

Entwicklung von 4-Rod- und IH- Radio-
Frequenz-Quadrupol (RFQ)-Beschleunigern für
radioaktive Ionenstrahlen bei REX-ISOLDE und
MAFF

Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Thomas Sieber
aus Gelnhausen

München, den 22. Mai 2001

1. Gutachter: Prof. Dr. D. Habs

2. Gutachter: Prof. Dr. A. Staude

Tag der mündlichen Prüfung: 11.10.2001

Meinen Eltern und Silke

Zusammenfassung

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN wird derzeit in der Experimentierhalle des Isotopenseparators ISOLDE das REX-ISOLDE Experiment zur Beschleunigung radioaktiver Kerne in Betrieb genommen. Bei den Beschleunigerstrukturen, die im Linearbeschleuniger von REX-ISOLDE zum Einsatz kommen, handelt es sich um einen Radio Frequenz Quadrupol (RFQ)-Beschleuniger, einen IH-Driftröhrenbeschleuniger sowie eine aus drei Einzelkomponenten bestehenden 7-Spalt-Resonator Sektion. Im Rahmen der Anpassung des gesamten Linacs an die bei REX-ISOLDE gegebenen Rahmenbedingungen wurden die HF-Eigenschaften, die Beschleunigungseffizienz und die teilchendynamischen Eigenschaften der einzelnen Strukturen stetig optimiert, so daß der REX-ISOLDE Linac im Bezug auf Kompaktheit (Länge: 9 m), Transmission (95 %) und Energievariabilität (Ausgangsenergie: 0.85 - 2.2 MeV/u) als derzeitiger Höchststand der Entwicklung normal leitender Resonatoren in diesem Energiebereich anzusehen ist.

Der 3 m lange 4-Rod- $\lambda/2$ RFQ für das REX-ISOLDE Experiment, dessen Entwicklung, Aufbau und Test ein wesentlicher Inhalt der vorliegenden Arbeit ist, beschleunigt Ionen mit einem Masse zu Ladungs Verhältnis von $A/q = 4.5$ von 5 keV/u auf eine Endenergie von 300 keV/u. Er deckt (bei einer Transmission von 97.8 %) mit dem Einfang und der Formierung des von Quelle und Massenseparator gelieferten Gleichstrom-Strahls den kritischsten Teil der Beschleunigung ab. Der REX-RFQ arbeitet bei einer Frequenz von 101.28 MHz und ist für ein Tastverhältnis von 10 % ausgelegt.

Zur experimentellen Erprobung des Beschleunigers wurde nach dessen Aufbau und den Niederleistungsmessungen zur Optimierung der Feldverteilung am Garching Tandemlabor eine umfangreiche Testanlage aufgebaut. Es wurden Hochleistungsmessungen bis 80 kW durchgeführt, um den Resonator im Bezug auf Spannungsfestigkeit, HF-Stabilität und Effektivität (R_p -Wert) zu testen. Die bei REX-ISOLDE geforderten teilchendynamischen Designvorgaben des RFQ für Transmission, Energie- und Phasenbreite und transversaler Ausgangsemittanz des Beschleunigers wurden hier durch Messungen mit einem He^{1+} -Strahl experimentell überprüft. Nachdem sowohl bei den HF-Messungen als auch bei den Strahlungsmessungen eine sehr gute Übereinstimmung mit den hierzu durchgeführten Simulationsrechnungen (MAFIA, PARMTEQ) erreicht wurde, konnte der RFQ in den REX-ISOLDE Aufbau am CERN integriert, und dort erfolgreich mit Strahl betrieben werden.

Parallel zur Entwicklung des REX-ISOLDE-RFQ wurde ein IH-RFQ-Resonator bei 101.28 MHz als erstes Modul des geplanten Spaltfragmentbeschleunigers (MAFF) am FRM II untersucht. Ausgehend von Messungen am bisher einzigen existierenden Beschleuniger dieser Art, dem 36 MHz IH-RFQ des neuen Hochstrominjektors der GSI, konnte hier gezeigt werden, daß sich positive Eigenschaften dieses Resonatortyps bezüglich seiner Feldverteilung, Kühlung und Effizienz auf höhere Betriebsfrequenzen (und damit wesentlich kleinere Abmessungen) übertragen lassen. Hierfür wurden MAFIA Simulationsrechnungen zur Optimierung der HF-Parameter, des Dipolanteils und der Leistungsdissipation

im Beschleuniger durchgeführt. Anhand dieser Rechnungen konnte ein Design für einen 3 m langen Leistungsresonator entwickelt werden. Für die PARMTEQ-Rechnungen zur teilchendynamischen Auslegung des Beschleunigers konnte aufgrund des vergleichbaren Einsatzbereichs teilweise auf das Design des REX-RFQ zurückgegriffen werden. Mit einer hohen Transmission (98.8 %), geringer Energie- und Phasenbreite ($\Delta W/W_{95\%} = \pm 1.3\%$; $\Delta\phi = \pm 12^\circ$) und flachen Strahlwinkeln am Ausgang (< 15 mrad) genügt der RFQ in hohem Maße den Ansprüchen bei MAFF.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	
2.1. Prinzip der Beschleunigung mit HF-Quadrupolstrukturen	
2.1.1. Fokussierung und Beschleunigung	4
2.1.2. Bewegungsgleichungen der Ionen im Quadrupol	9
2.2. RFQ-Hochfrequenzresonatoren	
2.2.1. Charakteristische Resonatorgrößen	14
2.2.2. Der 4-Rod $\lambda/2$ -RFQ	17
2.2.3. Der IH-RFQ	23
2.3. Teilchendynamik	
2.3.1. Die Phasenraumdarstellung von Teilchenstrahlen	31
2.3.2. Teilchendynamik im RFQ	
2.3.2.1. <i>Entwicklung der Elektrodengeometrie</i>	37
2.3.2.2. <i>Abweichungen vom idealen Quadrupol</i>	40
3. Aufbau und Test eines 4-Rod RFQ für den REX-ISOLDE Beschleuniger	
3.1. REX-ISOLDE	
3.1.1. Prinzip und Aufbau des Projekts	43
3.1.2. Experimente bei REX-ISOLDE	54
3.2. Der REX-RFQ	
3.2.1. Berechnung des Resonators mit MAFIA	57
3.2.2. Die teilchendynamische Auslegung des REX-RFQ	64
3.3. Aufbau des Resonators	
3.3.1. Mechanischer Aufbau des REX-RFQ	68
3.3.2. Messungen bei niedrigen Leistungspegeln	
3.3.2.1. <i>Messung der Resonatorparameter und der Feldverteilung</i>	77
3.3.2.2. <i>Anpassung der HF-Einkopplung und Optimierung der Leitungslänge</i>	81

3.4. Hochleistungstest	
3.4.1. Aufbau des Teststandes und HF-Konditionierung	86
3.4.2. Der RFQ im Hochleistungsbetrieb	
3.4.2.1. <i>Messung der Verlustleistung im Beschleuniger</i>	92
3.4.2.1. <i>Messung des Rp-Wertes nach der γSpektroskopie Methode</i>	95
3.5. Strahlexperimente mit He ¹⁺	
3.5.1. Die Teststrahllinie am Münchner Tandemlabor	98
3.5.2. Messungen zur Strahlinjektion	106
3.5.3. Ergebnisse der Strahlmessungen am RFQ	
3.5.3.1. <i>Energie- und Transmissionsmessungen</i>	111
3.5.3.2. <i>Emittanzmessungen</i>	120
4. Entwicklung eines IH-RFQ-Beschleunigers für das MAFF-Projekt am FRM II	
4.1. Der Münchner Spaltfragmentbeschleuniger	
4.1.1. Physikalische Motivation	124
4.1.2. Beschreibung des Spaltfragmentbeschleunigers	128
4.2. Der MAFF IH-RFQ-Beschleuniger	
4.2.1. Entwicklung des Resonators mit MAFIA	
4.2.1.1. <i>Rechnungen zur Optimierung der HF-Parameter</i>	132
4.2.1.2. <i>Optimierung der Feldverteilung</i>	139
4.2.2. Rechnungen zur Teilchendynamik	145
4.2.3. Abschließende Betrachtungen	150
Literaturverzeichnis	155
Anhang	
A. Messung von Güte und Rp-Wert bei niedrigen Leistungspegeln	161
B. Messung der transversalen Emittanz von Ionenstrahlen	166

Kapitel 1

Einleitung

Das Prinzip der Ionenbeschleunigung mit hochfrequenten Quadrupolfeldern hat sich weltweit in zahlreichen Beschleunigeranlagen bewährt. In kurzen kompakten Linacs für schwere Ionen setzt sich zudem die Kombination von Quadrupolbeschleunigern (zur Strahlformierung und Anfangsbeschleunigung) mit den hocheffizienten IH-Driftröhrenstrukturen durch. Als Beispiele seien hier der Hochladungsinjektor (HLI) der GSI [1] und der Bleiinjektor am CERN [2] genannt. Für Anlagen zur Nachbeschleunigung nach der ISOL-Methode erzeugter radioaktiver Ionen, wie das derzeit in Betrieb gehende REX-ISOLDE (Radioactive Beam Experiments at ISOLDE)-Experiment am CERN (s. Abschn. 3.1.1. und 3.1.2.) und das geplante MAFF-Projekt (Munich Accelerator for Fission Fragments) am Münchner Hochflußreaktor FRM II (s. Abschn. 4.1.1. und 4.1.2.), wurde ebenfalls die Kombination von RFQ und IH-Driftröhrenbeschleuniger zusammen mit einer Anordnung von 7-Spalt-Resonatoren zur Variation der Endenergie gewählt. Für die teilchendynamische Auslegung der Beschleunigerkomponenten bei REX-ISOLDE und MAFF ergeben sich im Hinblick auf die vergleichsweise geringen Intensitäten, die hohe geforderte Energieschärfe am Target sowie - in begrenztem Rahmen - variable Endenergien besondere Anforderungen. Hingegen sind die Raumladungskräfte vernachlässigbar, was die teilchendynamischen Auslegungen für die Beschleunigung und den Strahltransport erleichtert.

Mit der derzeitigen Generation von RFQ Beschleunigern lassen sich für leichte und schwere Ionen Transmissionen von 90 - 100 % erreichen, d.h. der Gleichstrom-Ionenstrahl der Quelle wird nahezu verlustfrei eingefangen, in Strahlpakete zerlegt und auf Injektionsenergien für Driftröhrenbeschleuniger oder Zyklotrons [3] gebracht. Dies ist zum einen auf die Fortschritte bei den teilchendynamischen Simulationsrechnungen, insbesondere der stetigen Weiterentwicklung des Los Alamos Programmes PARMTEQ (Phase And Radial Motion in Transverse Electric Quadrupoles) [4, 5] zurückzuführen, zum anderen spielen neue Erkenntnisse beim Aufbau der Resonatoren - insbesondere was die Feldverteilung und den Anteil an Fremdmoden im Quadrupolfeld angeht - sowie Verbesserungen der mechanischen Fertigung eine wichtige Rolle.

Grundsätzlich ist eine Erhöhung der Transmission für alle Anwendungsgebiete wünschenswert, da geringere Teilchenverluste höhere Ströme und damit höhere Reaktionsraten bei den jeweiligen Experimenten bedeuten. Unerlässlich sind geringe Verluste z.B. im Hochstrombereich für Anwendungen wie die schwerioneninduzierte Kernfusion und - wie im vorliegenden Fall - im Bereich der schwachen bis schwächsten Intensitäten bei den im Aufbau befindlichen Anlagen zur Beschleunigung radioaktiver Ionen.

Die Art der verwendeten Beschleunigerresonatoren hängt im wesentlichen über die angestrebte Betriebsfrequenz vom jeweiligen Anwendungsgebiet ab. Im Bereich oberhalb von 200 MHz (Protonenbeschleuniger) hat sich vor allem in den USA der in Los Alamos seit Anfang der siebziger Jahre entwickelte 4-Vane-RFQ [6] als Standardmaschine behauptet. Dieser Resonatortyp ist jedoch zum einen aufgrund der durch die Schwingungsmode (H_{211}) geforderten idealen Quadrupolsymmetrie der gesamten Struktur empfindlich auf eine sehr genaue mechanische Fertigung der Vanes angewiesen, und hat zum anderen für schwere Ionen, also bei niedrigeren Frequenzen, enorme Abmessungen.

Der in Frankfurt seit Anfang der achtziger Jahre von A. Schempp entwickelte 4-Rod- $\lambda/2$ RFQ [7] konnte aufgrund seiner großen Bandbreite ebenfalls als Protonenbeschleuniger bei 200 MHz am DESY eingesetzt werden. Der 4-Rod RFQ hat sich in den letzten Jahren als Beschleuniger für schwere Ionen im Bereich um 100 MHz etabliert. Der Resonator bietet aufgrund seines Leitungscharakters mit relativ leicht modifizierbaren Einzelkomponenten optimale Möglichkeiten der Frequenz- und Feldabstimmung. Der Aufbau ist vergleichsweise kostengünstig und gestattet kompakte Strukturen auch bei niedrigen Frequenzen. Bisher konnten allein mit diesem RFQ-Typ energievariable Strukturen realisiert werden. Der Einsatzbereich des 4-Rod RFQ kann derzeit mit Frequenzen von 20 bis 200 MHz angegeben werden.

Inwieweit der Einsatz eines bestimmten Resonatortyps in Frage kommt, hängt neben den physikalischen Randbedingungen auch vom angestrebten Gesamtkonzept der Beschleunigeranlage ab. So wurde bei der GSI ein ursprüngliches Konzept für den neuen Hochstrominjektor, bei dem ein 27 MHz Spiral 4-Rod RFQ in Verbindung mit der alten Wideröe-Sektion verwendet werden sollte [8], zugunsten einer 36 MHz IH-RFQ/IH-Driftröhrenbeschleuniger Kombination geändert. Der IH-RFQ wird zur Zeit als sehr effiziente Struktur mit vertretbaren Abmessungen ($f = 36$ MHz; $D = 76$ cm) im Bereich bis etwa 100 MHz betrachtet. Es handelt sich dabei um einen Hohlraumresonator, der in der gleichen Mode arbeitet wie die IH-Driftröhrenstrukturen (H_{111}). Er bietet neben einer hohen Effizienz andere Vorteile, wie die Möglichkeit der indirekten Kühlung der Quadrupol-Elektroden sowie einen sehr geringen Dipolanteil [9].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein 4-Rod RFQ bei 101.28 MHz für das REX-ISOLDE Projekt am CERN entwickelt, aufgebaut und getestet [10]. Parallel dazu wurde ein IH-RFQ Resonator bei gleicher Frequenz für den geplanten Spaltfragmentbeschleuniger am FRM II untersucht und anhand von Simulationsrechnungen optimiert [11].

Im ersten Kapitel sollen die elementaren Grundlagen vermittelt werden, die zum Verständnis der durchgeführten Rechnungen und Messungen erforderlich sind. Hier wird das RFQ Prinzip allgemein (ohne Berücksichtigung des jeweiligen Resonator-typs) erklärt. Anschließend werden der 4-Rod- und der IH-RFQ-Resonator vorgestellt und ihre Schwingungseigenschaften vergleichend beschrieben. Der folgende Abschnitt des Kapitels befaßt sich mit den Grundlagen der Teilchendynamik, insbesondere den teilchendynamischen Überlegungen bei der Erstellung eines Elektrodendesigns für den RFQ sowie den Auswirkungen verschiedener Abweichungen vom idealen Quadrupol.

Das dritte Kapitel präsentiert zunächst die experimentellen Zielsetzungen bei REX-ISOLDE. Anschließend wird der Aufbau des Experiments beschrieben. Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Entwicklung des REX-RFQ, mit den hierzu durchgeführten MAFIA (Solution of Maxwells equations with Finite Integration Algorithms [12])- und PARMTEQ- Simulationsrechnungen zur Anpassung des Beschleunigers an die bei REX-ISOLDE gegebenen Rahmenbedingungen. Im letzten Abschnitt werden die experimentellen Aufbauten in Garching für die HF- und Strahlungsmessungen zur Überprüfung der Eigenschaften des Beschleunigers vorgestellt. Abschließend werden die Ergebnisse der Strahlungsmessungen dargestellt und diskutiert.

Kapitel 4 widmet sich den Arbeiten zur Entwicklung eines 101.28 MHz IH-RFQ Beschleunigers für das MAFF Projekt am FRM II. Auch hier werden zunächst die Zielsetzungen und das Gesamtkonzept der Anlage beschrieben. Anschließend werden die Simulationsrechnungen und Überlegungen zum Resonator- und zur Teilchendynamik des MAFF-RFQ dargestellt. Im letzten Abschnitt werden noch einmal die Eigenschaften des IH-RFQ-Resonators im Frequenzbereich von 100 MHz diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen

- Zur Erklärung des Prinzips der Teilchenbeschleunigung mit HF-Quadrupolbeschleunigern sind zunächst die Begriffe der transversalen AG-Fokussierung sowie der longitudinalen Phasenfokussierung von fundamentaler Bedeutung.
- Die Bewegungsgleichungen der Ionen im modulierten Quadrupolkanal leiten sich aus der Laplace-Gleichung unter Berücksichtigung der gegebenen Rand- und Symmetriebedingungen her und zeigen auf anschauliche Weise die Wirkung des 2-Term-Potentials (Fokussierung und Beschleunigung) des Quadrupolfeldes sowie seine Abhängigkeit von der Elektrodengeometrie.
- Die zur Ansteuerung des Quadrupols verwendeten Hochfrequenzresonatoren müssen bezüglich ihrer elektrischen und mechanischen Eigenschaften einer Vielzahl von Kriterien genügen. Die Schwingungseigenschaften dieser Resonatoren werden bei der Beschleunigerentwicklung im allgemeinen mit Hilfe numerischer Rechnungen beurteilt und optimiert. Einfache Schwingkreismodelle sind für qualitative Abschätzungen geeignet.
- Der Begriff der Emittanz ist für das Verständnis von teilchendynamischen Simulationsrechnungen elementar. Die Elektrodengeometrie im RFQ wird anhand von Simulationsrechnungen mit dem Programm PARMTEQ generiert und optimiert. Die teilchendynamische Auslegung des Quadrupols geht auf ein ursprüngliches Konzept der Unterteilung in einzelne Sektionen zurück (Los Alamos Design). Die Abweichungen vom idealen Quadrupol sowie Fehljustierungen des Quadrupols können anhand analytischer Betrachtungen in Verbindung mit numerischen Rechnungen abgeschätzt werden.

2.1. Prinzip der Beschleunigung mit HF-Quadrupolstrukturen

2.1.1. Fokussierung und Beschleunigung

Zur Beschleunigung von Ionen für Experimente im Niederenergiebereich, bzw. als Injektor für Driftröhrenbeschleuniger oder Zyklotrone, hat sich der 1969 von Kapchinskij und Tepliakov erstmals vorgeschlagene [13] und in den siebziger und achtziger Jahren maßgeblich in Los Alamos und Frankfurt weiterentwickelte **Radio-Frequenz-Quadrupol** inzwischen als Standardbeschleuniger durchgesetzt. Der Grund für den Erfolg dieses Beschleunigertyps liegt in der simultanen

Fokussierung und Beschleunigung der Ionen mit Hilfe elektrischer Hochfrequenz-Quadrupolfelder sowie in seiner Eigenschaft, kontinuierliche Ionenstrahlen beinahe verlustfrei in die für die Beschleunigung in HF-Strukturen geforderten Strahlpakete (Bunche) zu zerlegen.

Die Erzeugung des Quadrupolfeldes erfolgt im RFQ durch vier stabförmige Elektroden (Rods) oder Schienen (Vanen) die über einen geeigneten Resonator im Takt der anliegenden Hochfrequenz paarweise periodisch umgeladen werden. Hierbei wird im Resonanzfall die Spannungsüberhöhung im Resonator genutzt, um bei einer gegebenen Hochfrequenzleistung die maximale Beschleunigungsspannung im Quadrupol zu erreichen.

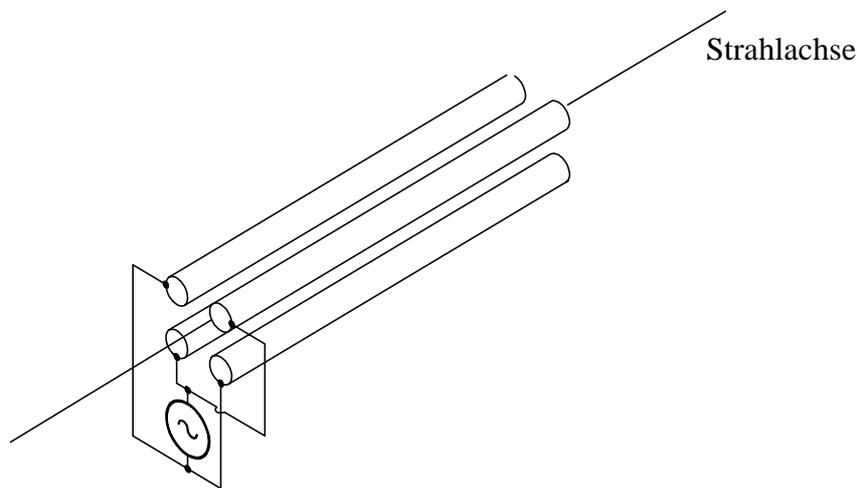


Abb. 2.1.1.1: HF-Quadrupol.

Aufgrund der periodisch wechselnden Polarität der Elektroden wird ein Teilchenpaket im Quadrupol-Transportkanal abwechselnd fokussiert und defokussiert. Hieraus resultiert wegen des (idealerweise) linearen Anstiegs der Feldstärke von der Strahlachse zur Elektrodenoberfläche hin eine insgesamt fokussierende Wirkung des Transportkanals, die als Alternierende-Gradienten (AG)-Fokussierung bezeichnet wird. Voraussetzung hierfür ist, daß der Strahl verlustfrei vom Quadrupol eingefangen werden kann und nicht aufgrund seiner Abmessungen während der ersten Defokussierung in einer Koordinatenebene mit den Elektroden kollidiert. Man erreicht dies durch Verwendung einer geeigneten Einschuboptik sowie durch ein trichterförmiges Aufbiegen des Quadrupols auf den ersten Zentimetern (matching-in Sektion).

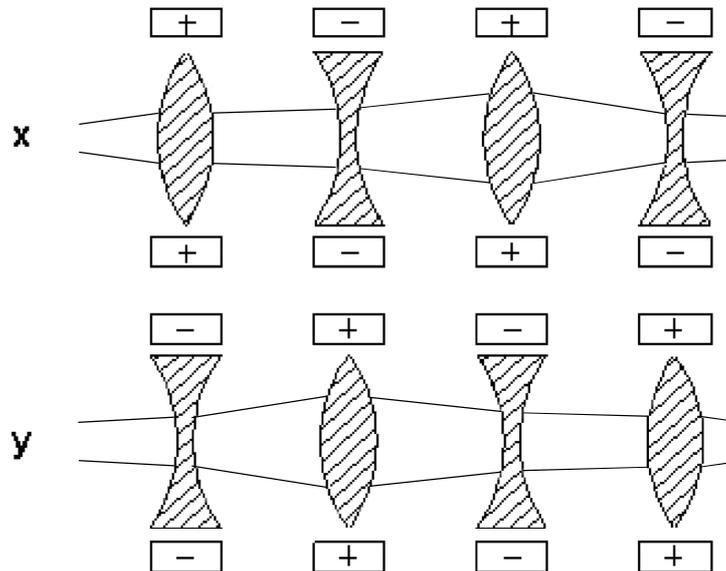


Abb. 2.1.1.2: AG-Fokussierung: Die defokussierende Wirkung auf die Teilchen verursacht stets eine stärkere fokussierende Wirkung beim nächsten Vorzeichenwechsel - und umgekehrt.

Um zusätzlich zur fokussierenden Wirkung des Quadrupols eine beschleunigende Wirkung zu erzielen, muß das elektrische Feld neben der transversalen auch eine longitudinale Komponente aufweisen. Dies wird durch den Übergang zu Elektroden mit periodischer Oberflächenmodulation erreicht. Gegenüberliegende Elektroden sind hierbei phasengleich moduliert, nebeneinanderliegende um 180° phasenverschoben. Die Länge einer halben Modulationsperiode (Beschleunigerzelle) ist analog den Gap-Abständen im Wideröe-Driftröhrenbeschleuniger [14] und somit bei konstanter Frequenz über die Wideröe-Bedingung,

$$l = \beta \cdot \frac{\lambda_{\text{HF}}}{2} \quad (2.1.1)$$

$$\text{(mit } \beta = \frac{v}{c}, \lambda_{\text{HF}} = \text{HF-Wellenlänge)}$$

direkt mit der Teilchenenergie verknüpft. Die Zellenlänge wächst also entsprechend dem Geschwindigkeitsprofil der Teilchen an. In einer beschleunigenden Zelle tritt nach dem Vorzeichenwechsel der Hochfrequenzspannung eine abbremsende Wirkung ein, weshalb nur jede zweite Zelle einen Bunch enthalten kann.

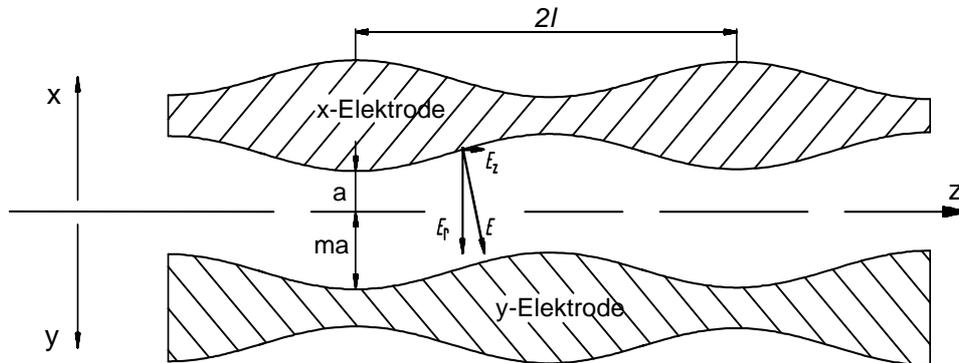


Abb. 2.1.1.3: Modulationsparameter der Quadrupolelektroden ($a = \text{Apertur}$, $m = \text{Modulation}$) und Beschleunigerzellenlänge l . Aufteilung des Quadrupolfeldes in eine transversale und eine longitudinale Komponente.

Um während des Beschleunigungsvorgangs ein Auseinanderlaufen der Teilchenbunche zu verhindern, ist ein longitudinal fokussierender Mechanismus erforderlich. Hierzu wird als Beschleunigungsspannung nicht die Spitzenspannung U_0 ($\varphi_s = \pi/2$) gewählt, sondern ein kleinerer Wert U_s ($0 < \varphi_s < \pi/2$) auf der aufsteigenden Flanke der HF-Welle.

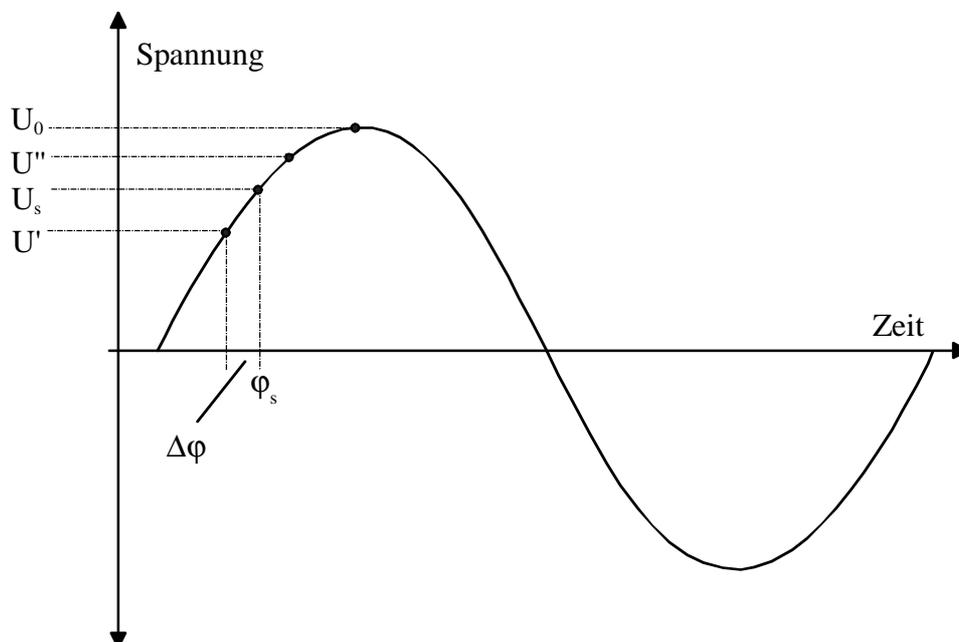


Abb. 2.1.1.4: Phasenfokussierung im HF-Beschleuniger

Dieses Prinzip hat zur Folge, daß zeitlich früher eintreffende (schnelle) Teilchen schwächer (U') und zeitlich spätere (langsame) Teilchen stärker (U'') beschleunigt werden. Die Ionen führen also ständig longitudinale Schwingungen (Synchrotronschwingungen) im Bereich $\pm \Delta\varphi$ um ihre Sollphase aus und bleiben so im Bunch enthalten. Die Stabilitätsgrenze für diese Schwingungen, wird durch die sogenannte Separatrix festgelegt. Nur innerhalb des "Phasenfisches" im $\Delta W/\Delta\varphi$ – Diagramm werden die Teilchen akzeptiert und stabil beschleunigt.

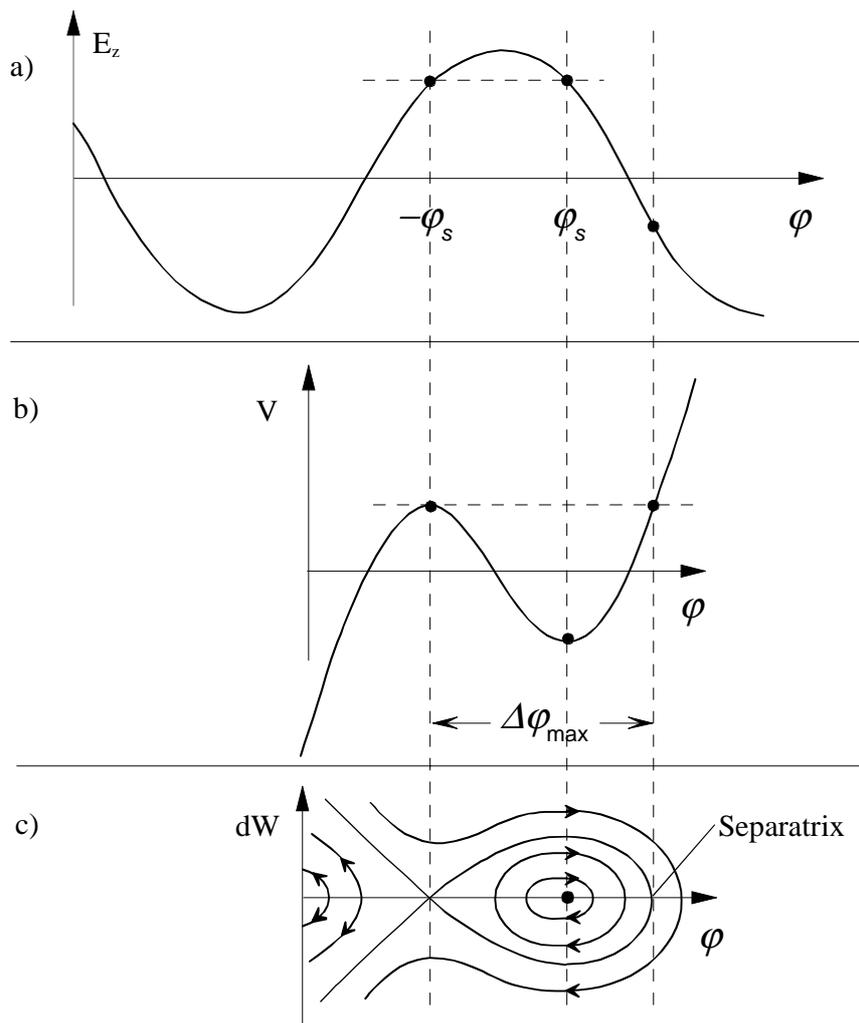


Abb. 2.1.1.5: a.) z-Komponente des elektrischen Feldes als Funktion der Phase, b.) zugehöriger Potentialverlauf, c.) Separatrix: Bereich stabiler Beschleunigung im Energie/Phasen Diagramm.

Die Nachteile, die für eine longitudinale Fokussierung in Kauf genommen werden müssen sind (wegen $U_s < U_0$) ein Verlust an Beschleunigungseffizienz sowie die in allen HF-Beschleunigern auftretende transversale HF-Defokussierung.

2.1.2. Bewegungsgleichungen der Ionen im Quadrupol

Zur theoretischen Beschreibung der Teilchenbewegung im modulierten Hochfrequenz-Quadrupolfeld dienen die Mathieu'schen Differentialgleichungen. Sie ergeben sich aus den Feldkomponenten des Quadrupols in kartesischen Koordinaten:

$$E_x(x, y, z) = \frac{U}{a^2} A_{0,1} x - \frac{kU}{2r} A_{1,0} I_1(kr) \cos(kz) x \quad (2.1.2)$$

$$E_y(x, y, z) = -\frac{U}{a^2} A_{0,1} y - \frac{kU}{2r} A_{1,0} I_1(kr) \cos(kz) y \quad (2.1.3)$$

$$E_z(x, y, z) = \frac{kU}{2} A_{1,0} I_0(kr) \sin(kz). \quad (2.1.4)$$

Wobei $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. I_n sind die modifizierten Besselfunktionen erster Art der Form $I_n(x) = i^{-n} \cdot J_n(ix)$, mit J_n , der Besselfunktion erster Art n-ter Ordnung:

$$J_n(ix) = \sum_{\mu=0}^{\infty} \frac{(-1)^\mu}{\mu! \Gamma(n + \mu + 1)!} \left(\frac{ix}{2}\right)^{2\mu+n}, \quad \text{mit } \Gamma(n + \mu + 1) = \int_0^{\infty} e^{-x} x^{n+\mu} dx \quad (2.1.5)$$

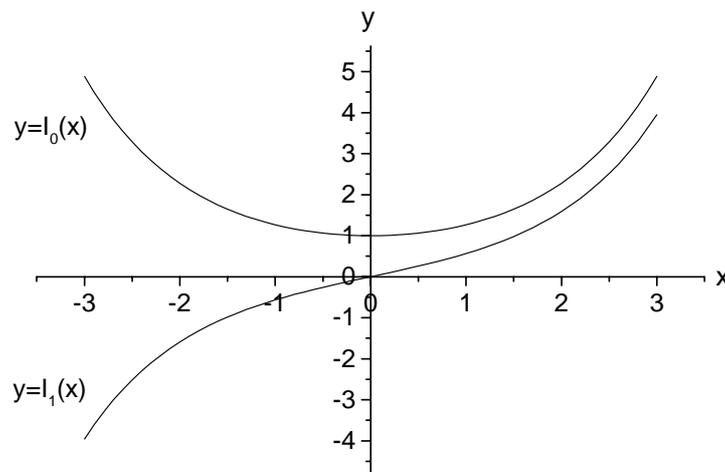


Abb. 2.1.2.1: Verlauf der modifizierten Besselfunktionen I_n mit $n = 0$ und $n = 1$.

Die Besselfunktionen treten als partikuläre Lösungen der Laplace-Gleichung in Zylinderkoordinaten (Radialanteil = Bessel'sche DGL) auf [15]. Als allgemeine Lösung von $\Delta V(r, \varphi, z) = 0$ läßt sich unter Berücksichtigung der Quadrupolsymmetrie [16] schreiben:

$$V(r, \varphi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{0,n} \left(\frac{r}{ma} \right)^{2n} \cos(2n\varphi) + \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} I_{2n}(skr) A_{s,n} \cos(2n\varphi) \cos(skz). \quad (2.1.6)$$

Unter Vernachlässigung der Glieder $n > 1$ und $s > 1$ (idealer Quadrupol, s. Abschn. 2.3.2.2) und mit der Spannungsamplitude $U/2$ folgt daraus (zunächst ohne Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit der Spannung):

$$V(r, \varphi, z) = \frac{U}{2} \left(A_{0,1} \left(\frac{r}{ma} \right)^2 \cos(2\varphi) + I_0(kr) A_{1,0} \cos(kz) \right). \quad (2.1.7)$$

Die Geometriefaktoren $A_{1,0}$ und $A_{0,1}$, die die Stärke der Beschleunigung und der Fokussierung beschreiben, lassen sich berechnen, wenn man bedenkt, daß an einem bestimmten Ort ($z = 0$) das Potential auf einem Modulationsminimum entgegengesetzt gleich dem Potential im Modulationsmaximum der benachbarten Elektrode sein muß:

$$V(r = a, \varphi = 0, z = 0) = +\frac{U}{2}; \quad V\left(r = ma, \varphi = \frac{\pi}{2}, z = 0\right) = -\frac{U}{2} \quad (2.1.8)$$

Mit der Potentialgleichung 2.1.7 folgt:

$$\frac{U}{2} = \frac{U}{2} \left(A_{0,1} \left(\frac{1}{m} \right)^2 + I_0(ka) A_{1,0} \right)$$

und

$$-\frac{U}{2} = \frac{U}{2} (-A_{0,1} + I_0(kma) A_{1,0}). \quad (2.1.9)$$

Nach kurzer Rechnung ergibt sich daraus:

$$A_{1,0} = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)} \quad (2.1.10)$$

$$A_{0,1} = 1 - A_{1,0} I_0(ka) \quad (2.1.11)$$

Die eingangs dargestellten Gleichungen 2.1.2 bis 2.1.4 errechnen sich aus Gl. 2.1.7 durch Gradientenbildung und Umrechnung in kartesische Koordinaten. Am Vorzeichenwechsel des ersten Terms (Fokussierterm) $A_{0,1}U/a^2$ zeigt sich die gegensätzliche Wirkung des Feldes in x- und y-Richtung. Der zweite Term bezeichnet die Hochfrequenzdefokussierung. Der Fokussierterm kann beim Anwachsen des Beschleunigungsfaktors entlang der Struktur (Zunahme der Modulation in Gl. 2.1.10) durch eine Verkleinerung der Apertur konstant gehalten werden. In Gleichung 2.1.4 wird beim longitudinalen Anteil der sinusförmige Verlauf der Elektrodenmodulation ersichtlich.

Für die Kraft, die ein Teilchen im elektrischen Feld erfährt, gilt allgemein:

$$F = Am_0 \frac{d^2 x}{dt^2} = q e E_x, \quad (2.1.12)$$

mit A = Massenzahl, m_0 = atomare Masseneinheit, q = Ladungszahl und e = Elementarladung.

Setzt man hier die Quadrupol-Feldkomponenten in kartesischen Koordinaten (Gleichungen 2.1.2, 2.1.3, 2.1.4) ein, so erhält man nach Einbeziehung der Zeitabhängigkeit ($U(t) = U(\sin \omega t + \varphi)$) die Bewegungsgleichungen

$$\ddot{x} + \frac{q e U}{Am} \left(-\frac{A_{0,1}}{a^2} + \frac{k}{2r} A_{1,0} I_1(kr) \cos(kz) \right) x \sin(\omega t + \varphi) = 0 \quad (2.1.13)$$

$$\ddot{y} + \frac{q e U}{Am} \left(\frac{A_{0,1}}{a^2} + \frac{k}{2r} A_{1,0} I_1(kr) \cos(kz) \right) y \sin(\omega t + \varphi) = 0 \quad (2.1.14)$$

$$\ddot{z} - \frac{q e U}{2Am} k A_{1,0} I_0(kr) \sin(kz) \sin(\omega t + \varphi) = 0, \quad (2.1.15)$$

die sich durch Transformation auf eine dimensionslose Variable

$$\tau = \frac{1}{2}(\omega t - \varphi) \quad (2.1.16)$$

und nach Einführen der Koeffizienten

$$p = -\frac{q e U A_{1,0} \cos \varphi}{2 m_0 \omega^2} \quad (2.1.17)$$

sowie

$$u = \frac{2q e U A_{0,1}}{A m_0 \omega^2 a^2} \quad (2.1.18)$$

in Form der Mathieu'schen Differentialgleichungen schreiben lassen:

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + x(p + 2u \cos(2\tau)) = 0 \quad (2.1.19)$$

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + y(p - 2u \cos(2\tau)) = 0 \quad (2.1.20)$$

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} - 2pz = 0. \quad (2.1.21)$$

Hier gibt der Koeffizient p die Beschleunigung und die HF-Defokussierung im Quadrupol an, während u ein Maß für die Stärke der Fokussierung ist. Die Gleichungen bilden die Grundlage für die teilchendynamischen Simulationsrechnungen, die mit dem Programm PARMTEQ zur Festlegung der RFQ - Elektrodengeometrie durchgeführt werden (s. Abschn. 2.3.2). Sie beinhalten die Annahme einer idealen Quadrupolsymmetrie, d.h. ideal justierter Elektroden mit hyperbolischen Oberflächen. Zudem wird bei den Rechnungen eine absolut gleichmäßige Spannungsverteilung entlang des Quadrupols vorausgesetzt.

Die Forderung nach hyperbolischen Elektrodenoberflächen ergibt sich aus dem in Abschn. 2.1.1 erwähnten linearen Anstieg der transversalen Fokussierkräfte im Quadrupol von der Strahlachse zu den Elektrodenoberflächen hin. Für den Fall unmodulierter Elektroden verschwinden in den Gleichungen 2.1.2 und 2.1.3 die Feldkomponenten in z-Richtung und es ergibt sich:

$$E_x = +\frac{U}{a^2} x = \frac{\partial V(x, y)}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{U}{a^2} y = \frac{\partial V(x, y)}{\partial y} \quad (2.1.22)$$

Das Potential hat folglich die Form:

$$V(x, y) = +\frac{U}{2a^2} x^2 - \frac{U}{2a^2} y^2 \quad (2.1.23)$$

Dies ist die Mittelpunktsleichung gleichseitiger Hyperbeln mit der z-Achse als Mittelpunkt. Da die Elektrodenoberflächen selbst mit den Äquipotentiallinien maximalen Potentials identisch sind, ergibt sich aus dem linearen Kraftgesetz eine hyperbolische Form der Elektrodenoberflächen. In der Realität wird die Hyperbelform aufgrund fertigungstechnischer Schwierigkeiten durch sphärische Oberflächen angenähert.

Eine weitere Abweichung vom idealen Quadrupol besteht darin, daß dem Quadrupolfeld im allgemeinen andere Multipolkomponenten überlagert sind, was (wie im weiteren Verlauf erklärt wird) aus den Schwingungseigenschaften des Resonators herrührt.

Die Abweichungen vom idealen Quadrupol, bedingt durch sphärische Elektrodenoberflächen, Dejustierungen, sowie eine nicht quadrupolsymmetrische Verteilung der Elektrodenpotentiale (Dipolanteil) werden in Abschnitt 2.3.2.2 dargestellt.

2.2. RFQ-Hochfrequenzresonatoren

2.2.1. Charakteristische Resonatorgrößen

Zur Erzeugung der beschleunigenden Spannungen im Quadrupol werden geeignete Hochfrequenzresonatoren verwendet. Die Verwendung von Hohlraum- oder Leitungsresonatoren im Beschleunigerbau hat wie erwähnt den Vorteil, daß diese Strukturen aufgrund der Spannungsüberhöhung im Resonanzfall eine gegebene Hochfrequenzleistung in extrem hohe Beschleunigungsspannungen umsetzen. Abhängig vom jeweiligen Einsatzbereich sind die RFQ-Resonatoren an eine Vielzahl von speziellen Rahmenbedingungen anzupassen (z.B. Betriebsfrequenz, Abmessungen, Leistungsaufnahme etc.). Es gibt jedoch allgemeine Kriterien, die erfüllt sein müssen:

Neben einer möglichst hohen Effektivität im Bezug auf die Umsetzung der eingespeisten HF-Leistung in Beschleunigungsspannung muß eine gleichmäßige Feldverteilung entlang der Elektroden (Flatness) gewährleistet sein. Dipolfelder und Anteile höherer Schwingungsmoden im Quadrupol müssen minimiert werden, da sie Richtungsabweichungen, bzw. Deformationen des Teilchenstrahls und letztlich Strahlverluste verursachen. Dies gilt sowohl bei den Überlegungen zum Design eines Resonators, als auch bei seinem mechanischen Aufbau, wo ein erheblicher Aufwand auf die Justierung des Quadrupols und die Abstimmung der Feldverteilung verwendet wird.

Weiterhin ist ein Höchstmaß an mechanischer und thermischer Stabilität sowie eine kostengünstige Fertigung anzustreben. Bei höheren Tastverhältnissen, bzw. HF-Leistungen (die fast vollständig als Verlustleistungen anfallen) müssen sinnvolle Möglichkeiten zur Kühlung der Strukturen geschaffen werden. Für einen stabilen Dauerbetrieb sollten die Vakuumbelastungen für Druckbereiche von 10^{-7} bis 10^{-8} mbar geeignet sein, da (abhängig von der Geometrie des Resonators) bei höheren Drücken zunehmend Hochspannungsüberschläge durch Sekundärelektronenlawinen (Multipactoring) auftreten. In diesem Zusammenhang ist von mechanischer Seite für möglichst geringe Oberflächenrauigkeiten und sinnvolle Materialien zu sorgen.

Schließlich ist noch wünschenswert, daß der Beschleunigertank für Wartungs- und Justierarbeiten einen unkomplizierten Zugriff auf die Quadrupolstruktur im Innern erlaubt.

Grundsätzlich stellen die Resonatoren schwingungsfähige Systeme dar, welche - und dies gilt vor allem für die aus konzentrierten Bauelementen bestehenden Typen - in der Nähe der Resonanzfrequenz durch ein LC-Schwingkreismodell beschrieben werden können. Aus diesem Ersatzbild leiten sich die im folgenden dargestellten Beschleunigergrößen her.

Neben der Resonanzfrequenz, die alle übrigen Parameter des Resonators wesentlich beeinflußt, sind die Güte und der für die Effizienz des Resonators charakteristische R_p -Wert die wichtigsten Resonatorgrößen. Die Güte Q_0 ist definiert als das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Gesamtenergie zur Verlustleistung N .

$$Q_0 = \frac{\omega \cdot W}{N} = 2Q_L \quad (2.2.1)$$

Sie ist ein Maß für die Breite der Resonanzkurve und beschreibt damit den Grad der Spannungsüberhöhung im Resonanzfall. Gemäß den Ausführungen in Anhang I.a unterscheidet man je nach Art der Kopplungsart von Sender und Resonator zwischen unbelasteter Güte (Q_0) und belasteter Güte (Q_L).

Mit dem Rp_0 -Wert des Resonators läßt sich berechnen, welche HF-Leistung zum Erreichen einer bestimmten Spannung erforderlich ist. Rp_0 bezieht sich auf die Spitzenspannung U_0 im Resonator. Die Definition ist:

$$Rp_0 = \frac{U_0^2}{N} \quad (2.2.2)$$

Der Rp_0 -Wert entspricht dem ohmschen Ersatzwiderstand eines elektromagnetischen Parallelschwingkreises im Resonanzfall. Da ein großer ohmscher Widerstand zu einer stärkeren Aufladung der induktiven und kapazitiven Bauelemente führt, kennzeichnet ein hoher Rp -Wert eine hohe Effektivität der Beschleunigerstruktur. Dies ist gleichbedeutend mit geringen ohmschen Verlusten im Resonator. Der Leistungsverbrauch eines Beschleunigers ist proportional zur Strukturlänge. Um Resonatoren unterschiedlicher Länge vergleichen zu können, wird daher meist der auf die Länge l bezogene Rp -Wert angegeben ($Rp_x = Rp_0 \cdot l$). Der Rp_x -Wert findet Verwendung bei Strukturen mit hauptsächlich transversalem Feldverlauf. In dieser Arbeit ist mit dem Begriff 'Rp-Wert' stets der Rp_x -Wert gemeint.

Bei Beschleunigern mit vorwiegend longitudinalem Verlauf des elektrischen Feldes (z.B. Driftröhrenbeschleuniger) wird zur Charakterisierung der Effizienz die Shuntimpedanz η_0 (Einheit: Ω/m) verwendet. Aus der Shuntimpedanz läßt sich (bei Kenntnis der entsprechenden Transittime-Faktoren) die auf die Beschleunigerlänge bezogene gesamte durchfallene Beschleunigungsspannung errechnen. In einer solchen Beschleunigerstruktur ist der Zusammenhang zwischen Rp_0 -Wert und Shuntimpedanz gegeben durch: $Rp_0 = U_0^2/N = \eta_0 l$.

Für den Zusammenhang zwischen Güte und Rp -Wert folgt mit:

$$W = \frac{1}{2} L_{ges} \cdot I_0^2 = \frac{1}{2} C U_0^2 \quad (2.2.3)$$

aus den beiden Definitionsgleichungen (2.2.1 und 2.2.2):

$$Rp_0 = \frac{2Q_0}{\omega \cdot C_{ges}} \quad (2.2.4)$$

Der Rp-Wert ist also umgekehrt proportional zur Kapazität und zur Frequenz und wächst mit steigender Güte an.

Allgemein ergibt sich aus dem Schwingkreismodell noch der Zusammenhang:

$$Rp_0 = \frac{L_{ges}}{C_{ges} \cdot R_{\Omega}} \quad (2.2.5)$$

Für die Resonatoren sind damit möglichst geringe kapazitive Belastungen und geringe Stromdichten bei hohem Leitwert und hoher Resonatorinduktivität gefordert.

2.2.2. Der 4-Rod $\lambda/2$ -RFQ

Man unterscheidet bei den Resonatoren zwischen Leitungsresonatoren, in denen wie beim $\lambda/4$ -Resonator die HF-Welle auf einer Leitung schwingt, und Hohlraumresonatoren, in denen eine für Beschleunigerzwecke sinnvolle Hohlraummode angeregt wird.

Der 4-Rod- $\lambda/2$ -RFQ gehört zum Typ der Leitungsschwinger, d.h. der Vakuum-Außentank hat praktisch keinen Einfluß auf sein Schwingungsverhalten. Er besteht aus einer linearen, äquidistanten Anordnung von Stützen, die am Boden durch eine Kurzschlußplatte verbunden sind und abwechselnd jeweils zwei diagonal gegenüberliegende Quadrupolelektroden tragen. Frühere Bauformen unterschieden sich stark vom aktuellen Entwicklungsstand mit linear angeordneten, äquidistanten Stützen. Die heutige Erscheinungsform des 4-Rod RFQ stellt das Ergebnis jahrzehntelanger Entwicklungsarbeit, vornehmlich im IAP Frankfurt, dar.

Die Grundzelle eines solchen Resonators ($\lambda/2$ -Oszillator) besteht im Prinzip aus zwei gegenüberliegenden halben Stützen, von denen jede (zusammen mit dem Leitungsweg über die Bodenplatte) eine $\lambda/4$ Leitung mit kapazitivem Abschluß durch die Elektroden darstellt. Beim Spannungsmaximum der HF befindet sich auf der Kurzschlußplatte der Punkt in der Mitte zwischen zwei Stützen auf Nullpotential, während am oberen Ende der Stützen gemäß einer kapazitiv verkürzten $\lambda/4$ Leitung die maximale Spannung vorliegt. Bei $n + 1$ Stützen ergibt sich insgesamt eine Kette von n induktiv über die Stützen und kapazitiv über den Quadrupol gekoppelten $\lambda/2$ -Schwingern. Zur Beschleunigung müssen nebeneinanderliegende $\lambda/2$ -Oszillatoren in der Gegentaktmode (π -Mode) schwingen.

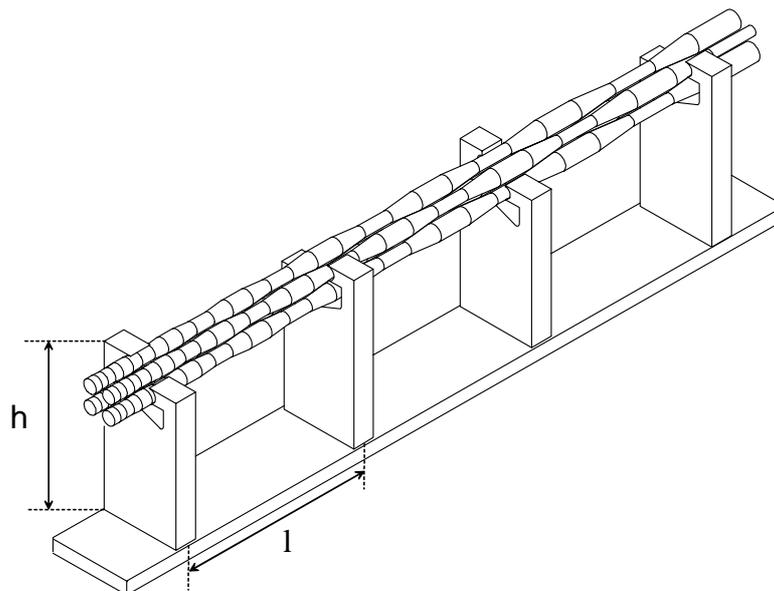


Abb. 2.2.2.1: Schematischer Aufbau des 4-Rod RFQ. Hier ein Modell mit drei Grundzellen.

Durch die Beschreibung der RFQ-Stützen als $\lambda/4$ -Leitungen wird anschaulich, daß bezüglich der Potentiale auf den Elektroden eine Unsymmetrie vorliegt. Diese Unsymmetrie läßt sich als Hinzuaddieren eines Dipols auffassen und wird deshalb als Dipolanteil des Resonators bezeichnet. (Streng genommen liefert der tatsächlich resultierende Dipolanteil nur den größten Beitrag zu den entstehenden Multipolkomponenten, es entstehen jedoch auch Sextupol- und weitere Komponenten höherer Ordnung. Diese Problematik wird in Abschn. 2.3.2.2 diskutiert.)

Wie in Abb. 2.2.2.1 zu sehen ist, werden die Elektroden durch die Stützen in unterschiedlicher Höhe über der Kurzschlußplatte getragen. Da die Spannung entlang der Stütze gemäß Abb. 2.2.2.2 mit zunehmendem Abstand von der Bodenplatte erhöht ist, befindet sich die weiter oben angebrachte Elektrode auf einem höheren Potential als die untere. Gleiches gilt für das zweite Elektrodenpaar, so daß zwischen den beiden oberen Elektroden ein höhere Spannung anliegt als zwischen den unteren. Zur Charakterisierung des Dipolanteils wird die Abweichung der Spannung zwischen benachbarten Elektroden von einer gemittelten "Intervane Voltage" betrachtet.

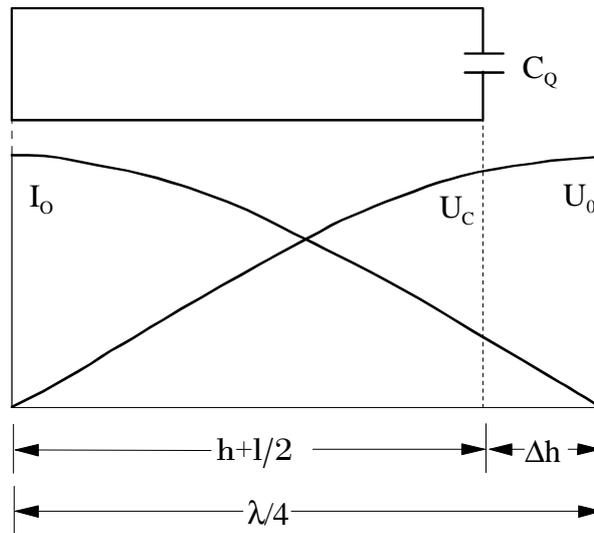


Abb. 2.2.2.2: Verlauf von Strom und Spannung an einer am Beispiel einer kapazitiv (C_Q) abgeschlossenen $\lambda/4$ -Leitung. Δh entspricht der Leitungsverkürzung durch die Abschlußkapazität ($\Delta h = \arctan(\omega Z_0 C_Q) / k$; $Z_0 =$ Leitungsimpedanz, $k =$ Wellenzahl).

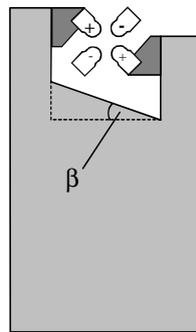


Abb. 2.2.2.3: Reduzierung des Dipolanteils durch Änderung des Einschnittwinkels β .

Zur Kompensation dieses Effekts besitzen die Stützen am Ansatz der Stützenarme eine schräge Einschnitt, so daß sich die Länge der Stützenarme trotz unterschiedlicher Elektrodenhöhe angleichen läßt. Die Zunahme des ohmschen Widerstands durch Verringerung des Leitungsquerschnitts entspricht effektiv einer Verlängerung der Leitung. Welche Winkel β sinnvoll sind hängt hauptsächlich von der jeweiligen Stützengeometrie ab. Beim REX-ISOLDE RFQ ließ sich der Dipolanteil bei einer Stützhöhe von 181 mm mit $\beta = 30^\circ$ auf 1.5 % reduzieren.

Werte von 2 % werden nach Untersuchungen in [17] und nach den Überlegungen in Abschnitt 2.3.2.2 für die Teilchendynamik im Quadrupol als obere Grenze angegeben.

Unter Verwendung des Ersatzschwingkreises zur Beschreibung des Resonators wird der induktive Belag im wesentlichen durch die Induktivität der Stützen L_S , und der kapazitive Belag durch die Kapazität des Quadrupols C_Q definiert.

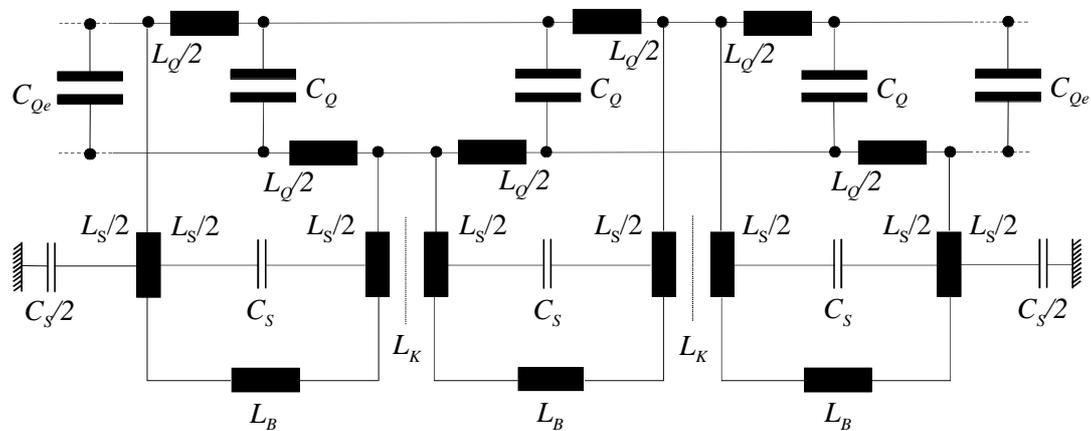


Abb. 2.2.2.4: Ersatzschaltbild des 4-Rod RFQ entsprechend Abb. 2.2.2.1.

Zur vollständigen Beschreibung werden zusätzlich die Kopplungsinduktivitäten L_K benachbarter Zellen, die kapazitiven Eigenschaften der Stützen C_S , die Elektrodeninduktivität L_Q sowie die Induktivität des Leitungsblattes am Boden L_B mit in das Modell aufgenommen. Die Resonanzfrequenz eines n -zelligen RFQ läßt sich mit diesem Ersatzschaltbild gemäß $\omega^2 = LC$ näherungsweise berechnen durch:

$$\omega^{-2} = \left(\frac{L_S}{n+1} + \frac{(L_Q + L_B)}{n} + \frac{L_K}{n-1} \right) \cdot (nC_Q + 2C_{Qe} + (n+1)C_S), \quad n = 3, 5, 7, \dots \quad (2.2.6)$$

$2C_{Qe}$ ist dabei die Kapazität der Elektrodenüberhänge an den Strukturenden. Die Genauigkeit, mit der sich die Frequenz durch diese Näherung ermitteln läßt beträgt erfahrungsgemäß etwa 5 %. Beispielsweise wurde für den REX-RFQ ($n = 17$) mit obiger Formel eine Resonanzfrequenz von 96.5 MHz berechnet. Hierbei wurde die Resonatorgeometrie (mit Ausnahme der Elektroden, s. u.) durch einfache quaderförmige und zylindrische Formen angenähert. Für die einzelnen Bauelemente errechnet sich: $C_Q = 16$ pF, $C_{Qe} = 4$ pF $L_S = 60$ nH = L_K , $L_Q = 20$ nH, $L_B = 6$ nH, $C_S = 2$ pF. Die entsprechenden Formeln zur Berechnung der Kapazitäten und Induktivitäten findet sich z.B. in [18].

Obwohl das Ersatzschaltbild also durchaus sinnvolle Ergebnisse für die Resonanzfrequenz liefert, muß für eine genauere Berechnung der Resonatorparameter und der Feldverteilung im Resonator ein Verfahren verwendet werden, bei dem die Felder bei einer gegebenen Geometrie durch numerische Verfahren berechnet werden. In der vorliegenden Arbeit wurde hierfür das Programm MAFIA verwendet. Mit diesem Programm läßt sich - neben den relevanten Resonatorparametern - beispielsweise berechnen, wie sich der Elektrodenüberhang an den Enden der Struktur auf die Feldverteilung entlang des Quadrupols auswirkt und wie die daraus resultierenden Abweichungen kompensiert werden können. Denn durch die bisherigen Ausführungen wird klar, daß der erste und letzte $\lambda/2$ -Oszillator der Struktur aufgrund der stärkeren kapazitiven Belastung in ihrem Schwingungsverhalten von den Grundzellen in der Mitte der Struktur abweichen müssen.

Abbildung 2.2.2.5 zeigt zur Veranschaulichung der in MAFIA verwendeten Geometrien einen Ausschnitt des REX-RFQ mit magnetischen und elektrischen Feldern. Die starke Konzentration der Felder auf die Stützen und Elektroden zeigt die Entkopplung des Resonators von der Tankwand. Das elektrische Feld ist fast ausschließlich im Quadrupol konzentriert.

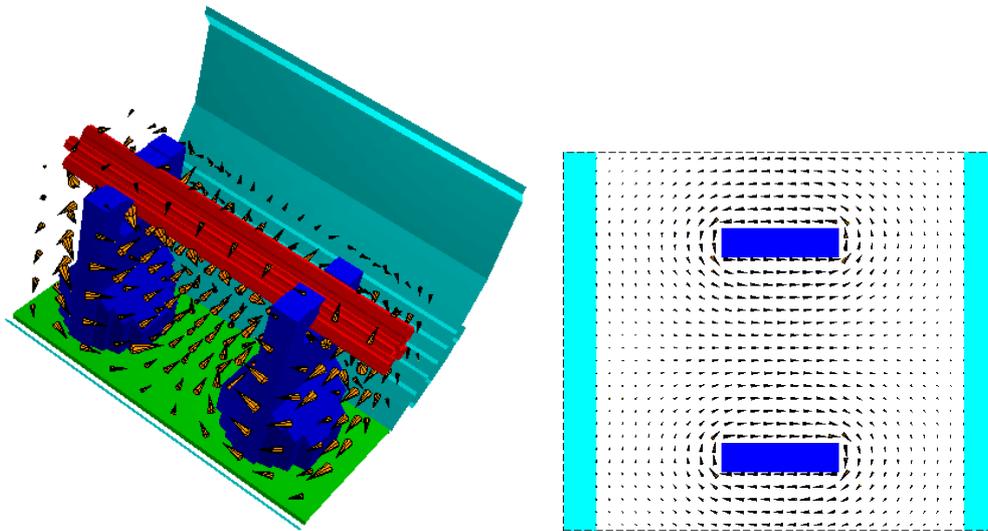


Abb. 2.2.2.5a: Ausschnitt des 4-Rod RFQ in MAFIA mit magnetischem Feld in 2- und 3-dimensionaler Darstellung.

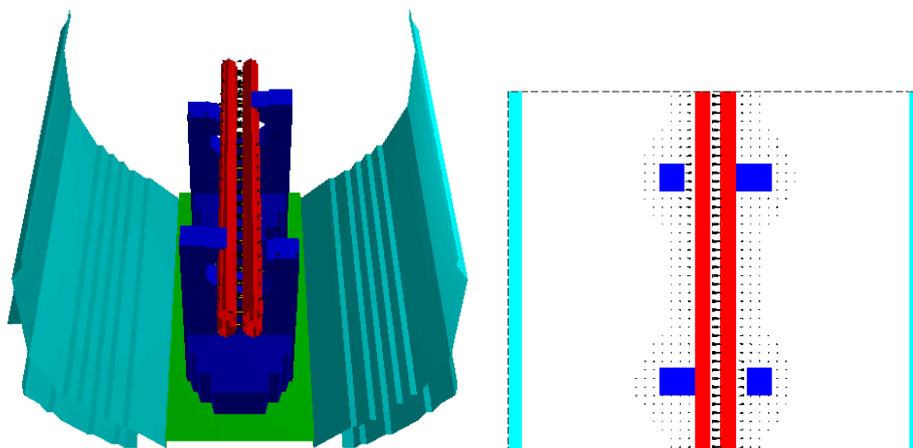


Abb. 2.2.2.5b: Darstellung des elektrischem Feldes.

Um den R_p -Wert der 4-Rod Struktur zu berechnen, müssen zunächst die Widerstandsbeläge des Resonators ermittelt werden. Hierbei ist zu bedenken, daß für den Stromfluß nur eine dünne Oberflächenschicht zur Verfügung steht (Skin-Effekt), und daß der Strom nicht homogen über die gesamte Leitungslänge verteilt ist, sondern gemäß Abb. 2.2.2.2 dem Kosinus folgt.

Die Skintiefe ist frequenzabhängig (Kupfer: $\delta = 66 \mu\text{m}/(f[\text{MHz}])^{1/2}$). Für die Widerstandsbeläge an runden Stützen mit dem Radius r und der Bodenplatte der Breite b ergibt sich mit der Leitfähigkeit κ in erster Näherung:

$$R'_{St} = \frac{1}{2\pi \cdot r \cdot \delta \cdot \sigma} \quad \text{und} \quad R'_{Bpl} = \frac{1}{\delta \cdot \sigma \cdot b} \quad (2.2.7)$$

Die Gesamtverluste berechnen sich hauptsächlich aus der Summe der Teilverluste am Boden und an den Stützen. Dabei muß wegen der Inhomogenität des Stroms an der Stütze über das Kosinusquadrat integriert werden. h ist die Stützhöhe, l die Länge der Bodenplatte zwischen den beiden Stützen einer Grundzelle.

$$N = R'_{Bpl} \cdot I_0^2 + R'_{St} 2I_0^2 \int_0^h \cos^2(kx) dx \quad (2.2.8)$$

$$\Leftrightarrow N = I_0^2 \left(R'_{Bpl} \cdot l + R'_{St} \left(h + \frac{\cos^2(2kh)}{2k} \right) \right) \quad (2.2.9)$$

Eingesetzt in die Definitionsgleichung des Rp-Wertes ergibt sich mit

$$Rp = \frac{U_0^2 \sin^2(kh)}{I_0^2 \left(R'_{Bpl} \cdot l + R'_{St} \left(h + \frac{\cos^2(2kh)}{2k} \right) \right)} \quad (2.2.10)$$

zunächst eine Proportionalität $Rp \propto f^{-1/2}$. Eine analytische Abschätzung der Stromänderung mit der Frequenz ist beim 4-Rod RFQ aufgrund der komplizierten Geometrie nicht möglich, weshalb man auf Simulationsrechnungen, bzw. (aufgrund der hier auftretenden Fehler) auf die Extrapolation von Meßwerten angewiesen ist.

Allgemein gelten als Vorteile des 4-Rod RFQ seine Kompaktheit auch bei niedrigen Frequenzen (Unabhängigkeit der Schwingungseigenschaften vom Resonatortank), sehr gute Möglichkeiten der Frequenz- und Flatnessabstimmung, die mögliche Frequenzvariabilität sowie der kostengünstige und wartungsfreundliche Aufbau. Nachteilig können sich bei diesem Resonatortyp die großen Abstände zwischen den Stützen auswirken. Sie verursachen eine relativ hohe thermische Belastung der Elektroden, was in jedem Fall eine direkte Kühlung erfordert und die ohmschen Verluste im Resonator erhöht.

2.2.3. Der IH-RFQ

Im Gegensatz zum 4-Rod RFQ handelt es sich beim IH-RFQ Resonator um einen in der magnetischen Dipolmode (H_{111} -Mode oder TE_{111} -Mode) angeregten, zylindrischen Hohlraumresonator, in dem die für die Beschleunigung und Fokussierung erforderlichen elektrischen Felder durch geeignete Deformation der Feldlinien der freien Schwingungsmode mit Hilfe der eingebauten Beschleunigerstruktur erreicht werden [19]. Die Bezeichnung der Mode als H-Mode ergibt sich aus dem longitudinalen Verlauf der magnetischen Feldlinien. Die Indizes n , m und s beschreiben anschaulich die Anzahl der Knotenebenen in den Koordinatenrichtungen r , φ und z . Abb. 2.2.3.1 zeigt die elektrische und magnetische Feldverteilung der H_{111} -Mode im Hohlraumresonator zunächst ohne eingebaute Beschleunigerstruktur.

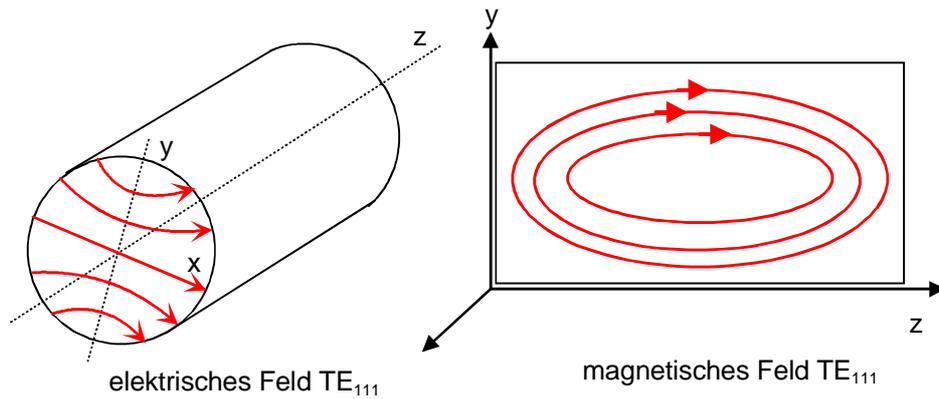


Abb. 2.2.3.1: Freie H_{111} -oder TE_{111} -Mode im Zylinderresonator mit Verlauf der elektrischen und magnetischen Feldlinien.

Das Feld im leeren Resonator lässt sich aufgrund der einfachen Zylindersymmetrie aus den Maxwellgleichungen bei gegebenen Randbedingungen analytisch berechnen. Für die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten von TE_{nms} -Moden in Zylinderkoordinaten gilt allgemein [14]:

$$E_{r;n,m,s} = \frac{H_0 \cdot Z_0 \cdot k \cdot n}{k_c^2} \cdot I_n(k_c r) \cdot \sin(n\varphi) \cdot \sin(k_z z), \quad (2.2.11)$$

$$E_{\varphi;n,m,s} = \frac{H_0 \cdot Z_0 \cdot k}{k_c} \cdot I'_n(k_c r) \cdot \cos(n\varphi) \cdot \sin(k_z z), \quad (2.2.12)$$

$$E_{z;n,m,s} = 0. \quad (2.2.13)$$

$$H_{r;n,m,s} = \frac{H_0 \cdot k_z \cdot n}{k_c^2} \cdot I'_n(k_c r) \cdot \cos(n\varphi) \cdot \cos(k_z z), \quad (2.2.14)$$

$$H_{\varphi;n,m,s} = \frac{H_0 \cdot k_z \cdot n}{k_c^2} \cdot \frac{1}{r} \cdot I_n(k_c r) \cdot \sin(n\varphi) \cdot \sin(k_z z), \quad (2.2.15)$$

$$H_{z;n,m,s} = H_0 \cdot I_n(k_c r) \cdot \cos(n\varphi) \cdot \sin(k_z z). \quad (2.2.16)$$

Hierbei sind die I_n wieder die Besselfunktionen n-ter Ordnung und I'_n deren Ableitungen. k_z und k_c sind die Wellenzahlen in longitudinaler und transversaler Richtung. Z_0 ist die Shuntimpedanz der Struktur.

Offensichtlich hat diese Mode in ihrer ursprünglichen Form keine elektrische Feldkomponente in z -Richtung, was zunächst für Beschleunigerzwecke ungeeignet erscheint. Hinzu kommt, daß keine 0-Mode, also kein glatter Feldverlauf in z -Richtung vorliegt. Die Resonanzfrequenz berechnet sich nach dem "Pythagoras der Wellenzahlen": $k_0^2 = k_c^2 + k_z^2$, mit $k_0 = \omega/c$ (Wellenzahl im Vakuum), $k_c = x'_{11}/R_T$ (cut-off Wellenzahl) und $k_z = s\pi/L$. R_T ist der Tankradius und x'_{nm} ist die m -te Nullstelle der Ableitung der n -ten Besselfunktion ($x'_{11} = 1.841$)

$$\omega_{H_{111}} = c \sqrt{\left(\frac{1.841}{R_T}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2}, \quad (2.2.17)$$

Für Beschleunigerzwecke muß nun der Hohlraumresonator durch den Einbau der eigentlichen Beschleunigerstruktur so modifiziert werden, daß das transversale E-Feld auf Achse "gebogen" wird und einen möglichst flachen Verlauf entlang der Struktur hat. Gleichzeitig wird bei größeren Längen und zusätzlich kapazitiver Belastung die Frequenz weitestgehend unabhängig von der Länge der Struktur.

Die Entwicklung des IH-RFQ vollzog sich über den IH-Driftröhrenbeschleuniger, in dem gemäß Abbildung 2.2.3.2 die Driftröhren durch Elektrodenhalteringe ersetzt werden, so daß die interdigital angeordneten Halter die Quadrupolelektroden analog zum 4-Rod RFQ wechselseitig paarweise tragen.

Die über die Tankwände fließenden Ströme laden die nebeneinanderliegenden Driftröhren, bzw. die Halter der Quadrupolelektroden gegenpolig auf. Daraus folgt eine starke kapazitive und induktive Belastung des Resonators was mit einer starken Absenkung der Frequenz verbunden ist. Wie beim 4-Rod RFQ wird auch beim IH-RFQ das Schwingungsverhalten maßgeblich vom eingebauten Quadrupol bestimmt. So ist das Verhältnis der Resonanzfrequenz eines leeren 30 cm durchmessenden (unendlich langen) Modellresonators zu einem entsprechenden IH-RFQ Modell etwa 6:1.

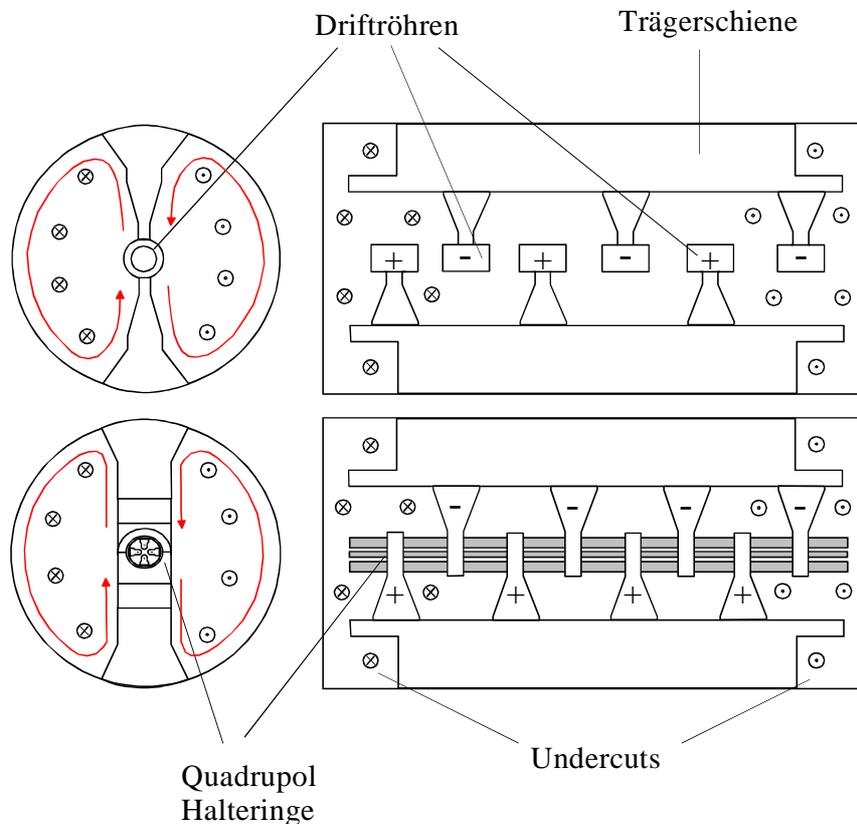


Abb. 2.2.3.2: Übergang vom IH-Driftröhrenbeschleuniger (oben) zum IH-RFQ (unten) schematisch dargestellt. Eingezeichnet sind die magnetischen Feldlinien der H_{111} -Mode, die resultierenden Ladeströme sowie die wechselnde Polarität der Halter.

Die numerische Berechnung der HF-Parameter und der Felder im IH-RFQ wurde wie beim REX-RFQ mit dem Programm MAFIA durchgeführt. Die folgende Abbildung 2.2.3.3 zeigt die hierzu verwendete Geometrie. Im Vergleich mit Abb. 2.2.1.5 wird anhand der räumlichen Verteilung des magnetischen Feldes anschaulich der Unterschied zwischen dem 4-Rod RFQ als Leitungsresonator und dem IH-RFQ als modifiziertem Hohlraumresonator klar.

Der hier untersuchte Frequenzbereich um 100 MHz wird allgemein als obere Grenze für den Einsatzbereich des IH-RFQ angesehen. Der Grund hierfür ist die anwachsende kapazitive Belastung des Resonators durch die zahlreichen Halter, die geringere Gesamtinduktivität durch die kürzer werdenden Strompfade, sowie die stetig größer werdenden Stromdichten bei immer kleineren Abmessungen des Tanks.

Die zunehmende kapazitive Belastung des Resonators bei kleinen Tankradien wird in Abb. 2.2.3.3b anhand der Aufladung des Raums zwischen Elektrodenhalter und gegenüberliegender Trägerschiene ersichtlic.

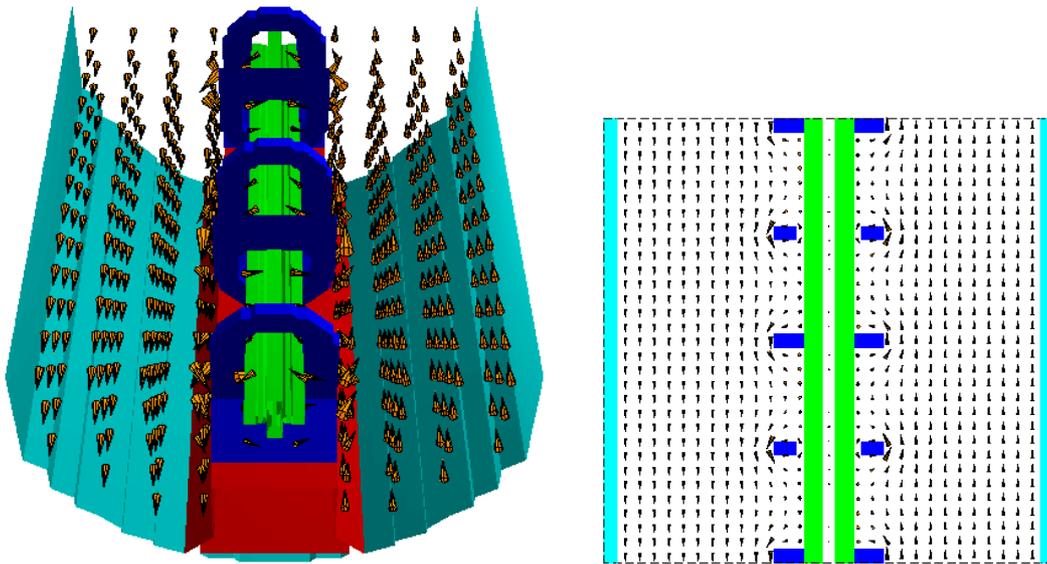


Abb. 2.2.3.3a: Magnetische Feldverteilung des IH-RFQ in MAFIA.

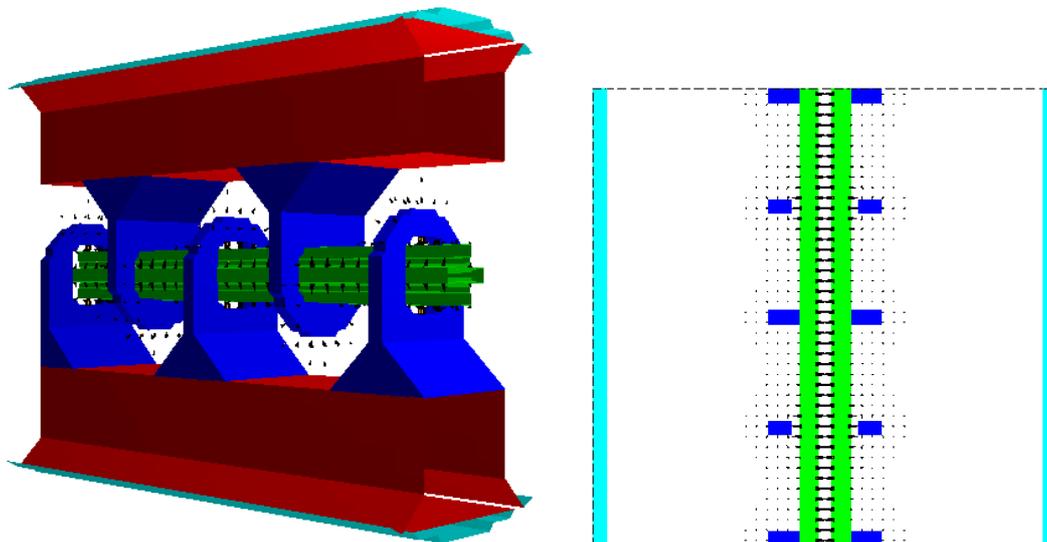


Abb. 2.2.3.3b: Elektrisches Feld.

Betrachtet man noch einmal die freie Schwingungsmode im H_{111} -Resonator (s. Abb. 2.2.3.1), so wird erkennbar, daß das magnetische Feld in der Mitte des Zylinders ein Maximum hat und zu den Enden hin abnimmt. Die daraus resultierende ungleichmäßige Spannungsverteilung entlang der Struktur kann durch Anbringen von Einschnitten in den Halterschienen - sogenannter Undercuts - an den Enden der Struktur kompensiert werden. Die Undercuts führen dazu, daß sich

das Magnetfeld in den Einschnitten konzentriert und einen höheren Ladestrom für die außen liegenden Driftröhren oder Elektrodenhalter induziert, was eine annähernd flache Spannungsverteilung hervorruft (Übergang zu einer "H₁₁₀"-Mode) [20].

Eine Änderung der Feldverteilung kann entweder über die Undercuts geschehen, oder über die Länge der Halteringe an denen die Elektroden befestigt sind. Beim GSI Hochstrominjektor IH-RFQ wurde zudem die Kapazität des Quadrupols durch eine Änderung des Elektrodenprofils über die gesamte Beschleunigerlänge konstant gehalten (s. Abschn. 4.2.1.2), um der Kapazitätsänderung durch die Elektrodenmodulation entgegenzuwirken.

Der IH-RFQ läßt sich nach [9] näherungsweise über einen analytischen Ansatz berechnen. Hierzu wurde die bei der GSI realisierte Bauart gemäß Abbildung 2.2.3.4 durch kreisförmige Segmente angenähert und in einen inneren Bereich (Radius R_1) mit Halteringen und Elektroden und einen äußeren Bereich (R_2) unterteilt.

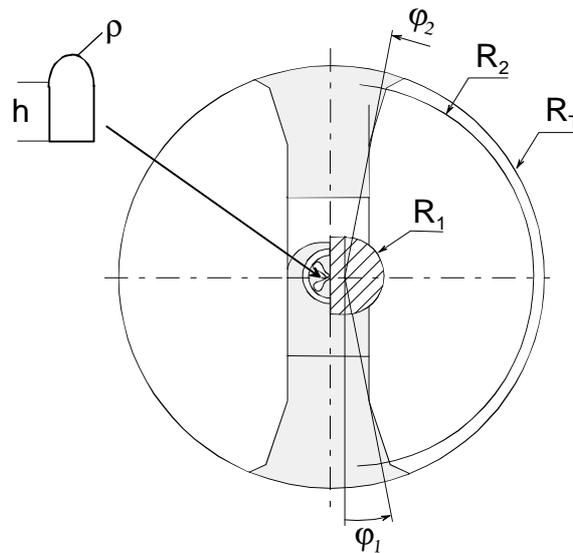


Abb. 2.2.3.4: Annäherung an die Geometrie des GSI IH-RFQ zur analytischen Beschreibung des Resonators nach [9].

Unter den Voraussetzungen, daß im Raum $R_1 < r < R_2$ vom elektrischen Feld nur eine Komponente $E_\varphi(r)$ verbleibt, für die an der Tankwand gilt:

$$E_\varphi(R_T) = 0, \quad (2.2.18)$$

und daß die integrierte Feldstärke entlang einer Feldlinie zwischen den zwei Trägerschienen die Induktionsbedingung

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} E_{\varphi}(r) \cdot r \cdot d\varphi = \frac{d}{dt} \oint_A \vec{B} d\vec{A} \quad (2.2.19)$$

erfüllt (wobei $B_0 = B_{0,z}$ in genügend großem Abstand vom Quadrupol und den Tankenden als konstant angenommen wird), läßt sich die gespeicherte Feldenergie im Teilquerschnitt mit homogener Feldverteilung berechnen. Durch die Gleichsetzung von magnetischer und elektrischer Feldenergie läßt sich eine "effektive Resonanzfrequenz" ω_T des Außenbereichs berechnen, mit der man zunächst den Kapazitätsbelag C_T dieser Sektion und über $\omega_T^{-2} = L_T C_T$ den Induktivitätsbelag L_T erhält.

Zur Abschätzung der Kapazität pro Länge der sogenannten Mini-Vane Elektroden des Quadrupols C_Q wird eine semi-empirische Formel [21] verwendet, in die die Geometriegrößen mittl. Aperturradius R_0 , Elektrodenradius ρ , sowie die Höhe h der Elektroden ohne Rundung (s. Abb. 2.2.3.4) eingehen:

$$C_Q [pF/m] = \frac{39.37}{\cosh^{-1}\left(\frac{(1+R_0/\rho)/\sqrt{2}}{\sqrt{2}}\right)} + \frac{31.05}{R_0/\rho - 0.414} + 25.28 \ln\left(1 + \frac{h}{R_0 + \rho}\right) \quad (2.2.19)$$

Die Kapazitäten C_D zwischen den Elektrodenhalteringen erhält man leicht unter Verwendung der Größe der gegenüberliegenden Flächen (Plattenkondensator). Die Kapazitäten der Halteringe gegenüber den auf entgegengesetztem Potential durchgeführten Elektroden C_{QD} wird durch Segmente eines Zylinderkondensators angenähert.

Aus den zusammengefaßten Kapazitäten läßt sich die Resonanzfrequenz des IH-RFQ gemäß

$$\omega = \omega_T \left(\frac{2C_T}{2C_T + C_Q + C_D + C_{QD}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2^2} \right)^{1/2} \quad (2.2.20)$$

berechnen. Für den 101 MHz MAFF-RFQ ($R_1 = 4$ cm, $R_2 = 15$ cm) ergibt sich die Resonanzfrequenz mit $\omega_T = 2.48$ GHz und den Einzelkapazitäten $2C_T = 29$ pF, $C_Q = 278$ pF, $C_D = 31$ pF und $C_{QD} = 16$ pF und zu: $\omega = 684$ MHz ($f = 107$ MHz).

Die HF-Verlustleistung wird mit Korrekturfaktoren c_1 und c_2 über den ohmschen Widerstand pro Sektor berechnet. c_1 trägt dabei der Strompfadverlängerung durch die Quadrupolelektroden Rechnung, während in c_2 Leitfähigkeitseinbußen durch Kontaktwiderstände, Oberflächenrauigkeiten und Tankflansche sowie Verluste durch hohe Stromdichten an den Tankenden zusammengefaßt sind.

Mit der nach diesem Modell abgeschätzten Verlustleistung ergibt sich für den Rp-Wert der Struktur:

$$Rp_0 = \frac{\mu_0^{3/2} \kappa^{1/2} R_2^3 (\varphi_2 - \varphi_1)^2 \omega^{3/2}}{\sqrt{2} N (\varphi_2 - \varphi_1 + 2c_1) c_2} \quad (2.2.21)$$

Hierin ist κ die Leitfähigkeit des Materials und N die Anzahl der Sektoren, in die die Kavität durch die Trägerschienen unterteilt wird ($N = 2$ bei H_{11} -Mode).

Die Abhängigkeit des Rp-Wertes von $\omega^{3/2}$ ergibt sich über $Rp = U^2/N$ aus der Proportionalität $U \propto \omega$ und $N \propto \omega^{1/2}$ (Skin-Effekt). Für die Korrekturfaktoren c_1 und c_2 lieferten Messungen am gebauten 36 MHz IH-RFQ der GSI Werte von $c_1 = 1.13$ und $c_2 = 1.31$. Skaliert man den für den GSI IH-RFQ ($R_1 = 7$ cm, $R_2 = 34.5$ cm) errechneten Wert von $Rp_0 = 620$ k Ω m (unter Verwendung der angegebenen Korrekturfaktoren) auf den MAFF IH-RFQ, so erhält man für den Rp-Wert dieses Resonators in erster Näherung einen Wert von 198 k Ω m. Die Genauigkeit dieses Wertes ist aufgrund signifikanter Abweichungen in der Resonatorgeometrie nicht sehr hoch. Andererseits liefert auch eine Abweichung von 20 % noch einen Rp-Wert, der höher liegt als der der vergleichbaren 4-Rod Struktur.

Der praktische Nutzen der Berechnungen liegt in erster Linie darin, von einem Resonator, für den die vorliegende Abschätzung mit den diversen eingehenden Parametern anhand von Messungen verifiziert wurde (GSI IH-RFQ), auf einen baugleichen oder sehr ähnlichen Resonator mit unterschiedlichen Abmessungen zu schließen. Bei zunehmender Abweichung von der Bauweise des GSI-RFQ ist jedoch eine Festlegung eigener Geometrieparameter und Korrekturfaktoren nötig, die ihrerseits Messungen in Verbindung mit numerischen Rechnungen erforderlich macht.

Der Geltungsbereich des obigen Modells wird zunehmen, je mehr Resonatoren dieses Typs gebaut und vermessen wurden. Der in dieser Arbeit anhand numerischer Rechnungen untersuchte IH-RFQ für MAFF befindet sich am oberen Ende des Frequenzspektrums für IH-RFQ Resonatoren. Er würde also im Bezug auf die von Ratzinger eingeführten Parameter (R_1 , R_2 , c_1 , c_2) einen wichtigen Eckpunkt darstellen, so daß die HF-Parameter späterer IH-RFQ Resonatoren - wie z.B. einen 56 MHz IH-RFQ, der für das RIA-Projekt im Gespräch ist [22] - durch Interpolation zwischen dem GSI-RFQ und dem MAFF-RFQ nach obigem Modell sehr gut ermittelt werden könnten.

Der IH-RFQ Resonator besitzt keine Quadrupolsymmetrie in seinem Aufbau, weshalb sich wie beim 4-Rod RFQ ein dem Quadrupolfeld überlagerter Dipolanteil ergibt. Die Zustände sind jedoch anders als bei der 4-Rod Struktur, da sich durch die Art der Montage an den Haltern bei einem Elektrodenpaar (die x-Elektroden in Abb. 2.2.3.5) auf gleichem Potential befinden. Eine Potentialdifferenz liegt nur zwischen den y-Elektroden vor. Der Dipolanteil α wird beim IH-RFQ durch den Spannungsunterschied zwischen den y-Elektroden und einer beliebigen x-Elektrode (bzw. ebenfalls durch die Abweichung von einer mittl. Intervallspannung) festgelegt.

Da sich der Dipolanteil aus den unterschiedlichen Induktivitätsbelägen und damit aus den unterschiedlichen Strompfadlängen zu den y-Elektroden ergibt, muß er bei gleichbleibendem Aperturradius mit abnehmendem Tankumfang zunehmen. Bei genauerer Betrachtung ist der Dipolanteil von weiteren Faktoren, hauptsächlich dem Halterabstand, stark abhängig. Eine Kompensation wie beim 4-Rod RFQ ist hier nicht möglich. Der Dipolanteil an den Enden der Struktur kann jedoch minimiert werden, wenn lange Elektrodenüberhänge der y-Elektroden vermieden werden. Genaue Untersuchungen hierzu finden sich in Abschn. 4.2.1.2.

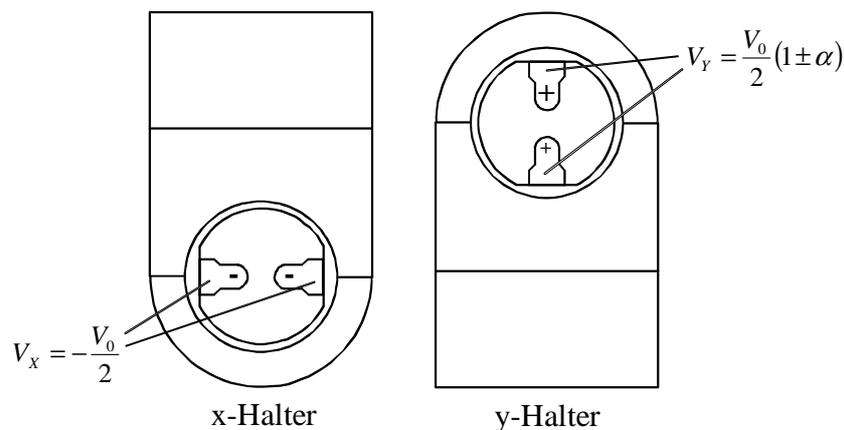


Abb. 2.2.3.5: Dipolanteil im IH-RFQ.

Als ein Vorteil des IH-RFQ wird allgemein eine hohe Effizienz aufgrund des geringen Halterabstands angesehen. Aufgrund der zahlreichen Halter ergibt sich zudem die Möglichkeit, die Elektroden passiv zu kühlen. Der Dipolanteil dieser Strukturen ist aufgrund der langen Stromwege über die Halbschalen auch bei hohen Frequenzen deutlich unter 1 %. Weiterhin ist die von den Driftröhrenstrukturen abgeleitete Resonatorgeometrie vorteilhaft für den Einbau von Driftröhren für Buncher- und Beschleunigerzwecke.

Nachteile des Resonators sind eine relativ aufwendige mechanische Realisierung sowie eingeschränkte Möglichkeiten der Frequenz- und Feldabstimmung.

2.3. Teilchendynamik

2.3.1. Die Phasenraumdarstellung von Teilchenstrahlen

Der Ionenstrahl kann grundsätzlich als ein mechanisches System bestehend aus einer Anzahl von $i = (1, \dots, N)$ Massenpunkten der Masse m_i aufgefaßt werden, die sich zu einem beliebigen Zeitpunkt t an einem bestimmten Ort r_i befinden und einen Impuls p_i besitzen. Der Bewegungsablauf der Teilchen resultiert aus den generalisierten Startkoordinaten für Ort und Impuls ($r_i = (x_i, y_i, z_i)$; $p_i = m_i \dot{r}_i$), der Wirkung äußerer Fokussier- und Beschleunigungsfelder sowie der Coulomb-Wechselwirkung der Teilchen untereinander.

Jedes der N Teilchen besitzt drei Orts- und Impulskoordinaten, die zusammen ein Volumen im 6-dimensionalen Phasenraum einnehmen. In diesem Phasenraum ist der Zustand eines Teilchens zu einer bestimmten Zeit t als Punkt dargestellt. Die Bewegung der N Teilchen ruft zeitliche Änderungen dieser Phasenpunkte hervor. Dadurch entstehen N Phasenbahnen im 6-dimensionalen Phasenraum.

Sind alle auf die Teilchen wirkenden Kräfte konservativ (keine Reibungs- und Raumladungskräfte) und lassen sich durch eine Hamiltonfunktion von r_i und p_i darstellen, so lassen sich die Phasenbahnen der Teilchen mit den Hamiltonschen Gleichungen

$$r_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}; \quad p_i = -\frac{\partial H}{\partial r_i}; \quad i = 1, \dots, N \quad (2.3.1)$$

eindeutig berechnen, wenn die Hamiltonfunktion bekannt ist.

Weiterhin gilt in einem solchen System der Satz von Liouville, nach dem unter dem Einfluß konservativer Kräfte die Teilchendichte in einem mitbewegten Phasenraumvolumen konstant ist:

$$\frac{dD}{dt} = 0; \quad D = \text{Phasenraumdichte.} \quad (2.3.2)$$

Aus der konstanten Dichte folgt bei konstanter Teilchenzahl der konstante Betrag des eingenommenen Phasenraumvolumens. Diese Konstanz gilt bedingt auch für die Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums auf 2-dimensionale Unterräume.

Da es in der Realität nicht möglich ist die Startkoordinaten der Teilchen zum Zeitpunkt t_0 exakt zu bestimmen, wird die Ladungsdichte im Phasenraumvolumen durch eine Verteilungsfunktion

$$I_6 = I_6(x, p_x, y, p_y, z, p_z) \quad (2.3.3)$$

beschrieben. Das Phasenraumvolumen besitzt die Form eines 6-dimensionalen Hyperellipsoids mit den Halbachsen c_i .

$$r^2 = \sum_{i=1}^6 c_i k_i^2 ; \quad k_i = k_i(x, p_x, y, p_y, z, p_z) \quad (2.3.4)$$

Durch Integration der Verteilungsfunktion I_6 über Koordinaten $k_j \neq k_i$ lässt sich die Ladungsdichteverteilung innerhalb dieses Ellipsoids auf beliebige n -dimensionale Unterräume der Koordinaten k_i ($i = 1, \dots, N$) projizieren [23]. So erhält man durch Integration über die z -Koordinaten ($z = \text{Strahlrichtung}$) eine Funktion für die Ladungsverteilung im 4-dimensionalen transversalen Unterraum:

$$I_4(x, p_x, y, p_y) = \int I_6 dz dp_z . \quad (2.3.5)$$

Hier können bei konstantem Impuls die transversalen Impulse durch die Ortsableitungen $x' = dx/dz$ und $y' = dy/dz$ ersetzt werden. Die Projektionen der so entstandenen Funktion

$$I_4 = I_4(x, x', y, y') \quad (2.3.6)$$

auf 2-dimensionale Unterräume x, x' und y, y' werden als (transversale) x - bzw. y -Emittanz des Ionenstrahls bezeichnet. Longitudinal ist die Emittanz völlig analog durch die Phasenbreite $\Delta\varphi$ (Ort bezüglich der HF-Welle) und die Energieunschärfe $\Delta W/W$ (proportional zur Impulsabweichung) bestimmt.

Im Falle entkoppelter, konservativer Kräfte, d.h. bei Wegfall der dissipativen Kräfte und der Coulomb-Wechselwirkung, gilt der Satz von Liouville auch in den 2-dimensionalen Unterräumen.

Nach Courant und Snyder [24] lassen sich die Phasenflächen in den 2-dimensionalen Unterräumen durch Ellipsen annähern. Es gilt die Ellipsengleichung:

$$\varepsilon = \beta x^2 + 2\alpha x x' + \gamma x'^2 \quad (2.3.7)$$

mit der Normierung

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1. \quad (2.3.8)$$

Hierbei steht ε für die Emittanz des Strahls. Die Einheit der Emittanz ist mm mrad. Abb. 2.3.1.1 zeigt eine solche Phasenellipse für einen divergenten Strahl ($\alpha < 0$). In die Graphik sind die Ellipsenparameter und ihre Umrechnung in maximale Orts- und Winkelausdehnung eingetragen. Die Fläche innerhalb der Ellipse ist: $F = \pi \cdot \varepsilon$.

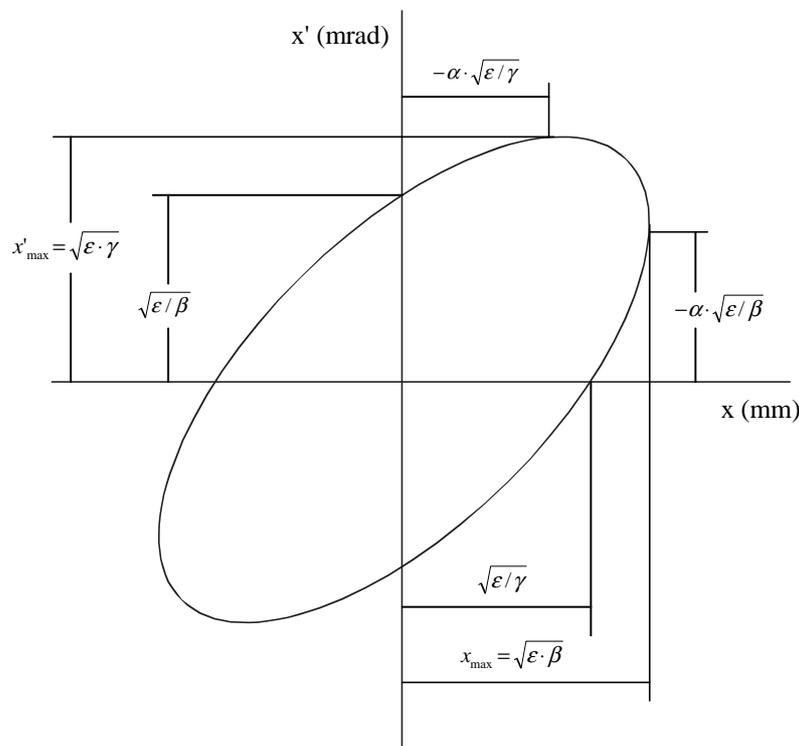


Abb. 2.3.1.1: Emittanzellipse in der x, x' - Ebene.

Nach dem Satz von Liouville, wird diese Phasenraumellipse durch die Transformationen während des Strahltransports in eine Phasenraumellipse gleichgroßer Fläche überführt. Die Bewegung des gesamten Ionenstrahls kann in der jeweiligen Koordinatenebene durch die Transformation der umhüllenden Ellipse beschrieben werden. Bei bekannten Anfangsbedingungen (Ellipsenparameter am Startpunkt) läßt sich so mit den Abbildungsmatrizen der einzelnen Strahlführungskomponenten ein theoretisches Modell des Strahltransports erstellen. Simulationsprogramme, die nach diesem Prinzip arbeiten, werden demnach als

Matrizentransformationsprogramme bezeichnet (Beispiele: TRANSPORT [25], COSY [26], MIRKO [27]).

Vor jeder Diskussion über die Emittanz eines Ionenstrahls muß eindeutig geklärt werden, welcher Emittanzbegriff den Betrachtungen zugrunde liegt. Im folgenden werden verschiedene Emittanzbegriffe sowie damit im Zusammenhang stehende Größen kurz erklärt.

- Die **Randemittanz**

Die von der Projektionsverteilung $I_2(x, x')$ belegte Phasenfläche bezeichnet man auch als x-Randemittanz. Sie muß nicht immer die Form einer Ellipse besitzen, so können z.B. unter der Einwirkung nichtlinearer Kräfte Filamentierungen der Emittanzfigur entstehen.

- Die **effektive Emittanz:**

Man definiert die kleinste Phasenraumfläche, die zur Beschreibung der Emittanzfigur als Ellipse notwendig ist, als die *effektive* Emittanz eines Ionenstrahls. Es gilt stets: $\mathcal{E}_{\text{eff}} \leq \mathcal{E}_{\text{rand}}$.

Die effektive Emittanz umschließt auch die durch Filamentierung der Randemittanz entstandenen leeren Phasenraumbereiche. Bei stärkerer Filamentierung der Randemittanz vergrößern sich diese leeren Phasenflächen, wodurch die effektive Emittanz anwächst - der Betrag der Randemittanz bleibt jedoch gleich. Der Satz von Liouville ist in diesem Fall für die Randemittanz weiterhin gültig, nicht jedoch für die effektive Emittanz. Die effektive Emittanz ist die entscheidende Größe bei der Strahlanpassung an Beschleunigerstrukturen. Da sie - ohne Berücksichtigung der Filamentierungen - die Orts- und Winkelauslenkungen des gesamten Strahls beschreibt, muß immer die effektive Emittanz eines Strahls mit der ellipsenförmigen Akzeptanz (s.u.) eines Beschleunigers verglichen werden.

- Die **KV-Emittanz:**

Die Ladungsverteilung eines Teilchenstrahls bleibt während der Bewegung entlang der Strahlachse im allgemeinen nicht erhalten. Die Verteilung wird in diesem Fall als "nicht selbstkonsistent" bezeichnet. Kapchinskij und Vladimirskij führten eine nach ihnen benannte, selbstkonsistente Verteilung $I_4(x, x', y, y')$ ein [28]. Diese vierdimensionale KV-Verteilung erzeugt bei der Projektion auf die zweidimensionalen Unterräume homogen gefüllte Ellipsen. Wenngleich auch die Annahme homogen gefüllter Emittanzellipsen nicht realistisch ist, wird die KV-Verteilung häufig für Dynamikrechnungen verwendet, da sich hier linear mit dem Strahlachsenabstand anwachsende Raumladungsfelder ergeben [23].

Mit dem für die Messungen am REX-RFQ verwendeten Auswerteprogramm der Emittanzmeßanlage lassen sich die der Messung entsprechenden KV-Emittanzparameter berechnen, was einen Vergleich mit den parallel durchgeführten Simulationsrechnungen erlaubt. Man betrachtet dabei in der Regel die KV-Ellipsen die sich auf 95 % der Gesamtintensität des Strahls beziehen.

- Die **rms-Emittanz**:

Das von Lapostolle und Sacherer [29] vorgeschlagene Konzept der rms (root mean square)-Emittanz dient zum Vergleich von Ionenstrahlen mit unterschiedlichen Ladungsdichte-Verteilungsfunktionen. Die rms-Emittanz berücksichtigt nicht nur die belegte Phasenraumfläche, sondern die Dichteverteilung innerhalb der Ellipse. Hierzu werden die zweiten Momente einer gegebenen Ladungsdichteverteilung betrachtet.

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}, \quad (2.3.9)$$

mit

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2. \quad (2.3.10)$$

Zwischen der Emittanz und der rms-Emittanz eines Ionenstrahls existiert für jede Verteilungsfunktion ein charakteristischer Proportionalitätsfaktor. Für die häufig verwendete KV-Verteilung gilt: $\varepsilon_{KV} = 4\varepsilon_{rms}$

- Die **normierte Emittanz**:

Sowohl für Rand- und effektive Emittanz, als auch für die rms-Emittanz definiert man die Größe normierte Emittanz ε_n .

Es gilt:

$$\varepsilon_n = \beta \cdot \gamma \cdot \varepsilon \quad (2.3.11)$$

Die normierte Emittanz ist von der Geschwindigkeit der Teilchen unabhängig und dient zum Vergleich von Teilchenstrahlen verschiedener Energie.

- Die **Akzeptanz**

Mit dem Begriff der Emittanz eng verknüpft ist die Akzeptanz eines Beschleunigers. Ihre Einheit ist in transversaler Richtung ebenfalls mm mrad. Die Akzeptanz bezeichnet das Phasenraumvolumen, in dem alle Teilchen vom Beschleuniger aufgenommen und verlustfrei beschleunigt werden. Teilchen, die außerhalb dieses Phasenraumvolumens liegen, gehen für die Beschleunigung verloren.

Die wesentliche Aufgabe, die sich bei der Strahlinjektion in einen RFQ-Beschleuniger stellt, ist die Anpassung des Strahls (dessen Parameter durch die Ionenquelle vorgegeben sind) an die Akzeptanz des RFQ. Dies geschieht mit Hilfe

eines geeigneten ionenoptischen Systems. Eine optimale Anpassung ist erst dann erreicht, wenn die effektive Emittanz des Strahls am RFQ-Elektrodenanfang in beiden Koordinatenebenen x, x' und y, y' innerhalb der Akzeptanzellipsen liegt. Nur in diesem Fall kann die Transmission durch den RFQ maximal werden. Longitudinal ist jeder Beschleuniger für eine bestimmte Energie und Phasenschärfe ausgelegt. Im Falle des RFQ, der zumeist direkt hinter Ionenquellen zur Aufnahme von Gleichstrom Ionenstrahlen eingesetzt wird, ist die Phasenbreite beliebig.

In dieser Arbeit wird als Akzeptanz (oder Sollemittanz) die Phasenfläche bezeichnet, innerhalb derer die angegebene Transmission gerade noch erreicht wird. Die von PARMTEQ errechnete Akzeptanz (die in vielen Arbeiten als α_{synchron} bezeichnet wird) basiert auf der unrealistischen Annahme, daß alle Teilchen auf Sollphase injiziert werden. Dieser Akzeptanzwert ist stark überhöht und liefert bei realistischem Einschub nur Transmissionen von 60 - 70 %.

2.3.2. Teilchendynamik im RFQ

2.3.2.1. Entwicklung der Elektrodengeometrie

Die wichtigsten Parameter zur Festlegung der Elektrodengeometrie eines RFQ-Beschleunigers sind die Injektions- und Endenergien der Ionen, das Ladungs- zu Masse Verhältnis der schwersten zu beschleunigenden Ionensorte, die zu erwartende Emittanz sowie die Stromstärke des Quellenstrahls. Hieraus ergeben sich konkrete Forderungen was die Betriebsfrequenz und die daraus resultierenden Zellenlängen, die Fokussierung und damit den entsprechenden Aperturverlauf sowie das Beschleunigungsprofil und die damit im Zusammenhang stehende Modulation betrifft. Für Anwendungen, bei denen die Fokussierstärke der kritische Parameter ist, muß beispielsweise die größtmögliche Spannung (an der Überschlagsgrenze) bei minimaler Apertur realisiert werden. Die Resonanzfrequenz wird im allgemeinen größtmöglich gewählt, um die Strukturen kurz und kompakt zu halten.

Die mechanische Auslegung der Elektroden wird wie im einführenden Abschnitt erklärt durch die Apertur a , die Modulation m und die Modulationsperiode $2l$ charakterisiert. Zusammen mit der Elektrodenspannung U_0 sind hierdurch die beschleunigenden und fokussierenden Komponenten des Quadrupolfeldes festgelegt. Ein wichtiger Punkt dabei ist die maximal anlegbare Spannung, die durch das Kilpatrick Kriterium [30] gegeben ist. In der vorliegenden Arbeit wird für dieses Kriterium folgende lineare Näherung von Schempp verwendet:

$$U_K (kV) = 10 \cdot (1 + g(mm)) \cdot (1 + 1.5 \cdot 10^{-3} f(MHz)), \quad (2.3.2.1)$$

wobei g = kleinster Elektrodenabstand, f = Betriebsfrequenz. Bei den RFQs für REX-ISOLDE und MAFF, deren Elektrodengeometrie fast identisch ist, ergibt sich nach dieser Formel: $U_K = 57.6$ kV.

Nach einem als "Los Alamos Design" bezeichneten Grundkonzept läßt sich der modulierte Quadrupol des RFQ-Beschleunigers in vier stetig ineinander übergehende Sektionen einteilen. Die Generierung und Optimierung einer für den jeweiligen Anwendungszweck geeigneten Quadrupolgeometrie wird mit Hilfe des Vielteilchen-Simulationsprogrammes PARMTEQ durchgeführt. Obwohl durchaus andere Konzepte für die Erzeugung eines beschleunigenden Quadrupolkanals denkbar sind, und auch das Elektrodendesign der in dieser Arbeit behandelten RFQ-Beschleuniger teilweise stark von den hier vorgenommenen Annahmen abweicht (s. Abschn. 3.2.2 und 4.2.2), soll dieses Modell vorgestellt werden. Es beinhaltet die wesentlichen teilchendynamischen Aspekte eines RFQ.

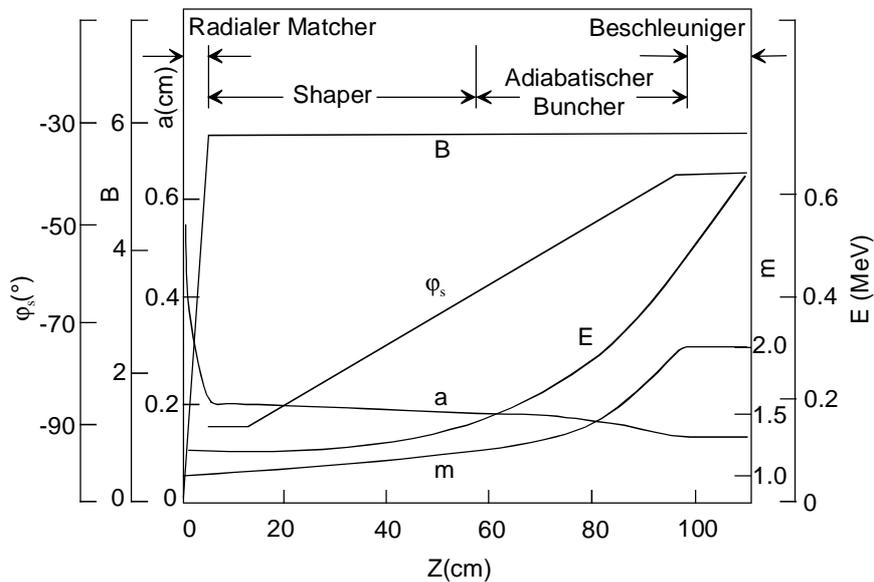


Abb. 2.3.2.1: Grundschemata der Sektionen im RFQ nach Crandall, Stokes und Wangler am Beispiel eines in Los Alamos entwickelten 425 MHz Protonen-RFQ (4-Vane-Typ). Die Parameter sind: B = radiale Fokussierung, φ_s = Sollphase, E = Energie, a = Aperturradius und m = Modulation.

1. Der radiale Matcher (konstante Größen: Feldkomponente $E_z = 0$; $\varphi_s = -90^\circ$)
Die radial matching Sektion umfaßt die ersten zwei bis acht $\beta\lambda/2$ - Zellen des Beschleunigers. Sie dient dazu, den Gleichstrom-Quellenstrahl radial verlustfrei einzufangen und in den Quadrupol zu führen. Dies ist nicht ohne weiteres möglich, da die Quellenemittanz konstant ist, die Akzeptanz des Beschleunigers jedoch zeitlich mit der HF variiert. Das Problem wird gelöst, indem man den Quellenstrahl auf einer Rampe dem stetig größer werdenden Quadrupolpotential zuführt. In der Praxis wird dies durch das trichterförmige Aufbiegen der RFQ-Elektroden erreicht, wodurch z.B. eine linear mit der Annäherung an den Quadrupolkanal wachsende Fokussierkraft entsteht. Analog zu dieser Sektion läßt sich am Ende des Beschleunigers ein Abschnitt einbauen, der aufgrund der abnehmenden Fokussierkräfte für flachere Winkel sorgt und 'matching-out Sektion' genannt wird.
2. Die Shaper-Sektion (konstante Größen: rad. Fokussierung B , Zellenlänge l)
Im Shaper setzt bei konstant gehaltener Zellenlänge (also ohne beschleunigende Wirkung) eine bunchformende Modulation ein, mit der die Sollphase auf etwa -70° erhöht wird. Die Sektion hat den Zweck, durch ein "Vorformen" der Bunche die Länge des adiabatischen Bunchers zu reduzieren, der sich übergangslos anschließt.
3. Der adiabatische Buncher (konstante Größen: B ; $E_z \sin \varphi_s / v^2$)
Der adiabatischen Buncher hat die Funktion, den vorgeformten Strahl des Shapers in die endgültige, für die Beschleunigung erforderliche Bunchform und -Länge zu bringen. Hierzu wird die geometrische Bunchlänge, sowie die radiale und

longitudinale Schwingungsfrequenz konstant gehalten, während die Sollphase zu immer größeren Werten (-30 bis -20°) ansteigt. Durch die anwachsende Modulation steigt die Teilchengeschwindigkeit, was in Verbindung mit der konstant gehaltenen geometrischen Länge des Bunches zu einer Komprimierung der Phasenbreite (bezüglich der HF-Welle) der im Shaper vorgeformten Bunche führt.

4. Die Beschleunigersektion (konstante Größen: B , m , φ_s)

In der Beschleunigersektion wird die Sollphase konstant bei -30 bis -20° gehalten wie in einem normalen Linac. Der Strahl ist nun vollständig in Bunche mit Phasenbreiten von typischerweise 40 - 60° zerlegt. Modulation und Apertur bleiben in dieser Sektion weitgehend konstant. Die Beschleunigung dauert an, bis die angestrebte Endenergie erreicht ist.

Das Los Alamos Design sieht eine konstante radiale Fokussierung B entlang der gesamten Struktur vor. B enthält gemäß

$$B = \frac{q e U \cdot \lambda^2}{A m_0 c^2 r^2} A_{01} \quad (2.3.2.2)$$

den Geometrieparameter $A_{0,1}$ (λ = Länge der transversalen Schwingungen um die Strahlachse). Durch eine geeignete Variation von Modulation und Apertur ist eine konstante Fokussierung in allen Sektionen realisierbar und hat die geometrische Konsequenz, daß (durch $m \cdot a = \text{const.}$) der Kapazitätsbelag entlang der Struktur (und damit die Spannung U_0) konstant gehalten wird. Dies ist für Resonatortypen, bei denen eine Abstimmung der Spannungsverteilung nur mit erheblichem technischen Aufwand möglich ist (4-Vane RFQ) unverzichtbar, da bei den PARMTEQ-Rechnungen zur Generierung der Elektrodengeometrie eine konstante Spannung vorausgesetzt wird. Bei den 4-Rod RFQ Typen, wo durch die Bauart eine Frequenz- und Feldabstimmung vorgesehen und problemlos möglich ist, kann die Bedingung einer konstanten radialen Fokussierung teilweise fallen gelassen werden. Der Beschleuniger läßt sich verkürzen, wenn in der Shaper Sektion die Modulation über den durch die Abnahme der Apertur kompensierten Wert erhöht wird. Dadurch läßt sich das Vorformen der Bunche schneller durchführen, was die erforderliche Länge des Shapers reduziert. Dies wurde erstmals bei den RFQs für CRYRING [31] und GSI-HLI praktiziert. Inwieweit die damit verbundene Abnahme der radialen Fokussierung tolerierbar ist hängt von den vorliegenden Strahlintensitäten ab.

Das Programm PARMTEQ wurde ursprünglich in Los Alamos entwickelt [4]. Es befinden sich derzeit mehrere für den jeweiligen Anwendungszweck modifizierte Versionen im Umlauf [5]. PARMTEQ verfügt über mehrere Generierungsroutinen, mit denen aus den Grundparametern z-Koordinate, Sollphase φ_s , Fokussierstärke B und Modulation m , die an markanten Stützstellen vorzugeben sind, eine komplette RFQ-Elektrodengeometrie durch lineare Interpolation zwischen diesen Stützstellen

entworfen wird [32]. Die erhaltene Geometrie wird anschließend iterativ durch Variation der Parameter an den entsprechenden Stützstellen optimiert.

Das Programm transformiert eine 6-dimensionale Verteilung sogenannter Makroteilchen durch numerische Integration der in Abschnitt 2.1.2 angegebenen Bewegungsgleichungen durch den generierten (idealen) Quadrupol. Dadurch können Eigenschaften des Beschleunigers wie Akzeptanz, Emittanzwachstum, Energie- und Phasenbreite sowie Teilchenverluste bestimmt und optimiert werden. Es besteht zudem die Möglichkeit über Voltfaktoren bei einem vorhandenen Elektrodendesign ein Spannungsprofil in z -Richtung vorzugeben, so daß der Einfluß einer gegebenen Unflatness, bzw. einer zu geringen oder zu hohen Elektrodenspannung auf die Strahlqualität untersucht werden kann. Mit einer Reihe verschiedener Poisson-Solver können Raumladungsprobleme mit unterschiedlichen Symmetrien behandelt werden.

2.3.2.2. Abweichungen vom idealen Quadrupol

Es wurde erwähnt, daß bei der mechanischen Fertigung die hyperbelförmigen Elektrodenoberflächen durch Flächen mit kreisförmigen Querschnitt angenähert werden. Weiterhin weicht der reale Quadrupol aufgrund unvermeidlicher Dejustierungen und unsymmetrischer Anregung von der Idealform ab.

Die ausschließlich in Abhängigkeit von der Elektrodenform (bei optimaler Justierung) entstehenden Multipolanteile des Quadrupolfeldes sind in [33] aus der bereits in Abschn. 2.1.2 besprochenen allgemeinen Potentialgleichung für den modulierten Quadrupol hergeleitet. Betrachtet man noch einmal Gl. 2.1.6

$$\phi(r, \varphi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{0,n} \left(\frac{r}{ma} \right)^{2n} \cos(2n\varphi) + \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} I_{2n}(skr) A_{s,n} \cos(2n\varphi) \cos(skz), \quad [2.1.6]$$

so erhält man für den vereinfachenden Spezialfall unmodulierter Elektroden ($k = 0$, $m = 1$):

$$\phi(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} A_{0,n} \left(\frac{r}{a} \right)^{2n} \cos(2n\varphi) + \sum_{s=0}^{\infty} A_{s,0}. \quad (2.3.2.3)$$

Aus der gegensätzlichen Polarität benachbarter Elektroden $\phi(r, 0) = -\phi(r, \pi/2)$ folgt:

$$\phi(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{0,2n+1} \left(\frac{r}{a} \right)^{4n+2} \cos((4n+2)\varphi). \quad (2.3.2.4)$$

Daran wird ersichtlich, daß bei erhaltener Quadrupolsymmetrie aufgrund der von der Idealform abweichenden Elektrodenform lediglich $(8n+4)$ -Pole auftreten können ($n = 0, 1, 2, \dots$). Für die Radialkomponente ergibt sich:

$$E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} = -\sum_{n=0}^{\infty} A_{0,2n+1} \frac{r^{4n+1}}{a^{4n+2} (4n+2)} \cos((4n+2)\varphi). \quad (2.3.2.5)$$

Der Faktor $(r^{4n+1}/(a^{4n+2}(4n+2)))$ zeigt die radiale Abhängigkeit einer $(8n+4)$ -Multipolkomponente. Die Feldkomponenten höherer Ordnung treten offensichtlich nur in großem Abstand von der Strahlachse auf.

Die Auswirkungen der höheren Multipolanteile im Innern des Quadrupols können durch die Wahl von Elektrodenradius ρ und Apertur a praktisch eliminiert werden. Für das Verhältnis ρ/a werden anhand numerischer Rechnungen Werte zwischen 0.8 und 1.2 gefordert [34].

Dejustierungen des Quadrupols sind in zwei Kategorien zu unterteilen. Der triviale Fall symmetrischer Dejustierungen gegenüberliegender Elektroden nach innen bzw. nach außen hat keinen nennenswerten Effekt auf die Teilchendynamik. Sie entsprechen einer geringfügigen Änderung der Feldstärke im Quadrupol, was einer Änderung der Betriebsspannung gleichbedeutend ist.

Im Falle einer nicht symmetrischen Dejustierung treten ungerade Multipolkomponenten auf, die zu Strahldeformationen und -Verlusten führen. Als Beispiel hierfür ist in [35] eine kleine horizontale Dejustierung d einer vertikalen Elektrode für einen Quadrupol mit zylindrischen Elektroden (Radius: $\rho = 2a$) numerisch berechnet. Die Anteile der auftretenden Multipole von der Ordnung $n = 1$ (Dipol), $n = 3$ (Sextupol) und $n = 5$ (Dekapol) am Quadrupolfeld in Abhängigkeit von der Apertur a ergeben sich zu $0.16 d/a$, $0.64 d/a$ und $0.024 d/a$. Die Sextupolkomponente, die sich aufgrund der nichtlinearen Kräfte ($F \sim r^2$) negativ auf den Strahltransport auswirkt, liefert also den Hauptbeitrag der Fremdanteile. Geht man von einer Toleranzgrenze für den Anteil des Sextupolfeldes von 1 % aus, so ergibt sich für die geforderte Justiergenauigkeit ein Wert von $d/a \approx 1.5 \%$ (Aperturradius: 4.5 mm \Rightarrow Justiergenauigkeit $\approx 7/100$ mm). Dies deckt sich recht gut mit bisher experimentell gewonnenen Erfahrungen, nach denen signifikante Abweichungen der gemessenen Strahlparameter von den theoretischen Vorgaben oberhalb von Fehljustierungen von 1/10 mm beobachtet werden. Dabei spielt jedoch die Ausleuchtung des Quadrupols (die Strahlemittanz) eine entscheidende Rolle.

Ähnlich wie Dejustierungen lassen sich die Auswirkungen einer resonatorbedingten, unsymmetrischen Anregung des Quadrupols betrachten. Ist α_y die Größe der Unsymmetrie auf den y-Elektroden, so ist das Potential auf den Elektroden gegeben durch: $V_y = V/2(1 \pm \alpha_y)$. Gleiches gilt für die x-Richtung. Die Stärke der resultierenden Multipolkomponenten ist proportional zu $\alpha = (\alpha_x^2 + \alpha_y^2)^{1/2}$. Die Anteile der ersten vier Multipolkomponenten am Quadrupolfeld errechnet sich für das oben genannte Beispiel (Zylinderelektroden mit Radius: $\rho = 2a$) zu 0.397α ($n = 1$), 0.308α ($n = 3$), 0.029α ($n = 5$) und 0.041α ($n = 7$).

Dies bedeutet, daß eine Spannungsabweichung von 5 % ($\alpha = 0.05$) einen Dipolanteil von 2 % und einen Sextupolanteil von 1.5 % hervorruft. Um den Sextupolanteil auf deutlich unter 1 % zu reduzieren, versucht man, bei der Entwicklung der Resonatoren Werte von α größer als 2 % zu vermeiden. Der eigentliche Dipol verursacht lediglich eine Verlagerung der elektrischen Achse des Quadrupols um 2 %. Umfassende numerische Rechnungen zu dieser Problematik finden sich in [36].

Kapitel 3

Aufbau und Test eines 4-Rod RFQ für den REX-ISOLDE Beschleuniger

- Das REX-ISOLDE Experiment nutzt die an der PS-ISOLDE erzeugten und separierten radioaktiven Ionen zur Nachbeschleunigung auf Energien von 1.1 bis 2.2 MeV/u.

- Das experimentelle Programm von REX-ISOLDE sieht Experimente zur Kernphysik, nuklearen Astrophysik und zur Festkörperphysik vor. Im Vordergrund der kernphysikalischen Messungen steht die hochauflösende Spektroskopie mit dem MINIBALL Detektor.

- Zur Beschleunigung wird bei REX erstmals das Prinzip des Ladungsbrütens unter Verwendung einer Penning Falle und einer EBIS (Electron Beam Ion Source) verwirklicht. Durch den so erreichbaren höheren Ladungszustand ist der Beschleuniger sehr kompakt. Er besteht aus einem 4-Rod RFQ, einem IH-Driftröhrenbeschleuniger und drei Siebenspalt Resonatoren.

- Der 4-Rod RFQ beschleunigt die Ionen von 5 keV/u auf 300 keV/u. Er deckt nahezu verlustfrei den kritischen Anfangsteil der Beschleunigung (Strahlformation) ab. Der RFQ wurde anhand von MAFIA und PARMTEQ Rechnungen entwickelt, im Garching Tandemlabor aufgebaut und dort unter Strahl getestet. Hier wurden alle relevanten Parameter des Beschleunigers vermessen, wobei eine sehr gute Übereinstimmung mit den Designvorgaben erzielt werden konnte.

3.1. REX-ISOLDE

3.1.1. Prinzip und Aufbau des Projekts

REX-ISOLDE (**R**adioactive beam **EX**periments at ISOLDE / CERN) steht für ein neuartiges Konzept zur effektiven Nachbeschleunigung radioaktiver Ionen in den Bereich der Coulomb-Barriere leichter Kerne ($A < 48$) [37].

Am Ion-Separator-On-Line ISOLDE werden seit 1967 radioaktive Kerne weitab vom Stabilitätstal untersucht, wobei in der Anfangszeit ein 600 MeV Protonen Synchrozyklotron (SC) als Treiber-Beschleuniger eingesetzt wurde. Die heutige sogenannte PS-ISOLDE existiert seit 1992 [38]. Durch den Beschuß dicker Targets mit einem 1.2 GeV Protonenstrahl aus dem Protonen Synchrotron Booster (PSB) werden hier die radioaktiven Kerne über Spallations-, Spaltungs- und Fragmenten-

tierungsreaktionen erzeugt. Für REX-ISOLDE sind dabei besonders die neutronenreichen Kerne von Interesse.

Um die Diffusion der Reaktionsprodukte an die Targetoberfläche zu beschleunigen, sind die Targets je nach Zusammensetzung auf bis zu 2300°C aufgeheizt. Es werden - abhängig von der zu erzeugender Isotopenart häufig Tantal- oder Urancarbidtargets verwendet. Gegenwärtig können über 600 Isotope von 68 Elementen geliefert werden [39]. Die Targetzone ist aufgrund der hohen Radioaktivität als Sperrbereich streng nach außen abgeschirmt. Das Auswechseln verbrauchter oder zerstörter Targets wird von Robotern durchgeführt.

Das Target befindet sich auf einer 60 kV Plattform, so daß die an die Targetoberfläche diffundierten, und anschließend in einer Ionenquelle in einen 1+ - Ladungszustand gebrachten radioaktiven Ionen gegen Erdpotential extrahiert und zu einem der beiden Massenseparatoren der ISOLDE geführt werden können. Die Ionenquellen selbst sind an das Target über einen Transferkanal angeschlossen. Es existieren drei Arten von Quellen: Oberflächenionisationsquellen, Plasma-Ionenquellen (Elektronenstoß, FEBIAD) und die Laserionenquellen.

Der General Purpose Separator (GPS) hat ein Auflösungsvermögen von $M / \Delta M = 2400$ und kann drei verschiedenen Massen im Bereich $\pm 15\%$ um die zentrale Masse für drei verschiedene Experimentierplätze anbieten. Der High Resolution Separator (HRS) erreicht eine Massenauflösung von $M / \Delta M > 10000$, womit sogar Isobarentrennung möglich ist.

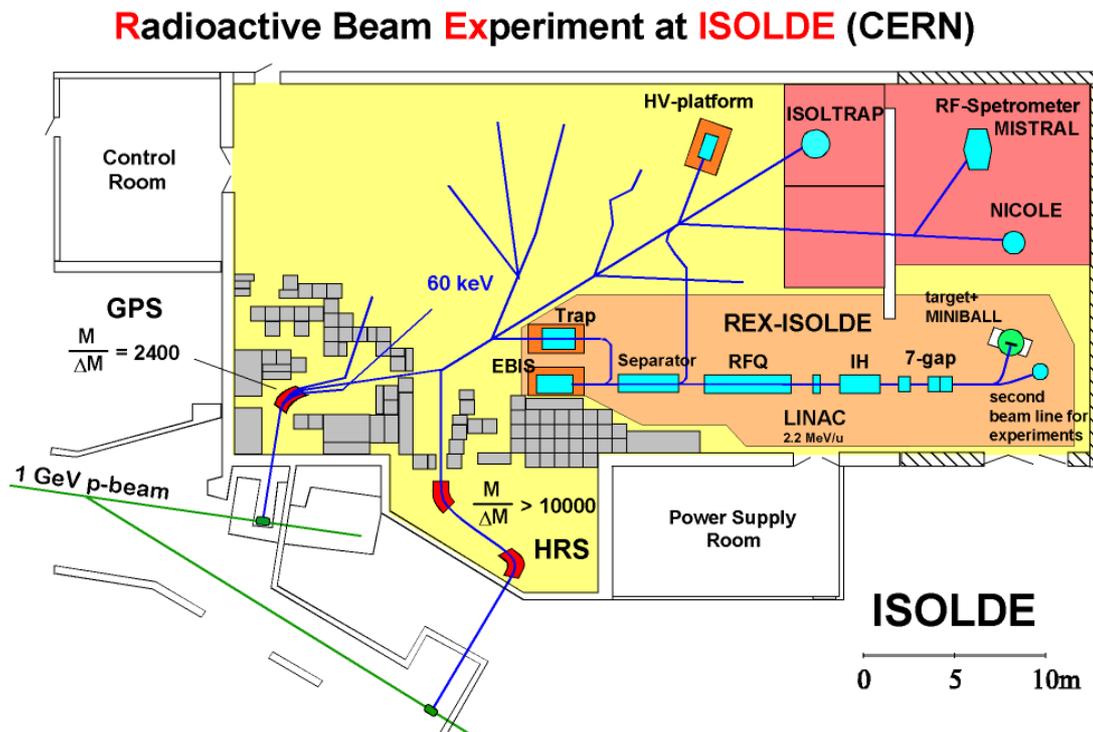


Abb. 3.1.1.1: Plan der ISOLDE am CERN mit der im Aufbau befindlichen REX-ISOLDE Anlage.

Zur effektiven Beschleunigung der radioaktiven Ionen muß deren Ladungszustand erhöht werden. Hierdurch verkürzt sich der Beschleuniger, was zu einer Raum- und Kostenersparnis führt. Im Allgemeinen wird die Erhöhung des Ladungszustandes durch das Einbringen von Stripperfolien erreicht. Dieses Prinzip wird bei anderen geplanten Projekten zur Beschleunigung radioaktiver Ionen angewandt (ISAC / TRIUMF [40]), ist jedoch mit verschiedenen Nachteilen verbunden (Effizienz nur ca. 10 %, starkes Emittanzwachstum, langer Pre-Stripper Linac erforderlich).

Angesichts der relativ geringen Teilchenzahlen bei radioaktiven Ionenstrahlen (etwa 10^3 bis 10^8 Ionen pro Sekunde bei REX-ISOLDE) ist dieses Prinzip zu vermeiden. Aus diesem Grund wurde für REX-ISOLDE ein Konzept entwickelt, bei dem der einfach geladene Ionenstrahl in einer Penning-Falle (REXTRAP) akkumuliert, gekühlt, gebuncht und separiert wird, und anschließend der gewünschte Ladungszustand in einer EBIS (REXEBIS) erbrütet wird. Dies ist das sogenannte Konzept des Ladungsbrütens, welches sich der speziellen Eigenschaften von Hochladungszustandsquellen wie der EBIS oder der ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) bedient.

Die einfach geladenen Ionen, die mit einer Energie von 60 keV von ISOLDE ankommen, werden hierbei durch das Plattformpotential der REX-TRAP (annähernd 60 kV) abgebremst und kontinuierlich in die Falle injiziert. Nach einigen ms - einer Zeit die durch die Dauer des Ladungsbrütens in der EBIS festgelegt ist - werden aus der Falle Pulse mit einer Länge von ca. 10 μ s extrahiert, d.h. erneut auf 60 keV beschleunigt und über eine Transfer Beam Line zur EBIS transportiert. Diese ist ebenfalls auf einer 60 kV Plattform installiert, wodurch die Ionen erneut fast vollständig abgebremst werden. Nach dem Ladungsbrüten zu einem Ladungs zu Masse Verhältnis von > 0.22 (Dauer: 5 - 20 ms) werden die Ionen über einen achromatischen Massenseparator [41] in den RFQ injiziert. Aufgrund der hier geforderten geringen Einschußenergie muß das Potential der EBIS-Plattform während des Brutvorgangs von 60 auf 20 kV abgesenkt werden. Die EBIS liefert 50 μ s Pulse bei einer Wiederholfrequenz von 50 Hz.

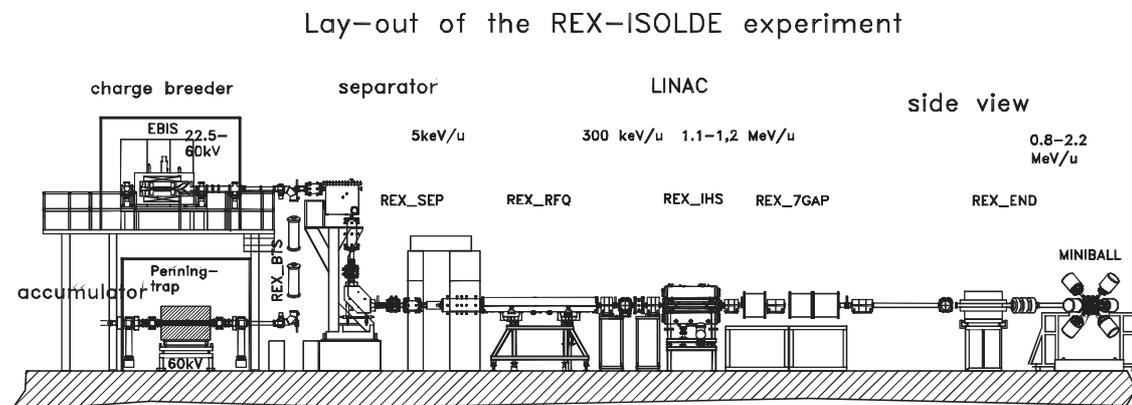


Abb. 3.1.1.2: Aufbau des REX-ISOLDE Experiments.

Der REX-ISOLDE Linac [42] arbeitet bei einem Tastverhältnis von 10 % (2 ms / 50 Hz). Er besteht aus einem 4-Rod RFQ, einer IH-Driftröhrenstruktur und drei Siebenspalt Resonatoren zur Variation der Endenergie zwischen 0.8 und 2.2 MeV/u. Im folgenden sollen die einzelnen Komponenten des Experiments kurz vorgestellt werden.

1. REXTRAP

Da der Vorgang des Ladungsbrütens in der EBIS Zeiten von typischerweise 20 ms erfordert, und da auch der LINAC mit 10 % getastet ist, kann der Strahl von ISOLDE nicht kontinuierlich weitergeleitet werden, sondern muß in Pulse zerlegt werden.

REXTRAP [43] ist eine 1 m lange zylindrische, gasgefüllte Penningfalle mit einem Magnetfeld von 3 T. Nachdem die Teilchen die Potentialbarriere am Eingang der Falle passiert haben, verlieren sie ihre verbliebene Energie durch Reibung (Kühlung) mit dem Puffergas (Ar, He od. Ne). Die Ionen werden vollständig eingefangen, wenn ihr Energieverlust während einer Schwingung im Fallenpotential (Tiefe typischerweise 50 V) größer ist als die Energieverschmierung des ISOLDE Strahls nach dem Abbremsen (ca. 30 eV). In diesem Falle können die Ionen beim zurückwandern durch die Falle die Potentialbarriere am Eingang nicht mehr überwinden. Anhand früherer Experimente an ISOLTRAP [44] wird für die REXTRAP eine Einfangeffizienz von 100 % bei einem Gasdruck von 10^{-3} mbar erwartet. Gemessen wurden bisher 40 %. Die Emittanz des Strahls wird durch den Vorgang des Kühlens erheblich verbessert, was aufgrund der kleinen Akzeptanz der EBIS unbedingt erforderlich ist.



Abb. 3.1.1.3: Photo der REXTRAP im Hochspannungskäfig.

Die transversale Emittanz des Strahls wird neben der Kühlung durch Stöße durch einen weiteren Mechanismus verbessert, der auch zur Separation der gewünschten Ionensorte von anderen Spezies verwendet wird. Hierzu werden die Ionen in den ersten ms zu Magnetronschwingungen angeregt, deren Bahndurchmesser größer ist als der Durchmesser des Extraktionsloches der Falle. Anschließend werden nur die erwünschten Ionen auf die Achse zentriert, indem sie mit ihrer Zyklotronfrequenz angeregt werden. Auf diese Art wird bei der Extraktion nur die Ionensorte mit dem geforderten q/A - Verhältnis aus dem Extraktionsloch beschleunigt. Mit zunehmendem Gasdruck werden zwar die Kühlzeiten kürzer, gleichzeitig wird aber auch die Selektivität des oben genannten Mechanismus herabgesetzt.

2. REXEBIS

Die EBIS benutzt einen sehr dichten Elektronenstrahl, der durch einen umgebenden Solenoiden zu einer hohen Stromdichte fokussiert wird. Der Elektronenstrahl erzeugt eine radiale Potentialmulde für die Ionen, während longitudinal der Einschluß durch das elektrische Potential einer Reihe zylindrischer Elektroden, die den Elektronenstrahl umgeben, gewährleistet wird. Ionen, die in der EBIS gefangen sind, werden schrittweise durch Stöße mit dem Elektronenstrahl weiter ionisiert, bis sie durch eine Änderung der longitudinalen Potentialverteilung extrahiert werden können. Der bevorzugt erzeugte Ladungszustand ist dabei von der Einschlußzeit sowie von der Stromdichte des Elektronenstrahls abhängig. In der REXEBIS [45] wird der 0.5 A Elektronenstrom durch das anliegende Solenoidfeld zu einer Stromdichte von mehr als 200 A/cm^2 fokussiert. Der Elektronenstrahl hat eine Energie von 5 keV. Ein supraleitender Solenoid erzeugt das Magnetfeld von 2 T mit einer Homogenität von $\sim 0.25 \%$ entlang der Einschlußlänge von 80 cm. Die Isotope (Na, Ca, Mg), die bei den REX-ISOLDE Experimenten verwendet werden sollen, erfordern Brutzeiten zwischen 5 ms und 20 ms, um ein Masse zu Ladungs Verhältnis von ≤ 4.5 zu erreichen.

Um die Injektionsenergie in den RFQ auf 5 keV/u zu verringern, muß das Potential der Hochspannungsplattform ständig zwischen 60 kV (bei der Injektion) und $A/q * 5 \text{ kV}$ (während der Extraktion) umgeschaltet werden.

Die Injektion der einfach geladenen Ionen sowie die Effizienz beim Brüten und bei der Extraktion müssen bei REX-ISOLDE im Detail untersucht werden. Für die Injektion wurden bereits Effizienzen von 59 % beobachtet [46]. Mit der hohen Strahlqualität, die von der Penning-Falle geliefert wird und einem gut an die Akzeptanz der EBIS gematchten Strahl, sollten bei der REXEBIS Einfangeffizienzen von 95 % möglich sein. Die Gesamteffizienz für die Erzeugung eines Ladungszustandes liegt bei maximal 30 %. Insgesamt ist von der Kombination Penningfalle / EBIS eine Gesamteffizienz von 10 % zu erwarten.

Die Akzeptanz der EBIS liegt bei $3 \pi \text{ mm mrad}$ für die 1^+ Ionen, die bei 60 kV Plattformpotential injiziert werden. Die Ausgangsemittanz liegt bei $\sim 10 \pi \text{ mm mrad}$ für eine Extraktion bei 20 kV. Die Pulslänge des extrahierten Strahls ist $50 \mu\text{m}$. Die Energiebreite beträgt ca. $50 \text{ eV}/q$ (1σ). Um Verunreinigungen des Ionenstrahls durch Restgasionen aus der REXTRAP zu vermeiden, ist ein Vakuumdruck von $< 10^{-11} \text{ mbar}$ erforderlich.

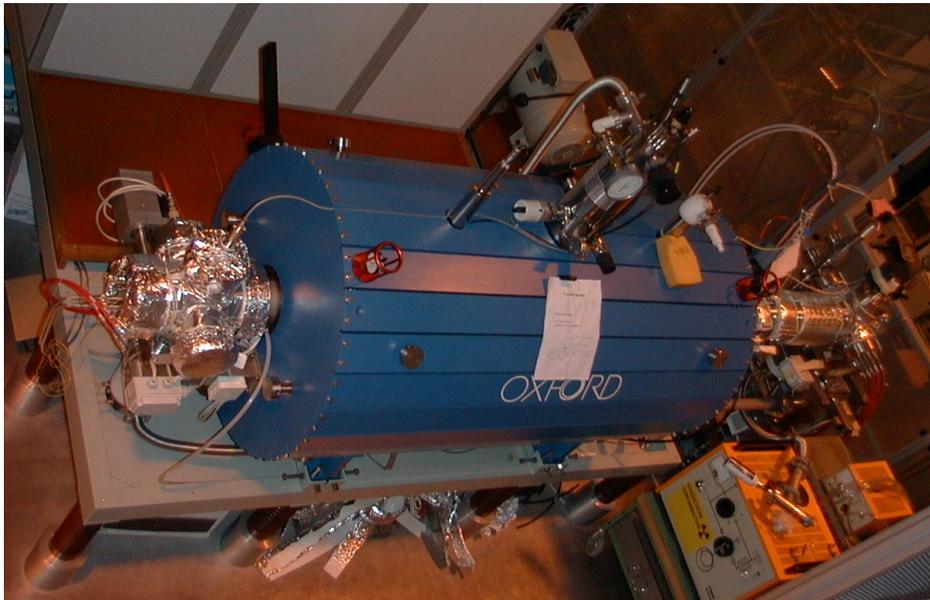


Abb. 3.1.1.4: Die REXEBIS.

3. Der REX-Separator

Die Ausbeute an Na, Mg, K und Ca-Isotopen ist bis zu 100 mal schwächer als der Anfall von Restgasen von C, N, O und Ionen des Fallenpuffergases, der aus der EBIS extrahiert wird. Aus diesem Grund wird hinter der EBIS ein weiterer Massenseparator erforderlich, um die gewünschten Isotope von den Restgasen zu trennen. Anhand gemessener Restgasspektren zeigt sich, daß eine Massenseparation mit einer q/A Auflösung von 150 hierfür ausreichend ist. Der achromatische Separator arbeitet nach dem Prinzip des Nier-Spektrometers [47]. Er besteht aus einem elektrostatischen Zylinderdeflektor mit 90° Ablenkung und einem 90° Biegemagneten. Ein elektrostatischer Oktupol wurde aus Platzgründen direkt hinter der EBIS - also außerhalb der eigentlichen Separator Beam Line - angebracht. Der Separator ist gemäß Abbildung 3.1.1.2 senkrecht aufgestellt und überwindet so die 3.1 m Höhenunterschied zwischen EBIS und Linac.

Das Auflösungsvermögen des Systems hängt stark von der EBIS-Emittanz ab. Für eine q/A Auflösung von 150 ist eine Emittanz $< 10 \pi$ mm mrad erforderlich. Gemessen wurde während einer ersten Strahlzeit eine Auflösung von 120.

Der Separator muß ebenfalls in der Lage sein den Strahl hinter dem Massenschlitz an die Akzeptanz des RFQ anzupassen, wofür ein elektrostatisches Quadruplett dient, welches auch bei den Strahlexperimenten in München als Injektionslinse verwendet wurde. Zusätzlich ist vorgesehen, den Strahl hinter dem Massenschlitz bei einer Energie von 60 keV zur ISOLDE Strahllinie zurückzulenken, um hochgeladene Ionen für Experimente der Festkörperphysik bereitzustellen.

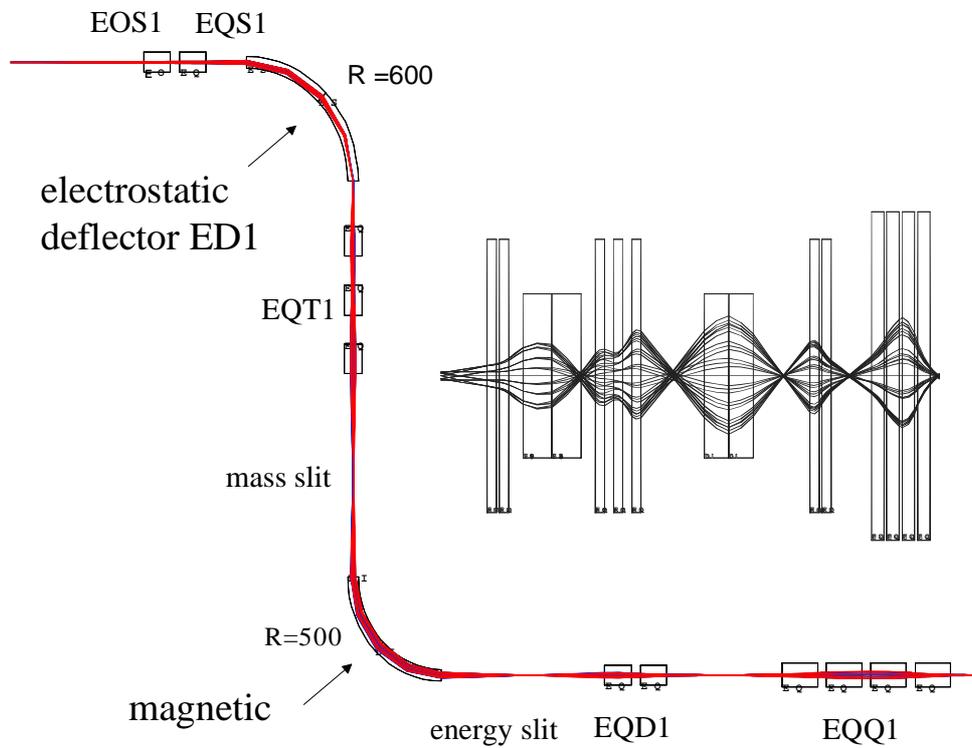


Abb. 3.1.1.5: Prinzipieller Aufbau des Separators und Strahlenvelope in der dispersiven Ebene mit COSY berechnet. EQ und EO sind elektrostatische Quadrupol- und Oktupollinsen (S: Singulett, D: Dublett, T: Triplett, Q: Quadruplett).

4. Der REX-RFQ

Der REX-RFQ ist das erste Modul des REX-ISOLDE Linacs. Er beschleunigt die Ionen hinter dem Separator von 5 keV/u auf die IH-Einschußenergie von 300 keV/u. Entwicklung, Aufbau und Test dieses Beschleunigers sind ein wesentlicher Inhalt der vorliegenden Arbeit.

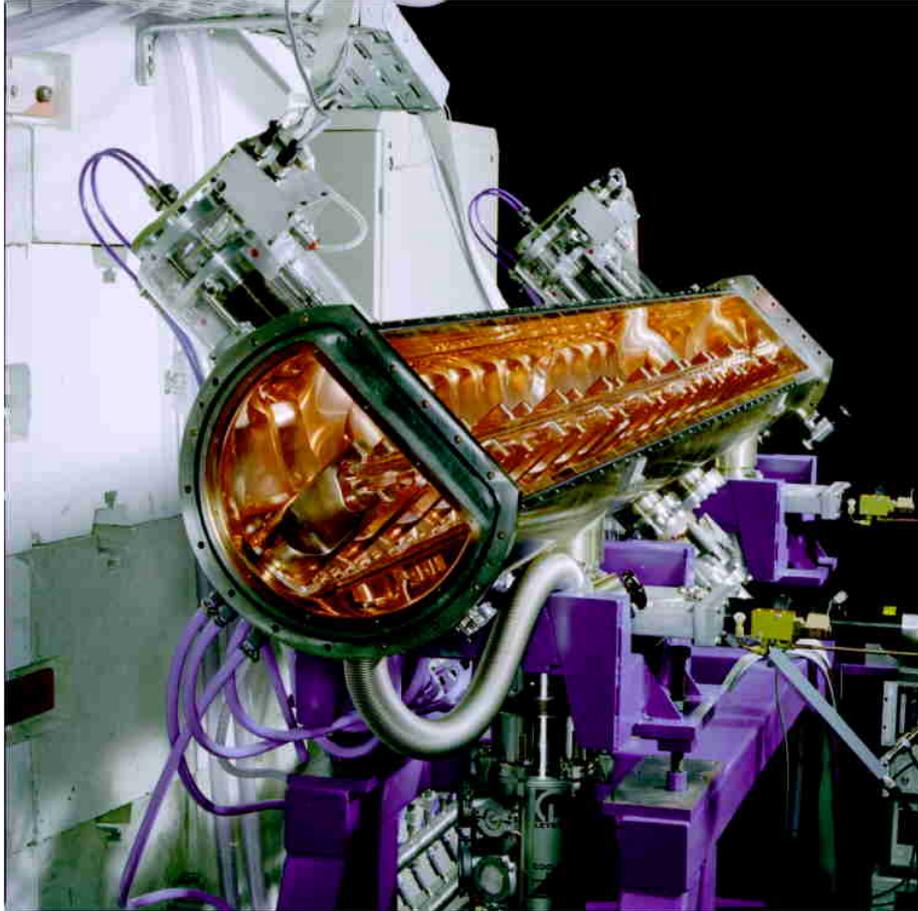


Abb. 3.1.1.6: REX-RFQ

5. Die Matching Section zwischen RFQ und IH-DTL

Das besondere teilchendynamische Design der IH-Struktur (Kombinierte Null Grad Sollphase - KONUS [48]) erfordert eine sehr kleine Phasenbreite der Ionenbunche und einen transversal in beiden Richtungen konvergenten Strahl am Eingang des Resonators. Um den Strahl vom RFQ an die IH-Struktur anzupassen wird bei REX-ISOLDE eine Sektion bestehend aus zwei magnetischen Quadrupol Triplets und einem Splitring Rebuncher mit einer maximalen Spannung von (integriert) 70 kV verwendet [49]. Die Länge dieser Sektion beträgt 1.7 m.

6. Der IH-Driftröhrenbeschleuniger

Die IH-Struktur von REX-ISOLDE [50] ist eine verkürzte Version (1.5 m, 20 Gaps) vergleichbarer Beschleuniger, die im Hochladunginjektor der GSI sowie im Linac 3 am CERN bereits seit einiger Zeit erfolgreich im Einsatz sind. Es handelt sich dabei um hocheffiziente Driftröhrenbeschleuniger, in denen die Felder der H_{111} - Hohlraummode zur Beschleunigung ausgenutzt werden. Die hohe Effizienz ergibt sich aus der starken Konzentration der beschleunigenden Spannung um die Strahlachse. Diese wiederum folgt aus dem kleinen Querschnitt der Driftröhren, in die - anders als bei Driftröhrenstrukturen wie z.B. dem Alvarez-Beschleuniger - keine Fokussierelemente eingebaut werden müssen, da eine einzige große auf Nullpotential liegende Driftröhre die Linsen zur transversalen Fokussierung enthält.

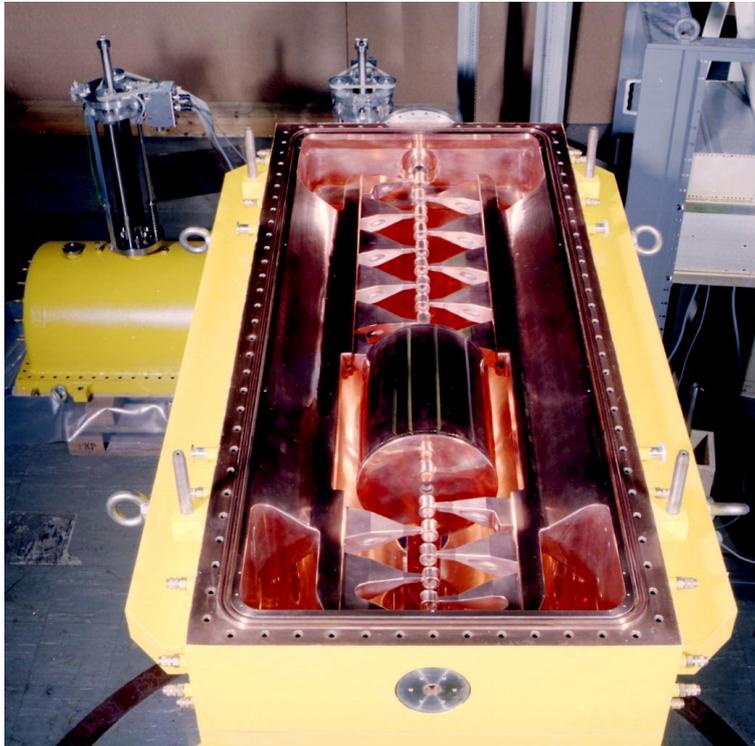


Abb. 3.1.1.7: Der IH-Driftröhrenbeschleuniger. Die große Driftröhre in der Tankmitte beinhaltet das magnetische Quadrupoltripllett.

Zusätzlich sorgt die KONUS Teilchendynamik für eine maximale Ausnutzung der vorliegenden Spannungen. Die Driftröhrenstruktur lässt sich unterteilen in eine anfängliche Beschleunigersektion bei 0° Sollphase, eine radial fokussierende Sektion innerhalb eines magnetischen Tripletts ohne beschleunigendes Feld, eine Buncher Sektion bei einer Sollphase um -30° (3 Gaps hinter der Linse) und einer abschließenden Beschleunigersektion bei 0° . Die in diesem Beschleuniger effektiv durchfallene Spannung beträgt 4.05 MV.

Eine Neuerung im Design dieses Beschleunigertyps stellt bei der REX-IH Struktur die Möglichkeit dar, die Endenergie mit Hilfe der Tauchkolben zwischen 1.1 und 1.2 MeV/u zu variieren. Hierzu wird die Spaltspannungsverteilung in der Struktur über die Stellung der Tauchkolben modifiziert, wobei ein Tauchkolben ausschließlich zur Änderung der Spannung eingesetzt wird und der andere zum Frequenztuning.

7. Die Siebenspalt-Resonatoren

Bei den 7-Spalt Resonatoren handelt es sich um vergleichbare Strukturen die im Heidelberger Hochstrominjektor eingesetzt werden. Allerdings mußte hier eine Anpassung an die bei REX-ISOLDE vorliegenden Energien sowie an die geforderte Betriebsfrequenz von 101.28 MHz durchgeführt werden. Die Resonatoren bestehen jeweils aus sechs $\lambda/4$ -Leitungsschwingern, die gemeinsam auf einer Grundplatte montiert sind. Das Schwingungsprinzip ist dem eines Splitring Resonators ähnlich. Die drei Resonatoren sind für Geschwindigkeiten von $\beta = 5.4\%$, 6.0% und 6.4% ausgelegt [51]. Sie stellen einen Kompromiß zwischen maximal erreichbarer Beschleunigungsspannung und maximaler Variabilität im Transittimefaktor dar. Hinter den 7-Spalt Resonatoren dient ein magnetischer Switcher dazu, den Strahl an verschiedene Experimentierplätze weiterzuleiten.

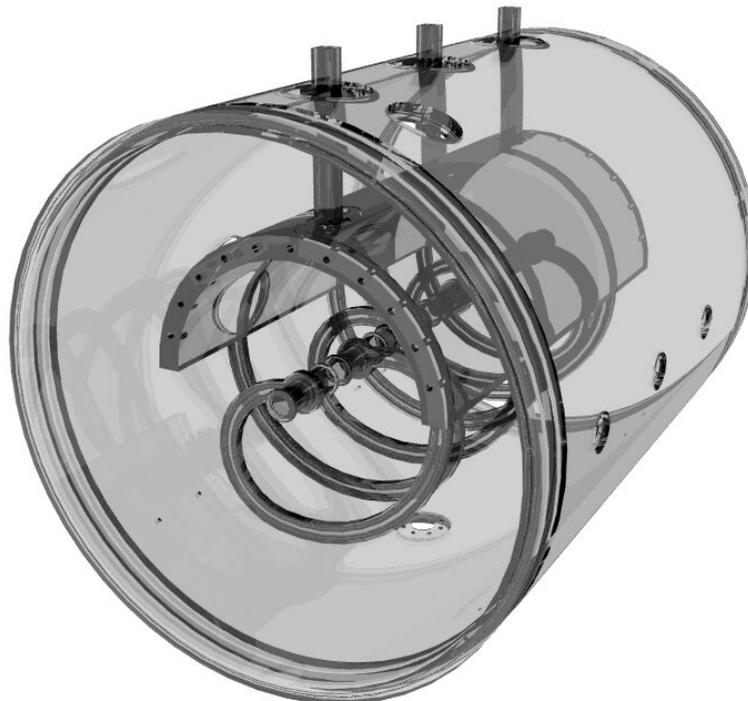


Abb. 3.1.1.8: Transparentbild eines 7-Spalt Resonators.

8. Der MINIBALL Detektor

Für Kernstrukturuntersuchungen bei REX-ISOLDE (durch Coulomb-Anregung und Neutronen-Transferreaktionen) kommt ein hochauflösendes Ge-Detektor-system, der MINIBALL [52], zum Einsatz. MINIBALL besteht aus einer neuen Generation von 42 sechsfach segmentierten individuell gekapselten Germanium Detektoren. Das Spektrometer wird eine Photopeak-Effizienz von $\epsilon \approx 16\%$ bei γ -Energien von 1.3 MeV haben. Durch die Segmentierung der Zähler ist eine bessere Positionsbestimmung möglich, wodurch sich die Dopplerverbreiterung der γ -Strahlung (die sich auch bei einer Geschwindigkeit der Reaktionsprodukte von $\beta = 5\%$ signifikant auswirkt) besser korrigieren läßt. Jeweils drei, bzw, vier Zähler sind in einem Cluster zusammengefaßt. Durch die Montage an einer variablen Rahmenanordnung lassen sich für das jeweilige Experiment optimale Geometrien realisieren.

9. Geplante Erweiterung der REX-ISOLDE Anlage

Um zu höheren Energien jenseits der Coulomb-Barriere der schwereren Kerne zu gelangen, ist nach den ersten erfolgreichen Operationsperioden ein Upgrade des REX-ISOLDE Beschleunigers geplant, der vorsieht, hinter der IH-Struktur zwei weitere IH-Beschleuniger bei 202.56 MHz einzubauen. Die 7-Spalt Resonatoren werden im Rahmen dieser Erweiterung durch IH 7-Spalt Beschleuniger ersetzt, wie sie auch beim geplanten Spaltfragmentbeschleuniger (s. Abschn. 4.1.1 und 4.1.2) eingesetzt werden sollen.

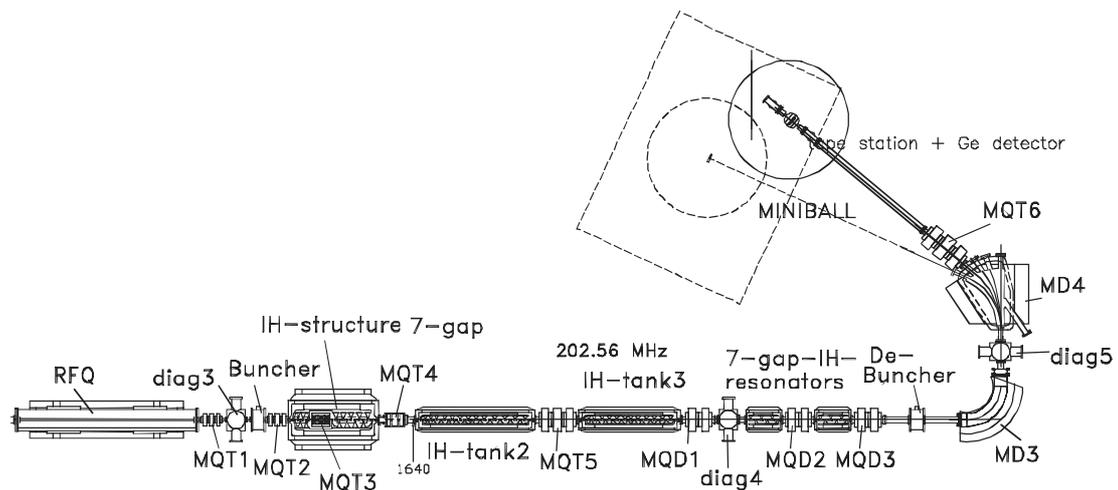


Abb. 3.1.1.9: Der REX-ISOLDE LINAC nach der geplanten Erweiterung auf Energien bis 5.5 MeV/u (Ansicht von oben).

3.1.2. Experimente bei REX-ISOLDE

Unter den zahlreichen Anwendungen und Experimenten, die sich durch die Bereitstellung beschleunigter, radioaktiver Kerne bei REX-ISOLDE ergeben, sind die folgenden Forschungsfelder von zentralem Interesse.

1. Kernphysik
2. Nukleare Astrophysik
3. Festkörperphysik

1. Kernphysik:

1. Untersuchung von Kernen nahe an semimagischen Schalenabschlüssen $N = 20$ und 28

Für das Schalenmodell der Kerne gibt es beim Übergang vom Stabilitätstal in die Region der neutronenreichen Kerne verschiedene Vorhersagen. Dies zeigt die Unsicherheit bei der Vorhersage der Kernkräfte, insbesondere was deren Isospinabhängigkeit betrifft. So wird z.B. in [53] eine Änderung des Kernpotentials von einem kastenförmigen Woods-Saxon Potential zu einem eher parabelförmigen harmonischen Potential vorhergesagt. Diese Modifikationen führen letzten Endes zu einer Auflösung der Schalenstruktur (welche allerdings nur bei Massen auftritt, die mit dem REX-Beschleuniger derzeit noch nicht beschleunigt werden können). Diese Vorhersagen werden von relativistischen Mean-Field Theorien nicht bestätigt [54], weshalb eine experimentelle Überprüfung hier von großer Bedeutung ist.

Weiterhin sind Informationen über semi-magische Kerne von besonderem Interesse für die Monopolkomponente bei nuklearen Reaktionen, weil ihre einfache Struktur realistische Rechnungen ermöglicht. Somit ist es interessant die Term-Schemata und die Quadrupol-Deformation von neutronenreichen Kernen in der Nähe des Neutronenschalenabschlusses zu untersuchen.

Ein weiteres Phänomen kompliziert die Situation zusätzlich. Wegen der starken Proton-Neutron Wechselwirkung kommt es zu einer starken Kern-Polarisation, was zu niedrig liegenden Intruder-Zuständen führt [55]. Es handelt sich dabei um stark deformierte 2p2h Zustände, die mit den sphärischen Zuständen gleichzeitig existieren und zum Grundzustand werden. Messungen über Coulomb-Anregung bestätigten diese 2p2h Intruder-Struktur im Grundzustand im Falle von ^{32}Mg , wo ein niedrig liegender erster angeregter 2^+ -Zustand (886 MeV) und eine starke Deformation ($\beta_2 = 0.5$) gemessen wurde [56]. Ausgelöst durch diese Entdeckung, wurde dieser Bereich deformierter Kerne in einer Reihe von Experimenten an MSU [57, 58] bei neutronenreichen Schwefelkernen in der Nähe und direkt bei $N = 28$ identifiziert. Die große Relevanz von Intruder-Zuständen wurde zudem in einer systematischen Studie einer Reihe von neutronenreichen Si-Isotopen [59] sowie für neutronenreiche Ne- und Mg-Isotope [60] gezeigt.

Alle diese Experimente wurden mit dem begrenzten Auflösungsvermögen von NaI-Szintillationsdetektoren durchgeführt. Somit würde eine detaillierte Spektroskopie

der Anregungszustände in Coulomb-Anregungs Experimenten unter Verwendung des MINIBALL Detektors einen tieferen Einblick in die komplexen Potentialverhältnisse bei leichten Kernen sowie deren Einzelteilchenstruktur gewähren.

2. Untersuchung von leichten neutronenreichen Kernen

REX-ISOLDE bietet die Möglichkeit, gebundene und ungebundene Kerne in der Region der Neutronen-Stabilitätslinie zu untersuchen. Gegenwärtig gibt es ein großes Interesse die strukturellen Besonderheiten dieser Kerne zu untersuchen. Der Grund hierfür ist, das die leichten Kerne an der Neutronen-Dripline neue interessante Strukturen bilden, vor allem die Bildung von räumlich stark ausgedehnten Materieverteilungen, die als sogenannte Halo-Zustände interpretiert werden [61]. Das beste Beispiel für einen Kern in einem Halo-Zustand ist ^{11}Li . Sein Halo gehört zu den sogen. Borromischen Halo-Zuständen, bei denen das Dreikörpersystem ($^9\text{Li} + n + n$) gebunden ist, während das Zweikörpersystem ($^{10}\text{Li} + 2n$) im ungebundenen Zustand vorliegt. Die Borromischen Kerne sind von größtem Interesse, da die Zustände der Halo-Neutronen an der Grenze zum Kontinuum liegen. Die Zustände Borromischer Kerne lassen sich als Resonanzen bei Streuprozessen mit benachbarten Kernen identifizieren.

2. Nukleare Astrophysik:

Mit Hilfe radioaktiver Ionenstrahlen können die Untersuchungen zu den Prozessen der Elementsynthese in den Bereich der instabilen, kurzlebigen Kerne erweitert werden. Diese Kerne sind von größter Wichtigkeit für die Elementsynthese in Explosionsszenarien wie Typ II Supernovae, Novae, und Röntgenbursts (explosives Wasserstoffbrennen auf der Oberfläche von Neutronensternen). In Supernovae vom Typ II werden über den r-Prozess (schneller Neutroneneinfang und β -Zerfall) etwa die Hälfte der Elemente schwerer als Fe erzeugt. Der Prozess läuft etwa 15 - 35 Neutronen vom Stabilitätstal entfernt auf der neutronenreichen Seite ab.

Der r-Prozess wird hauptsächlich durch das Gleichgewicht zwischen Neutroneneinfang und (γ, n) -Reaktionen bestimmt. Die wichtigsten Größen, die hier eingehen sind die Kernmasse, die Halbwertszeiten beim β -Zerfall und β -Verzögerte Eigenschaften, wie Neutronenemission und möglicherweise Spaltung. Das Zustandekommen des r-Prozesses hängt vom Verhältnis zwischen (α, n) -Reaktionen und Neutroneneinfang ab. Es ist wichtig zu verstehen, wie der Übergang von α -induzierten Reaktionen zu Neutroneneinfangreaktionen vor sich geht, speziell bei welchen Massenzahlen dieser Übergang stattfindet [62]. Aus diesem Grund sollen bei REX-ISOLDE Untersuchungen zu (α, n) -Reaktionen und Neutroneneinfangreaktionen an neutronenreichen Kernen durchgeführt werden.

Das explosive Wasserstoffbrennen auf weißen Zwergen (Novae) und Neutronensternen führt zum rp-Prozess (schneller Protoneneinfang und β^+ -Zerfall), bei dem nach gängigen Modellen Elemente bis zu S und Ar in Novae, und bis jenseits von Kr in Röntgenbursts produziert werden. Das Verständnis dieser Prozesse erfordert eine detaillierte Kenntnis der Kernstruktur der bei diesen Prozessen auftretenden

Isotope. Der rp-Prozess wird durch eine Serie von Protoneneinfangreaktionen und β^+ -Zerfällen auf der protonenreichen Seite der Nuklidkarte bestimmt. Das Verständnis dieses Prozesses erfordert eingehende Untersuchungen von (p, γ)-, (p, α)-, (α ,p)-Reaktionen und β^+ -Zerfällen.

Es gibt Hinweise darauf, daß der Reaktionsablauf fast vollständig durch eine kleine Zahl von Schlüsselreaktionen bestimmt wird. So verläuft für Temperaturen oberhalb von $T = 0.3 \cdot 10^9$ K der rp-Prozess vollständig über die Reaktion $^{35}\text{Ar}(p,\gamma)$, bei der der Startpunkt des S-Cl-Ar-Zyklus liegt [63]. Die Untersuchung dieser Reaktion soll eines der ersten Experimente zur nuklearen Astrophysik bei REX-ISOLDE sein [64].

3. Festkörperphysik:

Bei ISOLDE hat die Produktion der hochauflösend isotopenseparierten- und chemisch reinen radioaktiven Ionenstrahlen mit hoher Intensität, (sowie die Möglichkeit der On-Line Implantation dieser Isotope) eine große Anzahl von Experimenten zur Materialforschung - speziell im Bereich der Halbleiterphysik - hervorgerufen. Die Inbetriebnahme von REX-ISOLDE wird dieser Tendenz sicherlich zuträglich sein, da aufgrund der höheren Energien der nachbeschleunigten Ionen die Implantationstiefe größer wird, was eine Vielzahl neuer Möglichkeiten eröffnet. Eine erste Gruppe von Experimenten wird sich mit der Untersuchung von Wasserstoff in Halbleitern mit Hilfe beschleunigter radioaktiver Ionen befassen [65].

3.2. Der REX-RFQ

3.2.1. Berechnung des Resonators mit MAFIA

Der REX-ISOLDE RFQ wurde wie sein Vorläufer, der RFQ für den Heidelberger Hochstrominjektor [66], in seinem mechanischen Aufbau vom 108 MHz RFQ im Hochstrominjektor der GSI [67] hergeleitet. Aufgrund der am CERN geforderten Frequenz von 101.28 MHz war es beim REX-RFQ erforderlich Modifikationen an der Stützegeometrie vorzunehmen, um die Resonanzfrequenz entsprechend zu verringern.

Dies wird (bei beibehaltener Elektrodenkapazität) in erster Näherung durch eine Verkürzung des zylindrischen Teils der Stützen nach unten erreicht. Daraus resultiert eine Zunahme der Resonatorinduktivität, wodurch die Frequenz sinkt. Abb. 3.2.1.1 zeigt zum Vergleich die Stützenform des GSI HLI- und des IKF-Implanter-RFQ [32], des Heidelberger RFQ und des REX-RFQ.

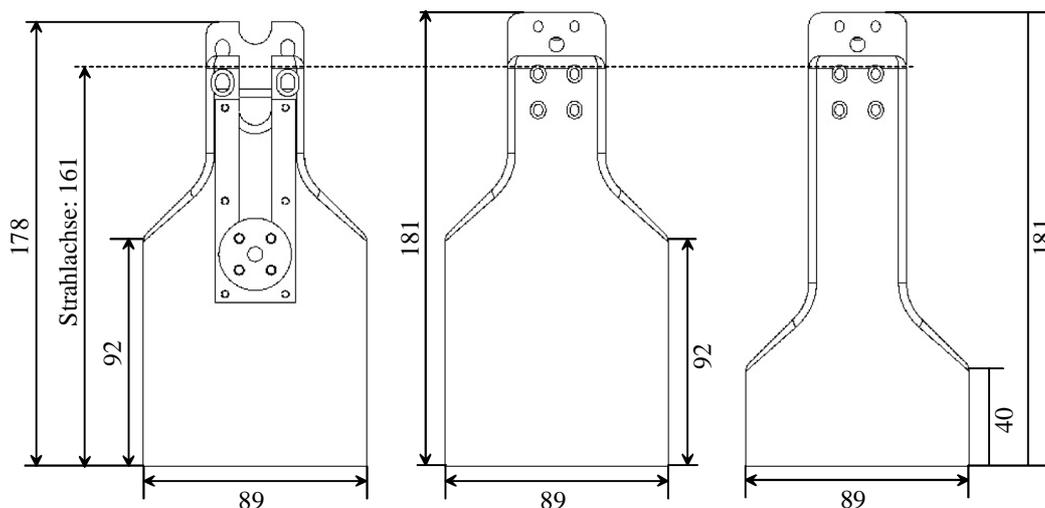


Abb. 3.2.1.1: (v.l.n.r.) Stützenform des HLI- und IKF-Implanter-RFQ (108.48 MHz), des Heidelberger RFQ (108.48 MHz) und des REX-RFQ (101.28 MHz).

Der Nachteil der so zustande kommenden Stützegeometrie liegt darin, daß für das in jedem Falle erforderliche Flatness- und Frequenz tuning (also den Einbau der Tuningplatten, s.u.) nur noch ein sehr enger Spielraum von 4 cm bleibt. Außerdem ist der Bereich, in dem an der Stütze hohe Stromdichten herrschen, größer, je tiefer die Verjüngung der Stütze angesetzt wird, wodurch sich Rp-Wert und Güte der Struktur verschlechtern.

Im Rahmen einer zügigen Entwicklung des Resonators wurde jedoch dieses Design gewählt, zumal sich bei den gleichzeitigen Messungen am Heidelberger RFQ inzwischen gezeigt hatte, daß im RFQ Modul 1 (in dem die wesentlichen Änderungen des Kapazitätsbelages durch die Elektrodengeometrie vorliegen) zum Erreichen einer gleichmäßigen Spannungsverteilung lediglich Unterschiede von 3 cm zwischen maximaler und minimaler Tuningplattenhöhe erforderlich waren.

Abb. 3.2.1.2 zeigt eine Grundzelle des für den REX-RFQ entwickelte MAFIA-Modells nach Einbau aller Tuningplatten. Das Maschengitter und Koordinatensystem zum Aufbau der Struktur wurde hierbei so gewählt, daß in den großflächigen Bereichen Diskretisierungsfehler nur an den Rundungen der Stützen auftreten. Im Bereich der Elektroden wurde die Auflösung um einen Faktor 10 erhöht. Der Vergleich mit Rechnungen bei wesentlich höherer Maschendichte zeigte nur minimale Abweichungen, so daß alle Rechnungen zu den RFQ-Grundzellen mit der unten gezeigten Auflösung durchgeführt wurden. Der Vorteil hierbei war, daß bei dieser Maschendichte auch der 3 m lange Leistungsresonator noch mit der zu Verfügung stehenden Rechnerleistung berechnet werden konnte.

Eine Eingabe der Elektrodenmodulation für die gesamte Struktur ist in MAFIA nicht zu realisieren, weshalb hier mit glatten Elektroden mit einem gemittelten Elektrodenradius von 3.5 mm und einem mittleren Aperturradius von 4.5 mm gerechnet wurde.

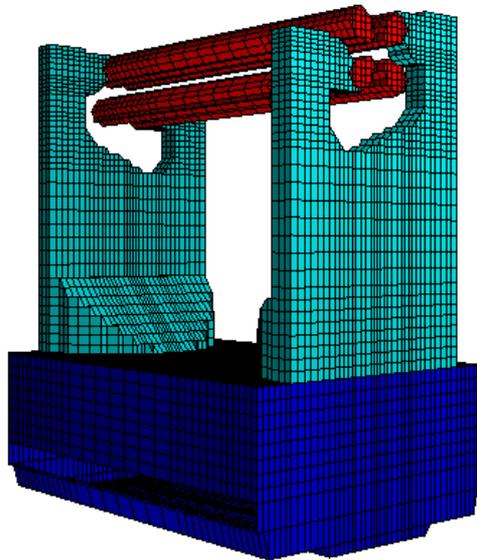


Abb. 3.2.1.2: MAFIA-Rechnung zum Frequenzhub durch Einbau aller Tuningplatten.

Die mit diesem Modell errechneten Werte für die Güte und den R_p -Wert des Beschleunigers folgen der bisher bei vergleichbaren Strukturen beobachteten Tendenz, etwa einen Faktor zwei zu hoch zu liegen, was sich durch verschiedene idealisierende Annahmen des Programms wie z.B. fehlende Übergangswiderstände

sowie Fehler bei der Berechnung der Verlustleistung durch Ströme entlang von Kanten ergibt. Hingegen stimmen relative Änderungen von Güte, Rp-Wert und Frequenz (z.B. bei unterschiedlicher Stützengeometrie oder Abstimmplattenhöhe) sehr gut mit den Messungen überein. Tabelle 3.2.1.1 zeigt die Frequenz der Grundzelle in Abhängigkeit von der Höhe der Tuningplatten. Die hier berechnete Grundfrequenz von 94 MHz ist zu niedrig, da für die Grundzelle der schmale, "normale" Stütztyp verwendet wurde. Für den Leistungsresonator berechnet sich die Frequenz unter Einbeziehung der breiteren wasserführenden Stützen zu einem realistischen Wert von 96.5 MHz. Der berechnete (und an einem Modell bestätigte) maximale Frequenzhub durch die Abstimmplatten beträgt 6.5 MHz. Für das Erreichen der geforderten Resonanzfrequenz mußte neben den Abstimmplatten noch ein Frequenzhub von etwa 1 MHz durch andere Komponenten wie Tauchkolben, Einkoppelschleife und Tankdeckel berücksichtigt werden.

Plattenhöhe (cm)	Frequenz (MHz)
0	94.0
10	95.2
20	96.7
30	98.5
40	100.5

Tab. 3.2.1.1: Resonanzfrequenz einer RFQ Grundzelle bei verschiedener Tuningplattenhöhe.

Für den Fall einer nach dem Einbau der Abstimmplatten und einer vorgesehenen 1 cm hohen gekühlten Bodenplatte zu hohen, bzw. zu niedrigen Resonanzfrequenz wurden während des Aufbaus des Beschleunigers Rechnungen für mögliche Modifikationen der Stützen, bzw. der Abstimmplatten durchgeführt. Für die zu diesem Zeitpunkt bereits eingebaute Stützenform aus Abbildung 3.2.1.1 wurde eine Modifikation für niedrigere Frequenzen über eine Änderung des Winkels γ in Abb. 3.2.1.3 untersucht. Durch die relativ problemlose Änderung des Ansträhwinkels läßt sich eine Absenkung der Frequenz um bis zu 2 MHz erreichen.

Für den Fall einer zu niedrigen Resonanzfrequenz wurden unterschiedliche Geometrien für die am höchsten liegenden Tuningplatten berechnet. Ebenfalls in Abb. 3.2.1.3 ist zu sehen, wie sich die Frequenz bei unterschiedlicher Erhöhung des Mittelteils der Platten ändert. Beide Varianten sind als Notlösungen zu betrachten; als Resultat der Erhöhung der Stromdichten auf den Stützen, bzw. Verringerung der Resonatorinduktivität sind sie mit einer Verminderung der Güte und des Rp-Wertes verbunden.

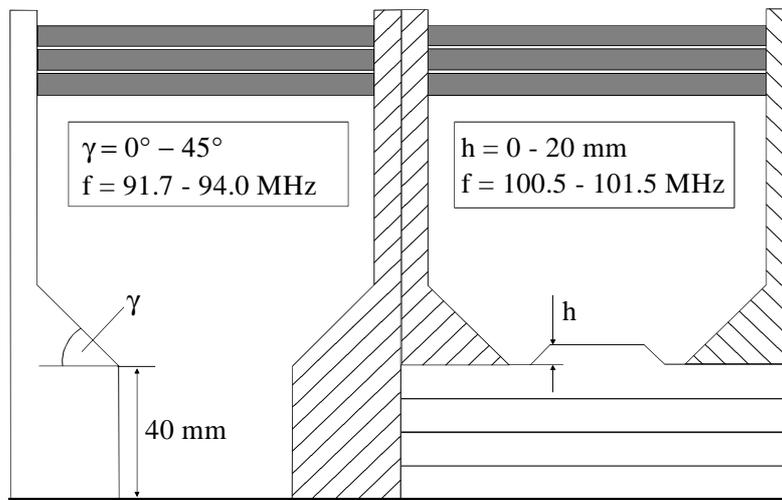


Abb. 3.2.1.3: Änderung der Stützenform für niedrigere Startfrequenz (links) und Frequenzänderung durch Modifikation der oben liegenden Abstimmplatten (rechts).

Die Rechnungen für mögliche Änderungen an Stützen und Tuningplatten wurden parallel zu den ersten Frequenzmessungen am Resonator durchgeführt. Nachdem bei diesen Messungen der angestrebte Frequenzbereich (auch nach einem ersten Test mit eingebauten Tuningplatten) erreicht werden konnte (s. Abschn. 3.3.2), wurde in weiteren Rechnungen die Spannungsverteilung für den bestehenden Resonator untersucht.

Während es für die zuvor gezeigten Rechnungen ausreichend war, eine einzelne Grundzelle des Resonators zu untersuchen, mußte im weiteren die gesamte 3 m lange Beschleunigerstruktur in MAFIA eingegeben werden. Untersucht wurden neben der Flatness mit und ohne Tuningplatten der Dipolanteil im Quadrupol sowie der Einfluß der Tauchkolben auf die Spannungsverteilung. Abb. 3.2.1.4 zeigt einen MAFIA-Plot des gesamten Resonators. Bei der Erzeugung der Geometrie dieses Modells konnte die gleiche Genauigkeit wie bei den einzelnen Zellen eingehalten werden. Zudem wurden die beiden unterschiedlich dicken Stützentypen sowie die näher herangerückten Endstützen berücksichtigt, um die Rechnungen so realistisch wie möglich zu gestalten.

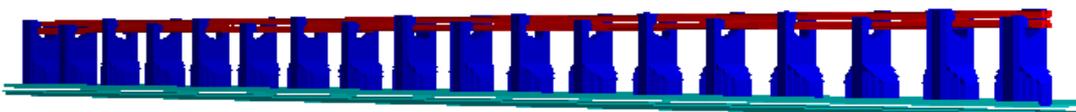


Abb. 3.2.1.4: MAFIA Modell des gesamten Resonators.

Die berechnete Spannungsverteilung (Abb. 3.2.1.4) bei einer Frequenz von 96.5 MHz zeigt, daß im Resonator mit unmodulierten Elektroden eine leichte Unflatness vorlag. Diese resultiert aus einer geringfügigen Überkompensation des Elektrodenüberhanges durch die näher herangerückten Endstützen. Die Abweichungen lagen jedoch im Mittel unter 3 % und konnten während des Tunings problemlos ausgeglichen werden.

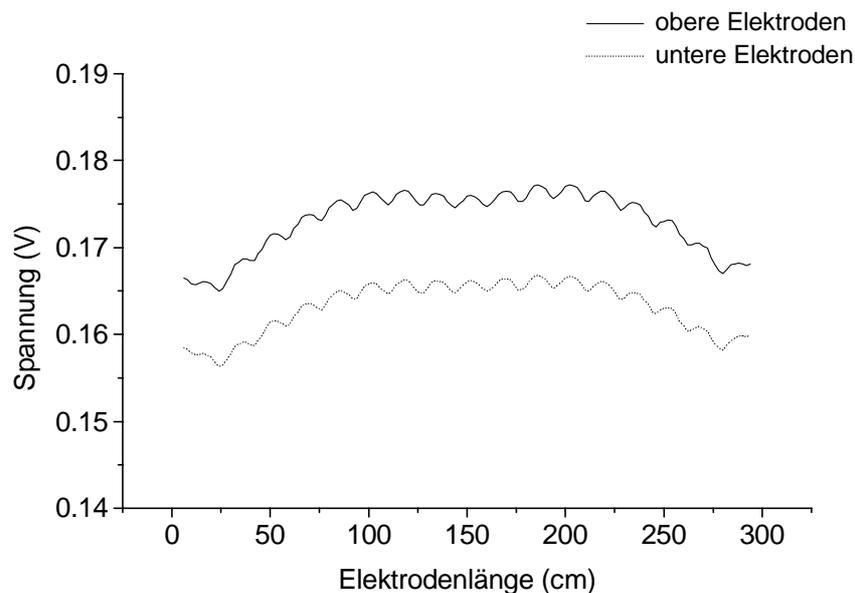


Abb. 3.2.1.5: Berechnete Spannungsverteilung im Resonator mit unmodulierten Elektroden ohne Abstimmplatten.

Auch die erforderliche Verteilung der Tuningplatten zur Kompensation der Unflatness läßt sich mit MAFIA berechnen. Die Störkondensatormessungen zur Spannungsverteilung im REX-RFQ (s. Abschn. 3.3.2.1) zeigten maximale Abweichungen von +13 % am Niederenergieende und -17 % am Hochenergieende des Resonators. Durch das Einbringen einer geeigneten Verteilung von Abstimmplatten in das MAFIA Modell läßt sich eine Spannungsverteilung ermitteln, die der gemessenen, nicht kompensierten Spannungsverteilung näherungsweise invers ist. Die in MAFIA durch Änderung der Induktivitäten der einzelnen Zellen erzeugte Unflatness soll den entgegengesetzt wirksamen, sich ändernden Kapazitätsbelag des realen Quadrupols kompensieren. Abbildung 3.2.1.6 zeigt als Beispiel eine gemessene und eine gerechnete Spannungsverteilung. Zusätzlich eingezeichnet ist die experimentell optimierte, endgültige Verteilung der Abstimmplatten, die für die Rechnung verwendet wurde.

Die berechnete Frequenz des Resonators mit Abstimmplatten lag bei 99.2 MHz. Die halben errechneten Werte für Rp-Wert (130 k Ω m) und Güte (4149) lagen recht gut im Rahmen der später gemessenen Werte

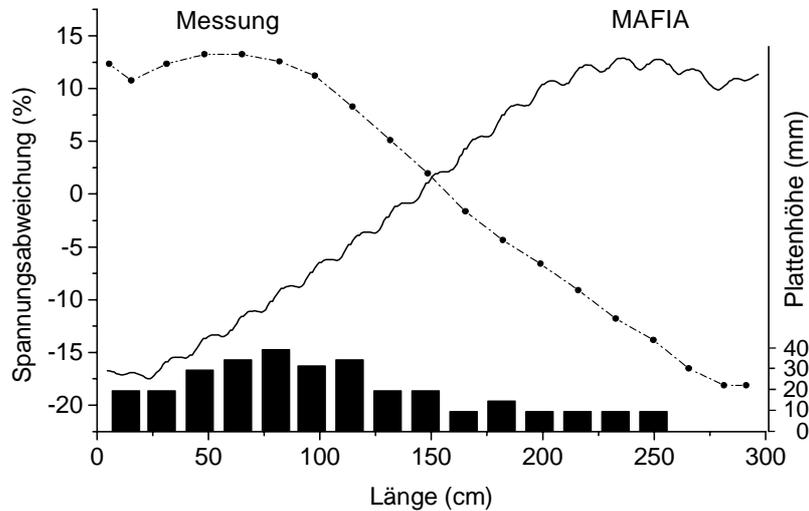


Abb. 3.2.1.6: Unflatness im REX-RFQ mit modulierten Elektroden ohne Tuningplatten gemessen, sowie mit glatten Elektroden und Tuningplatten (Verteilung wie eingezeichnet) mit MAFIA berechnet.

Aufgrund der unterschiedlichen Höhe der Elektroden über der Kurzschlußplatte am Boden ergeben sich wie in Abschnitt 2.2.2 erklärt unterschiedliche Potentialwerte für die Elektroden. In Abb. 3.2.1.7 sind die durch Integration zwischen allen benachbarten Elektroden berechneten Spannungswerte entlang der Struktur aufgetragen. Der mittlere Dipolanteil des Quadrupolfeldes wurde hier zu 1.5 % berechnet.

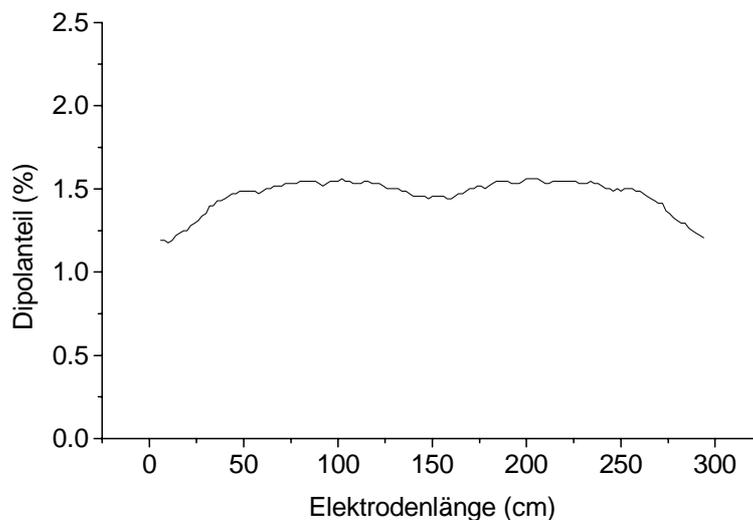


Abb. 3.2.1.7: Dipolanteil des Quadrupolfeldes.

Auf die gleiche Weise wurde der Einfluß der Tauchkolben auf die Spannungsverteilung untersucht. Bei den Tauchkolben handelt es sich um seitlich in den Resonator einfahrende Kupferkörper, die zum Ausgleich temperaturbedingter Frequenzdriften während des Betriebs dienen. Um einen möglichst gleichmäßigen Einfluß auf den Resonator zu gewährleisten, waren zu Anfang drei Tauchkolben entlang der Struktur vorgesehen. Da der Einbau eines nicht ausgefahrenen Tauchkolbens die Resonanzfrequenz um ca. 100 kHz erhöht, konnten am Ende nur zwei Tauchkolben eingebaut werden, um beim abgestimmten Resonator die geforderte Frequenz von 101.28 MHz (inklusive einer Toleranz von -100 kHz) zu treffen.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 3.2.1.8 die Spannungsverteilungen bei einem eingestellten Frequenzhub von 200 kHz mit drei Tauchkolben (Eintauchtiefe jeweils 10 cm) und zwei Tauchkolben (Eintauchtiefe jeweils 12 cm). Es zeigt sich, daß die Änderung der Spannungsverteilung im Promillebereich liegt. Der endgültige Aufbau mit nur zwei Tauchkolben stellt also keinen Nachteil dar.

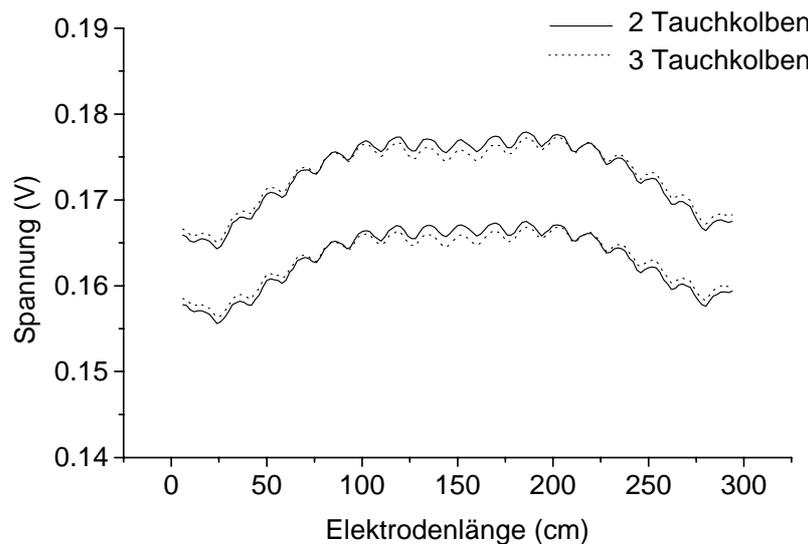


Abb. 3.2.1.8: Spannungsverteilungen nach einer Frequenzänderung von 200 kHz durch die vorgesehenen drei Tauchkolben, und nach Entfernen des Tauchkolbens in der Mitte der Struktur.

3.2.2. Die teilchendynamische Auslegung des REX-RFQ

Die Geometrie der RFQ-Elektroden wurde mit dem Programm PARMTEQ für die bei REX-ISOLDE gegebenen Ladungs-zu-Masse Verhältnisse, sowie für die vorliegenden Ein- und Ausgangsenergien generiert. Die Eingangsenergie wurde mit 5 keV/u relativ niedrig angesetzt, um ein möglichst verlustfreies Matchen und Bunchen des Strahls zu gewährleisten. Die wichtigsten Daten für das Erstellen des Elektrodendesigns waren neben der Frequenz von 101.28 MHz und den Ein- und Ausgangsenergien von 5 keV/u, bzw. 300 keV/u, ein Masse / Ladungs - Verhältnis von (vorerst) max. 4.5, sowie vernachlässigbare Strahlintensitäten (0-Strom Design).

Für den Verlauf der Apertur (Fokussierstärke), Modulation und Sollphase wurden (unter Berücksichtigung äußerer Randbedingungen wie Überschlagskriterien, Biegeradius und Profilstärke der Elektroden) Eckdaten in das Programm eingegeben. Mit der im PARMTEQ Programm enthaltenen Generierungsroutine RFQGen konnte iterativ eine Elektrodengeometrie entwickelt werden, die bei einer Gesamtlänge von 2925 mm die Ansprüche sowohl im Bezug auf die geforderte Beschleunigung, als auch auf die gewünschten Ausgangsparameter des Strahls (ϵ_x , ϵ_y , $\Delta\phi$, ΔW) und die Transmission erfüllt. Für die Rechnungen wurde eine Gleichstromstrahl ($\Delta\phi = \pm 180^\circ$) mit einer Waterbag-Verteilung im transversalen Phasenraum angenommen. Tabelle 3.2.2.1 zeigt die errechneten Beschleunigerdaten zusammen mit den Strahlparametern.

Frequenz [MHz]	101.28
Eingangsenergie [keV/u]	5
Ausgangsenergie [keV/u]	300
Designspannung [kV]	9.33*A/q
Kilpatrick (A/q = 4.5)	0.7
Beschleunigerzellen	232
Elektrodenlänge [mm]	2925
Modulation	1 bis 2.1
Apertur [mm]	3.1 bis 4.6
Sollphase [°]	-90 bis -13.5
Transmission [%]	97.8
Energieschärfe [%]	± 1.5
Phasenbreite [°]	± 14
Akzeptanz [π mm mrad]	200

Tab. 3.2.2.1: Beschleunigerdaten aus den PARMTEQ-Rechnungen.

Das Elektrodendesign des REX-RFQ läßt sich nur noch bedingt durch die in Abschnitt 2.3.2.1 vorgestellte Unterteilung des Quadrupols in vier Einzelsektionen für Strahleinfang, Strahlformierung und Beschleunigung beschreiben. Abb. 3.2.2.1 zeigt den Verlauf der wichtigsten Elektrodenparameter in Abhängigkeit von der Zellenzahl.

Die radiale matching-in Sektion ist unverändert durch den starken Abfall der Apertur und damit durch ein drastisches Ansteigen der radialen Fokussierkräfte innerhalb der ersten fünf Beschleunigerzellen gekennzeichnet. Shaper, adiabatischer Buncher und Beschleuniger sind jedoch - abgesehen vom letzten Abschnitt (ab Zelle Nr. 200) - fließend miteinander verbunden. Wesentliche Unterschiede im Vergleich zu dem im einführenden Kapitel beschriebenen Los Alamos Design zeigen sich in einem starken Anstieg der Modulation im Anfangsteil (Zelle Nr. 25) und der sehr früh (ab Zelle Nr. 60) anwachsenden Teilchenenergie. Die Modulation nimmt in dem Abschnitt, der etwa dem adiabatischen Buncher in Abb. 2.3.2.1 zuzuordnen ist, wesentlich stärker zu als die Apertur abnimmt. Daraus resultiert ab Zelle Nr. 75 ein starker Rückgang der radialen Fokussierung, der erst in der Beschleunigersektion endet, wo alle Parameter außer der Zellenlänge konstant bleiben.

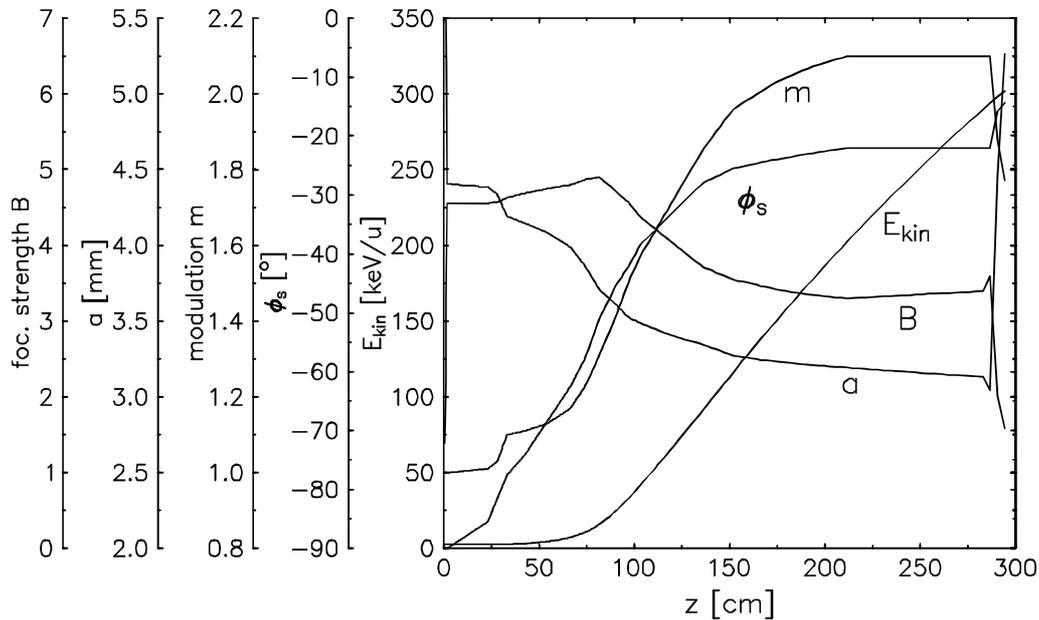


Abb. 3.2.2.1: Verlauf von Energie, Apertur, Modulation, Sollphase und radialer Fokussierung in Abhängigkeit von der Beschleunigerlänge.

Der abrupte Abfall der Fokussierung, bzw. Defokussierung am Ende des Beschleunigers bezeichnet die sogenannte matching-out Sektion. Die Winkel des Strahls (der ja stets in einer Koordinatenrichtung konvergent und in der anderen divergent aus dem RFQ austreten muß) werden durch die schwächere Fokussierung flacher, und der Strahl nähert sich einem Parallelstrahl an. Der Sinn dieser Sektion

besteht darin, den Strahltransport hinter dem RFQ zu erleichtern. Gleichzeitig mit der Änderung der Apertur wurde hier auch die Modulation zurückgesetzt, da aufgrund des Kühlkanals nur bis zu einer begrenzten Tiefe in das Elektrodenprofil eingefräst werden konnte. Die damit einhergehende Änderung der Sollphase zu einem höheren Wert kompensiert die schwächere Modulation und hält so die Beschleunigung in den letzten beiden Zellen konstant. Abb. 3.2.2.2 zeigt die berechneten transversalen Ausgangsemittanzen (95 %) für eine vorläufige Elektrodengeometrie ohne matching-out Sektion sowie für das endgültige Design nach Hinzufügen der matching-out Sektion.

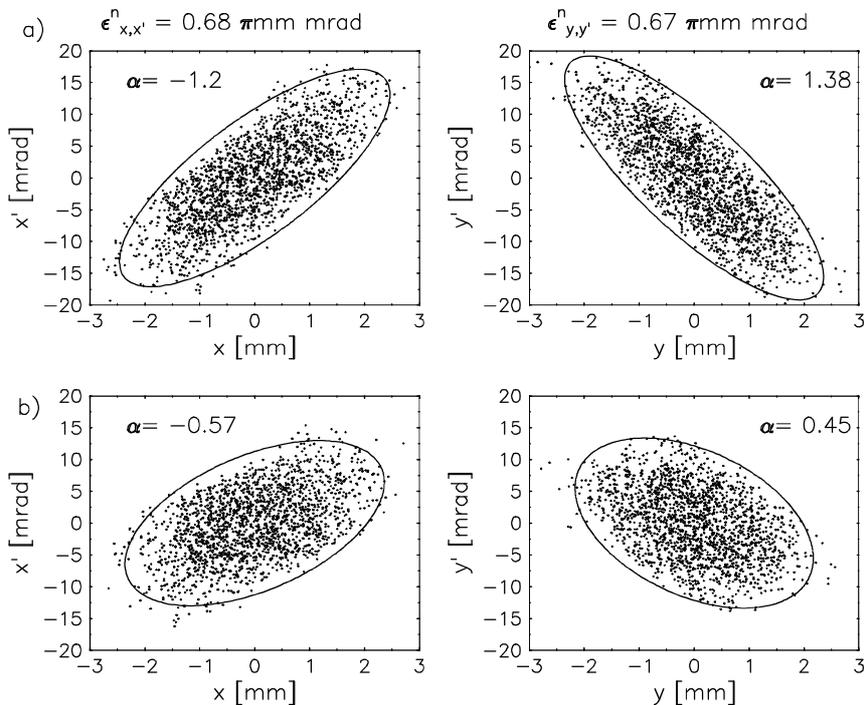


Abb. 3.2.2.2: Berechnete Ausgangsemittanzen ohne (oben) und mit (unten) matching-out Sektion bei Sollemittanz ($\epsilon_{norm} = 0.66 \pi \text{ mm mrad}$).

Durch die zur Vermeidung von Spannungsüberschlägen gegebenen Mindestwerte für die Apertur und durch die verwendete matching-in Sektion, ist die Akzeptanz des RFQ mit $200 \pi \text{ mm mrad}$ für den Einsatz bei REX-ISOLDE sehr groß dimensioniert. Von der REXEBIS (bzw. vom Separator) sind Emittanzen in der Größenordnung von $10 - 30 \pi \text{ mm mrad}$ zu erwarten. Somit ist ein vollständiges Einfangen des EBIS-Strahls gewährleistet. Auch die möglicherweise größeren Ausgangsemittanzen einer EZR-Quelle (s. Abschn. 4.2.2) stellen für das vergleichbare Design des MAFF-RFQ kein Problem dar. Abb. 3.2.2.3 zeigt die transversalen Akzeptanzellipsen des RFQ innerhalb derer die angegebene Transmission erreicht wird.

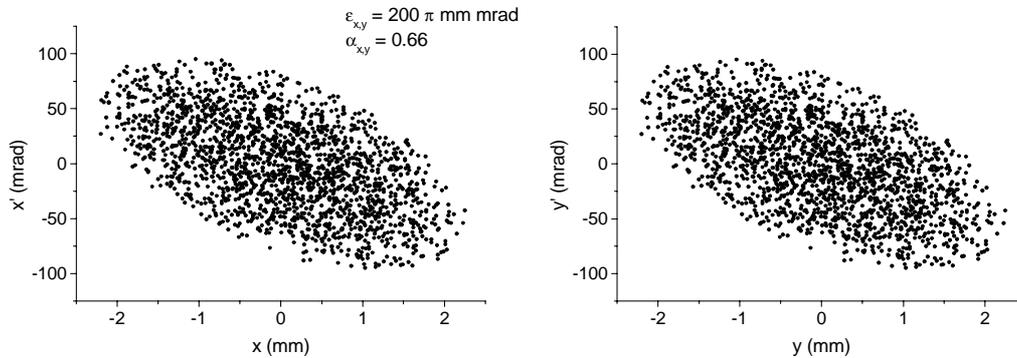


Abb. 3.2.2.3: Transversale Akzeptanz des RFQ. Die Parameter sind:
 $\varepsilon = 200 \pi \text{ mm mrad}$, $\alpha = 0.66$, $\beta = 0.025 \text{ mm / mrad}$.

Bei einer Elektrodenspannung von 42 kV ($A/q = 4.5$) liegt der REX-RFQ nach der Näherungsformel (2.3.2.1) bei einem Kilpatrick Wert von etwa 0.7. Aufgrund zahlreicher Modernisierungen bei der Konstruktion und beim Betrieb der Resonatoren (und einer umstrittenen Gültigkeit des Kilpatrick-Kriteriums) sind im Pulsbetrieb Beschleuniger im Frequenzbereich um 100 MHz mit Kilpatrick Werten von bis zu 2.5 möglich [7]. Das Elektrodendesign des REX-RFQ läßt also ausreichend Spielraum für den geplanten REX-ISOLDE Upgrade ($A/q \leq 6.3$, $U_{EI} \leq 60 \text{ kV} \approx 1.1 * U_{Kilp}$).

Durch die PARMTEQ Rechnungen sind die theoretischen Werte des Beschleunigers im Bezug auf dessen Akzeptanz, Energieschärfe, Transmission, Ausgangsemittanz und Bunchlänge gegeben. Der wesentliche Teil der Messungen am REX-RFQ, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit beschrieben werden, befaßt sich damit, diese theoretischen Vorgaben experimentell zu überprüfen.

3.3. Aufbau des Resonators

3.3.1. Mechanischer Aufbau des REX-RFQ

Der Vakuumtank des Beschleunigers hat eine Länge von drei Metern und einen Außendurchmesser von 37 cm (innen: 32 cm). Er ist aus einem Edelstahlrohr gefertigt, welches zur Aufnahme eines flachen Deckels längs geschnitten wurde. Seitlich und an den Enden befinden sich Flansche für Enddeckel, Tauchkolben Vakuumpumpen sowie Ein- und Auskoppelschleifen. Am Boden des Tanks wurde zur Aufnahme der Kupferstützen eine ebene Fläche mit einer Breite von 120 mm eingefräst. Als Vakuumdichtungen wurden sowohl für den Tank als auch für die eingebaute Resonatorstruktur Viton O-Ringe verwendet. Tank und Deckel wurden unmittelbar nach ihrer Fertigung an der Innenseite hochglanzverkupfert, um die Verluste durch influenzierte Ströme an den Tankwänden zu minimieren.

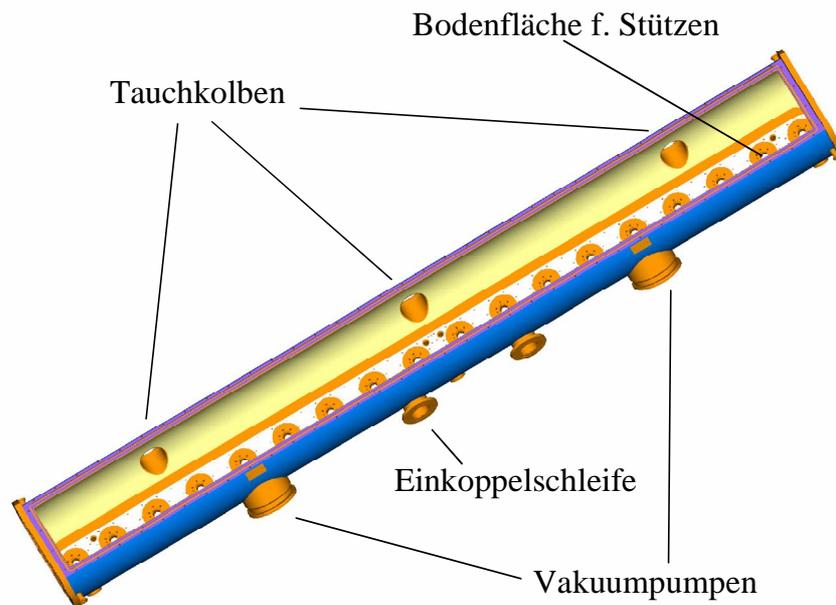


Abb. 3.3.1.1: Vakuumtank des Beschleunigers.

Die resonante Struktur im Tankinnern wurden zum größten Teil (Stützen und Abstimmplatten) aus sauerstofffreiem Elektrolytkupfer (SE-Cu 2.0070) gefertigt. Die vier Quadrupolelektroden haben eine Länge von 2925 mm. Sie bestehen aus Gründen der mechanischen Stabilität aus einer Kupfer-Zinn Legierung (CuSn 2). Zur Verbesserung der Leitfähigkeit und zur Vermeidung von Hochspannungsüberschlägen im Leistungsbetrieb wurden die Elektroden zusätzlich hochglanzverkupfert.

Die oft als "Mini-Vanes" bezeichneten Elektroden wurden aus einem Kupferhohlprofil mit einer Anfangshöhe der Rohlinge von 18 mm und einer Breite der Grundfläche von 10 mm gefertigt. Auf die Elektrodenrohlinge wurde mit einer CNC Fräsmaschine die mit PARMTEQ errechnete Modulation aufgefräst. Hierbei wurde der sinusförmige Verlauf der Modulation (s. Gl. 2.1.4) durch Kreisausschnitte angenähert. Unter Berücksichtigung des in Abschnitt 2.3.2.1 angegebenen Verhältnisses zwischen Aperturradius und Biegeradius der sphärisch gekrümmten Oberfläche der Elektroden wurde nach einem Meter ein Sprung im Biegeradius von 3.6 mm auf 3.4 mm vorgenommen.

Im Gegensatz zu den früher verwendeten, gedrehten Elektroden, müssen auf die Mini-Vanes keine Kühlwasserkanäle aufgelötet werden. Der Nachteil dieser Elektrodenform liegt jedoch in einer stärkeren kapazitiven Belastung des Resonators und nach [68] in einer geringfügig stärkeren Auswirkung von Fehljustierungen auf die Teilchendynamik. An die Elektroden wurden zur Befestigung an den Stützen Halter angelötet, was in Abb. 3.3.1.2 anhand eines Querschnitts durch eine wasserführende Stütze zu sehen ist.

Die Elektrodenhalter, die auf die wasserführenden Stützen aufgeschraubt werden, besitzen Durchgangsbohrungen zum Kühlwassertransport und sind gegenüber den Stützen (gegenüber Vakuum) O-Ring gedichtet. Zur Kontaktierung zwischen Haltern und Stützen dienen versilberte Kupferplättchen, welche zur Justage der Elektroden in verschiedenen Dicken eingebaut wurden.

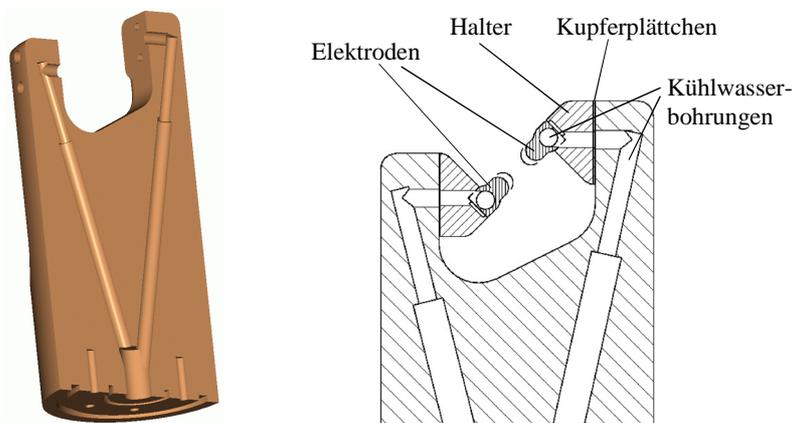


Abb. 3.3.1.2: Schnitte durch eine wasserführende Stütze, rechts mit anmontierten Haltern und Elektroden.

Die x- und y-Elektroden werden jeweils von neun Kupferstützen getragen. Die Stützen haben eine kreisförmige Grundfläche mit einem Durchmesser von 89 mm und eine Gesamthöhe von 181 mm. Der Abstand zwischen den Stützenmitten beträgt 169 mm. An den Enden sind die erste, bzw. letzte Stütze näher herangerückt, um die durch die überhängenden Elektroden entstehenden kapazitiven Belastung durch eine geringere Induktivität in den Endzellen auszugleichen.

Zwölf der Stützen sind einzeln im Innern mit koaxialen Kühlwasserleitungen versehen. Die sechs wasserführenden Stützen zur Kühlung der Elektroden sind innen gemäß Abb. 3.3.1.2 gebohrt. Diese Bauweise wurde erstmals beim Heidelberger Hochstrominjektor RFQ getestet und hat den Vorteil, daß auf die bislang verwendeten Kühlwasserröhrchen an der Außenseite der Stütze verzichtet werden kann. Eine solche Stützenform stellt jedoch erhöhte Ansprüche an die Fertigungsgenauigkeit, da die O-Ring Dichtungen zwischen Stütze und Elektrodenhalter nur Toleranzen von 3/10 mm für die beigelegten Kupferscheibchen zulassen. Die Stützen wurden auf einer CNC-Fräsmaschine aus zylindrischen Rohlingen gefräst. Da aufgrund des Abstumpfens des Fräswerkzeugs beim Fräsen entlang der späteren Auflageflächen der Elektrodenhalter Flächen entstehen, welche mitunter bis zu 1/10 mm von der Parallelität zur Strahlachse abweichen (was später enorme Probleme bei der Justage des Quadrupols hervorruft), werden diese Flächen bei zukünftigen RFQ-Beschleunigern vom 4-Rod Typ erodiert. Damit kann die aufwendige Prozedur der optischen Justage der Elektroden wesentlich erleichtert werden.

Die ursprüngliche Auslegung des REX-RFQ für Ionen mit $A/q = 4.5$ erfordert eine HF-Leistung von ca. 36 kW. Aufgrund des Tastverhältnisses von 10 % müssen also 3.6 kW über das Kühlwasser von der Struktur abgeführt werden. Angesichts der berechneten Leistungsdissipation (s. Abschn. 3.4.3.1) an den einzelnen Beschleunigerkomponenten wurde für ein A/q von 4.5 zunächst auf eine Kühlung des Tanks - insbesondere des Tankbodens - verzichtet, da hier nur etwa 10 % der HF Leistung abfallen und die Leistung leicht passiv über die Stützen weggekühlt werden kann. Aufgrund der Überlegungen zu einer Erweiterung von REX-ISOLDE, in deren Rahmen Ionen mit A/q von 6.3 beschleunigt werden sollen, was eine HF-Leistung von etwa 70 kW erfordert, wurden nachträglich gekühlte Bodenplatten gefertigt. Diese sind über versilberte Kupferringe mit den Stützen kontaktiert, am Tankboden festgeschraubt und gegenüber dem Tankboden ebenfalls O-Ring gedichtet. Es handelt sich um 1.5 m lange Segmente, in die (ähnlich den Abstimmplatten in Abb. 3.3.1.4) seitlich der Stützenradius und die Aufnahme für die Kontaktfedern eingefräst wurde.

Abb. 3.3.1.3 zeigt das Kühlsystem des RFQ. Es besteht aus sieben von einem Hauptverteiler ausgehenden, separat regelbaren Kreisläufen. Die Kreisläufe 1 und 2 versorgen die Elektroden über die sechs wasserführenden Stützen. Die Kreisläufe 3 und 4 dienen zur Kühlung der in Reihe geschalteten Normalstützen. Für die Tauchkolben sind die Kreisläufe 5, 6 und 7 vorgesehen, wobei Kreislauf 6 (da nur zwei Tauchkolben eingebaut wurden) für die gekühlten Bodenplatten am Niederenergieende verwendet wurde. Kreislauf Nr. 8 dient zur Kühlung der Einkoppelscheife.

Cooling circuits of the RFQ

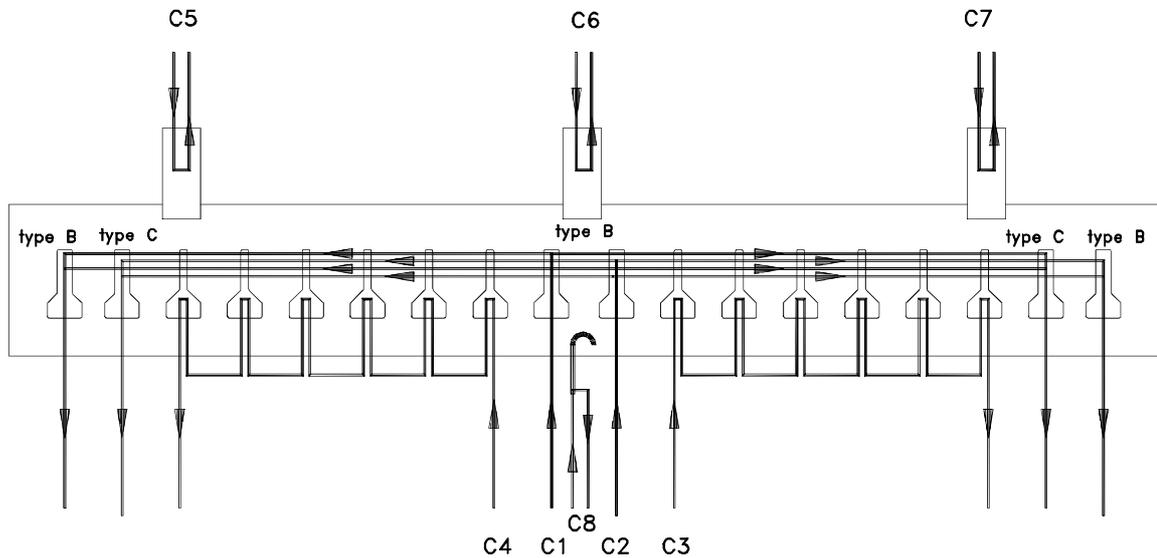


Abb. 3.3.1.3: Kühlsystem des REX-RFQ.

Zum Abstimmung der Feldverteilung, also zur Erzeugung eines gleichmäßigen Verlaufs der Beschleunigungsspannung entlang des Quadrupols trotz seiner sich ändernden Kapazität, wurden Tuningplatten mit unterschiedlicher Höhe in den unterschiedlichen Sektionen des Beschleunigers eingebaut. Diese Platten sind ebenfalls mit versilberten Federn gegenüber den Stützen kontaktiert. Es wurden Platten mit Dicken von 3, 5 und 10 mm verwendet. Die Schrauben zur Befestigung der Platten wurden zur Verbesserung der Leitfähigkeit mit Kupferkappen versehen.

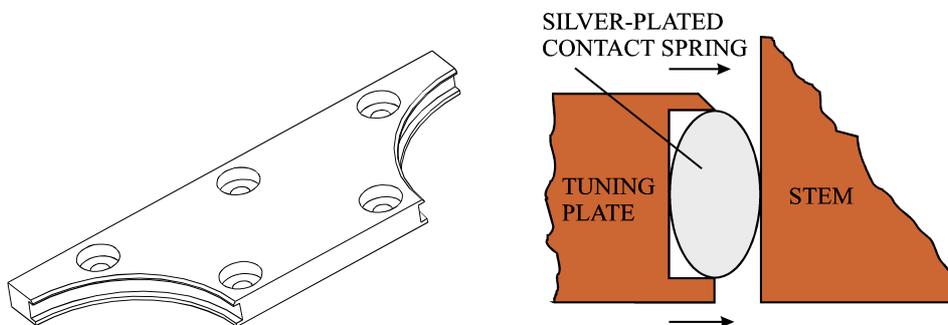


Abb. 3.3.1.4: Kupferplatte zur Abstimmung der Frequenz und Flatness in den einzelnen Beschleunigerzellen (links) und Kontaktierung zu den Stützen.

Wie oben erwähnt, muß beim Betrieb des RFQ die Temperaturdrift der Resonanzfrequenz kompensiert werden. Dies geschieht über zylindrische Kupferkörper, welche von einem Schrittmotor bei entsprechendem Signal der Regelung in den Tank gefahren werden. Hierbei verdrängen die Körper das Magnetfeld zwischen den Stützen, und verringern so die Induktivität des Resonators an der betreffenden Stelle. Dies führt zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz, welche der Verringerung der Frequenz durch die thermische Ausdehnung des Quadrupols entgegenwirkt. Beim REX-RFQ wird - ausgehend von der Resonanzfrequenz von 101.28 MHz - mit zwei Tauchkolben (Eintauchtiefe: 150 mm) eine Frequenzänderung von +400 und -100 kHz erreicht. Die Tauchkolben selbst sind innen bis zum Kupferzylinder am Abschluß durch eine koaxiale Leitung wassergekühlt. Beliebig positionierbare Endschalter verhindern eine mechanische Beschädigungen und legen den Fahrbereich und damit den Frequenzbereich für jeden Tauchkolben fest.

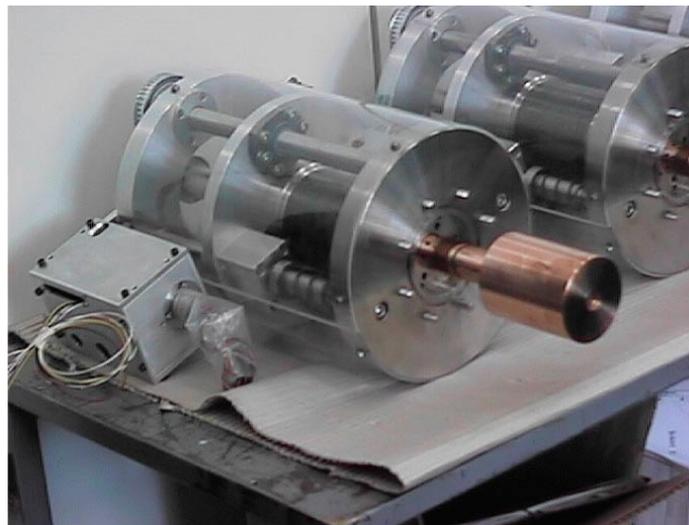


Abb. 3.3.1.5: RFQ-Tauchkolben mit Antrieb.

Die Einkopplung der HF-Leistung sowie die Auskopplung der Signale für Meß- und Regelzwecke geschieht induktiv. Hierzu werden entsprechende Schleifen mit sinnvollem Querschnitt in den Resonator eingebaut. Zur Einkopplung der HF-Leistung wurde eine Schleife aus zwei zusammengelöteten 6 mm durchmessenden Kupferröhrchen benutzt, durch die das Kühlwasser zu- und abfließen kann. Der Innenleiter ist gegenüber dem Außenleiter durch eine massive Keramikscheibe isoliert, welche ebenfalls über O-Ringe gedichtet und gleichzeitig Druckentlastet wird.

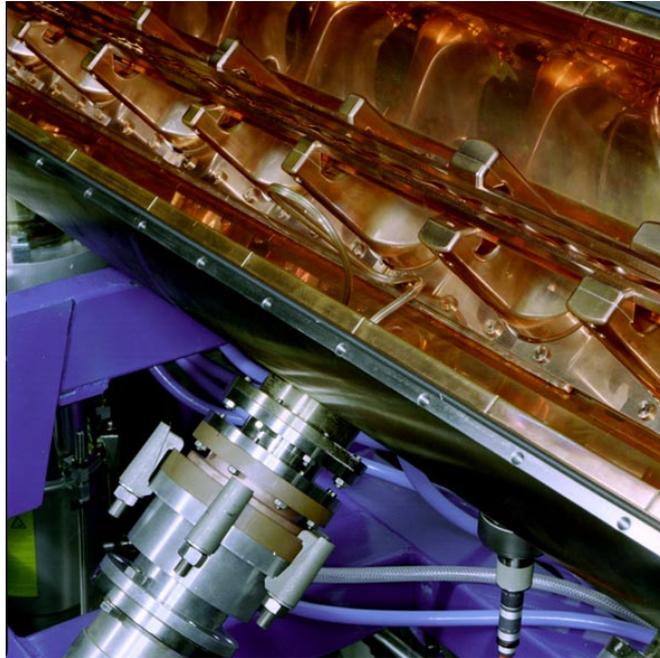


Abb. 3.3.1.6: Koppelschleife im eingebauten Zustand.

Ein wesentlicher Teil des Aufwandes beim Aufbau eines RFQ-Beschleunigers besteht im Einbau der Quadrupolelektroden mit Abweichungen von den durch die Rechnungen vorgegebenen Sollpositionen von weniger als 1/10 mm.

Hierzu wurden zwei Aluminiumtargethalter gefertigt, welche an die Position der ersten und letzten Stütze auf dem Tankboden verschraubt wurden. Mit Hilfe der durch diese beiden Targets definierten Strahlachse konnten an den Enden des Beschleunigers Targets in die Enddeckel verstiftet werden. Die Enddeckel wurden ihrerseits mit Paßstiften versehen, um Abweichungen nach dem Abmontieren zu verhindern. Abb. 3.3.1.7 zeigt das Prinzip beim Festlegen der Strahlachse. Für die Messungen wurde - wie bei der späteren Justage der Elektroden - ein Präzisionsfernrohr der Firma Taylor & Hobson am Hochenergieende des Tanks platziert [69].

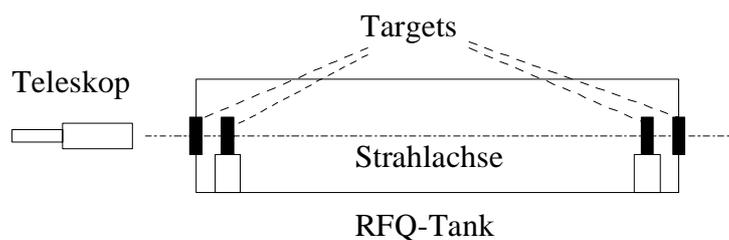


Abb. 3.3.1.7: Festlegung der Strahlachse zur optischen Justage.

Zunächst wurden Stützen mit Hilfe von Paßringen am Tankboden mit größtmöglicher Genauigkeit eingebaut. Da die Einsenkungen für die Passringe am Tankboden aufgrund mangelhafter Verkupferung noch einmal nachgefräst werden mußten (wobei sich Abweichungen im Bereich 2/10 mm ergaben), war es erforderlich, die Position der Stützen optisch mit eigens hierfür hergestellten Targets zu vermessen.

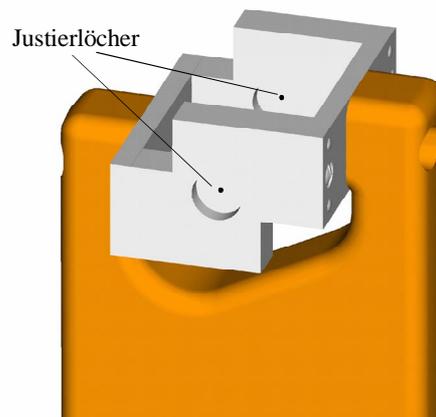


Abb. 3.3.1.8: Stütze mit Justiertarget.

Zum Verhindern einer Verdrehung der Stützen gegenüber der Strahlachse, wurde nach deren loser Montage eine Montagestange aufgelegt und die Stützen endgültig befestigt. Die Flächen, an die später die Elektrodenhalter angeschraubt wurden, wurden anschließend noch einmal mit einer geschliffenen Leiste auf ihre Parallelität überprüft.

Zur Justierung der Elektroden wurden anhand der PARMTEQ-Daten die Sollwerte der Modulationsminima an jeder Beschleunigerzelle festgelegt und unter Berücksichtigung der 45° Neigung in x- und y- Werte umgerechnet. Anschließend wurden verschiedene Korrekturen durchgeführt (es zeigte sich z.B., daß aufgrund der unterschiedlichen Lage der Elektroden im Kupferbad die Schichtdicke auf den Elektroden um bis zu 1/10 entlang der 3 m variierte).

Die eigentliche Vermessung fand mit Hilfe eines hierfür aus Messing gefertigten (Fertigungsgenauigkeit: 2/100 mm) Justierreiters statt.

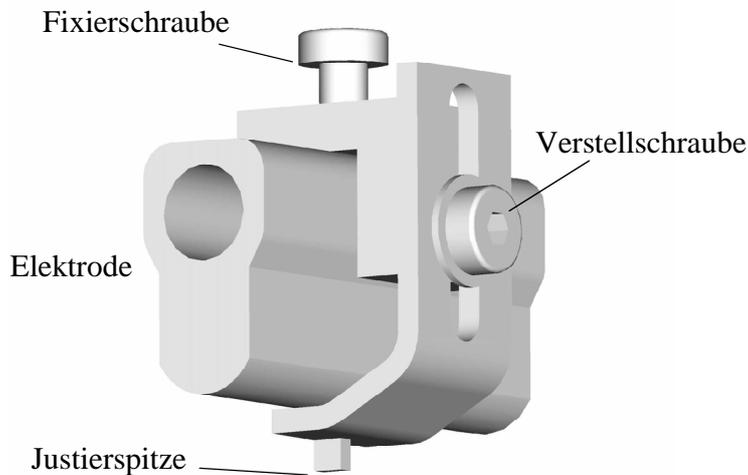


Abb. 3.3.1.9: Justierreiter zur Elektrodenjustage.

An jeder z-Position mit Modulationsminimum wurden die x- und y-Kordinaten vermessen und gegebenenfalls mit Hilfe von versilberten Kupferscheibchen (5/100 bis 2/10 mm), bzw. durch Verschieben der Halter in den Langlöchern der Stützen korrigiert. Auf den Zwischenstrecken zwischen den Stützstellen gestaltet sich die Justierung am problematischsten, da kleinste Abweichungen von der Parallelität an den Auflagefläche der Stützen zu großen Fehljustierungen führen, und nur durch mechanisches Verformen oder durch Beilegen von konischen Scheibchen korrigiert werden können.

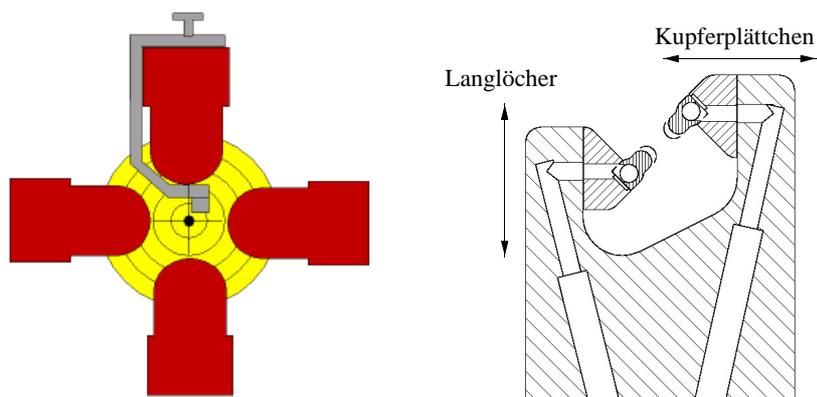


Abb. 3.3.1.10: Prinzip der Justierung des Quadrupols.

Durch die Justierarbeiten ließ sich die Genauigkeit der Positionen der Quadrupolelektroden von etwa $\pm 6/10$ mm auf $\pm 1/10$ mm verbessern. Abb. 3.3.1.11 zeigt abschließend die verbleibenden Abweichungen von den Sollwerten

der Elektroden in horizontaler und vertikaler Richtung. Die Meßgenauigkeit bei diesem Verfahren sinkt mit zunehmendem Abstand vom Teleskop. In die folgenden Grafiken wurde unabhängig vom Abstand zum Teleskop der abgeschätzte maximale Fehler von $\pm 5/100$ mm eingezeichnet. Die Fehlerbalken beinhalten auch die Fertigungsgenauigkeit des Justierreiters sowie Schwankungen in der Kupferschichtdicke auf den Elektroden.

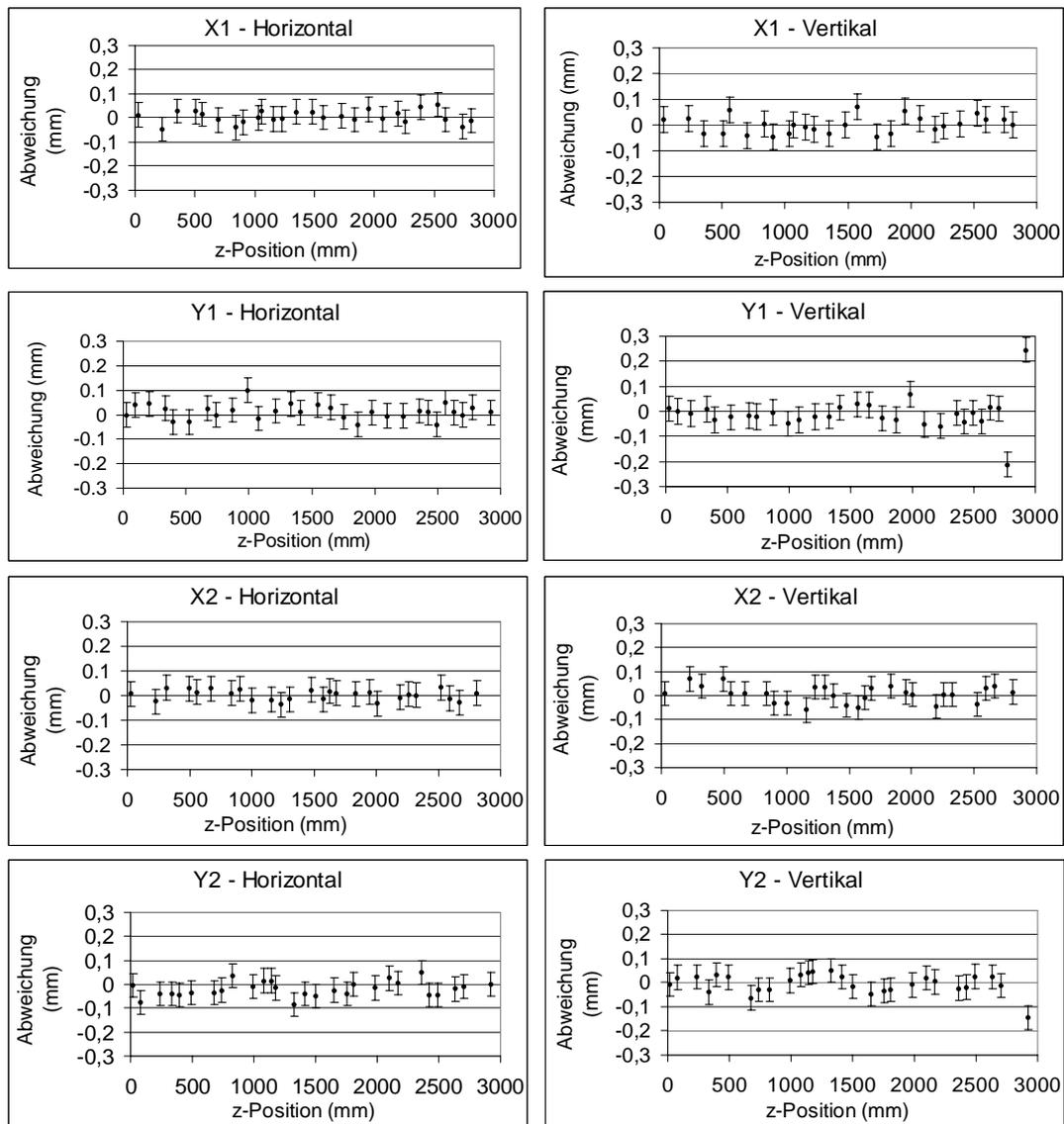


Abb. 3.3.1.11: Sollwertabweichungen der vier Elektroden nach der Justage.

3.3.2. Messungen bei niedrigen Leistungspegeln

3.3.2.1. Messung der Resonatorparameter und der Feldverteilung

Die Messungen bei niedrigen Leistungspegeln dienen der Ermittlung der geeigneten Verteilung von Tuningplatten, d.h. der Optimierung der Resonanzfrequenz und Feldverteilung des Resonators, sowie zur Bestimmung von Güte und Rp-Wert. Die HF-Leistungen lagen im Bereich von 20 dBm (100 mW), also Ausgangsleistungen von gängigen Meßsendern und Netzwerk-Analysatoren. Die Messungen wurden bei loser Kopplung (s. Anhang Ia) durchgeführt. Dazu wurde anstelle der in Abb. 3.3.2.1 eingetragenen Einkoppelschleife eine Auskoppelsonde zur Einkopplung des Signals benutzt. Die gemessene Resonanzfrequenz ohne Abstimmplatten lag mit 97.3 MHz wie erwartet deutlich unter den geforderten 101.28 MHz und war in guter Übereinstimmung mit den zuvor durchgeführten MAFIA Rechnungen (96.5 MHz).

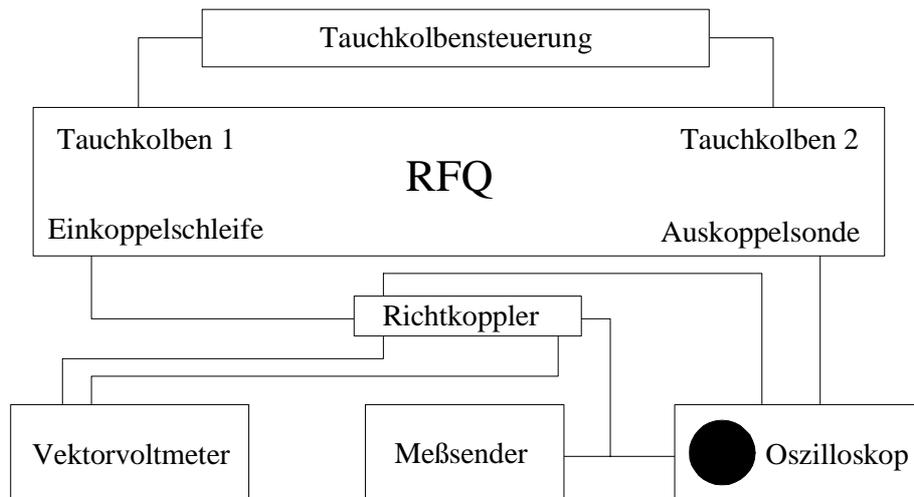


Abb. 3.3.2.1: Schematischer Aufbau für die Messungen zur Feldabstimmung und zur HF-Einkopplung.

Die Messung des Rp-Wertes und der Spannungsverteilung entlang des Quadrupols kann auf der Grundlage der in Anhang Ib angegebenen Überlegungen über eine reine Frequenzmessung durchgeführt werden. Bei der Störkondensatormethode wird am Ort der Messung die Energie im Resonator durch eine Zusatzkapazität verändert. Dies bewirkt gemäß $\Delta W/W \propto \Delta f/f$ (Slater-Formel) eine Änderung der Frequenz, die proportional zur Feldstärke am jeweiligen Meßort ist. Bedingung hierfür ist, daß die Zusatzkapazität klein gegenüber der Kapazität des Quadrupols (ca. 250 pF) ist.

In der Praxis wurde ein 2.2 pF Kondensator in äquidistanten Schritten von 10 cm an den Elektroden entlang verschoben. Die Resonanzfrequenz wurde bei jedem Schritt am Meßsender nachgeregelt. Gemäß den im Anhang I angegebenen Gleichungen (AI.18, AI.19) wurde aus den Frequenzunterschieden die Spannungsverteilung sowie ein mittlerer R_p -Wert errechnet. Die Kapazität des Störkondensators ist hierbei wegen ihrer geringen Größe und der hinzukommenden Kapazität der Kontaktierung mit einem Fehler von mindestens 2 - 3 % behaftet. Dies hat zwar keine Auswirkungen auf die gemessene Spannungsverteilung da nur relative Änderungen betrachtet werden. Für den Absolutwert des R_p -Wertes, der hier zu 151 k Ω m bestimmt wurde, muß jedoch unter zusätzlicher Berücksichtigung der Breite der Resonanzkurve ein maximaler Fehler von 5 % angegeben werden. Genauere Messungen des R_p -Wertes wurden später im Hochleistungs- und Strahlbetrieb durchgeführt.

Aufgrund der teilchendynamischen Änderungen von Modulation und Aperturradius entsteht entlang der Struktur ein stark wechselnder Kapazitätsbelag. Da für die PARMTEQ-Rechnungen eine konstante Spannungsverteilung vorausgesetzt wird, muß die Kapazitätsänderung in jeder Resonatorzelle über eine entgegengesetzt wirksame Änderung der Induktivität kompensiert werden. Dies geschieht durch den Einbau von Abstimmplatten unterschiedlicher Höhe. Es ergibt sich nach Abstimmung der "Flatness" ein Profil von eingelegten Bodenplatten, welches der kapazitiven Belastung durch die Elektrodenmodulation proportional ist. Zur Abstimmung des REX-RFQ wurde die Verteilung der Platten gleichzeitig experimentell und mit MAFIA optimiert. Abb. 3.3.2.2 zeigt die anfänglich starken Abweichungen, die mit der ebenfalls eingezeichneten Verteilung von Abstimmplatten auf (im Mittel) unter 1 % reduziert werden konnten.

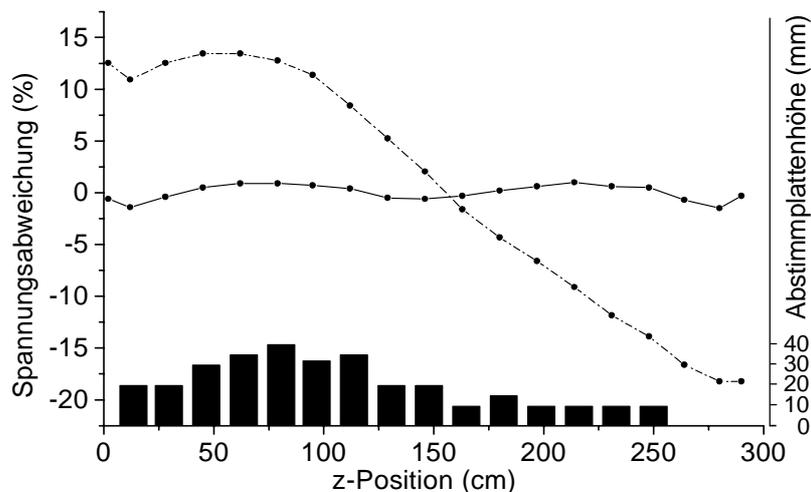


Abb. 3.3.2.2: Feldabweichungen vor und nach dem Einbau der Tuningplatten.

Durch den Einbau der Tuningplatten (und der Tauchkolben) wurde die Frequenz auf 100.88 MHz erhöht, was für das Anbringen der Einkoppelschleife sowie des Tankdeckels einen optimalen Ausgangswert darstellte. Es zeigte sich aber, daß zwei Segmente der gekühlten Bodenplatte am Hochenergieende wegen einer zu starken Frequenzerhöhung nicht eingebaut werden konnten. Um auszuschließen, daß eine zu geringe Kühlung in diesem Bereich die Funktionsfähigkeit des Beschleunigers beeinträchtigt, mußte im Hochleistungsbetrieb noch einmal die Temperaturverteilung im Beschleuniger gemessen und mit MAFIA Rechnungen verglichen werden (s. Abschn. 3.4.3.1).

Nach Einbau der Einkoppelschleife und Schließen des Vakuumentanks wurde die Sollfrequenz von 101.28 MHz erreicht. Tab. 3.3.2.1 zeigt noch einmal den durch Einbau der jeweiligen Komponenten verursachten Frequenzhub. Die beiden Tauchkolben decken - ausgehend von der Sollfrequenz - einen Frequenzbereich von - 100 und + 400 kHz ab (was angesichts einer zu erwartenden Erniedrigung der Frequenz bei Erwärmung sinnvoll ist). Tauchkolbenresonanzen konnten auch bei eingehender Untersuchung von Frequenzspektren (bei allen möglichen Tauchkolbenstellungen) im Bereich 20 bis 500 MHz nicht beobachtet werden.

Bauteil	Frequenzerhöhung (MHz)
Tauchkolben (mittl. Position)	0.5
Einkoppelschleife	ca. 0.2
Tankdeckel	0.08
Abdeckkappen am Boden	0.2
Abstimmplatten	3.1

Tab. 3.3.2.1: Erhöhung der Resonanzfrequenz nach Einbau verschiedener Komponenten.

Neben der Feldverteilung wurde im Rahmen der Störkondensatormessung noch einmal der mit MAFIA bereits berechnete Dipolanteil im Quadrupolfeld nachgemessen. Hierzu wurden Profile an den gegenüberliegenden Elektrodenpaaren (oben und unten) aufgenommen. Der gemessene Dipolanteil liegt bei durchschnittlich 1.5 %. Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der MAFIA Rechnung in Abbildung 3.2.1.7. Die starken Schwankungen sind das Resultat der schlechten Meßgenauigkeit bei diesem Verfahren.

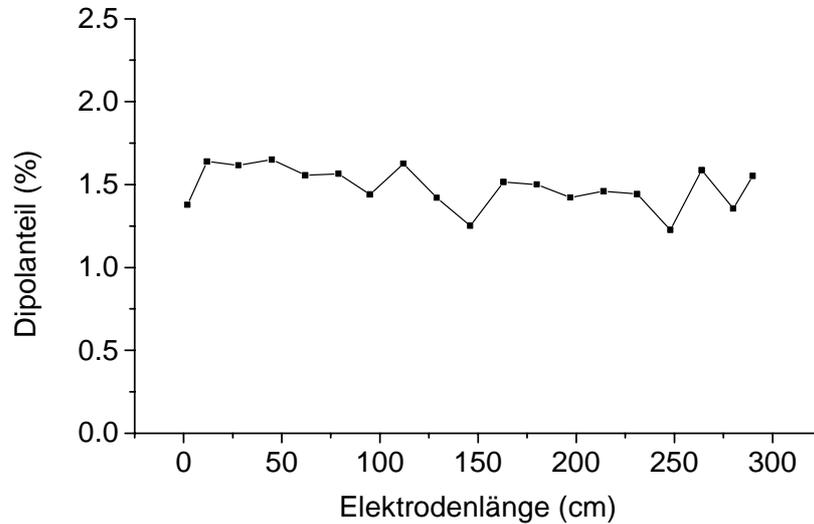


Abb. 3.3.2.3: Messung des Dipolanteils.

Die Güte des Resonators wurde nach der ebenfalls in Anhang I erklärten -3 dB Methode gemessen. Bei dem gemessenen Gütewert ist zu beachten, welche Kopplung zwischen Resonator und Sender besteht. Bei starker Kopplung (keine Reflexion am Eingang des Resonators) ist die gemessene Güte nur halb so groß wie bei loser Kopplung (vollständige Reflexion am Resonatoreingang), da dann Resonator, Leitung und Sender ein gekoppeltes, schwingungsfähiges System bilden und die Hälfte der Verluste am Innenwiderstand des Senders entstehen. Man unterscheidet zwischen der belasteten Güte bei starker Kopplung und der unbelasteten Güte bei loser Kopplung (s. Anhang Ia).

Die unbelastete Güte des REX-RFQ erhöhte sich nach Einbau der Tuningplatten von 3600 auf 4050. Dies ist auf eine bessere Kontaktierung der Stützen untereinander, d.h. einen besseren Kurzschluß am Boden durch die versilberten Kontaktfedern zurückzuführen. Der Gütewert liegt aufgrund der wesentlich schmaleren Stützen etwas unter den Werten des GSI HLI-RFQ und der Heidelberger RFQs ($Q_0 = 4200 - 4500$).

3.3.2.3. Anpassung der HF-Einkopplung und Optimierung der Leitungslänge

Die Einkopplung der Hochfrequenz wird bei Beschleunigerresonatoren in der Regel induktiv, also über eine Leiterschleife, deren Magnetfeld an den Resonator ankoppelt, vorgenommen. Eine kapazitive Einkopplung würde den kapazitiven Gesamtbelag des Resonators erhöhen, was nach den Ausführungen in Abschn. 2.2.1 aufgrund der Verringerung der Shuntimpedanz zu vermeiden ist. Eine galvanische Ankopplung beeinflusst das Schwingungsverhalten des Resonators zu stark und reduziert damit ebenfalls die Spitzenspannung im Resonanzfall.

Zum Einmessen der Einkoppelschleife für den Hochleistungsbetrieb wurde der Versuchsaufbau geändert und anstelle der vorherigen Anordnung: Meßsender, Oszilloskop, Vektorvoltmeter aus Abbildung 3.3.2.1 ein Netzwerk-Analysator verwendet. Ziel der Messungen war es, durch die Schleife einen Leitungsabschluß im Resonator zu bilden, der im Resonanzfall einem reellen 50Ω Abschluß entspricht. Nur in diesem Fall wird die Leistung vollständig zum Resonator übertragen und es kommen keine Reflexionen der Hochfrequenzwelle auf der Leitung zustande, die neben einer Verringerung der übertragenen Leistung die Endstufe des Leistungssenders beschädigen können.

Im Vorfeld der Messungen wurde versucht, die Einkopplung mit dem Programm MAFIA zu berechnen. Dies ist prinzipiell möglich, wenn im MAFIA Modell ein Filament (substanzlose Antenne) variabler Größe definiert und an den Ort der HF-Einkopplung positioniert wird. Über die Beziehung $R = U^2/N$ wird anschließend die Größe des Filaments so lange variiert, bis die errechnete Spannung an den Enden des Filaments dem Sollwert für einen 50Ω Abschluß entspricht. Die Verlustleistung N im Resonator wird dabei über den Leitwert des verwendeten Materials mit Hilfe der zuvor gemessenen Güte angepaßt. Die erforderlichen Näherungen, und nicht zuletzt die fehlende räumliche Ausdehnung der Schleife führten bei den Rechnungen zu einem Schleifenquerschnitt von nur $2 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, was im Vergleich zu ähnlichen RFQ Strukturen (und zur in [67] angegebenen Näherungsformel: $F[\text{m}^2] = R_p[\text{k}\Omega\text{m}] / 2.5 \cdot 10^5 \text{ k}\Omega/\text{m}$) um einen Faktor drei bis vier zu niedrig war.

Zur experimentellen Ermittlung der Schleifengröße wurden zunächst Testschleifen verschiedener Längen aus Aluminium angefertigt. Der günstigste Ort der Einkopplung wurde mit einer frei hängenden Schleife von Hand vermessen. Aufgrund der Eigeninduktivität der Einkoppelschleife wird die Resonanzfrequenz des Resonators geändert, was nur über die Tauchkolben kompensiert werden kann. Der eigentliche Meßvorgang besteht darin, die Schleifenform und -Position zu verändern, und mit den Tauchkolben die sich ständig ändernde Resonanzfrequenz nachzuregeln. Das Optimum der Anpassung liegt vor, wenn das Verhältnis Rücklauf/Vorlauf bei der Sollfrequenz in ein Minimum läuft. Abb.3.3.2.4 zeigt das in diesem Fall vorliegende Smith-Diagramm zusammen mit der logarithmischen Darstellung.

Erst nachdem eine Einkopplung von etwa -50 dB (Verhältnis $P_{\text{rück}}/P_{\text{vor}}$) erreicht war, wurde die in Abb. 3.3.1.6 dargestellte Kupferschleife angefertigt und im Tank

in die richtige Form gebogen. Auf diese Art wurde eine Anpassung von < -40 dB erreicht. Im Smith-Diagramm ist zu sehen, daß bei 101.28 MHz der Imaginärteil des Schleifenwiderstandes verschwindet und ein reeller 50Ω Abschluß vorliegt. In dieser vereinfachten Darstellung zeigt die horizontale Achse des Diagramms den Realteil der Impedanz (normiert auf 50Ω). Die gestrichelten Linien sind Linien konstanten Blindwiderstands, ebenfalls auf 50Ω normiert. Der gestrichelte Kreis innerhalb des Diagramms bezeichnet einen konstanten Wirkwiderstand von 50Ω . Das Durchfahren der Frequenz im angegebenen Intervall liefert den eingezeichneten Kreisausschnitt, der im Falle optimaler Anpassung bei Sollfrequenz die reelle Achse bei 50Ω (1.0) schneiden muß.

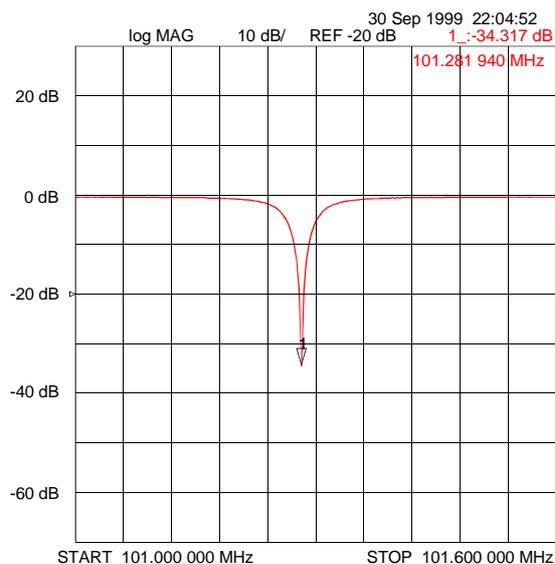
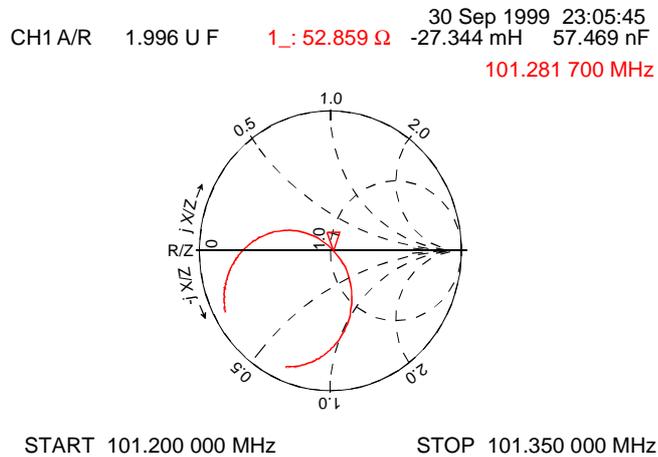


Abb. 3.3.2.6: Smith Diagramm (oben) und logarithmische Darstellung von $P_{vor}/P_{rück}$ bei -34 dB Anpassung (unten).

Die logarithmische Darstellung des Verhältnisses von Vor- und Rücklaufsignal in Abb. 3.3.2.6 zeigt das entsprechende Minimum bei dieser Frequenz. Mögliche Verschlechterungen der Anpassung, durch Erwärmung oder Erschütterungen beim Transport des Beschleunigers lassen sich durch einen drehbaren Schleifenflansch korrigieren.

Nach Einbau der Schleife wurde noch einmal die belastete Güte des Resonators gemessen. Der Gütewert von 1950 war in zufriedenstellender Übereinstimmung mit den vorangegangenen Messungen. Abb. 3.3.2.7 zeigt die Resonanzkurve mit den in 3 dB Abstand angeordneten Markern.

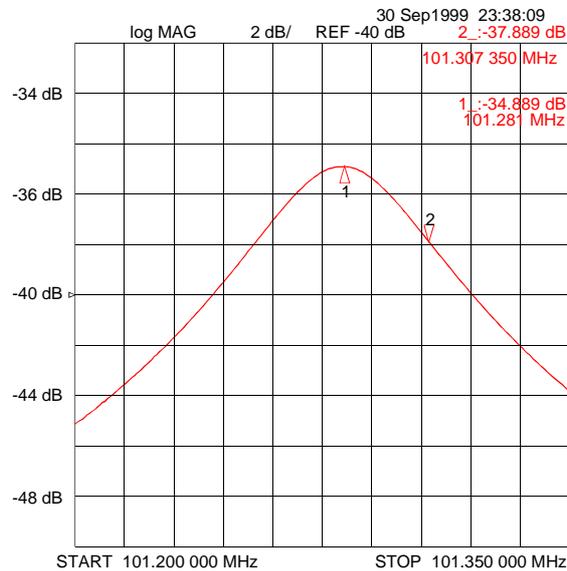


Abb. 3.3.2.7: Resonanzkurve nach Einbau der Einkoppelschleife.

Nach der reflexionsfreien Anpassung der 50 Ω Leitung an den Resonator wurde beim Aufbau der HF-Leitung für den Leistungsbetrieb die Leitungslänge zwischen Topfkreis des Senders und Resonator vermessen. Die Leitungslänge ist insofern ein kritischer Parameter, als daß beim Einschwingvorgang des Resonators und auch beim Zusammenbruch der Felder im Resonator (durch Multipactoring während der Konditionierungsphase) die Einkoppelschleife einen Kurzschluß darstellt. Ist die Leitungslänge in der Nähe von $n \cdot \lambda / 2 + \lambda / 4$, so wird dieser Kurzschluß als hochohmige Last an den Senderausgang zurücktransformiert und zwar gemäß:

$$Z_1 = \frac{Z_2 + jZ_L \tan \frac{2\pi \cdot l}{\lambda}}{1 + j \frac{Z_2}{Z_L} \tan \frac{2\pi \cdot l}{\lambda}} \quad (3.3.1)$$

Z_I ist die Impedanz am Ausgang des Senders, Z_2 die Abschlußimpedanz und Z_L die Leitungsimpedanz. l ist die Leitungslänge und λ die HF-Wellenlänge [70]. Eine hochohmige, fehlangepaßte Last am Senderausgang kann zu unkontrollierten Schwingungen im Topfkreis des Senders führen, was möglicherweise Stromüberhöhungen und Spannungsdurchschläge in der Endstufenröhre verursacht. Obwohl die Röhre des Bertronix Senders über entsprechende Schutzschaltungen (Ignitron) verfügt, ist dies - vor allem während der ohnehin instabilen Konditionierungsphase (s.u.) - zu vermeiden.

Zur Veranschaulichung des Effekts verschiedener Leitungslängen betrachtet man noch einmal das Smith-Diagramm. Es entsteht durch konforme Abbildung der Linien konstanten Blind- und Wirkwiderstands in eine polare Ebene. Die Umrandung entspricht der imaginären Achse der komplexen Widerstandsebene. Der Koordinatenursprung ist am linken Rand mit 0 markiert. Die vertikale Achse des Blindwiderstands (jX/Z : induktiv, $-jX/Z$: kapazitiv) trifft am rechten Rand des Diagramms bei unendlich großem (reellen und imaginären) Widerstand auf die reelle Achse. In der Praxis ist eine Messung der Leitungslänge nun über die Orientierung des Kreises (der gemäß Abb. 3.3.2.6 beim Durchfahren der Frequenz entsteht) im Diagramm möglich. Bei einer Leitungslänge, die einem ungeradzahligem Vielfachen von $\lambda/4$ entspricht, wird die Impedanz stets zu höheren Werten transformiert. Der Kreis befindet sich in der rechten Hälfte des Diagramms, was in Abb. 3.3.2.8 zu sehen ist.

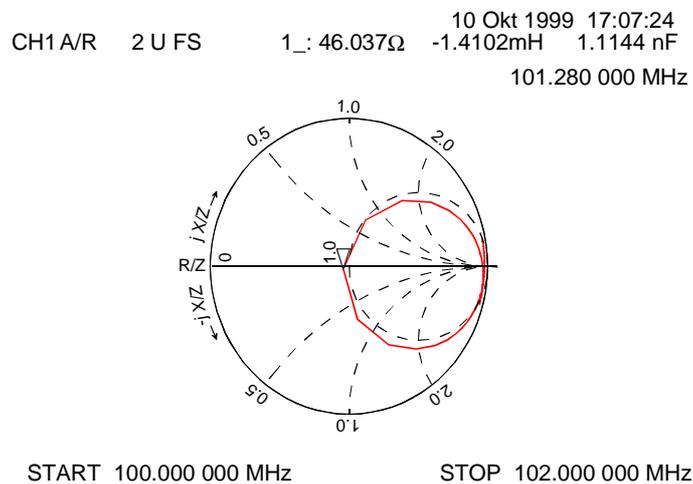


Abb. 3.3.2.8: Smith Diagramm bei $l = n \cdot \lambda/2 + \lambda/4$.

Der für die Hochleistungstests angestrebte Zustand liegt bei Leitungslängen vor, die ein Vielfaches von $\lambda/2$ sind. In diesem Fall wird in Gleichung (3.3.1) bei Kurzschluß ($Z_2 = 0$) für die Impedanz am Senderausgang $Z_I = 0$, d.h. die Endstufe ist unbelastet.

Der Kreis im Smith-Diagramm liegt in der Nähe dieser Leitungslänge (ausgehend vom Punkt 1.0) in der linken Hälfte des Diagramms.

Das Leitungsstück im Innern des Bertronix Senders wurde geometrisch vermessen und entsprach in etwa $\lambda/2$. Ab dem Ausgang des Senders konnte die Leitungslänge mit Hilfe des Netzwerk Analysators elektrisch vermessen werden. In Ermangelung einer sogenannten Posaune wurde die HF-Leitung im 5 bis 10 cm Schritten mechanisch verlängert, bzw. verkürzt. Abb. 3.3.2.9 zeigt das Smith-Diagramm der so eingestellten Länge. Der Kreis ist nicht genau in der linken Hälfte des Diagramms orientiert, da die Leitungslänge innerhalb des Senders nicht exakt $\lambda/2$ war.

Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung der Leitungslänge besteht darin, im Hochleistungsbetrieb die Spannungsüberhöhung am Anfang und am Ende des Rücklaufpulses zu minimieren.

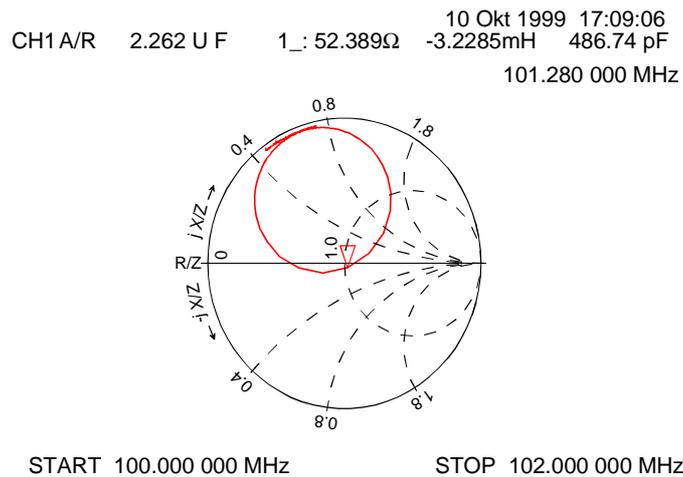


Abb. 3.3.2.9: Smith-Diagramm bei einer Länge der Leitung vom Sender zum RFQ zwischen $n \cdot \lambda/2$ und $n \cdot \lambda/2 + \lambda/4$.

3.4. Hochleistungstest

3.4.1. Aufbau des Teststandes und HF-Konditionierung

Die Hochleistungsmessungen dienten dazu, den Resonator im Rahmen einer Konditionierung für den Hochleistungsbetrieb vorzubereiten und im anschließenden Leistungsbetrieb seine Stabilität und Belastbarkeit zu überprüfen. Insbesondere sollte die Erwärmung der Einzelkomponenten des Beschleunigers im Dauerbetrieb getestet, und der Rp-Wert der Struktur nach der sogenannten γ -Spektroskopie Methode gemessen werden. Für einen geregelten Leistungsbetrieb mußte außerdem überprüft werden, ob die Signale der Auskoppelsonden bei hohen Pegeln für die Steuermodule geeignet waren und ob die Steuerung des Senders mit Hilfe der verwendeten CERN Module grundsätzlich funktionierte.

Für die Messungen bei hohen Leistungspegeln im Bereich bis ca. 80 kW wurde einer der HF-Leistungssender der Firma Bertronix verwendet, die im REX-ISOLDE Aufbau für alle Resonatoren eingesetzt werden. Es handelt sich dabei um einen zweistufigen Verstärker, bestehend aus einer 2.5 kW Transistorvorstufe der Firma Dressler und einer Tetrodenendstufe. Die maximale Ausgangsleistung des Senders ist 100 kW bei einem Tastverhältnis von 10 % (10 kW im cw-Betrieb). Die Bandbreite ist ca. 1.5 MHz; die erste harmonische Oberschwingung wurde zu -35 dB vermessen. Der Sender wurde zunächst sowohl im Pulsbetrieb als auch im Dauerbetrieb an einem wassergekühlten 50 Ω Widerstand bis zu höchsten Leistungspegeln problemlos getestet. Er verfügt wie erwähnt über verschiedene Sicherheitsschaltungen zum Schutz der Endstufenröhre. Die Schwelle für die maximal zugelassene Rücklaufleistung ist stufenlos von 0 bis 20 kW regelbar. Ein eingebauter Richtkoppler gestattet an zwei unabhängigen Ports die Messung des Vor- und Rücklaufsignals. Der gleiche Richtkoppler wird für die interne Messung der Leistung verwendet. Die Genauigkeit der Leistungsanzeige ist vom Hersteller mit 0.3 % angegeben. Während der Messungen wurde die Frequenz von 101.28 MHz durch einen Meßsender vorgegeben. Die Pulsung erfolgte am Vorverstärker mit 2 ms bei 50 Hz Repetitionsfrequenz.

Die bei REX-ISOLDE eingesetzten Regelmodule zur Steuerung und Synchronisation der einzelnen Resonatoren wurde vom Kontrollsystem des CERN Bleiinjektor Linacs übernommen.

Die Aufgabe des Regelsystems besteht zum einen darin, bei den einzelnen Resonatoren die eingestellten Parameter (Resonanzfrequenz, Spannungsamplitude, Phasenlage) konstant auf den vorgegebenen Werten zu halten, zum anderen muß bei einer Kette von mehreren Resonatoren die Phasenlage so eingestellt werden, daß der Teilchenbunch beim Eintritt in jede Beschleunigerstruktur auf die Synchronphase trifft.

Abb. 3.4.1.1 zeigt das Blockschaltbild für die Steuerung der Beschleuniger bei REX-ISOLDE. Die gleiche Regelung wurde - nach einer anfänglichen Konditionierungsphase - für den RFQ Testaufbau am Garching Tandemlabor verwendet.

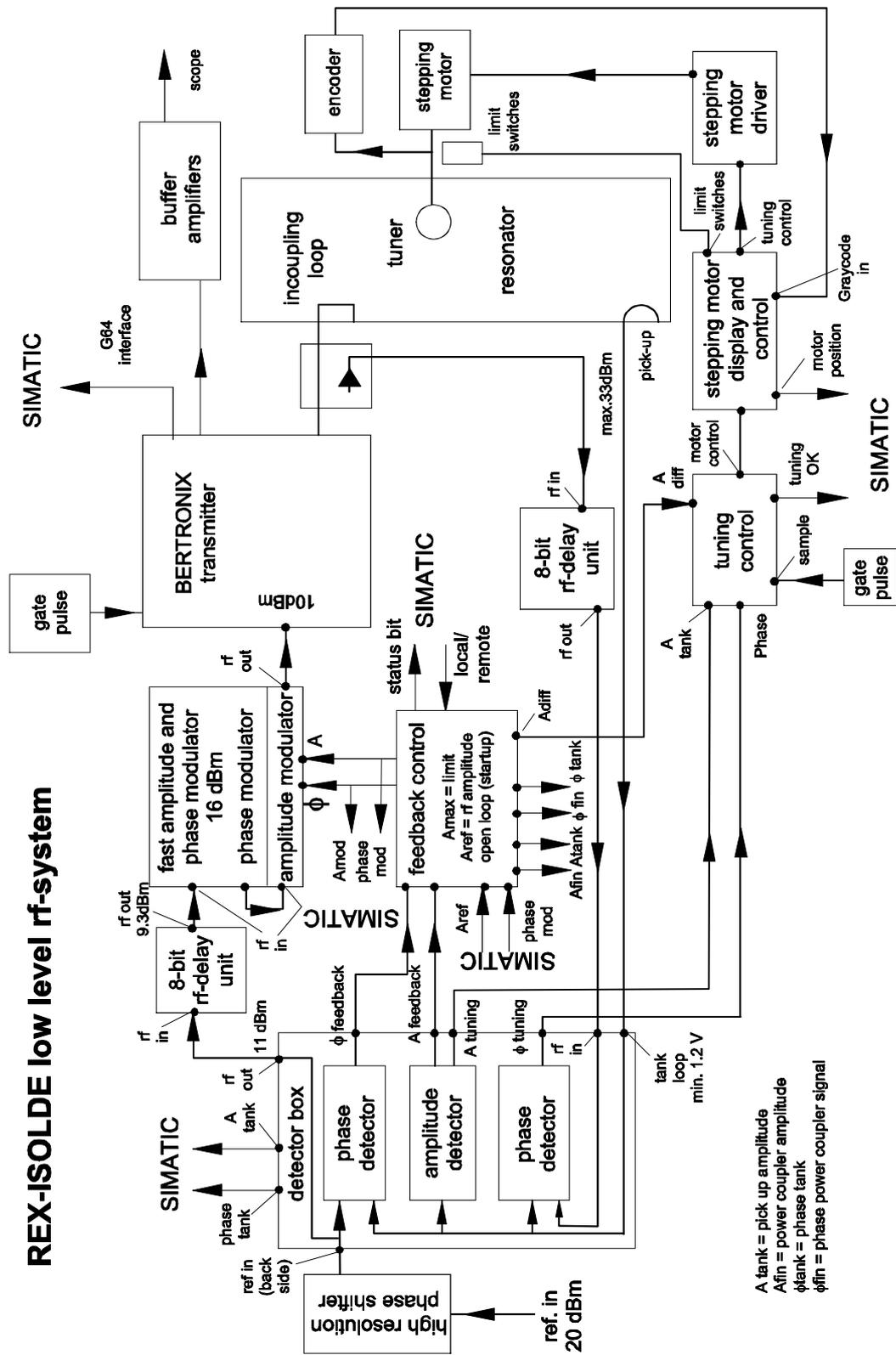


Abb. 3.4.1.1: System zur Regelung von Sender und Resonator

Die Funktionsweise der einzelnen Module läßt sich wie folgt kurz erklären:

- *detector box*

Die *detector box* bildet das Kernstück des Regelsystems. Hier werden die HF-Signale vom Vorlauf des Sender-Richtkopplers sowie von der Auskoppelsonde des Beschleunigers bezüglich ihrer Phasenlage verglichen. Wird im Betrieb eine Abweichung von der vorgegebenen Phasenlage (die mit einer vorgeschalteten *rf-delay unit* einzustellen ist) festgestellt, so wird dies über ein Spannungssignal, welches proportional zur Abweichung ist, an die *tuning control* weitergegeben. Gleichzeitig registriert die *detector box* Amplitude und Phase des Tanksignals und gibt diese als Gleichspannungspulse an die *feedback control* weiter. Das eingehende HF-Signal des *high resolution phase shifters* wird durch das Modul geschleift und als Referenz über eine weitere *delay unit* in den *fast amplitude and phase modulator* eingespeist.

Das Modul verfügt außerdem über eine Reihe von Ausgängen, so das alle ein- und ausgehenden Signale mit externen Meßgeräten überwacht werden können.

- *rf-delay unit*

Die *delay unit* entspricht Leitungsstücken verschiedener Länge, die in einem Modul zusammengefaßt sind. Es lassen sich je nach Modul und Frequenz Leitungslängen durchfahren, die eine Phasenverschiebung von 0 bis 180° (bzw. 360°) hervorrufen. Das Modul dient zum Abgleich der Phasenlagen zweier HF-Signale.

- *tuning control*

Die *tuning control* steuert über die *stepping motor display and control* die Tauchkolben der Resonatoren. Das Modul erhält je nach Abweichung der Phasenlagen zwischen Vorlauf- und Pickup-Signal einen Spannungspuls von der *detector box*, der das Fahren der Tauchkolben auslöst. Sowohl die zulässige Phasenbreite als auch die Ansprechempfindlichkeit kann je nach Bedarf (z.B. bei mehreren Tauchkolben weniger empfindlich) eingestellt werden. Die Empfindlichkeit der *tuning control* und damit die Stabilität des gesamten Systems ist außerdem noch von der Wiederholfrequenz abhängig mit der die Signale der *detector box* registriert werden.

- *stepping motor display and control*

Dieses Modul steuert bei entsprechendem Signal von der *tuning control* die Spannungsversorgungen der Tauchkolben-Schrittmotoren und liest die Encoder zur deren Positionsanzeige aus. Die Endabschalter der Tauchkolben bei maximaler und minimaler Eintauchtiefe werden hier überwacht.

- *feedback control*

Die *feedback control* ist das eigentliche Regelmodul des Kreises. Sowohl im geregelten, als auch im "open loop" Betrieb (zwischen denen hier umgeschaltet werden kann) werden die Sollwerte für die HF-Amplitude entweder direkt am Modul über Regelknöpfe oder über eine Schnittstelle zum Kontrollrechner gesetzt. Neben dem Einstellen der Stärke der Amplitude wird von der *feedback control* auch die schnelle (1.3 µs) Korrektur der Amplituden und Phasenwerte des

ausgehenden HF-Signals über den *fast amplitude and phase modulator* durch Gleichspannungspulse geregelt. Die jeweiligen Istwerte für Amplitude und Phase erhält das Modul von der *detector box*.

- *fast amplitude and phase modulator*

Dieses Modul dient der Nachregelung der Amplitude und Phase innerhalb des HF-Pulses (2 ms bei den vorliegenden Messungen) im μs -Bereich. Dies ist erforderlich, da im Resonator - bedingt durch den Vorgang des Einschwingens und durch die plötzlich auftretende hohe thermische Belastung - normalerweise keine konstante Spannungsamplitude vorliegen kann. Weiterhin muß die ebenfalls hauptsächlich durch thermische Effekte hervorgerufene Phasendrift schnell korrigiert werden, damit während eines Pulses die vom *high resolution phase shifter* vorgegebene Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Resonatoren (und damit die Synchronbedingung für den Teilchenbunch) erhalten bleibt. Der Phasenmodulator arbeitet nur innerhalb eines sehr schmalen Phasenintervalls ($\sim 4^\circ$), deshalb ist dem Modul eine weitere *rf-delay unit* vorgeschaltet, um den erforderlichen Phasenbereich einzustellen.

- *high resolution phase shifter*

Dies ist ein digitales Modul, das eine ähnliche Funktion hat wie die *rf-delay units*. Es steht ganz am Anfang der Regelkette. Hier werden die Phasenlagen der einzelnen Beschleuniger relativ zu einem Master Oszillator vorgegeben. Das ist unbedingt erforderlich, da im Strahlbetrieb der Teilchenbunch ja am Anfang jedes auf den RFQ folgenden Beschleunigers die HF-Sollphase treffen muß. Die Grundeinstellung des Moduls wird für jeden einzelnen Beschleuniger nach Aufbau der gesamten Anlage im Strahlbetrieb optimiert. Die Genauigkeit mit der die Phasenlagen eingestellt werden ist mit dem Modul bis zu $\pm 0.3^\circ$ möglich. Um eine Phasendrift der Resonatoren im Betrieb zu verhindern müssen die Kabellängen vom Master Oszillator zum *high resolution phase shifter* eines jeden Beschleunigers exakt gleich sein um bei Temperaturänderungen die gleiche Phasenverschiebung für alle Resonatoren zu gewährleisten.

Während der Konditionierungsphase wurde der Sender aufgrund der anfänglichen Instabilität des RFQ zunächst ohne die Steuer- und Regelmodule betrieben. Die Leistung wurde über das Ausgangssignal des Meßsenders festgelegt und die Tauchkolben wurden von Hand gefahren. Die Konditionierung hat den Zweck, Verunreinigungen und Unregelmäßigkeiten in der galvanisch aufgetragenen Kupferschicht vorwiegend thermisch zu beseitigen. Hierbei kommt es in bestimmten Leistungsbereichen zu Spannungsüberschlägen und zur Erzeugung von Sekundärelektronenlawinen (Multipactoring), die zum Zusammenbruch des Feldes im Resonator führen. Damit geht eine drastische Verschlechterung des Vakuums einher. Der für den stabilen HF-Betrieb erforderliche Druck liegt in der Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-7} mbar. Während der Konditionierung wurde bisweilen eine Verschlechterung des Druckes bis auf einige 10^{-4} mbar beobachtet.

Es konnte relativ schnell (nach etwa 15 Stunden) ein Leistungspegel von 30 kW bei 10 % Tastverhältnis erreicht werden. Die eigentliche Prozedur des Konditionierens besteht darin, nach einem Zusammenbruch die Leistung erneut behutsam zu steigern und so nach und nach zu höheren Leistungswerten zu gelangen. Da das Multipactoring an bestimmten Leistungsschwellen auftritt, deren Abstände von der Geometrie des Resonators abhängig sind, können zum Teil weite Leistungsbereiche (bis 10 kW) zwischen den Schwellen schnell und problemlos überwunden werden. Die Grenze für die maximale reflektierte Leistung wurde zu diesem Zeitpunkt auf den Maximalwert von 20 kW eingestellt, um ein ständiges, automatisches Abschalten des Hochleistungssenders zu vermeiden. In Abb. 3.4.1.2 zeigt sich anhand der Messung des Vorlaufsignals (± 10 V) und des Rücklaufsignals (± 500 mV) am Richtkoppler des Senders die gute Anpassung der Schleife an den Resonator. Am Rücklaufsignal (unten) ist sehr schön zu sehen, wie die erste harmonische Oberschwingung des Senders vom Resonator reflektiert wird. Das 101.28 MHz-Signal wird beinahe reflexionsfrei vom Resonator aufgenommen.

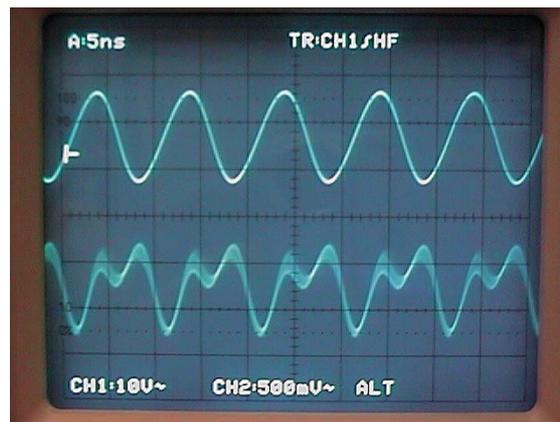


Abb. 3.4.1.2: Vor- und Rücklaufsignal am Richtkoppler des Senders während der Konditionierungsphase.

Obwohl für die Experimente in der ersten Aufbauphase von REX-ISOLDE selbst für die schwersten Ionen nur eine Leistung von ca. 36 kW erforderlich ist, wurde die Konditionierung des RFQ bis zu 80 kW durchgeführt, um später einen umso stabileren Betrieb bei geringeren Leistungen zu gewährleisten. Nach Beendigung der Konditionierung wurden bei geöffnetem Tank keine bedenklichen Änderungen der Kupferoberflächen oder Spuren des Sparkings am Resonator festgestellt.

Für die Inbetriebnahme der Regelelektronik mußten die eingebauten Auskoppelsonden (Pickups) auf Leistungen von 30 bis 33 dBm eingestellt werden. Die Pickups des RFQ wurden mit Hilfe ihrer Orientierung sowie der Stellung ihrer Kupferabschirmungen eingestellt. Tab. 3.4.1.1 zeigt die Abschwächung der Pickups von Nr. 1 am Niederenergieende bis Nr. 4 am Hochenergieende.

Pickup Nr.	Abschwächung (dB)
1	43.1
2	46.1
3	48.7
4	46.6

Tab. 3.4.1.1: Abschwächung der ausgekoppelten Signale für die Regelelektronik.

Die Anpassung der Einkoppelschleife verschlechterte sich durch thermische Verformung während des Hochleistungsbetriebs von zunächst -35 dB auf -28 dB. Die Reflexion betrug also bei 36 kW Eingangsleistung ca. 50 W. Dies ließ sich trotz Kühlung nicht verhindern und könnte bei weiterer Verschlechterung problemlos über den drehbaren Flansch der Schleife korrigiert werden.

Nach Inbetriebnahme der Regelelektronik konnte der Resonator bis Leistungen von 70 kW sowohl frequenz- als auch amplituden- und phasengeregelt betrieben werden. Die Regelung der Frequenz beginnt bei ca. 15 kW Senderleistung. Zum Tuning des Resonators im Leistungsbereich 0 – 70 kW ist aufgrund der Frequenzerniedrigung durch Erwärmung ein Fahrweg der Tauchkolben von 8 cm nach innen erforderlich. Die Amplitudenregelung hält das Spannungssignal der Auskoppelsonde im Bereich 1 % konstant. Abb. 3.4.1.3 zeigt zum qualitativen Vergleich die Pulse im geregelten und im unregulierten Betrieb.

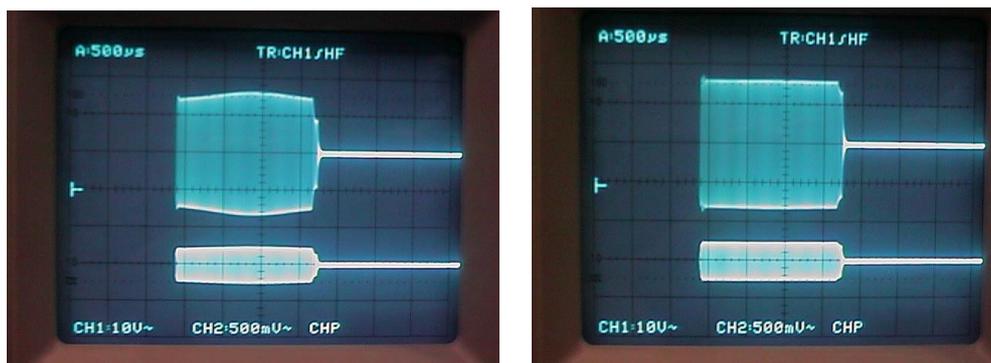


Abb. 3.4.1.3: Vorlauf und Pickup Signal ohne (links) und mit Amplitudenregelung bei 60 kW.

3.4.2. Der RFQ im Hochleistungsbetrieb

3.4.2.1. Messung der Verlustleistung im Beschleuniger

Neben dem Verhalten des Beschleunigers bei hohen Spannungen, sollte im Hochleistungsbetrieb die Leistungsaufnahme der einzelnen Komponenten der Struktur untersucht werden. Dabei mußte - vor allem im Hinblick auf die am Hochenergieende fehlende gekühlte Bodenplatte - die Kühleffizienz des gesamten Systems beurteilt werden. Weiterhin sollte anhand der Kühlwassertemperaturen im Elektrodenkreislauf die Temperatur der Elektroden und deren thermische Ausdehnung während des Betriebs ermittelt werden, da sich eine zu starke Erwärmung der Elektroden negativ auf die zuvor durchgeführte Justierung des Quadrupols auswirkt.

Nachdem sich bei einem gegebenen Durchfluß eine konstante Temperatur des Kühlwassers eingestellt hat, kann durch eine Messung der Kühlwassertemperatur und der Durchflußmenge in den einzelnen Kreisläufen der Anteil der Gesamtleistung, der an der jeweiligen Komponente abfällt, experimentell ermittelt werden. Tabelle 3.4.2.1 zeigt die bei einer Pulsleistung von 50 kW (Tastverhältnis: 10 %) gemessenen Leistungen an den gekühlten Strukturkomponenten.

	Leistung (W)	Anteil (%)
Bodenplatte (Niederenergieseite)	490	10.2
Normalstützen (Niederenergieseite)	471	9.9
Normalstützen (Hochenergieseite)	612	12.9
Elektroden und wasserf. Stützen (Niederenergieseite)	1415	29.6
Elektroden und wasserf. Stützen (Hochenergieseite)	1616	33.8
Tauchkolben (1 und 2)	84	1.8
Einkoppelschleife	87	1.8
Gesamt	4783	100

Tab. 3.4.2.1: Messung zur Leistungsdissipation an den einzelnen RFQ-Komponenten.

Die gemessene Gesamtleistung liegt recht deutlich unter der thermischen HF-Leistung von 5 kW. Die Meßgenauigkeit war jedoch sowohl bei der Temperatur-

messung (aufgrund möglicher Abkühlung des Wassers auf dem Weg zum Meßort) als auch bei der Durchflußmessung (fehlender Rückstau bei der Entnahme des Kühlwassers) sehr hoch (etwa 5 %). Beide Fehlerquellen reduzieren die gemessene Leistung, so daß die in der Tabelle angegebenen Werte einen unteren Grenzwert darstellen. Hinzu kommt der Fehler der Leistungsmessung am Sender (0.3 %). Ungeachtet des Fehlers in den Absolutwerten werden die prozentualen Anteile an der Gesamtleistung als hinreichend genau betrachtet. Die starke Differenz zwischen der Leistung an den Stützen auf der Hoch- und der Niederenergieseite zeigt, daß auf der Hochenergieseite Tank und Tankboden über die Stützen mitgekühlt werden müssen. Am Tankmantel selbst wurde während des Betriebs keine signifikante Erwärmung festgestellt.

Die Kühlung des Tanks wurde anhand von MAFIA Rechnungen untersucht. Abbildung 3.4.2.1 zeigt zunächst einen Ausschnitt des Resonators als MAFIA Plot und vermittelt einen Eindruck von den Leistungsdichten an der Oberfläche der Struktur.

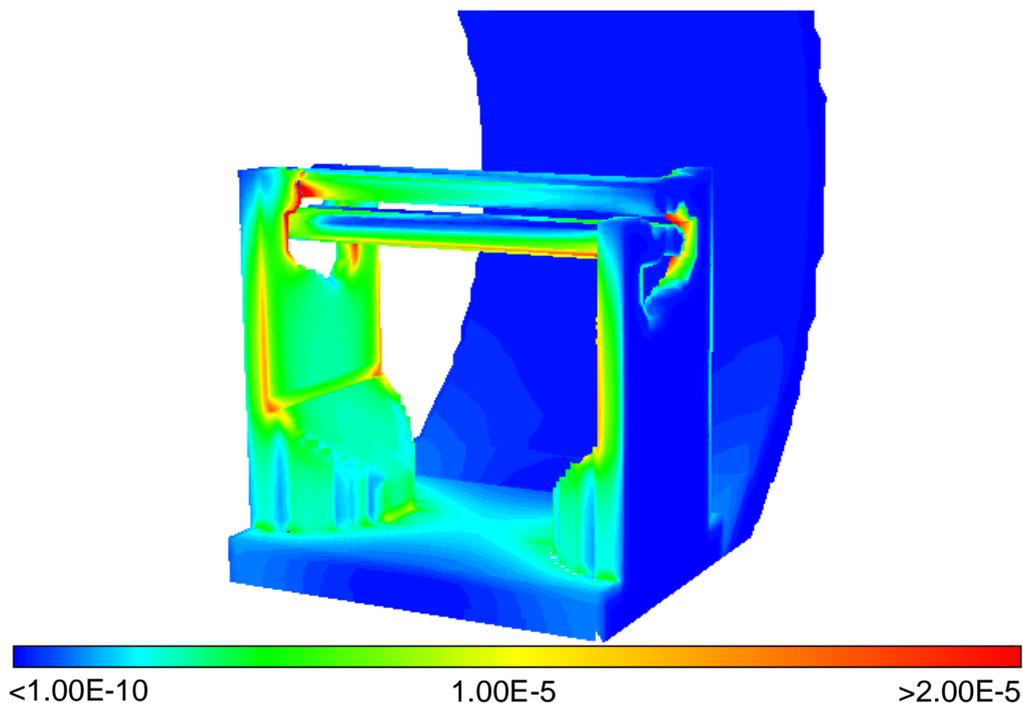


Abb. 3.4.2.1: MAFIA Contourplot der Verlustleistungen in einer RFQ Grundzelle. Die angegebene Einheit ist W/m^2 (Gesamtleistung: $3.3 \cdot 10^{-7}$ W).

Tabelle 3.4.2.2 zeigt die mit MAFIA berechneten Anteile der einzelnen Strukturkomponenten an der gesamten Verlustleistung. Tauchkolben und Einkoppelschleife wurden bei der Rechnung vernachlässigt. Es zeigen sich wesentliche Differenzen zu den in Tabelle 3.4.2.1 angegebenen Meßwerten. Besonders der Anteil der Elektroden ist bei der Messung deutlich höher als bei den

Rechnungen. Der Grund hierfür ist, daß die Kühlkanäle der Normalstützen nur bis etwa 1 cm unter die eingefräste Schräge reichen. Die obere Hälfte der Stützen, an der die höchsten Stromdichten vorliegen (siehe Abb. 3.4.2.1), wird durch die Elektroden mitgekühlt. Die Bodenplatte auf der Niederenergieseite kühlt zum Teil den Tankmantel, wodurch sich die Abweichungen von den Rechnungen erklären. Die wasserführenden und normalen Stützen kühlen auf der Hochenergieseite recht genau den Anteil mit, der in den MAFIA Rechnungen für Tank und Bodenplatte in diesem Tankabschnitt ermittelt wurde. Es ist dennoch vorgesehen, in diesem Bereich nachträglich eine verkürzte Version der gekühlten Bodenplatte im vorderen Teil einzubauen.

	Anteil (%)
Tank	6.0
Bodenplatte (Niederenergieseite)	5.4
Bodenplatte (Hochenergieseite)	5.4
Normalstützen (Niederenergieseite)	17.8
Normalstützen (Hochenergieseite)	17.8
Elektroden und wasserf. Stützen (Niederenergieseite)	23.8
Elektroden und wasserf. Stützen (Hochenergieseite)	23.8

Tab. 3.4.2.2: Leistungsdissipation im RFQ mit MAFIA berechnet.

Ebenfalls durch die Messung der Kühlwassertemperatur läßt sich die mittlere Temperatur an der Elektrodenoberfläche und damit die thermische Ausdehnung der Elektroden abschätzen. Hierzu werden die Elektroden näherungsweise als Kupferröhrchen mit einem Innendurchmesser von 6 mm und einer Wandstärke von 2 mm betrachtet. Die Temperatur an der Innenwand des Röhrchens berechnet sich aus der Kühlwassertemperatur im Elektrodenkreislauf (21.2° C) gemäß

$$\phi = \frac{dQ}{dt} = \alpha \cdot A \cdot (T_{innen} - T_{Wasser}) \quad (3.4.1)$$

zu 24.1° C. ϕ ist dabei der Wärmefluß, α ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen der Rohrwand und Wasser (4615 W m⁻² K⁻¹ bei einer mittleren

Strömungsgeschwindigkeit von 4.1 m/s). A ist die Kontaktfläche (0.057 m^2) und dQ/dt der Wärmefluß, der der abgeführten Leistung pro Elektrode (758 W) entspricht.

Die Temperatur an der Außenwand des Rohres (Elektrodenoberfläche) ergibt sich mit

$$\phi = \frac{dQ}{dt} = \frac{2\pi \cdot l}{\ln\left(\frac{d_1 + 2s}{d_1}\right)} \cdot \lambda \cdot (T_{\text{außen}} - T_{\text{innen}}) \quad (3.4.2)$$

zu 29.2° C , mit l : Elektrodenlänge (3 m), s : Wandstärke (2 mm), d : Innendurchmesser (6 mm) und λ : Wärmeleitzahl von Kupfer ($4.01 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Die resultierende Ausdehnung der Elektroden beträgt radial weniger als 1/100 mm und axial etwa 4/10 mm, was bei einer Länge von 3 m vernachlässigbar ist und eine ausreichende Kühlung der Elektroden bestätigt.

3.4.2.2. Messung des Rp-Wertes nach der γ -Spektroskopie Methode

Die Messung des Rp-Wertes im Hochleistungsbetrieb wird nach der sogenannten γ -Spektroskopie Methode durchgeführt. Hierbei wird die Bremsstrahlung der durch Restgasionisation vorhandenen Elektronen im Quadrupolkanal gemessen. Da die Beschleunigung der Elektronen bei beliebigen Phasenlagen stattfindet, entsteht ein kontinuierliches Röntgenspektrum. Die maximale Elektronenenergie liegt vor, wenn ein Elektron die volle Potentialdifferenz $\pm U/2$ durchfällt und durch Kollision mit der Elektrodenoberfläche abgebremst wird. In diesem Fall ist die gemessene, maximale Röntgenenergie durch die Beziehung $E = h\nu = Ue$ mit der Gesamtspannung U im Quadrupol verknüpft.

Für die Messungen wurde ein Germanium Detektor am Hochenergieende des RFQ exakt auf der Strahlachse platziert. Die Auflösung des Detektors betrug 1 keV. Zur Unterdrückung von pile-up Effekten und gleichzeitigen Vermeidung einer zu starken Absorption der Röntgenstrahlung wurde am Ausgang des RFQ ein Plexiglasfenster zusammen mit einer Bleiblende mit einem 1 mm Loch montiert. Die Eichung des Detektors wurde mit einem ^{241}Am Präparat durchgeführt. Der Untergrund wurde mit Hilfe des Auswerteprogramms eliminiert.

Es wurden bei verschiedenen Leistungen Röntgenspektren aufgenommen. Die Leistung konnte am Leistungssender mit einer Genauigkeit von 0.3 % abgelesen werden. Dadurch und durch die begrenzte Auflösung der Spektren ergibt sich bei diesem Verfahren ein Fehler von ca. 3 %. Aus der Messung von drei Spektren bei 30, 40 und 50 kW konnte schließlich ein Rp-Wert von 145 k Ω m festgelegt werden. Abb. 3.4.2.2 zeigt den Vergleich der Messung mit theoretischen Kurven, sowie das Spektrum einer Messung bei 50 kW HF-Leistung.

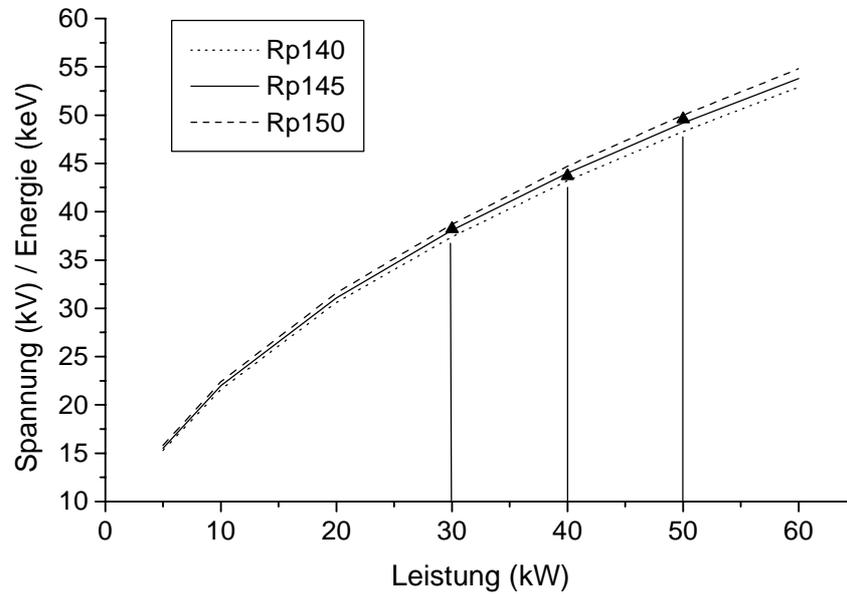


Abb. 3.4.2.2a: Vergleich der Messungen mit theoretischen Kurven für $R_p = 140$, 145 und 150 k Ω , .

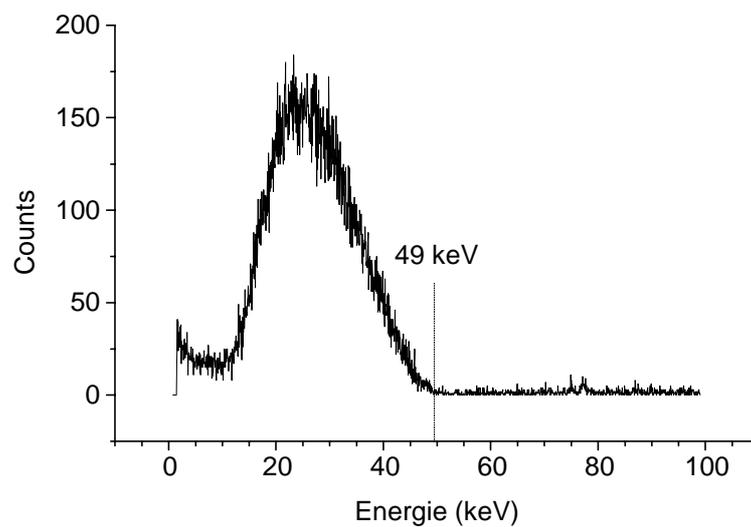


Abb. 3.4.2.2b: Bremsstrahlungsspektrum bei einer HF-Leistung von 50 kW.

Der Wert von $145 \text{ k}\Omega\text{m}$ stimmt gut mit zuvor durchgeführten Störkondensatormessungen überein. Für die bei REX-ISOLDE geplante Beschleunigung von Ionen mit $A/q = 4.5$ ist nach diesem Wert eine HF-Leistung von 36.5 kW erforderlich. Ein Röntgenhintergrund beim Betrieb des REX-RFQ ist aufgrund der Dicke der Tankwände (2.5 cm Wandstärke) und der niederenergetischen Röntgenstrahlung bei 42 kV kaum meßbar. Lediglich direkt an den Flanschen und an den Pumpstutzen konnte bei Elektroden Spannungen von ca. 50 kV überhaupt ein erhöhter Pegel ($0.5 \mu\text{S/h}$) gemessen werden, was deutlich unter dem bei REX-ISOLDE vorgeschriebenen Grenzwert von $5 \mu\text{Sv/h}$ in 1 m Entfernung liegt. Auf eine Bleiabschirmung kann beim Betrieb am CERN verzichtet werden

3.5. Strahlexperimente mit He^{1+}

3.5.1. Die Teststrahllinie am Münchner Tandemlabor

Zur Kontrolle der Designvorgaben des REX-RFQ wurde am Münchner Tandemlabor eine Teststrahllinie aufgebaut, an der alle Eigenschaften des RFQ sowie der Rebuncher Sektion mit einem He^{1+} -Strahl vermessen werden sollten. Die Messungen fanden in zwei Stufen statt. Im Vorfeld der eigentlichen Strahltests mit dem RFQ wurde das Injektionssystem aufgebaut, optimiert und vermessen, um festzustellen, welche Strahlqualität bei gegebenen Quelleneinstellungen zu erwarten war. Außerdem mußte untersucht werden, inwieweit sich die Strahlinjektion mit den verwendeten elektrostatischen Linsen mit dem Simulationsprogramm COSY berechnen ließ.

Nach Abschluß der Messungen zur Injektion wurde die Emittanzmessanlage entfernt und das Injektionssystem vor den RFQ gesetzt. Abb. 3.5.1.1 zeigt eine Zeichnung des gesamten Aufbaus.

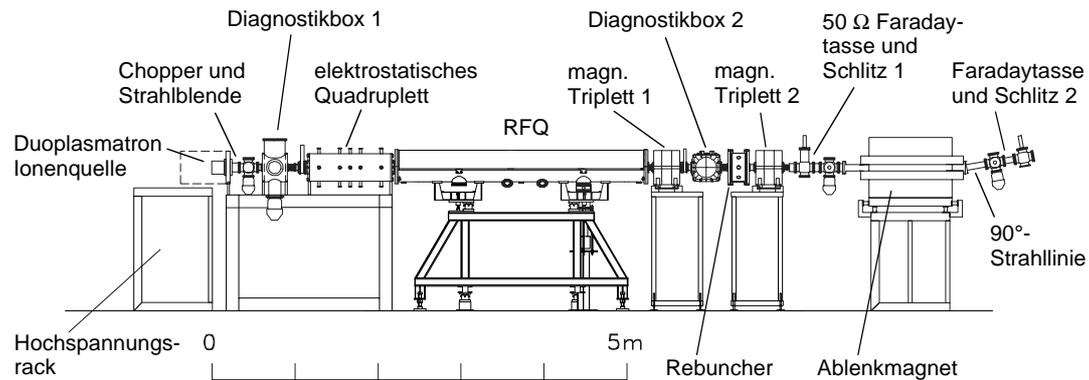


Abb. 3.5.1.1: Zeichnung der Teststrahllinie am Garching Tandemlabor.

Das Injektionssystem bestand aus einer Duoplasmatron-Ionenquelle, dem Prototyp einer REX-ISOLDE Diagnostikbox mit einer eingebauten Faradaytasse und einem Blendenrad mit Aperturen von 1 bis 15 mm, sowie einem elektrostatischen Quadrupol Quadruplett, welches auch bei REX-ISOLDE zwischen Separator und RFQ zur Strahlinjektion eingesetzt wird.

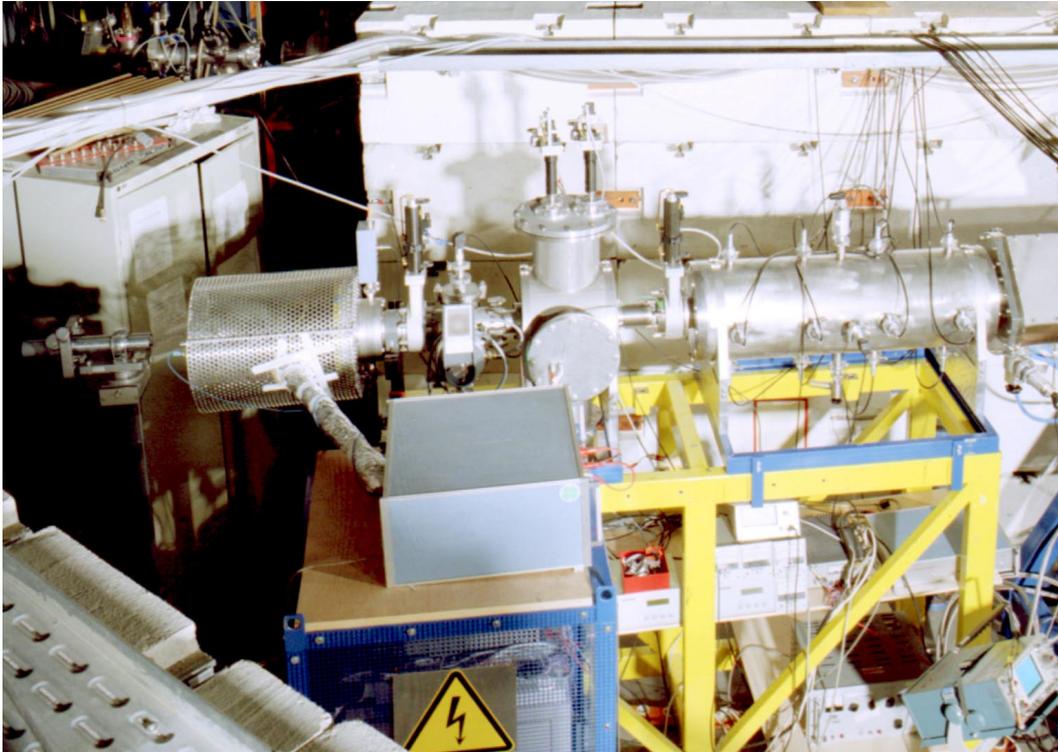


Abb. 3.5.1.2: Aufnahme des Injektionssystems. (v.l.n.r.) Quelle im Hochspannungskäfig, Chopper, Diagnostik-Box und Quadruplett-Linse. Im Vordergrund befindet sich das Hochspannungsrack mit den Steuernetzteile der Quelle.

Das Duoplasmatron befand sich auf einem Potential von + 20 kV, um mit He^{1+} die geforderte Eingangsenergie von 5 keV/u am RFQ zu erreichen. Direkt an der Extraktionsöffnung der Quelle wurde ein Chopper eingebaut, der durch eine gepulste Spannung von 1.5 kV den Strahl in 2 ms 50 Hz Pulse zerlegte. Im Pulsbetrieb betrug der Strahlstrom nach Einbau aller erforderlichen Blenden maximal 10 μA . Der Chopper wurde von einem 1.5 kV Leistungs-FET über den 5 V Gate-Puls des Leistungsenders geschaltet. Die Triggerung erfolgte durch das HF-Signal von einem RFQ-Pickup, um den Strahlpuls mit dem HF-Puls des Beschleunigers zu synchronisieren. Sinn des Choppers war es, den Anteil des Strahls, der in den Pulspausen des RFQ durch den Beschleuniger gedriftet wäre, zu eliminieren, um eine Verfälschung der Emittanzmessungen hinter dem RFQ zu vermeiden. Außerdem lag durch den Chopper bereits am Eingang des RFQ ein gepulster Strahl vor, so daß die Transmission direkt aus den mittleren Strömen am Ein- und Ausgang des Beschleunigers ermittelt werden konnte. Abb. 3.5.1.3 zeigt ein Photo des Choppers mit Hochspannungsversorgung.

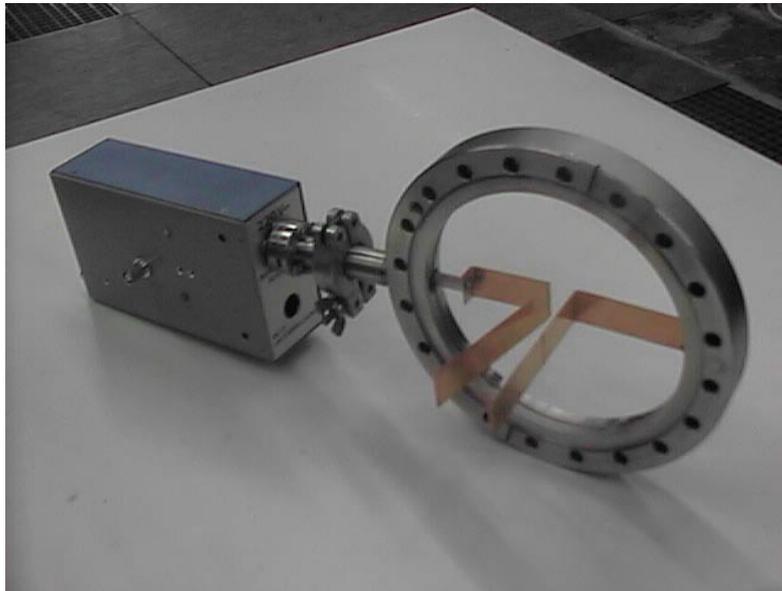


Abb. 3.5.1.3: Chopper zur Erzeugung der Strahlpulse.

Bei der Diagnostikbox im Injektionssystem (Abb. 3.5.1.2) handelte es sich um einen Prototypen der für REX-ISOLDE entwickelten Strahldiagnoseeinheit [71]. Bei dem weiterentwickelten Modell in Abb. 3.5.1.4 (in der Strahllinie hinter dem RFQ) waren die äußeren Abmessungen bereits stark reduziert.

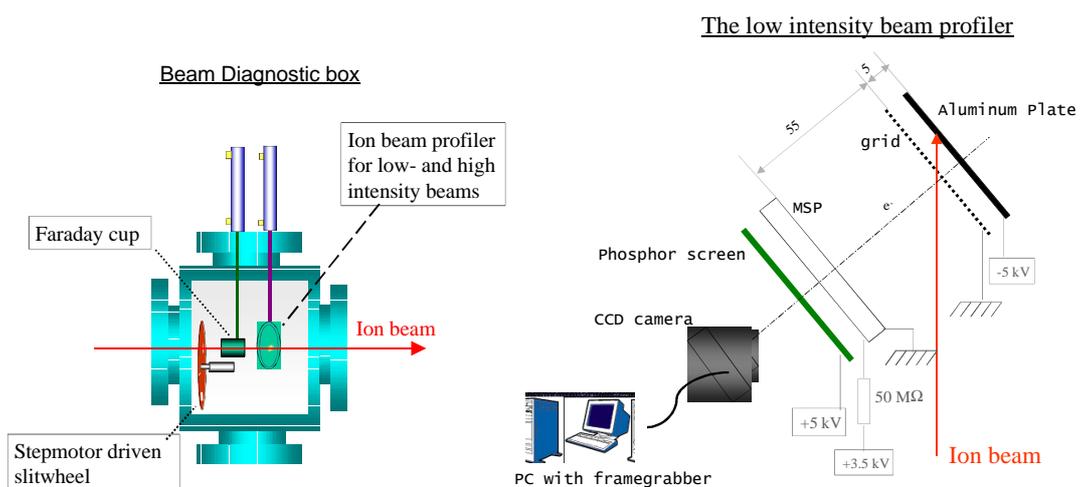


Abb. 3.5.1.4: Schematischer Aufbau der REX-ISOLDE Diagnostik-Box mit Meßvorrichtungen für hohe und niedrige Intensitäten (MSP: Micro Sphere Plate).

Während der Strahltests wurde, abgesehen von Testmessungen an der Box selbst, nur eine eingebaute Faradaytasse und das Blendenrad verwendet, da die Strahlströme für das für Einzelteilchendetektion ausgelegte Strahldiagnosesystem (Abb. 3.5.1.4, Beam Profile Monitoring System) zu hoch waren.

Als Injektionslinse diente ein elektrostatisches Quadrupol Quadruplett, welches Bestandteil des Massenseparators bei REX-ISOLDE ist. Die vier identischen Quadrupole sind von Shuntplatten getrennt in einem Vakuumtank untergebracht. Die Polschuhe besitzen eine Länge von 20 cm und einen Biegeradius von 5 cm. Der Aperturradius beträgt 12 cm. Die Polschuhe sind aus Aluminium gefertigt und an massiven Stangen an den Endflanschen des Vakuumtanks über Isolatoren aufgehängt. Die Hochspannung wird jedem Polschuh separat zugeführt. Während der Messungen an der RFQ-Testbeamline wurden beim letzten der vier Quadrupole alle Polschuhe einzeln mit Spannung versorgt, um den Strahl gegebenenfalls in eine Richtung ablenken (steuern) zu können. Die maximale Spannung an den Polschuhen beträgt 6 kV. Während der Messungen waren Spannungen bis etwa 3.5 kV erforderlich. Die Justierung der Linse erfolgt über Lochblenden in den Endflanschen des Vakuumtanks auf eine Genauigkeit von 1/10 mm.

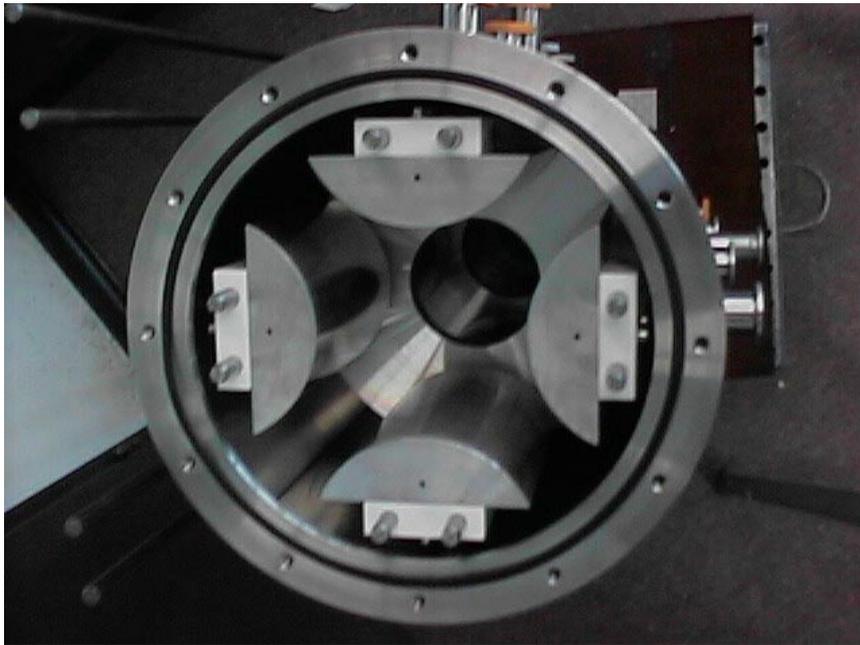


Abb. 3.5.1.5: Blick in den Tank des Quadrupletts. Wegen der eingebauten Shuntplatten ist nur der erste Quadrupol sichtbar.

Zur Messung der transversalen Emittanz wurde eine Anlage verwendet, die nach dem im Anhang II erklärten Prinzip der Schlitz-Gitter Emittanzmessung arbeitet. Es handelt sich dabei um eine neue Variante dieses Typs. Die wesentliche Änderung in der technischen Ausführung besteht darin, daß die Vermessung des

Phasenraums in beiden Koordinatenrichtungen von nur einem Schlitz und einem Gitter vorgenommen wird. Hierzu sind die Durchführungen für Schlitz und Gitter nicht wie bisher senkrecht, also direkt auf der x- bzw. y- Achse, angebracht, sondern unter einem Winkel von 45° . Der Schlitz ist L-förmig und die Drähte des x- und y-Gitters sind gekreuzt auf einem Feld angeordnet. Aktiv sind jeweils die Drähte für die entsprechende Messung. Eine Abbildung der Anlage findet sich in Anhang II.

Die Vorteile der Apparatur liegen – neben einem kostengünstigeren Aufbau wegen dem Verzicht auf zwei Vakuumdurchführungen – darin, daß die x- und die y-Emittanz exakt an derselben z-Position vermessen werden. Weiterhin wurden neuentwickelte Stromintegratoren verwendet, mit denen Messungen im pA-Bereich möglich sind [72]. Die Anlage kann über die Länge des Verbindungsstücks zwischen den Kammern von Schlitz und Gitter für unterschiedliche Teilchenenergien umgebaut werden. Bei den Messungen an der Quelle, hinter dem Injektionssystem und hinter dem RFQ wurde mit einem Abstand von 645 mm zwischen Schlitz und Gitter gemessen. Tab. 3.5.1.1 zeigt die technischen Parameter und das Auflösungsvermögen der Emittanzmeßanlage.

Abstand Schlitz / Gitter	645 mm
Anzahl Profildrähte	15
Abstand / Dicke d. Profildrähte	3 mm / 0.1 mm
Schlitzbreite	0.2 mm
max. Ortsauflösung	0.2 mm
max. Winkelauflösung	0.5 mrad

Tab. 3.5.1.1: Parameter der Emittanzmeßanlage.

Hinter dem RFQ und hinter der Rebuncher Sektion sollten neben der Transmission die Energieunschärfe, die Phasenbreite und der Bunchstrom sowie die Emittanz des Strahls gemessen werden. Zur Strahlführung dienen die beiden magnetischen Quadrupol-Triplett Linsen der Rebuncher Sektion mit Aperturen von 25 mm und maximalen Gradienten von 60 T/m. Hinter der ersten Linse, die direkt am RFQ angebracht war, wurde die endgültige Version der REX-ISOLDE Diagnostikbox eingebaut. Bei dem Rebuncher handelt es sich um eine im IAP/Frankfurt gebaute 3-Gap Splitring Struktur mit einer integrierten Gesamtspannung von 70 kV bei einer Leistungsaufnahme von 2 kW.

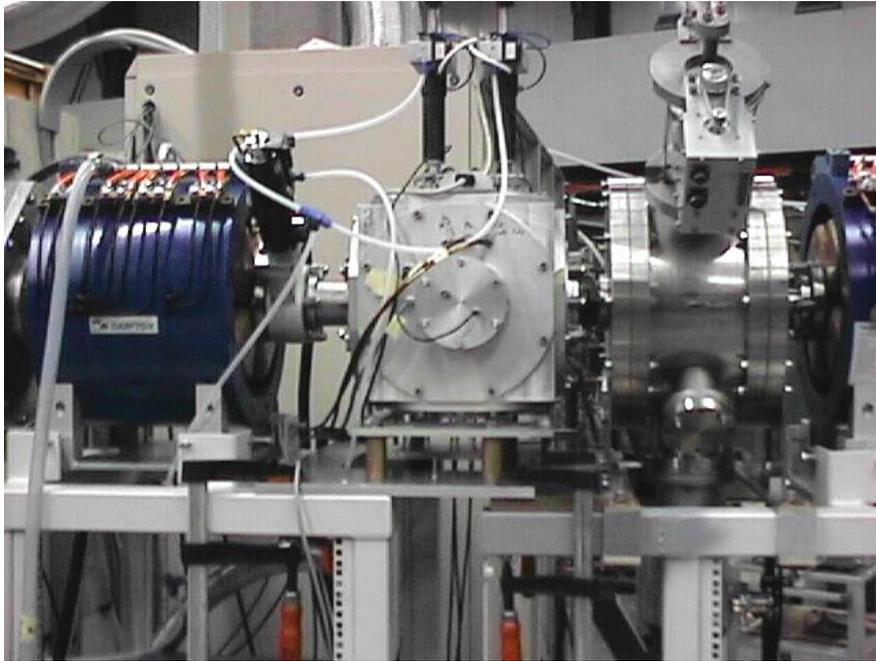


Abb. 3.5.1.6: REX-ISOLDE Rebuncher Sektion. V.l.n.r.: magn. Triplet1, Diagnostikbox, Rebuncher, magn. Triplet2 (z. T.). Die Gesamtlänge ist 1.7 m.

Zur Messung des mittleren Strahlstroms hinter dem RFQ wurde die Faradaytasse der zweiten Diagnostikbox verwendet. Somit konnten die Strahlströme vor und hinter dem RFQ mit zwei identischen Faradaytassen gemessen werden, wodurch Fehler aufgrund unterschiedlicher Tassengeometrien und -Widerstände vermieden wurden. An beide Tassen wurde eine durch die Steuereinheit vorgegebene Repeller-Spannung von -130 V angelegt.

Um die zeitliche Länge und die Stromstärke der 2 ns Bunche messen zu können, mußte hinter dem zweiten Triplet eine "schnelle" $50\ \Omega$ Faradaytasse eingebaut werden. Es handelt sich dabei um eine Faraday-Tasse die zur Minimierung von Reflexionen des Spannungspulses an der angeschlossenen $50\ \Omega$ Leitung, sowie den $50\ \Omega$ Eingangskanal des Oszilloskops und zur Reduzierung ihrer Zeitkonstanten (RC) eine $50\ \Omega$ Geometrie besitzt. Die Signale der Tasse konnten bei Strömen von etwa $10\ \mu\text{A}$ (im 2 ms Makropuls) ohne Verstärker am Oszilloskop sichtbar gemacht werden. Die $50\ \Omega$ Tasse wurde luftgekühlt betrieben, um den Aufwand eines weiteren Kreislaufs mit entionisiertem Wasser zu vermeiden. Während der Messungen wurde zur Unterdrückung von Sekundärelektronen eine Spannung von -200 V angelegt.

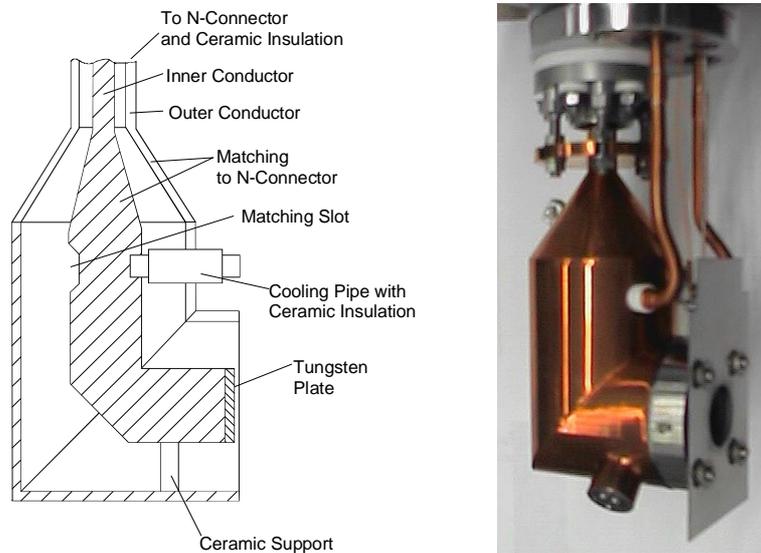


Abb. 3.5.1.7: 50 Ω - Faradaytasse (Bauform GSI / NTG).

Die Ionenenergie und die Energieunschärfe des Strahls wurden mit einem doppelfokussierenden 90°- Ablenkmagneten bestimmt, der sich 0.9 m hinter der Rebuncher Sektion befand. Der Magnet hatte einen Biegeradius von 0.35 m, eine effektive Länge von 0.57 m, ein maximales Feld von 1 T bei einem Polschuhabstand von 5 cm. Er wurde mit einem Theodoliten im Rahmen der Genauigkeit der restlichen Strahllinie (1/10 mm) eingemessen. Um das Auflösungsvermögen des Systems für die Messung der Energieschärfe zu erhöhen, wurden vor und hinter dem Magneten in der dispersiven Ebene Schlitzblenden angebracht (s. Abb. 3.5.1.1).

Der Magnet wurde nach Beendigung der Energiemessungen entfernt und durch die Emittanzmeßanlage ersetzt. Die Abbildungen 3.5.1.8 und 3.5.1.9 zeigen noch einmal Aufnahmen des gesamten Versuchsaufbaus während der Energiemessungen.

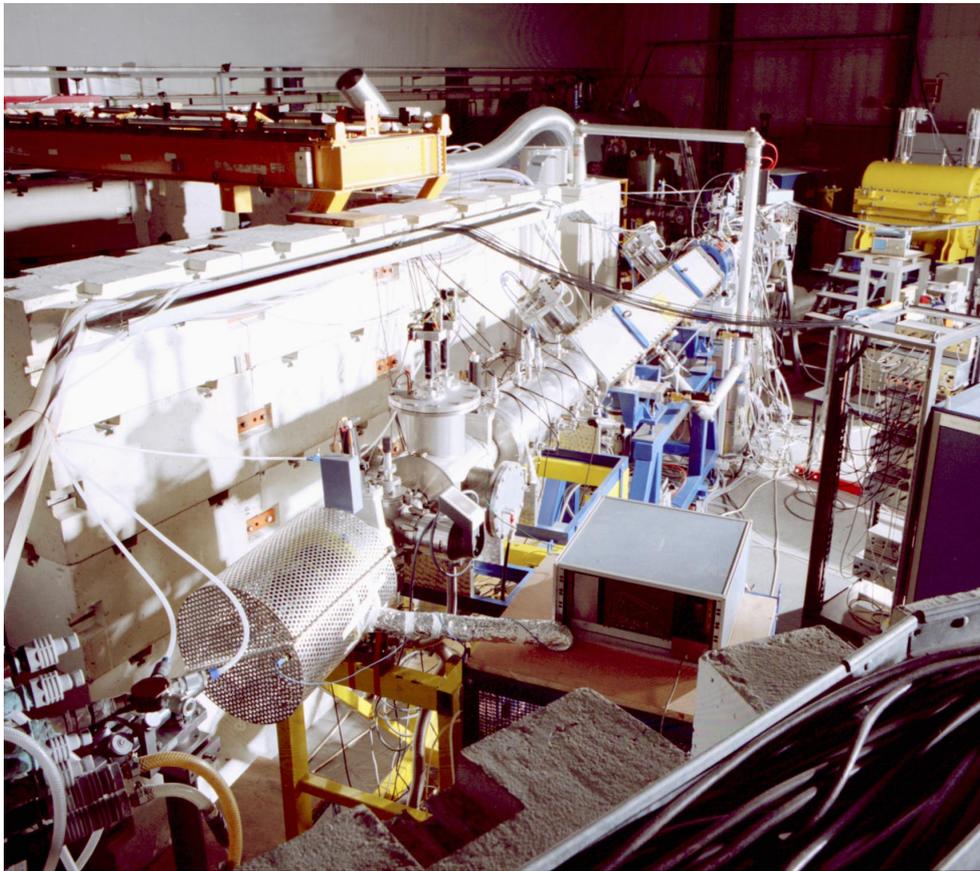


Abb. 3.5.1.8: Aufnahme von der Quellenseite während der Energiemessungen (Gesamtlänge der Strahllinie ca. 11 m). Vorn: Hochspannungskäfig mit Quelle und Turm mit den Quellensteuerungen. Dahinter das Injektionssystem und der RFQ mit HF-Leitung vom Hochleistungssender.

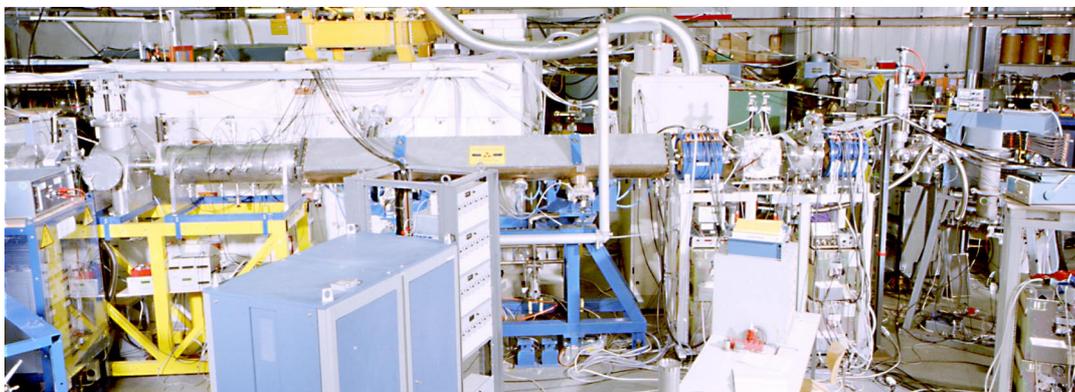


Abb. 3.5.1.9: Seitenansicht des Aufbaus, zu vergleichen mit Abb. 3.5.1.1.

3.5.2. Messungen zur Strahlinjektion

Das Duoplasmatron lieferte je nach Einstellung von Gasdruck, Kathodenheizung und Bogenspannung Strahlströme zwischen 1 und 2 mA. Die bei diesen Strömen in einem Abstand von 35 cm vor der Quelle gemessenen 95 % -Emittanzen eines 20 keV He^{1+} - Strahls waren in der Größenordnung $60 \pi \text{ mm mrad}$. Da der RFQ für die Beschleunigung von Ionenstrahlen schwacher Intensität ausgelegt wurde, waren die Stromstärken um etwa einen Faktor 10^3 zu hoch für sinnvolle Strahlmessungen. Aus diesem Grund wurde beim Einbau der Quelle ins Injektionssystem eine Segmentblende vor der Quelle angebracht, die zusammen mit der Blende der Diagnostikbox den mittleren Strahlstrom auf maximal $200 \mu\text{A}$ (ca. $15 \mu\text{A}$ im Pulsbetrieb) reduzierte. Die entsprechenden KV-Emittanzen lagen bei etwa $40 \pi \text{ mm mrad}$.

Die Messungen dienten anfangs der allgemeinen Überprüfung der COSY-Rechnungen und später der Verifizierung der Fit-Rechnungen zur Strahlinjektion. Zunächst wurde mit den errechneten Linseneinstellungen ein konvergenter Strahl am Ort der Messung erzeugt. Die Messung wurde mit größter Blende bei maximalem Strahlstrom und maximaler Strahlemittanz durchgeführt, um gleichzeitig eine starke Ausleuchtung der Linse zu untersuchen. Abb. 3.5.2.1 zeigt die errechneten Strahlenveloppen.

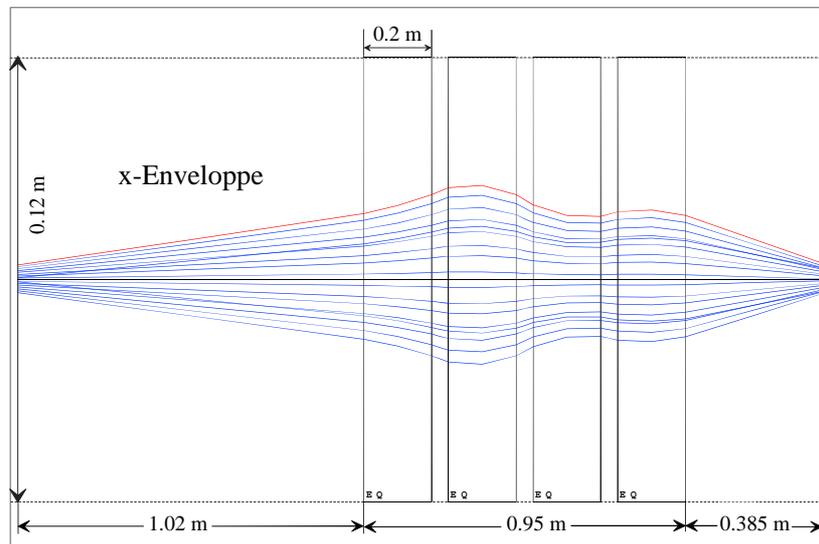


Abb. 3.5.2.1a: Enveloppe bei maximaler Emittanz und konvergentem Strahl am Meßort (x -Ebene).

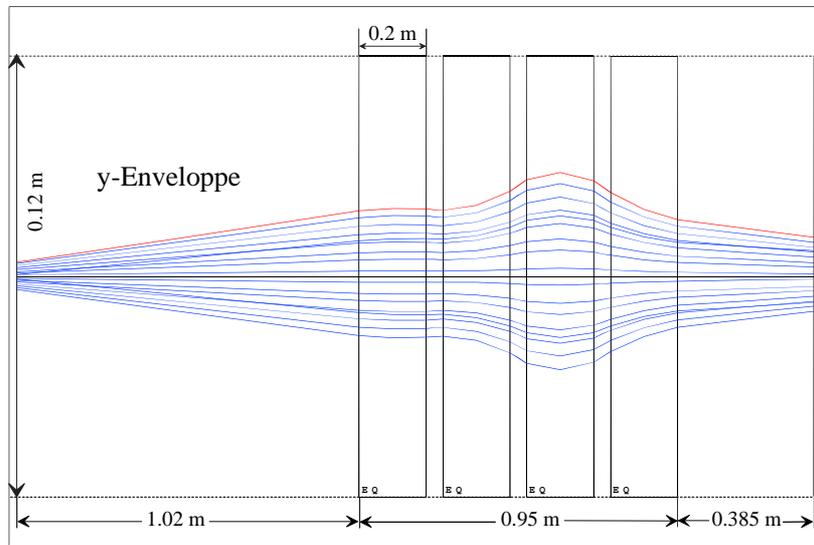


Abb. 3.5.2.1b: Enveloppe bei maximaler Emittanz und konvergentem Strahl am Meßort (y-Ebene)

Die mit COSY berechnete Abbildungsmatrix des gesamten Systems wurde anschließend für Monte Carlo Simulationen benutzt (Teilchenzahl: 10 000). Als Startverteilung wurde eine Gaußverteilung verwendet, der maximale Anfangsort der Teilchen lag bei 3.5 mm der maximale Winkel bei 14 mrad. Raumladungseinflüsse wurden nicht berücksichtigt. Abb. 3.5.2.2 zeigt den Vergleich der errechneten Ausgangsemittanzen mit den Messungen.

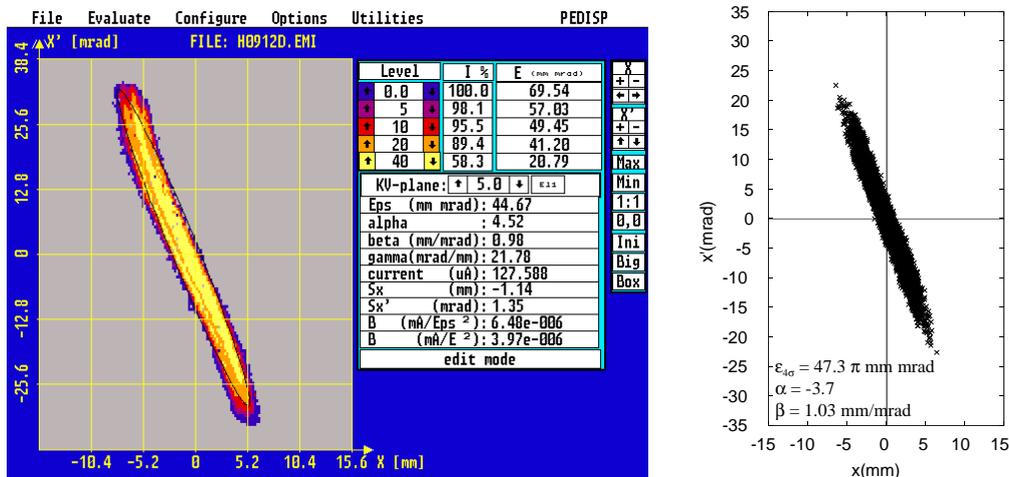


Abb. 3.5.2.2a: Emittanz in der x, x'-Ebene gemessen (links) und für eine Quellenemittanz von 49 π mm mrad berechnet.

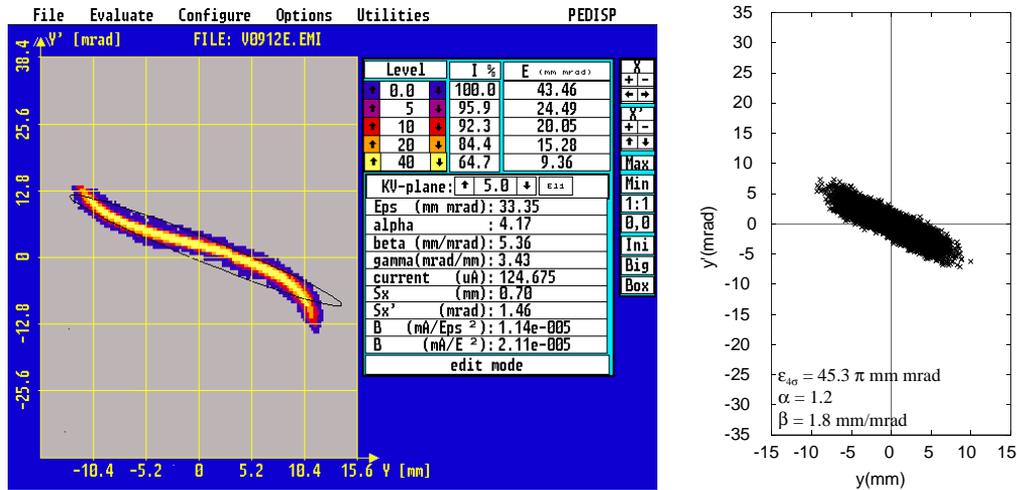


Abb. 3.5.2.2a: Emittanz in der y , y' -Ebene gemessen (links) und für eine Quellenemittanz von 49π mm mrad berechnet.

Die Auflösung der Meßanlage war in diesem Fall 0.5 mrad und 0.2 mm. Die in der Tabelle angegebenen Strahlparameter werden vom Steuer- und Auswerteprogramm ProEMI [73] für die der gemessenen Emittanz äquivalente 95 % KV-Emittanz angegeben. Abgesehen von den Strahl aberrationen, die bei beiden Messungen zu sehen sind, ist die Übereinstimmung von Messung und Rechnung gut. Die Filamentierungen der Randemittanz sind das Resultat der starken Ausleuchtung der Linse (maximaler Strahlradius: 30 mm) und den damit verbundenen nichtlinearen Kräften. Dieser Effekt tritt in der y , y' -Ebene wegen des etwas größeren Strahldurchmessers innerhalb der Linse deutlicher auf. Die unterschiedliche Größe der Emittanz in den beiden Ebenen erklärt sich dadurch, daß der Strahl in y -Richtung teilweise durch eine Faradaytasse abgeschnitten wurde, die in y -Richtung nur 2 cm aus der Strahllinie gefahren werden konnte. Sowohl die Filamentierungen als auch die unterschiedliche Größe der Emittanzen konnten durch die Verwendung kleinerer Blenden weitgehend beseitigt werden.

Durch Einbau einer massiven, gekühlten 4 mm Kupferblende unmittelbar vor dem Extraktionsloch der Quelle wurde der maximale Strom und die maximale Emittanz noch einmal auf $70 \mu\text{A}$ und 30π mm mrad reduziert. Anschließend wurden mehrere mit COSY berechnete Einschußvarianten in den RFQ untersucht. Die Rechnungen wurden für eine Anpassung des Strahls an die Akzeptanz des RFQ (in 80 mm Abstand vom Ende des letzten Polschuhs) durchgeführt, und anschließend eine Drift (305 mm) bis zum Ort der Emittanzmessung hinzuaddiert, um so einen Vergleich mit den Messungen zu ermöglichen. Die folgenden Abbildungen 2.5.2.3a und 2.5.2.3b zeigen die errechneten Enveloppen bei einer Quellenemittanz von 20π mm mrad (normiert: 0.06π mm mrad) und die dazugehörigen (errechneten) Emittanzen am Ort des RFQ Elektrodenanfangs zusammen mit der Akzeptanz des Beschleunigers. Weiterhin sind die am Ort der Emittanzmessung gemessenen und berechneten Emittanzen dargestellt. Für die Messungen wurde ein gepulster Strahl mit einer Pulslänge von 2 ms bei 50 Hz und einem mittleren

Strahlstrom von $7 \mu\text{A}$ verwendet. Eine Änderung der Strahlqualität beim Einsatz des Choppers wurde nicht beobachtet. Die Abbildungen zeigen sowohl eine befriedigende Anpassung an die Akzeptanz des RFQ als auch eine gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung. Die ermittelten Spannungswerte für die Linse lagen zwischen 0.5 und 3 kV und konnten nahezu ohne weitere Optimierung beim späteren Strahlbetrieb für den Einschub in den RFQ verwendet werden.

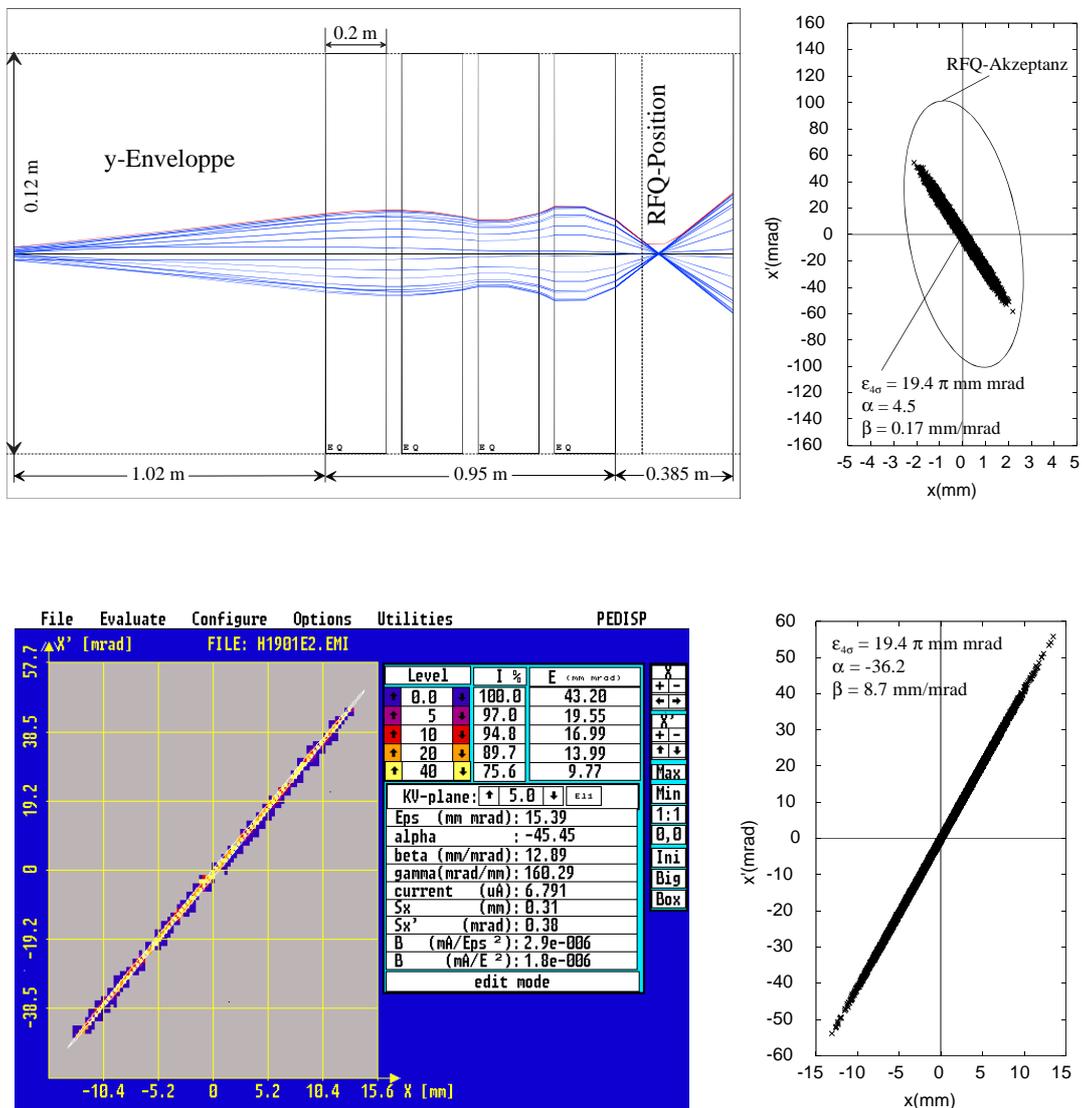


Abb. 3.5.2.3a: Strahlenenveloppe und Vergleich von berechneter und gemessener Emittanz zur RFQ-Injektion in der x, x' -Ebene. Die gemessene Emittanz liegt teilweise außerhalb des Meßbereichs. Daher der zu geringe Wert von $15 \pi \text{ mm mrad}$.

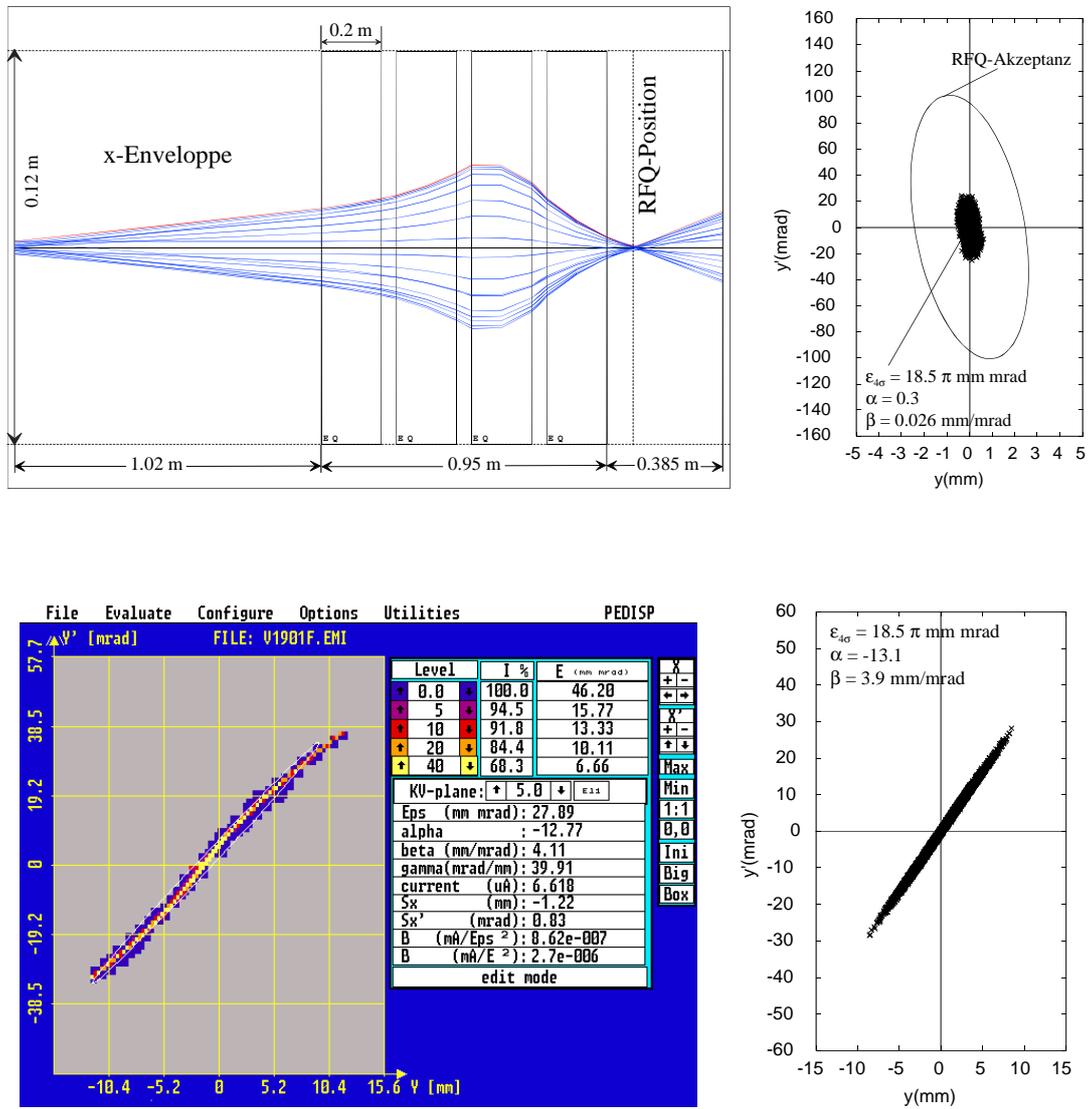


Abb. 3.5.2.3b: Strahlenenveloppe und Vergleich von berechneter und gemessener Emittanz zur RFQ-Injektion in der y, y' -Ebene.

3.5.3. Ergebnisse der Strahlungsmessungen am RFQ

3.5.3.1. Energie- und Transmissionsmessungen

Für die Energiemessungen wurde ein 90°-Ablenkmagnet in einer Entfernung von 2.5 m hinter dem RFQ installiert. Vor und hinter dem Magneten wurden in der dispersiven Ebene (x-Richtung) Schlitze eingebaut. Die Strahlintensität durch den hinteren Schlitz wurde mit einer Faradaytasse beim Durchfahren des Magnetfeldes gemessen. Die Schlitzbreite betrug während der im folgenden gezeigten Messungen minimal 0.5 bis 1 mm, was einen Kompromiß zwischen maximaler Auflösung und erforderlichlichem Strahlstrom darstellte.

Die Bedingungen, die für eine maximale Auflösung und Transmission eines solchen Systems zu erfüllen sind, sind eine möglichst kleines Verhältnis zwischen Schlitzbreite und Flugstrecke zwischen den Schlitzen, sowie eine möglichst genaue Übereinstimmung von Strahldurchmesser und Schlitzbreite am Ort des Ausgangsschlitzes [74]. Zusammen mit der vorgeschalteten 3 mm Blende der Diagnostikbox 2 (in 1.2 m Entfernung) ergab sich am 0.5 mm Schlitz im Fokus vor dem Magneten (70 cm Abstand) eine Emittanz von $\epsilon = 0.36 \pi \text{ mm mrad}$, was am Eingang des Magneten einen Strahldurchmesser von 2.5 mm erzeugte. Am Ort des zweiten Schlitzes hinter dem Magneten (45 cm Abstand) betrug der Strahldurchmesser 1 mm.

Mit der gegebenen Energiedispersion des Systems von $D = \Delta x / \Delta E \approx 0.14 \text{ mm/keV}$ errechnet sich für einen Nadelstrahl an einem 1 mm Schlitz eine Auflösung von 3 %. D.h. beim Durchfahren des Magnetfeldes ergibt sich an der Faradaytasse hinter dem Schlitz eine Rechteckfunktion mit einer Breite von $\pm 3 \%$ um die Sollenergie. Die maximale Auflösung des Systems unter Berücksichtigung der räumlichen Ausdehnung des Strahls wird aus der Halbwertsbreite der Kurve ermittelt, die durch Faltung der Rechteckfunktionen des 1 mm Schlitzes (Breite: $\pm 3 \%$) und des 1 mm Strahls (Breite: $\pm 3 \%$) entsteht [75]. Diese Halbwertsbreite ergibt sich bei der gegebenen Geometrie zu ebenfalls $\pm 3 \%$ (s. Abb. 3.5.3.5).

Der Fehler bei der Messung der absoluten Energie der Teilchen war deutlich höher. Die Eichung des Feldes erfolgte mit einer Hallsonde in Verbindung mit Messungen bei 20 keV mit verschiedenen Ionensorten (He^{1+} , N^{1+} , O^{1+} , N_2^{1+} , N^{2+} , Ar^{1+}). Anhand der begrenzten Genauigkeit bei der optischen Justierung, aufgrund von Inhomogenitäten, Hysterese- und Sättigungseffekten sowie daraus resultierenden Problemen bei der Extrapolation der Eichkurve in den relevanten Bereich (0.9 T) wird der relative Fehler mit dem die Ionenenergie gemessen werden konnte zu $\pm 1.5 \%$ abgeschätzt.

Die Energiemessungen dienten zur Überprüfung der durch die Designrechnungen vorgegebenen absoluten Energie der Ionen, sowie der Energieschärfe des Strahls. Gleichzeitig wurde über die Form der Energiespektren bei unterschiedlichen HF-Leistungen die Übereinstimmung mit den PARMTEQ Rechnungen untersucht und der Rp-Wert der Struktur abschließend festgelegt.

Der mittlere Strahlstrom hinter dem Magneten lag wegen der eingebauten Schlitze in der Größenordnung einiger nA. Abbildung 3.5.3.1 zeigt, wie sich die Teilchen-

energien mit anwachsender HF-Leistung ändern. Bei diesen Messungen lagen nach dem später bestimmten Rp-Wert 84 - 101 % der Designspannung im RFQ vor.

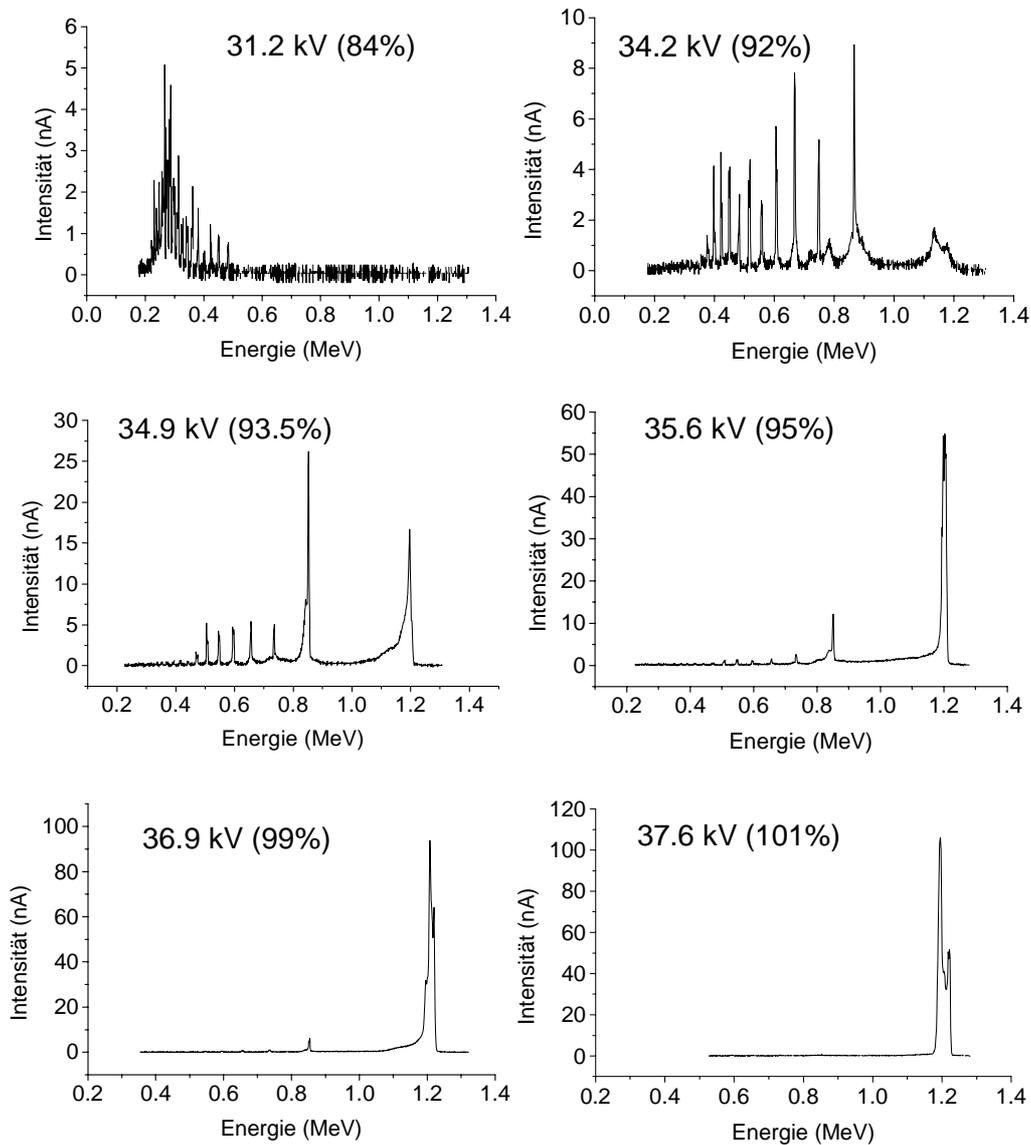


Abb. 3.5.3.1: Energiespektren bei unterschiedlicher Elektrodenspannung.

Bei zu geringen Beschleunigungsspannungen werden die Ionen zunächst nur transportiert, bzw. auf niedrigere Energiewerte als die angestrebten 1.2 MeV beschleunigt. Oberhalb 90 % der Designspannung bilden sich separate Energiepeaks bei Energien von 0.4 bis 0.9 MeV aus. Bei weiterer Steigerung der HF-Leistung erreichen immer mehr Ionen die Sollenergie. Der 1.2 MeV Peak wächst mit einer deutlichen Flanke zu niedrigen Energien hin an, während der Rest des

Spektrums ausdünn. Die Lage der Niederenergiepeaks bleibt konstant, während ihre Intensität stetig abnimmt.

Bemerkenswert hierbei ist, daß bei den Ionen, die aus dem $\beta\lambda/2$ -Geschwindigkeitsprofil herausfallen keine kontinuierliche Energieverteilung vorliegt, sondern ein diskretes Spektrum entsteht, wobei die Abstände der Peaks nicht - wie zu erwarten wäre - der Energiedifferenz zweier aufeinanderfolgender Beschleunigerzellen entsprechen. Ähnliche Spektren wurden bereits in [76] am MAXILAC Beschleuniger der GSI beobachtet, allerdings konnten in dieser Untersuchung (die der Erzeugung variabler Endenergien mit Festfrequenz- RFQ-Resonatoren diene) nur Peak-Abstände beobachtet werden, deren Energiedifferenz den letzten beiden Beschleunigerzellen entsprach.

Zum Verständnis der Entstehung der Spektren wurden Rechnungen mit PARMTEQ durchgeführt. Die folgende Abbildung zeigt die zu den Messungen gehörigen, mit PARMTEQ berechneten Energie - Phasen - Diagramme. Aufgetragen sind die relative Energieabweichung $\Delta E/E$ gegen die Phasenbreite $\Delta\phi$. Die Projektion der Verteilungen auf die Energieachse ergibt die beobachteten Spektren.

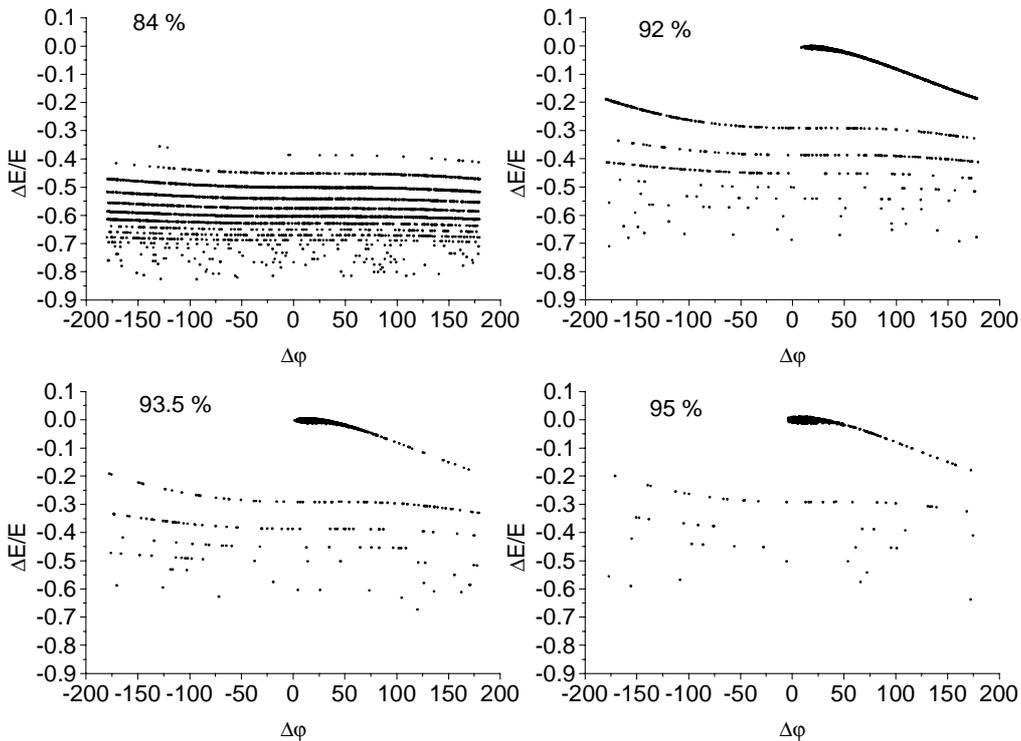


Abb. 3.5.3.2: PARMTEQ Energie / Phasen-Diagramme zu den Messungen in Abb. 3.5.3.1. Der Phasenbereich von 0 - 1500° ist hier in 360°-Intervallen übereinander dargestellt.

Die Entwicklung der Spektren stimmt allerdings im Bezug auf die erforderlichen Spannungen nicht exakt mit den Messungen überein. Da in PARMTEQ wie oben beschrieben von verschiedenen idealisierenden Annahmen ausgegangen wird, sind geringere Spannungen ausreichend, um die gemessenen Spektren zu reproduzieren. Die Genauigkeit, mit der die Lage der einzelnen Peaks berechnet werden kann, ist jedoch sehr gut. Bei 90 % der Designspannung entsteht bereits ein Spektrum, welches etwa dem gemessenen Spektrum bei 34.9 kV (93.5 %) entspricht. Neben dem 1.2 MeV Hauptpeak bilden sich im wesentlichen vier Nebenpeaks bei Energien von 0.60, 0.65, 0.74 und 0.85 MeV.

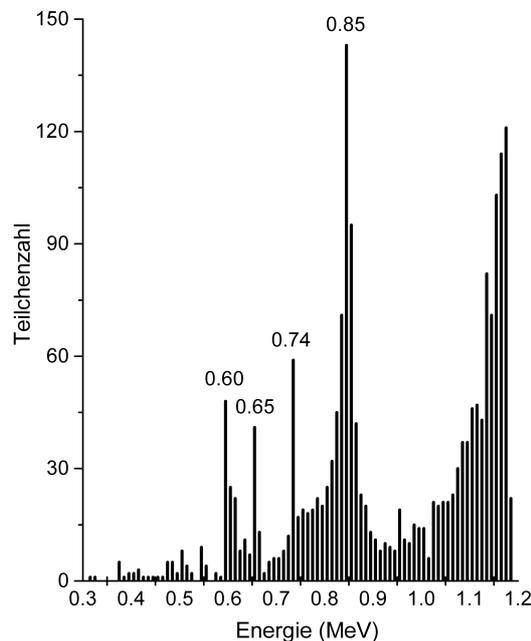


Abb. 3.5.3.3: PARMTEQ Spektrum bei 90 % der Sollspannung.

PARMTEQ bietet die Möglichkeit, die Bewegung einzelner Teilchen an jeder z-Position in Energie und Phase (sowie im transversalen Phasenraum) darzustellen. Die Teilchen in diesen Nebenmaxima wurden identifiziert und ihre Bewegung relativ zur Sollenergie und zur Sollphase im Beschleuniger betrachtet. Es zeigt sich, daß die Ionen nach dem Austritt aus dem vorgesehenen Geschwindigkeitsprofil zu immer späteren Phasenlagen laufen und dabei Schwingungen (gemäß des Wechsels beschleunigender und abbremsender Phasenlagen) um einen mittleren Energiewert ausführen. Dies geschieht bevorzugt an dem Punkt, ab dem die Sollphase konstant ist, bzw. wesentlich schwächer abnimmt (Zelle Nr. 195).

Werden hierbei n volle Schwingungen ausgeführt, so befinden sich die Ionen in der vorletzten Zelle wieder im Bereich der longitudinalen Fokussierung (-90° bis 0°). Für die resultierenden Energien zeigt sich in guter Näherung der Zusammenhang:

$$E(n) = E_0^{-n/\sqrt{2}}.$$

Teilchen, die keine vollständigen Schwingungen ausführen, sind über einen größeren Bereich des Phasenraums verschmiert und bilden den beobachteten Untergrund.

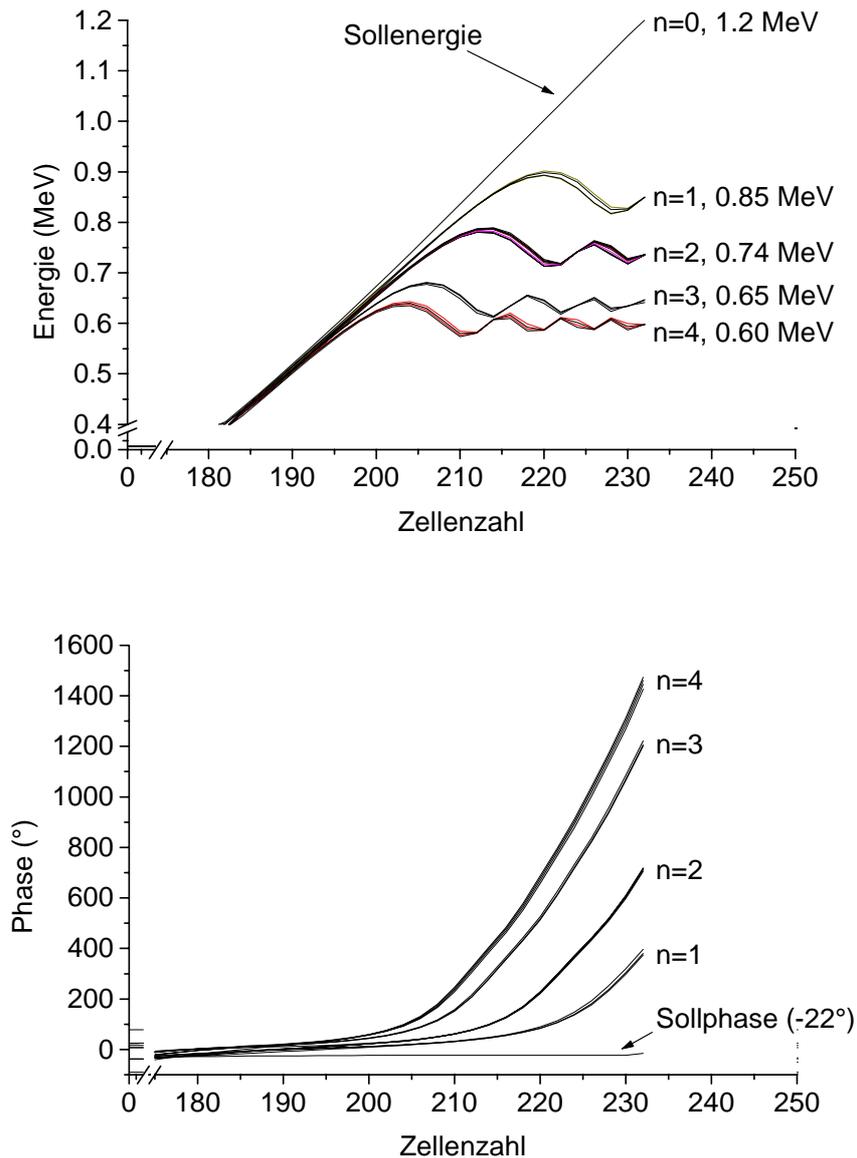


Abb. 3.5.3.4: Bewegung von Teilchen der Nebenmaxima in Abb. 3.5.3.3 in Energie (oben) und Phase (unten).

Die Dämpfung und die zunehmende Frequenz der Schwingungen im Energie-diagramm in Abbildung 3.5.3.4 lassen sich anhand der z-Komponente der Bewegungsgleichung (2.1.15) erklären:

$$\ddot{z} - \frac{\xi e_0 U}{2Am} k A_{10} I_0(kr) \sin(kz) \sin(\omega t + \varphi) = 0 \quad [2.1.15]$$

Unter der Voraussetzung eines auf der Strahlachse beschleunigten Teilchens können die radialen Anteile vernachlässigt werden. Die Modulation wird als konstant angenommen, was im betrachteten Beschleunigerabschnitt der Fall ist. Es bleiben die Ausdrücke $\sin(kz)$ und $\sin(\omega t + \varphi)$, wobei $\sin(kz)$ die sinusförmige Modulation der Elektroden beschreibt, und $\sin(\omega t + \varphi)$ die Phasenlage der Teilchen bezüglich der HF-Spannung. Läßt man nun beliebige Phasenlagen zu, so wechselt die Beschleunigung \ddot{z} im Takt der Hochfrequenz ihr Vorzeichen. Es entsteht eine Schwingung um die gegebene Anfangsenergie, die zunächst ungedämpft und harmonisch ist.

Im Faktor $\sin(kz)$ ist die Zellenlänge $\beta\lambda/2$ als halbe Modulationsperiode enthalten. Da das Verhältnis von Sollgeschwindigkeit zur wahren Geschwindigkeit der Teilchen aufgrund der zunehmenden Sollgeschwindigkeit immer kleiner wird, ergibt sich eine Dämpfung der Amplitude der Schwingungen wegen des geringeren Energiezuwachses, bzw. Energieverlusts pro Zelle. Die Zunahme der Frequenz der Schwingungen (die in der Abbildung überdeutlich wird, da die Zellenzahl und nicht die z-Position aufgetragen wurde) ergibt sich ebenfalls aus der zunehmenden Abweichung vom Geschwindigkeitsprofil und dem damit verbundenen stetig schnelleren Abwandern der Teilchen mit $E < E_{\text{Soll}}$ zu späteren Phasenlagen.

Der Rp-Wert des RFQ wurde mit der γ -Spektroskopie Methode zu 145 k Ω m gemessen. Um diesen Wert noch einmal zu verifizieren und genauer zu bestimmen, wurde die in den RFQ eingespeiste HF-Leistung so lange variiert, bis der gemessene 1.2 MeV Peak ohne Abflachungen zu höheren oder niedrigeren Energien hin und in bester Übereinstimmung mit den PARMTEQ-Rechnungen war.

Abb. 3.5.3.5 (oben) zeigt das Spektrum, das bei einer HF-Leistung von 28.35 kW gemessen wurde, im Vergleich zu einer PARMTEQ-Rechnung bei der Designspannung von 37.3 kV (Mitte). Die PARMTEQ-Rechnung wurde mit der Eingangs erwähnten Meßauflösung von $\pm 3\%$ verschmiert, um einen Vergleich mit der Messung zu ermöglichen. Das so gewonnene Spektrum ist zusammen mit der Dreieckskurve, die die Meßauflösung angibt, in Abbildung 3.5.3.5 (unten) zu sehen. Die vorgesehene relative Energieabweichung von $\pm 1.5\%$ entspricht einem Energieintervall von etwa ± 0.02 MeV. In diesem Intervall liegen in PARMTEQ 95 % des Strahls, was die kleinen Nebenmaxima mit einschließt.

Der eigentliche Peak des gemessenen Spektrums ist zwar deutlich breiter als die theoretische Vorgabe, liegt jedoch vollständig innerhalb des geforderten Energiebereichs. Anhand dieser guten Übereinstimmung wurde aus der Messung bei 28.35 kW ein Rp-Wert von 147 k Ω m abgeleitet.

Der auf diese Art gewonnene Rp-Wert ist die wesentliche Größe, die zur Skalierung der HF-Leistung für unterschiedliche Ionensorten verwendet wird. Im Vergleich zu den vorangegangenen Messungen, sowohl bei kleinen Pegeln als auch

im Hochleistungsbetrieb zeigt sich, daß diese Meßverfahren bei relativ geringem Aufwand brauchbare Ergebnisse liefern.

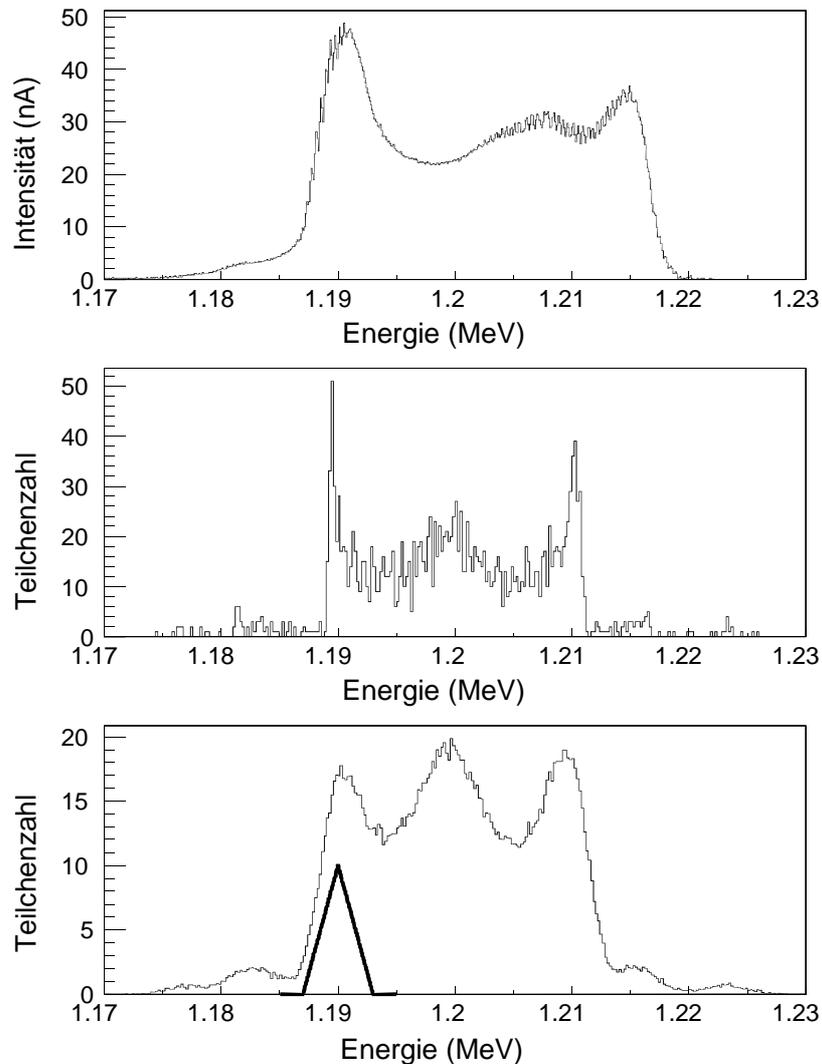


Abb. 3.5.3.5: Energieverteilung des REX-RFQ. Oben: gemessenes Spektrum bei 28.35 kW. Mitte: Generiertes Spektrum aus PARMTEQ. Unten: Verschmiertes PARMTEQ-Spektrum mit Dreieckskurve, deren Halbwertsbreite der Meßauflösung entspricht.

Die Transmission durch den RFQ bei verschiedenen Elektrodenspannungen ist in Abb. 3.5.3.6 aufgetragen. Der injizierte Strahl war - wie zuvor berechnet und am Injektionssystem gemessen - in beiden Koordinatenrichtungen konvergent und an die Akzeptanz des Beschleunigers angepaßt. Die eingeschossenen Emittanzen lagen bei 15π mm mrad. Der mittlere Pulsstrom betrug bei dieser Messung $4 \mu\text{A}$ (0.5 ms, 50 Hz Pulsung). Der Meßfehler, verursacht durch Sekundärelektronen und

Schwankungen der Quelle, wird zu max. 1 % abgeschätzt. Mit der gegebenen Genauigkeit konnten ab einer Elektrodenspannung von 33 kV keine Strahlverluste mehr festgestellt werden. Bei niedrigeren Spannungen wurde der Strahl gemäß den vorangegangenen Ausführungen teilweise nur transportiert, bzw. auf niedrigere Energien als 1.2 MeV beschleunigt. Die Designspannung für Ionen mit $A/q = 4.5$ ist 37.3 kV. Oberhalb der Sollspannung traten im beobachteten Spannungsbereich (bis 48 kV) ebenfalls keine Teilchenverluste auf, was zeigt, daß der Bereich radialer Überfokussierung noch nicht erreicht wurde.

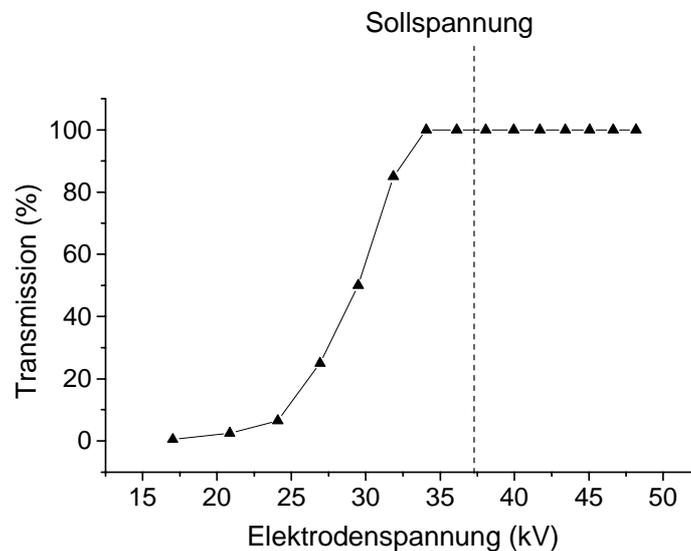


Abb. 3.5.3.6: Transmission durch den RFQ bei verschiedenen Elektrodenspannungen.

Der Bunchstrom und die Bunchlänge wurden wie oben beschrieben mit einer schnellen Faradaytasse gemessen. Abb. 3.5.3.7 zeigt das Resultat einer Bunchmessung hinter dem RFQ. Ausgehend von den Designrechnungen wurde eine Phasenbreite der Bunche von $\Delta\varphi = \pm 14^\circ$ am RFQ-Ausgang erwartet. Hinter der 1.85 m langen Drift zur Faradaytasse wurde mit TRANSPORT eine Phasenbreite von $\Delta\varphi = \pm 70^\circ$ errechnet.

Der gemessene mittlere Bunchstrom betrug $100 \mu\text{A}$ (5 mV an 50Ω), was bei einem Pulsstrom von $40 \mu\text{A}$ bei dieser Messung im Rahmen der Meßgenauigkeit in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch vorgegeben Bunching-Faktor von ~ 13 ($\pm 180^\circ \Rightarrow \pm 14^\circ$) und der mit TRANSPORT berechneten Bunchverbreiterung auf der 1.85 m langen Driftstrecke ist ($180^\circ / 70^\circ \approx 100 \mu\text{A} / 40 \mu\text{A}$). Die Länge der Bunche (FWHM) ist im Mittel etwa 4 ns, was ebenfalls gut mit dem Erwartungswert (3.8 ns) übereinstimmt.

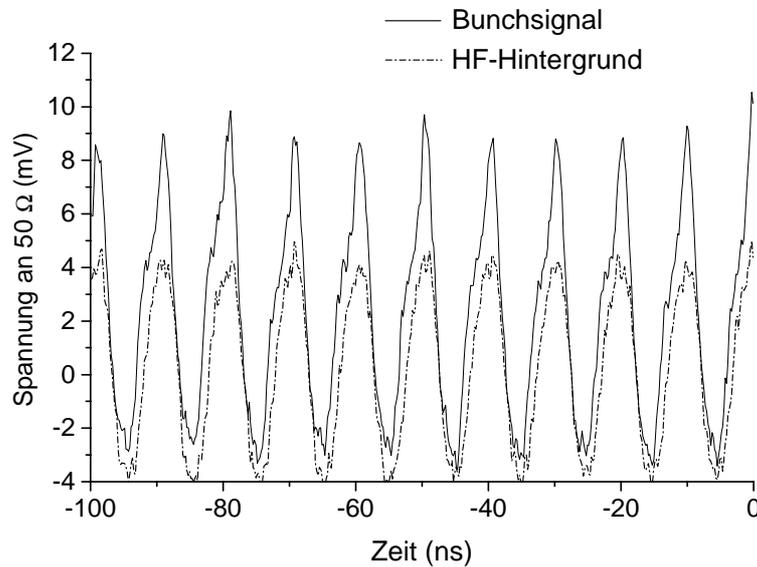


Abb. 3.5.3.7: Bunche hinter dem RFQ.

Der starke HF-Hintergrund wurde durch eine verwendete Schnellmontage-HF-Leitung verursacht und konnte trotz erheblichen Aufwandes nicht besser abgeschirmt werden als hier dargestellt. Dieser Hintergrund unterlag zusätzlich starken Phasen- und Intensitätsschwankungen, wodurch sich der Versatz gegenüber dem Bunchsignal erklärt. Das Differenzspektrum in Abbildung 3.5.3.8 weist entsprechend einen Doppel-Peak für jeden Bunch auf. Die durchschnittliche Bunchhöhe von etwa 5 mV ist jedoch gut erkennbar.

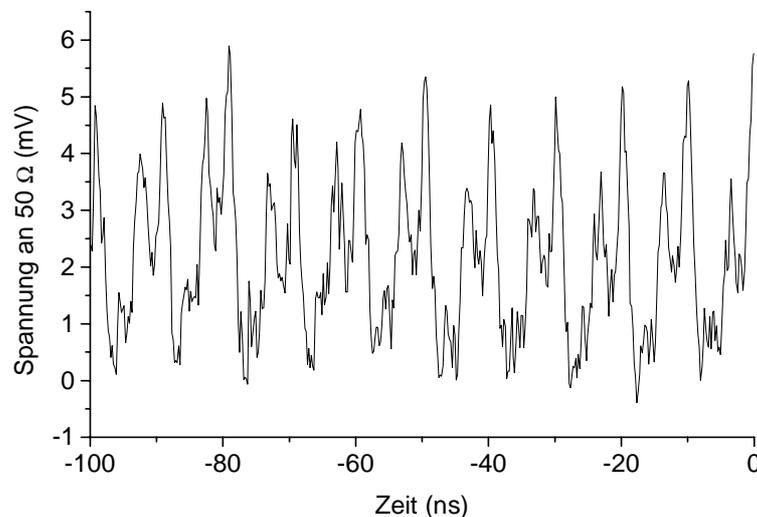


Abb. 3.5.3.8: Differenzspektrum aus Abb. 3.5.3.7.

3.5.3.2 Emittanzmessungen

Im Bezug auf den weiteren Strahltransport in der Rebuncher-Sektion und der Injektion des Strahls in den IH-Driftröhrenbeschleuniger bei REX-ISOLDE, ist von großer Wichtigkeit, daß die eingeschossene EBIS-Emittanz ($\varepsilon < 30 \pi$ mm mrad) während der Beschleunigung erhalten bleiben. Zum einen besitzen die Linsen in der Rebuncher-Sektion sehr kleine Aperturen (20 mm), zum anderen wird die radiale Fokussierung innerhalb der IH-Struktur (Inner-Tank Triplet) für Emittanzen oberhalb $\varepsilon_n = 0.1 \pi$ mm mrad zunehmend kritisch. Bei den Emittanzmessungen sollte deshalb in erster Linie das mit PARMTEQ berechnete Emittanzwachstum im RFQ überprüft werden. Dieses liegt bei Betrachtung der 95 %-Emittanz am Beschleunigerausgang bei 1.5 % (s. Abb. 3.2.2.2).

Weiterhin dienen die Messungen dazu, die in Abschnitt 2.3.2.2 dargestellten Abweichungen des Beschleunigers vom idealen Quadrupol zu untersuchen. Anhand der Filamentierung der Emittanzfigur können Aussagen über die Stärke eventuell auftretender nichtlinearer Feldkomponenten im Quadrupol gemacht werden.

Bei den Messungen lagen gemäß Abbildung 3.5.2.3 am RFQ-Eingang Emittanzen von maximal 30π mm mrad ($\varepsilon_n = 0.1 \pi$ mm mrad) vor. Die Teilchendynamik im RFQ sowie der Strahltransport wurden parallel zu den Messungen mit PARMTEQ und TRANSPORT berechnet. Der Rebuncher blieb zunächst ausgeschaltet. Abbildung 3.5.3.9 zeigt das Ergebnis einer Emittanzmessung hinter dem RFQ.

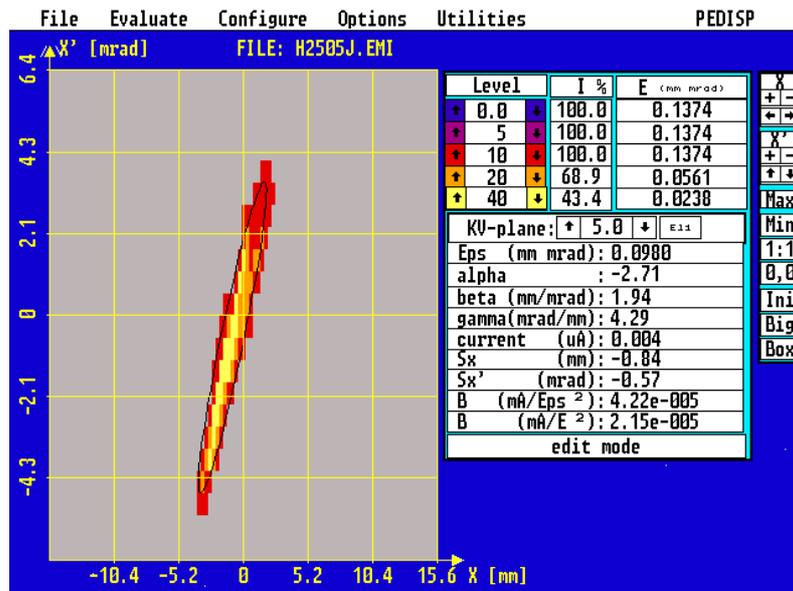


Abb. 3.5.3.9a: Strahl am RFQ-Ausgang in der x, x'-Ebene.

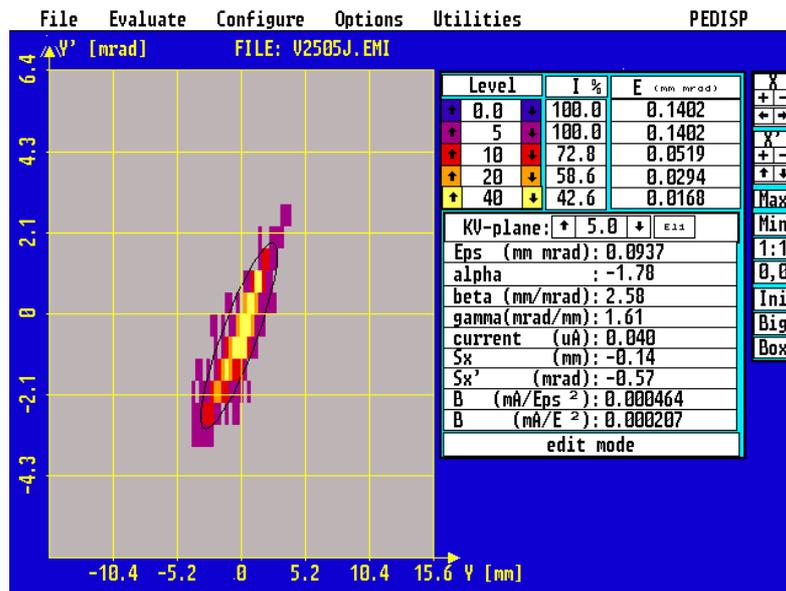


Abb. 3.5.3.9b: Strahl am RFQ-Ausgang in der y, y' -Ebene.

Die der Messung entsprechenden normierten KV-Emittanzen (95 % Werte) lagen in der geforderten Größenordnung von 0.1π mm mrad. Filamentierungen der Emittanzfigur konnten mit der gegebenen Meßauflösung nicht beobachtet werden. Abb. 3.5.3.10 zeigt das Ergebnis der zu dieser Messung durchgeführten PARMTEQ Rechnung. Es zeigt sich, daß bei dieser Messung sowohl die Beschleunigung als auch der Strahltransport hinter dem RFQ in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorgaben sind.

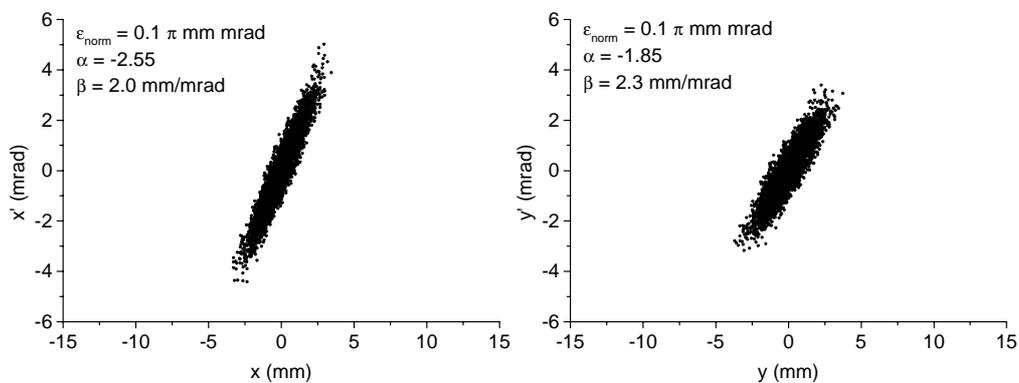


Abb. 3.5.3.10: PARMTEQ-Rechnung zu Abb.3.5.3.9.

Anders als im obigen Beispiel wurde teilweise ein enormes Emittanzwachstum (bis zu einem Faktor 10) beobachtet, welches durch Strahl aberrationen innerhalb der magnetischen Linsen der Rebuncher-Sektion verursacht wurde. Als Beispiel für einen Strahl mit starken Aberrationen zeigt Abb. 3.5.3.11 zwei Messungen, bei denen die Quadrupole des ersten Triplets die falsche Polarität hatten, was nach den Rechnungen zu einer Ausleuchtung des Linse von mehr als 90 % führte. Die resultierenden Emittanzen (95 % KV-Werte) haben die zehnfache Größe des erwarteten Wertes. Der ursprüngliche Strahl vom RFQ, der im Innern der stark filamentierten Emittanzfiguren durch eine Ellipse markiert ist (69 % KV-Wert), liegt hingegen im Rahmen des Erwartungswertes von $0.1 \pi \text{ mm mrad}$.

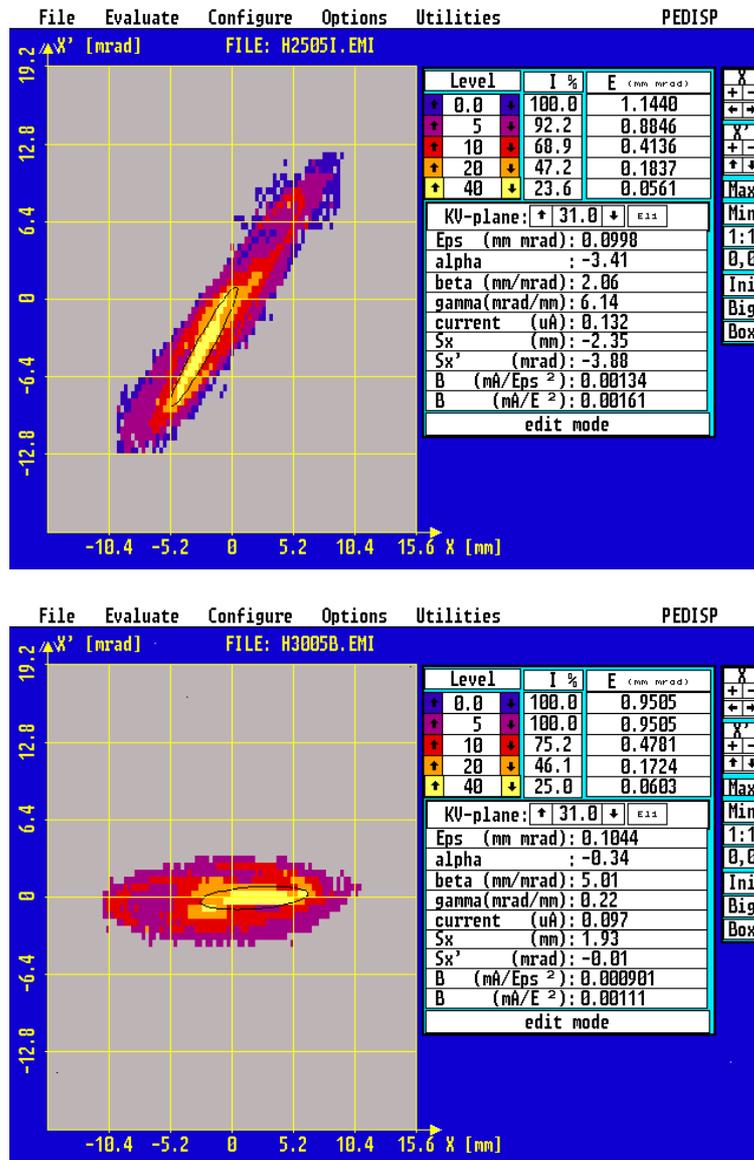


Abb. 3.5.3.11: Emittanzfiguren mit starker Vergrößerung der effektiven Emittanz durch Filamentierungen.

Die Abbildung zeigt, daß eine Vergrößerung der effektiven Emittanz durch Strahlaberrationen relativ leicht zu erkennen ist. Es wurden jedoch auch Messungen durchgeführt, bei denen die Abweichungen von den theoretischen Vorgaben weniger stark, jedoch umso schwerer zu identifizieren waren. Die Vergrößerung der Emittanz lag bei diesen Messungen etwa bei einem Faktor 2.5. Als Beispiel hierfür dient Abbildung 3.5.3.12. Zu diesem Zeitpunkt wurde bereits mit eingeschaltetem Buncher gemessen. Als mögliche Fehlerquellen kommen jedoch auch Veränderungen an den Blenden und an der Quelle in Betracht. So zeigte sich z.B. beim Ausbau der Kupferblende unmittelbar vor der Quelle eine vom Strahl verursachte Aufweitung in y-Richtung um ca. 50 %. Eine genaue Untersuchung hätte einen Ausbau der Quelle, sowie die Überprüfung und Nejustierung aller Blenden erforderlich gemacht, was aus Zeitgründen nicht möglich war. Eine abschließende Vermessung der Rebuncher-Sektion muß an der REX-ISOLDE Strahllinie durchgeführt werden.

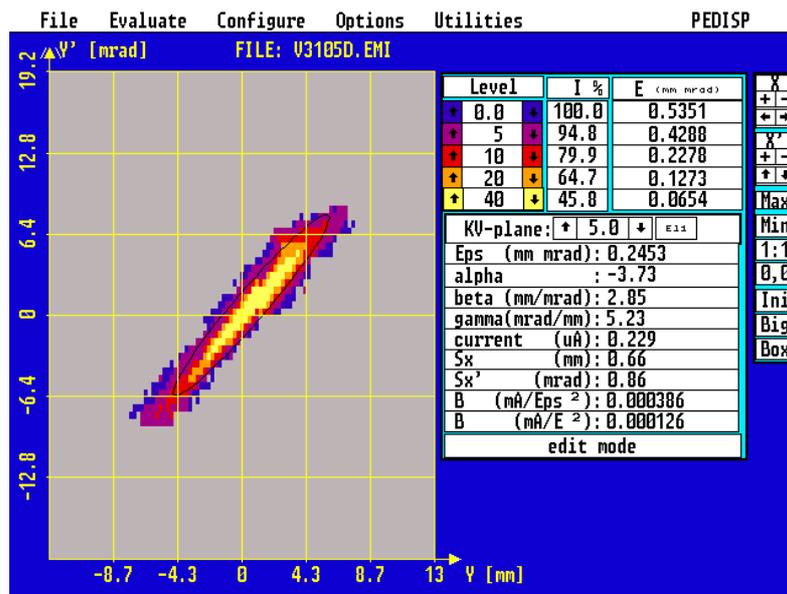


Abb. 3.5.3.12: Strahl hinter der Rebuncher-Sektion bei einer Eingangsemittanz des RFQ von $\epsilon_n \approx 0.1 \pi \text{ mm mrad}$.

Kapitel 4

Entwicklung eines IH-RFQ Resonators für das MAFF-Projekt am Forschungsreaktor München (FRM) II

- Beim MAFF-Projekt sollen sehr neutronenreiche Kerne durch Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen vom Hochflußreaktor FRM II erzeugt werden. Hierdurch werden im mittleren Massenbereich Intensitäten der Spaltprodukte erwartet, die weltweit einzigartig sind.

- Die wichtigste experimentelle Zielsetzung bei MAFF ist die Erzeugung langlebiger superschwerer Elemente, die durch kalte Fusion geeigneter Spaltfragmente mit ^{208}Pb hergestellt werden sollen. Die Lebensdauern der entstehenden Kerne im Massenbereich $114 \leq 120$ geht bis zur Größenordnung einiger Jahre (s.u.). Dies ermöglicht detaillierte Kernstrukturuntersuchungen, Massenmessungen und Messungen zum chemischen Verhalten dieser Kerne. Weiterhin werden bei MAFF Untersuchungen an den Spaltfragmenten selbst durchgeführt. In dieser Hinsicht ist das experimentelle Programm mit REX-ISOLDE vergleichbar, allerdings in Massenbereichen, die bei REX nicht zugänglich sind.

- Auch bei MAFF wird das Prinzip des Ladungsbrütens verfolgt, um mit einem 18 m langen Linac Energien von $\sim 6 \text{ MeV/u}$ zu erreichen. Als Ladungsbrüter ist eine EZR-Quelle vorgesehen. Der Linac ist in seinem Grundprinzip dem Bleiinjektor Linac am CERN ähnlich. Innovative Komponenten sind ein IH-RFQ Resonator sowie zwei IH-7-Spalt Resonatoren zur Energievariation.

- Der MAFF-RFQ soll die radioaktiven Ionen mit $A/q \leq 6.3$ von 2.5 keV/u auf 300 keV/u beschleunigen. Ein IH-RFQ bei 101.28 MHz wurde anhand von MAFIA und PARMTEQ Rechnungen entwickelt. Bei den MAFIA Rechnungen zeigten sich positive Eigenschaften des Resonators bezüglich des Dipolanteils und der Möglichkeit der indirekten Elektrodenkühlung. Der Rp-Wert ist mit dem der 4-Rod Strukturen vergleichbar. Die Teilchendynamik wurde vom REX-RFQ abgeleitet.

4.1. Der Münchner Spaltfragmentbeschleuniger

4.1.1. Physikalische Motivation

Während bei dem oben beschriebenen REX-ISOLDE Experiment am CERN Experimente mit leichten Ionen, sowohl auf der neutronen- als auch der protonen-

reichen Seite im Massenbereich $36 \leq A \leq 48$ durchgeführt werden sollen, zielt die Entwicklung bei MAFF auf die Erzeugung von superschweren Elementen und Experimente mit den sehr neutronenreichen Spaltprodukten aus dem mittleren Massenbereich hin. Die Produktionsrate von neutronenreichen Nukliden im Massenbereich $80 \leq A \leq 150$ ist bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen um etwa drei Größenordnungen höher als bei der Erzeugung über Spallationsreaktionen.

Der intensive Strahl neutronenreicher Spaltprodukte, die von den thermischen Neutronen des Hochflußreaktors In der Target-Ionenquelle erzeugt werden, soll auch hier für Experimente in der Kern-, Astro- und Festkörperphysik verwendet werden. Wie bei REX-ISOLDE wird das Grundschemata: Erzeugung einfach geladener Ionen, Separation, Kühlung, Bunchen, Ladungsbrüten und Beschleunigung auch bei MAFF verfolgt, es bestehen jedoch wesentliche Unterschiede nicht nur beim Prinzip der Erzeugung der radioaktiven Ionen und den damit verbundenen höheren Intensitäten, sondern auch in der technischen Realisierung des Spaltfragmentbeschleunigers. So etwa beim Vorgang der Strahlkühlung, des Ladungsbrütens und bei der Auslegung des eigentlichen Beschleunigers. Das experimentelle Programm bei MAFF beinhaltet zum Teil Messungen die in Kapitel 3 für das REX-ISOLDE Experiment bereits beschrieben wurden, jedoch bei MAFF an schwereren Kernen durchgeführt werden können [77].

Hier soll kurz die Erzeugung langlebiger superschwerer Elemente als wesentliche Zielsetzung des MAFF-Projekts skizziert werden. Aufgrund der erweiterten Möglichkeiten (Energien, Intensitäten, Ionenspezies), wird dieses Vorhaben in absehbarer Zeit nur bei MAFF (bzw. nur hier mit den erforderlichen großen Reaktionsraten) zu realisieren sein.

1966 wurde die Existenz magischer Schalenabschlüsse und damit einer Insel der Stabilität bei $Z = 114$ und $N = 184$ vorhergesagt [78]. Seither sind erhebliche Anstrengungen unternommen worden, diese Vorhersagen experimentell zu bestätigen. Vor wenigen Jahren konnten bei der GSI erstmals die Elemente 110 - 112 erzeugt werden [79]. Im JINR (Joint Institute of Nuclear Research) Dubna wurde vor kurzem in einer Reaktion ^{48}Ca auf ^{244}Pu das Element $Z = 114$, $N = 175$ mit einer Halbwertszeit von 30.4 Sekunden hergestellt [80]. Der aktuellste Erfolg auf diesem Gebiet wurde im LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) erzielt, wo beim Beschuß eines ^{208}Pb Targets mit ^{86}Kr als Projektilkern die Erzeugung des Elements $Z = 118$ über eine Reihe sehr spezifischer α -Zerfälle nachgewiesen werden konnte [81].

Durch letzteres Experiment wurden die Aussichten zur Erzeugung superschwerer Elemente mit $Z \geq 114$ wesentlich verbessert, da hier für die kalte Fusionsreaktion $^{208}\text{Pb} (^{86}\text{Kr}, 1n) ^{293}118$ ein wesentlich größerer Wirkungsquerschnitt als die in erster Näherung erwarteten 2.2 pb gemessen wurde. Diese Messung gibt Anlaß zu der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der superschweren Elemente durch kalte Fusion nicht kontinuierlich abnimmt. Abb. 4.1.1.1 zeigt hierzu berechnete Wirkungsquerschnitte [82].

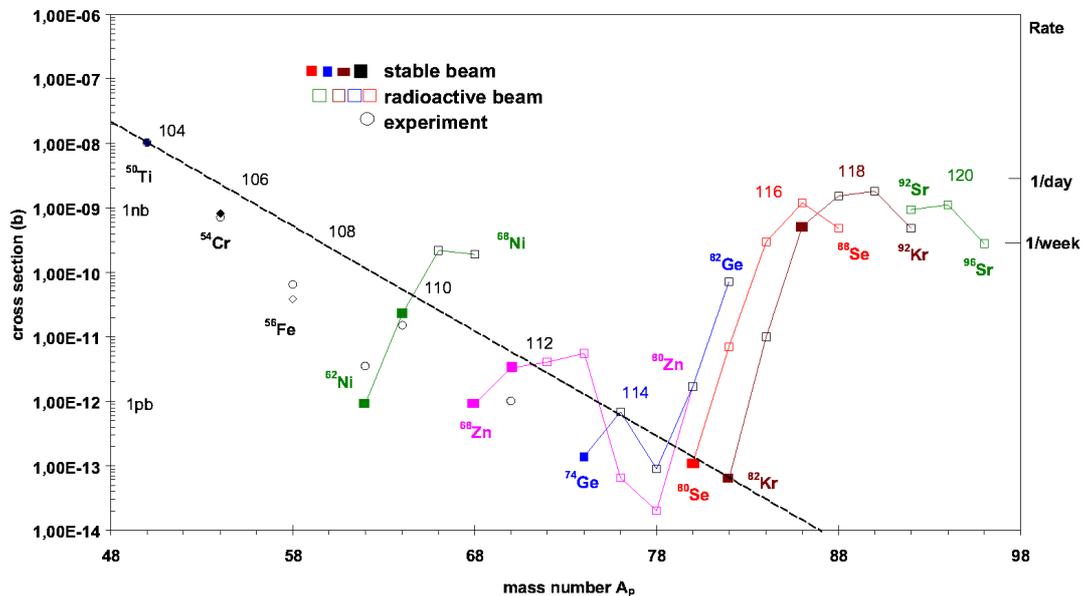


Abb. 4.1.1.1: Theoretische Wirkungsquerschnitte nach R. Smolańczuk.

Die Vergrößerung der Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Elementen mit $Z \geq 114$ wird verursacht durch einen ansteigenden Wirkungsquerschnitt bei der Bildung des Compoundkerns in Verbindung mit der Vergrößerung des Verhältnisses zwischen Neutronenabdampfung und Spaltung je mehr sich der Compoundkern einer sphärischen Form annähert.

Von den untersuchten Systemen ist jenes des Berkeley-Experiments das einzige mit stabilem Projektilkern (^{86}Kr). Bei der Spaltfragmenterzeugung bei MAFF liegt der Massenbereich um Kr im Maximum der Ausbeute an leichten Kernen. Abb. 4.1.1.2 zeigt das Gebiet, in dem bei MAFF unter Verwendung eines Pb-Targets Produktionsraten von mehr als einem Kern pro Woche erwartet werden. Oberhalb Element 120 nimmt die Erzeugungsrate rapide ab, da die hierfür erforderlichen Spaltfragmente refraktiv sind und daher nur sehr schlecht aus der Target-Ionenquelle diffundieren.

Die vorhergesagten Lebensdauern der bei MAFF erzeugten schweren Elemente sind wesentlich größer als die der Kerne, die durch kalte Fusion mit stabilen Target- und Projektilkernen erzeugt werden. Die Größenordnung reicht bis zu einigen Jahren [83], weshalb der Nachweis dieser Elemente nicht über die bisher angewandte Methode der korrelierten α -Zerfallsketten erfolgen kann, sondern über Massenmessungen in dedizierten Fallenordnungen (SHIPTRAP [84]).

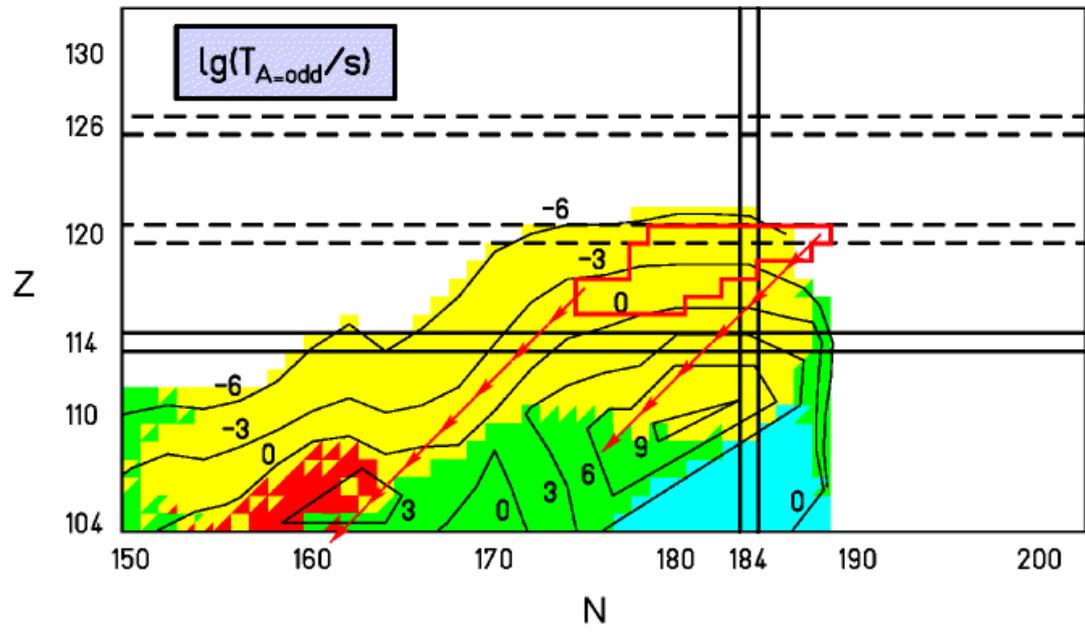


Abb. 4.1.1.2: Region der bei MAFF erzeugten superschweren Elemente mit theoretischen Lebensdauern.

4.1.2. Beschreibung des Spaltfragmentbeschleunigers

Eine schematische Übersicht der gesamten Anlage ist in Abb. 4.1.2.1 zu sehen. Im Reaktorgebäude befindet sich im Strahlrohr 6, unmittelbar am Kern des Reaktors (60 cm Entfernung) die Target-Ionenquelleneinheit auf einem Potential von maximal 20 kV. Hier werden die Spaltprodukte erzeugt und einfach ionisiert. Die Ionen werden gegen Erdpotential extrahiert und über einen Vorseparator durch einen Ionenkühler [85] zu einem hochauflösenden Massenseparator geleitet. Gleichzeitig besteht noch die Möglichkeit, am Vorseparator einen zweiten Strahl mit schweren Spaltfragmenten unter einem Winkel $< 90^\circ$ zu einem zweiten Ionenkühler zu lenken.

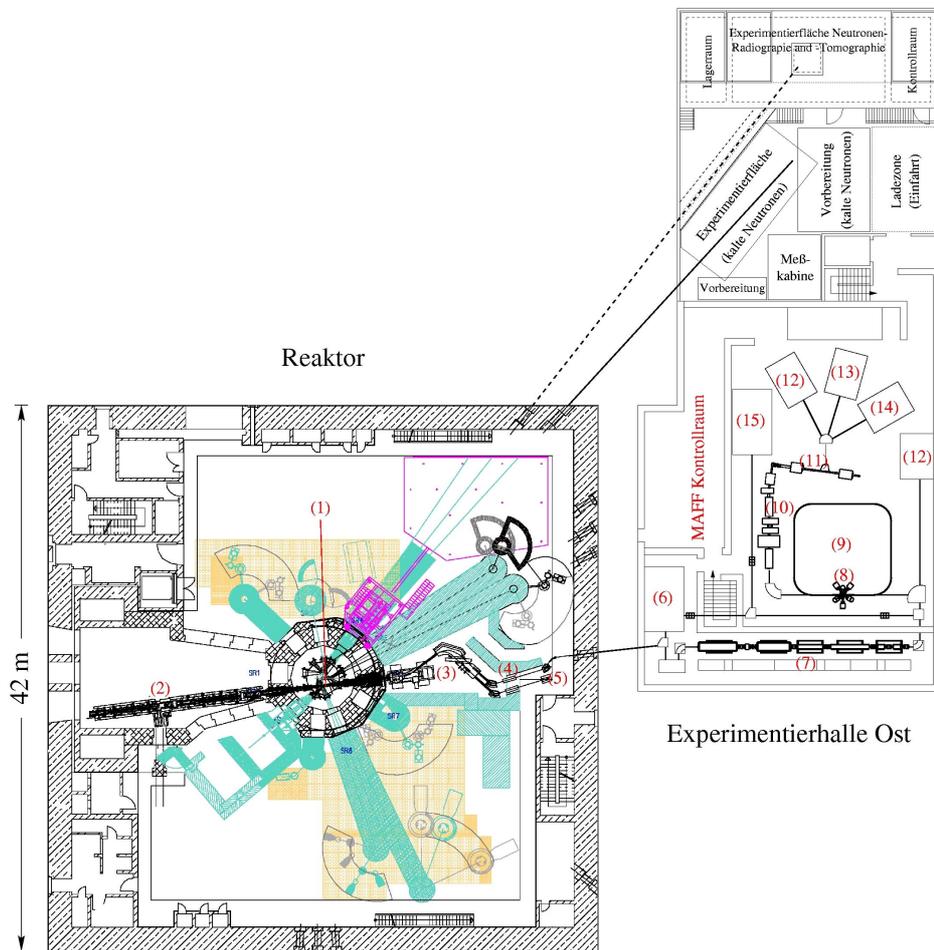


Abb. 4.1.2.1: Übersicht des FRM II und MAFF. Die Ziffern bezeichnen: 1. Target-Ionenquelle, 2. Quellenwechsler, 3. Vorseparator, 4. Strahlkühler, 5. hochaufl. Massenseparator, 6. Ladungsbrüter, 7. Linac, 8. MINIBALL, 9. Recycling Ring, 10. MORRIS (gasgef. Separator), 11. MAFFTRAP, 12. Kernspektroskopie, 13. Chemie, 14. Atomphysik, 15. Festkörperphysik, Radiopharmaka.

Über eine kurze Transfer-Beamline werden die Ionen anschließend in die in der Experimentierhalle befindliche EBIS oder EZR - Quelle injiziert, in der das Ladungsbrüten für die Nachbeschleunigung stattfindet. Gleichzeitig ist ein Niederenergie Experimentierplatz für die nukleare Spektroskopie der neutronenreichen Spaltkerne vorgesehen, der sich - abhängig von den räumlichen Gegebenheiten - noch innerhalb der Reaktorhalle oder bereits in der Experimentierhalle befindet.

Zur Injektion in den Linac werden die Ionen nach der EZR erneut massensepariert und mit einer Energie von 2.5 keV/u in die erste Stufe, den RFQ-Beschleuniger, injiziert. Der Linac von MAFF ist im Grundprinzip dem Bleiinjektor am CERN ähnlich. Es kommen hier jedoch neuartige Beschleunigerstrukturen, wie der IH-RFQ und zwei IH-Siebenspalt-Resonatoren zur Energievariation, zum Einsatz. Die maximal erreichbaren Endenergien liegen bei 3.4 bis 5.9 MeV/u. Das Tastverhältnis ist zu 10 % vorgesehen. Die Länge beträgt ca. 18 m (s. Abb. 4.1.2.2).

In der Targetzone befindet sich wie bei REX-ISOLDE ein MINIBALL Detektor für hochauflösende γ -Spektroskopie, sowie eine SHIPTRAP-Anordnung zum Nachweis und zur Speicherung der erzeugten superschweren Elemente. Zur Steigerung der Effizienz der gesamten Anlage ist der Aufbau eines Recycling-Rings geplant, mit dem radioaktiven Ionen, die ohne Reaktion durch das Target gehen, zu diesem zurückgeführt werden sollen [86]. Es folgt eine kurze Beschreibung der wichtigsten Einzelkomponenten von MAFF:

Die Target-Ionenquelle ist auf einen fahrbaren Untersatz befestigt, der von dem Spaltfragmentbeschleuniger entgegengesetzten Ende des Strahlrohres, an dem sich der Quellenwechsler befindet, an den Reaktorkern heranfährt. In 60 cm Entfernung zum Brennelement herrscht ein Fluß thermischer Neutronen von ca. $1.5 \cdot 10^{14} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Dies ruft im Target etwa 10^{14} Spaltreaktionen pro Sekunde hervor. Das Target selbst enthält ein Gramm ^{235}U , welches als UC_2 homogen in einer porösen Graphitmatrix eingelagert ist. Der Graphitstab (Länge: 6 cm, Durchmesser: 1.5 cm) ist innerhalb einer Heizwendel (zur Temperaturstabilisierung) in der Quelle montiert. Eine Aufheizung des Targets auf 2400°C sorgt für eine schnelle Diffusion der Spaltfragmente an die Oberfläche. Das Target ist in einen Rheniumzylinder (Rhenium geht nur sehr schlecht chemischen Reaktionen mit Kohlenstoff ein und widersteht außerdem sehr gut der Hitze) eingeschlossen, der an einem Ende einen 2 mm durchmessenden Ausgang besitzt, und aus dem die einfach geladenen Ionen extrahiert werden.

Hierbei kommen - abhängig von den jeweiligen Elementen - unterschiedliche Ionisationstechniken zur Anwendung. Der wesentliche Mechanismus ist die Oberflächenionisation beim Austritt aus dem Target an der Oberfläche des Rhenium Zylinders. Es sind jedoch - wie bei REX-ISOLDE - auch selektive Ionisationstechniken mit Hilfe von Lasern vorgesehen. Für Elemente mit hohen Bindungsenergien (Kr, Xe) werden zu einem späteren Zeitpunkt gegebenenfalls Plasma-Ionenquellen zum Einsatz kommen [87].

Bei den beiden Separatoren in der Reaktorhalle handelt es sich - wie bei dem oben beschriebenen REX-ISOLDE Separator - um Anordnungen bestehend aus einem elektrostatischen Deflektor und einem 90° Biegemagneten (Nier-Spektrometer, s.

REX). Da das Auflösungsvermögen dieser Apparaturen wesentlich von der eingeschossenen transversalen Emittanz abhängt, kann erst die zweite Stufe nach dem RFQ-Ionenkühler eine hochauflösende Massenseparation vornehmen. Die erste Stufe dient lediglich dazu, eine Trennung der einzelnen Spezies vorzunehmen und zwei Teilstrahlen im angestrebten Massenbereich zu erzeugen.

Die jeweiligen Vorzüge von EBIS- und EZR-Quellen als Ladungsbrüter im Bereich der radioaktiven Ionenstrahlen sind gegenwärtig das Thema einer regen Diskussion. Die Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle ist die am häufigsten eingesetzte Quelle zur Produktion von Ionen mit hohen Ladungszuständen bei erreichbaren Intensitäten im Bereich von bis zu einigen hundert μA . Neben den höheren Intensitäten bietet sie als Vorteil gegenüber der EBIS die Möglichkeit einer kontinuierlichen Injektion. Weiterhin muß bei der EZR nur die Plasmakammer auf Extraktionspotential gelegt werden, was Aufbau und Pulsung erheblich erleichtert. Bisher wurde die große Ausgangsemittanz der Quelle als ein entscheidender Nachteil gegenüber der EBIS betrachtet. In neueren Messungen am ISN Grenoble [88] konnten jedoch Ausgangsemittanzen erzielt werden, die denen der EBIS vergleichbar sind ($10 \pi \text{ mm mrad}$). Nachdem hier auch gute Bruteffizienzen (5 - 10 % in einem Ladungszustand) bei Intensitäten von 10^{12} injizierten Ionen pro Sekunde erzielt wurden, ist derzeit die EZR für den MAFF Aufbau favorisiert.

Der Separator bei MAFF könnte dann - anders als der REX-Separator - aufgrund der geringen Energieunschärfe der EZR als ein rein magnetisches System ausgelegt werden, was ebenfalls eine wesentliche Erleichterung des gesamten Aufbaus darstellt.

Der MAFF IH-RFQ arbeitet bei der CERN Frequenz von 101.28 MHz und mit einem Tastverhältnis von 10 % und soll Ionen mit $A/q = 6.3$ von 2.5 auf 300 keV/u beschleunigen. Die Rechnungen zur Entwicklung dieses Beschleunigers werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

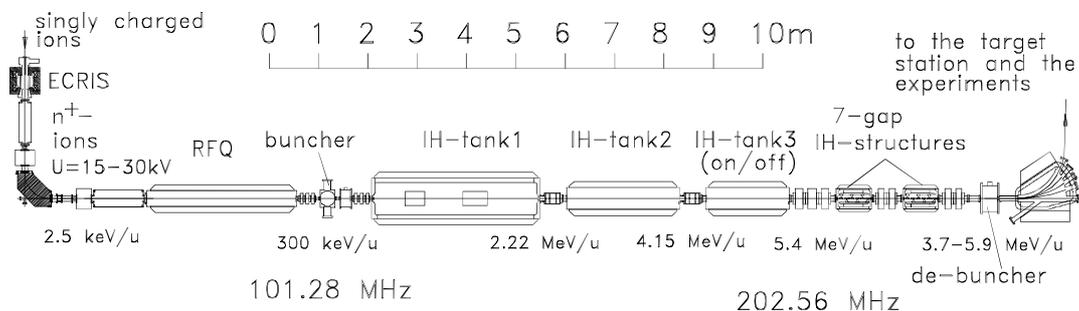


Abb. 4.1.2.2: Der MAFF-Linac.

Bei den IH-Driftröhrenbeschleunigern für den MAFF Linac handelt es sich um gleichartige Strukturen wie den REX-ISOLDE IH-Beschleuniger. Es sind drei

Resonatoren geplant, von denen der erste bei einer Resonanzfrequenz von 101.28 MHz arbeitet, während die beiden folgenden Stufen zur Raum- und Kostenersparnis bei der doppelten Frequenz arbeiten. Der Energiehub der drei Strukturen liegt bei ca. 4 MeV/u [89].

Neben dem IH-RFQ sind die beiden 7-Spalt-Resonatoren zur Energievariation weitere innovative Komponenten des MAFF Beschleunigers. Im Vergleich zu den bei REX-ISOLDE verwendeten Splitring Strukturen erzeugen die IH-Resonatoren wesentlich höhere Gap-Spannungen bei gleicher Leistungsaufnahme. Die gewünschte Energievariabilität bei MAFF kann deshalb mit nur zwei Resonatoren erreicht werden [90].

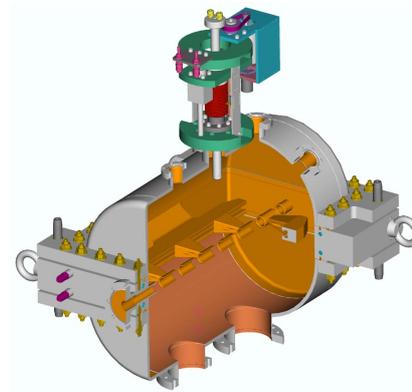


Abb. 4.1.2.3: Photo der Driftröhrenstruktur eines IH-7-Spalt Modells (links) und Schnitt durch den im Aufbau befindlichen Leistungsresonator.

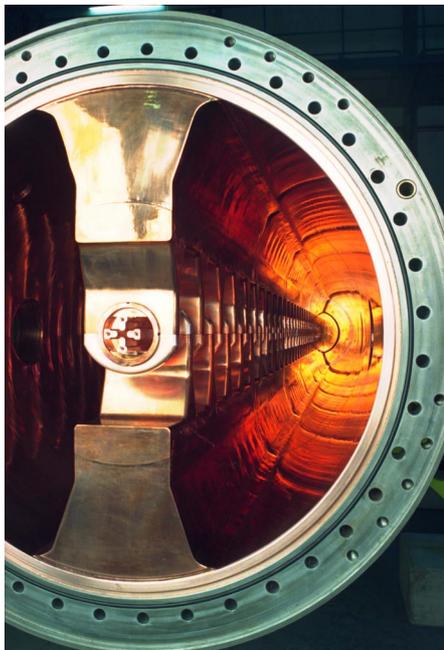
4.2. Der MAFF IH-RFQ-Beschleuniger

4.2.1. Entwicklung des Resonators mit MAFIA

4.2.1.1. Rechnungen zur Optimierung der HF-Parameter

Wie in Abschn. 2.2.2 beschrieben, handelt es sich bei dem IH-RFQ-Resonator um einen in der H_{111} - oder TE_{111} -Mode angeregten Hohlraumresonator in dem – analog zu den IH-Driftröhrenstrukturen – die für die Teilchenbeschleunigung erforderlichen Felder durch eine Änderung der freien TE_{111} -Schwingungsmode (TE_{110}) entstehen.

Als derzeit einziges Beispiel für einen IH-RFQ sei hier der 36 MHz RFQ im neuen Hochstrominjektor der GSI genannt, an dem bei mittleren Leistungen ein R_p -Wert von 620 k Ω m, eine Güte von 13000, ein mittlerer Dipolanteil von 0.3 %, sowie eine Unflatness von ± 2 % gemessen wurde. Bezüglich der indirekten Kühlung der Elektroden wurde bei diesem Resonator während eines Hochleistungstests einzelner 1 m-Module des 9 m langen Resonators (Durchmesser: ~ 80 cm) eine Temperaturerhöhung der Elektroden von nur 3° C bei einer Eingangsleistung von 11 kW (Tastverhältnis: 30 %) beobachtet [91]. An der Bestätigung des hohen R_p -Wertes des GSI IH-RFQ von 620 k Ω m für das Design-Ion U^{4+} wird gegenwärtig noch gearbeitet.



Frequenz [MHz]	36.136
Güte Q_0	13000
R_p -Wert [k Ω m]	620
Tastverhältnis 1 [%]	1 ($A/q \leq 65$), 20 Hz
Tastverhältnis 2 [%]	30 ($A/q \leq 26$), 50 Hz
Energiebereich [keV/u]	2.2 - 120
Beschleunigerzellen	356
Länge [mm]	9400 (10 Segm.)
Innendurchmesser [mm]	762
kl. Apertur [mm]	3.8
U_{\max} [kV]	137

Abb. 4.2.1.1: Photo des 36 MHz GSI IH-RFQ mit den aktuellen Beschleunigerdaten.

Zu vergleichen sind die Betriebsparameter des 36 MHz IH-RFQ mit einer im IAP/Frankfurt entwickelten, ebenfalls bei der GSI getesteten 27 MHz 4-Rod Spiral-RFQ Struktur [92, 93], an der ein R_p -Wert von 520 k Ω m, eine Güte von 5200 und eine mittlere Feldüberhöhung (Unflatness) von ebenfalls etwa 2 % gemessen wurde. Der Dipolanteil der 4-Rod Strukturen liegt üblicherweise in der Größenordnung 1 - 2 %. Bezüglich des R_p -Wertes ist festzustellen, daß der 27 MHz Spiral-RFQ nicht explizit auf eine hohe Effizienz optimiert wurde.

Die Motivation zur Untersuchung des IH-RFQ Resonators bei höheren Frequenzen liegt einerseits in der erwarteten hohen Effizienz der Struktur. Zum anderen sollen die indirekte Kühlung der Elektroden und der geringe Dipolanteil untersucht werden. Die MAFIA Rechnungen sollen zeigen, daß sich die beim 36 MHz GSI IH-RFQ beobachteten Betriebseigenschaften (und in begrenztem Rahmen auch das mechanische Design) auf einen 101.28 MHz Resonator übertragen lassen, um die Vorteile dieses Beschleunigertyps für den Spaltfragmentbeschleuniger nutzen zu können.

Ausgehend vom Resonatordesign des 36 MHz-IH RFQ der GSI wurde in erster Näherung ein Modell mit vergleichbaren Elektrodenhaltern, jedoch einem sehr viel kleineren Tankdurchmesser (30 cm) und einer flacheren Trägerschiene entwickelt. Zur Verkürzung der Rechenzeit wurde Anfangs ein Modell mit vier Haltern verwendet, welches in MAFIA (nach entsprechender Definition der Randbedingungen) einen Ausschnitt aus einem unendlich langen Resonator darstellt. Das Profil der unmodulierten Elektroden, das hierfür verwendet wurde, ist identisch mit der Elektrodengeometrie des REX RFQ, da nur so ein direkter Vergleich der Rechnungen zu den beiden Resonatoren möglich ist.

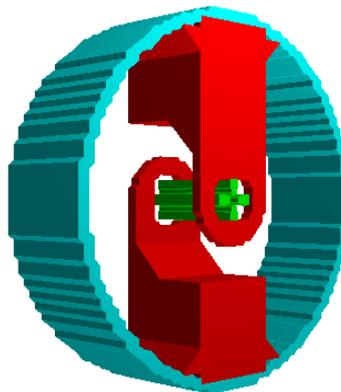


Abb. 4.2.1.2: Ausschnitt aus dem MAFIA Modell des IH-RFQ.

Eine Änderung der Frequenz des Resonators bei einer festgelegten Kapazität des Quadrupols läßt sich in unterschiedlichem Ausmaß auf verschiedene Arten erreichen. Bei einer auf höchsten Rp-Wert optimierten Geometrie der Halter, Undercuts und Elektrodenhalteringe geschieht die Änderung am sinnvollsten durch eine Änderung des Durchmessers des zylindrischen Tanks. Zur Optimierung der HF-Parameter der Struktur sind - bei unveränderlicher Geometrie der Elektroden - in erster Linie die Form und die Abstände der Halter zu untersuchen.

Durch den Durchmesser des Kanals, in dem der Quadrupol verläuft, ist aus Gründen der mechanischen Stabilität sowie der Abmessungen der Elektroden eine Mindestbreite der Halter im oberen Teil von 80 mm vorgegeben. Ebenso ist eine Dicke der Halter von mindestens 10 mm zur Montage der Halteringe und zum Einbringen von Kühlkanälen erforderlich. Ihre maximale Höhe ist durch die Undercut-Höhe (s.u.) und die erforderliche Dicke (1 - 2 cm) der Trägerschiene an den Enden definiert.

Variationsmöglichkeiten bieten sich - neben den Halterabständen - bei der Breite des unteren Teils der Halter (und damit verbunden der Breite der Halterschiene), sowie einer Verkürzung der Halter durch eine massivere Trägerschiene. Für die Breite der Halterschiene und des unteren Halterteils in x-Richtung zeigte sich bei den Rechnungen ein Optimum bei dem mechanisch erforderlichen Mindestmaß (80 mm). Eine Verringerung der Breite der Schiene führt prinzipiell zu höheren Stromdichten auf Halter und Schiene und reduziert sowohl Rp-Wert als auch Güte. Umgekehrt erhöht eine Verbreiterung der Trägerstruktur die Kapazität zwischen den benachbarten Haltern. Das Magnetfeld der H_{111} -Mode wird zunehmend verdrängt, was gleichermaßen die Effektivität des Resonators herabsetzt.

Für unterschiedliche Halterabstände wurden sowohl die HF-Parameter als auch der Leistungsabfall an den Elektroden und der Dipolanteil des Feldes untersucht. Wie sich die Frequenz in Abhängigkeit vom Halterabstand entwickelt zeigt Abbildung 4.2.1.3.

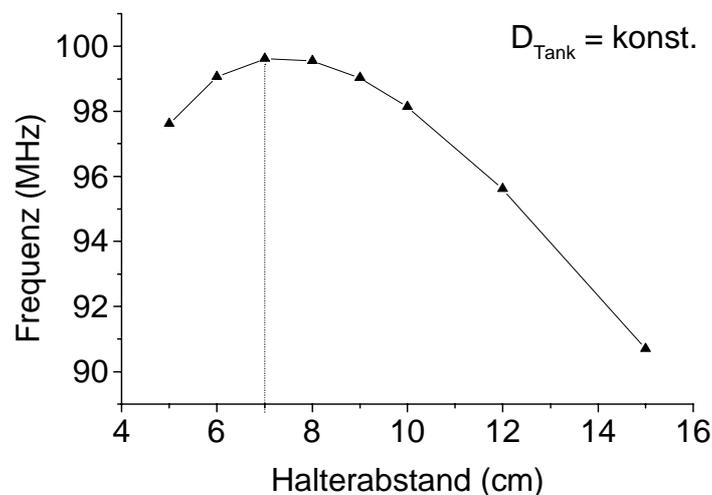


Abb. 4.2.1.3: Resonanzfrequenz bei konstantem Tankdurchmesser und verschiedenen Halterabständen.

Bei kleinem Halterabstand (bis 7 cm) wird die Resonanzfrequenz durch den kapazitiven Einfluß der Halter abgesenkt. Oberhalb dieses Abstands kommt es erneut zu einer Absenkung der Frequenz, jetzt jedoch durch die kapazitive Last des Quadrupols pro Einheitslänge (bzw. pro Zelle). Im Bezug auf den größtmöglichen Tankdurchmesser zum Erreichen der gewünschten Frequenz stellt ein Abstand von 7 cm also das Optimum dar.

Bei den weiteren Rechnungen zur Optimierung der HF-Parameter wurde die Resonanzfrequenz über eine Anpassung des Tankdurchmessers konstant zwischen 100 und 102 MHz gehalten, um die Werte von Güte und Rp-Wert vergleichen zu können. Abb. 4.2.1.4 zeigt die Abhängigkeit dieser Größen vom Halterabstand.

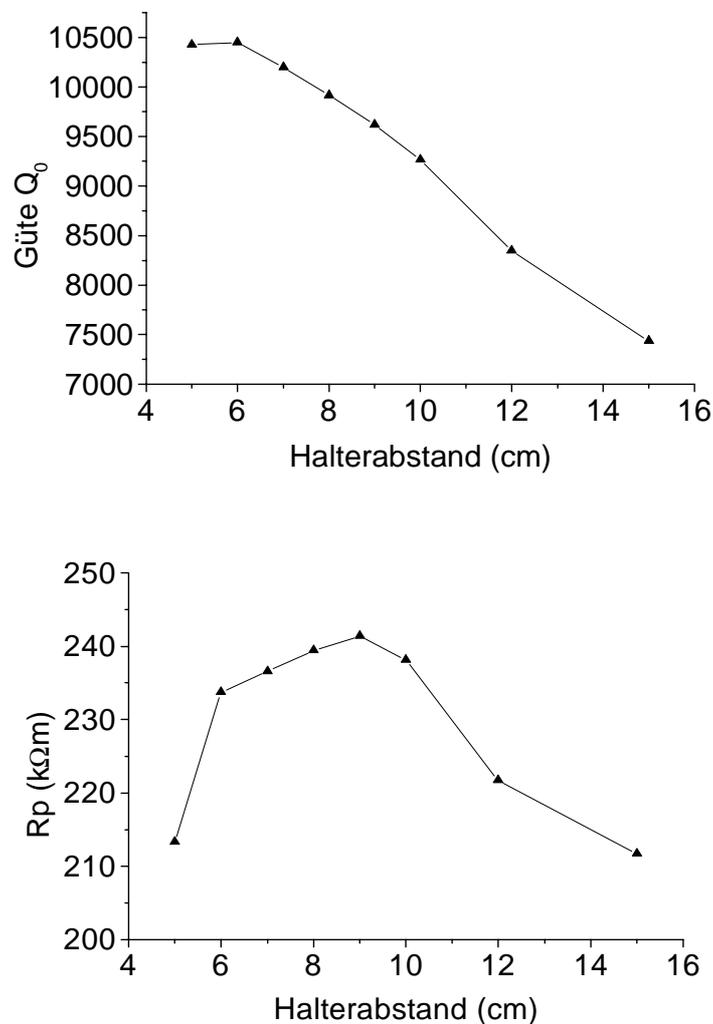


Abb. 4.2.1.4: Güte und Rp-Wert für verschiedene Abstände der Elektrodenhalter bei konstanter Frequenz.

Die Güte nimmt im wesentlichen mit zunehmendem Halterabstand ab, was auf die Erhöhung der Stromdichte an den Elektroden und die damit verbundene Erhöhung der Verlustleistung im Resonator zurückzuführen ist. Der R_p -Wert zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Resonanzfrequenz. Das Maximum liegt hier jedoch bei einem Abstand von 9 cm. Der Grund hierfür ist der verbesserte Felddurchgriff bei größeren Abständen, der anfänglich die zunehmende kapazitive Belastung durch den Quadrupol und die anwachsende Verlustleistung auf den Elektroden kompensiert.

Da die indirekte Elektrodenkühlung über die Halter eine wichtige Eigenschaft des Beschleunigers ist, wurde die Leistungsdissipation an den Strukturkomponenten Tankwand, Trägerstruktur (Schiene/Halter) und Elektroden ebenfalls für unterschiedliche Halterabstände untersucht. Abbildung 4.2.1.5a soll zunächst einen qualitativen Eindruck von der Verteilung der Verlustleistung im Resonator geben.

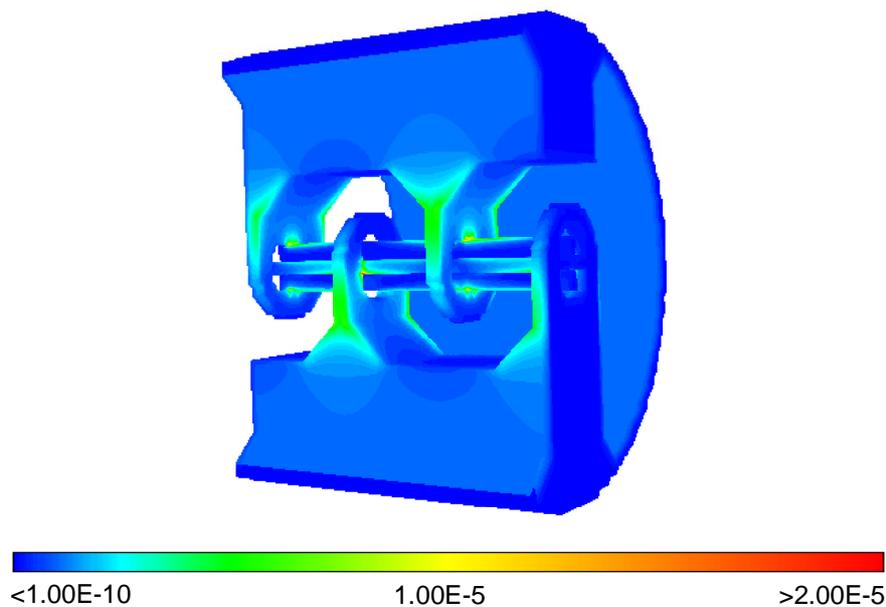


Abb. 4.2.1.5a: Rechnung zur Leistungsdissipation im IH-RFQ (Einheit: W/m^2 , Gesamtleistung: $3.7 \cdot 10^{-7}$ W). Die Skalierung ist geeignet zum direkten Vergleich mit Abb. 3.4.2.1.

Die Abbildung zeigt die durch die Ladeströme verursachte Verlustleistung pro Fläche am Beispiel eines Halterabstands von 7 cm. Die Halter sind offensichtlich stark belastet. Eine größere Dicke der Halter in z-Richtung bewirkt jedoch eine drastische Verschlechterung des R_p -wertes aufgrund der Kapazität zwischen Halter und hindurchgehendem gegenpolig geladenem Elektrodenpaar. Auf die Elektroden entfallen nur etwa 8 % der Gesamtleistung. Der Hauptanteil der Leistung wird an den großflächigen Tankinnenwänden deponiert und ist entsprechend leicht abzuführen.

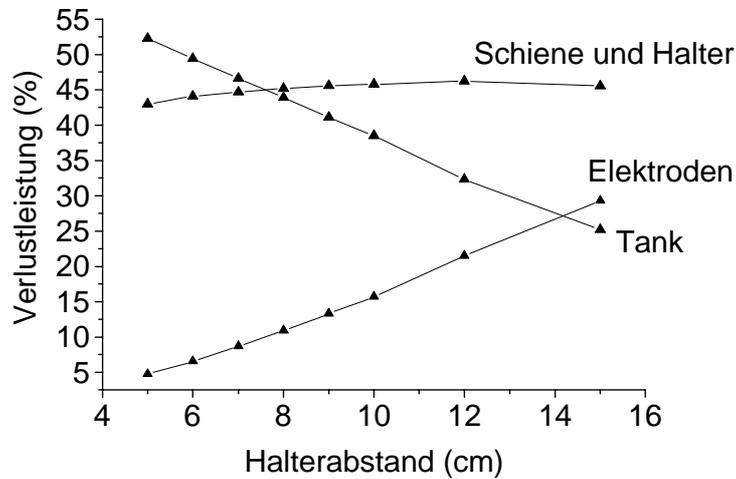


Abb. 4.2.1.5b: Verlustleistung an den einzelnen Strukturkomponenten bei unterschiedlichem Halterabstand.

Für eine passive Kühlung der Elektroden wird ein Anteil an der gesamten Verlustleistung von unter 10 % angestrebt, was bei einer HF-Pulsleistung von 70 kW eine thermische Leistung von 350 W pro Elektrodenpaar bedeutet. Unter Berücksichtigung der berechneten Güten und R_p -Werte, sowie der weiter unten dargestellten Abhängigkeit des Dipolanteils vom Halterabstand, erscheint ein Halterabstand von 7 cm als günstiger Kompromiß. Die maximale Erwärmung der Elektroden (auf halbem Weg zwischen den Aufhängepunkten) beträgt in diesem Fall 11 K, bei einer Haltertemperatur von 15° C. Der erforderliche Durchfluß durch die Halter erhöht sich bei einer Kühlwassererwärmung von 3 K lediglich von 0.17 l/min auf 0.25 l/min pro Halter, was bei Kühlwasserbohrungen mit 6 mm Durchmesser problemlos realisierbar sein sollte.

Ein weiterer Geometrieparameter der untersucht wurde, ist die Höhe der Trägerschiene, an der die Elektrodenhalter montiert sind. Eine Änderung dieser Höhe führt gemäß Abb. 4.2.1.6 zu einer Änderung der Halterlänge. Es zeigt sich eine gleichläufige Zunahme von R_p -Wert und Güte bei zunehmendem Abstand der Schiene von der Strahlachse. Die Änderung des Dipolanteils ist vernachlässigbar, während sich die Verlustleistung an den Elektroden gemäß dem zunehmenden R_p -Wert erhöht. Der maximale Abstand d von 100 mm ergibt sich aus der minimalen Höhe der Undercuts von 45 mm (s.u.).

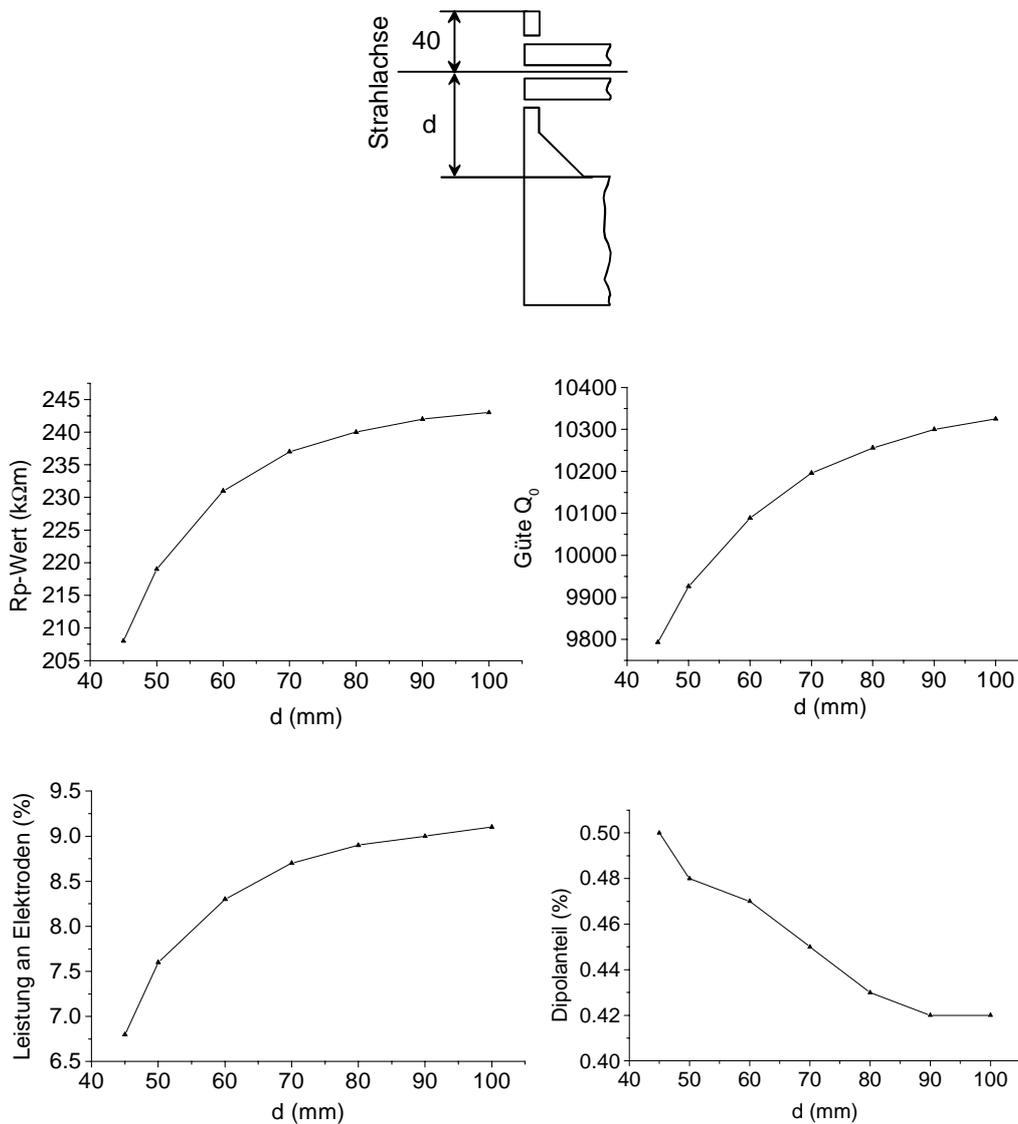


Abb. 4.2.1.6. Oben: Änderung des Abstands der Trägerschiene zur Strahlachse. Unten: Resonatorparameter in Abhängigkeit vom Strahlachsenabstand d .

Schließlich wurden noch die Möglichkeiten der Frequenzabstimmung im fertiggestellten Resonator untersucht. Wie erwähnt wird die angestrebte Betriebsfrequenz bei gegebener Geometrie der eingebauten Beschleunigerstruktur durch die Wahl eines geeigneten Tankdurchmessers erreicht. Beim Aufbau eines Resonators sind zusätzliche Möglichkeiten der Feinabstimmung zu schaffen, mit denen Frequenzabweichungen von den Simulationsrechnungen, bzw. nachträglich erforderliche Änderungen an der Struktur kompensiert werden können.

Zur Feinabstimmung der Frequenz (und im Prinzip auch der Flatness) lassen sich die Elektrodenhalteringe verwenden. Durch eine Änderung der Dicke dieser Ringe im Bereich 10 bis 30 mm läßt sich das in Abb. 4.2.1.7 dargestellte Frequenz-

intervall abdecken. Dies ist jedoch als eine Notlösung anzusehen, da (wie bei dickeren Haltern im allgemeinen) die dadurch entstehende Zusatzkapazität die Shuntimpedanz der Struktur negativ beeinflusst.

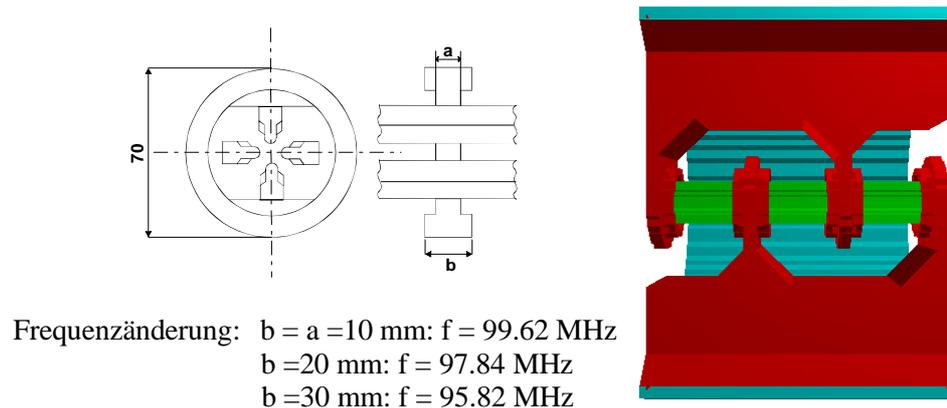


Abb. 4.2.1.7: Variation der Frequenz durch die Dicke der Elektrodenhalteringe.

4.2.1.2. Optimierung der Feldverteilung

Im IH-RFQ Resonator muß - neben der Unflatness aufgrund der Elektrodenüberhänge an den Enden und der teilchendynamischen Elektrodenmodulation - auch die Abschwächung des Feldes an den Resonatorenenden aufgrund der für die H_{111} -Mode charakteristischen Feldverteilung (s. Abb. 2.2.3.1) kompensiert werden. Die relative Spannungsabweichung vom Mittelwert aufgrund dieses Effekts beträgt im MAFF Modell des 3 m Leistungsresonators 10 %. Zur Korrektur dienen wie in Abschn. 2.2.3 erklärt die Einschnitte in den Trägerschienen an den Enden der Struktur, die sogenannten magnetischen Flußinduktoren oder Undercuts.

Prinzipiell läßt sich der magnetische Fluß durch diese Einschnitte über deren Höhe und deren Länge regulieren. Mit zunehmender Länge der Undercuts steigen die HF-Ströme zum Aufladen der außen liegenden Elektrodenhalter (und damit die Stromdichten an den Einschnitten) an, was die Verlustleistung im Resonator erhöht und damit Güte und R_p -Wert verschlechtert.

Bei der Variation der Undercuts kann in gewissem Rahmen über eine Änderung der Höhe ein zu tiefes Einschneiden in die Trägerschiene vermieden werden. Die maximal sinnvolle Höhe der Undercuts wurde zu 45 mm berechnet. Oberhalb dieses Wertes zeigte sich (Abb. 4.2.1.6), daß die zunehmende kapazitive Last zwischen Schiene und gegenüberliegenden Haltern, sowie die Verringerung der Stützeninduktivität den Vorteil durch die Undercutverkürzung kompensiert.

Unterhalb einer Höhe von 45 mm wird aufgrund der hohen Stromdichten an den Einschnitten und der geringen Dicke der Trägerschiene (10 mm) sowohl die Kühlung als auch die mechanische Realisierung zunehmend problematisch.

Mit einem Abstand Trägerschiene / Strahlachse von $d = 100$ mm und einem Halterabstand von 70 mm errechnet sich mit der in Abb. 4.2.1.8 gezeigten Undercutlänge ein R_p -Wert von $R_p = 255 \text{ k}\Omega\text{m}$ und eine Güte von $Q_0 = 10400$. Die relative Spannungsabweichung vom Mittelwert liegt bei $\pm 0.5 \%$.

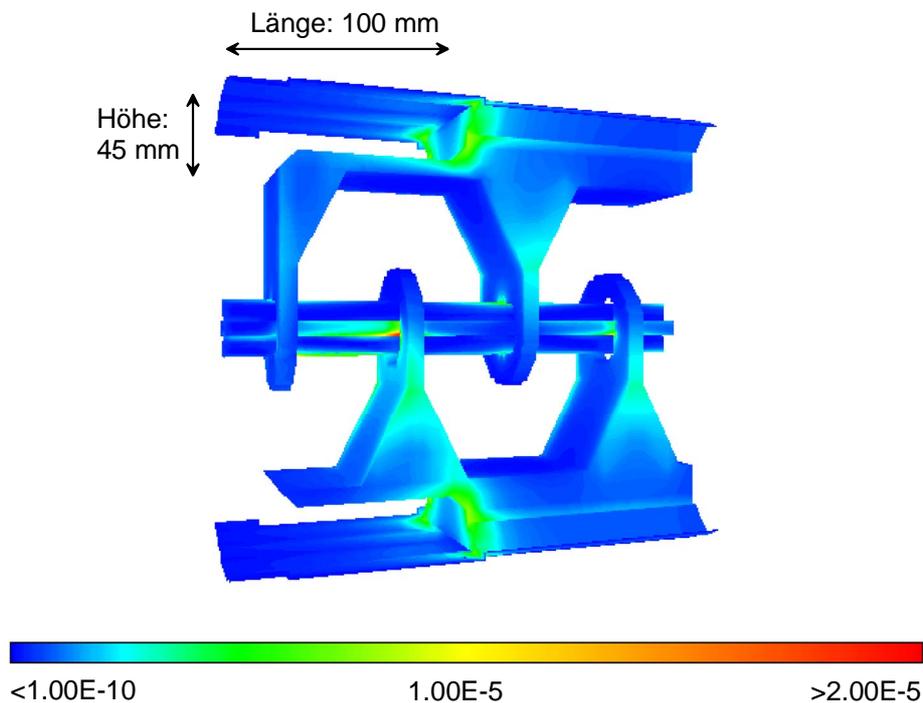


Abb. 4.2.1.8: Optimierte Undercutlängen. Die Abbildung gibt einen Eindruck von der Erhöhung der Stromdichten an den Enden der Einschnitte.

Neben der Spannungsverteilung wurde der Resonator im Bezug auf die Unsymmetrie der Elektrodenpotentiale im Quadrupol optimiert. Zur Ermittlung der Spannungsdifferenzen zwischen den vertikalen Elektroden wurde in MAFIA das elektrische Feld gemäß Abb. 4.2.1.9 zwischen den benachbarten Elektroden integriert. Die Integrationspfade sind im linken Teil der Abbildung dargestellt.

Die mittlere Spannungsabweichung zwischen den vertikal gegenüberliegenden Elektroden, die als Dipolanteil der Struktur bezeichnet wird, ändert sich stark mit dem Halterabstand. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 4.2.1.10 aufgetragen. Abstände von 6 bis 7 cm liefern auch hier sinnvolle Werte. Bei Halterabständen, die den Stützenabständen im 4-Rod RFQ entsprechen, wird auch der Dipolanteil im IH-RFQ mit den 4-Rod Strukturen vergleichbar.

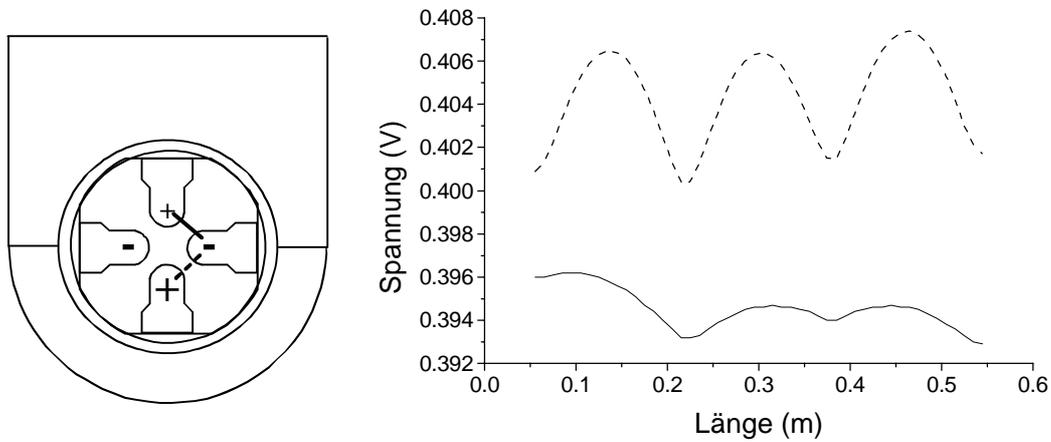
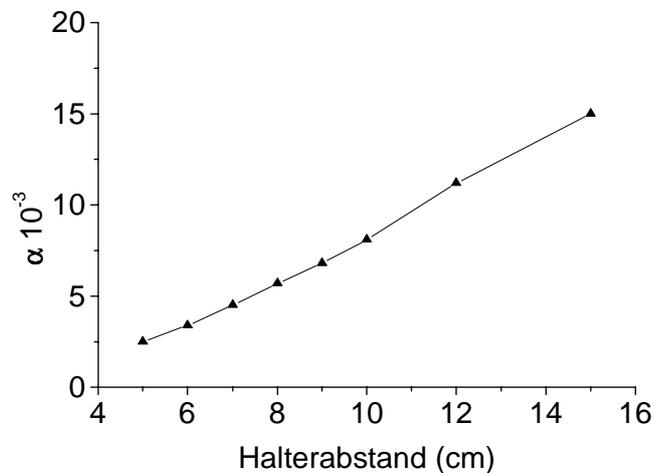


Abb. 4.2.1.9: Berechnung der Elektrodenpotentiale im IH-RFQ.



Tab. 4.2.1.10: Potential der vertikal gegenüberliegenden Elektroden: $V = V_0/2 * (1 \pm \alpha)$.

Bezüglich der Anzahl der Elektrodenhalter im Resonator zeigt sich, daß eine ungerade Haltezahl wesentlich günstiger für die Feldsymmetrie an den Enden der Struktur ist, und zwar dann, wenn der wesentliche Überhang von Elektroden gebildet wird, die gemäß Abb. 4.2.1.9 (hier negativ geladene Elektroden) auf gleichem Potential liegen.

Bei einer Bauweise mit geraden Haltezahlen - die im Rahmen eines symmetrischen Aufbaus als die naheliegende Lösung erscheint - muß an einem Ende der Struktur das unterschiedlich geladene Elektrodenpaar überhängen.

Aufgrund der Potentialüberhöhung am Überhang schlägt sich die unterschiedliche Ladung der Elektroden in Form eines sehr hohen Dipolanteils nieder. Abb. 4.2.1.11 zeigt die berechneten Spannungsverteilungen für Resonatoren mit gerader und ungerader Halterzahl. Bei ungerader Halterzahl tragen die Halter an den Strukturenden die Elektroden auf unterschiedlichem Potential. Es zeigt sich eine signifikante Reduzierung des Dipolanteils (der entsprechend Abb. 4.2.1.9 als Differenz zwischen den jeweils aufgetragenen Spannungsverteilungen zu sehen ist) an den Enden der Struktur.

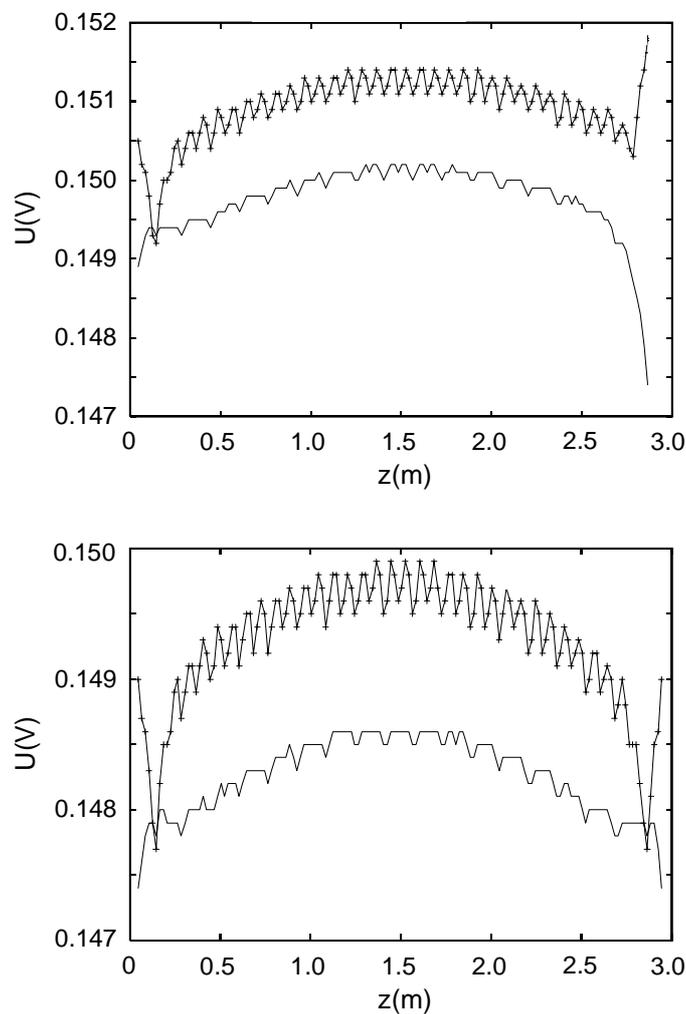


Abb. 4.2.1.11: Spannungsverteilungen des IH-RFQ mit gerader (oben) und ungerader (unten) Halterzahl.

Die Elektrodengeometrie des MAFF-RFQ ist aufgrund der vergleichbaren Teilchendynamik nahezu identisch mit der Elektrodengeometrie des REX-ISOLDE

RFQ. Aus diesem Grund ist auch beim MAFF-RFQ die in Abb. 3.3.2.2 Feldabweichung von etwa $\pm 15\%$ durch die Elektrodenmodulation zu erwarten. Zum Erreichen einer konstanten Elektrodenkapazität und damit einer flachen Spannungsverteilung wird der in Abb. 4.2.1.12 dargestellte Parameter Δh am Elektrodenprofil vergrößert, je stärker die Modulation anwächst. Die verbleibende relative Abweichung der Kapazität läßt sich so unter 1% reduzieren. Der hierfür erforderliche Verlauf von Δh ist zusammen mit der mittleren Apertur aufgetragen. Falls sich in der Praxis lokale Abweichungen vom theoretischen Wert zeigen, könnten diese notfalls durch die Halteringe ausgeglichen werden.

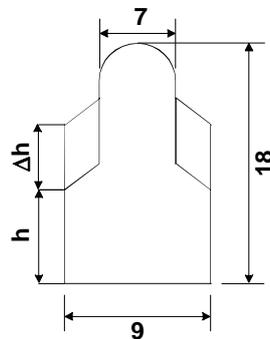


Abb. 4.2.1.12a: Zur Erzeugung eines konstanten Kapazitätsbelages durch Änderung des Elektrodenprofils.

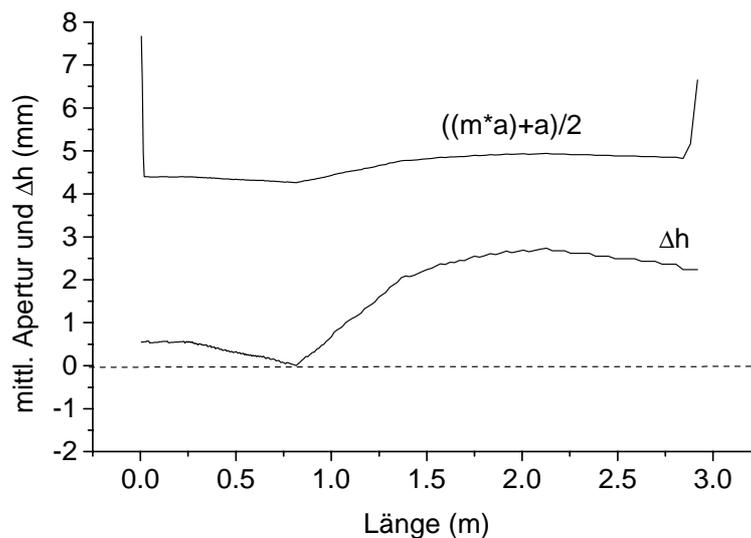


Abb. 4.2.1.12b: Verlauf der Größe Δh zum Erreichen eines konstanten Kapazitätsbelages bei gegebener mittlerer Apertur.

Anhand der in diesem Abschnitt dargestellten Rechnungen konnte ein geeigneter H_{110} -RFQ Resonator für die bei MAFF vorgesehene Betriebsfrequenz von 101.28 MHz entwickelt werden. Als leistungsfähigstes Design des 3 m langen Beschleunigers wurde eine Struktur mit 37 Haltern, bei 7 cm Halterabstand festgelegt. Die Kompensation der durch die Elektrodenmodulation verursachten Unflatness kann über eine Profiländerung der Elektroden erreicht werden, die für einen konstanten Kapazitätsbelag entlang des Quadrupols sorgt. Der modenbedingte Feldabfall an den Enden des Resonators kann durch Undercutlängen von 10 cm bis zu einer Abweichung von $< 1\%$ korrigiert werden. Für die Feinabstimmung der Frequenz (und gegebenenfalls der Spannungsverteilung) werden Elektrodenhalteringe mit Dicken von 15 mm verwendet, deren Variation zwischen 10 und 20 mm eine Frequenzänderung von ± 1 MHz ermöglicht. Am Ende des folgenden Abschnitts sind in Tabelle 4.2.2.2 alle errechneten HF- und Geometrieparameter zusammen mit den teilchendynamischen Größen angegeben. Abschließend zeigt Abb. 4.2.1.13 ein MAFIA Bild des gesamten Resonators.

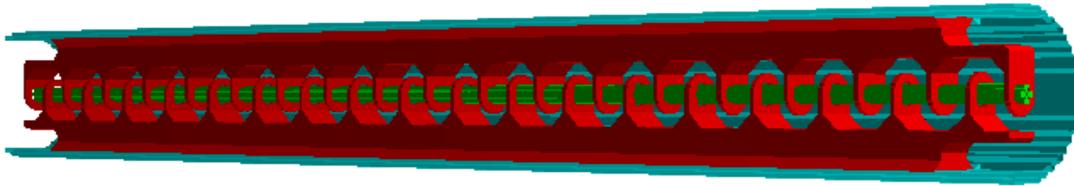


Abb. 4.2.1.13: IH-RFQ Leistungsresonator in MAFIA.

4.2.2. Rechnungen zur Teilchendynamik

Die Basisparameter für die PARMTEQ-Rechnungen zur Entwicklung der Elektrodengeometrie des MAFF-RFQ sind die Betriebsfrequenz von 101.28 MHz, geforderte Ein- und Ausgangsenergien von 2.5 und 300 keV/u, sowie ein Masse zu Ladungsverhältnis des schwersten zu beschleunigenden Ions von $A/q = 6.3$. Wie beim REX-ISOLDE RFQ ist die transversale Akzeptanz des Beschleunigers für die von der EZR-Quelle zu erwartenden Emittanzen aufgrund der durch Überschlagskriterien gegebenen Apertur großzügig dimensioniert. Für die Strahlintensität wurde ein Strom von $5 \mu\text{A}$ angenommen, was im Bereich der maximalen Intensitäten bei MAFF liegt.

Ausgehend vom Elektrodendesign des REX-ISOLDE RFQ, dessen Einsatzbereich abgesehen von der höheren Injektionsenergie vergleichbar ist, konnte durch die PARMTEQ Rechnungen eine für MAFF geeignete Elektrodengeometrie entwickelt werden. Durch die iterative Modifikation der Stützstellen in PARMTEQ wurde schließlich ein Design mit 287 Beschleunigerzellen bei einer Designspannung von 59.6 kV als optimale Lösung im Bezug auf die Länge der Struktur, der Transmission, sowie der Energie- und der Phasenbreite am Ausgang festgelegt. Der Kilpatrick-Wert liegt bei $U = 1.1 \cdot U_{\text{Kilp}}$.

Tabelle 4.2.2.1 zeigt den in PARMTEQ verwendeten Eingabedatensatz Abb. 4.2.2.1 zeigt die damit errechneten Elektrodenparameter des MAFF-RFQ im einzelnen. Die Phasenvorschübe in longitudinaler und transversaler Richtung, σ_l und σ_t , zeigen den Verlauf der longitudinalen und transversalen Fokussierung entlang der Struktur.

RUN 1

TITL *** MAFF-RFQ ***

LINA	1	0.0025	101.28	6.3	1	(Anzahl der Beschleunigertanks, Eingangsenergie [MeV/u], Frequenz [MHz], Massenzahl, Ladungszahl)	
TANK	1	0.3	-90	0.0596	1.0	16	(Tank Nr., Ausgangsenergie [MeV/u], Synchronphase [°], Spannung [MV], Volfaktor, Zahl der Segmente pro Zelle)
SWIT	2	2					(Generierungs- und Dynamikroutine)
ZDAT	0	0					(Anzahl der matching in / matching out - Zellen)

Z	B	ϕ	M	VF
0.0	1.1	-90	1.0	1.0
0.485	1.5	-90	1.0	1.0
0.97	2.0	-90	1.0	1.0

1.45	3.588	-90	1.0	1.0	
1.94	4.56	-90	1.0	1.0	
23.19	4.56	-85.5	1.01	1.0	
28.03	4.57	-81.5	1.03	1.0	
33.41	4.63	-77.5	1.1	1.0	
42.6	4.69	-74.1	1.11	1.0	
54.51	4.75	-68.3	1.13	1.0	
66.54	4.8	-62.5	1.17	1.0	
74.38	4.87	-57.5	1.23	1.0	
81.59	4.9	-51	1.31	1.0	
90.08	4.72	-45.5	1.41	1.0	
97.53	4.55	-41.9	1.51	1.0	
103.13	4.38	-38.5	1.57	1.0	
135.55	3.72	-28	1.85	1.0	
151.94	3.55	-25.5	1.96	1.0	
174.05	3.42	-24	2.03	1.0	
191.94	3.35	-23	2.07	1.0	
211.94	3.3	-22	2.1	1.0	
283.94	3.4	-22	2.1	1.0	
286.94	3.6	-22	2.1	1.0	
289.94	2.1	-16	1.9	1.0	
296.99	1.3	-13.5	1.7	1.0	-1
STAR 1					(Start- und Endzelle
STOP -1					bei Dynamikrechnungen)
CORD -1					(Ausgabesteuerung)
INPU -6 500 0.66 2.78 0.02 0.66 2.78 0.02 180.0 0.0 0.0					(Eingangsverteilungstyp, Teilchenzahl und Emittanz)
EING -0.6					(Ausgabesteuerung)
ELIM -50.0					(max. Phasenabweichung)
SCHE 6 0.005 0					(Raumladungsroutine Nr., Strom [mA])
BEG1 1					(Start der Dynamikrechnung)
ENDE					

Tab. 4.2.2.1: PARMTEQ-Eingabedatensatz für das Elektrodendesign des MAFF-RFQ (Parameter: Z = z-Position, B = Fokussierstärke, φ = Sollphase, M = Modulation, VF = Voltfaktor).

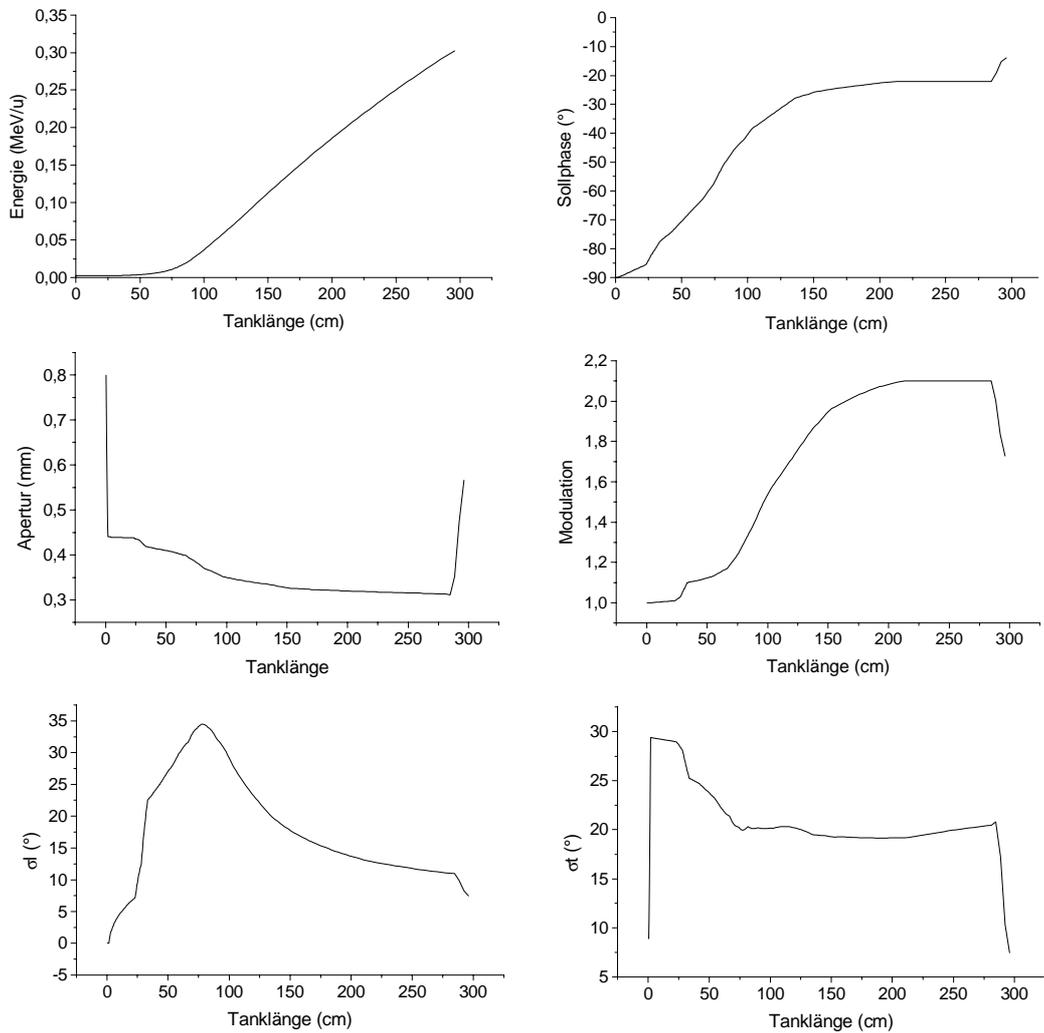


Abb. 4.2.2.1: Designparameter des MAFF-RFQ errechnet mit den Stützstellen aus Tab. 4.2.2.1.

Die Transmission liegt bei Nullstrom (Eingangsemittanz von 200π mm mrad) bei 99.3 % und sinkt auch unter der Annahme einer Intensität von $5 \mu\text{A}$ nur unwesentlich unter 99 %. Die berechnete Energieunschärfe ist mit $\pm 1.3 \%$ ebenfalls sehr gut. In Abb. 4.2.2.2 sind die Ausgangsemittanzen bei gefüllter Akzeptanz zu sehen.

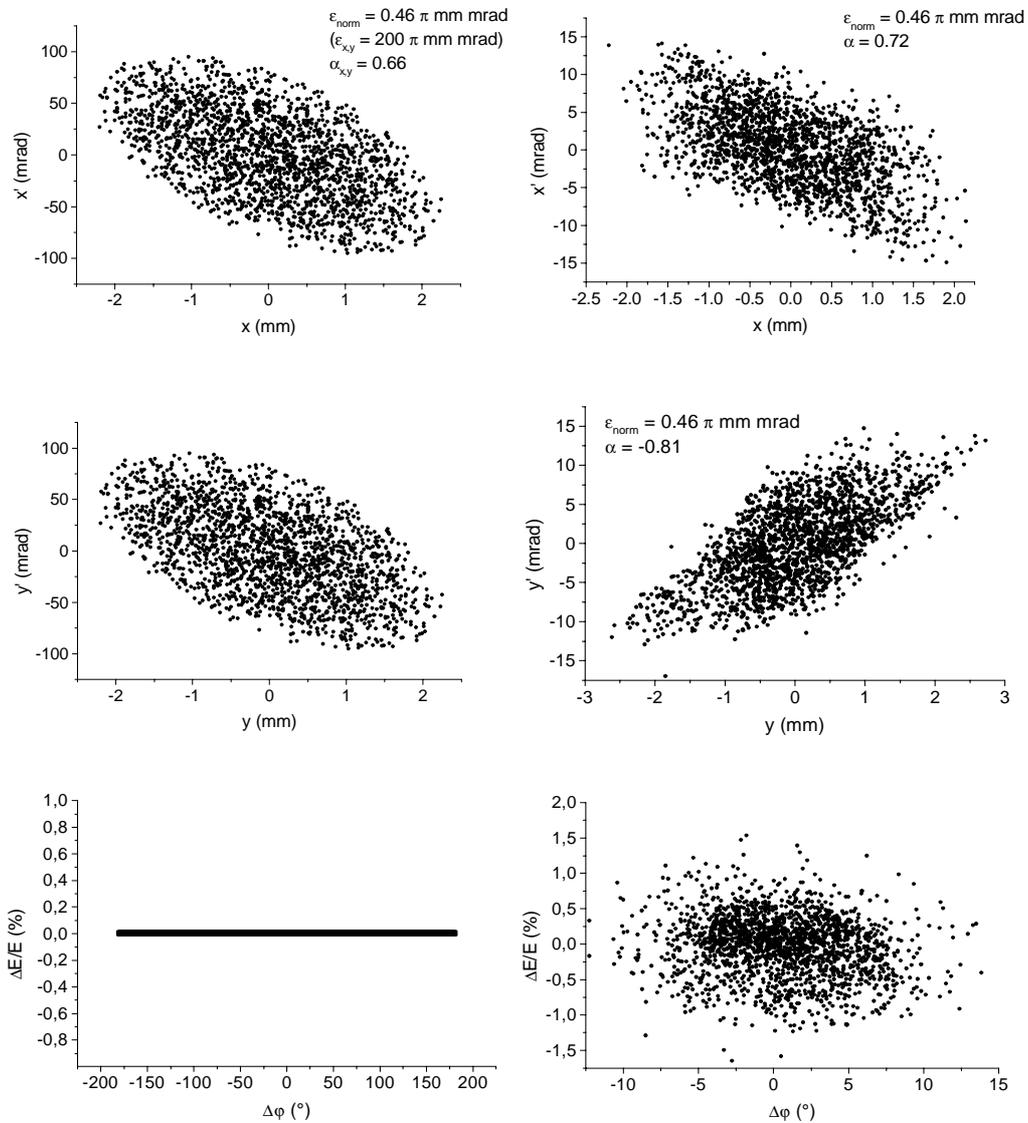


Abb. 4.2.2.2: Berechnete Ein- und Ausgangsemittanzen für einen 5 μ A-Strahl mit $A/q = 6.3$ bei einer Elektrodenspannung von 59.6 kV.

Abschließend zeigt Tabelle 4.2.2.2 noch einmal alle errechneten Parameter des MAFF-RFQ zusammen mit denen des REX-ISOLDE RFQ. Die größere Zellenzahl des MAFF-RFQ folgt aus der geringeren Injektionsenergie. Dadurch wird die bunchformende Sektion am Anfang der Struktur effektiv verlängert, was zu der beobachteten Verbesserung der longitudinalen Emittanz am Ausgang führt.

	MAFF IH-RFQ	REX 4-Rod-RFQ
Resonanzfrequenz [MHz]	99.9	99.2*
Güte Q_0	10400	8297
Rp-Wert [$k\Omega m$]	255	259
Dipolanteil [%]	0.45	1.5*
$P_{\text{Elektroden}}$ [%]	8.7	26.7
Eingangsenergie [keV/u]	2.5	5
Ausgangsenergie [keV/u]	300	300
Anzahl d. Beschleunigerzellen	287	232
Elektrodenlänge [mm]	2960	2925
Elektrodenradius [mm]	3.4 / 3.6	3.4 / 3.6
Aperturverlauf [mm]	4.6 bis 3.1	4.6 bis 3.1
Modulationsverlauf	1 bis 2.1	1 bis 2.1
Sollemittanz [π mm mrad]	200	200
Verlauf d.Sollphase [$^\circ$]	-90 bis -13	-90 bis -14
Sollspannung [kV]	9.5*A/q	9.33*A/q*
A/q_{design}	6.3	4.5
Kilpatrick (nach Schempp)	1.1	0.7
Transmission [%]	98.8	97.8*
Energieunschärfe [%]	± 1.3	$\pm 1.5^*$
Phasenbreite [$^\circ$]	± 12	$\pm 14^*$
Strukturlänge [mm]	3020	3000
Innendurchmesser [mm]	300	320
Anzahl der Halter / Stützen	37	18
Halter- bzw. Stützenabstand	70	169
Halter- bzw. Stützenhöhe	90	180

Tab. 4.2.2.2: Vergleich der errechneten Parameter des MAFF IH-RFQ und des REX-ISOLDE 4-Rod RFQ. Werte, die am REX-RFQ experimentell bestätigt werden konnten, sind mit '' markiert. Bei beiden Resonatoren sind die Resonanzfrequenzen mit Undercuts, bzw. Abstimmplatten, jedoch ohne Einbau zusätzlicher Komponenten wie Tauchkolben und Einkoppelschleifen angegeben.*

4.2.3. Abschließende Betrachtungen

Die Untersuchung des IH-RFQ für MAFF zeigte, daß die Vorzüge der Struktur im Bereich 100 MHz in einem sehr geringen Dipolanteil ($< 5\%$) und einem geringen Anteil der Verlustleistung an den Elektroden ($\sim 8.5\%$) liegen. Der errechnete Rp-Wert des Resonators ist mit $255\text{ k}\Omega\text{m}$ mit dem theoretischen Wert des REX-RFQ fast identisch. Es stellt sich die Frage nach der Relevanz dieser Größen und nach der Zuverlässigkeit der Simulationsrechnungen.

Der geringe Dipolanteil des IH-RFQ ist aufgrund der großen Leitungswege entlang der Tankinnenflächen und der damit verbundenen geringen relativen Abweichungen in der Strompfadlänge (im Induktivitätsbelag) zu den vertikalen Elektroden offensichtlich und unumstritten. Doch welche Bedeutung kommt dieser Größe zu? In Abschnitt 2.3.2.2 wurde gezeigt, daß sich die Multipolfelder höherer Ordnung auf den Bereich nahe den Elektrodenoberflächen beschränken. Dies legt nahe, daß der Dipolanteil, bzw. die aus der Überlagerung des Dipols resultierenden Sextupolanteile gerade im Bereich der radioaktiven Ionenstrahlen als weniger kritisch anzusehen sind, denn die hier vorliegenden Emittanzen sind vergleichsweise gering. PARMTEQ Rechnungen mit EBIS-Emittanzen zeigen eine Ausleuchtung des Quadrupols von weniger als 30% .

Ein weiterer Punkt ist der Zusammenhang zwischen den unvermeidlichen Dejustierungen des Quadrupols und dem Dipolanteil. Simulationsrechnungen bei GSI [17], bei denen die Feldverteilung im Quadrupol mit MAFIA berechnet und in PARMTEQ eingegeben wurde, haben gezeigt, daß die durch Fehljustierungen ohnehin gegebenen Abweichungen vom idealen Quadrupol nicht etwa eine Grenze für eine sinnvolle Minimierung des Dipolanteils angeben, sondern daß sich die beiden Effekte nachteilig addieren und zu Transmissionsverlusten führen. Der wesentliche Parameter ist jedoch auch hier die Eingangsemittanz, so daß unterhalb von Emittanzen von $50\pi\text{ mm mrad}$ und Fehljustierungen unter 0.5 mm keine nennenswerten Effekte beobachtet werden konnten. Da auch die Strahlmessungen am REX-RFQ bei Emittanzen bis etwa $30\pi\text{ mm mrad}$ und einer realisierbaren Justiergenauigkeit von $1/10\text{ mm}$ sehr gute Ergebnisse gezeigt haben, scheint eine Optimierung des Dipolanteils für die Anwendung bei radioaktiven Ionen weniger dringlich, solange Emittanzen vorliegen, die mit denen der EBIS vergleichbar sind. Für die RFQ- Entwicklung im Allgemeinen (speziell im Hochstrombereich) sind sicherlich andere Maßstäbe anzusetzen. Auch im Bereich der radioaktiven Ionenstrahlen ist zu bedenken, daß die guten Emittanzwerte der sich derzeit durchsetzenden (und auch bei MAFF geplanten) EZR-Quellen als Ladungsbrüter nur in einem einzigen Fall gemessen werden konnten und weiterer Bestätigung bedürfen. Bisher lagen die EZR-Emittanzen (bei 20 kV Extraktionsspannung) im Bereich $100\pi\text{ mm mrad}$. Falls bei MAFF Einschußemittanzen in dieser Größenordnung vorliegen, stellt der geringe Dipolanteil des IH-RFQ Resonators zweifellos einen Vorteil dar.

Bei der Berechnung der Verlustleistung an den Elektroden des IH-RFQ wurde im wesentlichen der in [9] angegebene, quadratische Zusammenhang zwischen Halterabstand und Verlustleistung an den Elektroden bestätigt. Die relativen

Änderungen bei verschiedenen Halterabständen werden deshalb nicht in Frage gestellt. Die Absolutwerte sind jedoch zweifelhaft. Neue Untersuchungen von MAFIA haben gezeigt, daß mit den bisher verwendeten Algorithmen die Verlustleistungsdichten im Resonator bei bestimmten Geometrien nicht korrekt berechnet werden [94]. Das gilt vor allem für Verluste die durch Ströme in Einschnitten und entlang von Kanten erzeugt werden, was im IH-RFQ vornehmlich entlang der Elektroden (aber auch an den Haltern) der Fall ist.

Bei MAFF führt die Verwendung des IH-Resonators und damit der Wegfall einer direkten Elektrodenkühlung hauptsächlich zu einer Erleichterung des mechanischen Aufbaus des Quadrupols. Dies ist jedoch - wie erwähnt - gegen die Nachteile, die beim Aufbau der Struktur als Hohlraumresonator entstehen, abzuwiegen. Hinzu kommt, daß im Rahmen der 4-Rod RFQ Entwicklung (unter anderem durch die Einführung der "Mini-Vane" Elektroden) sehr effiziente und gut realisierbare Kühlmöglichkeiten geschaffen wurden.

Bezüglich des Verhaltens der indirekt gekühlten Elektroden bei höchsten Leistungspegeln ist zu bemerken, daß bei der Konditionierung der 27 MHz 4-Rod Struktur (bis zu 250 kW) keine Verschlechterung des Rp-Wertes beobachtet wurde, während beim 36 MHz IH-RFQ der GSI die Leistungsaufnahme für die Beschleunigung von U^{4+} derzeit noch deutlich über dem Designwert liegt [95]. Hier bleibt abzuwarten inwieweit Konditionierungseffekte eine Rolle spielen. Die bei MAFF erforderlichen Leistungspegel sind im Vergleich zum GSI Hochstrominjektor moderat, so daß vergleichbare Probleme nicht zu erwarten sind. Es ist außerdem zu klären, inwieweit man sich bei der mechanischen Realisierung an das GSI Design anlehnt.

Abschließend ist zu sagen, daß für MAFF die indirekte Elektrodenkühlung an sich keine großen Vorteile bezüglich der Kühleffizienz und des Aufbaus mit sich bringt. Sie gestattet jedoch die Verwendung von sehr dünnen Haltern (Dicke: 10 mm), was den Rp-Wert der Struktur verbessert. Im Bereich höherer Leistungen und Tastverhältnisse könnte es zudem interessant sein, einen IH-RFQ mit massiven Haltern und wassergekühlten Elektroden zu untersuchen. Die derzeitige Obergrenze für die Kühlung der Resonatoren liegt bei etwa 25 kW/m. Die Elektroden sind dabei ein kritischer Teil, so daß der IH-RFQ mit den gezeigten Leistungsverteilungen eine mögliche Alternative darstellt.

Der Rp-Wert der IH-RFQ Struktur im Vergleich zum 4-Rod RFQ ist seit der Planungen für den neuen Hochstrominjektor der GSI der Gegenstand von Diskussionen. Er ist der wesentliche Parameter was die Umsetzung von HF-Leistung in Beschleunigungsspannung betrifft. Die Güte des Resonators ist in diesem Zusammenhang als sekundäre Größe anzusehen, die optimiert wird, wenn durch eine sinnvolle Resonatorgeometrie ein maximaler Rp-Wert erreicht wurde. Der Güte kommt insofern eine Bedeutung zu, als daß sich bei einer bestehenden, auf hohen Rp-Wert optimierten Struktur anhand von Gütemessungen relativ einfach bestimmen läßt wie sich verschiedenen Arten der Kontaktierung, unterschiedliche Werkstoffe, Oberflächenbeschaffenheiten etc. auf die Verlustleistung im Resonator auswirken.

Im Rahmen der MAFIA Rechnungen konnte der erwartete höhere Rp-Wert des IH-RFQ bei der vorliegenden Frequenz nicht bestätigt werden. Es ist jedoch

naheliegender, daß sich die oben erwähnten Fehler bei der Berechnung der Verlustleistung aufgrund der hohen Stromdichten an den rechtwinkligen Übergängen Stütze/Bodenplatte bei der 4-Rod Struktur stärker auswirken als beim IH-RFQ, wo die Ladeströme vergleichsweise großflächig verteilt sind. Gleiches gilt für die Verluste entlang der Elektroden, wo beim IH-RFQ aufgrund des geringeren Halterabstands geringere Ströme vorliegen. Diese Einschätzung wird durch den Vergleich von Messung und Rechnung am GSI IH-RFQ untermauert, wo einem gemessenen Rp-Wert von 620 kΩm ein mit MAFIA berechneter Wert von 840 kΩm gegenübersteht. Das Verhältnis zwischen Messung und MAFIA Rechnung entspricht damit etwa dem Verhältnis zwischen dem in Abschnitt 2.2.3 analytisch berechneten Rp-Wert (198 kΩm) und dem MAFIA Wert (255 kΩm) des MAFF RFQ.

Die Rechnungen deuten also durchaus auf einen höheren Rp-Werte des IH-RFQ hin. Dies muß letzten Endes durch den Bau eines Leistungsresonators, bzw. eines hochleistungstauglichen Einzelmoduls nachgewiesen werden

Was die Abhängigkeit des Rp-Wertes von der Frequenz sowie den Vergleich unterschiedlicher Resonatortypen betrifft, so ist zu beachten, daß die kapazitive Belastung des Resonators durch den Quadrupol (d.h. die teilchendynamische Auslegung, die bei allen Beschleunigern verschieden ist) den Rp-Wert maßgeblich beeinflusst. Prinzipiell können also nur Resonatoren mit identischem Quadrupol direkt verglichen werden. In [7] wurden die Rp-Werte und Betriebsfrequenzen der bis 1990 realisierten RFQ Beschleuniger vom 4-Rod und 4-Vane Typ zusammengefaßt. Dabei wird näherungsweise eine Proportionalität von $R_p \propto f^{-3/2}$ angegeben (rote Linie). In die folgende Grafik wurden einige aktuelle Daten von 4-Rod Strukturen, sowie der IH-RFQ der GSI und der abgeschätzte Wert für den MAFF-RFQ mit eingetragen.

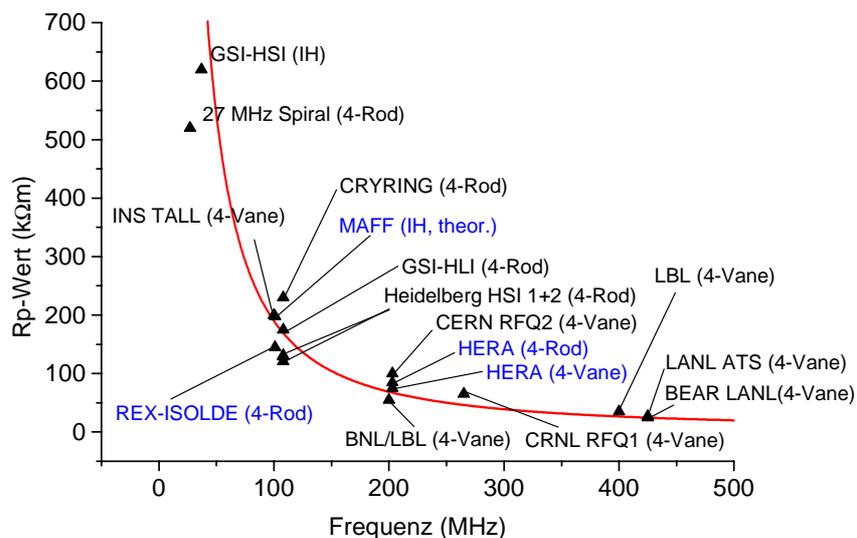


Abb. 4.2.3.1: Rp-Wert in Abhängigkeit von der Frequenz für unterschiedliche RFQ-Resonatortypen.

Die einzigen Resonatoren mit identischer oder fast identischer Teilchendynamik sind die HERA RFQs sowie die RFQs für REX-ISOLDE und MAFF. Es zeigt sich, daß die 4-Rod Struktur bei 202.5 MHz im Rp-Wert über der 4-Vane Struktur liegt, die bezüglich der Stromdichten und Leistungsverteilungen alle beim IH-RFQ auftretenden Vorteile besitzt! Allerdings werden beim 4-Rod RFQ mit zunehmender Frequenz die Abstände zwischen den Stützen (und damit die Stromwege auf den Elektroden) kleiner. Bei der niedrigeren Frequenz von 101 MHz kann der gemessene Rp-Wert des REX-RFQ bislang nur mit der Abschätzung nach Gleichung (2.2.21) verglichen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Klabunde, The High Charge State Injector for GSI, Proc. of the LINAC 1992, Ottawa, Vol.1, p. 570
- [2] D. Warner et al., CERN Heavy-Ion Facility Design Report, CERN 93-01, 1993
- [3] O. Engels, Ein VE-RFQ als Zyklotroninjektor, Dissertation, IAP Frankfurt/Main, 1998
- [4] R.H. Stokes, T.P. Wangler, Ann. Rev. Nucl. Part. Instr. 38, 1989, p. 97
- [5] H. Deitinghoff, Int. Rep. 92-17, IAP Frankfurt/Main, 1992
- [6] R.H. Stokes, T.P. Wangler, The Radio-Frequency-Quadrupole - A New Linear Accelerator, IEEE NS-28, 1981, p. 1999
- [7] A. Schempp, Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenzquadrupol (RFQ)-Beschleuniger, Habilitationsschrift, IAP Frankfurt/Main 1990
- [8] J. Klabunde et al., The Project of a High Current Injector at the UNILAC, Proc. LINAC 1986, SLAC-Rep.-303, p. 299
- [9] U. Ratzinger, Effiziente Hochfrequenz Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen, Habilitationsschrift, IAP Frankfurt/Main, 1998
- [10] T. Sieber et al., Design and Status of the RFQ for REX-ISOLDE, Proc. LINAC 1998, Chicago, p. 777
- [11] T. Sieber et al. RFQ-Accelerators for Radioactive Ion Beams, Proc. EPAC 1998, Stockholm, p. 767
- [12] The MAFIA Collaboration, User's Guide MAFIA Version 4.0, CST GmbH, Büdinger Str. 2a, D-64289 Darmstadt, Germany
- [13] I.M. Kapchinskij, V.A. Tepliakov, Linear Ion Accelerator with Spatially Homogenous Strong Focusing, Prib. Tekh. Eksp. 119, No. 2, 1970, p. 17 ff
- [14] R. Wideröe, Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen, Archiv für Elektrotechnik, Bd. 21, 1955, S. 111
- [15] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons Inc., New York, 1981

- [16] A. Schönlein, Hochfrequenzeigenschaften des $\lambda/2$ -RFQ-Resonators, Diplomarbeit, IAP Frankfurt/Main, 1981
- [17] J. Klabunde et al., Beam Dynamics Simulations in a 4-Rod RFQ, Proc. LINAC 1994, KEK, Tsukuba, p. 710
- [18] S. Flügge, Rechenmethoden der Elektrodynamik, Springer Verlag Heidelberg, 1986
- [19] E. Nolte, G. Geschonke, K. Berdermann, R. Oberschmid, R. Zierl, M. Feil, A. Jahnke, M. Kressard, H. Morinaga, The Munich Heavy Ion Postaccelerator, Nucl. Instr. and Meth. 1979, Vol. 158, p. 311
- [20] R. Popescu-Dolj, Abhängigkeit der Spaltspannungsverteilung in einer IH-Struktur von der Geometrie der Beschleunigertankenden, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt/Main, 1993
- [21] I. Ben-Zvi, A. Jain, H. Wang, A. Lombardi, Electrical Characteristics of a Short RFQ-Resonator, Proc. LINAC 1990, Albuquerque, LA-12004-C, p. 73
- [22] H. Podlech (Michigan State University), persönliche Mitteilung
- [23] J. Struckmaier, Selbstkonsistente und nichtselbstkonsistente Phasenraumverteilungen intensiver Ionenstrahlen, Dissertation, IAP Frankfurt/Main, 1985
- [24] E.D. Courant, H.S. Snyder, Theory of the Alternating Gradient Synchrotron, Ann. of Phys. 3, 1-48, 1958
- [25] D.C. Carey, K.L. Brown, F. Rothacker, SLAC-R-95-462
- [26] M. Berz, Nucl. Instr. and Meth. A298, 1990, 273
- [27] B. Franczak, MIRKO Version 5.13 Handbuch, GSI Darmstadt, 1989
- [28] I.M. Kapchinskij, V.V. Vladimirkij, Proc. of the Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, p. 274
- [29] F.J. Sacherer, RMS Envelope Equations with Space Charge, IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971
- [30] W.D. Kilpatrick, Rev. Sci. Instr. 28 (1957) p. 827
- [31] A. Schempp, Proc. EPAC 1988, World Sci., 1989, p. 464
- [32] A. Bechtold, Generierung der RFQ-Elektroden mit dem Programm PARMTEQ, Int. Rep. 98-42, IAP Frankfurt/Main, 1998

- [33] A. Bechtold, Aufbau eines Schwerionen-RFQ-Beschleunigers mit hohem Tastverhältnis, Diplomarbeit, IAP Frankfurt/Main, 1997
- [34] H. Vormann, A. Schempp, U. Beisel, O. Engels, T. Sieber, The Design of RFQ Accelerators with high Duty Factors, Proc. EPAC 1996, Barcelona, p.774
- [35] K. R. Crandall, R. H. Stokes, T. P. Wangler, RF-Quadrupole Beam Dynamics Design Studies, Proc. LINAC 1979, Montauk N. Y., p. 2499
- [36] H. Vormann, Untersuchungen von 4-Rod-RFQ-Strukturen als Injektor für eine Spallations-Neutronenquelle, Dissertation, IAP Frankfurt/Main, 2000
- [37] Proposal to the ISOLDE Scientific Committee: Radioactive Beam Experiments at ISOLDE - Coulomb Excitation and Neutron Transfer Reactions of Exotic Nuclei, CERN ISC94-25, ISC P68, 1994
- [38] B. Jonson, H.L. Ravn, G. Walter, ISOLDE PS Booster Facility at CERN: Experiments with Slow Radioactive Beams, Nucl. Phys. News 3(2), 1993, p. 5
- [39] J. Lettry et al., Pulse Shape of ISOLDE Radioactive Ion Beam, Nucl. Instr. and Meth. B126, 1997, p. 130, (allgemein: <http://isolde.cern.ch>)
- [40] P. Schmor et al., The High Intensity Radioactive Beam Facility at TRIUMF, Proc. Epac 1998, Stockholm, p. 2386
- [41] R. Rao et al., Beam Optics Design of the REX-ISOLDE q/m-Separator, Nucl. Instr. and Meth. A 427, 1999, p. 170
- [42] O. Kester et al., The REX-ISOLDE Linac, Proc. EPAC 1998, Stockholm, p. 728
- [43] P. Schmidt, REXTRAP - Ion Accumulation, Cooling and Bunching for REX-ISOLDE, Dissertation, Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2001
- [44] G. Bollen et al., Nucl. Instr. and Meth. A368, 1996, p.675
- [45] F. Wenander, REXEBIS - An Electron Beam Ion Source for the REX-ISOLDE Project, Licentiate thesis, Chalmers University of Technology and Göteborg University, 1998
- [46] B. Visentin et al., Nucl. Instr. and Meth. B 101, 1995, p. 275
- [47] A. O. Nier, T. R. Roberts, Phys. Rev. 81, 1951, p. 507
- [48] U. Ratzinger, Il Nuovo Cimento 106A, 1993, p. 1583
- [49] K. U. Kühnel, Aufbau eines Splittringresonators als Rebuncher für das REX-ISOLDE Projekt, Diplomarbeit, IAP Frankfurt/Main, 1999

- [50] S. Emhofer, T. Sieber et al., Properties of the Front Part of the REX-ISOLDE Linac, Proc. EPAC 2000, Wien, p. 809
- [51] H. Podlech, M. Grieser, R. von Hahn, S. Papureanu, R. Repnow und D. Schwalm, The 7-gap-resonator-accelerator for the REX-ISOLDE-Experiment at CERN, Proc. PAC 1999, New York, p. 3543
- [52] D. Habs et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 38, 1997, p. 111
- [53] J. Dobaczewski et al., Phys. Rev. Lett. 72, 1994, p. 981
- [54] M.M. Sharma, G.A. Lalazissis, W. Hillebrandt, and P. Ring, Shell effects in nuclei near the neutron dripline, Phys. Rev. Lett. 72(10), 1994, p. 1431
- [55] J.L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse and P. van Duppen, Coexistence in even mass nuclei, Phys. Rep. 215(3-4), 1992, p. 101
- [56] T. Motobayashi et al., Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy Coulomb excitation, Phys. Lett. B346(1-2), 1995, p. 9
- [57] T. Glasmacher et al., Collectivity in ^{44}S , Phys. Lett. 395(3-4), 1997, p. 163
- [58] H. Scheit et al., New Region of Deformation: The Neutron Rich Sulfur Isotopes, Phys. Rev. Lett. 77(19), 1996, p. 3967
- [59] R.W. Ibbotson et al., Coulomb excitation of odd-a neutron-rich $\pi(s-d)$ and $\nu(f-p)$ shell nuclei, Phys. Rev. C59(2), 1999, p. 642
- [60] B.V. Pritychenko et al., Role of intruder configurations in $^{26,28}\text{Ne}$ and $^{30,32}\text{Mg}$, Phys. Lett. 461(4), 1999, p. 322
- [61] I. Tanihata, Neutron halo nuclei, J. of Phys. 22(2), 1996, p. 157
- [62] F.K. Thielemann et al., Astrophysics and nuclei far from stability, Nucl. Phys. A570(1-2), 1994, p. 329
- [63] H. Schatz et al., The endpoint of the rp-process, Nucl. Phys. A621(1-2), 1997, p. 417
- [64] M. Wiescher et al., A radioactive-ion beam experiment for the study of the astrophysical rp-process at CERN ISOLDE, CERN ISC94-21, ISC I11, 1997
- [65] D. Forkel-Width et al., Energetic Radioactive Ion Beams Studies of Hydrogen in Semiconductors, ISC 94-24/I12
- [66] M. Madert, Entwicklung und Aufbau des RFQ-Beschleunigers für den Heidelberger Hochstrominjektor, Dissertation, MPI-K Heidelberg, 1998

- [67] J. Friedrich, Untersuchung des 4-Rod RFQ zur Beschleunigung hochgeladener Schwerionen, Dissertation, IAP Frankfurt/Main, 1993
- [68] A. Letchford, A. Schempp, A Comparison of 4-Rod and 4-Vane RFQ-Fields, Proc. EPAC 1998, Stockholm, p. 1204
- [69] Optical Alignment with the Taylor-Hobson Micro-Alignment Telescope and its Accessories, Rank Precision Industries Ltd., Leicester, England
- [70] O. Zinke, H. Brunswig, Hochfrequenztechnik Bd.1, Springer Verlag, 1995
- [71] K. Kruglov et al., Beitrag eingereicht zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. A, 2001
- [72] L. Back, A 332 16-Channel Charge Integrator, Physikalisches Institut, Uni Heidelberg, 1999
- [73] G. Riehl, ProEMI Benutzerhandbuch, Fa. NTG, Im Steinigen Graben 12 - 14, D-63571 Gelnhausen
- [74] J. Großer, Einführung in die Teilchenoptik, B.G. Teubner Verlag Stuttgart, 1983
- [75] V. Blobel, E. Lohrmann, Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, B.G. Teubner Verlag Stuttgart, 1998
- [76] J. Dehen, Transport und Beschleunigung von Ionen im RFQ, Dissertation, IAP Frankfurt/Main, 1994
- [77] D. Habs et al., MAFF - Physics Case and Technical Description, <http://www.ha.physik.uni-muenchen.de/maff/>,
- [78] S.G. Nilsson et al., Nucl. Phys. A131, 1969, p. 1
- [79] S. Hofmann, G. Münzenberg, Rev. of Mod. Phys. 72, 3, 2000, p. 733
- [80] Yu. Ts. Oganessian et al., Nature 400, 1999, p. 242
- [81] V. Ninov et al., Observation of Superheavy Nuclei Produced in the Reaction of ^{86}Kr with ^{208}Pb , Phys. Rev. Lett. 83, 1999, p. 1104
- [82] R. Smolańczuk, Phys. Rev. C 59, 1999, p. 2634
- [83] R. Smolańczuk, A. Sobiczewski, Shell Effects in the Properties of Heavy and Superheavy Nuclei, Proc. of the Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics, Ed.: Y. Oganessian et al. St. Petersburg, April 18-22, World Scientific, Singapore, 1996

- [84] J. Dilling et al., The SHIPTRAP project: A capture and storage facility at GSI for heavy radionuclides from SHIP, *Hyp. Int.* 127, 2000, p. 491
- [85] F. Herfurth et al., A linear radiofrequency ion trap for accumulation, bunching and emittance improvement of radioactive ion beams, zur Veröffentlichung akzeptiert in *Nucl. Instr. and Meth. B*, 2001
- [86] D. Habs et al., The Munich Accelerator for Fission Fragments (MAFF), the Recycling of Radioactive Beams and Superheavy Elements, *Proc. 2. Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei*, World Sci. Singapore, 2000, p. 406
- [87] U. Köster et al., Ion Sources for Fission Fragment Accelerators, *Rev. Sci. Instr.* 69, 1998, p. 738
- [88] T. Lamy et al., Ion Charge State Increase $1+ \rightarrow N+$ for the Acceleration of Alkali and Metallic Ions, *Proc. EPAC 1998*, Stockholm, p. 1403
- [89] O. Kester, D. Habs, R. Rao, T. Sieber, H. Bongers, A. Kolbe, M. Gross, P. Thirolf, J. Ott, The Linac of the Munich Accelerator for Fission Fragments, *Proc. LINAC 1998*, Chicago, Vol. 1, p. 112
- [90] H. Bongers, S. Emhofer, D. Habs, O. Kester, T. Sieber, A. Schempp, U. Ratzinger, The IH-7-Gap Resonators of the MAFF Linac, *Proc. LINAC 2000*, Monterrey, p. 962
- [91] U. Ratzinger (IAP Frankfurt/Main), persönliche Mitteilung
- [92] A. Kipper, Untersuchungen an einem 27 MHz Spiral-RFQ-Prototypen für das Hochstromprojekt der GSI, Dissertation, IAP Frankfurt/Main, 1994
- [93] U. Bessler, A. Schempp, H. Deitinghoff, A. Kipper, J. Klabunde, T. Sieber, P. Spädtke, Ar^+ -beam experiments with the high-current heavy-ion Spiral-RFQ at GSI, *Nucl. Instr. and Meth. B* 113, 1996, p. 30
- [94] P. Balleyguier, U. Becker, R. Schuhmann, Improvement in 3D Computations of RF-Losses in Resonant Cavities, *Proc. LINAC 2000*, Monterrey, p. 842
- [95] W. Barth, Commissioning of the 1.4 MeV/u High Current Ion Linac at GSI, *Proc. LINAC 2000*, Monterrey, p. 1033
- [96] G. Riehl, Untersuchung der mehrdimensionalen Phasenraumverteilungen von intensiven Ionenstrahlen, Dissertation, IAP Frankfurt/Main, 1992

Anhang I

Messung von Güte und Rp-Wert bei niedrigen Leistungspegeln

a. Messung der Güte

Wie in Abschn. 2.2.1.2 erklärt, läßt sich der Resonator in der Nähe seiner Resonanzfrequenz durch einen aus konzentrierten Bauelementen bestehenden Parallelschwingkreis beschreiben, dessen Impedanz durch:

$$\frac{1}{\underline{Z}} = \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C \right) \quad (\text{AI.1})$$

gegeben ist. Die Güte Q des Schwingkreises ist bestimmt durch das Verhältnis von Blindleistung zu Wirkleistung der kapazitiven oder induktiven Bauelemente und damit durch das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie zur mittleren Verlustleistung:

$$Q = \frac{P_{\text{Blind}}}{P_{\text{Wirk}}} = \frac{R}{\omega L} = \omega CR = \frac{\omega W}{N}. \quad (\text{AI.2})$$

Da die mittlere Verlustleistung der zeitlichen Änderung der im Resonator gespeicherten Energie entspricht gilt:

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{W\omega}{Q} \quad (\text{AI.3})$$

Mit der Lösung dieser Differentialgleichung:

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \tau = \frac{Q}{\omega} \quad (\text{AI.4})$$

ergibt sich die Möglichkeit, die Güte über die Abklingzeit τ zu messen. Für normalleitende Resonatoren ist dieses Meßverfahren jedoch ungeeignet, da die Güte in der Regel bei 3000 bis 15000 liegt, woraus sich für 100 MHz Resonatoren Abklingzeiten im μs - Bereich ergeben.

Aus diesem Grund kommt ein Verfahren der Gütemessung zur Anwendung, bei dem der Phasenwinkel zwischen Strom und Spannung betrachtet wird, die sogenannte 3 dB Methode. Aus Gleichung AI.1 folgt:

$$\tan \varphi = \frac{\operatorname{Re}(Z)}{\operatorname{Im}(Z)} = R \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \quad (\text{AI.5})$$

Differenziert man die Gleichung nach ω an der Stelle ω_0 erhält man die Abhängigkeit des Phasenwinkels von der Frequenz:

$$\frac{d \tan \varphi}{d \omega_0} = RC + \frac{R}{\omega_0^2 L} \quad (\text{AI.6})$$

Erweitern mit ω_0 und Einsetzen von Gl. AI.2 ergibt:

$$\frac{\omega_0}{d \omega_0} = \frac{2Q}{d \tan \varphi}. \quad (\text{AI.7})$$

Die Güte läßt sich also mit Hilfe der Frequenzverschiebung bestimmen, bei der sich für $d(\tan \varphi) = 2$ ergibt (-45° bis $+45^\circ$). Die Messung des Phasenwinkels läßt sich durch eine Messung der Spannungsänderung ersetzen. Da gilt:

$$U = \frac{I \cdot R}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}}, \quad (\text{AI.8})$$

ergibt sich bei $\varphi = -45^\circ$ und $\varphi = +45^\circ$ ein Abfall der Spannung auf $1/\sqrt{2}$, was mit der Definition des Dezibels ($dB = 20 \cdot \log U_1/U_2$) gerade einem Abfall um 3 dB entspricht. Experimentell wird die Resonanzfrequenz nach beiden Seiten um $\pm \Delta\omega / 2$ verstimmt, bis sich ein Abfall um 3 dB ergibt. Die Güte wird dann einfach gemäß $Q = \omega / \Delta\omega$ berechnet.

Zur Unterscheidung zwischen verschiedenen Kopplungsarten zwischen Sender und Resonator führt man die unbelastete Güte Q_0 und die belastete Güte Q_L ein. Stellt die Einkoppelschleife im Resonator einen reellen $50\ \Omega$ Widerstand dar, so liegt eine ideale Anpassung an das externe $50\ \Omega$ System Sender/Sendeleitung vor. Die Verluste fallen zu gleichen Teilen intern und extern an. Allgemein ist die Definitionsgleichung der belasteten Güte:

$$Q_L = \frac{P_{Blind}}{P_{Wirk,ext} + P_{Wirk,int}} \quad (\text{AI.9})$$

Die äußeren Verluste lassen sich demnach durch eine externe Güte beschreiben:

$$Q_{ext} = \frac{P_{Blind}}{P_{Wirk,ext}}. \quad (\text{AI.10})$$

Der Zusammenhang zwischen den einzelnen Güten ist gegeben durch:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}}. \quad (\text{AI.11})$$

Den Kopplungsfaktor k definiert man als Verhältnis zwischen der unbelasteten Güte des Resonators und der Güte des externen Systems. Es gilt:

$$k = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{P_{Wirk,ext}}{P_{Wirk,int}} \quad (\text{AI.12})$$

Daraus folgt mit Gleichung (AI.11):

$$Q_L = \frac{Q_0}{1+k}. \quad (\text{AI.13})$$

Gleichung (AI.13) zeigt, daß bei fester Ankopplung (reflexionsfreie Anpassung) ($k = 1$) gilt: $Q_0 = 2Q_L$. Bei loser Kopplung ($k = 0$) ist $Q_0 = Q_L$. D.h. bei der Gütemessung läßt sich eine Annäherung an Q_0 erreichen, wenn k möglichst klein wird.

b. Messung des Rp-Wertes

Bei der Messung des Rp-Wertes nutzt man den oben beschriebenen Zusammenhang zwischen Parallelwiderstand, Güte und Resonanzkapazität. Da $Rp_0 = 2Rp$ (bezogen auf die Spitzenspannung U_0), ergibt sich mit $R_p = Q/\omega_0 \cdot C$:

$$Rp_0 = \frac{2Q}{\omega_0 \cdot C} \quad (\text{AI.14})$$

Das Meßprinzip beruht darauf, den Resonator mit einer kleinen Zusatzkapazität zu stören und aus der Reaktion auf diese Störung die Resonanzkapazität und damit den Rp-Wert zu ermitteln. Aus $\omega = 1/\sqrt{LC}$ folgt mit einer Zusatzkapazität ΔC eine Änderung der Resonanzfrequenz:

$$\omega_0 - \Delta\omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot (C + \Delta C)}} = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C \cdot \left(1 + \frac{\Delta C}{C}\right)}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{\Delta C}{C}}} \quad (\text{AI.15})$$

oder

$$1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Delta C}{C}}} \quad (\text{AI.16})$$

Berücksichtigt man bei einer Potenzreihenentwicklung der Wurzel nur die beiden ersten Glieder, so ergibt sich:

$$1 - \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C} \quad \text{und damit} \quad \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C} \quad (\text{AI.17})$$

Hieraus folgt mit Gl. (AI.14) der Ausdruck für den Rp-Wert:

$$Rp_0 = \frac{2 \cdot Q}{\omega_0 \cdot C} = \frac{4 \cdot Q}{\omega_0^2} \cdot \frac{\Delta\omega}{\Delta C} = \frac{2 \cdot Q}{\pi \cdot f_0^2} \cdot \frac{\Delta f}{\Delta C} \quad (\text{AI.18})$$

In der Praxis werden Störkondensatoren, deren Zusatzkapazität etwa 1 % der Kapazität des Quadrupols beträgt, verwendet. Diese werden an den benachbarten Elektroden befestigt und entlang des Quadrupols verschoben, wobei die Frequenzänderung an jeder z-Position registriert wird. Da sich der Rp-Wert entlang der Struktur aufgrund des veränderlichen Kapazitätsbelags ständig ändert, benutzt man in Gleichung (AI.18) einen mittleren Wert für Δf .

Zur Messung der Flatness werden die Unterschiede in der Frequenzänderung gegen die Beschleunigerlänge aufgetragen und mit

$$\Delta f = -\Delta C \frac{\pi \cdot f^2}{2QN} U_Q^2(z) \quad (\text{AI.19})$$

in eine Spannungsverteilung umgerechnet.

Anhang II

Messung der transversalen Emittanz von Ionenstrahlen

Der Übergang von dem in Abschnitt 2.3.1 theoretisch definierten Begriff der Emittanz zu einer realen, meßbaren Größe ist dadurch gekennzeichnet, daß die Teilchen nicht länger als Massenpunkte einer Dichteverteilung im Phasenraum betrachtet werden, sondern nunmehr einen definierten Ladungszustand besitzen.

Die Messung der transversalen Emittanz eines Ionenstrahls beruht im Prinzip auf dem Zählen von Ladungen, die innerhalb einer gewissen Meßdauer Δt in einem bestimmten Ortsbereich Δx eintreffen. Da reale Teilchen eine Geschwindigkeit v besitzen, erhält man durch solche Zählungen die Projektion aller Phasenpunkte in einem Abschnitt des Strahls der Länge $l = \Delta t \cdot v$ auf die jeweiligen Unterräume, wodurch sich z.B. in der x, x' -Ebene eine 2-dimensionale Verteilung der Form $I_2(x, x')$ in Abhängigkeit von Δt ergibt. Zur Vermessung von Gleichstrom-Ionenstrahlen mit konstantem Impuls der Teilchen in z -Richtung ist es dabei ausreichend, die Teilchenkoordinaten in den beiden transversalen Unterräumen x, x' und y, y' zu bestimmen [96].

Zur Messung der 2-dimensionalen Randemittanz $\varepsilon(x, x')$ eines Ionenstrahls läßt sich die Methode der Schlitz-Gitter-Emittanzmessung. Hierbei wird eine schlitzförmige Blende von einem rechnergesteuerten Schrittmotor entlang der x -Achse durch den Strahl gefahren. Bei jedem Schritt werden dadurch diejenigen Teilchen separiert, die an der betreffenden Koordinate x_i den Schlitz mit der Breite Δx passieren.

Abbildung AII.1 zeigt schematisch den Aufbau einer Schlitz-Gitter-Emittanzmeßanlage. Hinter der Blende ist im Abstand a ein Profilvergitter angebracht, welches aus mehreren Auffangdrähten besteht, die in diskreten Abständen d voneinander parallel zum Schlitz aufgereiht sind. An jeder Schlitzposition wird der Strom der auf die Drähte treffenden Ionen gemessen. Der Raum zwischen Schlitz und Gitter wird als feldfrei vorausgesetzt, so daß die Teilchenbahnen dort geradlinig verlaufen.

Jeder der Gitterdrähte steht in einem definierten Winkel zum Schlitz. Teilchen, die bei einer Schlitzstellung x_i unter einem Bahnwinkel x_j' auf einen der Drähte auftreffen, können somit dem Phasenraum-Element x_i, x_j' zugeordnet werden, wobei der auf dem Draht gemessene Strom I proportional zur Teilchendichte in diesem Phasenraum-Element ist.

Aus der Intensitätsverteilung auf den Drähten ergibt sich nach Durchfahren aller Schlitzpositionen ein sogenanntes Emittanzgebirge (Abb. AII.2) mit den Koordinatenachsen x, x' und I .

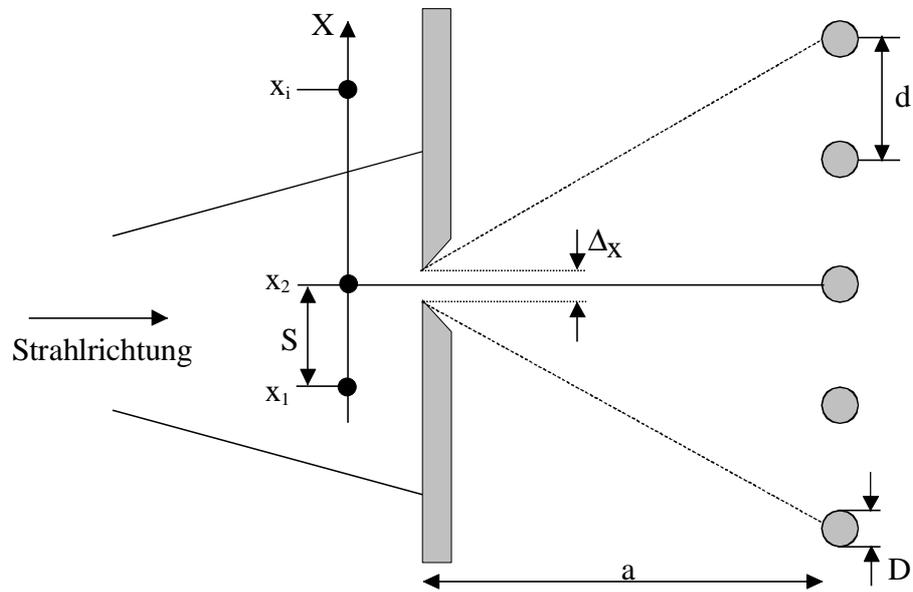


Abb. AII.1: Prinzip der Schlitz-Gitter-Emittanzmessung.

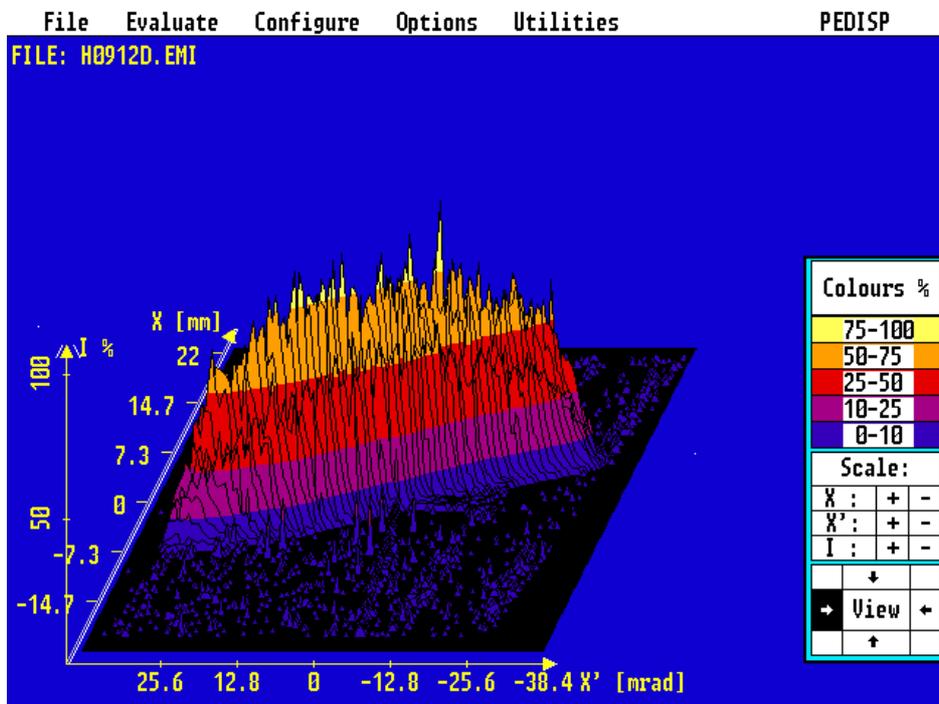


Abb. AII.2: Emittanzgebirge eines $130 \mu\text{A He}^{1+}$ -Strahls hinter dem Injektionssystem des REX-RFQ.

Die Fläche der Verteilung $I_2(x, x')$ im Phasenraum x, x' entspricht der gemessenen Randemittanz. Abb. AII.3 zeigt die dem Emittanzgebirge in Abb. AII.2 zuzuordnende x -Emittanz eines $130 \mu\text{A}$ He^+ -Strahls mit einer angenäherten KV-Ellipse. In dem mit "KV-Plane" bezeichneten Feld sind die Parameter der angefitteten KV-Emittanz angegeben. Die Werte beziehen sich hier auf die Phasenfläche, in der 95 % des Strahls liegen.

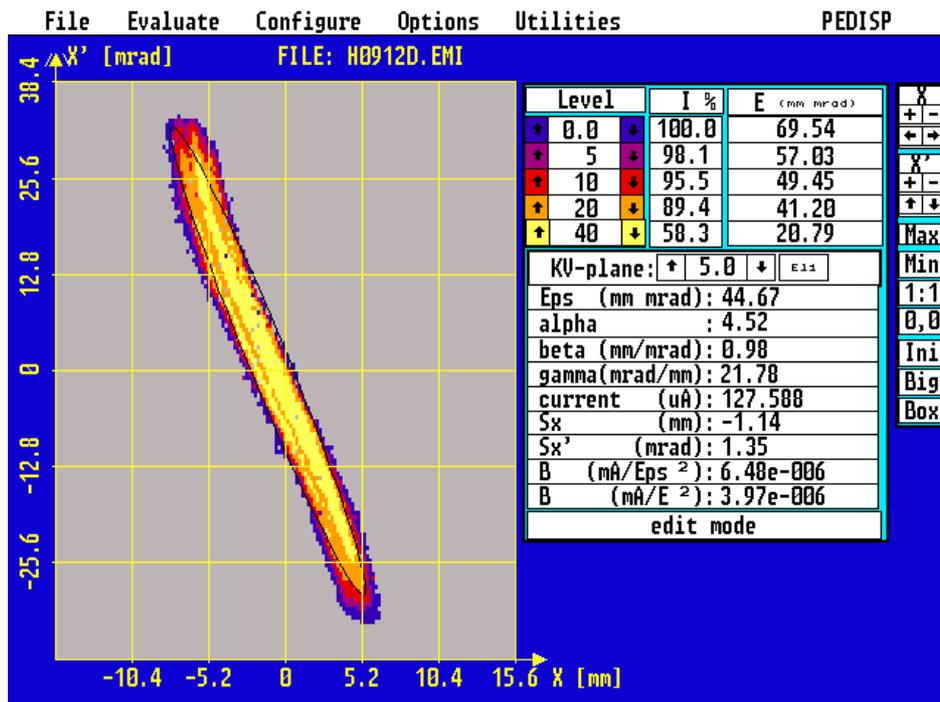


Abb. AII.3: 2-dimensionale Projektionsverteilung (x -Emittanz, zugehörig zu Abb. AII.2) und Oberfläche des Auswerteprogrammes ProEMI von G. Riehl.

Im Versuchsaufbau für die Messungen am REX-RFQ wurde ein neuer Typ der Schlitz-Gitter Emittanzmeßanlage verwendet, der den Strahl unter einem Winkel von 45° vermißt. Dies hat den Vorteil, daß für die hierbei kombinierten Schlitz und Gitter in x - y -Richtung nur zwei Vakuumdurchführungen anstelle von vier erforderlich sind. Außerdem wird auf diese Weise die x -Emittanz exakt am gleichen Ort gemessen wie die y -Emittanz. Abb. AII.4 zeigt ein Photo der Anlage.

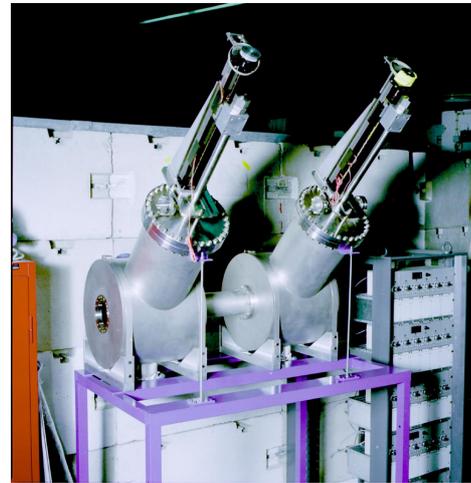


Abb. AII.4: Emittanzmeßanlage für REX-ISOLDE und MAFF. Links: Gitter mit x- und y-Drähten. Rechts: Gesamtaufbau der Anlage.

Danksagung

Zum Abschluß sollen noch einmal all jene erwähnt werden, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein Dank geht an...

- Prof. Dietrich Habs für die Aufnahme ins Institut. Sein großes Engagement für die Nachbeschleunigung radioaktiver Ionen hat diese Arbeit erst ermöglicht.
- meinen Betreuer, Dr. Oliver Kester, für fachliche und moralische Unterstützung sowie wertvolle Hilfe bei allen Experimenten. In freundschaftlicher Zusammenarbeit haben wir alle uns gestellten Probleme bewältigt.
- Prof. Alwin Schempp (IAP Frankfurt) für viele klärende Gespräche. Besonders beim Aufbau des REX-RFQ war sein stetes Vertrauen in meine Arbeit ein großer Rückhalt.
- Prof. Ulrich Ratzinger (IAP Frankfurt) für sein stets offenes Ohr für Fragen zur IH-Struktur, und für die Zeit diese zu klären.
- Dr. Klaus Rudolph und Walter Carli. Ihre Erfahrung und ihr technisches Können haben die Strahlexperimente entscheidend vorangebracht.
- meinen Zimmerkollegen Stephan Emhofer für den freundschaftlichen Zusammenhalt und seine stete Hilfsbereitschaft.
- Rainhardt Satzkowski für tatkräftige Hilfe, Zuverlässigkeit und Mitdenken bei allen Transporten. Außerdem für die souveräne Abwicklung aller Zollangelegenheiten.
- Rolf Oehm, Fritz Haftlmeier und Siegfried Huber, stellvertretend für die Mitarbeiter der Sektionswerkstatt und der BL-Werkstatt, für ausgezeichnete Arbeit. Nebenbei für die freundliche Erklärung des Unterschieds zwischen "Heit nimmer" und "Heier nimmer".
- Jovan Simovic für die gute und schnelle Ausführung stets dringender Elektronikarbeiten.
- Alexander Bechtold (IAP) und Dr. Holger Podlech (MSU) für viele physikalische und nicht-physikalische Gespräche, Kritik, Anerkennung und Freundschaft. A. Bechtold zudem für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Dr. O. Engels, ebenfalls für das Korrekturlesen der Arbeit sowie konstruktive Diskussionen über kleine und große RFQs.
- den Mitarbeitern und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhl Habs - soweit sie noch nicht erwähnt wurden - für die angenehme Arbeitsatmosphäre sowie die Hilfsbereitschaft in allen Dingen. Als da wären: Regina Fischer, Dr. Peter Thirof, Dr. Martin Groß, Dr. Markus Falch, Henning Bongers, Tobias Schätz, Dr. Ulrich Schramm, Dr. Peter Reiter, David Gassmann, Markus Chromik, Jürgen Neumayr, Christian Zotti (†), Prof. Georg Bollen, Dr. Roberto Rao und Dr. Jürgen Ott.
- Dr. Otto Schaille für die Betreuung der Rechner sowie seine Hilfe bei der Auswertung der Energiemessungen.
- den Ingenieuren Michael Schumann und Alfred Kolbe für die gute Zusammenarbeit bei den Konstruktionen. Außerdem für professionelle Bilder von (noch) nicht existierenden Aufbauten.
- Wolfgang Hagn und Hans-Peter Ring, stellvertretend für alle Operateure am BL, für etwa 10 Quellenfilamente, die Beschaffung von Vakuummaterial und beherztes Zupacken bei schwereren Teilen.

- Dr. K. Berdermann und Hans Braun für einen nahezu perfekten Leistungssender sowie die erfolgreiche Zusammenarbeit und die gute Stimmung während der Zigarettenpausen.
- die HF-Spezialisten Hermann Hagn (TU) und Franz Braun (IPP) für das Ausleihen diverser Meßgeräte und Bauteile sowie viele damit in Zusammenhang stehende Erklärungen.
- Dr. Robert von Hahn, Dr. Michael Madert, V. Mallinger und M. Frauenfeld (MPI-K Heidelberg) für die angenehme Zusammenarbeit sowie das Überlassen diverser Zeichnungen und Bauteile beim Bau des REX-RFQ.
- Dr. Günther Riehl und Wolfgang Vinzenz (GSI) für Erläuterungen zur Emittanzmessung und das Ausleihen eines 2 kW Senders zum Test des REX-Bunchers.
- Johannes Broere, Claude Chollet und Dr. Friedhelm Ames (CERN), stellvertretend für alle, die bei den Aufbauten am CERN geholfen haben.

Zuletzt liegt es mir besonders am Herzen, meinen Eltern Lina und Manfred, meiner Freundin Silke, meinen Geschwistern und meinen Freunden Thomas, Andreas, Ronald und Alexander für Unterstützung, Verständnis, Ablenkung und Inspiration zu danken.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Sieber
Vorname: Thomas Adam
Adresse: Ainmillerstraße 5
80801 München
Geburtsdatum: 16.12.1967

Schulbildung:

08/74 - 07/78 Grund- und Hauptschule Gründau/Lieblos
08/78 - 05/87 Grimmelshausen Gymnasium Gelnhausen
05/87 Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst:

09/87 - 04/89 Malteser Hilfsdienst Gelnhausen e.V.

Hochschulausbildung:

04/89 - 11/91 Grundstudium der Physik an der Johann Wolfgang
Goethe Universität Frankfurt
11/91 Vordiplom in Physik (Gesamtnote: sehr gut)
11/91 - 10/93 Hauptstudium
10/93 - 09/96 Diplomarbeit im Institut für Angewandte Physik
Thema: Untersuchungen zur Strahlinjektion in einen
Schwerionen-Hochstrom-RFQ-Beschleuniger
02/97 Diplom in Physik (Gesamtnote: sehr gut)
04/97 Beginn der Dissertation

Akademische Lehrer:

H. Berckhemer, K. Bethge, F. Constantinescu, R. Dreizler, T. Elze, J. Fried,
W. Greiner, D. Habs, R.J. Jelitto, P. Junior, W.H. Kegel, H. Klein, R. Kulze,
W. Martienssen, J. Maruhn, E. Mohler, A. Schaarschmidt, A. Schempp,
U. Schroeder.