschen ( $\leq 44$ )
7. Anz. d. benachbarten Bunche
8. Selektion (s. source-code)
9. ***b*** (wenn 0, dann Zellen ***b*** und ***-g***)
10. ***g*** (siehe ***b***)
11. Distanz zw. den Bunchen (falls 0, dann ***b\*I***)

---

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit stellt Design, Aufbau und erste experimentelle Testergebnisse einer integrierten RFQ-Driftröhrenkombination für den Einsatz im Injektorbereich einer klinischen Synchrotronanlage zur Behandlung von Tumorerkrankungen mit Ionenstrahlen vor. Das Hauptziel der Bemühungen war, eine sehr kompakte und auf die gestellten Aufgaben hoch spezialisierte Lösung zu finden, die den täglichen Anforderungen im Klinikbetrieb gerecht wird. Zuverlässigkeit, einfache Bedienbarkeit und möglichst geringe Betriebskosten standen dabei im Vordergrund und führten letztlich zu einer nur 1,40 m langen Kombination der beiden Beschleunigerkomponenten, die üblicher Weise in zwei getrennten Kavitäten mit separater Leistungsversorgung, separater Steuerung und mit deutlich mehr Platzbedarf untergebracht sind.

Im Zuge der Designarbeiten wurde insbesondere das Programm PARMPRO den hier aufgetretenen aktuellen Problemstellungen angepasst. Die Berechnung der Wechselwirkung von Ionen bei raumladungsdominierten Teilchenstrahlen wurde korrigiert, das Programm um ein Transportelement zu Transformation geladener Teilchen durch eine frei wählbare Potentialverteilung erweitert und mit einem neu entwickelten Programmteil wurden die zur Fertigung notwendigen Daten generiert. Die Optimierung der Strukturparameter mit Hilfe einer externen Visual-Basic-Anwendung zum automatischen Optimieren der Strukturdaten mit Hilfe von PARMPRO war ein Schritt auf dem Wege zum endgültigen, an die Eingangsstrahlraten und an die Erfordernisse der darauffolgenden IH-Struktur angepassten Elektrodendesign.

Nach den Simulationsrechnungen erfolgten Referenzmessungen an entsprechenden Modellaufbauten insbesondere mit einem computergesteuerten Störkörpermessstand, zur experimentellen Bestimmung der Spannungsverhältnisse an der jeweils zu untersuchenden Strukturvariante. Auf diesen Ergebnissen basiert das endgültig entwickelte Resonatorkonzept der RFQ-Driftröhrenkombination.

Das Kapitel "Aufbau des Medizin-RFQs" behandelt die Konstruktion und die technische Umsetzung des erarbeiteten Beschleunigerkonzepts. Einzelnen Beschleunigerkomponenten

wie Tank, Elektroden, Resonatorstruktur, Bunchereinheit und deren Fertigungsprozesse werden vorgestellt, Arbeitsschritte wie das Verkupfern des Tanks in der Galvanik der GSI oder das Verfahren zum Versilbern von Kontaktteilen im hauseigenen Labor werden beschrieben. Es folgt eine Diskussion des Justierkonzepts und der Maßnahmen zur Einhaltung der erforderlichen Genauigkeiten von ca. 20  $\mu\text{m}$ , um die berechnete Strahlqualität zu gewährleisten.

Abschließend werden die Ergebnisse erster HF-Testmessungen auf Messsenderniveau beschrieben. Hier wurden zunächst experimentell grundlegende Resonatoreigenschaften wie etwa Resonanzfrequenz, Güte und Parallelersatzwiderstand bestimmt. Danach wurde ein spezielles Störkörpermessverfahren angewandt, um den über die Montagehöhe der Driftröhre einstellbaren Spannungsbereich der Bunchereinheit zu erfassen, da die geometrischen Verhältnisse einen computergesteuerten Messstand wie er zur Untersuchung der Modellaufbauten herangezogen wurde nicht zuließen. Abschließend erfolgte ein Abstimmen der Spannungsverteilung entlang der RFQ-Elektroden.

Diese experimentellen Ergebnisse belegen eindrucksvoll die Funktionsfähigkeit der RFQ-Driftröhrenkombination, so ist insbesondere die erforderliche Buncherspannung auf einer mittleren Montagehöhe der spannungsführenden Driftröhre zu erreichen, die durch die zusätzlich Driftröhrenkapazität hervorgerufene Verzerrung der Spannungsverteilung auf den Elektroden lässt sich über die höhenverschiebbaren Kurzschlussplatten gut korrigieren. Das erarbeitete Gesamtkonzept dieser neuartigen, sehr kompakten RFQ-Driftröhrenkombination ist auch für andere Anwendungsbereiche sehr attraktiv, so dass bereits ein Patent darauf angemeldet wurde.

Damit ist das Ziel, eine RFQ-Driftröhrenkombination für die medizinische Beschleunigeranlage in Heidelberg aufzubauen erreicht. Strahltests und die experimentelle Bestimmung der Phasen- und Energiebreite des Ionenstrahls sind als nächstes vorgesehen.

---

## Literaturverzeichnis

- [1] J. Debus et al.  
"Proposal for a dedicated ion beam facility for cancer therapy"  
DKFZ, Radiologische Klinik Heidelberg, GSI und FZ Rossendorf.
  
- [2] A. Schempp  
"Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenz-Quadrupol(RFQ)-Beschleuniger"  
Habilitationsschrift, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1990.
  
- [3] U. Ratzinger  
"Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen"  
Habilitationsschrift, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1998.
  
- [4] T. Sieber  
"Entwicklung von 4-Rod und IH- Radio-Frequenz-Quadrupol (RFQ)-Beschleunigern für radioaktive Ionenstrahlen bei REX-ISOLDE und MAFF"  
Dissertation, Technische Universität, München 2000.
  
- [5] K.-U. Kühnel  
"Aufbau eines Splittingresonators als Rebuncher für das REX-ISOLDE Projekt."  
Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1999.
  
- [6] J. Thibus  
"Programmierung eines Hochfrequenz-Wechselfeld-Deflektors zur teilchendynamischen Simulation für Funneling-Experimente."  
Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 2001.
  
- [7] H. Zimmermann  
"Aufbau und Untersuchung von zwei Multicusp-Ionenquellen und Injektionssystemen für ein Funnelingexperiment"  
Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1998.

- 
- [8] K.-U. Kühnel  
Dissertation, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, in Arbeit.
- [9] Fermilab US Department of Energy Laboratory  
"Interdependent science: Physics and Medicine 2"  
Fermi News Vol. 24, September 14, 2001.
- [10] R. R. Wilson  
"Radiological Use of Fast Protons"  
Radiology 47, S. 487-491, 1946.
- [11] Kapchinskij, V. A. Tepliakov  
"Linear Ion Accelerator with Spatially Homogenous Focusing"  
Prib. Tekh. Eksp. 119, No. 2, 1970.
- [12] A. Bechtold  
"Aufbau eines Schwerionen-RFQ-Beschleunigers mit hohem Tastverhältnis"  
Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1997.
- [13] O. Engels  
Eigenschaften der Split-Koaxial-RFQ-Struktur  
Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1993.
- [14] T. P. Wangler  
"RF Linear Accelerators"  
Wiley Series in Beam Physics and Accelerator Technology.
- [15] K. R. Crandall, R. H. Stokes, T. P. Wangler  
"RF-Quadrupole Beam Dynamics Design Studies"  
BNL-51143, S.205, 1980.
- [16] H. Deitinghoff  
"Zur Bedienung des PARMTEQ-Programms auf der IBM der GSI"  
Int. Rep., Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1987 - 18.
- [17] A. Bechtold, F. Höllering  
"Generierung der RFQ-Elektroden-Parameter im Programm PARMTEQ"  
Int. Rep., Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1999.

- 
- [18] W. Neumann  
"Bedienungsanleitung für das PARMTEQ-Programm"  
Int. Rep., Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 1983 - 25.
- [19] E. W. Schmid, G. Spitz, W. Lösch  
"Theoretische Physik mit dem Personalcomputer"  
Springer Verl., S. 97 - 111, ISBN3-540-18310-8.
- [20] A. Kipper  
"Untersuchungen an Spiral-RFQ-Resonatoren"  
Diplomarbeit, Inst. f. Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1989.
- [21] U. Ratzinger, E. Malvitz, M. Rau  
"Design Study of a Four Vane RFQ for High Duty Cycle Operation"  
Proceedings of LINAC '94, S. 275 ff.
- [22] C. Peschke  
"Messungen und Berechnungen zu longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen einer Elektronen-Positronen-Linearbeschleuniger-Struktur"  
Diplomarbeit, Inst. f. Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1995.
- [23] A. Bechtold, U. Ratzinger, A. Schempp, B. Schlitt  
"Design and Construction of an RFQ-Drifttube-Combination for a Medicine Synchrotron"  
Proceedings of EPAC 2002, S. 2715 ff.
- [24] H. Vormann  
"Untersuchungen von 4-Rod-RFQ-Strukturen als Injektor für eine Spallations-Neutronenquelle"  
Dissertation, Inst. f. Angew. Physik, Frankfurt am Main, 2000.
- [25] Fotografiert mit freundlicher Unterstützung von H. Zimmermann und H. Kronenberger.

---

## Danksagung

Danken möchte ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Alwin Schempp für das in mich gesetzte Vertrauen bei der Überantwortung dieses attraktiven Projekts, besonders aber auch für seine freundliche Unterstützung in allen Bereichen. Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Prof. Dr. Ulrich Ratzinger, der meiner Arbeit wichtige und richtungsweisende Impulse gegeben hat. Dr. Bernhard Schlitt von der GSI in Darmstadt danke ich für eine gute Zusammenarbeit und für viele Anregungen in Theorie und Praxis.

Ein besonders lautstarker Dank gilt meinem Zimmerkollegen, "Leidensgenossen" und Freund Holger Zimmermann mit dem jede Hürde mit Leichtigkeit zu durchbrechen ist. Seine professionelle Unterstützung war und ist mir eine große Hilfe! Jan Thibus danke ich für seine freundschaftliche Beratung in programmiertechnischen Fragen, Evangelos Vassilakis, dem anderen Papa in der Arbeitsgruppe, für viele anregende Diskussionen und Holger Liebermann für die vollständige Beseitigung aller Computerprobleme. Kai-Uwe Kühnel ist für seine "coolness" bekannt, die besonders dann wichtig wird, wenn allen anderen längst die Nerven durchgehen; Carsten Welsch danke ich insbesondere für seine internationale Arbeit.

Aber auch zwei ehemaligen Arbeitsgruppenmitgliedern möchte ich an dieser Stelle danken: So war es beispielsweise von besonderer Wichtigkeit Hartmut Vormann beim Zusammenbau diverser RFQs genauestens auf die Finger zu schauen, Frank Höllerings Kenntnisse in Fortran erleichterten mir ungemein den Einstieg in diese Programmiersprache.

Ein großes Dankeschön geht an die Werkstatt, unter der Leitung von Herrn Hausen wurde hier so manches Stück rasch und präzise gefertigt. Danken möchte ich außerdem Herrn Kronenberger für die professionelle Unterstützung bei allen fototechnischen Angelegenheiten, aber auch für die sehr gute Beratung in physikalischen und musikalischen Belangen. Bei der Verkupferung des Tanks waren mir Frau Dettinger und Herr Eckhardt von der GSI eine große Hilfe. Herrn Geiser von GSI danke ich insbesondere für die wertvollen und gerade noch rechtzeitigen Tipps zur Einhaltung aller Fertigungstoleranzen, ebenso wie Herrn Bourgeoise.

Ein ganz besonders herzliches Dankeschön geht an meine Eltern Herbert und Isolde Bechtold für ihre große Unterstützung und Geduld und natürlich nicht zuletzt an meine Familie, meiner Lebenspartnerin Maren Schwingel und unseren Kindern Amelie "Örgelmädchen" und Aaron "T'schmeik" Bechtold.

## Akademische Lehrer

W. Aßmus, R. Becker, H. Behr, H.-D. Brauer, R. Dreizler, T. Elze, W. Greiner, H. Klein, R. Kulze, B. Lüthi, W. Martienssen, J. A. Maruhn, E. Mohler, U. Ratzinger, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, W. Schwarz, K. Stelzer, H. Stöcker, R. Thomae, D. Wolf.

## Lebenslauf

Name	Alexander Bechtold
am 04.05.1970	Geboren in Gelnhausen, deutsche Staatsangehörigkeit
1976-1980	Besuch der Grund- und Hauptschule in Niedermittlau
1980-1989	Besuch des Grimmelshausen-Gymnasiums-Gelnhausen
1989	Allgemeine Hochschulreife
1990-1991	Zivildienst
1991	Beginn des Physikstudiums an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main
1993	Diplom-Vorprüfung
1994	Beginn der Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main. Thema der Arbeit: " Aufbau eines Schwerionen-RFQ-Beschleunigers mit hohem Tastverhältnis"
1997	Diplom-Hauptprüfung
1998	Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik. Beginn der Arbeiten zur vorliegenden Dissertation

