

Entwicklung der 7-Spalt-Struktur für den Münchner Spaltfragmentbeschleuniger MAFF

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

vorgelegt von
Diplom-Physiker Henning Bongers
aus Hattingen/Ruhr

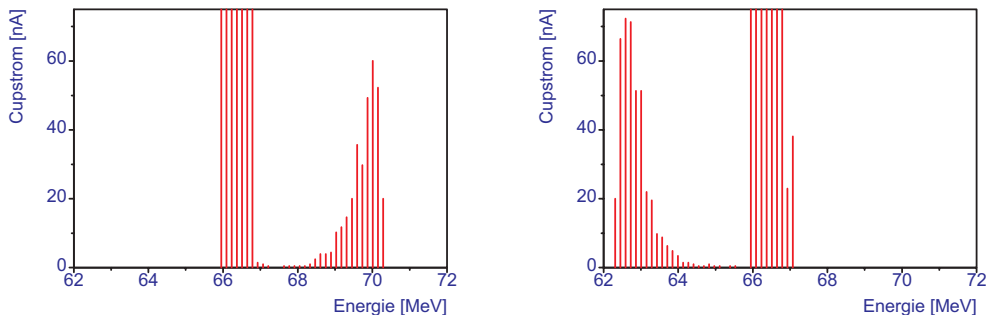
Januar 2003

Entwicklung der 7-Spalt-Struktur für den Münchner Spaltfragmentbeschleuniger MAFF

1. Gutachter: Prof. Dr. Dietrich Habs
2. Gutachter: Prof. Dr. Herbert Walther
Tag der mündlichen Prüfung: 14.4.2003

Zusammenfassung

Am neuen Forschungsreaktor München II (FRM II) wird der Münchener Spaltfragmentbeschleuniger MAFF (Munich Accelerator for Fission Fragments) entwickelt. Ziele dieses Projektes sind die Produktion von stabilen neuen schweren Elementen (mit $Z > 100$) und Experimente zur Untersuchung der Kernstruktur von neutronenreichen Spaltprodukten und des r-Prozesses in der Astrophysik. Der LINAC von MAFF besteht aus einem RFQ, einer Boostersektion mit drei Beschleunigertanks und einer energievariablen Sektion mit zwei baugleichen 7-Spalt-Resonatoren. Durch Ein- bzw. Abschalten des dritten Beschleunigertanks können die Spaltfragmente mit zwei verschiedenen Energien (4.15 MeV/u bzw. 5.40 MeV/u) in die 7-Spalt-Sektion eingeschossen werden. Durch Nachbeschleunigen bzw. Abbremsen soll stufenlos ein Endenergiebereich von 3.7 MeV/u bis 5.9 MeV/u abgedeckt werden können. Alle Komponenten des LINAC sind als IH-Resonatoren ausgeführt. Im Mittelpunkt dieser Arbeit stand die Entwicklung und der Bau der 7-Spalt-Resonatoren. Diese wurden für eine mittlere Teilchengeschwindigkeit von $\beta = 0.10$ und einem Masse/Ladungs-Verhältnis von $A/q \leq 6.3$ ausgelegt. Die Resonatoren sollen bei einer Frequenz von 202.56 MHz (CERN-Frequenz) und einer gepulsten Leistung bis max. 100 kW betrieben werden (Tastverhältnis = 1:10). Nach Festlegung dieser Parameter wurden durch Simulationen mit dem Code MAFIA die Dimensionen eines 1:1 Modells bestimmt, an dem dann durch Variation der Geometrien die Resonatoreigenschaften experimentell untersucht wurden. Mit den Programmen LINAC und LORASR wurde die Strahldynamik untersucht. Die Rechnungen zeigten transversal und longitudinal ein geringes Emittanzwachstum von unter 5 % für die extremsten Beschleunigungs- und Abbrems Szenarien. An einem Leistungsresonator wurden anschließend sowohl Niederleistungsmessungen zur Verifizierung der Rechnungen durchgeführt, als auch Hochleistungstests, um zu demonstrieren, daß die geforderten Designspannungen und damit auch die entsprechenden Beschleunigungen erreicht werden können. Dazu wurde am Maier-Leibnitz-Labor eine Test-Stahllinie aufgebaut, in der ein

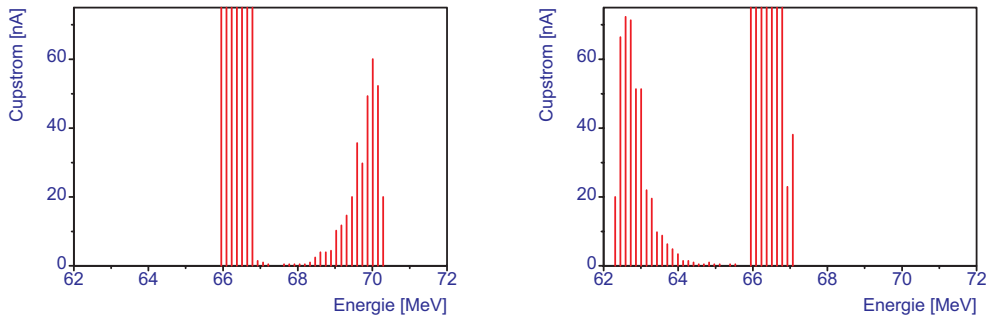


Beschleunigter bzw. abgebremster gepulster Ionenstrahl

$^{16}\text{O}^{5+}$ Ionenstrahl mit 4.15 MeV/u (DC und gepulst) in den Resonator eingeschossen und erfolgreich beschleunigt bzw. abgebremst wurde. Die dabei ermittelte Shuntimpedanz von 120 M Ω /m für hohe Senderleistung läßt bei maximaler Senderleistung theoretisch eine Gesamtresonatorspannung von bis zu 2.4 MV erwarten, wodurch ein Endenergiebereich von 3.6 MeV/u bis 6.0 MeV/u abgedeckt werden kann. Der IH-Resonator läßt eine einfache Modifikation der Driftröhrenstruktur zu. Es ist vorgesehen, bis zur Fertigstellung von MAFF, den schon gebauten Prototyp als 9-Spalt-Resonator in zwei einfach umzubauende Versionen beim REX-ISOLDE-Projekt am CERN einzusetzen. Die für eine Leistungssteigerung von 2.2 MeV/u auf 3.1 MeV/u nötigen Komponenten der Driftröhrenstruktur wurden bereits gefertigt und probeweise in den Resonatortank eingebaut. Bei Niederleistungstest von Resonanzfrequenz und Spaltspannungsverteilung wurde eine sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationen festgestellt. Die gemessene Resonanzfrequenz lag dabei nur ca. 0.05% über der berechneten Frequenz. Die Güte Q wurde bei den Niederleistungsmessungen mit 9833 bestimmt.

Summary

At the new reactor "Forschungsreaktor München II" (FRM II) the Munich accelerator for fission fragments (MAFF) is under development. Goals of this project are the production of stable new heavy elements ($Z > 100$) and experiments concerning the nuclear structure of neutronrich fission fragments and the astrophysical r-process. The LINAC of MAFF consists of a RFQ, a boostersection of 3 acclerator tanks and an energy variable section of 2 identical 7-gap resonators. By switching the third accelerator tank on or off, the fission fragments will be injected into the 7-gap section with one of two distinct energies (4.15 and 5.40 MeV/u respectively). By post acceleration or post deceleration a range of final energies between 3.7 and 5.9 MeV/u are aimed to be covered. All components of the LINAC are laid out as IH-resonators. This thesis is about the development and the construction of the 7-gap resonators. These resonators are designed for an average $\beta=0.10$ and a mass-charge relation of $A/q \leq 6.3$. These will be operated at a frequency of 202.56 MHz (CERN-Frequency) and a pulsed power of max. 100 kW(duty cycle = 1:10). Implementing these parameters into the MA-FIA code, the dimensions of a 1:1 model of the resonator were calculated. This model was used to investigate the resonator properties by varying the geometry of the model. Using the programes LINAC and LORASR, the beam dynamics were investigated. The calculations showed little emittance growth of under 5 % even for the most extreme acceleration and deceleration scenarios. Later both low level and high level measurements were performed using a power resonator to verify the calculations and to demonstrate, that the design voltage necessary to obtain the proposed accelerations could be reached. Therefore a test beam line was assembled at the Maier-Leibnitz-Laboratory, where a $^{16}\text{O}^{5+}$ ion beam of 4.15 MeV/u (DC and pulsed) was injected into the resonator. This beam was successfully decelerated and accelerated. The shuntimpedance of 120 M Ω /m, de-



Accerated and decelerated pulsed ion beam

rived from these tests, should be sufficient to reach a total resonator voltage of up to 2.4 MV at maximum power. Therefore final beam energies between 3.6 and 6.0 can be expected theoretically. The IH-resonator can easily be modified. It is proposed to use the power resonator that was already built as a 9-gap resonator

at CERN, while MAFF is not being completed. The 9-gap resonator is designed in two Versions, one of them is already built and tested (low level) in the existing power resonator tank. At these tests a good agreement of measured resonance frequency and gap voltage distribution to the simulations was observed. The measured resonance frequency differed only by 0.05 % to the calculated frequency. A quality factor of $Q = 9833$ was determined by these low level measurements.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	REX-ISOLDE und MAFF	5
2.1	Das REX-ISOLDE-Projekt am CERN	7
2.2	Das MAFF-Projekt am FRM II	12
2.2.1	Beschreibung des Beschleunigers	13
2.2.2	Die Einzelkomponenten von MAFF	16
3	Grundlagen	23
3.1	Driftröhrenbeschleuniger	23
3.2	Die IH-Driftröhrenstruktur	26
3.3	Resonatorparameter	30
3.3.1	Shuntimpedanz	30
3.3.2	Güte	31
3.3.3	Kopplung	31
3.3.4	Laufzeitfaktor	33
3.3.5	Kilpatrick-Kriterium	35
3.4	7-Spalt-Resonatoren	36
3.5	Auslegung der Resonatoren für MAFF	36
4	Simulationsrechnungen	41
4.1	MAFIA	42
4.2	LINAC	54
4.3	LORASR	69
5	Der Modellresonator	71
5.1	Konstruktion	72
5.2	Niederleistungsmessungen	73
5.2.1	Resonanzspektren	74
5.2.2	Gütemessung	74
5.2.3	Frequenzmessungen	78
5.2.4	Störkörpermessungen	85
5.3	Ergebnisse der Messungen	91

6	Der Leistungsresonator	93
6.1	Konstruktion	93
6.2	Niederleistungsmessungen	97
6.3	Hochleistungsmessungen	101
7	Ausblick	118
7.1	7-Spalt-Resonator	118
7.2	9-Spalt-Resonator	119
A	MAFIA Eingabefiles	126
A.1	7-Spalt-Resonator	126
A.2	9-Spalt-Resonator	137
B	LINAC Eingabefiles	148
B.1	Laufzeitfaktorberechnung	148
B.2	7-Spalt-Resonator	149
B.3	9-Spalt-Resonator	150
C	LORASR Eingabedatei	151
C.1	7-Spalt-Resonator	151
D	Eigenmodenberechnung	153
E	Technische Zeichnungen	159

Kapitel 1

Einleitung

Für nachbeschleunigte radioaktive Ionen besteht ein hohes Interesse in den Bereichen Kernphysik, Astrophysik und Materialforschung. Durch die produktionsbedingten vergleichsweise geringen Intensitäten solcher Ionenstrahlen, die für die angestrebten Experimente geforderten hohen Energieschärfen am Target und den Wunsch nach variablen Endenergien ergeben sich besondere Anforderungen bei Auslegung und Bau eines hierfür geeigneten Beschleunigers. Hierbei geht, nicht zuletzt aus Kosten- und Wartungsgründen, der Trend immer mehr zu kurzen, kompakten LINACs. Um diese kurzen Beschleunigerstrukturen zu realisieren, setzen sich inzwischen Kombinationen von Hochfrequenz-Quadrupolbeschleunigern (zur Strahlformierung und Anfangsbeschleunigung), hocheffizienten IH-Driftröhrenbeschleunigern und 7-Spalt-Strukturen (zur Variierung der Endenergien) durch.

Um einen solchen LINAC so kompakt wie möglich zu halten, sind einerseits hohe Ladungszustände der zu beschleunigenden Ionen anzustreben. Andererseits würde aufgrund der geringen Intensitäten der radioaktiven Ionen aus der Quelle ein Hochladen durch Stripperfolien zu hohen Verlusten führen. Um dem abzuwehren, werden die typischerweise einfach-geladenen Ionen nach der Produktion in der Quelle zu einer Hochladungsquelle (EBIS oder ECRIS), die hier auch als Falle dient, transportiert, gesammelt und in einen höheren Ladungszustand versetzt und dann erst durch den LINAC beschleunigt.

Dieses Prinzip des Ladungsbrütens, wie es erstmal beim REX-ISOLDE-Projekt [Ha1] am CERN (Genf) realisiert wurde, soll für den geplanten Spaltfragment-Beschleuniger (MAFF) [Ha2] am neuen Münchner Forschungsreaktor weitergeführt werden.

Da bei MAFF auch bautechnisch die Gesamtlänge des LINAC stark eingeschränkt ist, sollen hier erstmals alle Komponenten durchgängig als IH-Strukturen ausgeführt werden, um einen möglichst kompakten Aufbau zu erreichen. Insbesondere der IH-RFQ und die IH-7-Spalt-Strukturen der energievariablen Sektion des

LINAC stellen innovative Entwicklungen im Beschleunigerbau dar, die hier erstmals umgesetzt werden.

Die Entwicklung der beiden 7-Spalt-Resonatoren der energievariablen Sektion des MAFF-LINAC steht im Mittelpunkt dieser Dissertationsschrift. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zuerst durch Simulationsrechnungen die grundlegenden Konstruktionsparameter der beiden 7-Spalt-Resonatoren bestimmt. Auf Grundlage dieser Rechnungen wurde ein 1:1 Modell konstruiert, bei dem innerhalb eines vergleichsweise großen Spielraums die Geometrie variiert werden konnte. An diesem Modell wurden die Resonanzeigenschaften experimentell ermittelt und mit den Simulationsrechnungen verglichen. Die Ergebnisse der Messungen gingen wiederum als Korrekturfaktoren in das Simulationsmodell ein. Anhand der Ergebnisse aus Simulation und Modellmessungen konnte ein Prototyp eines Leistungsresonators entwickelt und gebaut werden. Dieser Prototyp wurde dann an einer am Maier-Leibnitz-Labor aufgebauten Test-Strahllinie erfolgreich getestet.

In dem folgenden Kapitel 2 (REX-ISOLDE und MAFF) werden die Projekte REX-ISOLDE am CERN (Genf) und MAFF am Maier-Leibnitz-Labor (München) hinsichtlich Aufgabenstellung und Aufbau kurz vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 3 (Grundlagen) die für die Entwicklung der 7-Spalt-Resonatoren relevanten Grundlagen der Beschleunigerphysik dargelegt und die sich daraus ergebenden Details der Resonatorauslegung zusammenfassend aufgeführt. Das darauf folgende Kapitel 4 (Simulationsrechnungen) beschäftigt sich mit der Entwicklung des Resonatormodells mit Hilfe des Simulationsprogramms MAFIA und den Rechnungen zur Strahldynamik mit LINAC und LORASR. Da die Simulationsrechnungen zwar schon wertvolle qualitative, als auch quantitative Ergebnisse zu den Eigenschaften der Resonatoren liefern konnten, aber die Genauigkeit zur endgültigen Festlegung der Maße eines Leistungsresonators noch nicht ausreichend war, wurde ein 1:1 Kupfermodell nach den Ergebnissen der Rechnungen gebaut. Der Aufbau und die Niederleistungsmessungen an diesem Modell werden in Kapitel 5 (Der Modellresonator) beschrieben. Die Ergebnisse von Niederleistungsmessungen und ersten Hochleistungstests im DC-Betrieb und gepulsten Betrieb des Leistungsresonators sind Inhalt des Kapitels 6 (Der Leistungsresonator). In den abschließenden Betrachtungen im Kapitel 7 (Ausblick) wird auf mögliche Verbesserungen und die Verwendung des bestehenden Leistungsresonators, der ursprünglich nur für MAFF entwickelt wurde, als Upgrade für REX-ISOLDE eingegangen. Dort soll er als 9-Spaltresonator bei niedrigen Strahlenergien eingesetzt werden.

Kapitel 2

REX-ISOLDE und MAFF

Sowohl beim REX-ISOLDE-Projekt am CERN, als auch beim geplanten Spaltfragmentbeschleuniger MAFF am FRM II, geht es darum, niederenergetische radioaktive Ionenstrahlen so nachzubeschleunigen, daß die Ionen Energien im Bereich der Coulombschwelle erreichen, um über Coulombanregung bzw. Transfer- oder Fusionsreaktionen kernphysikalische Experimente durchführen zu können.

Die physikalische Motivation für solche Experimente soll hier kurz dargelegt werden:

- Die wichtigste experimentelle Zielsetzung bei MAFF ist die Erzeugung langlebiger neutronenreicher superschwerer Elemente durch Fusionsreaktionen von geeigneten Spaltfragmenten mit ^{208}Pb (oder seltenen Erden [Ha3]) als Targetmaterial. Bereits 1969 wurde die Existenz magischer Schalenabschlüsse und damit einer Insel der Stabilität bei $Z = 114$ und $N = 184$ postuliert [Ni1]. Seither wurden weltweit erhebliche Anstrengungen unternommen, diese Vorhersagen experimentell bestätigen zu können [Ho1] (Beispiele dazu; siehe Seite 13 im Abschnitt "Die Synthese schwerster Elemente"). Nur mit radioaktiven Strahlen kann man Kerne mit der magischen Neutronenzahl $N = 184$ produzieren.
- Bei der Extrapolation der Kernkräfte zu extrem neutronenreichen Kernen ergeben sich noch immer große Unsicherheiten insbesondere in der Isospinabhängigkeit. Zum Beispiel sagen mehrere Kernmodelle voraus, daß sich das Kernpotential von einem Wood-Saxon-Potential in Richtung zu einem mehr parabolisch harmonischen Potential hin entwickelt, sobald man zu großen Neutronen/Protonen-Verhältnissen kommt [Do1]. Dies hätte eine Absenkung der niedrigen l-Einteilchenzustände und eine Erhöhung bei den höheren l-Einteilchenzuständen zur Folge. Dieser Effekt steht im Gegensatz zu den Vorhersagen aus den relativistischen Mean-Field-Theorien [Sh1]. Bessere Untersuchungsmöglichkeiten der Eigenschaften von sehr neutronen-

reichen Kernen, speziell in Nähe der magischen Neutronenzahl 50 bzw. 82 (insbesondere ^{78}Ni und ^{132}Sn als doppeltmagische Kerne) sind daher hoch interessant.

- Eine weitere, mit Hilfe von beschleunigten neutronenreichen Ionen experimentell überprüfbare Abweichung wird für ein Entfernen vom Tal der Stabilität vorhergesagt: Je nachdem wie die Valenzprotonen und Valenzneutronen verschiedene Schalen füllen, sollten sich deutlich verschiedene magische Zahlen ergeben. Beim Auffüllen von Niveaus mit Neutronen treten bei den korrespondierenden Niveaus mit entgegengesetzten Spin für Protonen starke systematische Verschiebungen der Einteilchenniveaus auf, die die magischen Zahlen verändern. Dies gilt auch bei Spin-Bahn-Partnern über die Monopol-Wechselwirkung [Ot1]. Auch gibt es Hinweise auf die Existenz von Neutronenhalos bei leichten aber neutronenreichen Kernen wie z.B. ^{11}Li .
- Im Bereich der Astrophysik können Untersuchungen an neutronenreichen radioaktiven Kernen helfen, das Verständnis der Nukleosynthese zu verbessern. Insbesondere beim sogenannten r-Prozeß (schneller Neutroneneinfang und anschließender β -Zerfall) entstehen durch hohe Neutronenströme in Supernovae neutronenreiche Kerne. Durch ein Gleichgewicht mit β -Zerfällen bildet sich hier ein r-Prozess-Pfad aus, der zwischen dem Stabilitätstal und der Neutronen-Drip-Line verläuft. Die Häufigkeiten längs des r-Prozess-Pfades wird stark durch Schalenstruktureffekte beeinflusst [Kr1].
- Das größere Angebot an Isotopenarten, die höheren Intensitäten und höheren Energien, die durch nachbeschleunigte radioaktive Ionenstrahlen und den neutronenreichen Spaltfragmenten von MAFF zur Verfügung stehen, erweitern die Einsatzmöglichkeiten von Ionenstrahlen als Sonden in der Materialforschung.

REX-ISOLDE liefert sowohl protonenreiche, wie auch neutronenreiche radioaktive Strahlen, wobei die neutronenreichen Strahlen hier von besonderen Interesse sind [Si1]. MAFF liefert dagegen nur neutronenreiche Ionen (Spaltprodukte von ^{235}U).

2.1 Das REX-ISOLDE-Projekt am CERN

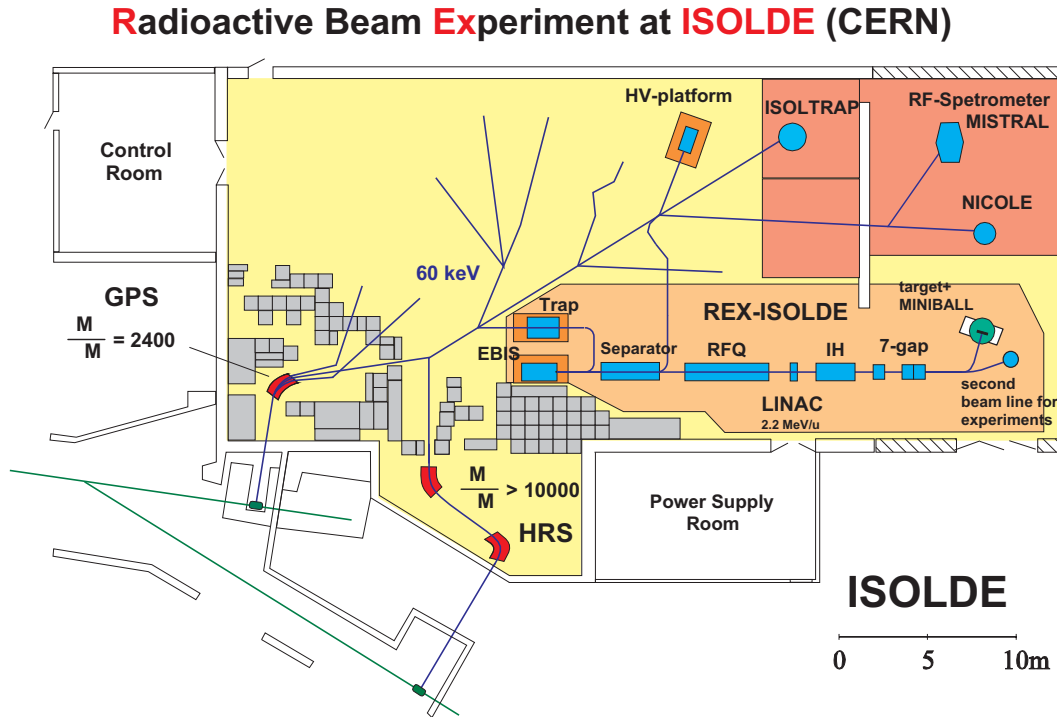


Abbildung 2.1: Übersicht des ISOLDE-Aufbaus am CERN

Der On-Line-Isotopen-Separator ISOLDE am CERN in Genf dient seit Ende der sechziger Jahre (1967) zur Untersuchung radioaktiver Ionen fern vom "Tal der Stabilität" (Übersicht des ISOLDE Aufbaus siehe Abbildung 2.1). Die Ionen werden mit Hilfe eines hochenergetischen Protonenstrahls durch Spallation, Fragmentierung und Spaltung in einem Target produziert.

Anfangs wurde ein 600 MeV Protonen Synchrozyclotron (SC) als Treiber-Beschleuniger eingesetzt. Seit Fertigstellung des Protonen Synchrotron Boosters (PSB) 1992 kann durch den Beschuss dicker Targets mit 1.2 GeV Protonen im Durchschnitt ein Strom von einigen μA erreicht werden [K11]. Insgesamt kann der Aufbau heute bei Nutzung verschiedener Targets ca. 600 verschiedene Isotope aus 68 Elementen liefern [Le1].

Die Ionen treten bei hohen Temperaturen (Metalltargets: 700-1400 °C; Carbidd-targets: 2000 °C) als neutrale Atome aus dem Target aus und werden dann an der Targetoberfläche einfach-positiv geladen. Es existieren drei Arten von Quellen: Oberflächenionisationsquellen, Plasma-Ionenquellen (Elektronenstoß, FEBIAD) und die LASER-Ionenquellen [Si1]. Über die Hälfte aller Strahlen werden derzeit mit einer LASER-Ionenquelle hergestellt [Ko1]. Der Ionenstrahl wird auf 60

keV beschleunigt und kann dann entweder durch den General Purpose Separator (GPS) mit einer Auflösung von $M/\Delta M = 2400$ oder vom High Resolution Separator (HRS) mit einer Auflösung von $M/\Delta M > 10000$ separiert werden. Der GPS ist in der Lage drei Ionenstrahlen, innerhalb eines Massenbereichs von $\pm 15\%$ der zentralen Masse, gleichzeitig in drei Strahlrohre zu verschiedenen Experimenten zu schicken.

REX-ISOLDE

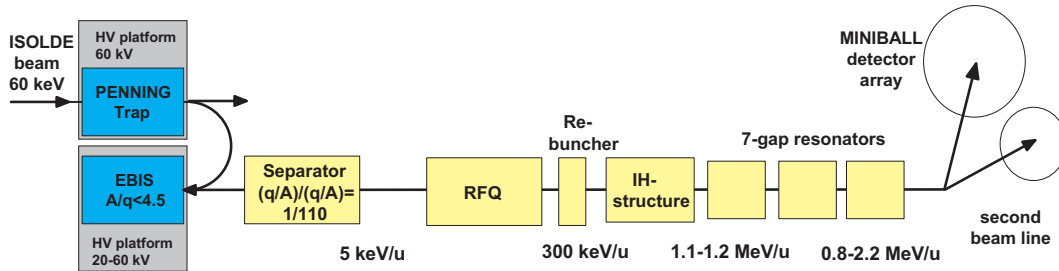


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Beschleunigerkonzepts für REX-ISOLDE

Bei REX-ISOLDE (Radioactive Beam Experiment at ISOLDE) wird der niederenergetische Ionenstrahl, der von ISOLDE geliefert wird, nachbeschleunigt. Angesichts der geringen Teilchenzahlen bei radioaktiven Ionenstrahlen (je nach Ionensorte 10^3 bis 10^8 pro Sekunde bei REX-ISOLDE) ist ein Erhöhen des Ladungszustandes zur Verbesserung der Beschleunigungseffizienz mit mehreren Stripperfolien nicht sinnvoll durchführbar. Stattdessen wird der ISOLDE-Strahl zuerst in einer Penningfalle (REX-TRAP) gesammelt und gekühlt, anschließend in einer EBIS (Electron Beam Ion Source) hochgeladen und dann in einem kurzem LINAC auf einen Energiebereich von 0.85 MeV/u bis 2.2 MeV/u beschleunigt. Dadurch konnte auch der Platzbedarf des LINAC erheblich reduziert werden. Dieses Prinzip des Ladungsbrütens wurde bei REX-ISOLDE erstmals verwirklicht. Ein schematischer Überblick über das Konzept von REX-ISOLDE ist in Abbildung 2.2 aufgeführt. Abbildung 2.3 zeigt den Aufbau von REX-ISOLDE maßstabsgetreu im Detail.

Die einfach-geladenen Ionen, die mit einer Energie von 60 keV (s.o.) von ISOLDE kommen, werden durch das Plattformpotential der REX-TRAP von ca. 60 kV abgebremst und in die Falle injiziert. Nach einigen ms (die Zeitspanne wird durch den jeweiligen Betriebsmodus der EBIS festgelegt) werden aus der Penningfalle Pulse mit einer Länge von ca. $10 \mu\text{s}$ extrahiert und zur EBIS transportiert. Nach einem Ladungsbrüten auf ein $A/q \leq 4.5$ werden die Ionen über einen achromatischen Massenseparator [Ra1] mit 5 keV/u in den LINAC injiziert. Der LINAC

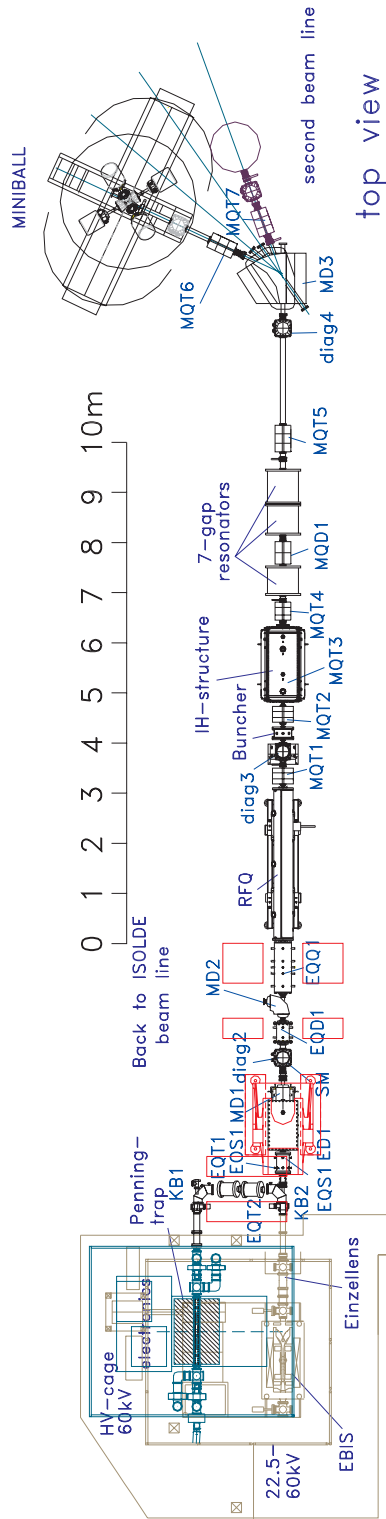


Abbildung 2.3: Detaillierter Lageplan von REX-ISOLDE

selbst arbeitet mit einem Tastverhältnis von 10% (2 ms, 50 Hz) und besteht aus einem RFQ [Si1], einer IH-Struktur und drei 7-Spalt-Spiralresonatoren [Po1].

Der RFQ ist das erste Modul des LINACs [Si1]. Er beschleunigt die Ionen nach dem Separator von 5 keV/u auf die IH-Einschußenergie von 300 keV/u. Über eine Anpassungssektion (Re-Buncher) werden die Ionen zur IH-Struktur transportiert. Diese ist eine verkürzte Version der IH-Beschleuniger, die bereits am Hochladungsinjektor der GSI bzw. im LINAC3 am CERN erfolgreich im Einsatz sind. Eine Besonderheit der IH-Struktur des REX-ISOLDE LINAC besteht darin, daß mit Hilfe der beiden Tauchkolben verschiedene Spaltspannungsverteilungen realisiert werden können, wodurch es möglich ist, zwischen den Endenergien 1.1 MeV/u und 1.2 MeV/u zu wechseln [Bo1] [Em1].

Die 7-Spalt-Resonatoren im Anschluß an die IH-Struktur sind Modifikationen der im Heidelberger Hochstrominjektor eingesetzten Strukturen, die auf die bei REX-ISOLDE auftretenden Energien und eine Betriebsfrequenz von 101.28 MHz umgestellt wurden. Sie sind für die Geschwindigkeiten $\beta = 0.054$, $\beta = 0.060$ und $\beta = 0.064$ ausgelegt. Die 7-Spalt-Sektion dient dazu, per Nachbeschleunigen bzw. Abbremsen des Ionstrahls, ausgehend von den beiden Ausgangsenergien der IH-Struktur, letztlich einem Bereich von 0.85 MeV/u bis 2.2 MeV/u bei den Endenergien abzudecken [Po2].

Es ist geplant hinter den bereits vorhandenen 7-Spalt-Resonatoren den Prototyp des für MAFF entwickelten IH-7-Spalt-Resonators (allerdings umgebaut zu einem 9-Spalt-Resonator) als zusätzlichen Nachbeschleuniger einzusetzen. Abbildung 2.4 zeigt den REX-ISOLDE Aufbau mit den geplanten Umbauten (rot). Dadurch ist eine Erweiterung des Endenergiebereichs nach oben auf bis zu 3.1 MeV/u möglich [Ke1]. Durch die Erweiterung des Energiebereichs sind auch Experimente in der Kernphysik mit Isotopen im Bereich $A \leq 85$ möglich statt wie bisher $A \leq 50$. Das heißt, man kommt bis in den Bereich der leichteren Spaltprodukte für Untersuchungen mit Kernreaktionen. Obwohl man im wesentlichen an einer Steigerung der Endenergie auf 3.1 MeV/u interessiert ist, um damit den Bereich der Isotope, die für die geplanten Experimente zur Verfügung stehen, zu schwereren Massen zu erweitern, ist es für manche Experimente wünschenswert, Energien unterhalb der jetzt vom REX-ISOLDE LINAC angebotenen Energiegrenze von 0.85 MeV/u zu erhalten. Mit einer vergleichbaren Modifikation wie für den Nachbeschleuniger kann die 7-Spalt-Sektion von REX-ISOLDE gegebenenfalls durch einen einzigen IH-Resonator ersetzt werden, der die Möglichkeit bietet, hinreichend abzubremesen. Da es zur Anpassung an die vom REX-ISOLDE LINAC gelieferten Energien nötig ist, die Struktur von einem 7-Spalter in einen 9-Spalter zu ändern, kann wegen der jetzt geringeren Energieakzeptanz (s. Kapitel 3.3.4) nicht der ganze Bereich von 0.7 MeV/u bis 3.1 MeV/u von einer Struktur abgedeckt werden. Es ist gegebenenfalls ein Umbau nötig, der aber durch den modularen Aufbau der Resonatorstruktur problemlos durchgeführt werden kann.

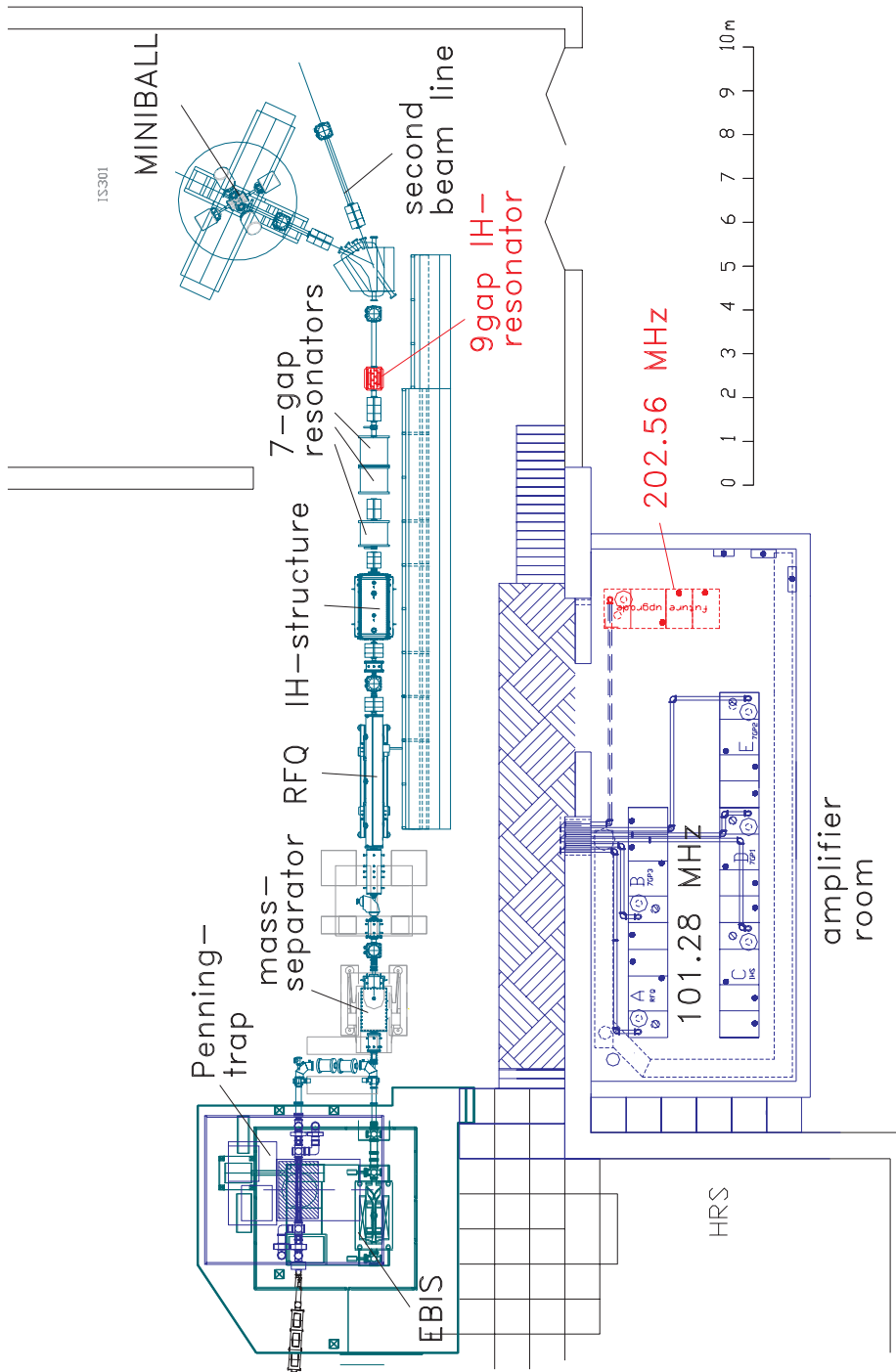


Abbildung 2.4: REX-ISOLDE mit Umbau des Nachbeschleunigers auf 3.1 MeV/u

2.2 Das MAFF-Projekt am FRM II

Beim MAFF-Projekt sollen am Hochflußreaktor FRM II durch Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen sehr neutronenreiche Spaltfragmente erzeugt werden. Durch den hohen Neutronenfluß des FRM II werden bei den Spaltprodukten im mittleren Massenbereich ($80 < A < 150$) Intensitäten erwartet, die mit anderen Methoden bisher nicht erreicht werden konnten. Eine Gegenüberstellung der bei MAFF zu erwartenden Ausbeuten verschiedener Isotope zu den Ausbeuten der bereits bestehenden Anlagen SPIRAL und ISOLDE ist in Tabelle (2.1) aufgeführt. Die mit (SC) gekennzeichneten Werte bei ISOLDE wurden unter Benutzung des Synchrocyclotrons als Treiber-Beschleuniger (s.o.) erzielt. Die Werte bei MAFF beziehen sich auf die Ausbeuten am Ausgang der Target-Ionenquelle.

Isotope	Prod. Rate s^{-1}	$T_{1/2}$ s	Release %	Ionization %	MAFF s^{-1}	SPIRAL s^{-1}	ISOLDE s^{-1}
^{78}Zn	$2.3 * 10^9$	1.47	36	10	$8 * 10^7$	$2 * 10^6$	$1 * 10^6(\text{SC})$
^{82}Ge	$1.2 * 10^{11}$	4.6	48	10	$< 6 * 10^9$	-	$2 * 10^5(\text{SC})$
^{91}Kr	$3.3 * 10^{12}$	8.6	89	15	$4 * 10^{11}$	$2 * 10^9$	$4 * 10^8$
^{94}Kr	$1.1 * 10^{11}$	0.2	16	15	$3 * 10^9$	$3 * 10^7$	$6 * 10^6$
^{97}Rb	$3.2 * 10^{10}$	0.17	10	80	$2 * 10^9$	$5 * 10^8$	$1.5 * 10^7$
^{132}Sn	$7.0 * 10^{11}$	39.7	89	10	$6 * 10^{10}$	$6 * 10^6$	$7.5 * 10^8$
^{142}Xe	$5.2 * 10^{11}$	1.24	7	25	$1 * 10^{10}$	$6 * 10^7$	$1 * 10^7(\text{SC})$
^{144}Xe	$9.3 * 10^9$	1.15	7	25	$2 * 10^8$	$1 * 10^6$	$5 * 10^6$
^{144}Ce	$4.3 * 10^{11}$	1.0	47	80	$2 * 10^{11}$	$2 * 10^{10}$	$3 * 10^8(\text{SC})$

Tabelle 2.1: Vergleich der beim Ausgang der Target-Ionenquelle von MAFF erwarteten Ausbeuten mit bereits in Betrieb befindlichen Anlagen

Bei der Spaltung von ^{235}U ist die Produktionsrate dieser Nuklide im Bereich von $80 < A < 150$ um bis zu drei Größenordnungen höher als bei der Erzeugung per Spallation mit hochenergetischen Protonen oder Ionenstrahlen [Ra6], da man die hohen Strahlströme auf den Targets bisher nicht handhaben kann. Um eine Ausbeute wie bei der Spaltung von ^{235}U per Spallation zu erreichen, wäre ein Protonenstrahl von mindestens 50 mA bei 1 GeV nötig. Die praktische Grenze für Höchstleistungstargets liegt zur Zeit bei Intensitäten von ca. $100\mu\text{A}$ [Be1, Ke2].

Die Synthese schwerster Elemente

Die Entwicklung bei MAFF zielt längerfristig auf Experimente zur Erzeugung von neuen schweren und superschweren Elementen mit Hilfe von Fusionsreaktionen geeigneter Spaltfragmente (d.h. sehr neutronenreiche Nuklide im mittleren Massenbereich) mit ^{208}Pb bzw. seltener Erden als Target (s.o.).

1994 konnten an der GSI bei Darmstadt erstmals über kalte Fusion die Elemente 110 bis 112 erzeugt und nachgewiesen werden. Dabei wurden die Isotope $^{269}\text{110}$, $^{270}\text{110}$, $^{271}\text{110}$, $^{272}\text{111}$ und $^{277}\text{112}$ produziert. Bei den Elementen 110-111 erfolgte die Reaktion nach $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{273}\text{111}^*$. Bei dem Element 112 erfolgte die Reaktion nach $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{278}\text{111}^*$. Der Nachweis erfolgte über die vorhergesagten Zerfallsketten (korrelierte α -Zerfälle). Diese Ergebnisse wurden bei Kontrollexperimenten im Jahr 2000 überprüft. In zwei Fällen (2. Zerfallskette bei $^{269}\text{110}$ von 1994 und 1. Kette bei $^{277}\text{112}$ von 1996) wurden später Inkonsistenzen zwischen den gemessenen Rohdaten und den Auswertungsergebnissen festgestellt. Bei allen Messungen konnten die alten Rohdaten exakt reproduziert werden [Ho2]. Die Abweichungen traten nur in den Textdateien auf, in denen die Einzelereignisse protokolliert waren.

Am JINR (Joint Institute of Nuclear Research) Dubna konnte in einer heißen Fusionsreaktion von ^{48}Ca auf ^{244}Pu das Element $^{289}\text{114}$ hergestellt werden [Og1, Og2] und Element $^{292}\text{116}$ durch eine Reaktion von ^{48}Ca auf ^{248}Cm [Og3].

Wie Rechnungen [Sm1] und die Messungen aus Dubna [Og1, Og2] zeigen, ist bei zunehmender Neutronenzahl der Projektile mit einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung schwerer Elemente zu rechnen. Dies ergibt sich aus einem Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei der Bildung des Compoundkerns in Verbindung mit der Vergrößerung des Verhältnisses zwischen Neutronenabdampfung und Spaltung, je mehr sich der Compoundkern einer sphärischen Form nähert.

2.2.1 Beschreibung des Beschleunigers

Das Grundschema des Beschleunigers folgt dem gleichen Prinzip wie beim REX-ISOLDE Projekt, allerdings mit schwereren Ionen und höheren Energien:

1. Erzeugung einfach-geladener Ionen
2. Separation
3. Strahlkühlung
4. Ladungsbrüten
5. Beschleunigung der hochgeladenen Ionen

6. Experiment

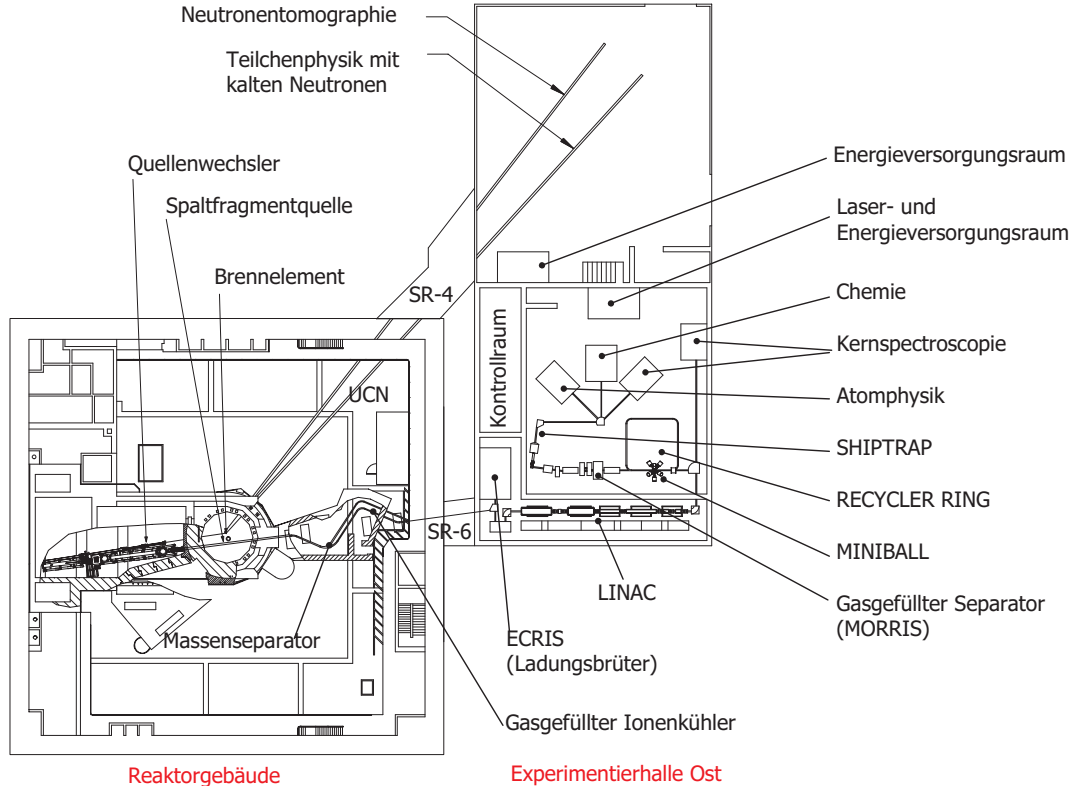


Abbildung 2.5: Der Reaktor FRM II und die Experimentierhalle Ost für MAFF

Eine Übersicht der gesamten Anlage von MAFF ist in Abbildung (2.5) zu sehen. Der Reaktortank des FRM II befindet sich im bereits fertiggestellten Reaktorgebäude. Dort werden sich in Zukunft auch die Quelleneinheit, der Vorseparator, der Ionenkühler und der hochauflösende Massenseparator befinden. In der noch aufzubauenden Experimentierhalle Ost sollen der Ladungsbrüter, der LINAC und die Experimente zusammen mit den Kontrolleinheiten untergebracht werden.

Die Quelle befindet sich im Strahlrohr 6 (SR6) in unmittelbarer Nähe (ca. 70 cm Abstand) des Reaktorkerns. Die Target-Ionenquellen-Einheit liegt auf einem Potential von maximal 25 kV, um die durch Oberflächenionisation einfach-ionisierten Spaltfragmente extrahieren zu können. Die Ionen werden gegen Erdpotential extrahiert und über den Vorseparator durch den Ionenkühler in den hochauflösenden Massenseparator geleitet.

Über eine Transfer-Beamline werden die separierten Ionen dann in die Experimentierhalle Ost transportiert und dort in den Ladungsbrüter (EBIS bzw. ECRIS) injiziert. Hier werden die Ionen auf ein A/q bis 6.3 hochgeladen. Anschließend werden die Ionen vor dem Einschub in den LINAC nochmals nach A/q separiert

und dann mit einer Energie von 2.5 keV/u in den LINAC eingeschossen. Der MAFF-LINAC besteht aus einem IH-RFQ [Si1], einer Beschleunigersektion mit drei IH-Resonatoren und aus den energievariablen Strukturen (zwei IH-7-Spalt-Resonatoren). In der Targetzone ist ein MINIBALL-Aufbau zur hochauflösenden γ -Spektroskopie und ein SHIPTRAP-ähnlicher Aufbau zum Nachweis (und zur Speicherung) der erzeugten Elemente geplant. Die vorhergesagten Lebensdauern der bei MAFF erzeugten neuen Elemente reichen bis in den Bereich von 10^9 s. Daher ist es nicht möglich den Nachweis über die bis jetzt angewandte Methode der korrelierten α -Zerfälle zu führen. Der Nachweis soll stattdessen durch Massenmessungen in Fallen erfolgen [Di1].

2.2.2 Die Einzelkomponenten von MAFF

Target-Ionenquelle

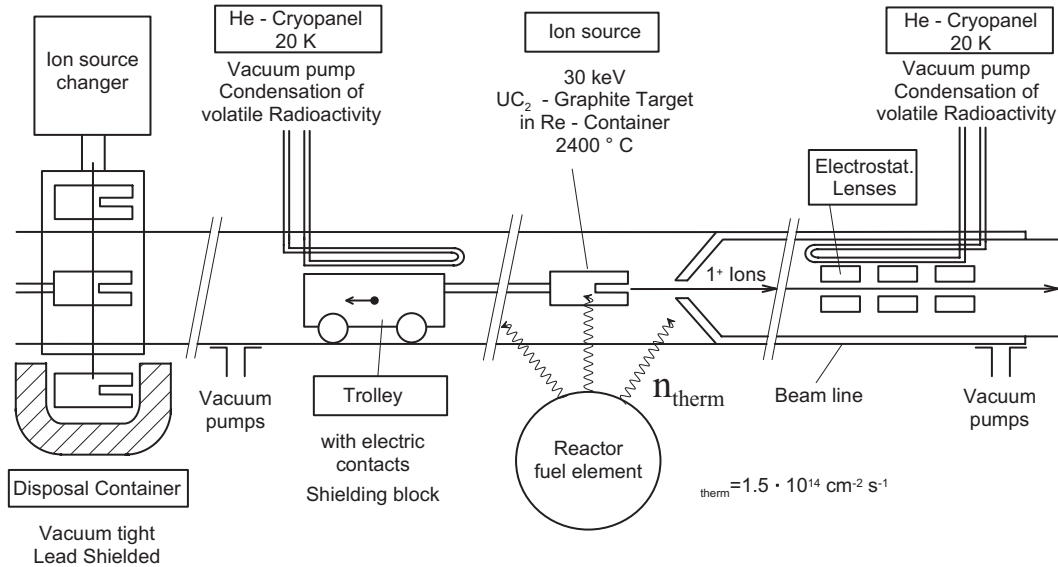


Abbildung 2.6: Schemazeichnung für die Produktion einfach geladener Ionen bei MAFF

Die Target-Ionenquelle befindet sich im Strahlrohr 6, das durch den gesamten Reaktortank hindurchführt (siehe Abbildung 2.5). Auf der von MAFF abgewandten Seite befindet sich am Ende des Strahlrohres der Quellenwechsler. Von dort aus wird auf einen Wagen, der auch als Abschirmungsblock dient, die Ionenquelle bis auf 70 cm an den Reaktorkern herangefahren (siehe Abbildung 2.6). An dieser Stelle herrscht im Strahlrohr ein Fluß von ca. $1.5 \cdot 10^{14}$ thermischen Neutronen/cm²s. Die Temperatur im Bereich der Quelle beträgt ca. 2700 K. Gleichzeitig sind vor und nach der Quelle He-gekühlte Kryofallen mit einer Temperatur von 20 K angeordnet. Diese sollen aus der Quelle abdampfende radioaktive Reaktionsprodukte abfangen.

Eine Übersicht des Aufbaus der Quellen-Einheit ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

Das Target selbst besteht aus etwa einem Gramm ²³⁵U, das in Form von UC₂ in einer porösen Graphitmatix homogen eingelagert ist (siehe Abbildung 2.8). Durch den hohen Neutronenfluß ergeben sich ca. 10^{14} Spaltreaktionen pro Sekunde innerhalb des Targets. Der Graphitstab (Länge: 6.0 cm, Durchmesser: 1.5 cm) ist von einem Rheniumzylinder umschlossen und innerhalb eines Heizfilament in der Quelle montiert. Zwischen Graphitzylinder und Rheniumhülle ist noch ein Schutzzyylinder aus Glaskohlenstoff als Diffusionssperre eingepasst, um chemische

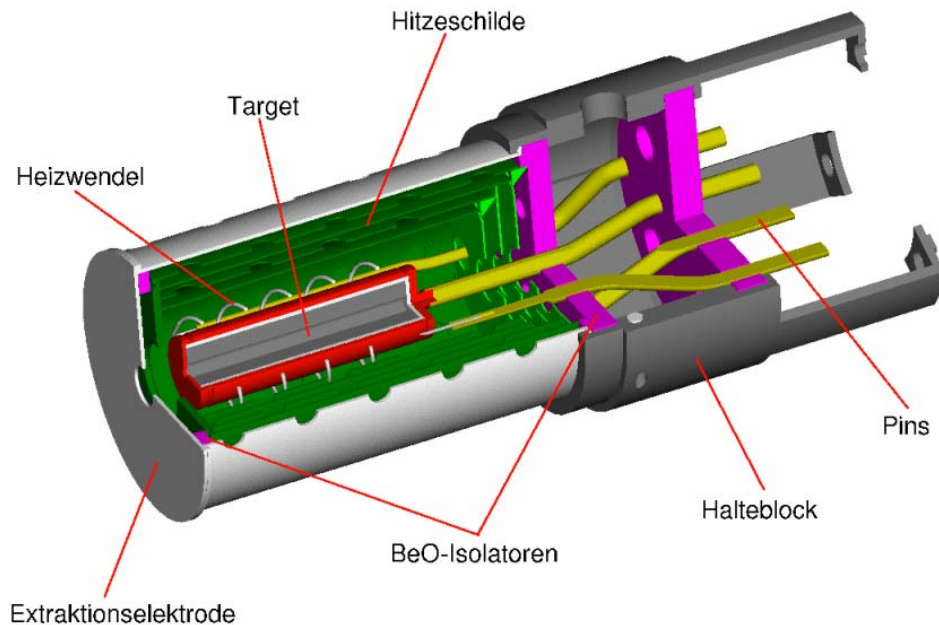


Abbildung 2.7: Aufbau der Target-Ionenquelle

Reaktionen zwischen Rhenium und den Spaltprodukten aus dem Target zu verhindern [Os1].

Die für die schnelle Diffusion der Spaltfragmente nötigen Temperaturen von ca. 2400 °C werden durch die Spaltprozesse in der Quelle selbst erzeugt. Das Heizfilament dient nur zur Temperaturstabilisierung, wenn der Urangehalt zum Ende eines Betriebszyklus (nach ca. 1250 Betriebsstunden) absinkt. Die Temperatur des Rheniumzylinders wird durch Elektronenbeschuss aus dem Filament stabil gehalten, wenn die Heizung aus der Spaltung abnimmt. Für die ersten Tests mit vermindertem Urangehalt bei Inbetriebnahme sind auch Hitzeschilde vorgesehen, die später weggelassen werden sollen [Bo2].

Der Rheniumzylinder besitzt an einem Ende eine Öffnung mit 2 mm Durchmesser, aus der die einfach-geladenen Ionen extrahiert werden können. Dabei kommen je nach Element verschiedene Ionisationstechniken zur Anwendung. Bei der einfachsten Quelle werden die Spaltfragmente durch den Mechanismus der Oberflächenionisation beim Austritt aus dem Target einfach-geladen. Diese Form der Ionisation ist vor allem für Alkalimetalle sinnvoll (nahezu 90 % Effizienz). Bei Metallen mit Ionisationspotentialen im Bereich 6-9 eV kann eine RILIS (Resonant Ionization LASER Ion Source) mit Effizienzen von 10-20 % verwendet werden. Bei nicht-metallischen Elementen aus dem Bereich As bis Kr und Sb bis Xe mit

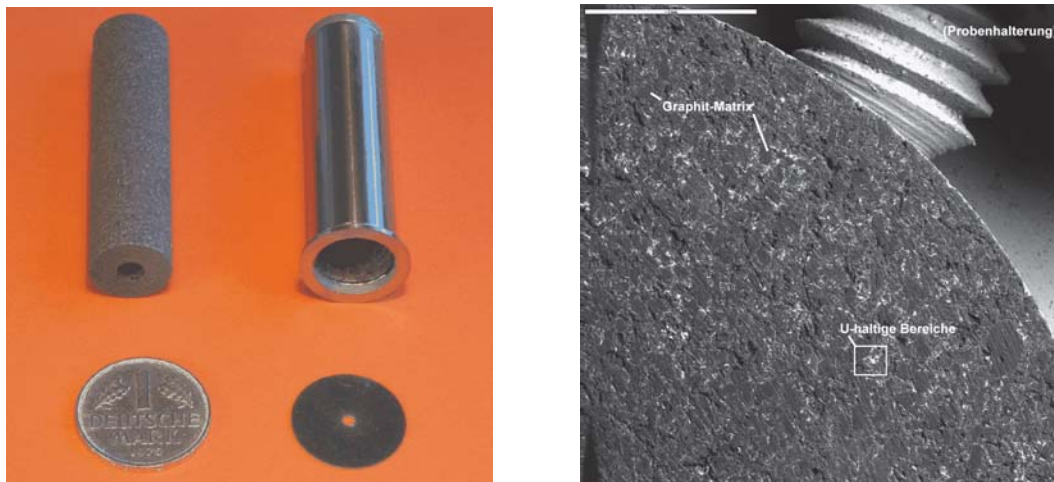


Abbildung 2.8: Testtarget des technologischen Labors
 links: Testtarget mit Rheniumzylinder im Größenvergleich
 rechts: REM-Bild der Graphitmatrix mit eingelagerten UC_2

sehr hohen Ionisationspotential ist die Verwendung einer Plasma-Ionenquelle wie der FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) nötig [Ko1].

Massenseparator

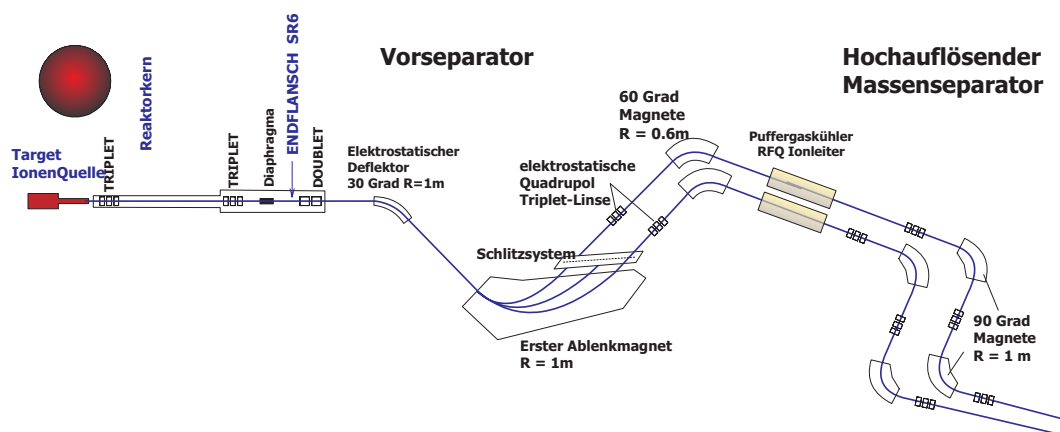


Abbildung 2.9: Übersicht zum Niederenergiebereich (LEBT) von MAFF

Die Separatoren in der Reaktorhalle bestehen aus einem Vorseparator und dem hochauflösenden Massenseparator. Beim Vorseparator handelt es sich um eine Herzog-Mattauch-Anordnung, bestehend aus einem elektrostatischen Deflektor

und einem 90° Biegemagneten. Diese erste Stufe des Separators dient der Trennung einzelner Spezies und dem Erzeugen von zwei Teilstrahlen im angestrebten Massenbereich. Da das Auflösungsvermögen eines Separators wesentlich von der eingeschossenen transversalen Emittanz abhängt, wird zur Verminderung dieser Emittanz der Strahl durch einen mit Puffergas gefüllten RFQ geleitet, in dem er transversal fokussiert und gekühlt wird [He1]. Im Anschluß kann eine hochauflösende Massenseparation vorgenommen werden.

Ladungsbrüter

Als Hochladungsquellen, die für das Ladungsbrüten bei MAFF eingesetzt werden sollen, kommen nach dem aktuellem Stand entweder eine EBIS (Electron Beam Ion Source), wie bei REX-ISOLDE, oder eine ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) in Frage. Die jeweiligen Vorzüge von EBIS und ECRIS als Ladungsbrüter sind bei der Entscheidung wichtige Kriterien.

Die ECRIS ist zur Zeit die am häufigsten eingesetzte Quelle zur Produktion von Ionen mit hohen Ladungszuständen bei erreichbaren Intensitäten im Bereich bis einigen hundert μA . In beiden Quellentypen werden die Ionen durch Stoßionisation mit Elektronen höhergeladen. Bei der EBIS erfolgt dies durch einen monochromatischen Elektronenstrahl, bei der ECRIS durch die termische Energie der Elektronen im Plasma. Dadurch kommt es in beiden Fällen zu einer breiten Verteilung der Ladungszustände, bei der das Maximum von der Einschlußzeit abhängig ist. Eine ECRIS bietet den Vorteil, daß hier im Gegensatz zur EBIS, die gepulst betrieben wird, auch eine kontinuierliche Injektion der Ionen, entsprechend der kontinuierlichen Produktion in der Quelle, möglich ist. Allerdings ist diese kontinuierliche Injektion nicht notwendigerweise immer von Vorteil. Ionen die erst kurze Zeit im Ladungsbrüter waren, haben noch zu niedrige Ladungszustände, um verwendet werden zu können. Dadurch ist ein vorgeschalteter Akkumulator notwendig, um durch gleichlange Brutzeiten aller Ionen eine effiziente Produktion der gewünschten Ionen sicherzustellen. Durch das im Allgemeinen größere Ionisationsvolumen einer ECRIS, im Vergleich zur EBIS, ist die Zahl der Ionen, die dort gespeichert werden können, um einige Größenordnungen höher.

Gegen eine ECRIS und für eine EBIS spricht: Bisher können bei einer ECRIS nur Ströme in einer Größenordnung höher als μA extrahiert werden, während bei einer EBIS auch gut mit Strömen im pA-Bereich gearbeitet werden kann. Gerade bei radioaktiven Strahlen hat man aber im allgemeinen sehr geringe Strahlstromintensitäten. Bei einer EBIS besteht bei geeigneter Wahl der Elektronenstrahlenergie die Möglichkeit eine sehr viel engere Ladungsverteilungen zu erhalten und so eine wesentlich bessere Effizienz als bei einer ECRIS zu erzielen. Insbesondere durch die Möglichkeit des evaporativen Kühlens, das mit dem Einsetzen der Kompensation auftritt [Bo4], kann man mit einer EBIS sehr viel bessere Emittanzen

als bei einer ECRIS erzielen. Da die Strahlemittanz für Experimente mit radioaktiven Strahlen von entscheidender Bedeutung ist, hat hier das EBIS-Konzept große Vorzüge.

Um entscheiden zu können, welches Konzept des Ladungsbrütens für MAFF am erfolgversprechendsten ist, sollen beide Konzepte bei ISOLDE mit radioaktiven Strahlen im direktem Vergleich untersucht werden. Gleichzeitig sollen beide Prinzipien wesentlich weiterentwickelt werden. Eine entgeltliche Entscheidung bei MAFF muß erst nach 3 Jahren gefällt werden. Daher ist die Entscheidung welcher Hochladungsquellentyp als Ionen-Falle zum Ladungsbrüten eingesetzt werden soll noch offen.

Der MAFF-LINAC

Die Gesamtlänge des LINAC ist baulich auf ca. 20 m begrenzt, daher ist ein entsprechend kompakter Aufbau zwingend erforderlich. Eine Übersicht der Auslegung des MAFF-LINAC und der Größenverhältnisse der einzelnen Komponenten ist in Abbildung 2.10 dargestellt.

Alle Komponenten des LINAC sind als IH-Resonatoren ausgelegt, da diese aufgrund ihres breiten Stromweges über die Innenflächen des Resonatortanks und einer geringen kapazitiven Belastung hohe Shuntimpedanzen besitzen.

Auch der RFQ wird durch einen IH-Resonator getrieben. Dieses Konzept eines IH-RFQ ist bereits erfolgreich bei dem GSI Hochstrominjektor umgesetzt worden, dort allerdings nur bei einer Betriebsfrequenz von 36 MHz. Der MAFF-RFQ soll bei der CERN-Frequenz von 101.28 MHz betrieben werden [Si2]. Dies stellt zur Zeit die Obergrenze der realisierbaren Frequenzen für eine solche Resonatorstruktur dar, da sonst die Struktur einen zu kleinen Durchmesser bekommen würde. Die Akzeptanz soll nach dem jetzigen Stand der Entwicklung bei ca. 0.6π mm mrad für 2.5 keV/u Einschußenergie liegen und die Endenergie bei ca. 300 keV/u. Für den RFQ bedeutet das auch, daß durch die Auslegung als IH-Struktur im Gegensatz zu einer 4-Rod Struktur wie bei REX-ISOLDE eine indirekte Elektrodenkühlung möglich wird. Der IH-RFQ bei 101.28 MHz wurde theoretisch in der Dissertation von Thomas Sieber untersucht [Si1].

Im Anschluß an den eigentlichen RFQ folgt eine kurze IH-RFQ-Buncher Sektion, die die Phasenbreite des Strahls aus dem RFQ an den ersten IH-Beschleunigertank anpassen soll.

Der Booster LINAC besteht aus den IH-Beschleunigertanks 1 bis 3. Um die Beschleunigung zu maximieren, soll die "kombinierte Null Grad Synchroneteilchen Struktur" (KONUS) [Ra3] ausgenutzt werden. Der erste Tank wird wie der RFQ mit 101.28 MHz betrieben, der zweite und dritte mit 202.56 MHz. Die Endenergie

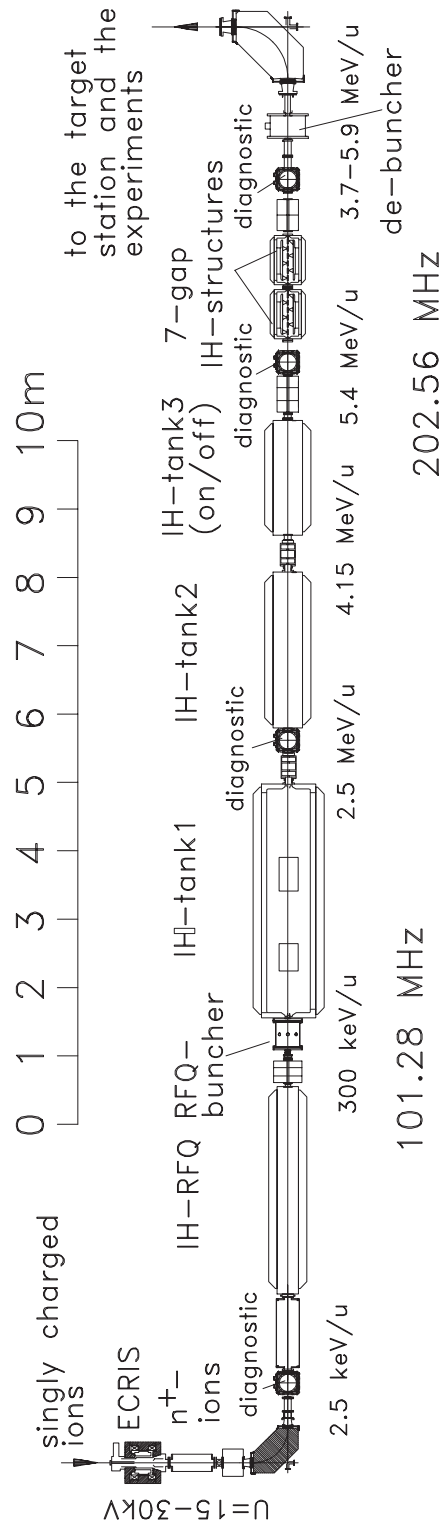


Abbildung 2.10: Auslegung des MAFF-LINAC

nach allen drei Tanks beträgt 5.4 MeV/u bei einer Länge der Boostersektion von 8.5 m. Um verschiedene Endenergien realisieren zu können, ist vorgesehen den dritten Tank für niedrigere Endenergien abzuschalten, bzw. nicht zum Beschleunigen zu nutzen, sondern als Buncher zu betreiben. In diesem Fall beträgt die Endenergie aus der Boostersektion 4,15 MeV/u.

	MAFF	REX-ISOLDE
Anzahl der Resonatoren	2	3
Anzahl der Spalte	14	21
Effektive Beschleunigungsstrecke	1,10 m	1,95 m
Gesamtlänge des Aufbaus	ca. 1,3 m	ca. 2,8 m
Frequenz	202.56 MHz	101.28 MHz
Güte Q	10000	5500
Shuntimpedanz Z	120 M Ω /m	60 M Ω /m
Spaltlängen	24 mm	20 mm
Energiebereich	3.7 - 5.9 MeV/u	0.85 - 2.2 MeV/u

Tabelle 2.2: Vergleich der energievariablen Sektionen von MAFF und REX-ISOLDE

Als letzte Komponente des LINACs schließt sich eine Sektion aus zwei baugleichen IH-7-Spalt-Resonatoren zur Energievariation an. Neben dem IH-RFQ stellen diese Resonatoren eine weitere innovative Komponente des MAFF-Beschleunigers dar. Im Vergleich zu den bei REX-ISOLDE verwendeten 7-Spalt-Spiralresonatoren erzeugen diese wesentlich höhere Spaltspannungen bei gleicher Leistungsaufnahme. Dadurch ist es möglich die gesamte Energievariabilität bei MAFF mit nur zwei Resonatoren zu realisieren. In Tabelle 2.2 sind die 7-Spalt-Sektionen von MAFF und REX-ISOLDE gegenübergestellt. Die höhere Leistungsfähigkeit bei einer Auslegung als IH-Struktur anstelle einer Spiralringstruktur ist klar zu erkennen.

Die Resonatoren sind darüberhinaus so konstruiert, daß sie ohne wesentlichen Aufwand modifiziert und auch für andere Anwendungen verwendet werden können.

Durch Austausch der Driftröhren-/Haltereinheiten und den Ein- und Ausschluß-Endstücken können die Resonatoren auch bei REX-ISOLDE als Nachbeschleuniger hinter die dort schon vorhandenen 7-Spalter eingesetzt werden.

Kapitel 3

Grundlagen

3.1 Driftröhrenbeschleuniger

Ein IH-7-Spalt-Resonator ist eine spezielle Form eines Hochfrequenz-Driftröhrenbeschleunigers. Bei diesen Beschleunigern wird die eingekoppelte Hochfrequenzleistung in Beschleunigungsspannung umgesetzt, indem im Spalt zwischen je zwei Driftröhren ein axiales elektrisches Feld erzeugt wird und viele solcher Zellen, bestehend aus einem Driftröhrenabschnitt und einem Spalt, linear hintereinander angeordnet werden [Wa1, Wi1]. Daher sollen in diesem Kapitel die allgemeinen Funktionsprinzipien von Driftröhrenbeschleunigern und die Besonderheiten von IH-Strukturen und 7-Spalt-Resonatoren dargestellt werden.

Man kann grundsätzlich zwei Typen von Beschleunigerstrukturen unterscheiden, die durch das Verhältnis zwischen der Wellenlänge der Hochfrequenz und der Zellenlänge der Driftröhrenstruktur gekennzeichnet sind: Beschleuniger mit einer Zellenlänge von $\beta\lambda/2$ und $\beta\lambda$. Typische Vertreter dieser Beschleuniger sind der Wideroe-Beschleuniger und der Alvarez-Beschleuniger, daher werden in der Literatur die beiden Typen oft synonym als Wideroe-Beschleuniger bzw. Alvarez-Beschleuniger bezeichnet. Eine schematische Darstellung der beiden Beschleunigerprinzipien ist in Abbildung 3.1 bzw. 3.2 zu sehen.

Wideroe-Beschleuniger ($\beta\lambda/2$ -Struktur)

Bei der Wideroe-Struktur werden die um die Strahlachse zentrierten Driftröhren durch die eingekoppelte Hochfrequenz abwechselnd auf negatives und positives Potential geladen. Nachdem die Teilchen im Spalt beschleunigt wurden, bewegen sie sich durch die Driftröhre zur nächsten Zelle. Während des Durchfluges der Driftröhre wird das Feld umgepolt, sodaß die Teilchen nach Verlassen der

Wideroe-Prinzip

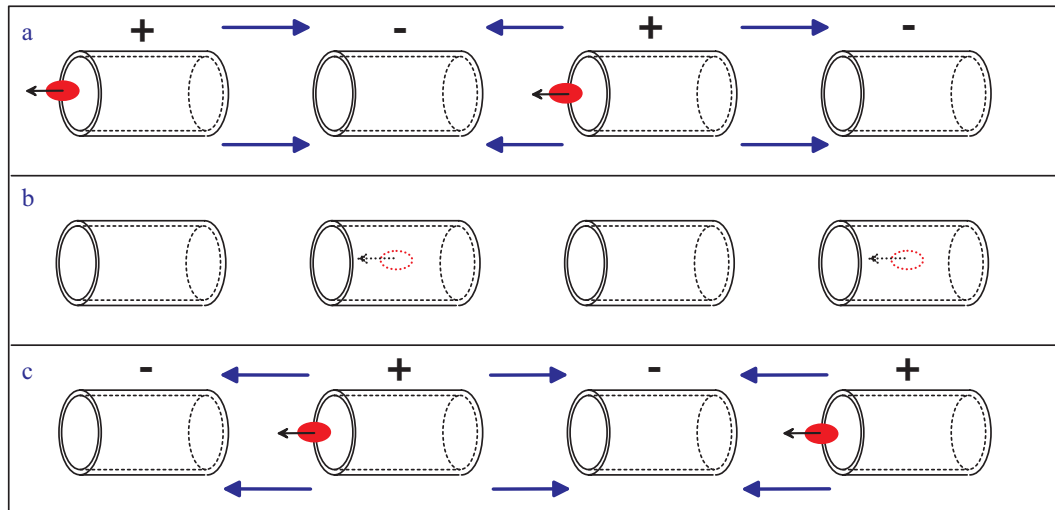


Abbildung 3.1: Wideroe-Prinzip

Driftröhre erneut in ein beschleunigendes Feld eingeschossen werden. Um effektiv beschleunigen zu können, müssen daher Zellenlänge und Geschwindigkeit der Teilchen so aufeinander abgestimmt werden, daß das Synchronteilchen jeweils innerhalb einer halben Hochfrequenzperiode von der Mitte eines Spaltes zur Mitte des nächsten Spaltes wandert. Die Zellenlänge beträgt deshalb, mit einer Geschwindigkeit der Teilchen v , $\beta = v/c$ und $\lambda =$ Wellenlänge der Hochfrequenz, $\beta\lambda/2$. Da sich die Richtung des beschleunigenden Feldes von Spalt zu Spalt umkehrt, befindet sich nur in jedem zweiten Spalt ein Teilchenpaket.

Alvarez-Beschleuniger ($\beta\lambda$ -Struktur)

Das Grundprinzip der Alvarez-Struktur basiert auf einem langen Resonator, der durch die Hochfrequenz in der $TM_{(0,1,0)}$ -Mode betrieben wird. Dadurch bildet sich axial ein beschleunigendes Feld über die ganze Länge des Resonators aus. Sobald aber die Flugzeit eines Teilchens größer als die halbe Periode der Hochfrequenz ist, wird die Beschleunigung immer geringer bis sie bei einer Flugzeit von einer ganzen Periode ganz verschwindet, weil im gleichen Maße beschleunigt wie abgebremst wird. Um dem abzuweichen, wurde von Alvarez eine Driftröhrenstruktur eingeführt, bei der durch die Driftröhren feldfreie Regionen geschaffen werden, in denen die Teilchen jeweils vom abbremsenden Feld abgeschirmt sind und gleichzeitig das beschleunigende Feld in den Spalten zwischen den Driftröhren konzentriert wird. Die Durchflugzeit von Spalt zu Spalt dauert eine ganze Hochfrequenzperiode und die Zellenlänge beträgt daher $\beta\lambda$ (siehe Abbildung 3.2). Die Driftröhren

Alvarez-Prinzip

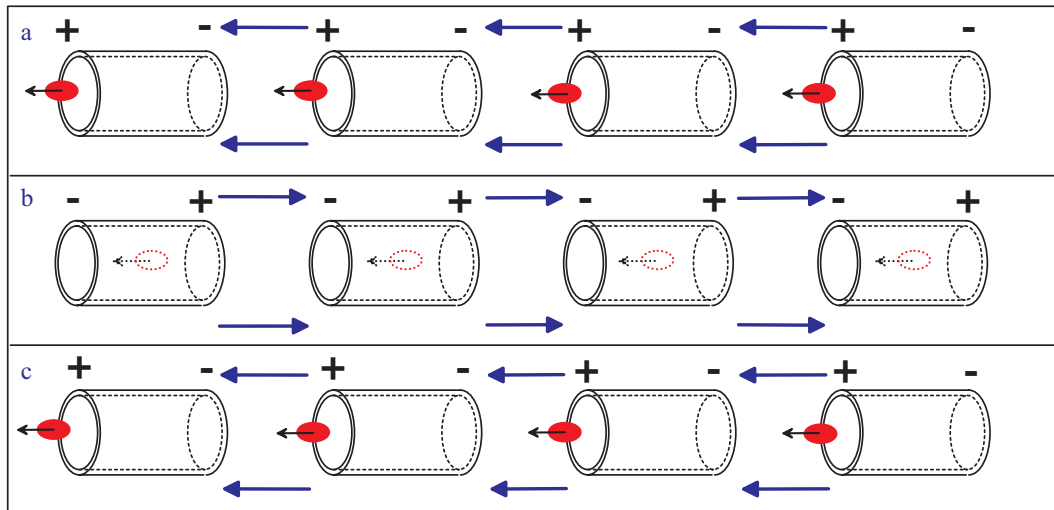


Abbildung 3.2: Alvarez-Prinzip

bleiben im Gegensatz zu einer $\beta\lambda/2$ -Struktur insgesamt ungeladen, durch die Konzentration des Feldes im Spalt bildet sich aber eine Ladungsverteilung über die Driftröhren so aus, daß die Enden der Driftröhren jeweils entgegengesetzte Influenzladungen tragen. Das beschleunigende Feld ist in allen Spalten in die selbe Richtung orientiert, daher kann sich in jedem Spalt ein Teilchenpaket befinden. Trotz der doppelt so großen Zellenlänge kann damit bei gleicher Betriebsfrequenz und Resonatorlänge auch die gleiche Anzahl an Ionenpaketen wie bei einer $\beta\lambda/2$ -Struktur beschleunigt werden.

Für alle Typen von Driftröhrenbeschleunigern gilt, daß mit zunehmender Teilchenenergie und damit größerem β die Zellenlänge entsprechend angepaßt werden muß, um effektive Beschleunigungen erreichen zu können. Nur bei Beschleunigerstrukturen die im relativistischen Geschwindigkeitsbereich ($\beta \approx 1$) betrieben werden, führt die Energiezunahme nicht mehr zu einer signifikanten Geschwindigkeitsänderung.

3.2 Die IH-Driftröhrenstruktur

Die 7-Spalt-Struktur von MAFF ist ebenso wie die anderen Komponenten des LINAC als sogenannte IH-Struktur ("Interdigitale H-Feld Driftröhrenstruktur") ausgelegt. Bei diesem Beschleunigertyp handelt es sich um eine Struktur ähnlich der Wideroe-Struktur, denn durch eine wechselseitige Ladungsverteilung auf den Driftröhren handelt es sich um eine $\beta\lambda/2$ -Struktur. Allerdings wird hier die hochfrequente Wechselspannung nicht wie beim Wideroe-Beschleuniger direkt an die Driftröhrenstruktur angelegt, sondern der Beschleunigertank dient wie beim Alvarez-Beschleuniger als Hohlraumresonator.

Die für die Teilchenbeschleunigung geeignete Mode von IH-Resonatoren leitet sich aus der $H_{1,1,1}$ -Mode (je nach Nomenklatur auch als $TE_{1,1,1}$ -Mode bezeichnet) eines Zylinderresonators her. Abbildung 3.3 stellt die Feldverteilung der $H_{1,1,1}$ -Mode in einem solchen Resonator dar.

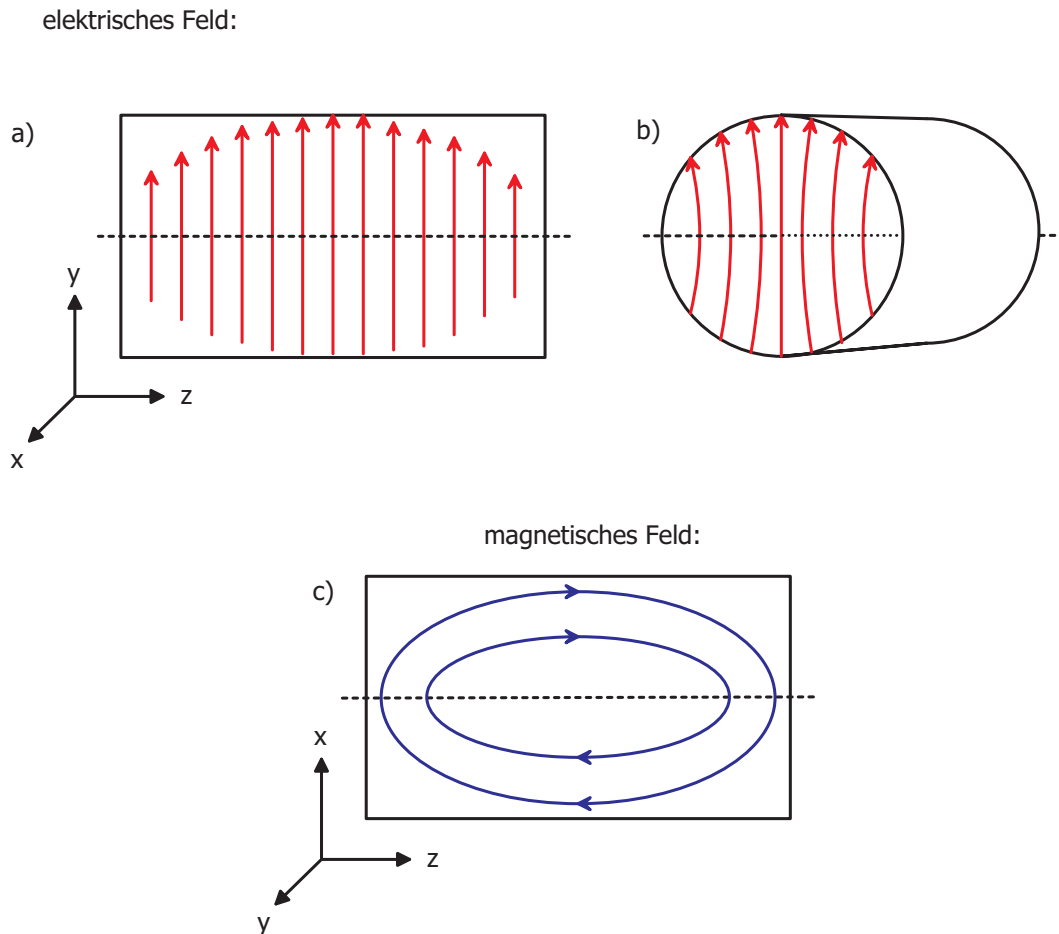


Abbildung 3.3: Feldverteilung der $H_{1,1,1}$ -Mode in einem Zylinderresonator

Bei dieser Mode bildet sich die elektrische Komponente des Feldes quer zur Längsachse (Strahlachse) des Resonators aus und das magnetische Feld erstreckt sich längs der Zylinderachse.

Auf dem ersten Blick erscheint diese Mode dadurch für Beschleunigungszwecke völlig ungeeignet, aber indem man eine interdigital ineinandergreifende Driftröhrenstruktur so in den Resonator einsetzt, daß sich die Driftröhren wechselseitig aufladen, erhält man letztendlich eine Feldverteilung auf der Strahlachse, die sehr effiziente Beschleunigungen ermöglicht. Interdigital bedeutet, daß die Driftröhrenhalter, wie bei verschränkten Fingern, wechselseitig die Driftröhren mit der Tankwand verbinden. In Abbildung 3.4 Teil a) sieht man am Beispiel des einfachsten Falls einer solchen Struktur, eines 3-Spaltresonators, wie die Struktur in den Tank eingesetzt wird. Das ungestörte elektrische Feld wird gestrichelt angedeutet. Durch das wechselseitige Aufladen der Driftröhren konzentriert sich das resultierende Feld letztlich in den Spalten zwischen den Driftröhren. Dies ist in Teil b) der Abbildung zu sehen.

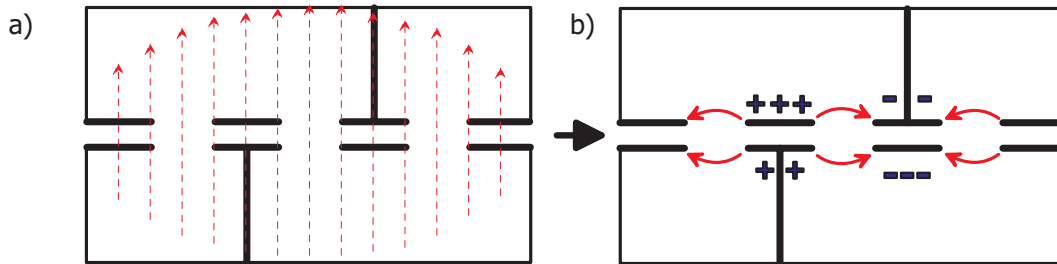


Abbildung 3.4: Einfügen einer interdigitalen Driftröhrenstruktur in einen Hohlraumresonator mit $H_{1,1,1}$ -Mode

Da die Endstücke der Driftröhrenstruktur (Einschuß- und Ausschußröhren) auf der Achse direkt mit dem Resonatortank verbunden sind, bleiben diese ungeladen und die Spannung im ersten und letzten Spalt einer solchen Resonatorstruktur beträgt nur ungefähr die Hälfte der Spannung wie zwischen den übrigen Driftröhren. Bei längeren Beschleuniger-Resonatoren strebt man ein möglichst gleichmäßiges Aufladen der Driftröhren und damit einen flachen Verlauf der Spaltspannungsverteilung an. Im Idealfall sind die Spannungen zwischen den Driftröhren alle identisch. Für einen 7-Spaltresonator würde dies z.B. eine Spaltspannungsverteilung von exakt 1:2:2:2:2:2:1 bedeuten. In der Praxis ist eine derartige Verteilung nur schwer zu realisieren. Wie aus Abbildung 3.3 Teil a) ersichtlich ist, ist die elektrische Feldstärke nicht gleichmäßig über die gesamte Tanklänge verteilt. Bei der $H_{1,1,1}$ -Mode bildet die elektromagnetische Welle, deren Feld die Aufladung der Driftröhren bewirkt, eine stehende Halbwelle mit den Tankstirnflächen als Knotenflächen aus. Das Maximum des elektrischen Wechselfeldes befindet sich in der Tankmitte.

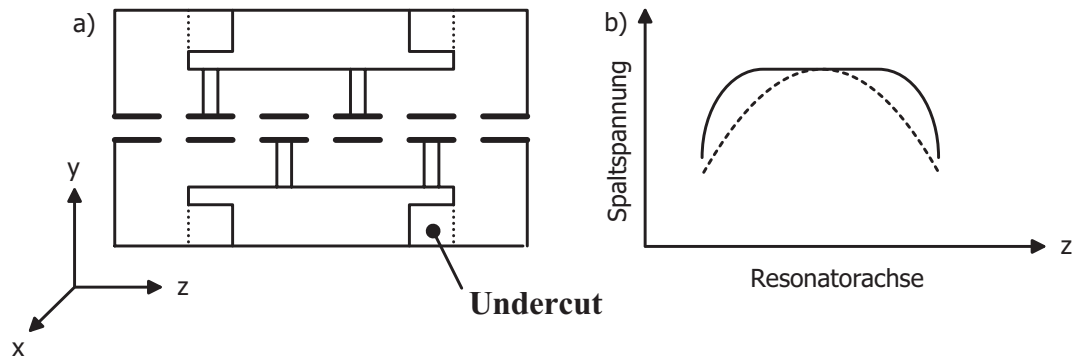


Abbildung 3.5: Einfluß der Undercuttiefe auf die Spaltspannungsverteilung

Würde man die Driftröhren wie in Abbildung 3.4 einfach mit der Tankwand verbinden, würde sich im wesentlichen eine sinusförmige Spaltspannungsverteilung ergeben. Dies kann man weitestgehend damit kompensieren, daß man die Driftröhrenhalter auf eine Sockelschiene montiert, die an den Enden unterschritten ist. In Abbildung 3.5 ist dies dargestellt. Teil a) zeigt eine 5-Spalt-Struktur einmal mit Einschnitten (durchgehende Linienführung) und einmal ohne (gestrichelt). Im Teil b) der Abbildung werden die entsprechenden Spaltspannungsverläufe qualitativ dargestellt. Durch die als "Undercuts" bezeichneten Einschnitte im Sockel kann das magnetische Feld dringen und induktiv das Aufladen der äußeren Driftröhren verstärken. Dadurch nähert sich die resultierende Spaltspannungsverteilung dem Idealfall an [Po3].

Eine weitere Eigenschaft von IH-Strukturen liegt darin, daß man hier, durch die Ausrichtung des magnetischen Feldes längs des Tanks, sehr gut mit einer Leerschleife an der Tankinnenseite induktiv hochfrequent Leistung in den Resonator einkoppeln kann.

Die für MAFF entscheidenden Vorteile von IH-Strukturen sind ihre kompakten Ausmaße und eine hohe Shuntimpedanz (siehe dazu Abschnitt 3.3.1). Die erste IH-Struktur wurde 1974 an der TU-München als Schwerionennachbeschleuniger (SchweIN) am Tandembeschleuniger des damaligen Beschleunigerlabors der LMU und TU München, heute Maier-Leibnitz-Labor, aufgebaut [No1] [Ra2].

Der Name "Interdigitale H-Feld Driftröhrenstruktur" leitet sich naheliegenderweise aus der benutzten Hohlraum-Mode und der Art der Driftröhrenstruktur her.

Abbildung 3.6 zeigt eine Übersicht [Ra5] über die Shuntimpedanzen verschiedener Beschleunigertypen und bereits existierender IH-Strukturen. In dieser Übersicht ist zu erkennen, daß bei Geschwindigkeiten von $\beta \leq 0.3$ mit IH-Strukturen deutlich höhere Shuntimpedanzen realisierbar sind als mit andere Beschleuniger-

typen. Der Wertebereich der energievariablen Sektion des MAFF-LINAC ist rot eingezeichnet.

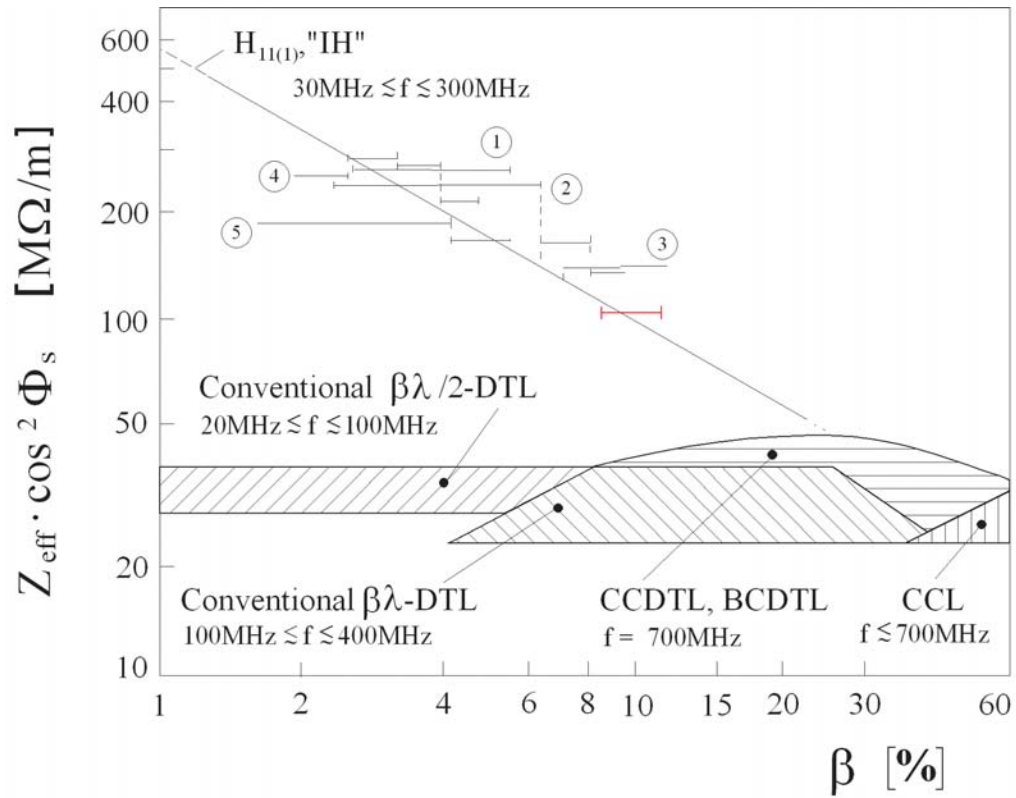


Abbildung 3.6: Vergleich der Shuntimpedanzen

- 1) HLI-GSI, 108 MHz; 2) LINAX III-CERN, 101/202 MHz;
 3) SchweIN, 78.5/157 MHz; 4) ISOL, INS, 51 MHz; 5) HSI-GSI, 36 MHz

3.3 Resonatorparameter

Um die IH-7-Spalt-Resonatoren von MAFF optimal nutzen zu können, müssen diese an die erwarteten Einschuß- und Endenergien angepaßt werden. Dabei sind außerdem das Masse/Ladungs-Verhältnis A/q der Spaltfragmente, die Sollphase und die verwendete Hochfrequenz zu berücksichtigen.

Wichtige Größen, die den Zusammenhang zwischen der eingekoppelten Senderleistung und der erreichbaren Resonatorspannung liefern, sind die Resonatorparameter wie die Shuntimpedanz Z , die Güte Q , die Kopplung K und der Laufzeitfaktor T .

3.3.1 Shuntimpedanz

Die Shuntimpedanz Z ist in der Beschleunigerphysik ein Maß für die Effizienz der Umsetzung von HF-Leistung in Resonatorspannung. Die Shuntimpedanz leitet sich aus dem Ersatzschaltbild (Parallelschaltung) für einen gedämpften elektrischen Schwingkreis her und entspricht dort dem Parallelersatzwiderstand R_P (engl. "Shuntimpedance"). Mit P = zugeführter Leistung und U_0 = Resonatorspannung ergibt sich der sogenannte " R_P -Wert" als:

$$R_P = \frac{U_0^2}{P} \quad (3.1)$$

Die Shuntimpedanz bestimmt letztlich wieviel von der im Resonator gespeicherten Energie bei jeder Periode verbraucht wird und daher durch den Sender wieder zugeführt werden muß, um die Resonatorspannung aufrecht zu erhalten. Je höher die Shuntimpedanz, desto geringer der Verbrauch. Zum Vergleich verschiedener Linearbeschleuniger ist es üblich die Shuntimpedanz in Relation zur Beschleunigerlänge zu normieren. Die in der Beschleunigerphysik mit "Shuntimpedanz" bezeichnete Größe Z ist daher definiert durch

$$Z = \frac{U_0^2}{Pl} \quad (3.2)$$

U_0 ist hier die Resonatorgesamtspannung, die auf die Ionen wirkt, d.h. die Summe aller Spaltspannungen zwischen den Driftröhren entlang der Strahlachse.

3.3.2 Güte

Eng mit der Shuntimpedanz hängt die Güte Q zusammen. Q ist definiert durch das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie W und der pro Periode eingekoppelten Leistung P . Mit der Kreisfrequenz $\omega_0 = 2\pi f_0$; f_0 = Frequenz des Senders:

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P} \quad (3.3)$$

Bei geringer Dämpfung (durch einen geringen Wirkwiderstand) ist der Unterschied zwischen der Erregerfrequenz des Senders ω und der Eigenfrequenz des ungedämpften Schwingkreises ω_0 vernachlässigbar und die Breite der Resonanzkurve ist ein direktes Maß für Q . Q läßt sich daher durch die Frequenzbreite $\Delta\omega$ des Resonanzpeaks bei ω_0 bestimmen:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (3.4)$$

Für einen gegebenen Resonator gilt:

Q ist proportional zu Z

3.3.3 Kopplung

Bisher wurde bei den Betrachtungen immer von der unbelasteten Güte des Resonators ausgegangen und die externen Einflüsse wurden vernachlässigt. Regt man einen Resonator über einen Sender an, so kommt zu der an den Resonatorwänden abfallende Verlustleistung noch die externe Verlustleistung des Senders und der Zuleitung hinzu. Die Güte des Gesamtsystems, die man letztlich bei einer Messung bestimmt, ist dann analog Gleichung 3.3:

$$Q_L = \frac{\omega_0 W}{P_R + P_{ext}} \quad (3.5)$$

Q_L ist die belastete Güte; P_R die Verlustleistung des Resonators; P_{ext} die externe Verlustleistung. Die externe Güte Q_{ext} definiert man durch:

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 W}{P_{ext}} \quad (3.6)$$

Daraus ergibt sich mit Q_0 als unbelastete Güte des Resonators:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (3.7)$$

Um den Grad der Kopplung zwischen Sender und Resonator zu beschreiben wird der Kopplungsfaktor K eingeführt:

$$K = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{P_{ext}}{P_R} \quad (3.8)$$

Der Zusammenhang zwischen belasteter Güte Q_L und der freien (unbelasteten) Güte Q_0 ergibt sich dann wie folgt:

$$Q_0 = (1 + K)Q_L \quad (3.9)$$

Bei bekannten Kopplungsgrad K kann man also aus der gemessenen Güte Q_L die freie Güte Q_0 bestimmen.

Man kann drei wesentliche Kopplungsarten unterscheiden:

- Die lose Kopplung $K \ll 1$; $Q_L \approx Q_0$
- Die kritische Kopplung $K \approx 1$; $Q_L \approx Q_0/2$
- Die überkritische Kopplung $K \gg 1$; $0 < Q_L < Q_0/2$

Der Kopplungsfaktor K ist auch eine sehr wichtige Größe im Zusammenhang mit dem Leistungsfluß zwischen Sender und Resonator. Je nach Kopplungsgrad kommt es zur Reflexion der eingekoppelten Leistung am Ende der Koaxialleitung vom Sender zum Resonator. Der Reflexionsfaktor R ist definiert als das Verhältnis der Spannungen von der reflektierten Welle U_{ref} und der vorlaufenden Welle U_{in} :

$$R = \frac{U_{ref}}{U_{in}} \quad (3.10)$$

Der Zusammenhang zwischen Kopplungsfaktor K und Reflexionsfaktor R ist gegeben durch [Mü1]:

$$|R| = \frac{|1 - \frac{1}{K}|}{1 + \frac{1}{K}} \quad (3.11)$$

Wie aus Gleichung 3.11 sofort ersichtlich ist, gilt für $K = 1$, dem Fall kritischer Kopplung, daß $R = 0$ ist. Das bedeutet, daß keine Welle am Ende der Leitung zum Resonator reflektiert wird und die gesamte vom Sender abgegebene Leistung dem Resonator zugeführt wird.

3.3.4 Laufzeitfaktor

Mit zunehmender Zellenanzahl gewinnen die Teilchen bei ansonsten vergleichbaren Bedingungen immer mehr kinetische Energie, da die Ionen in jedem Spalt eine zusätzliche kinetische Energie von

$$\Delta E = qU_{eff} \quad (3.12)$$

erhalten. q ist die Ladung des jeweiligen Ions und U_{eff} die effektive Beschleunigungsspannung im Spalt. Das Ion erfährt aufgrund der endlichen Durchflugzeit durch den Spalt nicht die maximal mögliche Beschleunigung, sondern nur den Bruchteil T davon, der als Laufzeitfaktor bzw. "Transit Time Factor" bezeichnet wird. Berücksichtigt man auch noch die Tatsache, daß im Allgemeinen die Phasenlage des Teilchens nicht mit der Phase der Hochfrequenz übereinstimmt, dann gilt mit $U_0 =$ maximale Spaltspannung und $\phi_S =$ Sollphase des Teilchens zur Hochfrequenz in der Spaltmitte:

$$U_{eff} = T \cdot U_0 \cdot \cos\phi_S \quad (3.13)$$

Der Laufzeitfaktor T kann sowohl für jeden einzelnen Spalt angegeben werden, als auch für den Resonator insgesamt. Für einen Resonatortank der Länge l ist T in Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit β im Allgemeinen definiert durch:

$$T_0(\beta) := \frac{\int_{-l/2}^{+l/2} E_z(z) \cos(\omega_0 \frac{z}{\beta c}) dz}{\int_{-l/2}^{+l/2} E_z(z) dz} \quad (3.14)$$

β ist die Geschwindigkeit der Ionen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit und ω_0 die Kreisfrequenz der eingekoppelten Hochfrequenz. E_z ist die Amplitude des elektrischen Feldes in z-Richtung auf der Strahlachse.

$T(\beta)$ ist maximal wenn die Phasenlage des Sollteilchens in der Mitte des Tanks, wie hier angenommen, 0° beträgt. In Formel 3.14 wird außerdem von einem konstanten β ausgegangen.

Es ist einsichtig, daß sich mit zunehmender Zellenanzahl alle Abweichungen von den Designparametern immer stärker bemerkbar machen. Insbesondere sorgen Abweichungen von der Phasenlage bei jedem Spalt für eine stetig wachsende Fehlanpassung. Um sinnvoll beschleunigen bzw. abzubremesen zu können, muß die Einschußphase, Einschußenergie und Beschleunigung der Teilchen mit zunehmender Zellenanzahl immer genauer auf die Driftröhrengometrie angepaßt

werden bzw. umgekehrt. Die Variabilität des Strahl wird dadurch entsprechend eingeschränkt.

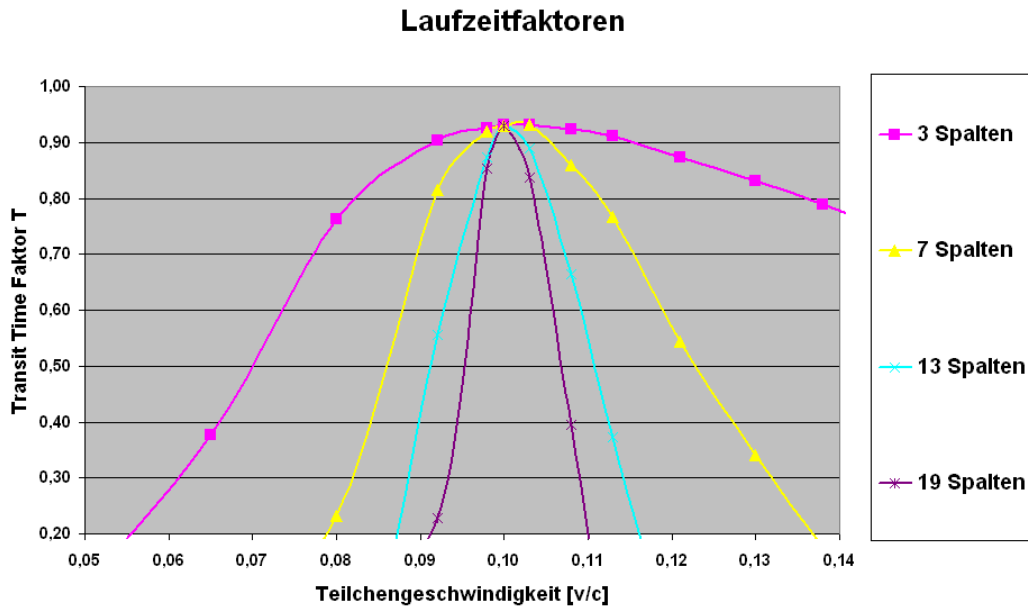


Abbildung 3.7: Laufzeitfaktoren für unterschiedliche Spaltanzahlen

Abbildung 3.7 zeigt den Laufzeitfaktor T als Funktion der Teilchengeschwindigkeit für verschiedene Resonatoren mit einer jeweiligen Designgeschwindigkeit von $\beta = 0.10$ aber unterschiedlicher Spaltanzahl. Die Werte von T wurden mit dem Programm LINAC entsprechend Formel 3.13 (mit $\phi = 0$) berechnet, um auch den Einfluß des Geschwindigkeitszuwachses mitzuberechnen. Bei diesen Berechnungen wurde jeweils von einer Driftröhrenstruktur mit der Zellenlänge 74 mm, Spaltweite 10 mm und Driftröhrenradius 10 mm ausgegangen. Als Gesamtresonatorspannung U_0 wurde einheitlich 1 MV angesetzt. Ein Beispiel einer Eingabedatei ist im Anhang B aufgeführt.

Es ist zu erkennen, daß die Kurve mit steigender Anzahl von Spalten immer schmaler wird und damit auch der Geschwindigkeitsbereich, bei dem eine zufriedenstellende Beschleunigung möglich ist. Um einen Linearbeschleuniger effektiv betreiben zu können, sollten die typischen Werte von T mindestens zwischen 0.8 und 0.9 liegen.

Kilpatrick-Kriterium

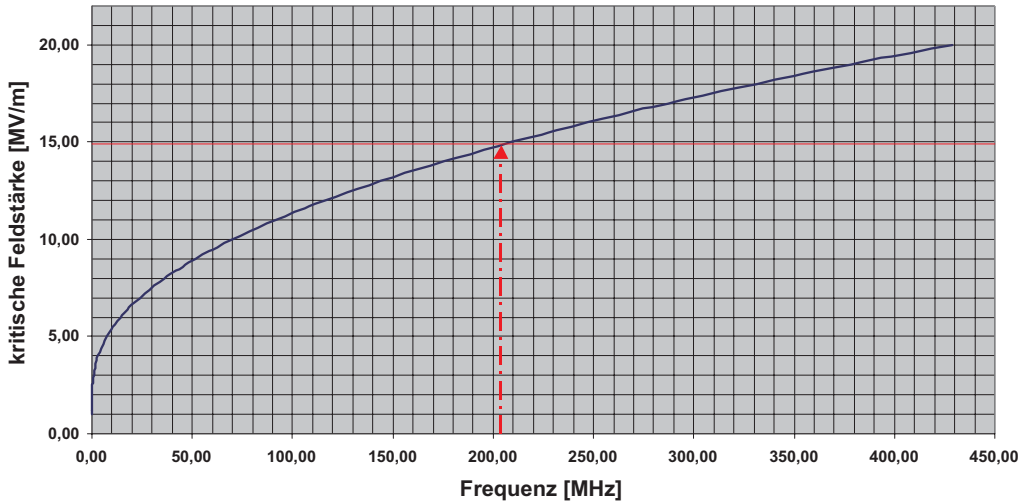


Abbildung 3.8: Kritische Feldstärke nach Kilpatrick-Formel 3.15

3.3.5 Kilpatrick-Kriterium

Bei normalleitenden Beschleunigern ist auch das sogenannte Kilpatrick-Kriterium eine wichtige Größe bei der Auslegung der Beschleunigerstrukturen. Bereits 1957 wurden von Kilpatrick [Kil] Untersuchungen durchgeführt, ab welcher kritischen Feldstärke mit Spannungsüberschlägen gerechnet werden muß. Eine gebräuchliche semi-empirisch gewonnene frequenzabhängige "Kilpatrick-Formel", die die kritische Feldstärke E_K mit der Senderfrequenz f verbindet, lautet [Wa1]:

$$f = 1.64 \cdot E_K^2 \cdot e^{(-8.5/E_K)} \quad (3.15)$$

Die Einheit für f ist [MHz] und für die kritische Feldstärke E_K [MV/m]. Bei kurzen Pulsen kann diese kritische Feldstärke überschritten werden und ein zuverlässiger Betrieb ist trotzdem möglich. Das Verhältnis zwischen Spitzenfeldstärke und kritischer "Kilpatrick-Feldstärke"

$$b = \frac{E_{max}}{E_K}$$

wird oft auch als "bravery"-Faktor bezeichnet. Bei Pulslängen im Bereich von 1 ms liegt b typischerweise zwischen 1 und 2 [Wa1]. Bei guten Vakuumbedingungen und Verrundung aller Kanten bzw. Polieren der Oberflächen kann die kritische

Spannung auch noch weiter überschritten werden. Abbildung 3.8 zeigt den Verlauf von Formel 3.15. Aus der Kurve ergibt sich für die geplante Betriebsfrequenz der IH-7-Spalt-Resonatoren von 202.56 MHz eine kritische Spannung von ca. 15 MV/m.

3.4 7-Spalt-Resonatoren

Bei 7-Spalt-Strukturen handelt es sich bezüglich der Spaltanzahl um Beschleuniger, bei denen man einen Kompromiß zwischen effektiver Beschleunigung und hoher Variabilität bei den Energien anstrebt (siehe Abschnitt 3.3.4). Sie werden bevorzugt zur Modifikation und Feineinstellung der Strahlenergien verwendet.

Oft werden mehrere solcher Beschleuniger hintereinander gekoppelt anstatt einen langen Beschleunigertank mit vielen Zellen zu verwenden. So ist es möglich, unter Beibehaltung der hohen Akzeptanz für verschiedene Teilchengeschwindigkeiten, effektiv zu beschleunigen.

Die Betriebsmode von IH-Resonatoren entspricht hier mit ihrer resultierenden Spaltspannungsverteilung der Gegentaktmode bei Splitring-Resonatoren [Po1], die bisher für diese Verwendung eingesetzt wurden. Aufgrund der geringen Spaltanzahl und der Forderung bei den Einschluß- und Endenergien variabel zu sein, werden die Zellenlängen innerhalb eines solchen Resonators typischerweise konstant gehalten und jeweils für eine mittlere Teilchengeschwindigkeit ausgelegt.

3.5 Auslegung der Resonatoren für MAFF

Die IH-7-Spalt-Resonatoren wurden analog der bereits am Beschleunigerlabor entwickelten IH-Strukturen (SchweIN, IH-Struktur für REX-ISOLDE) nach dem Bauprinzip eines rechteckigen Mittelrahmens mit aufgesetzten Halbschalen konstruiert.

Eine mit dem Programm ProE erstellte Designstudie eines solchen Resonators ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die geringe Abweichung von der Zylinderform verändert die Resonatoreigenschaften nur unwesentlich, aber insgesamt wird die Struktur stabiler und außerdem kann durch Variation der Mittelrahmenhöhe leicht Einfluß auf die Resonanzfrequenz genommen werden, falls sich die Notwendigkeit von Korrekturen ergibt.

Der Mittelrahmen trägt innen trapezförmige Schienen mit Undercuts auf die die Driftröhrenhalter zusammen mit den Driftröhren aufgeschoben und dann festgeschraubt werden können.

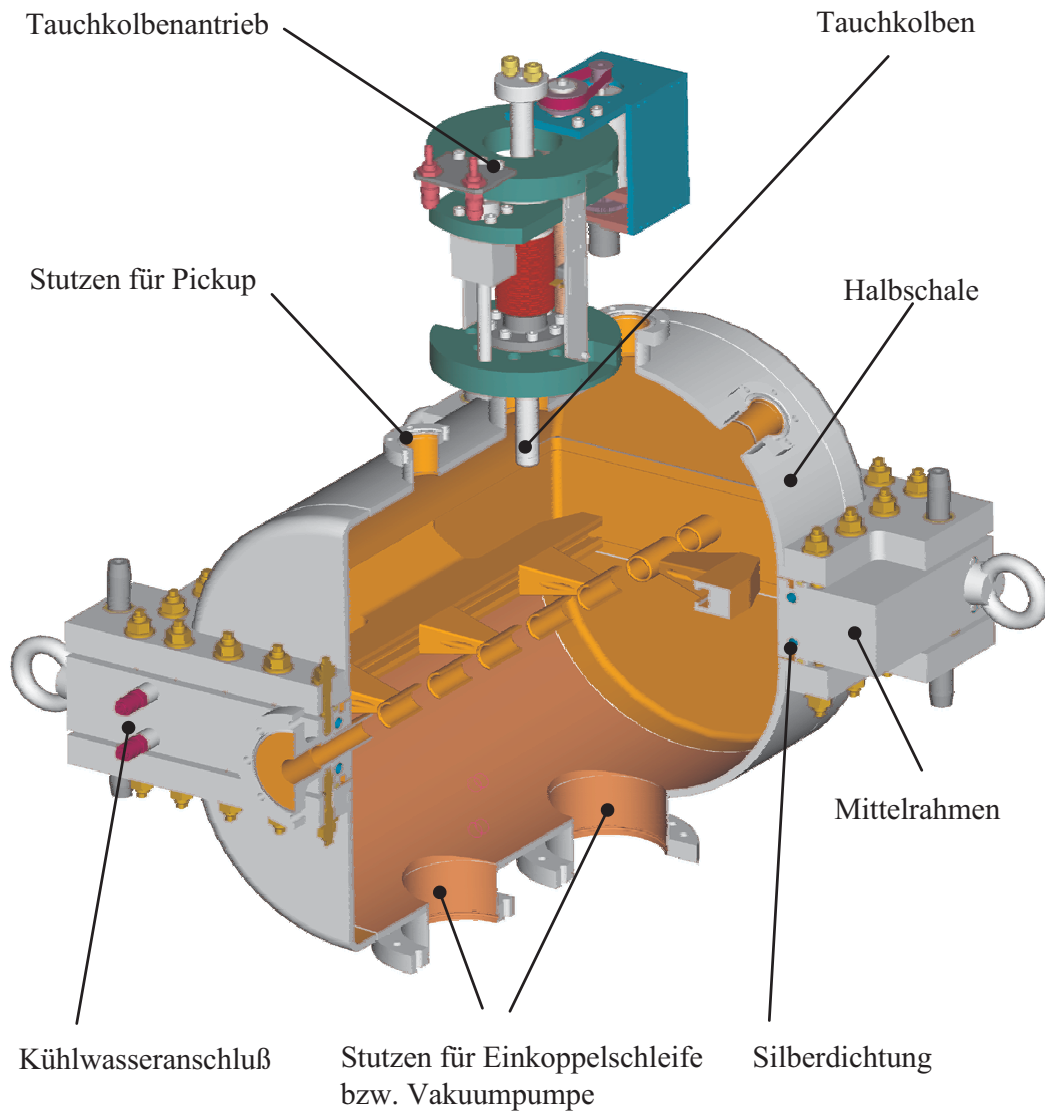


Abbildung 3.9: ProE Designstudie eines IH-7-Spalt-Resonators

Ein wichtiger Punkt bei allen Driftröhrenbeschleunigern vom Wideroe-Typ ist die Verbindung zwischen Driftröhren und Resonatortank durch die Driftröhrenhalter. Diese Halter müssen einen Kompromiß aus verschiedenen Forderungen bilden:

- Gute elektrische Leitfähigkeit
- Gute termische Leitfähigkeit
- Minimierung der Schwingkreis Kapazität
- Minimaler Einfluß auf die Feldgeometrie im Beschleunigungsspalt

Zur Erfüllung der ersten beiden Punkte sollten die Driftröhrenhalter möglichst kurz sein und einen möglichst breiten Querschnitt aufweisen. Zur Erfüllung der letzten beiden Punkte sind möglichst lange, schlanke Driftröhrenhalter gefordert. Als Lösung wurden die Halter so ausgeführt, daß von einem verbreiterten Sockel, der für eine gute elektrische und termische Kontaktierung zur Halterschiene sorgt, ein schlanker Halter ausgeht, der sich in Richtung auf die Driftröhren seitlich nochmals verjüngt. Ein Foto der beim Leistungsresonator verwendeten Driftröhrenhalter inklusive der Driftröhren ist Abbildung 7.1 zu sehen.

Die Einkoppelung der HF-Leistung erfolgt induktiv über eine Leiterschleife, die mittig auf einer der Halbschalen an der Tankinnenwand angeordnet ist. Gegenüber dieser Leiterschleife ist auf der anderen Halbschale zur Frequenzregelung ein Tauchkolben vorgesehen. Dieser Tauchkolben wurde baugleich zu den Regeltauchkolben des REX-RFQ konstruiert, lediglich die Dimensionen der kapazitiv wirkenden Platte sollte an die IH-7-Spalt-Resonatoren angepaßt werden. Die Resonanzfrequenz sollte sich bereits möglichst genau durch die Geometrie der Resonatoren ergeben, so daß nur noch geringe Korrekturen nötig sind um Fertigungstoleranzen und Frequenzverschiebungen durch Temperaturexpansion auszugleichen.

Aus der Vorgabe einer Senderfrequenz von $f_0 = 202.56$ MHz ergibt sich eine Wellenlänge von $\lambda_0 = 1.4800$ m. Es wird mit zwei verschiedenen Energien (4.15 MeV/u bzw. 5.40 MeV/u) in die Struktur eingeschossen. Daraus ergibt sich rechnerisch eine mittlere Energie von 4.775 MeV/u bzw. eine mittlere Geschwindigkeit von $\beta = 0.101$.

Durch die verschiedenen Einschußenergien und der Tatsache, daß beide Resonatoren bei gleicher Geometrie sowohl effektiv beschleunigen wie abbremsen sollen, ist die daraus resultierende Fehlanpassung der Zellenlängen zur Teilchengeschwindigkeit deutlich größer als die, die sich maximal aufgrund der Geschwindigkeitsänderung der Ionen ergibt. Daher wurden, auch aus Gründen der fertigungstechnischen Vereinfachung, beide Resonatoren baugleich mit einer konstanten Zellenlänge von 74 mm ausgelegt. Dies entspricht $\beta\lambda/2$ bei $\beta = 0.10$

Zum Abdecken des gesamten geplanten Energiebereichs zwischen den beiden Ein-

schußenergien muß jeder Resonator in der Lage sein, Ionen mit einem A/q bis maximal 6.3 um mindestens 0.3125 MeV/u zu beschleunigen bzw. abzubremesen. Bei der Annahme eines Laufzeitfaktors von $T = 0.9$ ergibt sich daraus eine Resonatorgesamtspannung von ca. 2.2 MV bzw. eine Spitzenspannung von ca. 370 kV zwischen den Driftröhren. Die kritische Feldstärke bei einer Senderfrequenz von 202.56 MHz beträgt nach Formel (3.15) 15 MV/m. Damit sollte ein Driftröhrenabstand von 24 mm ausreichend sein, um einen problemlosen Betrieb zu gewährleisten. Die Feldstärke beträgt hierbei 15.4 MV/m. Die geringfügige Überschreitung der kritischen Feldstärke um ca. 3 % ist aufgrund der Pulsung und der Verrundung der Driftröhren unproblematisch. Daher wurde die Driftröhrenlänge auf 50 mm festgelegt.

Für die Radien wurden einheitlich für alle Driftröhren 10 mm Innenradius und 13 mm Außenradius gewählt. Dadurch konnten im Gegensatz zu anderen Strukturen alle Komponenten der Driftröhren-/Haltergruppe identisch gefertigt werden. Die vergleichsweise große Apertur war gewählt worden, um eine möglichst große Akzeptanz der Struktur zu erreichen.

Bei einem Resonator hängt die Dämpfung und damit Q und Z von der Induktivität und dem Wirkwiderstand ab. Sofern sich die Materialeigenschaften wie Leitfähigkeit etc. nicht ändern, kann man im Allgemeinen Z und Q als reine Geometriegrößen auffassen, die dadurch auch mit Niederleistungsmessungen genau bestimmt werden können. Bei leistungsstarken Hochfrequenzbeschleunigern ist diese Annahme so nicht mehr uneingeschränkt gültig. Die Resonanzstruktur ist so konstruiert, daß sich durch die Einkopplung geeigneter Hochfrequenz eine Resonatorspannung aufbaut, die zur Beschleunigung der Ionen ausgenutzt werden kann. Dabei fließen Ströme auf der Oberfläche. Durch den Skineneffekt ist die stromführende Schicht sehr dünn [Ja1]:

$$d = \sqrt{\rho/\pi f_0 \mu \mu_0} \quad (3.16)$$

Mit den typischen Werten für Kupfer von $\rho = 1.7 * 10^{-8} \Omega\text{m}$; $\mu \approx 1$ und einer Senderfrequenz von $f_0 = 202.56$ MHz ergibt sich eine Eindringtiefe von ca. $5 \mu\text{m}$. Die gesamte eingekoppelte Leistung wird in dieser dünnen Schicht deponiert und führt zu termischen Effekten, die die Leitfähigkeit und damit auch Z und Q verringern [Po1]. Dies macht sich vor allem bei kompakten Beschleunigerstrukturen mit ihren hohen Oberflächenstromdichten bemerkbar. Durch die typischen hohen Frequenzen dieser Strukturen wird dieser Effekt verstärkt, weil mit steigender Frequenz die Eindringtiefe abnimmt. Bei den Hochleistungstests am Prototyp des Leistungsresonators wurde dementsprechend auch ein leistungsabhängiger Abfall der Shuntimpedanz beobachtet. Dabei handelt es sich nicht um einen Geometrieeffekt, wie z.B. einer Änderung der Resonatormaße durch Erwärmung. Dadurch, daß es sich um einen lokalen Effekt innerhalb der stromführenden Schicht handelt,

läßt sich dieser Abfall auch durch Verringern des Tastverhältnisses oder stärkere Kühlung des Tanks nur bedingt beeinflussen.

Aufgrund der Zellenlänge von 74 mm und der geforderten Spitzenspannung von 2.2 MV Resonatorgesamtspannung folgt, daß bei einer Senderleistung von maximal 100 kW eine Shuntimpedanz von $Z = 96 \text{ M}\Omega$ vor allem beim Hochleistungsbetrieb nicht unterschritten werden darf, um die geforderte Beschleunigungsleistung zu erbringen. Dabei ist der oben erwähnte Abfall der Shuntimpedanz bei hohen Leistungen unbedingt zu berücksichtigen.

Um den Laufzeitfaktor zu maximieren, sollen die beiden Resonatoren entsprechend einer "Null-Grad-Synchronteilchen-Struktur" betrieben werden [Ra3]. Das heißt, daß die Phaselage zum Sychronteilchen in der Mitte jedes Resonators 0° beträgt (siehe Kapitel 3.3.4).

Kapitel 4

Simulationsrechnungen

Zur Entwicklung der IH-7-Spalt-Resonatoren wurden elektromagnetische Simulationsrechnungen mit dem Programmpaket MAFIA durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, daß es grundsätzlich möglich ist, die Resonatoren mit verhältnismäßig hoher Genauigkeit zu simulieren. Allerdings ist trotz dieser Genauigkeit ein systematischer Fehler, der sich in erster Linie aus der Diskretisierung der Geometrie in das numerische Modell ergibt, zu berücksichtigen. Eine Reihe wichtiger Resonatorparameter wie Eigenfrequenzen, Güte und Shuntimpedanz konnten berechnet und mit den Messungen an einem Modell verglichen werden. Dadurch war es möglich das Ausmaß des systematischen Fehlers mit großer Präzision zu bestimmen und bei weiteren Simulationen zu berücksichtigen. Für die Entwicklung der bereits angesprochenen 9-Spalt-Strukturen für REX-ISOLDE konnte man unter Kenntniss dieser Korrekturwerte völlig auf den Bau eines Modells verzichten und sich auf die Ergebnisse der Simulation verlassen. Außerdem wurden Feldverteilung und partielle Verluste der einzelnen Strukturkomponenten berechnet. Die sich daraus ergebenden Abschätzungen der Wärmeverteilung innerhalb des Resonators erwiesen sich als wichtig für die Auslegung des Kühlsystems. Durch die Berechnung der Feldverteilung, die sich in sehr guter Übereinstimmung mit den später am Modell und Leistungsresonator gemessenen Werten befindet, war es schon im Vorfeld möglich, wichtige Informationen zur Berechnung der strahldynamischen Eigenschaften der Resonatoren zu erhalten. Die strahldynamischen Rechnungen wurden mit den Programmen LINAC und LORASR durchgeführt. Beispiele für die Eingabedateien sind in Anhang A (MAFIA), Anhang B (LINAC) und Anhang C (LORASR) aufgelistet.

4.1 MAFIA

Das Programmpaket MAFIA (**MA**xwell equation solver with **F**inite **I**ntegration **A**lgorithm), das an der Technischen Hochschule Darmstadt entwickelt wurde und inzwischen kommerziell von der Firma CST vertrieben wird, dient zur numerischen Lösung der Maxwell'schen Gleichungen in drei Dimensionen bei vorgegebenen Randbedingungen [MC1].

Die integralen Maxwellgleichungen werden entsprechend der Finiten-Integral-Methode durch Näherungen ersetzt. Dadurch erhält man entsprechende diskrete Matrixgleichungen. Der kontinuierliche Lösungsraum der Maxwellgleichungen wird auf einen hochdimensionalen diskreten Lösungsraum abgebildet. Im Fall der Eigenmodeberechnung besitzen die Matrizen den Rang $r=3n$ wobei n die Anzahl der diskreten Gitterpunkte des Gitters ist, in dem die Geometrie der zu simulierenden Struktur eingebettet ist. Die Eigenschaften der Lösungen der diskretisierten Maxwellgleichungen (das heißt die Eigenvektoren) bleiben bei dieser Transformation erhalten und entsprechen den Eigenschaften der elektromagnetischen Felder.

Der Ablauf einer MAFIA-Rechnung erfolgt allgemein in 3 Schritten:

1. Definition einer geeigneten Geometrie zur Diskretisierung der zu lösenden Aufgabe
2. numerische Berechnung der elektromagnetischen Felder
3. Auswertung der Berechnung

Als erster Schritt erfolgt die Definition des Simulationsmodells im Programmteil "Meshgenerator". Hier wird definiert, wie die Geometrie des Problems auf das diskrete Gitter abgebildet wird. Die Qualität dieser Abbildung hat entscheidenden Einfluß auf die Rechenzeit und die Genauigkeit der späteren Rechnung.

Bei MAFIA kann zwischen kartesischen Koordinaten und Zylinderkoordinaten gewählt werden. Aufgrund des Bauprinzips eines rechteckigen Mittelrahmens mit Halteschienen für die Driftröhrenstruktur und daran angesetzten Halbschalen, erwies sich die Diskretisierung in kartesischen Koordinaten als besser geeignet, um die Geometrie möglichst genau zu approximieren und auch Abänderungen leicht eingeben zu können. Abbildung 4.1 zeigt eine solche Resonatorgeometrie, wie sie mit dem "Meshgenerator" erzeugt wurde.

Normalerweise richtet sich die Maschenweite bei numerischen Simulationen nach den typischen Längen der kleinsten Strukturelemente, die einen signifikanten Beitrag zu den gesuchten Lösungen leisten; im Falle der IH-7-Spalt-Resonatoren sind dies die Driftröhren. Um aussagekräftige Resultate zu erhalten, sind hier räumliche Auflösungen im Millimeterbereich nötig. Andererseits liegen die typischen Ab-

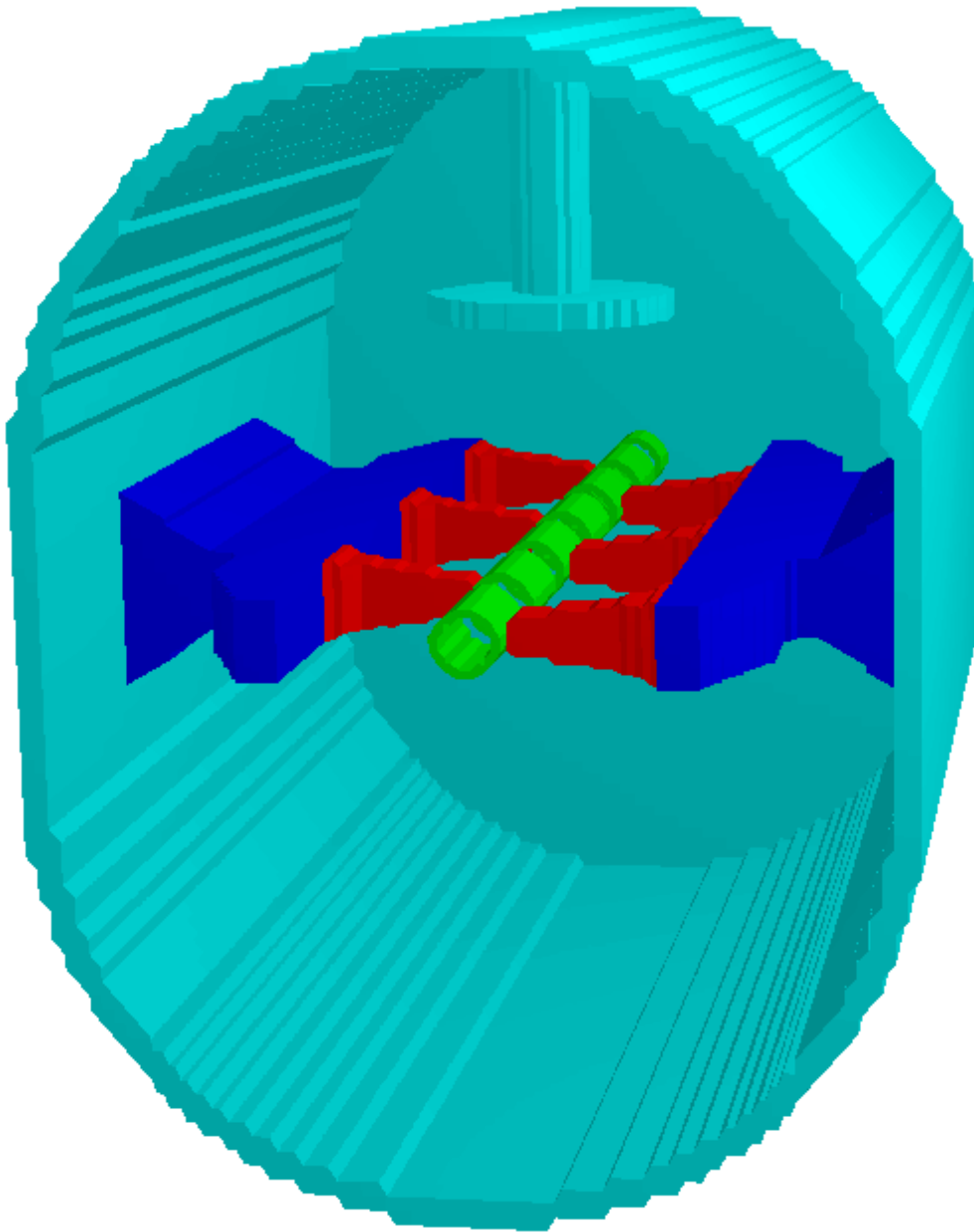


Abbildung 4.1: Mit "Meshgenerator" erstellte Geometrie eines IH-7-Spalt-Resonators
Man sieht, daß sich trotz der Verwendung kartesischer Koordinaten auch bei den
Rundungen eine gute Approximation der Simulation zu der realen Form ergibt

messungen anderer Komponenten (Halteschienen, Tankwand ...) im Meterbereich und eine derart große Auflösung wie für die Driftröhren würde hier zu keiner Verbesserung der Ergebnisse führen, sondern nur die Rechenzeit verlängern. MAFIA bietet nun die Möglichkeit statt der Vorgabe konstanter Gitterabstände die Maschenweiten passend zu den Abmessungen des zu berechnenden Resonators zu variieren und damit sowohl eine bessere Approximation der Geometrie und als auch eine Verringerung der Maschenanzahl zu erhalten.

Hierbei muß ein Kompromiß zwischen Rechenzeit und Genauigkeit der Ergebnisse gefunden werden. Im Idealfall sind die einzelnen Maschenelemente bei konstantem Gitterabstand würfelförmig; je stärker von dieser Form abgewichen wird, desto größer ist der daraus resultierende Fehler bei der Bestimmung der elektromagnetischen Felder. Daher ist bei einer Änderung der Maschenweite des Gitters in einer Dimension auch die Auswirkung auf die beiden anderen Dimensionen zu berücksichtigen. Da die Rechenzeit ungefähr proportional zum Quadrat der Maschenanzahl ist, ist dies ein wichtig Aspekt, um Projekte wie die Entwicklung eines Beschleunigers mit Hilfe von Simulationen innerhalb eines vernünftigen Zeitraumes durchführen zu können. Typische Rechenzeiten nach Optimierung der Gitterabmessungen auf die Geometrie der IH-7-Spalter liegen bei 2 bis 5 Stunden auf dem an der LMU dafür zur Verfügung stehenden Rechnersystem (Silicon-Graphics Workstation mit vier 195 MHz MIPS-R10000 Prozessoren) [Sc1]. Die typische Maschenanzahl liegt dabei zwischen 300 000 und 600 000. Ohne diese Optimierung würden die nötigen Rechenzeiten bei ansonsten gleichen Bedingungen theoretisch mehrere Monate betragen.

Nachdem die Geometriedaten in einer Datei gespeichert worden sind, wird als zweiter Schritt der Programmteil "Solver" aufgerufen. Je nach Aufgabenstellung ist dieser Teil von MAFIA in unterschiedliche Module, wie den "Static Solver - S" zur Berechnung elektro- und magnetostatischer Problemen oder den "Eigenmode Solver E" aufgeteilt. Für die hier vorgenommenen Rechnungen ist vor allem das Modul "Eigenmode Solver E" relevant, da es damit möglich ist, die Verteilung der elektromagnetischen Felder für verschiedene Resonanzmoden zu bestimmen. In der Eingabedatei des Solvers werden globalen Angaben, wie z.B. Anzahl der zu suchenden Resonanzmoden und Angaben zu den elektromagnetischen Eigenschaften der Grenzflächen gemacht. Die Resultate dieser Simulation werden dann in der bereits vom "Meshgenerator" erzeugten Datei abgespeichert. Dabei können auch die Ergebnisse verschiedener Resonanzmoden gleichzeitig gespeichert werden.

Auf die abgespeicherten Daten aus dem Solver kann abschließend mit dem Programmteil "Postprozessor" zugegriffen werden, um eine Auswertung der Simulationsergebnisse vorzunehmen. Mit dem "Postprozessor" können die Feldverteilungen auf verschiedenste Arten graphisch dargestellt, aber auch Daten wie Güte, Shuntimpedanz oder lokale Leistungsverluste an den Oberflächen berech-

net und für verschiedene Resonatoren und Resonanzmoden verglichen werden. Dazu werden in der Eingabedatei des "Postprozessor" die entsprechenden Berechnungsanweisungen definiert und Angabe zu den Materialeigenschaften wie μ , ϵ oder Leitfähigkeit der im "Meshgenerator" definierten Komponenten gemacht. Dadurch ist es auch möglich, fertigungstechnische Abweichungen von den theoretischen Idealwerten zu berücksichtigen. Gerade bei Hochfrequenzresonatoren kann sich durch den Skineneffekt die effektive Leitfähigkeit an der Oberflächen zweier Teile bei gleichen Material aber unterschiedlicher Rauigkeit unterscheiden. Die Ergebnisse der Berechnungen werden entweder (bei interaktiver Eingabe) am Bildschirm angezeigt, oder in einer Textdatei abgespeichert.

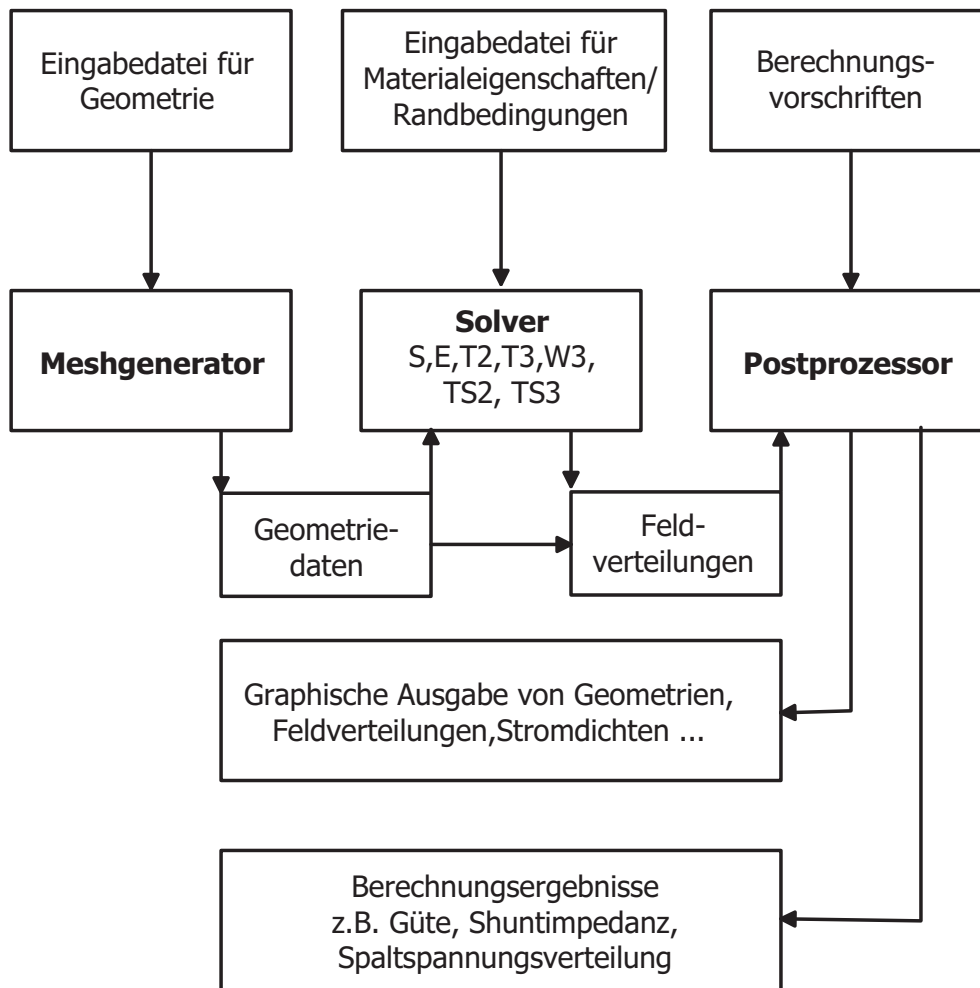


Abbildung 4.2: Ablaufschema einer MAFIA Simulation

Mit MAFIA wurde die Geometrie des Modellresonators entwickelt, indem von den in Kapitel 3 dargelegten Vorgaben ausgehend, ein Resonator definiert wurde, dessen noch nicht festgelegten Maße grob abgeschätzt wurden. Durch Variation von

Halbschalenradius, Mittelrahmenhöhe und Sockelmaßen wurde dieser Resonator sukzessive in Richtung der gewünschten Resonanzfrequenz, Spaltspannungsverteilung und Shuntimpedanz optimiert. Hierbei wurde darauf geachtet, daß gerade bei den Großteilen wie den Halbschalen möglichst "glatte" Maße verwendet wurden, um fertigungstechnische Abweichungen zu vermeiden. Die letzten "Feineinstellungen" wurden durch die Abmessungen der Driftröhrenhaltereinheiten vorgenommen. An dem resultierenden Simulationsmodell wurde dann die Feldverteilung im Resonator, insbesondere die Spaltspannungsverteilung bestimmt, um die strahldynamischen Rechnungen durchführen zu können. Weitere wichtige Untersuchungen waren die Berechnung der Leistungsverluste (siehe Tabelle 4.2) und die Resonanzfrequenzen weiterer Schwingungsmoden.

Ergebnisse der MAFIA-Simulationen

Modellkonstruktion

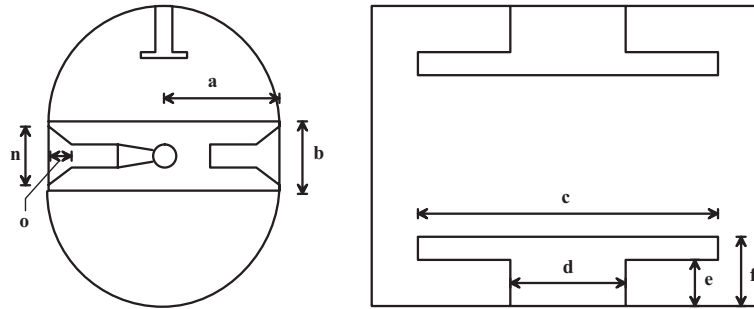
Als Ergebnis der Berechnungen wurden folgende Maße für den Bau des Modells bestimmt:

Resonatorinnenlänge:	520 mm
Halbschalenradius:	155 mm
Mittelrahmenhöhe:	78 mm
Sockellänge:	198 mm
Sockelhöhe:	35 mm
Sockelbreite:	78 mm
Schienenlänge:	420 mm
Schienenhöhe:	85 mm
Schienenbreite:	30 mm
Undercuthöhe:	48 mm
Driftröhrenhalterbreite unten:	30 mm
Driftröhrenhalterbreite oben:	12 mm
Driftröhrenhalterdicke, Basis :	40 mm
Driftröhrenhalterdicke, Schaft:	20 mm
Driftröhrenlänge:	50 mm
Driftröhreninnenradius:	10 mm
Driftröhrenaußenradius:	13 mm

Durchmesser Tauchkolbenhalter: 30 mm

Ein schematischer Überblick zur Zuordnung der genannten Maße des Resonators ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Tank:



Driftröhren:

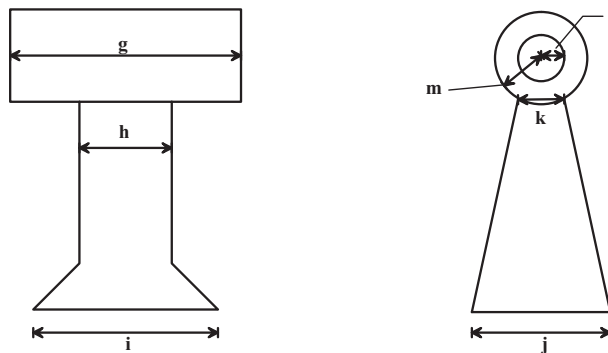


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Baugruppen und Maße eines IH-7-Resonators

- a) Halbschalenradius; b) Mittelrahmenhöhe; c) Schienenlänge
- d) Sockellänge; e) Undercuthöhe; f) Schienenhöhe;
- g) Driftröhrenlänge; h) Driftröhrenschaft; i) Driftröhrenbasis;
- j) Halterbreite unten; k) Halterbreite oben; l) Driftröhreninnenradius;
- m) Driftröhrenaussenradius; n) Sockelbreite; o) Sockelhöhe

Die Mittelrahmenhöhe und die Sockellänge wurden jeweils um 1 cm geringer gehalten als berechnet, um für die Messungen genügend Spielraum zu haben. Durch Einsetzen von Kupferblöcken kann dann die Sockellänge d beliebig vergrößert werden.

Bei der Mittelrahmenhöhe ist durch Einlegen von Zwischenrahmen bzw. Distanzschienen eine Anpassung möglich. Für die Platte des Tauchkolben wurden 5 verschiedene Versionen vorgesehen mit jeweils 10 mm Dicke aber verschiedener Form (Kreisscheibe und Rechteck) und Fläche (Siehe Tabelle 4.1).

Tauchkolbennummer	1	2	3	4	5
Form	Kreis	Kreis	Kreis	Rechteck	Rechteck
Dicke	10 mm	10 mm	10 mm	10 mm	10 mm
Durchmesser	30 mm	50 mm	100 mm	-	-
Länge	-	-	-	100 mm	200 mm
Breite	-	-	-	75 mm	100 mm

Tabelle 4.1: Varianten der Tauchkolbenendplatten

Leistungsverluste

Bauteil	Verluste durch Oberflächenströme
Tankwand und Tauchkolben	46 %
Sockelschiene	42 %
Driftröhrenhalter	9 %
Driftröhren	3 %

Tabelle 4.2: Vergleich der Leistungsverluste an den Oberflächen für die verschiedenen Baugruppen

In Tabelle 4.2 sind die mit MAFIA berechneten Leistungsverluste der einzelnen Baugruppen aufgeführt. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der Verluste und damit auch die freigesetzte Wärmeenergie innerhalb eines Resonators. Die Leistungsdichte ist farbcodiert von Blau (niedrigste Werte) bis Rot (höchste Werte) dargestellt. Man sieht, daß sich die Verluste sehr gleichmäßig über die Tankwand verteilen, aber an den Undercuts sogenannte "Hot-Spots" zu erkennen sind. Diese resultieren aus den hohen Magnetfeldstärken im Bereich des Sockels (siehe dazu auch Abbildung 4.5).

Aufgrund dieser "Hot-Spots" mußte der Sockel des Leistungsresonators, der ursprünglich zusammen mit dem Mittelrahmen aus einem Stück Edelstahl gefertigt werden sollte, aus Kupfer bestehen, da sich dort sonst wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit des Edelstahls trotz intensiver Kühlung Temperaturen im Bereich einiger hundert °C ergeben hätten.

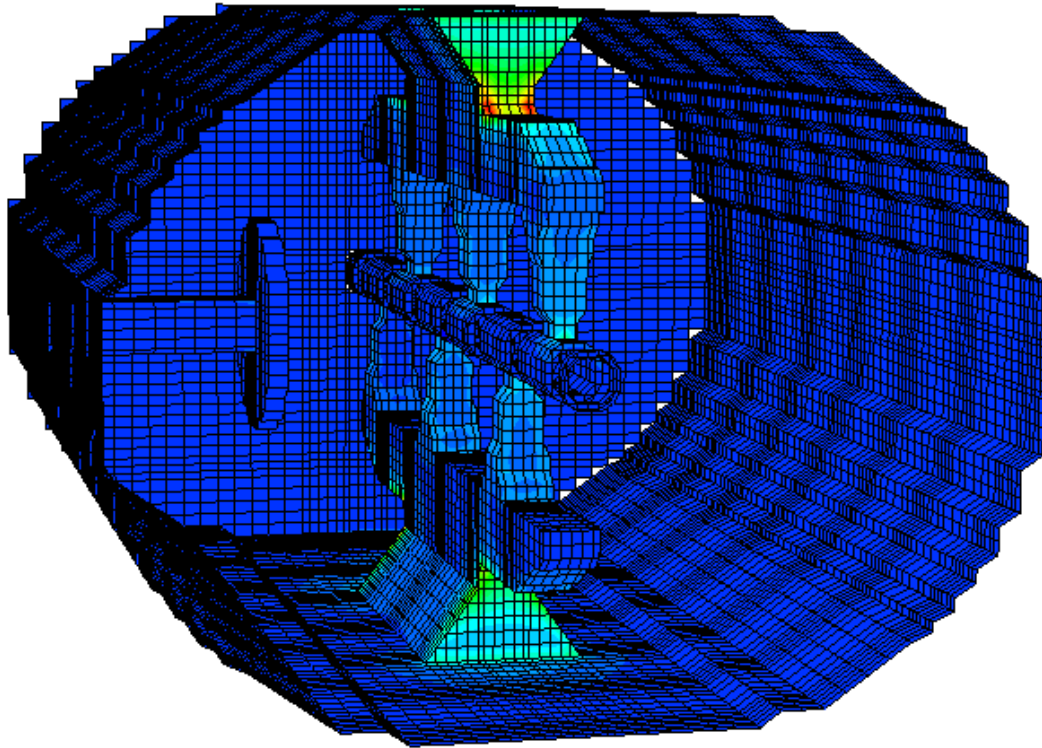


Abbildung 4.4: Leistungsdichte der Verluste durch Oberflächenströme
 Die Leistungsverluste an den Oberflächen durch die induzierten Ströme sind farbcodiert von blau nach rot dargestellt. Der Unterschied zwischen den niedrigsten Werten (blau) und den höchsten Werten (rot) beträgt ca. 2 Größenordnungen. Während sich die Oberflächenströme an der Tankwand gleichmäßig verteilen, ist an den Kanten der Undercuts im Winkel zwischen der Schiene und dem Sockel eine massive Verstärkung der Leistungsverluste festzustellen.

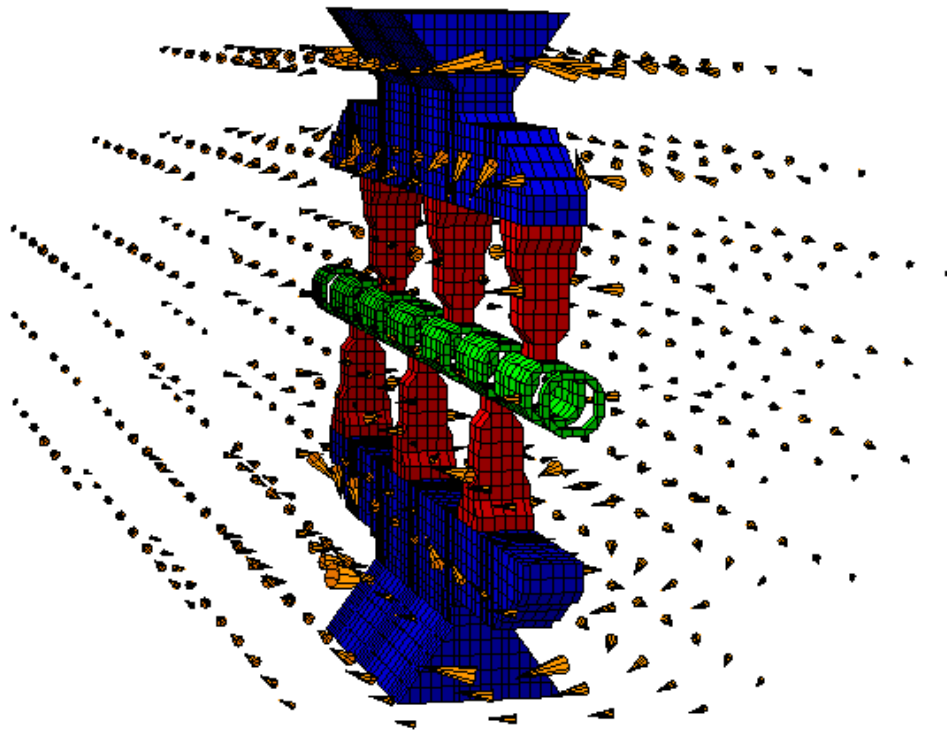


Abbildung 4.5: Magnetfeld innerhalb des Resonator in der $H_{1,1,1}$ -Mode
 Bei dieser Darstellung wurde zur Verdeutlichung Tank und Tauchkolben weggelassen.

Die Stärke des Magnetfeldes ist durch die Pfeildicke gekennzeichnet. Man kann deutlich erkennen, daß das Feld an den Kanten der Undercuts besonders stark ist. Dies führt im Betrieb bei 100 kW Senderleistung zu Oberflächenströmen, die im Bereich der "Hot-Spots" bis zu 30 W/cm^2 Verlustleistung in Form von Wärme erzeugen.

Feldverteilung

Abbildung 4.5 zeigt die magnetische Feldverteilung bei der $H_{1,1,1}$ -Mode des Resonators, Abbildung 4.6 die elektrische Feldverteilung. Bei beiden Darstellungen wurden Tankwand und Tauchkolben zur besseren Sichtbarkeit ausgeblendet. Man kann erkennen, daß das magnetische Feld das ganze Resonatorvolumen weitestgehend gleichmäßig erfüllt und sich nur an den Sockeln eine Felderhöhung ausbildet. Im wesentlichen entspricht hier die Feldverteilung der des Zylinderresonators ohne interdigitaler Struktur.

Das elektrische Feld ist nicht mehr gleichmäßig wie beim ungestörten Zylinderresonator verteilt, sondern um die Driftröhrenstruktur konzentriert. Die größten Feldstärken bauen sich in den Spalten zwischen den Driftröhren auf. Im unteren Teil von Abbildung 4.6 ist besonders im mittleren Spalt das Dipolmoment in x-Richtung zu erkennen, das sich durch den interdigitalen Aufbau typischerweise wechselseitig in jedem Spalt ergibt. Durch den symmetrischen Aufbau der IH-7-Spalt-Resonatoren gleicht sich dieser Effekt über den gesamten Resonator insgesamt aus [Ra4].

Abbildung 4.7 zeigt den Einfluß der Tauchkolbenposition auf die Verteilung des elektrischen Feldes im Resonator. Befindet sich der Tauchkolben in der Nähe der Tankwand, so ist keine merkliche Deformation des Feldes festzustellen. Bei starker Annäherung an die Driftröhren bewirkt der Tauchkolben eine Feldüberhöhung und auch ein transversales Dipolmoment im mittleren Spalt.

Resonanzmoden

Es wurden in jeder MAFIA-Simulation jeweils die 5 niedrigsten Eigenmoden des Resonators berechnet. In Anhang D sind beispielhaft die unterschiedlichen elektrischen Feldverteilungen der ersten 5 Moden aus der Berechnungsreihe zum 100 mm Undercut (Sockellänge 220 mm) zusammengestellt. Die niedrigste Eigenmode bei den untersuchten Resonatorgeometrien war immer die $H_{1,1,1}$ -Mode. Die frequenzmäßig nächsthöhere Eigenmode oberhalb der $H_{1,1,1}$ -Mode (typischerweise die $H_{1,1,2}$ -Mode) tritt erst bei ca. 275 MHz auf. Damit ist sichergestellt, daß es nicht zu Modenmischungen kommt. Nur bei extremer Annäherung des Tauchkolbens an die Driftröhren, die beim Leistungsresonator aufgrund der Limitierungen des Fahrweges nicht möglich ist, treten rechnerisch Tauchkolbenschwingungen in der Nähe (ca. 210 MHz) der Resonanzfrequenz auf. In dem in Anhang D dargestellten Beispiel liegt die niedrigste Tauchkolbenmode erst bei ca. 320 MHz (siehe D.3). Bei der Aufnahme von Resonanzspektren an Modell und Leistungsresonator (siehe Abbildung 5.3 bzw. Abbildung 6.3) konnten keine Tauchkolbenresonanzen festgestellt werden.

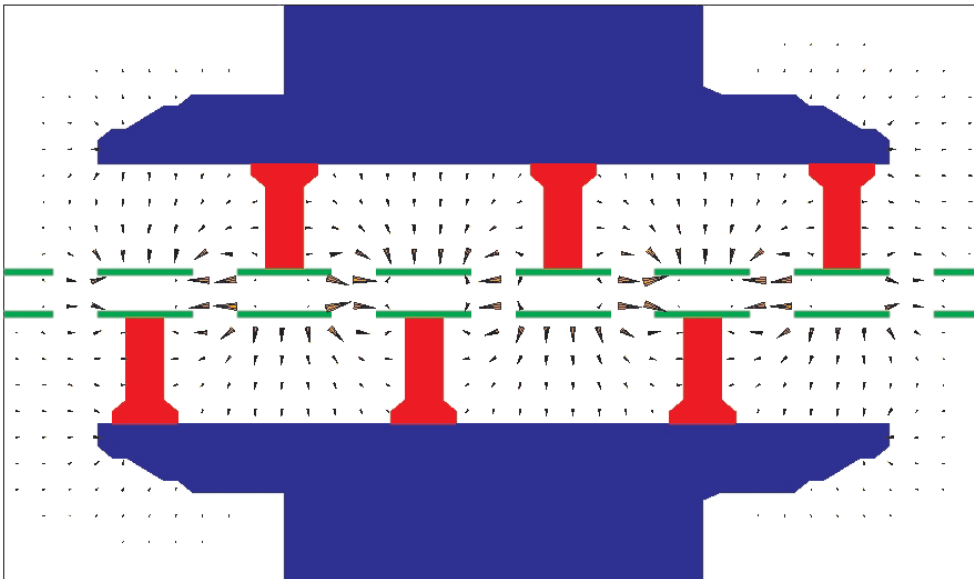
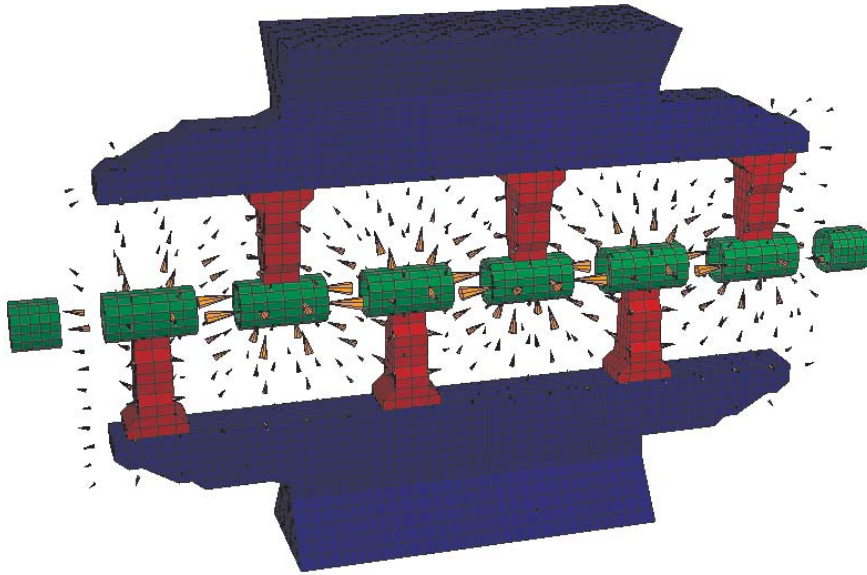


Abbildung 4.6: Elektrische Feldverteilung innerhalb des Resonators in der $H_{1,1,1}$ -Mode. Bei dieser Abbildung wurde zur Verdeutlichung bei der 3D-Darstellung Tankwand und Tauchkolben weggelassen. Die Stärke des Feldes ist durch die Pfeildicke gekennzeichnet. Die starke Konzentration des Feldes zwischen den Driftröhren ist gut erkennbar.

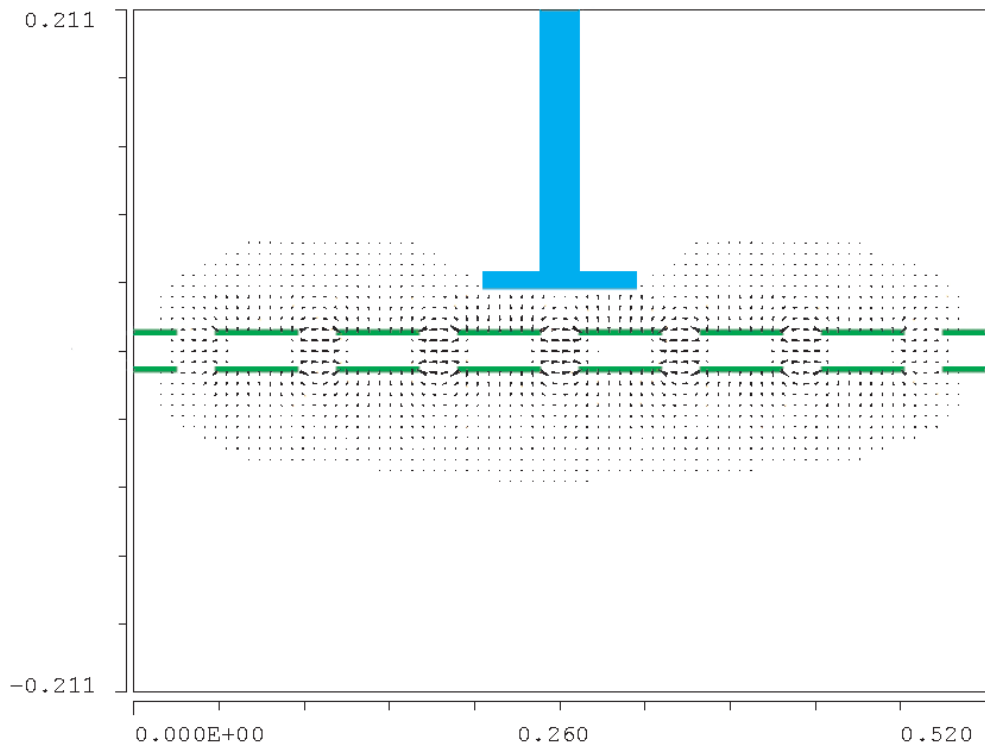
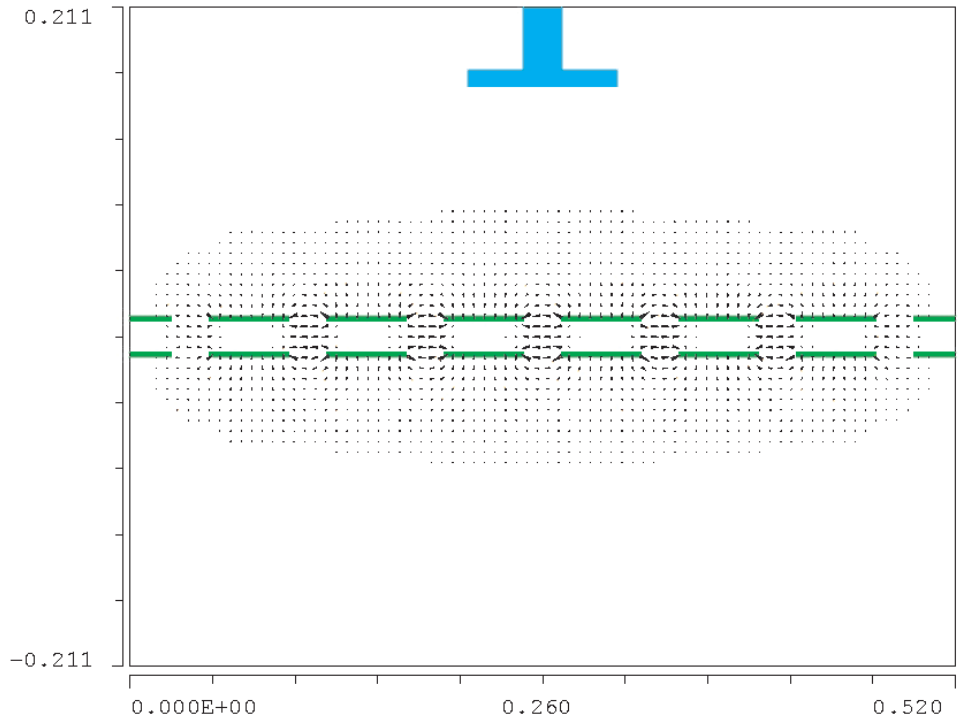


Abbildung 4.7: Feldverteilung in Abhängigkeit von der Tauchkolbenposition

4.2 LINAC

LINAC von Manfred Grieser (MPI-KP Heidelberg) ist ein einfaches Programm, mit dem man die Strahldynamik eines Systems aus Driftstrecken, Beschleuniger-Resonatoren, magnetischen Dipolen und Quadrupolen im 6-dimensionalen Phasenraum berechnen kann. LINAC basiert auf dem Matrixformalismus, bei dem die unterschiedlichen Strahltransportelemente durch Matrizen dargestellt werden und das Tracking des Strahls durch diese Elemente durch Matrizenmultiplikation erfolgt. Außerdem ist das Programm in der Lage bei der Quadrupolberechnung die Quadrupolstärken auf die geforderte Matrizen Spur zu optimieren [vH1]. Für die Berechnung der 7-Spalt-Resonatoren sind nur Driftstrecken- und Resonatorberechnung relevant.

In einer Eingabedatei werden Masse, Ladung, Startenergie und Anzahl der zu berechnenden Teilchen angegeben. Dazu kommt die Angabe der Betriebsfrequenz. Die Startbedingungen der Teilchen können auf verschiedene Arten festgelegt werden:

1. In Form von Emittanzellipsen - diese werden horizontal und vertikal jeweils durch Angabe der maximalen Radien bzw. Divergenzen und der Orientierung über den Twiss-Parameter α bestimmt. Die Bestimmung der longitudinalen Emittanz erfolgt analog über Phasen- und Energiebreite. Die Emittanzellipsen werden dann quasizufällig gleichmäßig mit Teilchen gefüllt (KV-Verteilung).
2. DC-Strahl
3. Einlesen der Teilchenkoordinaten in den Phasenräumen aus einer Datei

Eine Driftstrecke wird durch Angabe der Länge und der Apertur definiert, ein Resonator durch Angabe der Spaltanzahl, Resonatorgesamtspannung, Sollgeschwindigkeit, Spallänge und Driftröhreninnenradius. Zur Vereinfachung wird ein konstanter Spaltmittenabstand und eine ideale Spaltspannungsverteilung mit konstanten Spannungen zwischen den inneren Driftröhren und halber Spannung in den beiden äußeren Spalten unterstellt. Die Phasenbeziehung der Teilchen zum Sollteilchen kann als Einschußphase aber auch als Phase in der Mitte des Resonators angegeben werden. Da die 7-Spalt-Resonatoren zur Effektivitätsmaximierung als "Null-Grad-Synchronteilchen-Struktur" betrieben werden sollen, ist diese Möglichkeit besonders nützlich.

Zwischen den einzelnen Elementen der Strahllinie und auch nach einem vorher festzulegenden Resonatorspalt kann der Phasenraum abgespeichert werden. Die Datenausgabe erfolgt in Form mehrerer ASCII-Dateien mit den Teilchenkoordinaten im 6-dimensionalen Phasenraum (bis zu 9 Dateien, je nachdem wie oft der Phasenraum in einer Rechnung abgespeichert wurde) und einer zusammenfassenden

den Datei, in der auch die Phasenbeziehungen des Teilchenpakets zum Sollteilchen in den einzelnen Resonatorspalten und die jeweiligen Laufzeitfaktoren aufgeführt sind.

Hier sollen nun einige der Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit LINAC vorgestellt werden:

Akzeptanz

Die transversale Akzeptanz einer Struktur kann man folgendermaßen mit LINAC bestimmen:

Es wird ein Teilchenstrahl horizontal mit einer deutlich größeren Emittanz als der zu erwartenden Akzeptanz in die Struktur eingeschossen. Dann betrachtet man welche Teilchen durchgelassenen wurden und rechnet auf den Ort des Einschusses zurück. Die Emittanz in vertikaler Richtung wird dabei vernachlässigbar klein gehalten. Analog geht man in vertikaler Richtung vor. Durch die Symmetrie des Aufbaus sind bei der IH-7-Spaltstruktur die Emittanzen in beiden Richtung gleich. Hier reicht es, die Emittanz in einer Richtung zu bestimmen.

In Abbildung 4.8 sind die Ergebnisse dieser Rechnung für die extremsten Abbrems- und Beschleunigungsszenarien gegenübergestellt. Es werden die jeweiligen Einschußemittanzen dargestellt, wobei die durchgelassenen Teilchen schwarz und die nicht durchgelassenen Teilchen rot gekennzeichnet sind.

Man kann erkennen, daß die Akzeptanzfiguren aller vier Fälle im hohen Maße übereinstimmen, was sich aus der relativ hohen Teilchengeschwindigkeit ($\beta \approx 0.1$) bei gleichzeitig kompaktem, kurzem Aufbau der beiden Resonatoren ergibt. Erwartungsgemäß ist die Akzeptanz bei maximalem Abbremsen am kleinsten.

In allen vier Fällen muß in beiden Ebenen konvergent eingeschossen werden, wenn man die Akzeptanz voll ausnutzen will. Die transversalen Akzeptanzen lagen bei ca. 85π mm mrad, wobei jeweils die Emittanz einer Ebene vernachlässigbar klein gehalten wurde. Wenn man einen symmetrischen Strahl einschießt, sind die beiden Ebenen nicht mehr entkoppelt und ein Teil des Strahls geht verloren. Bei gleichen transversalen Einschußemittanzen muß man die Emittanzellipsen verkleinern, um 100 % Transmission zu erreichen. Hierbei beträgt die Akzeptanz nur noch ca. 40π mm mrad pro Ebene. Zur Bestimmung der Akzeptanzwerte wurden möglichst große Emittanzellipsen so in den parallelogrammförmigen Akzeptanzbereich gelegt, daß sich gerade noch eine Transmission von über 99 % ergab. Diese sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Teil a) der Abbildung zeigt die maximale Emittanzellipse, bei der in einer Ebene 99 % Transmission erreicht wird. Teil b) zeigt das Ergebnis der Berechnung, falls symmetrisch mit den Strahlwerten für eine Ebene in beiden Ebenen eingeschossen wird. Hier sind wie in Abbildung 4.8 die Teilchen, die nicht durchgelassen werden (ca. 20 %) rot

gekennzeichnet. Um bei einem symmetrischen Strahl mit maximaler Emittanz ohne Verluste einschließen zu können, ist eine Verteilung wie in Abbildung 4.9 c) nötig. Die Strahlparameter für die Akzeptanzellipse in einer Ebene wurden mit Radius = 10 mm, Winkelbereich ± 12 mrad bei einem Twiss-Parameter $\alpha = 1.0$ angesetzt. Bei symmetrischem Strahl ergibt sich ein Radius von = 7.5 mm und ein Winkelbereich von ± 8 mrad bei einem Twiss-Parameter $\alpha = 1.0$.

Die transversalen und longitudinalen Phasenräume zu den vier Extremfällen sind in den Abbildungen 4.10, 4.11, 4.12 und 4.13 im Detail dargestellt. Es sind die Teilchenverteilungen beim Einschub, zu Beginn der Driftstrecke zwischen den beiden Resonatoren und hinter dem zweiten Resonator berechnet worden. Als Einschubverteilung wurde die oben genannte maximale Emittanz in beiden transversalen Ebenen angesetzt. Logitudinal wurde mit $\pm 5^\circ$ Phasenbreite und ± 2 MeV Energieunschärfe bei $A = 100$ und $Q = 16$ gerechnet.

Durch den konvergenten Einschub ergibt sich in allen Fällen eine Waist im Bereich der Driftstrecke (25 cm) zwischen den beiden Resonatoren und der Strahl tritt divergent aus dem zweiten Resonator aus.

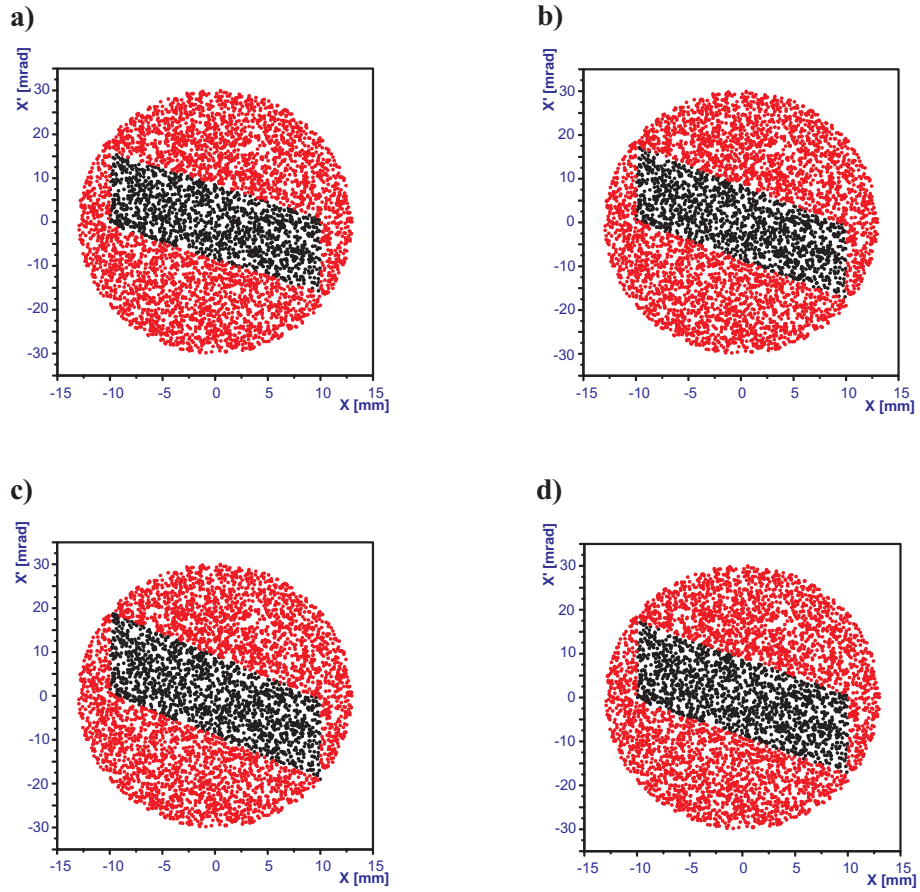


Abbildung 4.8: Transversale Akzeptanzen der IH-7-Spaltsektion

- a) Abbremsen von 4.15 MeV/u auf 3.6 MeV/u
- b) Abbremsen von 5.4 MeV/u auf 4.7 MeV/u
- c) Beschleunigen von 4.15 MeV/u auf 4.8 MeV/u
- d) Beschleunigen von 5.4 MeV/u auf 6.0 MeV/u

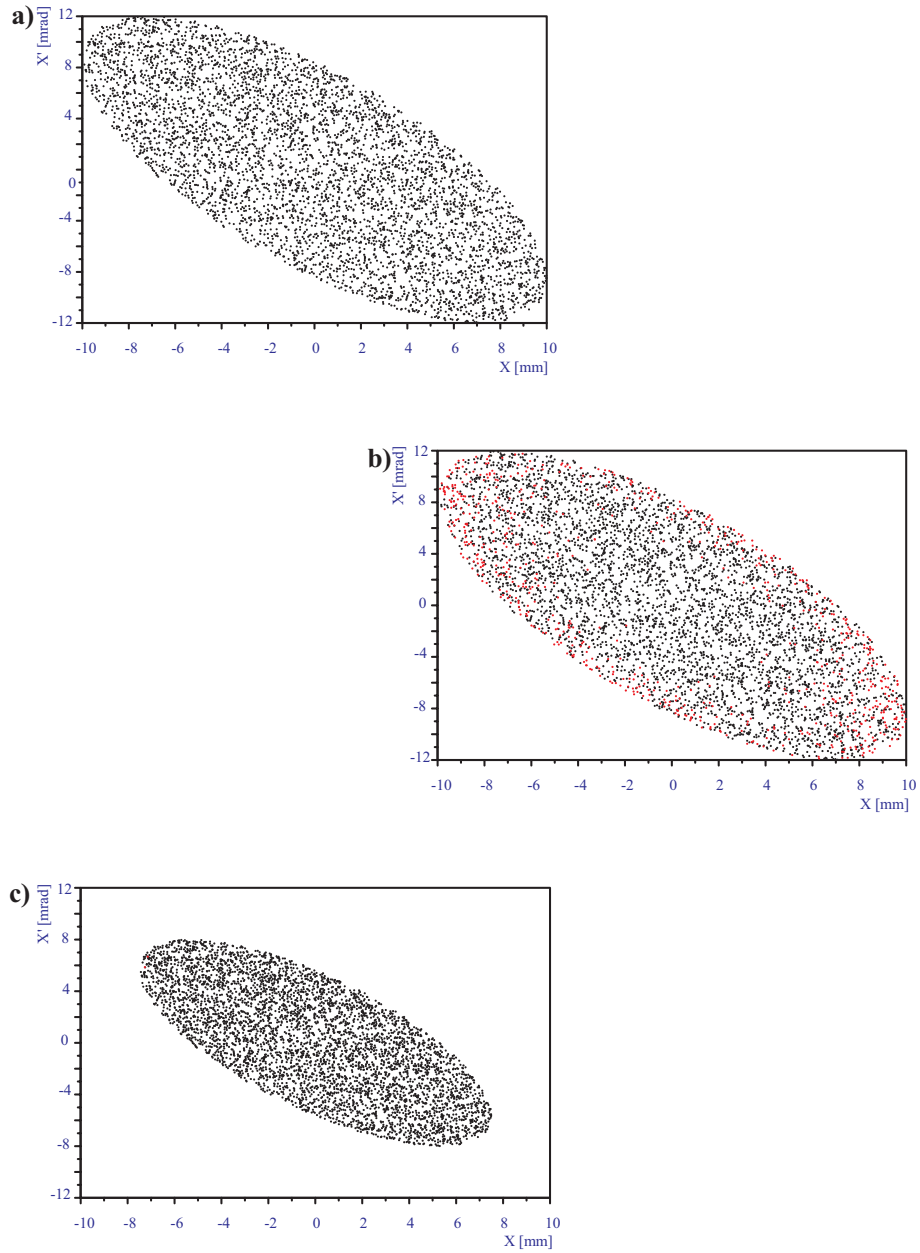


Abbildung 4.9: Transversale Akzeptanzellipsen der IH-7-Spaltsektion

- a) Akzeptanzellipse für eine Ebene
- b) Einschuß mit Emittanzellipse aus a) in beiden Ebenen: Die durchgelassen Teilchen sind schwarz, die gestoppten Teilchen sind rot gekennzeichnet.
- c) Transversale Akzeptanzellipse bei symmetrischem Einschuß

4.15 MeV/u max. Abbremsen

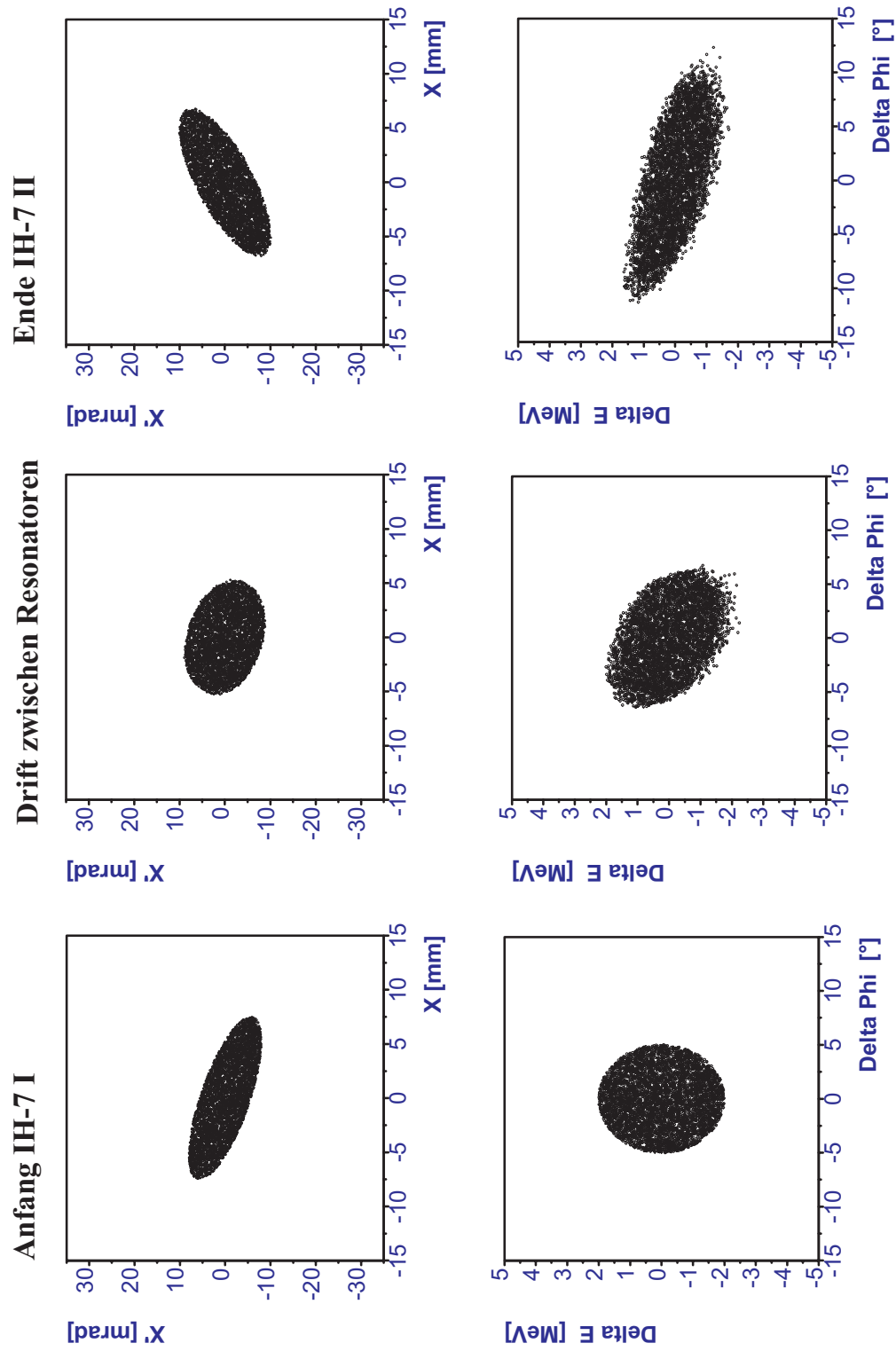


Abbildung 4.10: Abbremsen von 4.15 MeV/u auf 3.6 MeV/u

4.15 MeV/u max. Beschleunigen

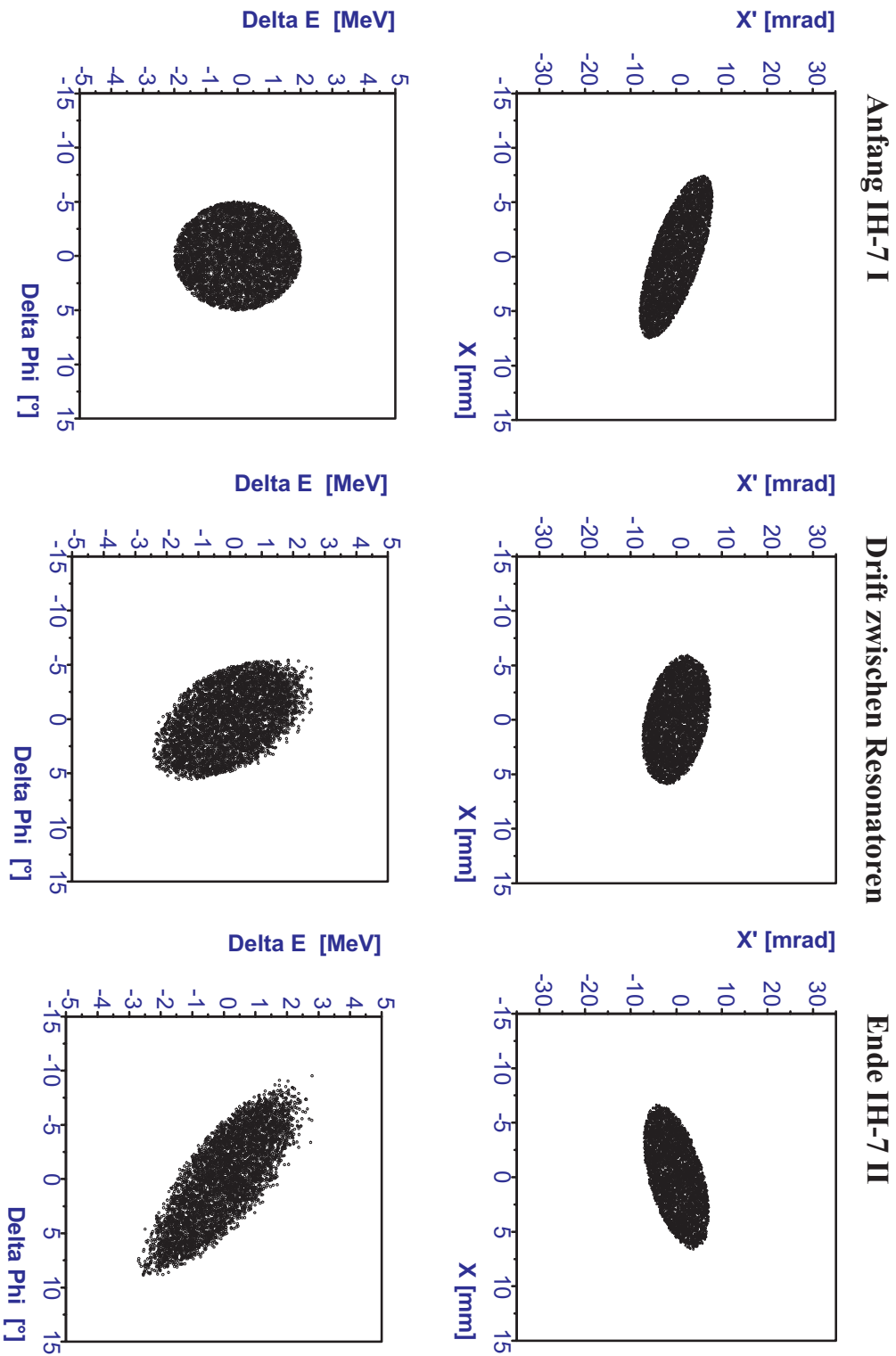


Abbildung 4.11: Beschleunigen von 4.15 MeV/u auf 4.8 MeV/u

5.40 MeV/u max. Abbremsen

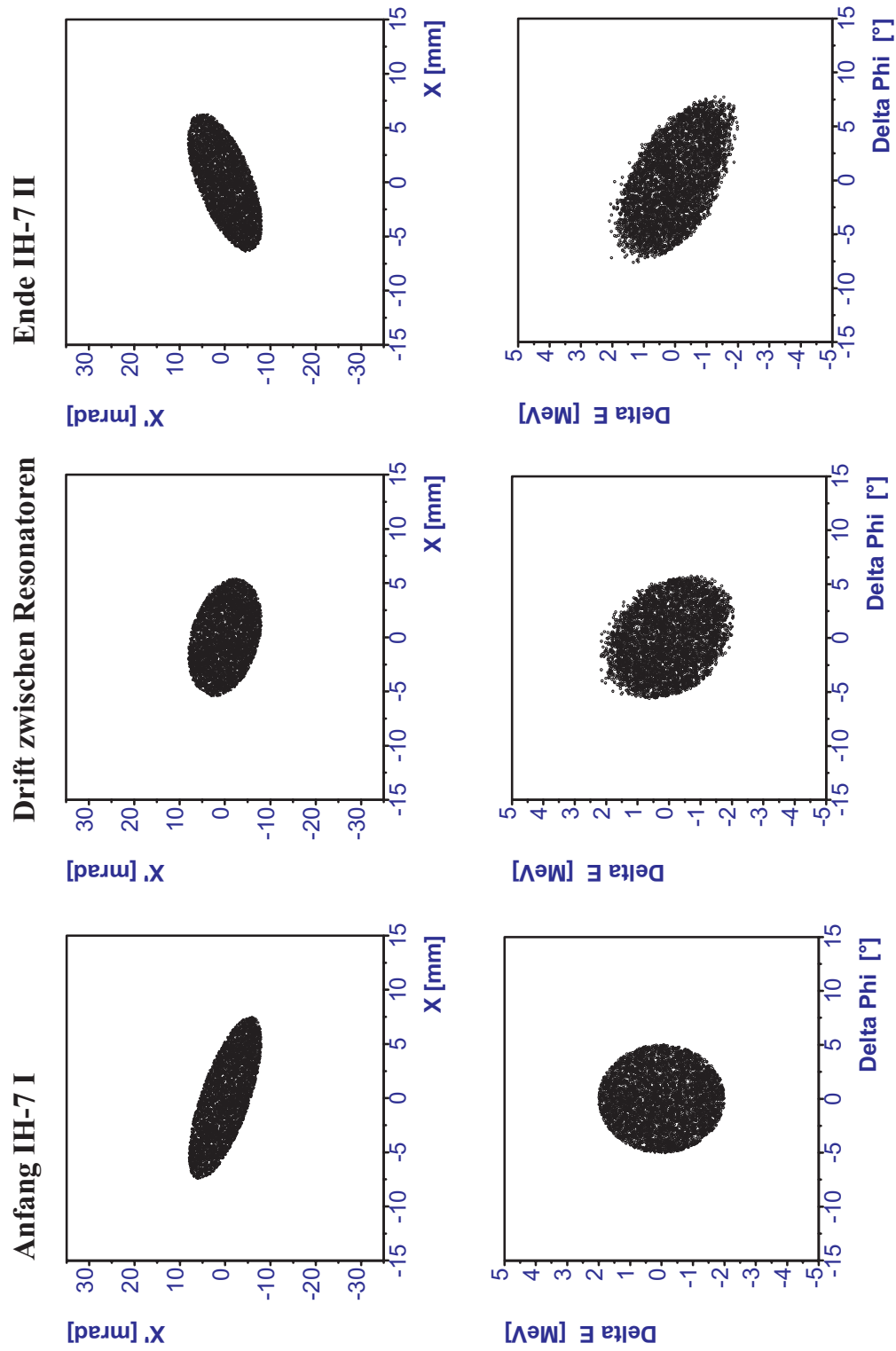


Abbildung 4.12: Abbremsen von 5.40 MeV/u auf 4.7 MeV/u

5.40 MeV/u max. Beschleunigen

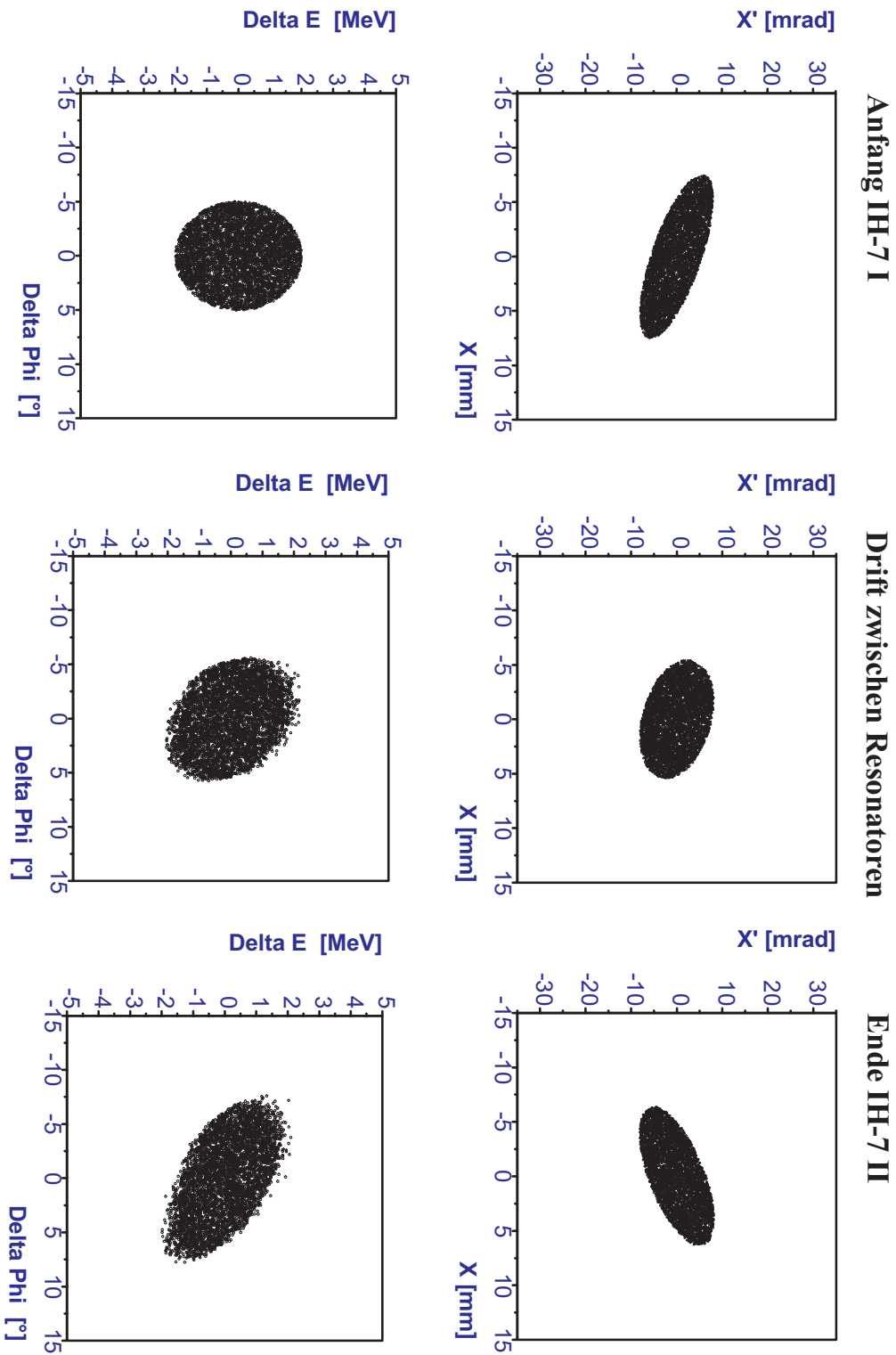


Abbildung 4.13: Beschleunigen von 5.40 MeV/u auf 6.0 MeV/u

Emittanzwachstum

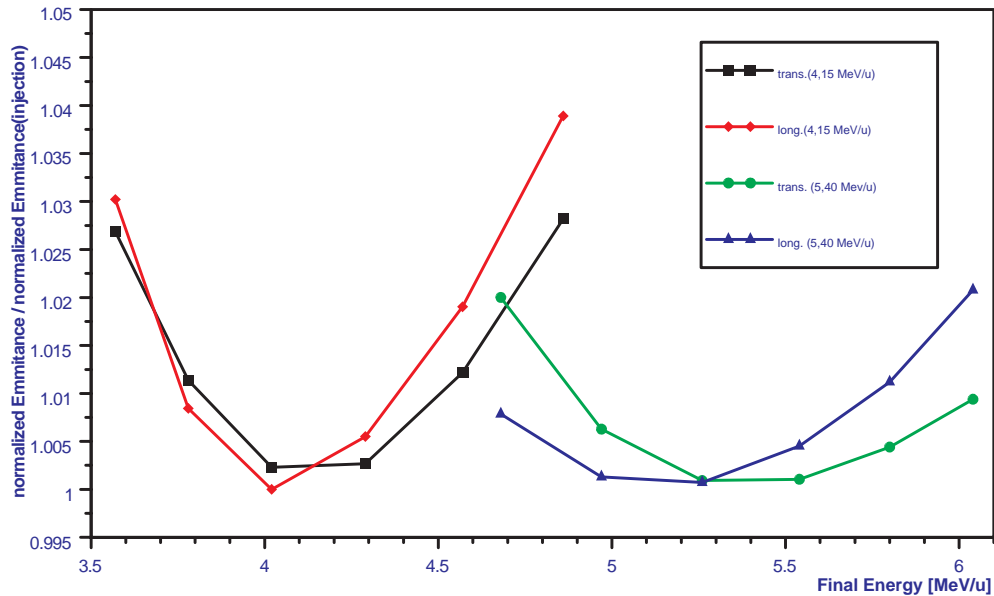


Abbildung 4.14: Emittanzentwicklung beim Variieren der Endenergien

In Abbildung 4.14 wird das berechnete Emittanzwachstum in der gesamten energievariablen Sektion transversal und longitudinal als Funktion der Endenergie dargestellt.

Dabei wurde ein Strahl aus 5000 Teilchen mit ± 5 mm Breite und einem Winkelbereich von ± 5 mrad eingeschossen. Der Twissparameter α wurde mit 0.0 angesetzt. Die Emittanzen wurden als RMS-Emittanzen direkt aus den Teilchenkoordinaten berechnet und anschließend nach β und der Einschußenergie normiert. Der maximale Wert des longitudinalen Emittanzwachstums beträgt für diesen Strahl ca. 3% beim Abbremsen auf 3.6 MeV/u, der theoretisch höhere Wert beim Beschleunigen auf 4.8 MeV/u läßt sich vermeiden, indem man stattdessen von 5.4 MeV/u abbremsst.

Phasenverschiebung

Im Gegensatz zu vielen anderen Driftröhrenbeschleunigern, die für ein festes Geschwindigkeitsprofil des Strahls ausgelegt sind und bei denen typischerweise für alle Spalte eine konstante Einschußphase im Bereich von -20° bis -30° benutzt wird, um damit eine longitudinale Fokussierung zu erreichen, ist dies bei einer energievariablen Struktur wie den IH-7-Spaltresonatoren von MAFF nicht der Fall.

Dadurch, daß im mittleren Spalt die Phase 0° beträgt, die beiden Einschußenergien von der mittleren Sollenergie abweichen und sich in Abhängigkeit zur Resonatorgesamtspannung variable Endenergien ergeben, erhält man eine von Spalt zu Spalt wechselnde Phasenverschiebung zum Sollteilchen, die darüberhinaus auch noch von der Senderleistung abhängt. Mit LINAC können diese Phasenverschiebungen in den einzelnen Spalten ermittelt werden. Bei dem geplanten Einsatzbereich der Resonatoren kann die Abweichung von der Sollphase im Extremfall über 60° betragen (siehe Abbildung 4.15). Dies wirkt sich am Anfang und Ende jedes der beiden Resonatoren abwechselnd longitudinal fokussierend und defokussierend aus. Insgesamt gleichen sich die Effekte dadurch weitestgehend aus und die Phasenverschiebung macht sich hauptsächlich durch die damit verbundenen Änderung der Beschleunigungseffizienz bzw. der Laufzeitfaktoren bemerkbar.

Abbildung 4.15 zeigt die Gegenüberstellung der Phasenverschiebungen für die extremsten Beschleunigungs- und Abbrems Szenarien. Der Einfluß auf die Beschleunigungsleistung ist in Abbildung 4.16 zu sehen [Bo3]. Man kann erkennen, daß je weiter die Teilchengeschwindigkeit von der Designgeschwindigkeit $\beta = 0.10$ abweicht (bei maximalem Abbremsen von 4.15 MeV/u aus bzw. maximalem Beschleunigen von 5.40 MeV/u aus), desto mehr vergrößert sich die Phasenverschiebung in den äußeren Spalten und diese Spalte leisten einen immer geringeren Beitrag zur Beschleunigung oder zum Abbremsen. Als Folge davon vermindert sich die effektive Shuntimpedanz Z_{eff} , da nach Formel 3.13 die effektive Spannung U_{eff} proportional zu $\cos\phi_S$ ist.

$$Z_{eff} = \frac{U_{eff}^2}{Pl} \quad (4.1)$$

Umgekehrt gilt bei einer Angleichung an $\beta = 0.10$, wie dies beim Beschleunigen von der Einschußenergie 4.15 MeV/u oder beim Abbremsen von 5.40 MeV/u aus der Fall ist, daß durch einen immer kleineren Unterschied zur Sollphase die effektive Spannung U_{eff} wächst und die kinetische Energie, die die Teilchen in jedem Spalt erhalten, maximal wird. Dies ist in Abbildung 4.16 vor allem bei den Spalten des hinteren Resonators (8-14) in Teil b) und c) gut zu sehen.

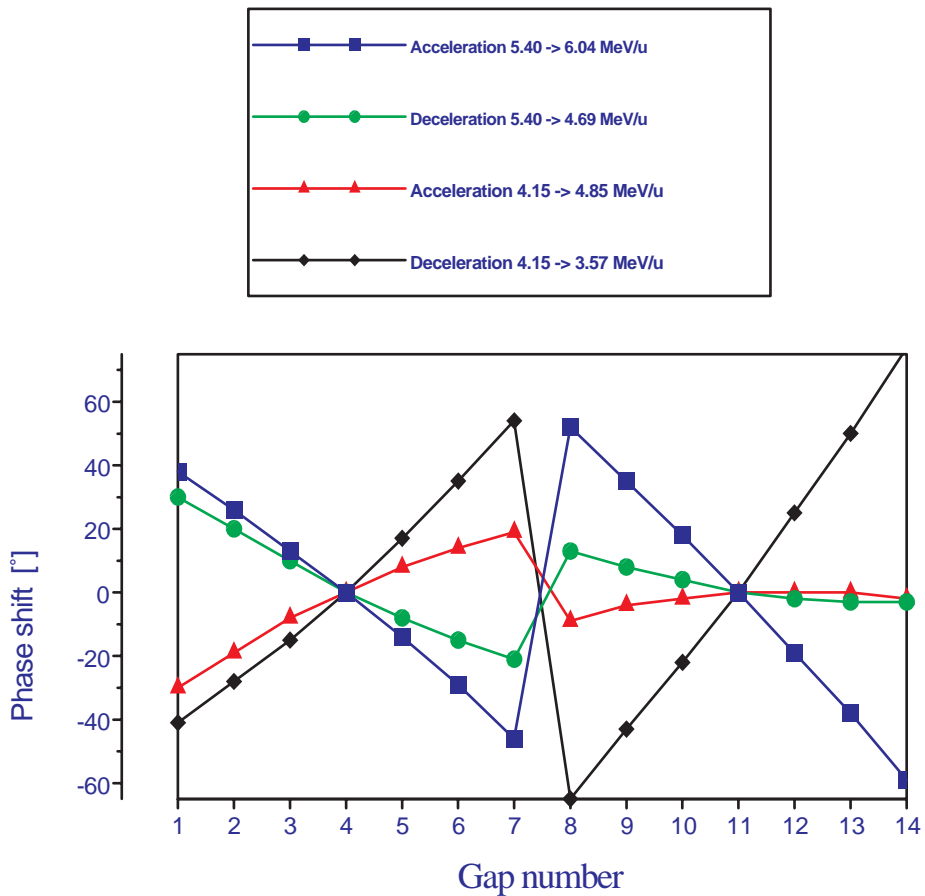


Abbildung 4.15: Phasenverschiebung in den einzelnen Resonatorspalten

Dadurch, daß die IH-7-Spalt-Resonatoren des MAFF-LINAC auf eine mittlere Sollgeschwindigkeit von $\beta = 0.10$ ausgelegt sind, aber die Einschußenergie in die Beschleunigersektion entweder 4.15 MeV/u oder 5.4 MeV/u beträgt, ist eine Fehlanpassung an die Phase des Sollteilchen unvermeidlich. Hier ist die Situation für 4 extreme Fälle dargestellt: Abbremsen von 4.15 MeV/u auf 3.57 MeV/u, Beschleunigung von 4.15 MeV/u auf 4.85 MeV/u, Abbremsen von 5.4 MeV/u auf 4.69 MeV/u, Beschleunigen von 5.4 MeV/u auf 6.04 MeV/u.

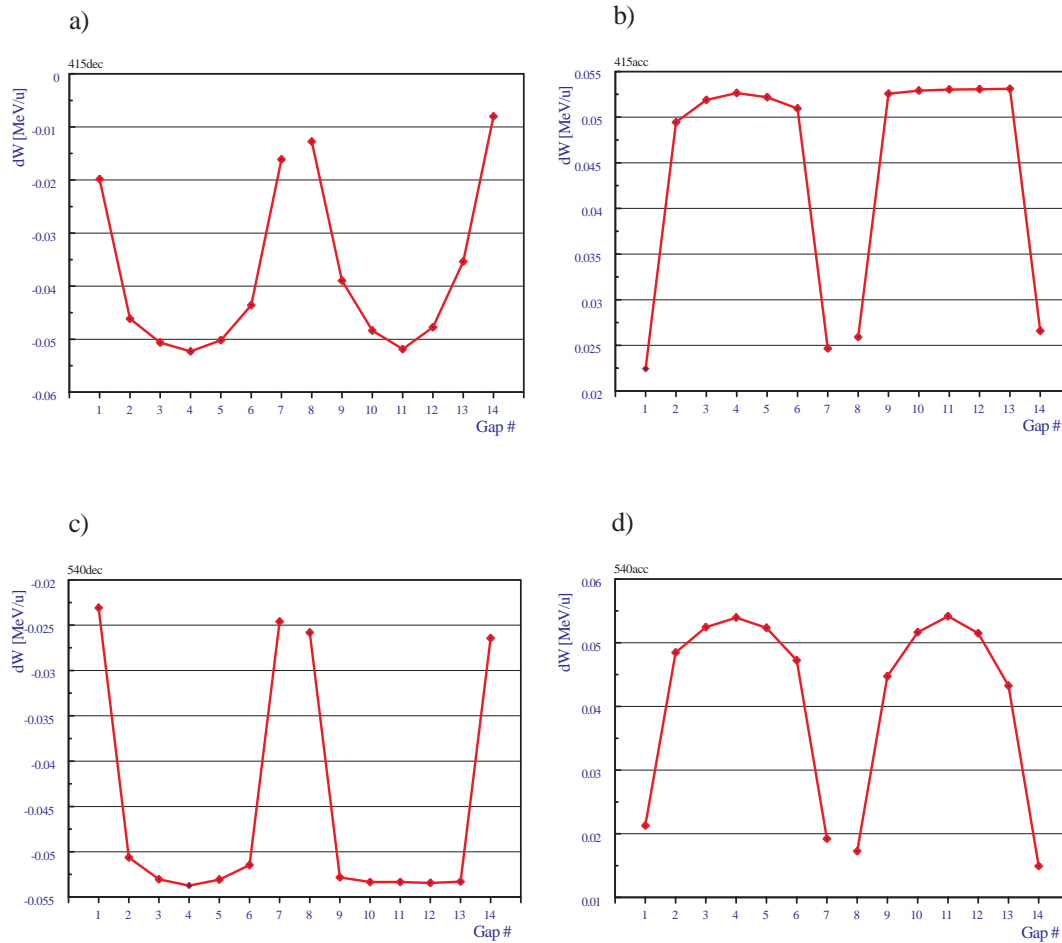


Abbildung 4.16: Effektiver Änderung der kinetischen Energie in den einzelnen Spalten

Die dargestellten Fälle entsprechen denen in Abbildung 4.14 und 4.15:

- a) maximales Abbremsen von 4.15 MeV/u
- b) maximales Beschleunigen von 4.15 MeV/u
- c) maximales Abbremsen von 5.4 MeV/u
- d) maximale Beschleunigen von 5.4 MeV/u

Modulation eines DC-Strahls

Abbildung 4.17 zeigt den berechneten Verlauf der Teilchenverteilung in den Energiespektren, wenn ein DC-Strahl mit 4.15 MeV/u durch einen der Resonatoren moduliert wird. Dabei werden Teilchen mit gleichmäßigen Phasenabstand in den Resonator "eingeschossen" und die Energieänderung ermittelt. Danach werden sie in Energieintervalle eingeordnet. Da in einem DC-Strahl die Teilchen zeitlich statistisch verteilt vorliegen, wird der gesamte Phasenbereich in Relation zum Sollteilchen abgedeckt. Es ergibt sich ein kontinuierliches Spektrum von abge-

bremsten und beschleunigten Teilchen. Mit wachsender Resonatorspannung U_0 spaltet sich das Spektrum in zwei Peaks auf, die immer weiter auseinander wandern. Zwischen den Peaks der maximalen Beschleunigung und des maximalen Abbremsens verteilen sich die Teilchen, die aufgrund ihrer Einschußphase weniger effizient beschleunigt bzw. gebremst wurden.

Ist die Geschwindigkeitsänderung der Teilchen vernachlässigbar, so kann der Laufzeitfaktor als konstant gesetzt werden und die Energie der Ionen verändert sich periodisch um $\Delta E = U_0 \cdot q \cdot T \cdot \cos\phi_S$ und die Endenergien sind symmetrisch um die Einschußenergie verteilt. Für diesen Fall läßt sich für die Energieverteilung folgender Ausdruck ableiten [Gr1]:

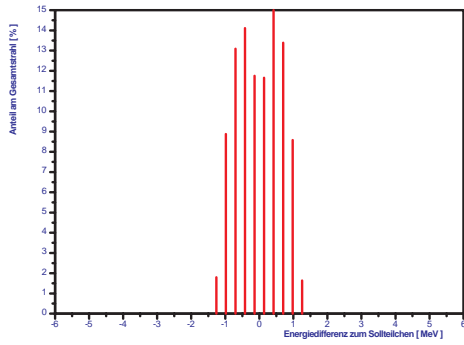
$$N_{\Delta E} = \frac{dN}{d\Delta E} = \frac{N_0}{\pi \sqrt{E_0^2 - \Delta E^2}} \quad (4.2)$$

Ist der Laufzeitfaktor nicht hinreichend konstant, kann die Verteilung nicht mehr analytisch berechnet werden, sondern muß mit Hilfe einer Simulation ermittelt werden.

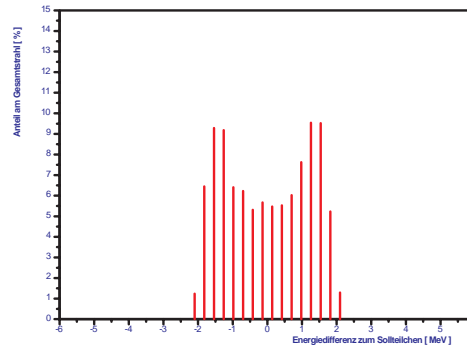
Bei diesen Simulationen ergibt sich, daß zwar die Form der Verteilung grundsätzlich erhalten bleibt, die beiden "Ohren" aber im Energiespektrum verschoben sind. Dieser Sachverhalt kann folgendermaßen erklärt werden:

Teilchen, die maximal abgebremst werden, haben dadurch eine geringere mittlere Geschwindigkeit als die Einschußgeschwindigkeit. Die Teilchen, die maximal beschleunigt werden, haben eine höhere Geschwindigkeit als die Einschußgeschwindigkeit. Je nachdem wie sich die Einschußgeschwindigkeit zur Designgeschwindigkeit verhält, ergeben sich daraus andere Laufzeitfaktoren T (vergleiche dazu Abbildung 3.7 in Kapitel 3.3.4) [Gr1]. Bei einem Einschuß deutlich unterhalb der Designgeschwindigkeit, wie dies bei der Einschußenergie von 4.15 MeV/u der Fall ist, verringert sich dadurch T und damit die effektive Shuntimpedanz beim Abbremsen. Beim Beschleunigen vergrößert sich T und die effektive Shuntimpedanz nimmt zu. Insgesamt verschiebt sich die Energieverteilung des modulierten Strahls zu höheren Energien. Bei einem Einschuß mit 5.40 MeV/u ergibt sich der umgekehrte Fall.

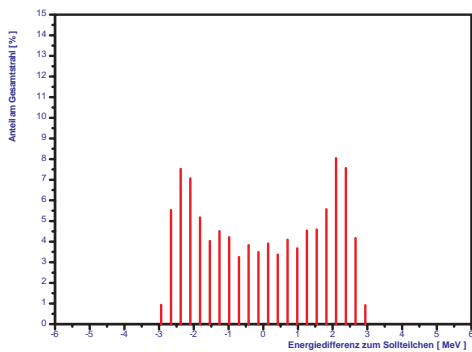
Bei den berechneten Spektren in Abbildung 4.17 ist dies leider nicht erkennbar, da bei der Berechnung nicht die absoluten Endenergien, sondern nur die Verteilung um den Schwerpunkt des Teilchenpakets ausgegeben wird. Daß die Verteilung am Rand nicht sofort auf Null fällt, liegt an der endlichen Breite der Energie-Klassierung, die der endlichen Auflösung des Magnetspektrometers bei der Messung entspricht.



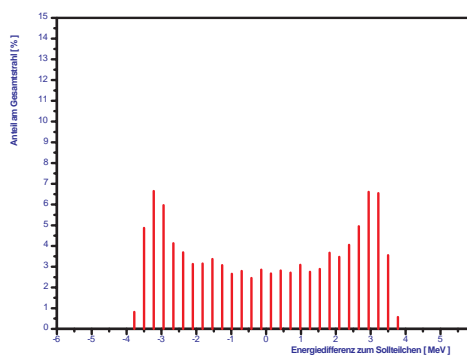
a) 0.2 MV Resonatorspannung



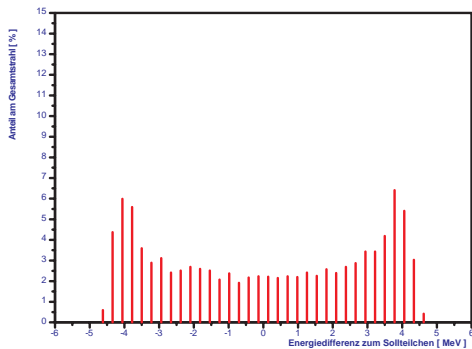
b) 0.4 MV Resonatorspannung



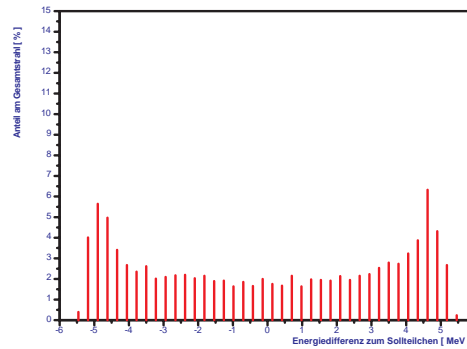
c) 0.6 MV Resonatorspannung



d) 0.8 MV Resonatorspannung



e) 1.0 MV Resonatorspannung



f) 1.2 MV Resonatorspannung

Abbildung 4.17: Simulation der Energiemodulation eines DC-Strahls
 Es wurden die Energiemodulationen eines DC-Strahls mit einem $A/q = 3.2$ und einer Energie von 4.15 MeV/u nach Durchflug eines 7-Spalt-Resonators bei verschiedenen Resonatorgesamtspannungen im Bereich von 200 kV bis 1.2 MV berechnet. Dies entspricht den Bedingungen der ersten Strahltests des Leistungsresonators.

4.3 LORASR

Das Simulationsprogramm LORASR zur Teilchenbeschleunigung in Hochfrequenz-Linearbeschleunigern wurde parallel zum Konzept der "Kombinierten Null-Grad-Struktur" KONUS von Ulrich Ratzinger entwickelt [Ra4].

LORASR steht für "L**O**ngitudinale und transversale (ursprünglich **R**Adiale) Strahltransportrechnung unter Einschluß der **R**aumladung".

Mit LORASR können im wesentlichen zwei Aufgabenbereiche bearbeitet werden:

- Berechnungen der geometrischen Hauptmaße einer Driftröhrenstruktur bzw. einer "einfachen" RFQ-Struktur.
- Teilchentransportrechnungen im longitudinalen und transversalen Phasenraum unter Einbeziehung von Raumladungskräften

Normalerweise berechnet LORASR, nach Eingabe von Sollenergie, effektiver Spannungsverteilung, Sollphase und Betriebsfrequenz, die optimierten Periodenlängen und Driftröhrenabmessungen für eine zu entwickelnde Driftröhrenstruktur. Anschließend wird eine Teilchendynamikrechnung für diese ermittelte Struktur erstellt.

Die Berechnung erfolgt durch "Ray-Tracing" im 6-dimensionalen Phasenraum. Der Transport der Teilchen durch einen Beschleunigerspalt erfolgt dabei in 30 Teilschritten, um eine hohe Genauigkeit zu erzielen.

Im Gegensatz zu den meisten anderen Programmen zur Berechnung des Strahltransports durch einen Beschleunigerspalt, die jeweils an einem Ortspunkt auf der Strahlachse die Wirkung des Feldes auf die Teilchenbewegung berechnen und den Energiegewinn durch den Laufzeitfaktor nach Formel 3.12, 3.13 und 3.14 erfassen, geht LORASR einen anderen Weg um eine höhere Genauigkeit zu erreichen:

1. Erzeugung der Driftröhrengometrie aus den Eingabedaten
2. Aufteilung des zylindrischen Spaltvolumens in 20 Ringe und lineare Näherung der longitudinalen Feldkomponente für den mittleren Radius jeder Ringzone
3. Berechnung der zugehörigen radialen Feldstärkeverteilung
4. Zerlegung des Transportweges entlang der Strahlachse in 30 Teilschritte
5. Berechnung der Phasenlagen des Sollteilchens und Optimierung der Driftröhrenstruktur
6. Transportrechnung aller Teilchen mit den Anfangsbedingungen der vorgegebenen Eingangsemittanz nach der gleichen 30-Schrittmethode wie bei der Berechnung des Sollteilchens

Da es grundsätzlich möglich ist, bei LORASR auch die effektiven Spaltspannungen in jeden Einzelspalt explizit vorzugeben und auch eine vorgegebene Driftröhrengometrie festzulegen, kann man auch Transportrechnungen für eine gegebene Struktur, wie sie durch die Auslegungsvorgaben für die IH-7-Spaltresonatoren vorliegt, durchführen.

Weil LORASR aber primär zur Entwicklung einer Driftröhrenstruktur gedacht ist, sind die dafür nötigen Eingaben sehr umständlich. Insbesondere ist es z.B. notwendig, die Einschußphasen in den Resonator bzw. die effektiven Spaltspannungen erst mit einem andere Programm (hier LINAC) näherungsweise zu bestimmen, bevor eine Rechnung mit LORASR sinnvoll durchgeführt werden kann. Durch die große Genauigkeit, die sich aus der Berücksichtigung der radialen Verteilung der Laufzeitfaktoren und der "echten", aus Messungen gewonnenen, Spaltspannungsverteilung ergibt, wird dies jedoch bei Rechnungen ausgeglichen, bei denen es auf die tatsächliche Spaltspannungsverteilung und Randeffekte von Teilchen fern der Achse ankommt.

Dadurch daß LINAC z.B. pauschal eine ideale Spaltspannungsverteilung voraussetzt, ergeben sich bei der Berechnung einer IH-Struktur, die trotz der Undercuts eine von der Idealverteilung abweichende Spaltspannungsverteilung besitzt, systematische Fehler bei der Bestimmung der Endenergie.

Zum Vergleich:

Berechnet man für einen der IH-Resonatoren von MAFF die Endenergien, die sich bei einer Einschußenergie von 5,40 MeV/u und einer Resonatorgesamtspannung von 2.2 MV ergeben, so erhält man mit LINAC eine Endenergie von 5.696 MeV/u. Der gleiche Strahl mit LORASR berechnet ergibt 5.693 MeV/u. Dies entspricht einem Unterschied des effektiven Energiegewinns von ca. 1 % oder einem Unterschied in der Shuntimpedanz von ca. 2 %.

Kapitel 5

Der Modellresonator

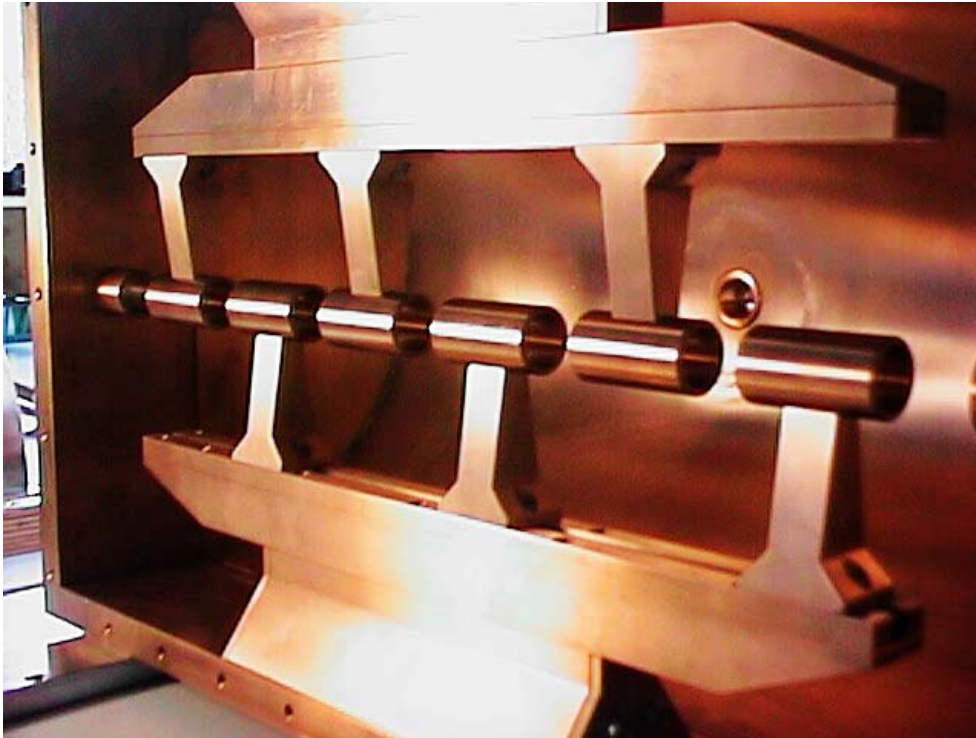


Abbildung 5.1: Innenansicht Modellresonator

Vor dem Bau eines Leistungsresonators war es nötig ein 1:1 Kupfermodell des IH-7-Spalt-Resonators anzufertigen, um die Resonanzeigenschaften und die Spaltspannungsverteilung zu optimieren und die Eigenfrequenz des Resonators auf die Betriebsfrequenz des Senders abzustimmen. Ebenso mußten die Ergebnisse der Simulationsrechnung überprüft werden, um das numerische Modell mit Hilfe von

experimentell bestimmten Korrekturfaktoren zu verfeinern. Basierend auf den ersten Rechnungen mit dem Programm MAFIA wurde das Modell so gebaut, daß man die Geometrie variieren konnte, um die entgültigen Dimensionen des optimierten Leistungsresonators bestimmen zu können.

5.1 Konstruktion

Die Teile des Modells wurden im Verhältnis 1:1 massiv aus Kupfer gefertigt und die Konstruktion entspricht im Wesentlichen den Vorgaben für den Leistungsresonator, nur auf die beim Leistungsresonator vorhandenen Stützen für Pumpe, Pickups, Einkoppelschleife etc. wurde zur Vereinfachung verzichtet. Die einzelnen Teile sind um ein einfaches Austauschen zu ermöglichen, verschraubt statt verlötet. Außerdem wurden die Kanten und Oberflächen nicht verrundet bzw. poliert, da dies bei den Niederleistungsmessungen keinen signifikanten Einfluß auf die Resonatorparameter hat.

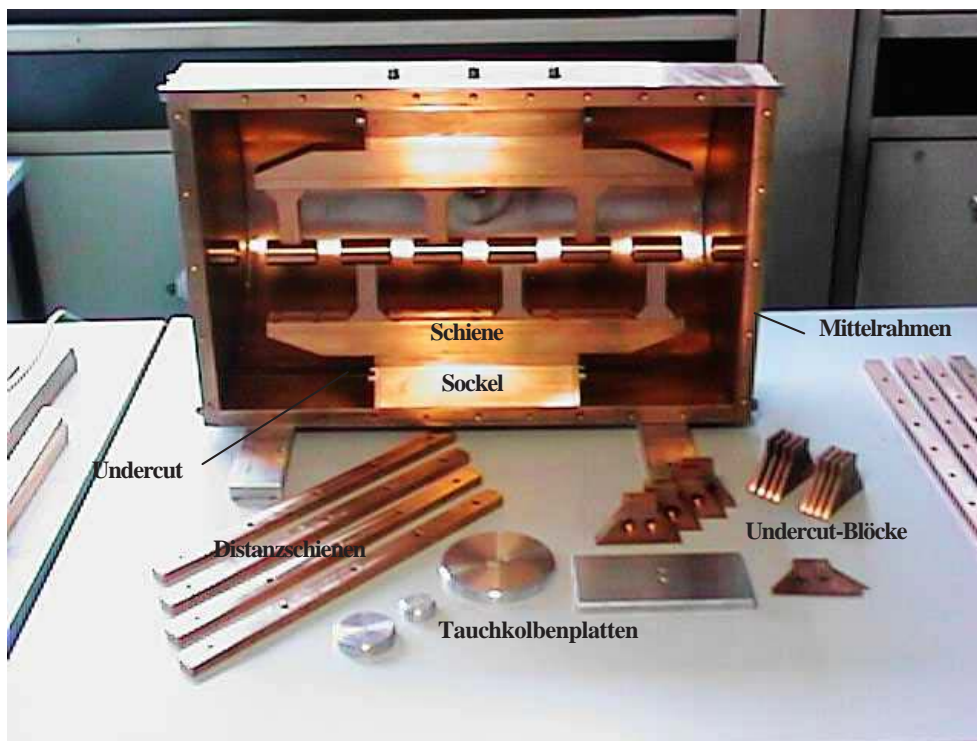


Abbildung 5.2: Modellresonator mit Anbauteilen

Alle Maße wurde im Vorfeld durch die Simulationsrechnungen bestimmt, lediglich die Undercuttiefe, die Tankhöhe und die Platte des Tuningtauchkolbens wurden

variabel gehalten. Die Grundkonstruktion besteht aus einem Mittelrahmen und zwei Halbschalen, die plan auf den Mittelrahmen verschraubt werden. Im Mittelrahmen sind innen trapezförmige Schienen parallel zur Strahlrichtung befestigt, die die Driftröhren-/Haltereinheiten tragen. Die Undercuts in diese Schienen wurden tiefer als berechnet ausgeführt. Die Undercuttiefe kann durch das Einschrauben von paßgenauen Kupferblöcken verändert werden.

Abbildung 5.2 zeigt den geöffneten Modellresonator direkt von der Seite. Im Vordergrund sind verschiedene Ausführungen der Tauchkolbenplatte, Distanzschienen für den Zwischenrahmen und einige Kupferblöcke zum Einschrauben in die Undercuts zu sehen.

Der Resonator hat entsprechend den Vorgaben eine Innenlänge von 520 mm ($7 \beta\lambda/2$ Zellen bei $\beta = 0.10$ entsprechen einer Resonatorlänge von ≥ 518 mm) und wegen des Halbschalenradius von 155mm eine Breite von 310 mm. Der Mittelrahmen wurde in der Höhe auf Untermaß gefertigt und zwischen Halbschalen und Mittelrahmen können verschieden dicke Zwischenrahmen gelegt werden. Dadurch ist es möglich die Tankhöhe um mehrere Zentimeter zu variieren. Bei der Tauchkolbenplatte wurden fünf verschiedene Versionen gefertigt; drei runde Scheiben mit einer Dicke von je 10 mm und den Durchmessern 30 mm, 50 mm und 100 mm; zwei rechteckige Platten mit einer Dicke von ebenfalls 10 mm und den Maßen (Länge x Breite) 100 mm x 75 mm bzw. 200 mm x 100 mm. In eine Halbschale wurde zur Einkopplung des Meßsignals eine drehbare Leiterschleife integriert und auf der gegenüberliegenden Halbschale der verstellbare Tuningtauchkolben und eine Pickup-Schleife zur Signalaufnahme.

5.2 Niederleistungsmessungen

Bei den Messungen am Modell wurden in erster Linie die Spaltspannungverteilungen bei verschiedenen Geometrien und die Abhängigkeiten der Resonanzfrequenz von Tauchkolbenposition, Tauchkolbenform, Tankhöhe und Undercuttiefe untersucht. Die Resonatorparameter Shuntimpedanz Z und Güte Q des Modell konnten ebenfalls bestimmt werden, allerdings war durch die konstruktionsbedingte starke Dämpfung eine Übertragung der Ergebnisse auf den Leistungsresonator nicht uneingeschränkt möglich. Die Dämpfung ergibt sich daraus, daß durch den variablen Aufbau viele Verbindungen quer zu den Oberflächenströmen vorhanden sind, die es beim Leistungsresonator so nicht gibt und die darüberhinaus verschraubt statt verlötet sind. Es ergaben sich bei gleicher Geometrie, die aber auf unterschiedliche Weise realisiert wurde (z.B. zwei 5 mm dicke Zwischenrahmen statt einem 10 mm dicken Zwischenrahmen) auch sehr unterschiedliche Güten. Bei einer Messung, bei der ein in Hinblick auf hohe Güte optimierter Aufbau mit einem bewußt ungünstig gehaltenen Aufbau verglichen wurde, ergaben sich bei

ansonsten gleicher Geometrie Güten, die zwischen $Q = 850$ im schlechtesten Fall bis $Q = 3776$ im besten Fall variierten. Daher war auf Basis der Modellmessungen keine verlässliche Aussage zur Güte und Shuntimpedanz des Leistungsresonator möglich, sondern nur eine Abschätzung welche Werte mindestens zu erwarten waren.

5.2.1 Resonanzspektren

Es wurden als erste Messungen am Modell Resonanzspektren im Bereich der Betriebsfrequenz aufgenommen, um die Lage der Resonanzen zu ermitteln. Die Positionen der gefundenen Resonanzfrequenzen stimmten sehr gut mit den durch MAFIA berechneten Frequenzen überein. Wichtig war die Verifizierung, daß in der Nähe der Betriebsfrequenz keine weiteren Moden angeregt werden. In Übereinstimmung mit der Simulation, war die nächstgelegene Resonanz bei etwa 275 MHz festzustellen, Dabei handelt es sich um die $H_{1,1,2}$ -Mode (Vergleiche dazu Abbildung D.2). Die erste Tauchkolben-Mode der vermessenen Geometrie liegt entsprechend den MAFIA-Rechnungen oberhalb von 320 MHz und damit außerhalb des untersuchten Bereichs. Durch die geringe Güte des Modells war das Resonanzsignal schwach ausgeprägt. In Abbildung 5.3 ist das Spektrum des Modells mit einem 11 mm Zwischenrahmen und 224 mm Sockellänge dargestellt. Die Tauchkolbenposition bei dieser Messung betrug 96.5 mm Abstand zur Strahlachse.

5.2.2 Gütemessung

Nach Gleichung 3.3 ergibt sich die Güte eines Resonators aus der gesamten im Resonator gespeicherten Energie W und den innerhalb des Resonators anfallenden Leistungsverlust P_R . Diese Größen sind selbst bei einfachen Geometrien innerhalb einer Beschleunigerstruktur einer direkten Messung nicht zugänglich bzw. mit sehr großen Fehlern behaftet. Als Meßmethode bietet sich daher an, die Güte aus der Resonanzkurve zu bestimmen. Diese Kurve ist umso schmaler, je größer die Güte Q ist. Geht man bei der Erfassung der Resonanzkurve von der Spannungamplitude eines Pickupsignals aus, läßt sich die Güte direkt aus der Breite $\Delta\omega$ der Kurve als Frequenzdifferenz der beiden Punkte ablesen, an denen die Spannungsamplitude den Wert $U = \frac{U_{max}}{\sqrt{2}}$ besitzt. Mit

$$[dB] = 20 \lg(U/U_{max})$$

entspricht dieser Spannungsabfall -3.01 Dezibel. Deshalb wird dieses Meßverfahren auch als "3dB-Methode" bezeichnet.

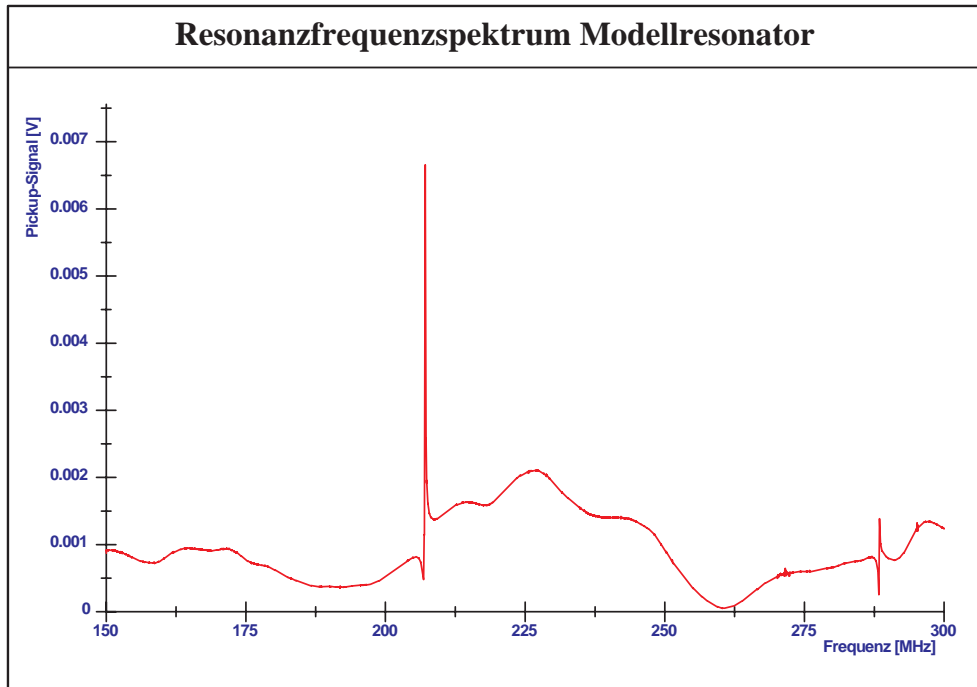


Abbildung 5.3: Resonanzspektrum des Modellresonators

Dabei mißt man bevorzugt bei loser Kopplung, weil man ja im Allgemeinen an dem Resonatorparameter Q_0 interessiert ist und nicht an der belasteten Güte Q_L . Im Fall der losen Kopplung ist $K \approx 0$ und $R \approx 1$, die Resonatoreigenschaften sind dann unabhängig von den externen Einflüssen von Sender und Einkopplung und $Q_L \approx Q_0$.

Um überhaupt etwas messen zu können, darf K allerdings nicht ganz Null werden, weil völlig ohne Kopplung natürlich auch keine Resonanz auftritt. In der Praxis geht man so vor, daß man die Einkoppelschleife erst auf die Position einrichtet, bei der R maximal ist, und dann geringfügig verstellt. Der Fehler der sich aus dieser Verstellung ergibt, ist bei kleinem K und damit $R \approx 1$, geringer als der Fehler, der sonst aus der Bestimmung des Reflexionsfaktor R resultiert, den man benötigt um Q_0 zu berechnen. Die Einkoppelschleife des Modells besteht aus einer einfachen flachen Leiterschleife, die über einen Koaxialleiter mit dem Meßsender verbunden ist.

Für den Kopplungsfaktor einer solchen Schleife gilt bei induktiver Einkopplung:

$$K = \frac{\pi}{\ln D/d} F^2 \sin^2 \phi Z_0 \frac{|\vec{H}_u|^2}{P_R} \quad (5.1)$$

Hierbei ist D Radius des Aussenleiters der Koaxialleitung, d Radius des Innenlei-

ters der Koaxialleitung, F effektive Fläche der Leiterschleife, ϕ Winkel der Einkoppelschleife zur Richtung des Magnetfeldes ($\phi = 0$ falls die Flächennormale der Leiterschleife parallel zur Feldrichtung), $Z_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ Vakuumwellenwiderstand, H_u ungestörtes Magnetfeld im Bereich der Einkoppelschleife und P_R Verlustleistung am Resonator.

Die Kopplung hängt also bei einem gegebenen Resonator nur von der effektiven Fläche der Leiterschleife und dem Drehwinkel ab.

Um die Abhängigkeit der belasteten Güte Q_L und der Kopplung vom Drehwinkel der Einkoppelschleife zu untersuchen, wurde die Reflexion R bei verschiedenen Winkelstellungen der Einkoppelschleife gemessen. Abbildung 5.4 zeigt eine solche Messung. Die Abweichungen des gemessenen Verlaufs mit dem theoretischen ergeben sich aus der nicht ganz symmetrischen Form der Antennenschleife und einer Verdrehung der Flächennormalen zu der am Modell eingravierten Winkelskala um ca. 80° . Je nach Winkelstellung der Schleife variiert K zwischen 0 und einem Wert K_{max} der von der Geometrie des Resonators und der Einkoppelschleife abhängt.

$$K = K_{max} \cos^2 \phi \quad (5.2)$$

Der Verlauf der belasteten Güte Q_L wird dann durch die Funktion

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + K_{max} \cos^2 \phi} \quad (5.3)$$

beschrieben und der Verlauf der Reflexion entsprechend Formel 3.11 durch:

$$|R| = \frac{\left| 1 - \frac{1}{K_{max} \cos^2 \phi} \right|}{1 + \frac{1}{K_{max} \cos^2 \phi}} \quad (5.4)$$

In Abbildung 5.5 sind die berechneten Kurvenverläufe für verschiedene K_{max} gegenübergestellt. Falls $K_{max} \geq 1$ kann durch Verdrehen der Leiterschleife immer eine Position gefunden werden, bei der man kritisch ankoppelt. Bei den durchgeführten Gütemessungen am Modellresonator ergab sich, wie bereits angesprochen, eine starke Abhängigkeit von der jeweils realisierten Montage der zu vermessenden Geometrie. Da sich dies aber nicht auf den qualitativen Verlauf von Güte und Reflexionsverlauf bei verschiedenen Positionen der Einkoppelschleife auswirkte, konnten trotzdem die entsprechenden Messungen erfolgen. Bei den durchgeführten Messungen ergab sich ein $K_{max} \approx 2.5$. Daraus konnten bereits grob die Abmessungen der Einkoppelschleife des Leistungsresonator auf $\leq 20 \text{ cm}^2$ abgeschätzt werden.

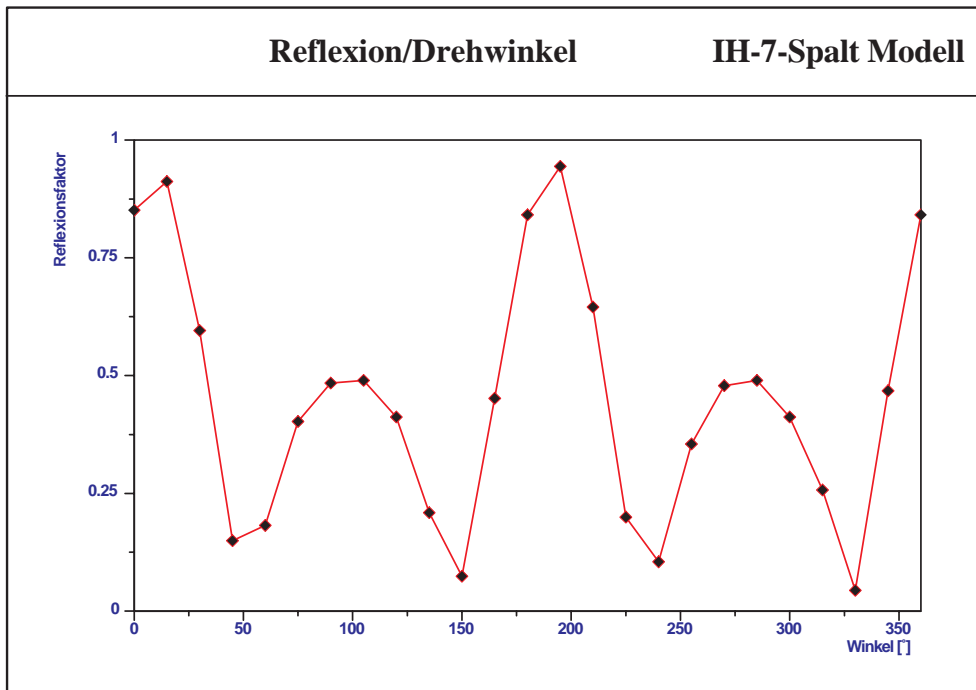


Abbildung 5.4: Reflexion des eingekoppelten Signals in Abhängigkeit zum Winkel der Einkoppelschleife

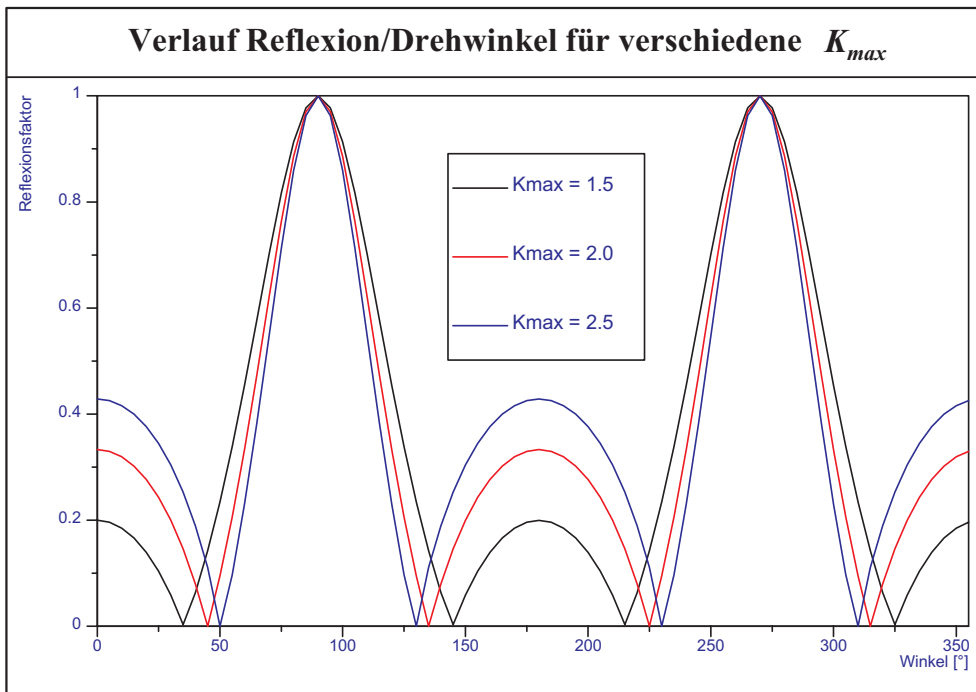


Abbildung 5.5: Vergleich der Reflexionsfaktoren verschiedener K_{max} in Abhängigkeit zum Winkel der Einkoppelschleife

5.2.3 Frequenzmessungen

Es wurden bei verschiedenen Geometrien und Tauchkolbenpositionen die Resonanzfrequenz bestimmt und die Ergebnisse mit den Ergebnissen der MAFIA-Simulation verglichen.

Betrachtet man das Ersatzschaltbild eines elektromagnetischen Schwingkreises mit hohem R_P -Wert bzw. hohen Güten sieht man, daß die Frequenz im wesentlichen von der Induktivität L und der Kapazität C des Schwingkreises abhängt. Da hier der Einfluß des Wirkwiderstandes auf die Resonanzfrequenz vernachlässigt werden kann gilt:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

Das heißt, daß durch konstruktive Veränderungen, die sich auf Induktivität bzw. Kapazität des Resonators auswirken, die Resonanzfrequenz gezielt beeinflusst werden kann.

Tauchkolben

Obwohl bereits durch die Abmessungen des Resonators die Resonanzfrequenz weitestgehend festgelegt wird, ist eine Nachregelung durch Tauchkolben nötig, um einen ordnungsgemäßen Betrieb zu ermöglichen. Damit werden sowohl die fertigungstechnisch unvermeidlichen Abweichungen des Resonators von den Sollmaßen korrigiert, als auch Frequenzänderungen, die sich beim Betrieb durch Erwärmung und den damit verbundenen Längenänderungen des Resonators ergeben. Da man die Güte des Leistungsresonators auf ca. 10^4 abschätzen kann, ergibt sich entsprechend Formel 3.4 bei einer Frequenz von $f_0 = 202.56$ MHz eine mittlere Breite der Resonanzkurve von lediglich 20 kHz.

Pro Grad Kelvin Temperaturunterschied verändert sich die Frequenz durch die Verwendung von Kupfer bzw. Edelstahl zum Bau der Resonatoren um ca. 3-4 kHz. Dies gilt bei einer gleichmäßigen Temperaturverteilung; durch lokale Unterschiede innerhalb der Struktur ändern sich auch die relativen Geometrien gegenüber den Sollwerten geringfügig, was sich in einer weiteren Änderung der Resonanzfrequenz auswirkt. Insgesamt sollen beim Hochleistungsbetrieb bis zu 10 kW (die Senderleistung beträgt maximal 100 kW im Puls bei einem Tastverhältnis von 1:10) effektiver Leistung eingekoppelt werden. Durch die geringe Wärmeleitfähigkeit von Edelstahl ($\lambda \approx 15$ W/mK) können sich daher trotz maximaler Kühlung Temperaturspreizungen zwischen den Stellen der Struktur, in der die Leistung durch die Oberflächenströme deponiert wird und den Kühlkanälen in der Größenordnung von mehreren 10 Grad Kelvin ergeben.

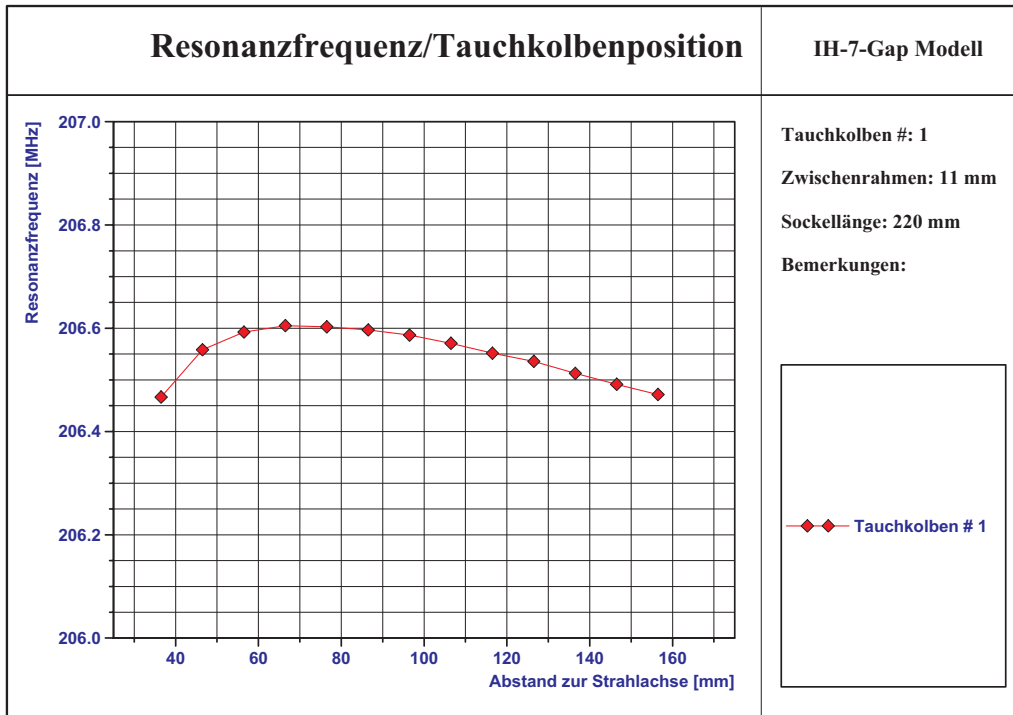


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Tauchkolbenposition bei Tauchkolben Nr.1

Durch die Tauchkolben kann die Resonanzfrequenz auf zwei Arten beeinflusst werden, je nachdem ob diese induktiv oder kapazitiv wirken bzw. welche Wirkung überwiegt.

Die induktive Wirkung ergibt sich in erster Linie durch die Verdrängung des elektromagnetischen Feldes aus dem Resonatorvolumen, was einer Minderung der Induktivität (s.o.) entspricht und zu einer Frequenzerhöhung führt. Bei einer Erhöhung der kapazitiven Wirkung z.B. durch Annäherung an die Driftröhren verringert sich die Resonanzfrequenz. Durch die komplexe Struktur des Resonators lassen sich beide Effekte im Allgemeinen nicht sauber trennen.

Bei der Verwendung von Tauchkolbenplatte Nr. 1 (rund, 30 mm Durchmesser) ist dies besonders gut zu sehen. Der Verlauf der Resonanzkurve ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Bei dieser Platte, die eigentlich nur eine Verlängerung des Tauchkolbenhalters darstellt, um beim Ablesen der Positionen einen unmittelbaren Vergleich zu den anderen Ausführungen zu haben, ist beim Einführen des Tauchkolbens in den Resonator zuerst eine Frequenzerhöhung festzustellen. In dieser Position ist der Tauchkolben zu weit von der Strahlachse entfernt, um nennenswert mit den Driftröhren wechselwirken zu können.

Bei weiterer Annäherung an die Achse nimmt zwar die Feldverdrängung weiter

zu, gleichzeitig verstärkt sich aber der Effekt der Feldüberhöhung zwischen den Driftröhren, die durch die Wechselwirkung mit dem Tauchkolben entsteht. Dadurch erhöht sich die Gesamtkapazität des Resonators bis irgendwann (bei ca. 75 mm Abstand zur Strahlachse) die Resonanzfrequenz nicht mehr ansteigt, sondern mit weiterer Annäherung an die Strahlachse wieder absinkt. Für den automatischen Betrieb des Resonators ist dies natürlich ungünstig, da für die Regelung ein streng monotoner Zusammenhang zwischen Frequenz und Abstand über den ganzen zur Regelung in Frage kommenden Fahrweg des Tauchkolbens nötig ist.

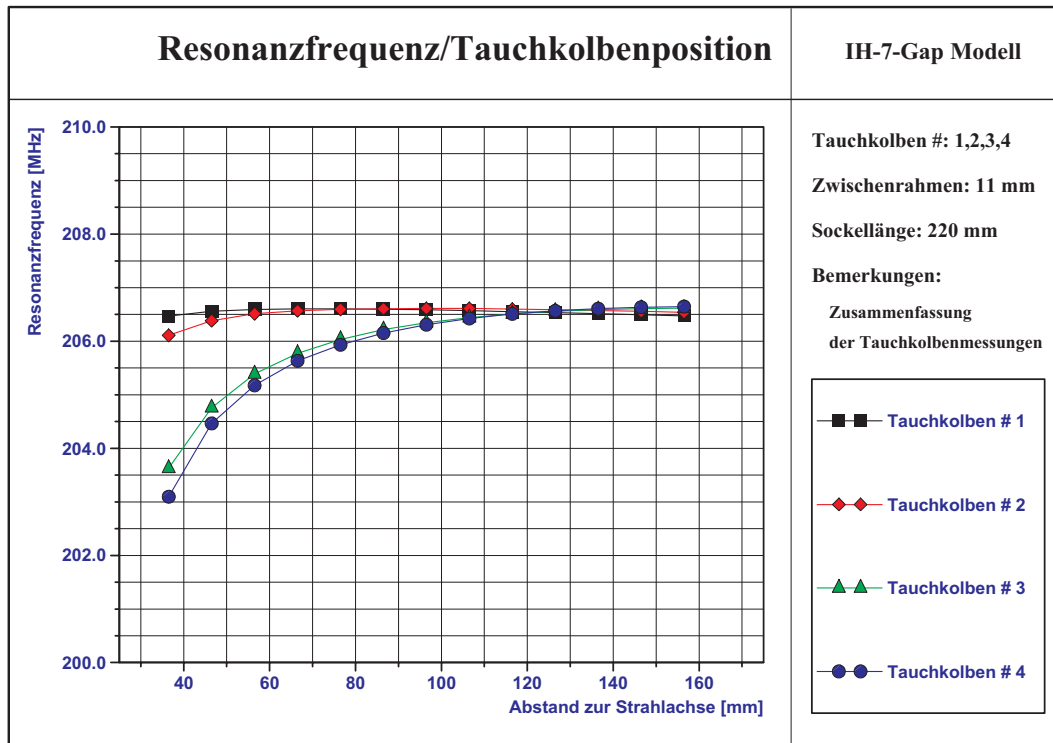


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Tauchkolbenposition und Tauchkolbenplatte

(Maße der verschiedenen Tauchkolbenplatten siehe Tabelle 4.1)

Durch die wesentlich größeren Flächen der Tauchkolbenplatten ist dies bei alternativen Versionen (Tauchkolben Nr. 3 und 4) gegeben. In Abbildung 5.7 sind die Resonanzkurven für verschiedene Tauchkolbenendplatten gegenübergestellt. Man sieht, daß bei der Verwendung der größeren Platten die Frequenzerhöhung durch den induktiven Einfluß der Feldverdrängung, der auch noch beim Tauchkolben Nr. 2 erkennbar ist, von der Frequenzerniedrigung aufgrund der kapazitiven Wirkung der Tauchkolben vollständig kompensiert wird. Außerdem ist der Frequenzhub durch den stärkeren kapazitiven Effekt wesentlich größer. Tauchkolbenplatte Nr.3 und Nr.4 zeigen ein sehr ähnliches Verhalten bezüglich des Einflusses auf die Resonanzfrequenz, allerdings besteht aufgrund der rechteckigen Form von

Tauchkolben Nr.4 eine größere Gefahr auch bei einer geringfügigen Verdrehung bei der Montage die Spaltspannungsverteilung ungünstig (unsymmetrisch) zu beeinflussen. Daher wurde Tauchkolbenplatte Nr.3 als Standardausführung für den IH-7-Spalt-Resonator ausgewählt.

Grundsätzlich kann man feststellen:

- Um induktiv einen Beschleuniger auf Basis eines IH-Hochfrequenzresonator mit Tauchkolben zu regeln, ist eine maximale Volumenverdrängung bei minimaler Annäherung an kapazitiv wirkenden Strukturen nötig (z.B. Tasse mit großem Durchmesser).
- Um kapazitiv zu regeln, empfiehlt sich ein möglichst dünner Tauchkolbenhalter, um beim Ein- und Ausfahren die Volumenänderung und damit die Unterschiede in der Feldverdrängung minimal zu halten. Gleichzeitig sollte die Fläche der Tauchkolbenplatte möglichst groß sein, um die kapazitive Wirkung hinreichend zu erhöhen, ohne gleichzeitig zu nahe an die Driftröhren oder andere Strukturelemente zu kommen und dabei die Spaltspannungsverteilung zu sehr zu beeinflussen.

Rahmenhöhe

Eine Reduzierung der Rahmenhöhe wirkt sich sowohl durch Verkürzung der Stromwege beim Umladen der Driftröhren, als auch durch Minderung der Induktivität auf die Resonanzfrequenz aus. Dadurch erhöht sich die Resonanzfrequenz. Bei den am Modell vermessenen Varianten der Rahmendicke (8 mm, 10 mm, 11 mm, 13mm, 15 mm Dicke des Zwischenrahmens) war innerhalb der Meßgenauigkeit ein linearer Zusammenhang zwischen der Änderung der Zwischenrahmendicke ΔRh und der Resonanzfrequenzänderung festzustellen. Bei Verwendung der Tauchkolbenplatte Nr. 3 und einer Sockellänge von 220 mm (entsprechend einer Undercuttiefe von je 150 mm von den Tankstirnseiten) ergab sich z.B. ein Wert von

$$\frac{\Delta f_0}{\Delta Rh} = 337.6 \text{ kHz/mm}$$

oder mit ΔMR = Änderung der Gesamtbreite des Mittelrahmens:

$$\frac{\Delta f_0}{\Delta MR} = 168.8 \text{ kHz/mm}$$

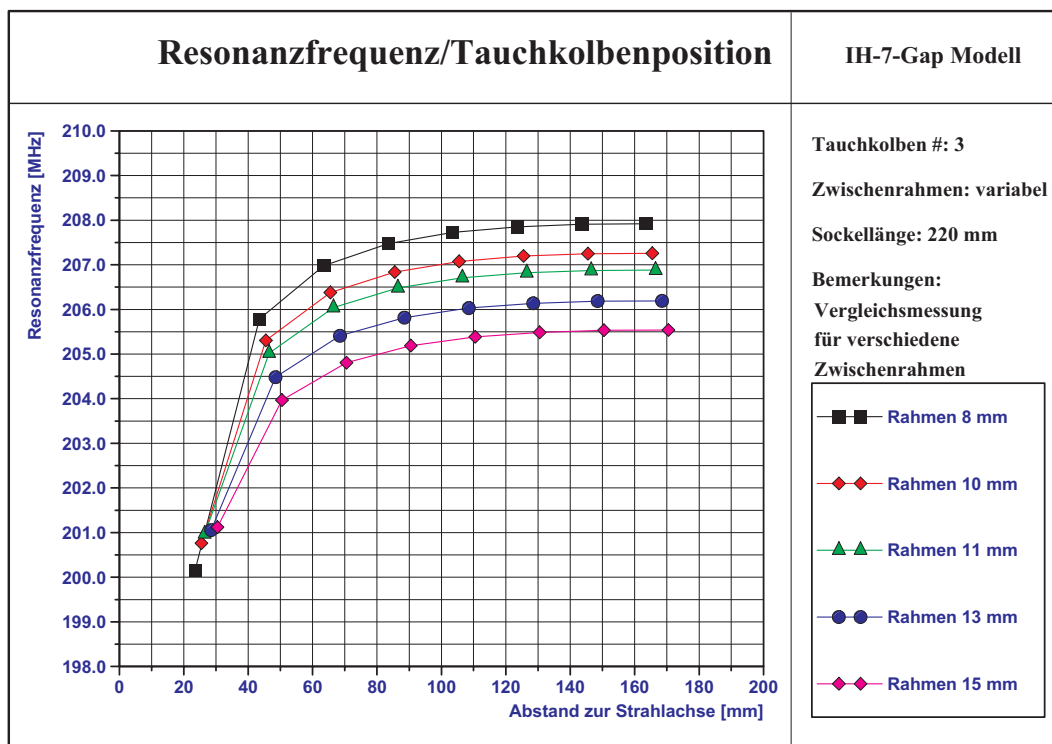
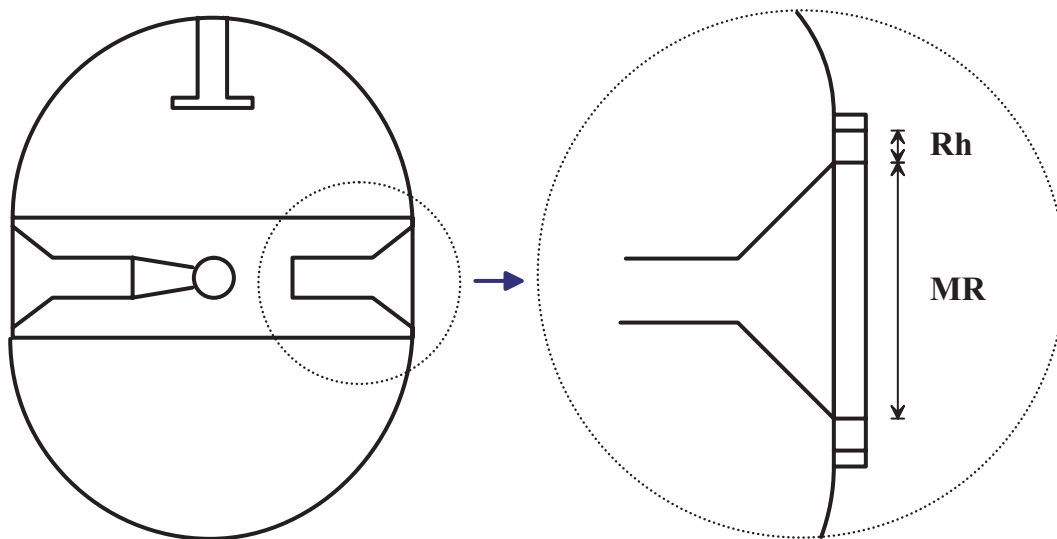


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Zwischenrahmendicke

Undercuts

Wie bereit in Kapitel 3 dargelegt, dienen die Einschnitte an den Enden der Sockelschienen, die sogenannten “Undercuts“ dazu, durch Verstärkung der Induktivität den Spaltspannungsverlauf zu glätten. Diese Verstärkung der Induktivität wirkt sich natürlich auch direkt auf die Resonanzfrequenz des Tanks aus.

Um diesen Effekt, ebenso wie die Veränderungen an der Spaltspannungsverteilung zu untersuchen, wurden die Sockel der Halteschienen auf Untermaß gefertigt. Das heißt, die Undercuts sind beim Modell tiefer eingeschnitten als es sich aus den Berechnungen mit MAFIA zur Optimierung der Shutimpedanz und der Spaltspannungsverteilung ergab.

Der Einfluß der Undercuts wird dann dadurch bestimmt, daß in die Lücken verschieden dimensionierte Kupferblöcke eingefügt werden, die das Magnetfeld wieder verdrängen und sich damit mindernd auf die Induktivität auswirken und so die Resonanzfrequenz erhöhen. Als Maßangabe für die Undercuttiefe wurde bei den Messungen analog zu den Simulationsrechnungen die Sockellänge benutzt.

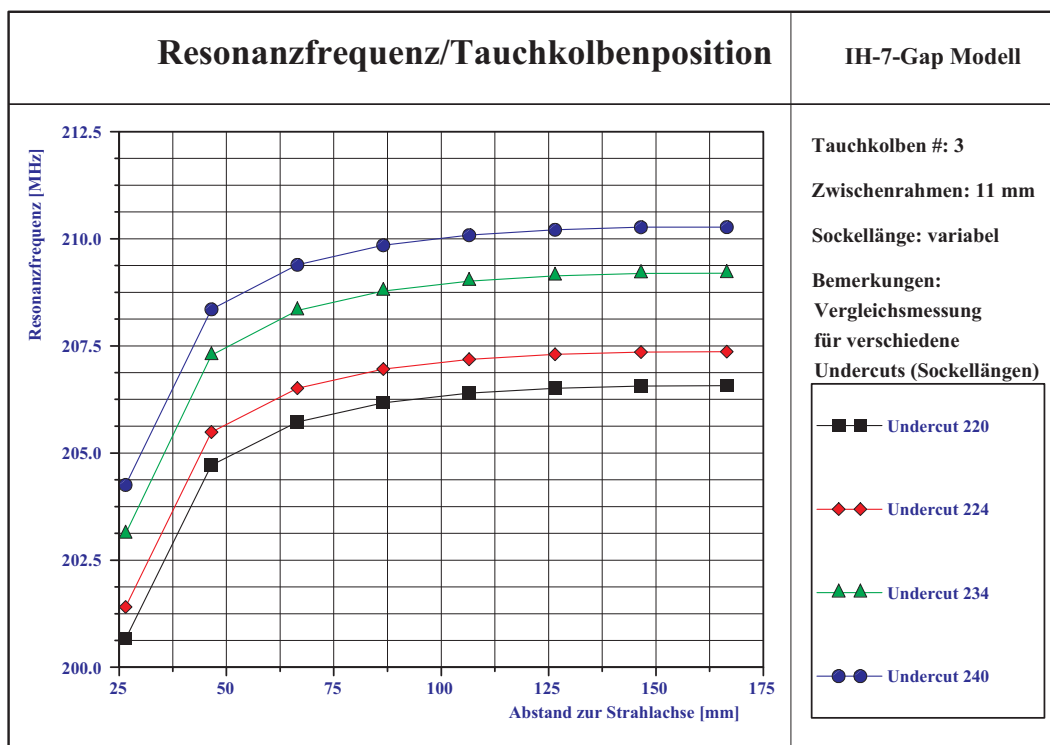
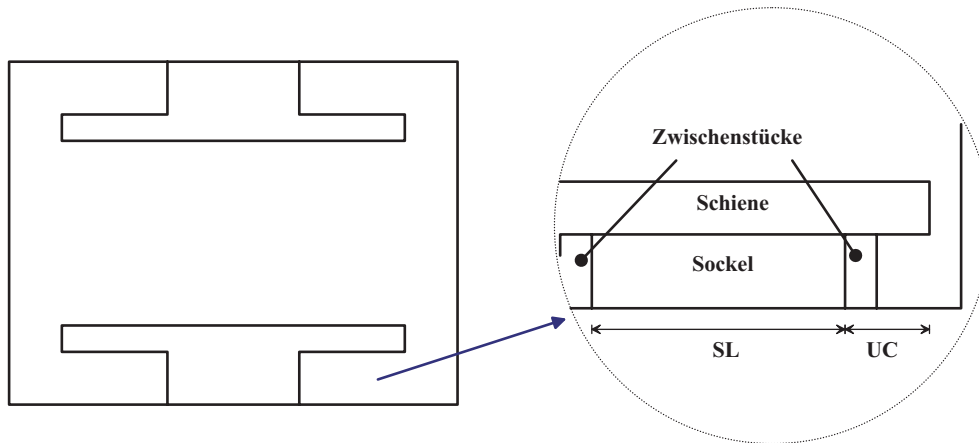


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Undercuttiefe

Da die ungefähren Maße bereits durch die Optimierungsrechnungen per MAFIA-Simulation feststanden, ging es bei diesen Messungen primär darum, innerhalb



von verhältnismäßig engen Grenzen eine entgeltliche Optimierung vorzunehmen und in Hinblick auf die Fertigung des Leistungsresonators die Abhängigkeit von Undercuttiefe und Resonanzfrequenzverlauf zu bestimmen. Auch hier konnte wie bei der Abhängigkeit von der Zwischenrahmendicke innerhalb der gegebenen Variationsbreite ein linearer Zusammenhang festgestellt werden. Mit Δf_0 = Resonanzfrequenzänderung und ΔSL = Sockellängenänderung ergibt sich

$$\frac{\Delta f_0}{\Delta SL} = 187.5 \text{ kHz/mm}$$

oder mit ΔUC = Änderung der Undercuttiefe:

$$\frac{\Delta f_0}{\Delta UC} = 375 \text{ kHz/mm}$$

Ergebnisse der Frequenzmessungen

Aufgrund der Modellmessungen und Messungen beim Hersteller des Leistungsresonators, wurden die Endmaße bei der Rahmenhöhe auf 112 mm und bei den Undercuts auf je 110 mm (entspricht 200 mm Sockellänge) festgelegt.

5.2.4 Störkörpermessungen

Zur Bestimmung der Feldverteilung, insbesondere der Spaltspannungsverteilung auf der Strahlachse und der Shuntimpedanz Z , wurde die Methode der Störkörpermessung angewandt.

Das Meßprinzip beruht darauf, daß durch das Einbringen eines kleinen Störkörpers das elektromagnetische Feld lokal geändert wird. Bringt man einen Störkörper an einen Ort innerhalb eines Hohlraumresonators, wo im ungestörten Fall das elektrische Feld \vec{E}_u und das magnetische Feld \vec{B}_u vorhanden sind, dann trägt die Probe durch Polarisation und Magnetisierung das elektrische Moment \vec{p} und das magnetische Moment \vec{m} . Dadurch verändert sich auch die im Resonator gespeicherte Energie und damit auch die Resonanzfrequenz.

Notwendige Voraussetzungen für die korrekte Auswertung von Störkörpermessungen ist, daß die ungestörten Felder im Bereich des Störkörpers als örtlich konstant (homogen) angenommen werden können [Mü1]. So ist sichergestellt, daß die gemessene Frequenzverstimmung als Punktmessung betrachtet werden kann.

Allgemein gilt dieses Prinzip für jede beliebige Störkörperform. Allerdings ist eine exakte Berechnung des inneren Feldes des Störkörpers nur bei Rotationsellipsoiden möglich. Nur dann ist das im Störkörper erzeugte innere Feld bei homogenem äußeren Feld selbst wieder homogen. Die Grenzfälle von Rotationsellipsoiden sind Nadel, Kugel und Scheibe.

Die Richtung des Feldes im Inneren hängt von seiner Orientierung im äußeren Feld ab. Daher kann man bei der Verwendung von Nadel oder Scheibe sowohl den Betrag der Feldenergie, als auch Richtung des Feldes bestimmen. Da bei der Kugel keine Raumrichtung ausgezeichnet ist, kann diese nur zur Messung des Betrages genutzt werden.

Spaltspannungsverteilung

Beim IH-7-Spalt-Resonator besitzt das Feld auf der Achse keinen magnetischen Anteil und das elektrische Feld besitzt aus Symmetriegründen im Wesentlichen nur eine Komponente in z-Richtung. Daher kann aus der Energieänderung unmittelbar auf die, für die Beschleunigung relevante, Spaltspannung geschlossen werden und für die Messungen genügt die Verwendung eines kugelförmigen Störkörpers. Der Zusammenhang zwischen Energie- und Frequenzänderung ist gegeben durch die Slater-Formel [S11]:

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta f_0}{f_0} \quad (5.5)$$

W ist die im Resonator gespeicherte Energie, f_0 die Resonanzfrequenz.

Allgemein gilt mit $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 \cos \omega t$ und $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos \omega t$ bzw. $\vec{m}(t) = \vec{m}_0 \cos \omega t$ und $\vec{H}(t) = \vec{H}_0 \cos \omega t$ für die zeitgemittelte Energieänderung [Pa1]:

$$\Delta W = -\frac{1}{4} \vec{p}_0 \vec{E}_0 - \frac{1}{4} \vec{m}_0 \vec{H}_0. \quad (5.6)$$

Da bei einer IH-Struktur das Magnetfeld auf der Achse Null wird, fällt hier der magnetische Anteil der Formel weg und es ergibt sich:

$$\Delta W = -\frac{1}{4} \vec{p}_0 \vec{E}_0. \quad (5.7)$$

p_0 ist die Amplitude des induzierten elektrischen Dipolmoments und E_0 die Amplitude des ungestörten elektrischen Feldes am Ort des Störkörpers. Bei einem kugelförmigen Störkörper gilt für den induzierten Dipol [Ja1]:

$$\vec{p} = \frac{1}{2} \pi d^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \epsilon_0 \vec{E}_0 \quad (5.8)$$

d ist der Kugeldurchmesser und ϵ die Dielektrizitätskonstante des Kugelmaterials. Aus den Formeln 5.5, 5.7 und 5.8 ergibt sich für die Änderung der Eigenfrequenz:

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = -\frac{1}{8W} \pi d^3 \epsilon_0 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} E_0^2 \quad (5.9)$$

Nun wäre es sehr aufwendig bei jeder Kugelposition durch Maximierung der Resonatoramplitude die geänderte Resonanzfrequenz bestimmen zu wollen. Hier kann man ausnutzen, daß die Verstimmung der Resonanzfrequenz bei konstanter Senderfrequenz eine Änderung $\Delta\phi$ der Phasendifferenz ϕ zwischen Sendersignal und Resonatorsignal zu Folge hat, die sich mit hoher Genauigkeit mit einem Vektorvoltmeter bestimmen läßt. Es gilt die Beziehung zur Güte Q :

$$\tan \Delta\phi = Q \frac{2\Delta f_0}{f_0} \quad (5.10)$$

Daraus kann man sofort sehen, daß die Genauigkeit der Messung mit der Güte des Resonators wächst. Daher sollte man auch hier die Messungen bei loser Kopplung durchführen. Die relative Spaltspannungsverteilung kann man nun direkt aus der Phasendifferenz ermitteln:

$$\tan \Delta\phi \text{ ist proportional zu } E_0^2$$

Bei kleinen Phasendifferenzen kann man $\tan\Delta\phi$ durch $\Delta\phi$ ersetzen.

Shuntimpedanz

Einsetzen der Formel 3.3 und 5.10 in 5.9 ergibt für die Amplitude E_0 des Feldes am Ort des kugelförmigen Störkörpers:

$$E_0 = \sqrt{\frac{2P}{\pi^2 f_0 \epsilon_0 d^3} \frac{\epsilon + 2}{\epsilon - 1} \tan(\Delta\phi)} \quad (5.11)$$

Die Shuntimpedanz eines Resonators mit der Länge L läßt sich dann mit der Definition der Shuntimpedanz durch folgende Formel bestimmen:

$$Z = \frac{2}{\pi^2 f_0 \epsilon_0 d^3 L} \frac{\epsilon + 2}{\epsilon - 1} \left(\int_0^L \sqrt{\tan(\Delta\phi)} dz \right)^2 \quad (5.12)$$

Bei der Bestimmung der Feldverteilung und der Shuntimpedanz geht die dem Resonator zugeführte Leistung nicht in die Meßwerte ein. Dies ist eine wichtige Eigenschaft der Störkörpermeßmethode, die Messungen können also bei beliebigen Leistungsniveau (insbesondere bei Meßsenderniveau) durchgeführt werden.

Bei metallischen Kugeln wird ϵ sehr groß (für ideale Leiter unendlich) und damit geht der Term

$$\frac{\epsilon + 2}{\epsilon - 1}$$

gegen 1.

Bei der Vermessung des Modells wurde eine kleine Silberperle mit einem Durchmesser $d = 3$ mm an einem dünnen Poliamidfaden entlang der Strahlachse durch den Modelltank gezogen und nach jedem Vorrücken der Kugel mit einem Vektorvoltmeter der Firma HP die Phasendifferenz zwischen Einkoppelsignal und dem Resonatorsignal gemessen. Der ganze Messvorgang war automatisiert; sowohl die Ansteuerung des Schrittmotors als auch die Meßwerterfassung und das Abspeichern der Meßdaten wurden von einem Meß-PC gesteuert [Em1]. Mit diesem Rechner konnten auch Güten Q mit hoher Präzision automatisch bestimmt und Resonanzspektren aufgenommen werden. Entscheidend ist hier, daß sich die Phasenverschiebung als reine Geometriegröße ergibt und die Messungen unabhängig von der Senderleistung durchgeführt werden können.

Als Beispiel für eine typische Messung ist das Datenblatt der Messung 51b in Abbildung 5.10 abgebildet. Auf den Datenblättern jeder Störkörpermessung ist links die Änderung der Phasenverschiebung zwischen Einkoppelsignal und Pick-upsignal zur Position auf der Strahlachse aufgetragen. Auf der rechten Seite wird die daraus berechnete Spaltspannung mit dem idealisierten Verlauf (rot), der auch bei den LINAC-Simulationen angenommen wird, verglichen. Die Werte sind so normiert, daß die Summe der Spaltspannungen gleich 1 ist.

Anhand der Störkörpermessungen läßt sich auch der Einfluß der Tauchkolbenposition und der Undercuttiefe auf die Spaltspannungsverteilung demonstrieren:

In Abbildung 5.11 wird oben die Messung b aus der Meßreihe 45 der analogen Messung aus der Meßreihe 51 gegenübergestellt. Der Aufbau beider Meßreihen ist identisch bis auf die Undercuttiefe. Bei Meßreihe 45 betrug die Sockellänge 240mm, bei Meßreihe 51 220mm. Dies entspricht bei einer festen Schienenlänge von 420mm einer Undercuttiefe von 90mm bzw. 100mm. Trotz des geringen Unterschiedes ist erkennbar, daß der Spaltspannungsverlauf insbesondere die Spannung im mittleren Spalt bei Messung 51 flacher verläuft.

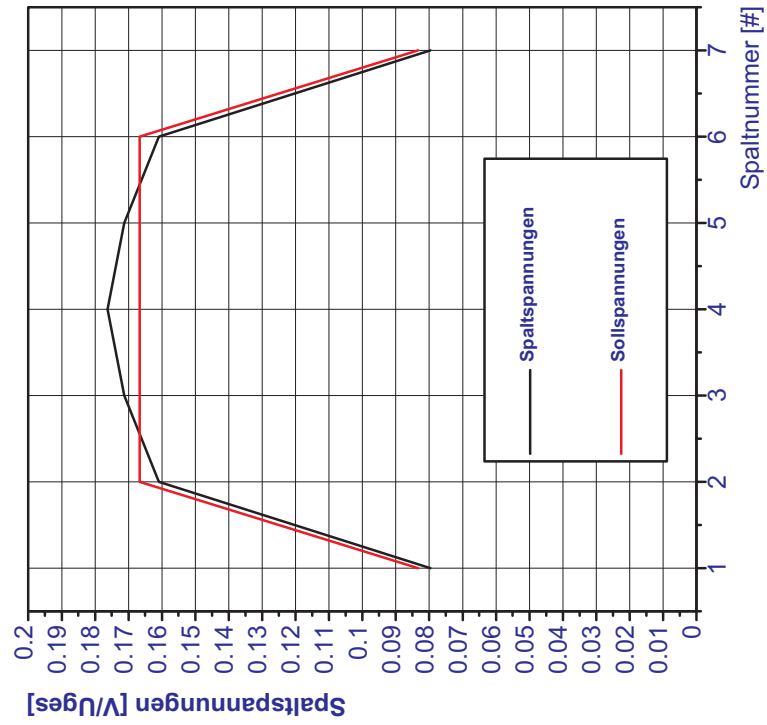
Im unteren Teil der Abbildung werden Messung a und c aus der Meßeihe 51 verglichen. Beide Messungen unterscheiden sich nur durch die Tauchkolbenposition. Bei den Störkörpermessungen wurden in jeder Meßreihe je drei Messungen bei einer Tauchkolbenposition von 20 (a), 90 (b) und 160 (c) durchgeführt. Die Tauchkolbenposition ist in willkürlichen Skalenteilen in Millimeterabständen angegeben, um auch die Messungen bei verschiedenen Rahmenhöhen vergleichen zu können. Bei dem hier verwendeten Zwischenrahmen von 11mm entspricht die Tauchkolbenposition als Entfernung zur Strahlachse den Skalenteilen + 7 in mm.

In dieser Gegenüberstellung ist der Effekt der Feldüberhöhung im mittleren Spalt durch die Annäherung des Tauchkolbens an die Strahlachse zu erkennen. Da diese Feldüberhöhung nicht nur das Feld in z-Richtung beeinflußt, sondern vor allem auch die Dipolkomponente im Spalt verstärkt, ist eine zu große Nähe des Tauchkolbens zur Achse zu vermeiden. Beim Leistungsresonator wurde daher aufgrund der Modellmessungen der Fahrweg des Tauchkolbens so gewählt, daß die Mindestentfernung zur Strahlachse 40 mm beträgt. Damit läßt sich gleichzeitig auch die Gefahr von Mischmoden umgehen (siehe Abschnitt 4.1).

Spaltspannungsverteilung IH-7-Spalt Modell

Messung: 51b (Tk=90; Undercut=220)

Normierte Spaltspannungsverteilung



Normierte Phasenverschiebung

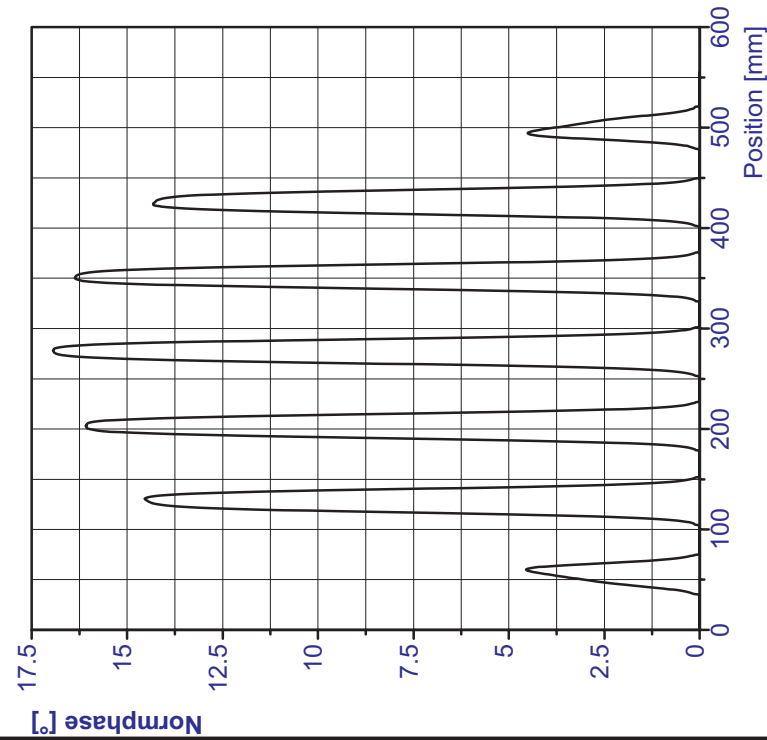


Abbildung 5.10: Datenblatt für Störkörpermessung 51b

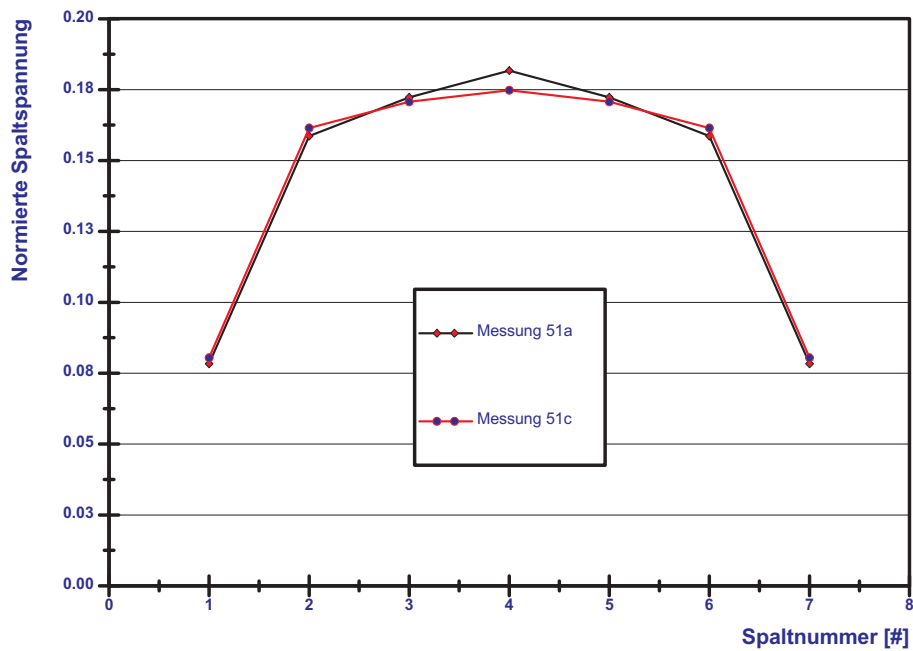
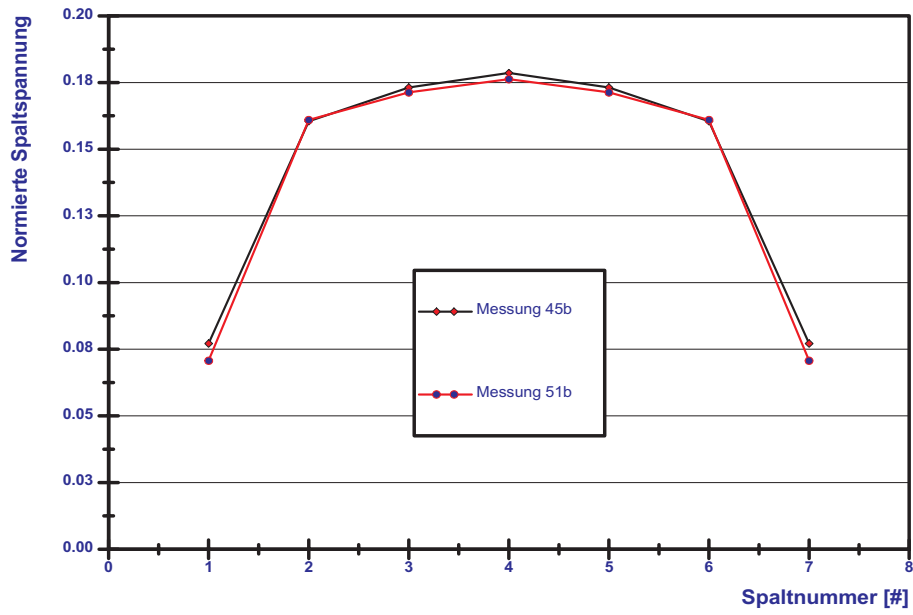


Abbildung 5.11: Direkter Vergleich der Spaltspannungen von 45b mit 51b bzw. 51a mit 51c

Oben ergibt sich eine Spaltspannungsminderung in der Resonatormitte durch die vergrößerten Undercuts, unten wird die Spaltspannung im mittleren Spalt durch die Wechselwirkung mit dem Tauchkolben verstärkt.

5.3 Ergebnisse der Messungen

Durch die Vermessung des Modells konnte bestätigt werden, daß, wie bereits bei der Konstruktion der IH-Struktur für REX-ISOLDE [Bo1] festgestellt, Abweichungen zwischen der mit MAFIA berechneten Eigenfrequenz des Resonators und den gemessenen Werten in der Größenordnung von 3 - 5 % auftreten, diese Abweichungen aber rein systematisch auf Diskretisierungsprobleme zurückgeführt werden können. In erster Näherung ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Nach Einführung eines Korrekturfaktors von 1.0386 stimmten Rechnung und Messung der Resonanzfrequenz bei 18 verschiedenen Geometrien mit einer maximalen Abweichung von $\pm 0.06\%$ überein.

Die normierten Spaltspannungen aus der Störkörpermessung stimmen ebenfalls sehr gut mit den Berechnungen überein. In Abbildung 5.12 wird die mit MAFIA berechnete Spaltspannungsverteilung eines Resonators mit dem Ergebnis der Störkörpermessung verglichen.

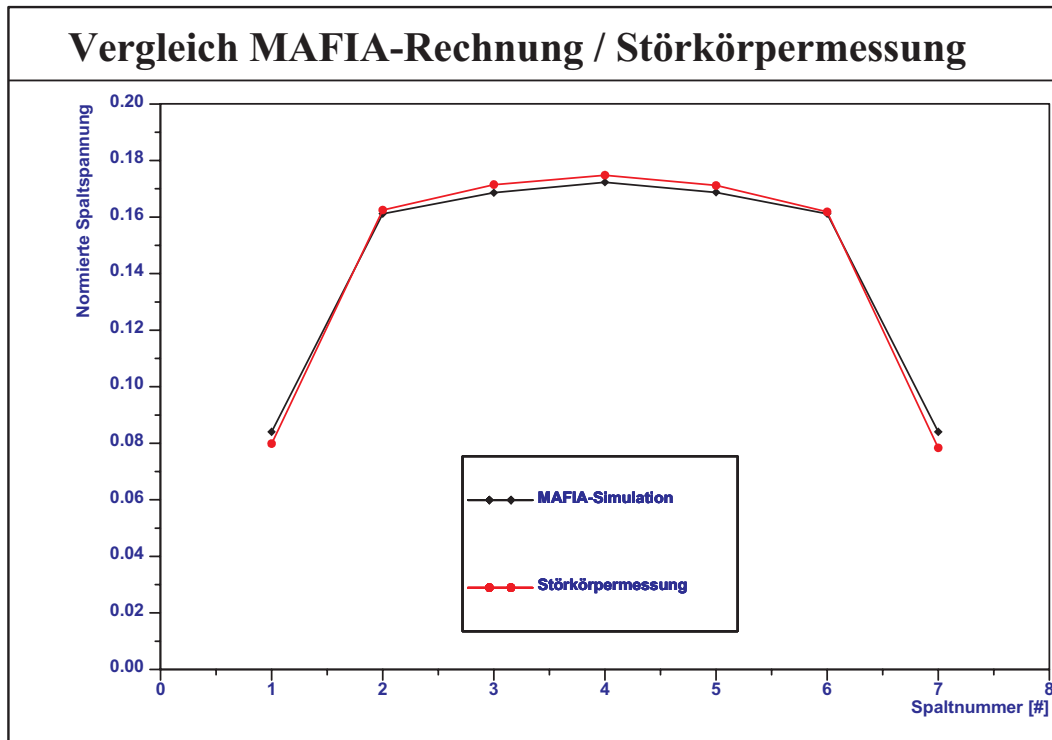


Abbildung 5.12: Vergleich der Spaltspannungsverteilung von Modellmessung und MAFIA Simulation

Der Verlauf der Spaltspannungen ist hinreichend flach und ändert sich auch bei starker Annäherung des Tauchkolbens an die Strahlachse nur geringfügig. Außerdem besteht diese Änderung in einer Verstärkung der Spaltspannung im mittleren

Spalt des jeweiligen Resonators, was sich tendenziell eher positiv auf die Effizienz der Struktur auswirkt, da genau dort die Phasenlage des Sollteilchens 0° zur Hochfrequenz beträgt und der Laufzeitfaktor maximal wird. Bauartbedingt resultiert aus dem interdigitalen Gesamtaufbau noch ein geringes Dipolmoment in x-Richtung, das aber entsprechend der MAFIA-Simulationen und den Erfahrungen mit anderen IH-Strukturen einen Anteil an der Feldenergie von weniger als 1 % besitzt und daher bei der Bestimmung der Spaltspannungsverteilung vernachlässigt werden kann.

Das mit MAFIA berechnete Verhältnis zwischen U_z und U_x ist von der jeweiligen Geometrie, insbesondere der Tauchkolbenposition, abhängig. Typische Werte liegen bei $U_x/U_z \approx 0.04$ bis maximal 0.09.

Dieses Dipolmoment wechselt außerdem in jedem Spalt das Vorzeichen, sodaß sich durch die Symmetrie der Resonator konstruktion die Wirkung über die Gesamtlänge des Resonators ausgleicht [Ra3].

Tauchkolben Nr.3 (rund, mit 100 mm Durchmesser) konnte in Bezug auf Frequenzhub und Einfluß auf die Feldverteilung als optimal für die Regelung des Leistungsresonators bestimmt werden. Es kann damit ein Bereich von etwas mehr als 2 MHz nachgeregelt werden, ohne daß es zu Modenmischungen zwischen $IH_{1,1,1}$ -Mode und einer Tauchkolbenmode oder zu starken Dipolmomenten kommt.

Mit Hilfe der Modellmessungen konnte das numerische Modell des Resonators soweit verfeinert werden, daß die entgeltigen Dimensionen des Leistungsresonators rechnerisch bestimmt und bei der Entwicklung des IH-9-Spalt-Resonators für CERN ganz auf ein Modell verzichtet werden konnte.

Kapitel 6

Der Leistungsresonator

6.1 Konstruktion

Der Leistungsresonator ist bis auf die Haltesockel mit den Schienen komplett aus Edelstahl gefertigt und innen galvanisch hochglanzverkupfert. Um bei maximaler Senderleistung hinreichend kühlen zu können, wurden diese beiden Teile aus Kupfer gefertigt und mit dem Mittelrahmen unter Vakuum hartverlötet (siehe Abbildung 6.1). Durch den Skineneffekt fließen die Oberflächenströme nur in der Kupferschicht. Die Kontaktierung zwischen dem Mittelrahmen und den Halbschalen erfolgt durch einen verquetschten Feinsilberdraht, der gleichzeitig als Vakuumdichtung dient.

Die Halbschalen sind doppelwandig ausgeführt um den Tank großflächig wasserkühlen zu können. Tauchkolbenhalter, Mittelrahmen, und die Sockel sind mit Kühlkanälen versehen. Die Einkoppelschleife besteht aus einem doppelt ausgeführten, dünnen Kupferrohr und kann damit ebenfalls wassergekühlt werden. Die Tauchkolbenplatte und die Driftröhrenhalter mit den Driftröhren sind nicht aktiv gekühlt, hier wird die anfallende Wärme über den Tauchkolbenhalter bzw. die Sockel mitabgeführt.

Die Abmessungen sind weitestgehend identisch mit denen des Modellresonators. Aufgrund der Messungen am Modell und den korrigierten Ergebnissen der Simulationsrechnung wurde die Sockellänge auf 200 mm festgelegt und die Breite der am Flansch eingeschweißten Zarge, die dem Zwischenrahmen am Modell entspricht, auf 17 mm.

Um fertigungstechnische Abweichungen und eventuelle Unterschiede, die sich durch die Stützen für Pumpe, Einkoppelschleife, Tauchkolben und Pickups ergeben könnten auszugleichen, wurden die Flansche der Halbschalen zuerst auf Übermaß gefertigt. Die Vergrößerung des Tankvolumens durch die Stützen ergibt



Abbildung 6.1: 7-Spaltresonator vor Hochglanzverkupferung

Diese Aufnahme entstand bei der Vorbereitung des 7-Spalt-Resonators für die Kontrollmessungen beim Hersteller. Zum Schutz der Dichtflächen und zur besseren Kontaktierung wurden diese für die Messung mit Aluminiumfolie abgedeckt. Man kann die unterschiedliche Ausführung im Material (Kupfer und Edelstahl) von Mittelrahmen und Sockelschienen erkennen. Aufgrund der vorgenommenen Messungen wurden die endgültigen Flaschmaße des Resonators bestimmt, bevor dieser bei der GSI verкупfert wurde.

tendenziell eine geringfügig niedrigere Resonanzfrequenz, die durch Abfräsen der Flansche korrigiert werden kann. Nach Kontrollmessungen beim Hersteller wurde die entgültige Dicke der Flansche bestimmt und so angepaßt, daß über den Fahrweg des Tauchkolben die Resonanzfrequenz auf ± 1 MHz nachgeregelt werden kann.

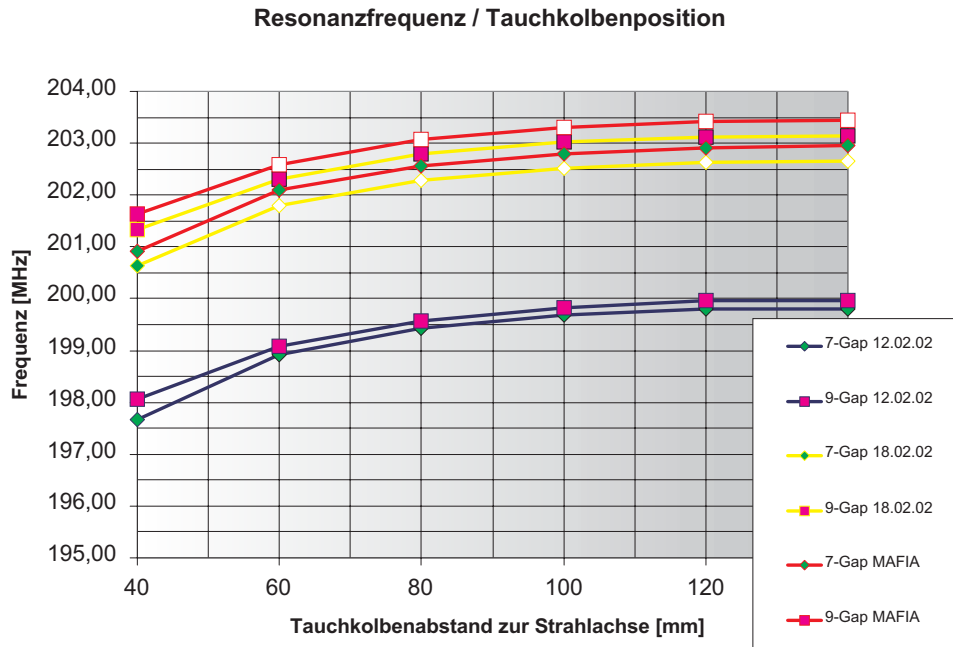


Abbildung 6.2: Resonanzkurven für 7-Spalt- bzw. 9-Spalt-Leistungsresonatoren
 Die Messungen vom 12.02.02 wurden zur vorläufigen Festlegung der Flanschmaße durchgeführt. Nach der Bearbeitung wurde am 18.02.02 eine Kontrollmessung der Resonanzkurven vorgenommen, bei der sich die Übereinstimmung der gemessenen Frequenzen mit den Vorgaben bestätigte. Danach wurden die Flanschmaße des Resonators entgültig festgelegt. Um auch den Einfluß der Verkupferung abschätzen zu können, wurde mit MAFIA ein Resonator berechnet, bei dem die für den Leistungsresonator festgelegten Maße entsprechend einer Kupferschicht von 0.3 mm korrigiert wurden. Die Ergebnisse dieser Simulation sind ebenfalls dargestellt.

Bei dieser Gelegenheit wurden auch die bereits gefertigten Driftröhren-/Halteeinheiten für den 9-Spalt-Resonator eingesetzt, um zu testen, ob sich mit der vorgenommenen Modifikation die Resonanzfrequenz erreichen läßt. Dabei wurde eine sehr gute Übereinstimmung mit den Werten aus MAFIA festgestellt. Die gemessenen Frequenzen stimmten bis auf ca. 100 kHz mit den berechneten Werten überein und lagen damit innerhalb der veranschlagten Fertigungstoleranz von ± 200 kHz. Die Werte der Kontrollmessungen und die erwarteten Werte des fertigen Resonators sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Bei den Werten des fertigen Resonators ist zu berücksichtigen, daß durch das Hochglanzverkupfern noch eine

Schicht von ca. 0.3 mm Kupfer aufgetragen wird und sich die Resonanzfrequenzen dadurch nochmals geringfügig erhöhen. Die Werte einer MAFIA Simulation, die die Frequenzänderung durch die letzten Arbeitsschritte und die Abweichungen durch das Verkupfern miteinbeziehen sind in den Kurven 7-Gap-MAFIA und 9-Gap-MAFIA dargestellt.

Nach Fertigstellung und Hochglanzverkupferung des Resonatortanks bei der GSI wurden am Maier-Leibnitz-Labor Niederleistungsmessungen zur Endkontrolle der Resonanzfrequenzen und Spaltspannungsverteilung bzw. Güte und Shuntimpedanz des 7-Spalt-Resonators durchgeführt. Dabei ergaben sich etwas höhere Frequenzen (ca. 0.4 MHz Differenz) als ursprünglich vorhergesagt (siehe Graphik 6.2). Diese Frequenzverschiebungen konnten auf Abweichungen des fertigen Resonators vom Sollmaß und auf die nun wesentlich bessere Güte des fertigen Resonators im Vergleich zu den Messungen beim Hersteller zurückgeführt werden. Die verbesserte Güte allein trägt bereits ca. 0.1 MHz zur Frequenzerhöhung bei. Die Resonanzfrequenzen befanden sich aber immer noch in dem zum Ausregeln veranschlagten Bereich. Bei einem Tauchkolbenabstand von 40 mm zur Strahlachse ergab sich eine Frequenz von 201,54 MHz und bei 140 mm Abstand eine Frequenz von 203,68 MHz. Die Sollfrequenz liegt bei 202.56 MHz.

Schwerwiegender als bei der 7-Spalt-Struktur wiegt die höhere Frequenz bei der Modifikation zum 9-Spalt-Resonator, da hier die Frequenzen sowieso etwas höher lagen. Hier ergibt sich bei einer Tauchkolbenposition von 40 mm Abstand zur Strahlachse eine Resonanzfrequenz von 202.04 MHz und bei 140 mm Abstand 203,96 MHz. Auch hier liegt die Sollfrequenz im regelbarem Bereich, allerdings ist wegen der Limitierung des Fahrweges, mit dem eine Modenmischen verhindert werden soll, der Spielraum zu niedrigeren Frequenzen eingeschränkt. Dies kann gegebenenfalls mit einer etwas größeren Tauchkolbenplatte ausgeglichen werden.

6.2 Niederleistungsmessungen

Resonanzspektren

Zur Kontrolle, daß in der Nähe der Betriebsfrequenz keine Mischmoden auftreten, wurden nach Fertigstellung des IH-Tanks Resonanzfrequenzmessungen durchgeführt. Es wurde sowohl ein Spektrum des 7-Spalt-Resonators als auch ein Resonanzspektrum des 9-Spalt-Resonators aufgenommen. Abbildung 6.3 zeigt die beiden Spektren für den ungünstigsten Fall bei einem Tauchkolbenabstand von 40 mm für beide Driftröhrenstrukturen. Durch die Nähe der Tauchkolben zur Strahlachse und damit zur Driftröhrenstruktur, ist hier am ehesten mit einer Wechselwirkung zu rechnen. Wie man sofort erkennt, liegt die nächste im Spektrum erkennbare Resonanzmode ($H_{1,1,2}$) in beiden Fällen oberhalb von 275 MHz und stellt in Hinblick auf eine Vermischung mit der Betriebsmode kein Problem dar. Parasitäre Tauchkolbenmoden sind innerhalb des untersuchten Bereichs nicht feststellbar.

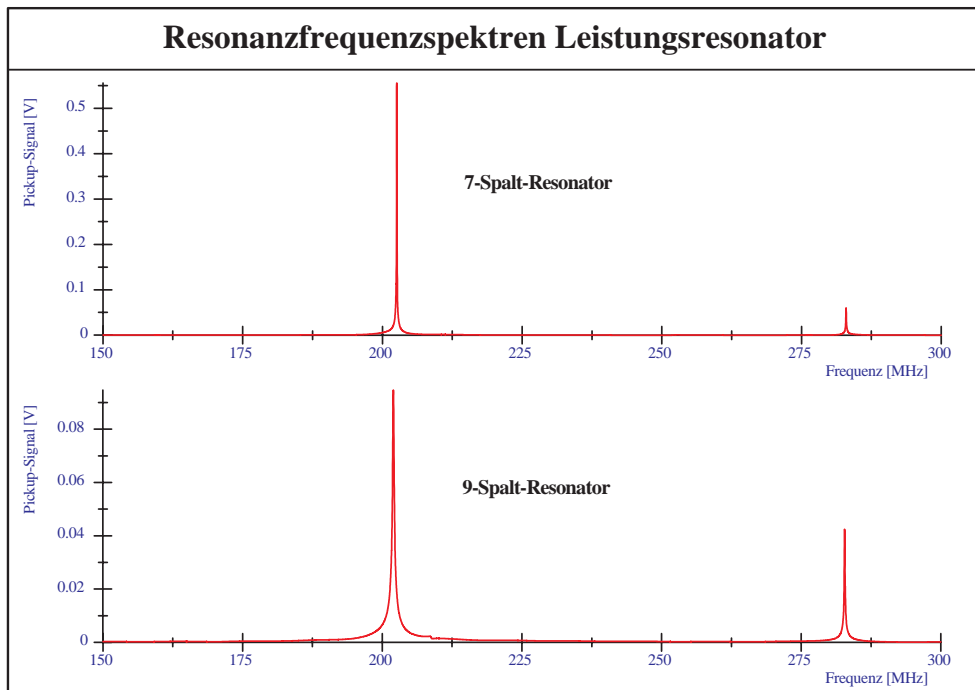


Abbildung 6.3: Resonanzspektren für 7-Spalt- bzw. 9-Spalt-Leistungsresonatoren

Störkörpermessungen

Bei den Störkörpermessungen, die jetzt mit den hochglanzverkupferten Tank und mit einer Silberdrahtdichtung als Kontaktierung durchgeführt wurden, konnte festgestellt werden, daß sich die Werte für Güte Q und Shuntimpedanz Z im Vergleich zu den Modellmessungen drastisch verbessert haben.

Die Güte wurde mit der 3dB-Methode ermittelt (siehe Abschnitt 5.2.2) und die Shuntimpedanz entsprechend der Formel 5.12. Durch Verwendung einer Silberkugel als Störkörper vereinfacht sich die Formel zu

$$Z = \frac{2}{\pi^2 f_0 \epsilon_0 d^3 L} \left(\int_0^L \sqrt{\tan(\Delta\phi)} dz \right)^2 \quad (6.1)$$

Während beim Modell die Güten maximal bei ca. 4000 lagen, wurden am Leistungsresonator Werte um 10000 gemessen. Das Verhältnis Q/Z zwischen Güte und Shuntimpedanz entsprach dabei näherungsweise sowohl den MAFIA-Berechnungen als auch den Modellmessungen. Auch wenn diese Güten deutlich unter denen der Simulationsrechnung (ca. 15000) lagen, so sollten die damit bereits erreichten Shuntimpedanzen für den Betrieb ausreichen.

Aus der Erfahrung mit anderen Resonatoren ist bekannt, daß bei MAFIA-Simulationen die gemessene Güte und Shuntimpedanz typischerweise um 30 % unter der berechneten liegt [Po1]. Daher ist zu vermuten, daß die Rechnungen zwar grundsätzlich die theoretisch korrekten Werte liefern, aber der effektive Wirkwiderstand der Resonatorstruktur real höher ist als angenommen und sich dadurch die Güte mindert. Eine Zusammenstellung der gemessenen und berechneten Werte ist in Tabelle 6.1 aufgeführt.

	Güte Q_0	Shuntimpedanz Z
MAFIA 7-Spalter	15000	180 M Ω /m
MAFIA 9-Spalter	15500	300 M Ω /m
Modell 7-Spalter	maximal 3776	maximal 46 M Ω /m
Leistungsresonator 7-Spalter	9833	140 \pm 17 M Ω /m
Leistungsresonator 9-Spalter	10100	218 \pm 26* M Ω /m

Tabelle 6.1: Vergleich der Güten und Shuntimpedanzen

* Die Shuntimpedanz beim 9-Spalt-Resonator wurde nur einmal mit einer 3 mm Kugel vermessen. Der angegeben Fehler ist eine Extrapolation des bei der Vermessung des 7-Spalt-Resonators ermittelten Fehlers

Bei den Messungen der Shuntimpedanz des 7-Spaltresonators wurde zum Vergleich zusätzlich zu der 3 mm Kugel aus den Modellmessungen auch ein Messung mit einer 6 mm Kugel durchgeführt. Bei den ermittelten Shuntimpedanzen ergaben sich je nach verwendeter Kugel Abweichungen vom Mittelwert $140 \text{ M}\Omega/\text{m}$ die im Bereich von $\pm 17 \text{ M}\Omega/\text{m}$ lagen. Berücksichtigt man einen Fehler von $\pm 0.1 \text{ mm}$ im Fertigungsmaß der Silberperlen und unvermeidbare Abweichungen von der Sphärizität durch die Bohrungen so stimmen die Werte trotzdem gut miteinander überein. Durch ihr größeres Gewicht hing die 6 mm Kugel bei den Messungen im mittleren Bereich des Resonators etwas durch. Die damit verbundene Erhöhung des Feldes durch die Annäherung des Störkörpers an die Driftröhren ist im Vergleich zur Messung mit der 3 mm Kugel deutlich zu sehen.

In den Abbildungen 6.4 und 6.5 sind die Messungen mit der 3 mm Kugel und der 6 mm Kugel am 7-Spalt-Resonator dargestellt. Das Datenblatt der Meßauswertung für den 9-Spaltresonator ist in Abbildung 6.6 zu sehen.

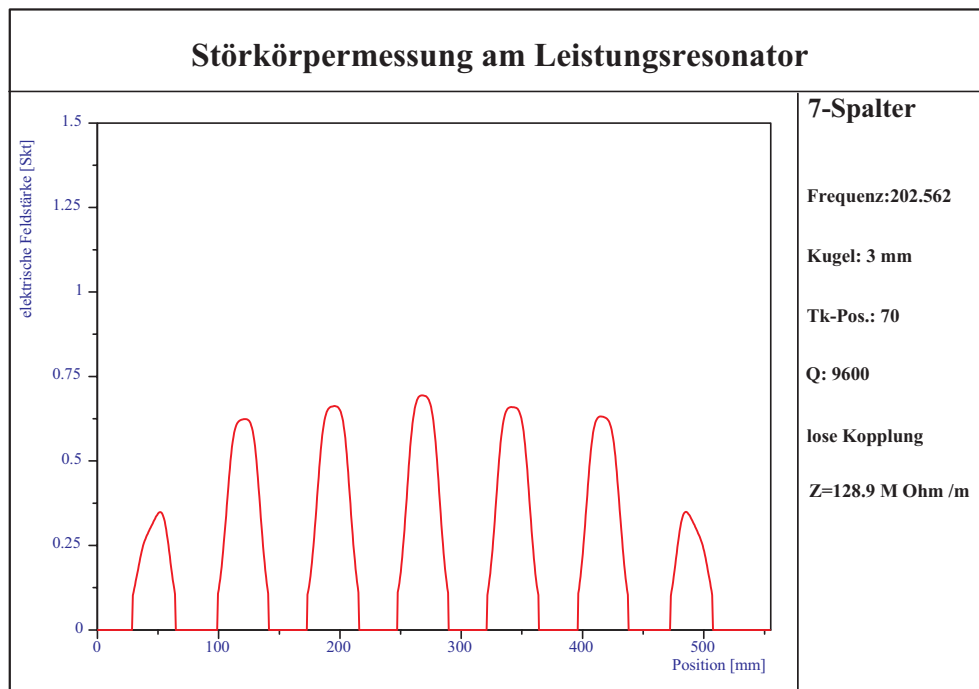


Abbildung 6.4: Störkörpermessung für 7-Spalt-Leistungsresonatoren mit 3 mm Kugel

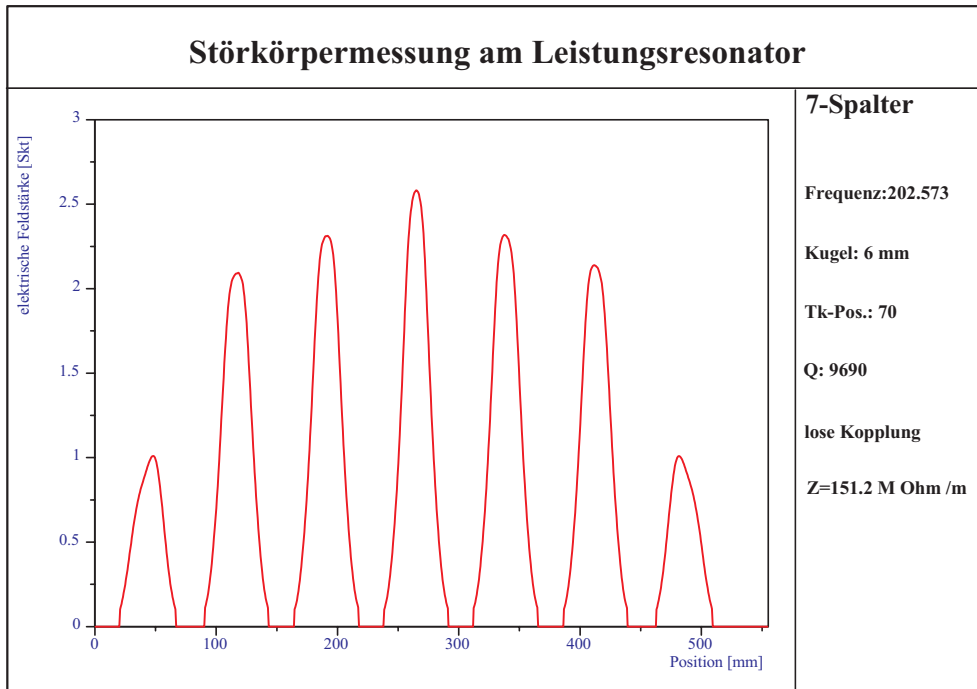


Abbildung 6.5: Störkörpermessung für 7-Spalt-Leistungsresonatoren mit 6 mm Kugel

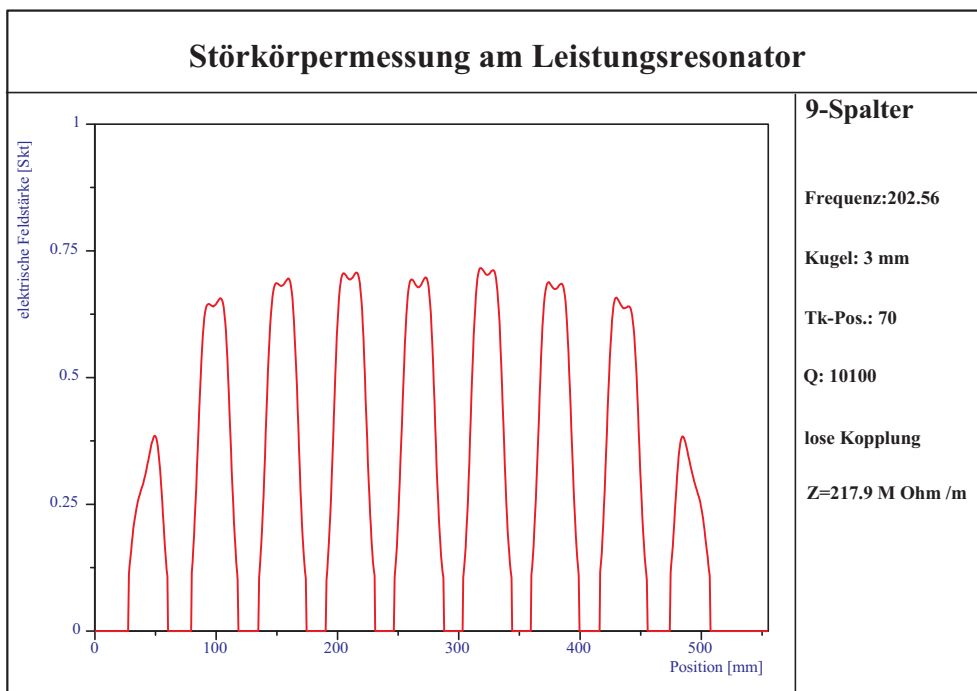


Abbildung 6.6: Störkörpermessung für 9-Spalt-Leistungsresonatoren mit 3 mm Kugel

6.3 Hochleistungsmessungen

Sender

Für den Betrieb der 7-Spalt Resonatoren ist jeweils ein Leistungssender des Typs KB/SVS-202/100-P der Firma Bertronix vorgesehen. Dabei handelt es sich um eine speziell für den Betrieb der IH-Resonatoren (7-Spalt und 9-Spalt) ausgelegte Konstruktion. Die Betriebsfrequenz beträgt entsprechend den Vorgaben 202.56 ± 1 MHz, die Leistung 100 kW bei einem Tastverhältnis von 1:10 und einer maximalen Pulsdauer von 5 ms. Wegen Lieferverzug stand allerdings kein solcher Sender für die ersten Strahltests zur Verfügung. Stattdessen wurde ein vom CERN zur Verfügung gestellter Sender verwendet.

Mit maximal 60 kW Leistung bei einem Tastverhältnis von 1:500 mit einer maximalen Pulsdauer von 1 ms ist dieser erheblich leistungsschwächer und Belastungstests im oberen Leistungsbereich waren nicht möglich. Da der Tandembeschleuniger in Garching im geforderten Energiebereich von 4.15 MeV/u bzw. 5.40 MeV/u mit Ausnahme von ${}^4\text{He}^+$ nur Ionen mit einem $A/q \leq 3.2$ liefert, ist allerdings sowieso eine starke Verringerung der Sender-Leistung nötig um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, mit denen auf die Designwerte von MAFF skaliert werden kann. Unter diesen Umständen war die Leistung im Puls für die durchgeführten Strahltest mehr als ausreichend.

Konditionierung

Zur Vorbereitung der Strahltests mußte der Resonator konditioniert werden. Diese Konditionierung dient dazu, den Resonator spannungsfest zu bekommen. Normalerweise ist es nicht möglich einen neuen Resonator sofort mit hoher Leistung zu betreiben. Durch kleinste Spitzen und Kanten an den Elektrodenoberflächen (Driftröhren), die sich bei der Fertigung und Montage nie ganz vermeiden lassen, ergeben sich auch bei Leistungen, die weit unter dem Kilpatrick-Limit liegen, Spannungsüberschläge. Man konditioniert den Resonator, indem man ihn bei geringer Leistung betreibt, bis durch die Überschläge die Strukturen auf den Driftröhrenoberflächen, die die Spannungsfestigkeit reduziert haben, beseitigt wurden und der Resonator stabil betrieben werden kann. Dann steigert man die Leistung geringfügig und wartet ab, bis sich wieder ein stabiler Betrieb eingestellt. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis man die gewünschte Betriebsleistung erreicht hat.

Um trotz der geringen effektiven Leistung des Sender (maximal 120 W) auch die thermische Belastbarkeit zu testen, wurde dabei auf Kühlung verzichtet. Dennoch war es möglich, den Resonator innerhalb weniger Stunden auf die maximale

Leistung von 60 kW zu bringen und stabil zu betreiben. Auch nach mehrtägigen Betrieb bei 50 kW war außen am Tank bzw. an der Einkoppelschleife keine merkliche Erwärmung feststellbar. Für die Strahltests wurden Tauchkolben, Tankwand, Driftröhrensockel und Einkoppelschleife an die Wasserkühlung angeschlossen. Dadurch konnte das Temperaturverhalten stabilisiert werden und ein Wechsel zwischen verschiedenen Leistungen war schnell möglich, ohne lange Wartezeiten, bis sich im Resonator ein thermisches Gleichgewicht eingestellt, in Kauf nehmen zu müssen.

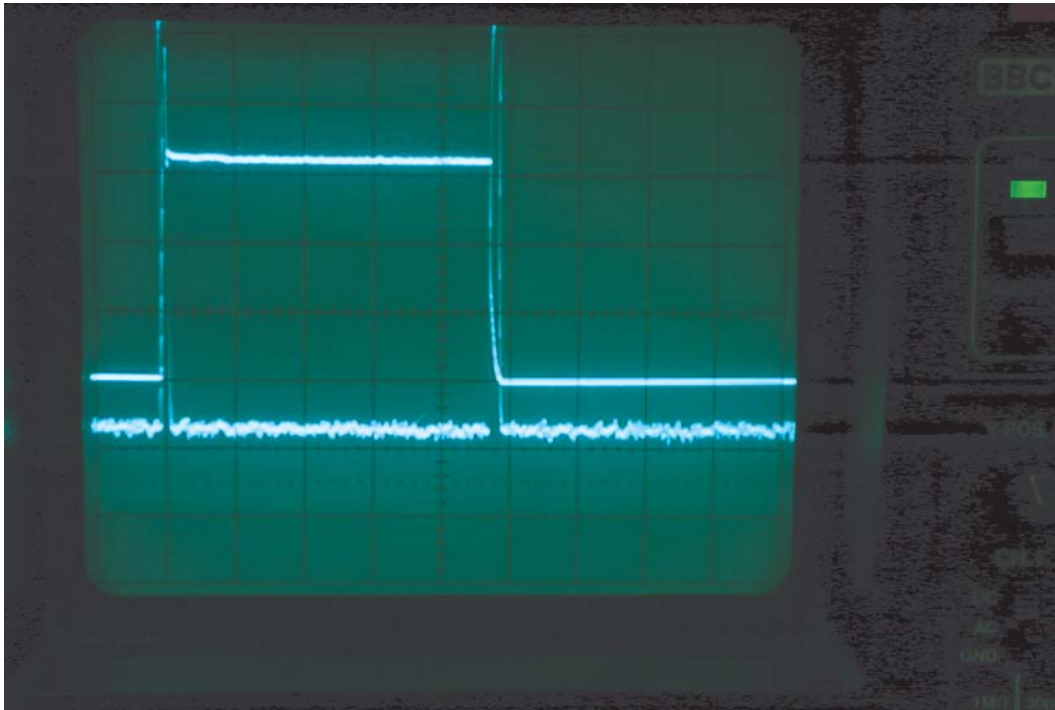


Abbildung 6.7: Photo des Senderoszilloskops

Auf diesem Photo ist die Anzeige beim 12 kW Betrieb zusehen. Die Signale stammen aus dem senderinternen Bidirektionalkoppler zwischen Topfkreis und Leitungskabel. Die obere Kurve stellt das vorlaufende Signal dar. Die Anzeige von 1.6 V (Einstellung 0.5 V/SkT) entspricht einer Senderausgangsleistung von 12 kW innerhalb des Pulses. Die untere Kurve stellt das rücklaufende Signal dar. Obwohl hier die Empfindlichkeit auf die maximal mögliche Einstellung des Oszilloskops gesetzt wurde (5 mV/SkT), kann das Signal zwischen den Ein- und Ausschwingpeaks nicht gegen den Hintergrund aufgelöst werden. Die Einkopplung ist damit optimal angepaßt. Eine gegebenenfalls noch vorhandene geringe Reflexion kann bereits durch die Dämpfung der Senderleitung abgefangen werden.

Ausschwingpeaks nicht gegen den Hintergrund aufgelöst werden. Die Einkopplung ist damit optimal angepaßt. Eine gegebenenfalls noch vorhandene geringe Reflexion kann bereits durch die Dämpfung der Senderleitung abgefangen werden.

Die Einkopplung der Hochfrequenz wird bei IH-Resonatoren induktiv über eine Einkoppelschleife, deren Magnetfeld an den Resonator ankoppelt, vorgenommen.

Abbildung 6.7 zeigt eine Aufnahme des Senderoszilloskops. Oben ist das Signal der eingekoppelten Leistung dargestellt, darunter die reflektierte Leistung. Die Peaks am Anfang und am Ende der reflektierten Leistung sind Spitzen, die sich daraus ergeben, daß der Resonator beim Ein- bzw. Ausschwingvorgang fehlangepaßt ist.

Um möglichst viel Leistung in den Resonator einzukoppeln und um Schäden am Sender zu vermeiden, versucht man durch optimales Ausrichten der Einkoppelschleife kritische Kopplung zu erhalten und damit die Reflexion zu minimieren. Dazu wurde mit einem Meßsender, einem Oszilloskop und einem Vektorvoltmeter die Position bestimmt, in der die Leiterschleife einen realen 50Ω Abschluß bildet. Das Optimum der Anpassung liegt dann vor, wenn das Verhältnis Rücklauf/Vorlauf bei der Resonanzfrequenz in ein Minimum läuft. Bei einem Winkel der Einkoppelschleife von 52° konnte die kritische Kopplung ($K = 1$) erreicht werden. Dies entspricht einem Kopplungsfaktor K_{max} von 2.6.

Zur weiteren Optimierung ist auch nötig die effektive Leitungslänge zwischen Sender und Resonator an die Wellenlänge λ anzupassen. Die Leitungslänge ist insofern ein kritischer Parameter, als beim Ein- und Ausschwingen die Einkoppelschleife einen Kurzschluß darstellt. Ist die Leitungslänge in der Nähe von $n\lambda/4$ und n ungerade so entspricht dies beim Zusammenbruch der Felder einer hochohmigen fehlangepaßten Last, die im Topfkreis des Senders unkontrollierte Schwingungen hervorruft, was wiederum Stromüberhöhungen und Spannungsdurchschläge in der Endstufenröhre verursachen kann. Der für den Hochleistungsbetrieb ideale Fall liegt bei einer effektiven Leitungslänge von $n\lambda/2$ vor. In Ermangelung einer Posaune wurde die HF-Leitung entsprechend den vorhandenen Leitungsstücken in 5 bis 10 cm Schritten bei geringer Leistung mechanisch variiert, bis ein minimaler Rücklauf beim Ein- und Ausschwingen eingestellt werden konnte.

Strahltests

Zur Aufnahme von Impulsspektren wurde am -25° Strahlrohr des Maier-Leibnitz-Labors eine Test-Strahllinie aufgebaut. Das Schema des Meßaufbaus ist in Abbildung 6.9 dargestellt.

Die erste Strahlmessungen wurden mit einem $^{16}\text{O}^{5+}$ Strahl durchgeführt. Damit konnte eine Einschußenergie der Teilchen von 4.15 MeV/u erzielt werden (Dies entspricht dem strahldynamisch ungünstigsten Fall des geplanten Betrieb). Es wurden sowohl Impulsspektren für DC-Strahlen als auch für gepulste Strahlen aufgenommen. Der Ionenstrahl tritt in den Resonator ein und erfährt beim DC-Strahl eine Impulsmodulation entsprechend den Simulationen, die in der Abbildung 4.17 dargestellt werden. Bei den gepulsten Strahltests werden die Io-



Abbildung 6.8: Der Leistungsresonator in der Test-Strahllinie

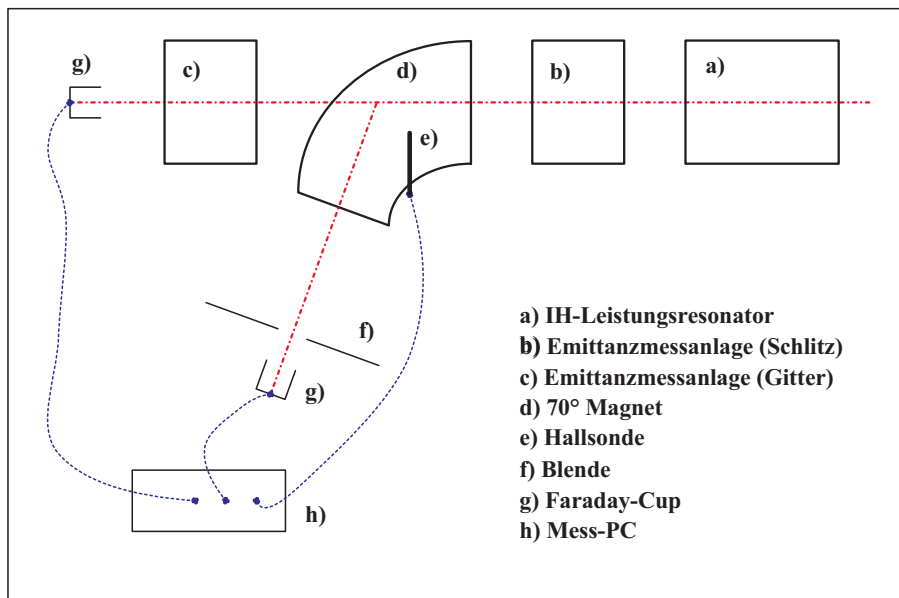


Abbildung 6.9: Schematischer Aufbau der Strahltests

Der Ionenstrahl erfährt im Resonator eine Impulsmodulation (DC) bzw. wird beim gepulsten Strahl je nach Phasenlage der Teilchenpakete beschleunigt oder abgebremst. Die Impulsänderungen werden durch Variation des Magnetfeldes eines 70°-Magnetens ermittelt.

nen entsprechend der Einschubphase beschleunigt bzw. abgebremst. Durch den Schlitzblendenabschnitt der Emittanzmeßanlage wird der resultierende Strahl zur Impulsanalyse in einen Magneten (70° , $r=1.2\text{m}$, 1.5 T) eingeschossen. Nach Durchlaufen des 70° -Magneten wird der Strahl durch eine einstellbare Blende begrenzt, bevor er zur Intensitätsmessung auf einen Faraday-Cup trifft. Wird nun das Magnetfeld variiert, erhält man die Intensitätsverteilung (Cupstrom) als Funktion des Magnetfeldes. Dies entspricht der Impulsverteilung. Das Magnetfeld wurde dabei mit einer Hallsonde gemessen. Der Cupstrom wurde mit einem Piko-Ampermeter aufgenommen. Die Daten der Hallsonde und des Piko-Amperometers wurden von einem Meß-PC erfaßt und ausgewertet.

Durch das geringe Tastverhältnis des CERN-Senders von 0.2% (maximal 1 ms Puls bei maximal 2 Hz), lagen die Intensitäten der zu erfassenden Maxima des beschleunigten bzw. abgebremsten Strahls anfangs um einen Faktor von ca. 5000 unter denen des Hauptpeaks, der aus dem unbeschleunigten Strahl resultierte. Da der Niederenergie-Chopper des Tandembeschleunigers nicht mit der geringen Puls-Repetitionsfrequenz des CERN-Senders betrieben werden konnte, war es nicht möglich, wie bei vergleichbaren Messungen [Gr1, Po1] mit dem Chopper den Anteil des unbeschleunigten Strahls im Spektrum zu reduzieren. Dieser Mißstand konnte schließlich durch die Verwendung von Ablenkspulenspulen, die mit den Pulsen des IH-Resonators synchronisiert waren, weitestgehend kompensiert werden. Mit diesen Spulen wurde der größte Teil des Strahls, der außerhalb des Zeitfenster des Senderpulses lag, aus der Strahllinie abgelenkt. Der am IH-7-Spalt-Resonator ankommende Ionenstrahl entsprach innerhalb dieses Makropulses von einer 1 ms einem DC-Strahl, der dann von der Resonatorstruktur übermoduliert wurde.

Ebenso war es möglich innerhalb des Makropulses mit Hilfe eines Hochenergie-Choppers in Verbindung mit einem Re-Buncher eine Mikropulsung zu erhalten, mit der phasengenau kurze Pulse in den Resonator eingeschossen werden konnten.

Mit dem Niederenergie-Chopper und dem Niederenergie-Buncher wurde der Tandemstrahl zuerst so moduliert, daß alle 200 ns ein Puls über den Hochenergie-Chopper an den Re-Buncher (Hochenergie-Buncher) geschickt wurde. Diese Pulse enthielten noch ca. 70% des ursprünglichen Strahls. Mit dem Hochenergie-Buncher wurden diese Pulse nochmals zusammengeschoben, sodaß die resultierende Länge der Teilchenpakete nur noch wenige Grad der Hochfrequenzphase des IH-7-Spaltresonators entsprach. Da die Resonanzfrequenz des Hochenergie-Buncher knapp unter 100 MHz lag und nur in geringen Maße varierbar war, konnte dieser nicht mit der ganzen bzw. halben Resonatorfrequenz betrieben werden. Stattdessen wurde der Buncher auf eine Frequenz von 91.152 MHz oder $9/20$ der Resonatorfrequenz eingestellt, was innerhalb des verfügbaren Frequenzbereichs den kleinsten gemeinsamen Nenner der Frequenzen bildete. Daher befand sich nur in jedem $40.$ Bucket des Resonatorpulses ein Ionenpaket. Das Schema

der Pulsung ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Der Hochenergie-Chopper, der Hochenergie-Buncher und der IH-Resonator wurden mit drei über den 10 MHz-Standard verbundene Meßsender synchronisiert. Die Niederleistungskomponenten wurden über eine Frequenzhalbierung vom Hochenergie-Chopper angesteuert. Zwischen Ansteuerung und Leistungssender beim Hochenergie-Buncher und IH-Resonator waren Phasenschieber zum Einstellen der Einschubphase in den Resonator eingesetzt.

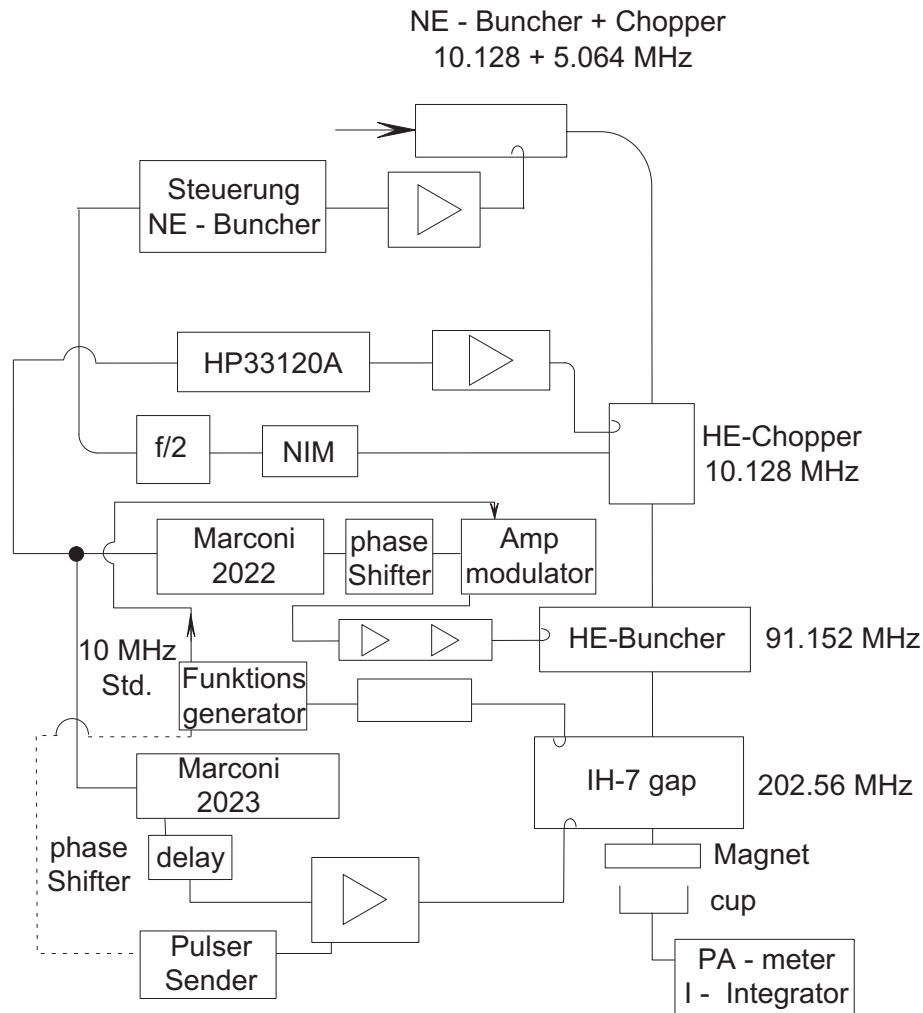


Abbildung 6.10: Schematischer Aufbau der Strahlpulsung

Die Zeit, die die Ablenkspulen benötigten, um ein genügend starkes Feld aufzubauen, mit dem der Strahl vollständig ausgetastet werden konnte, lag im Bereich $200 \mu\text{s}$. Durch dieses Zeitverhalten der Spulen war es nicht möglich, den ungeladenen bzw. ungebunchten Strahlanteil völlig zu unterdrücken. Dies erwies sich aber als nützlich zur Eichung der Spektren und beeinflusste die Messung anson-

sten nicht weiter, da die beschleunigten Peaks weit genug von der Einschubenergie entfernt lagen und durch die hohe Energieschärfe des Tandemstrahls alle Peaks durch ihre geringe Breite problemlos gegen den Hauptpeak abgegrenzt werden konnten. Die trotz der genannten hohen Energieschärfe des Tandemstrahls vergleichsweise schlechte Auflösung der Messungen war in erster Linie durch die Auflösung der Magnetnetzteil-Ansteuerung und Stabilität des Magnetfeldes bedingt. Hier wurden Schwankungen festgestellt, die nur teilweise durch ein Erfassen des Magnetfeldes durch eine Hallsonde anstelle der Erfassung des Magnetstroms ausgeglichen werden konnten. Dadurch wurden alle Peaks verbreitert. Dies konnte dadurch verifiziert werden, daß sich ein Einfahren der Schlitzblende (Schlitzbreite 0.2 mm) der Emittanzmeßanlage bzw. eine Variation der Blende vor dem Faraday-Cup (kleinste Einstellung 1 mm) sich nur auf die Intensitäten aber nicht auf die Peakbreiten auswirkte.

Im DC-Betrieb wurde im Bereich von 7 kW bis 20 kW Senderleistung im Puls eine Serie von Impulsspektren aufgenommen. Diese sind in den Abbildungen 6.11 bis 6.15 dargestellt. In diesen Abbildungen sind zum besseren Vergleich mit den Darstellungen aus der Simulation die aufgenommenen Magnetfeldstärken bereits in Energiewerte umgerechnet worden.

Dadurch, daß die an der Test-Strahllinie benutzten Ionen ein $A/q = 16/5 = 3.2$ besaßen, wurde die Senderleistung für gleiche Beschleunigungen wie bei der Designvorgabe von $A/q = 6.3$ um den Faktor 3.9 reduziert. Um die geforderte Maximalbeschleunigung auf eine Energie von 4,46 MeV/u zu erhalten, muß der $^{16}\text{O}^{5+}$ Strahl auf 71.4 MeV beschleunigt werden können. Aus Abbildung 6.15 geht hervor, daß dieses Ziel bereits mit 20 kW annähernd erreicht wurde. Daher kann man davon ausgehen, daß selbst ohne jede weitere Optimierung der bestehenden IH-7-Spaltstruktur ca. 80 kW maximaler Senderleistung ausreichen um den Resonator bei MAFF betreiben zu können, sofern sich bei höheren Leistungen die Shuntimpedanz nicht erheblich verschlechtert.

Bei den Messungen im gepulsten Betrieb konnte durch Verschieben der Ansteuerphase zwischen den synchron betriebenen IH-Sender und Buncher-Sender die Einschubphasen der Pulse variiert werden. Damit war es möglich, die Abhängigkeit der Beschleunigung von der Einschubphase zu demonstrieren.

Abbildung 6.16 zeigt das Energiespektrum bei 15 kW Senderleistung bei verschiedenen Einschubphasen. In Teil a) resultiert aus der Phasenverschiebung am Buncher eine Phase des Ionpakets, die 0° zum Synchronteilchen im mittleren Spalt entspricht. In diesem Fall erhält man maximale Beschleunigung. Analog ist in Abbildung 6.16 Teil b) das Spektrum zu sehen, daß sich bei einer Phasenverschiebung um weitere 180° ergibt. Hier wird maximal abgebremst.

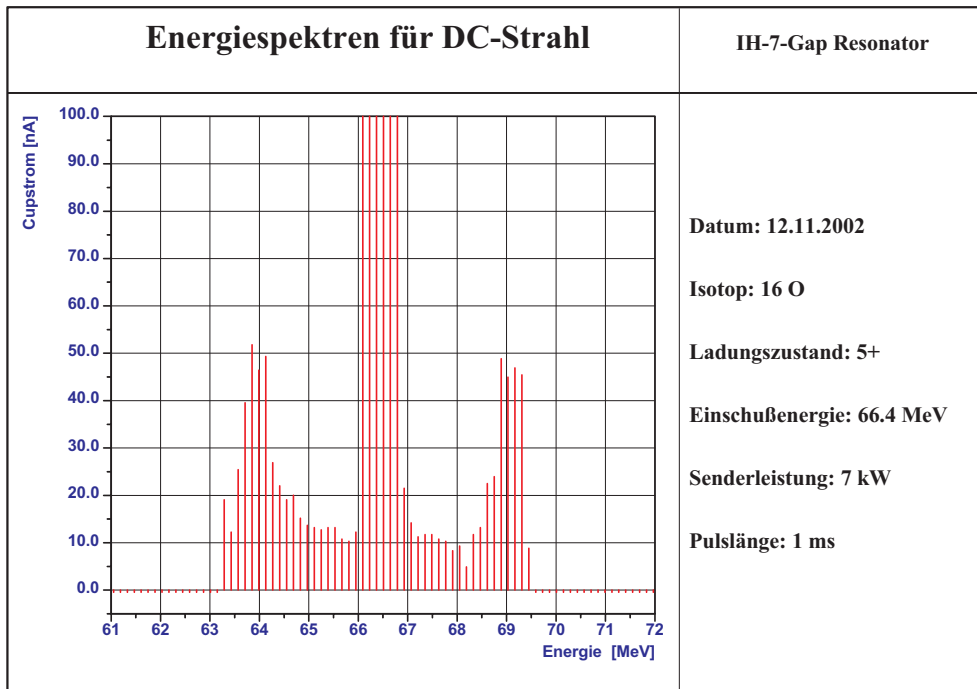


Abbildung 6.11: Modulierter DC-Strahl bei 7 kW

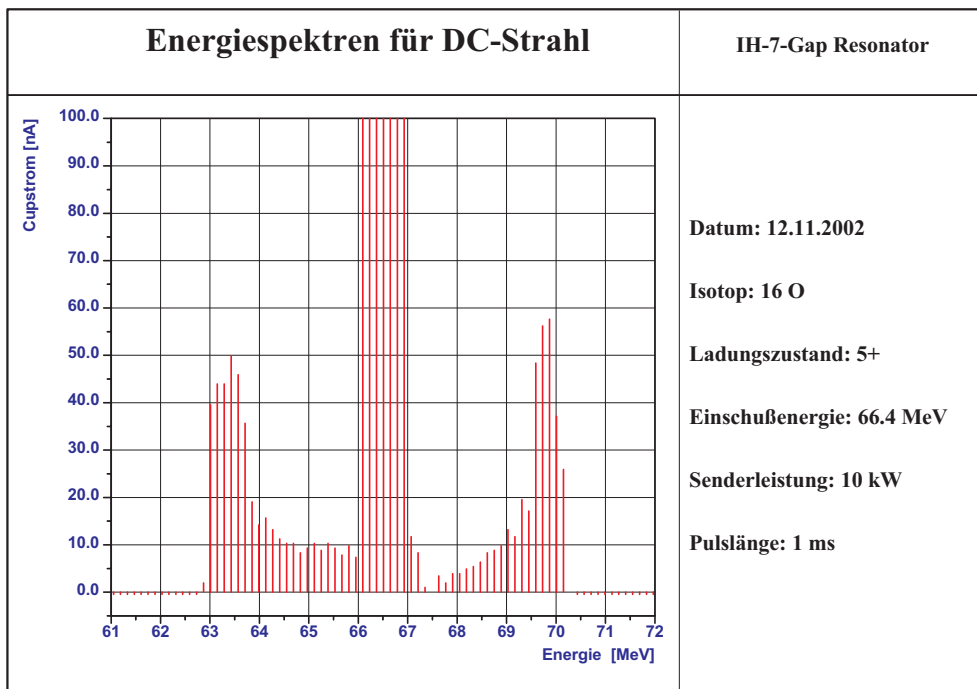


Abbildung 6.12: Modulierter DC-Strahl bei 10 kW

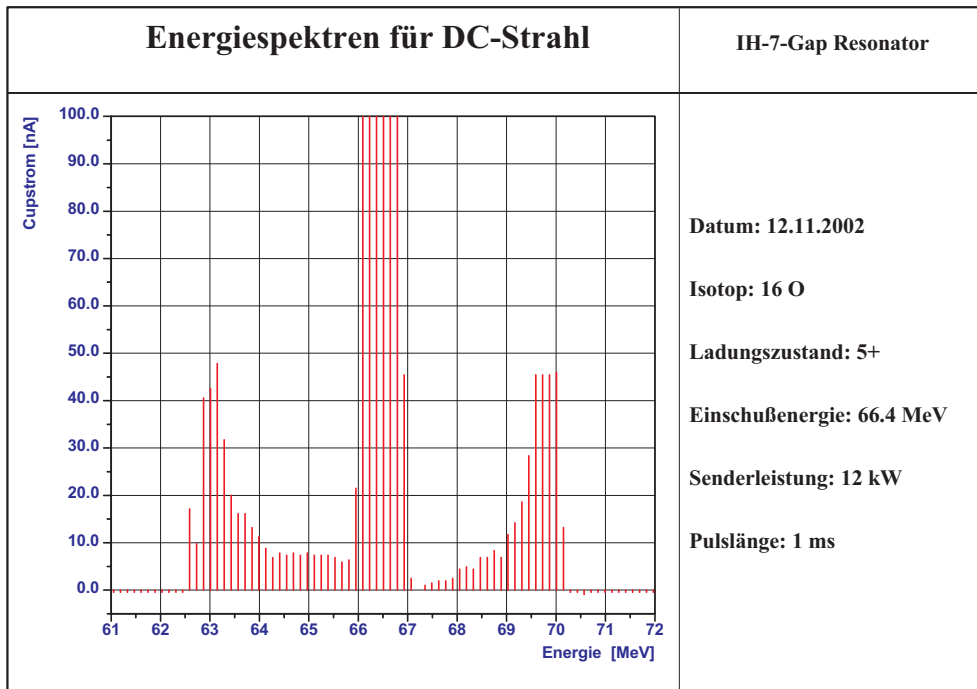


Abbildung 6.13: Modulierter DC-Strahl bei 12 kW

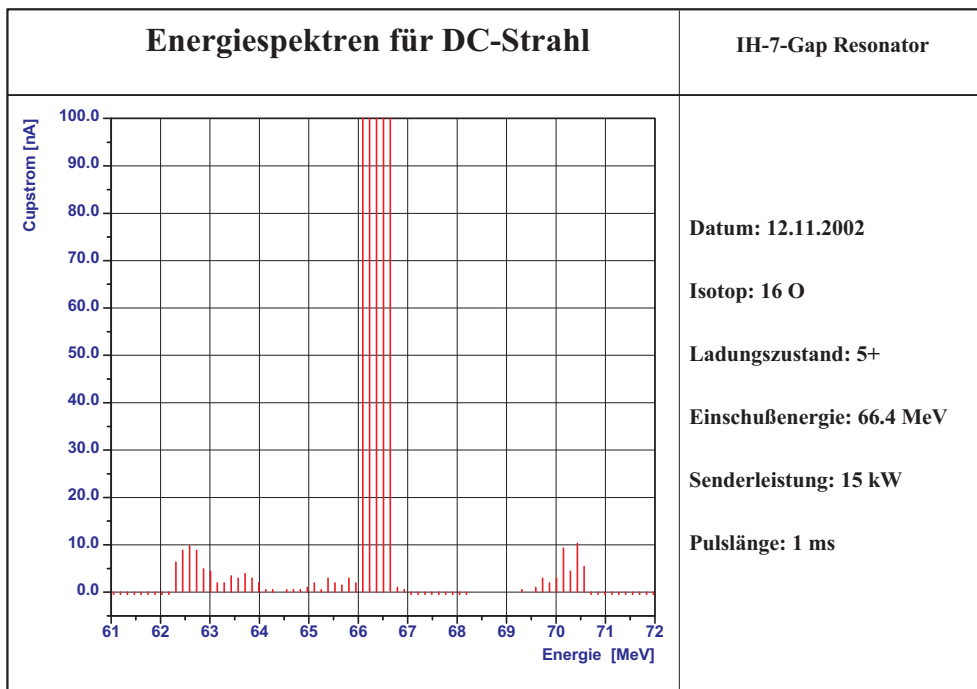


Abbildung 6.14: Modulierter DC-Strahl bei 15 kW

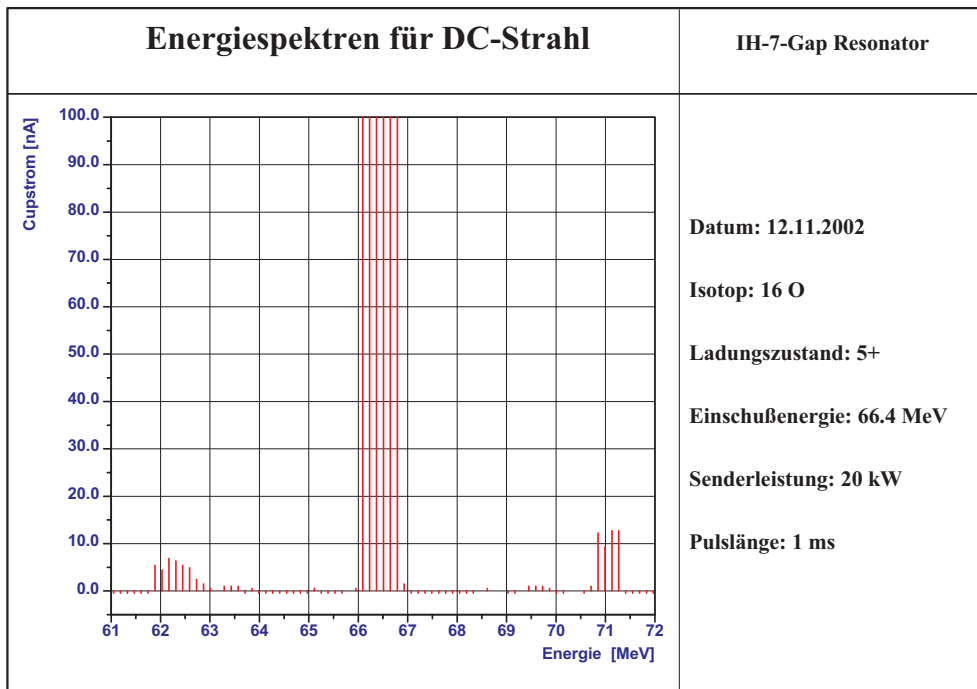
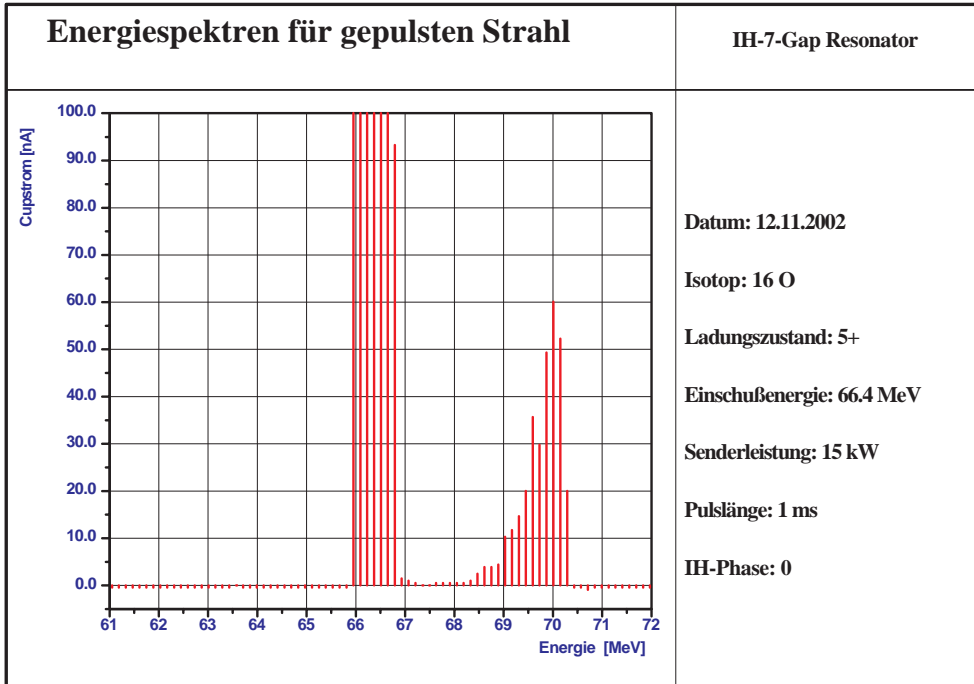
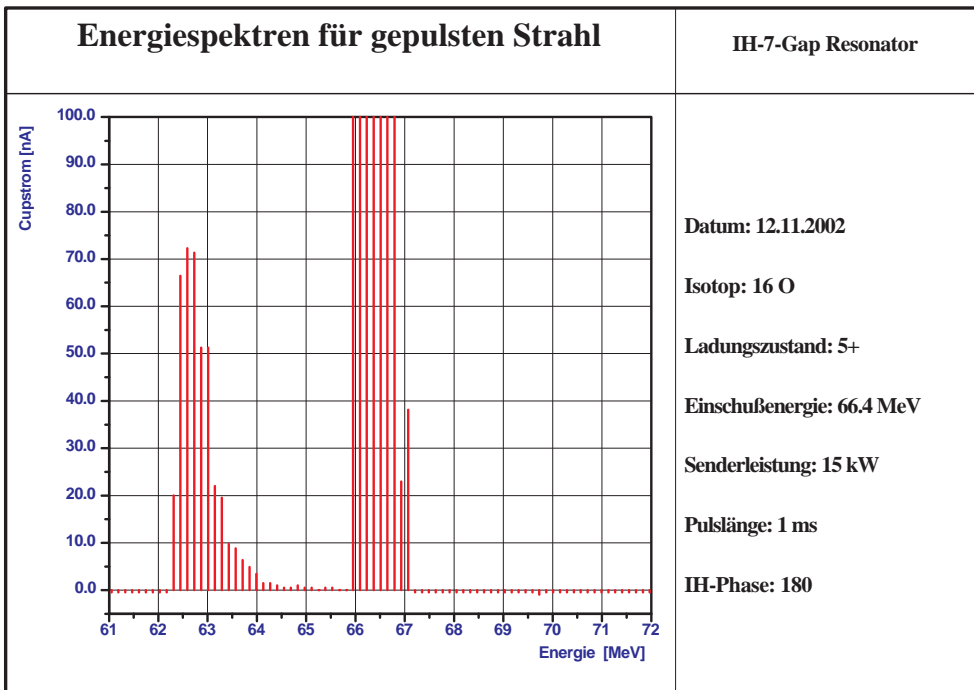


Abbildung 6.15: Modulierter DC-Strahl bei 20 kW



a) Beschleunigen



b) Abbremsen

Abbildung 6.16: Beschleunigen und Abbremsen bei 15 kW

Aus den gemessenen Spektren läßt sich der Energiegewinn der Teilchen im Resonator bestimmen. Der maximale Energiegewinn ΔE_{max} kann durch

$$\Delta E_{max} = E_0 \cdot \left(\frac{E_{max}}{E_0} - 1 \right) \quad (6.2)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist E_0 die Einschußenergie des Strahls und E_{max} die Energie der maximal beschleunigten Teilchen. Durch die Verwendung eines Dipolmagneten gilt:

$$\Delta E_{max} = E_0 \cdot \left(\frac{B_{max}^2}{B_0^2} - 1 \right) \quad (6.3)$$

B_{max} und B_0 sind die Magnetfelder bei denen die maximal beschleunigten Teilchen bzw. der Eingangsstrahl auf die Faraday-Tasse abgelenkt werden. Mit Gleichung 6.3 ergibt sich für die Resonatorspannung U_0 :

$$U_0 = \frac{E_0}{T \cdot q} \left(\frac{B_{max}^2}{B_0^2} - 1 \right) \quad (6.4)$$

Mit Formel 3.2 folgt für die Shuntimpedanz:

$$Z = \frac{E_0^2}{T^2 \cdot q^2 \cdot P \cdot l} \left(\frac{B_{max}^2}{B_0^2} - 1 \right)^2 \quad (6.5)$$

Die Berechnung aus den maximal abgebremsten Teilchen erfolgt analog:

$$Z = \frac{E_0^2}{T^2 \cdot q^2 \cdot P \cdot l} \left(1 - \frac{B_{min}^2}{B_0^2} \right)^2 \quad (6.6)$$

Da der Laufzeitfaktor T bei dem IH-7-Spalt-Resonator, wie bereits in Abschnitt 4.2 dargelegt nicht konstant ist, sondern wegen der leistungsabhängigen Phasenverschiebung sowohl insgesamt mit der Leistung, als auch zwischen den Spalten variiert, ist es sinnvoller sich auf die effektiven Resonatorspannungen bzw. Shuntimpedanzen zu beschränken. Mit LINAC läßt sich T zwar grundsätzlich berechnen, aber durch die Abweichungen, die sich aus der Annahme einer idealisierten Spaltspannungsverteilung ergeben, erscheint die Genauigkeit der Werte nicht hinreichend, um mehr als qualitative Aussagen zu treffen.

Mit

$$Z_{eff} = \frac{E_0^2}{q^2 \cdot P \cdot l} \left(\frac{B_{max}^2}{B_0^2} - 1 \right)^2 \quad \text{bzw.} \quad Z_{eff} = \frac{E_0^2}{q^2 \cdot P \cdot l} \left(1 - \frac{B_{min}^2}{B_0^2} \right)^2 \quad (6.7)$$

ergeben sich für die verschiedenen Senderleistungen die in den Abbildungen 6.17 und 6.18 dargestellten Verläufe. In Abbildung 6.19 ist die aus den beiden Shuntimpedanzverläufen, unter Berücksichtigung der mit LINAC berechneten Laufzeitfaktoren, gemittelte Kurve gezeigt.

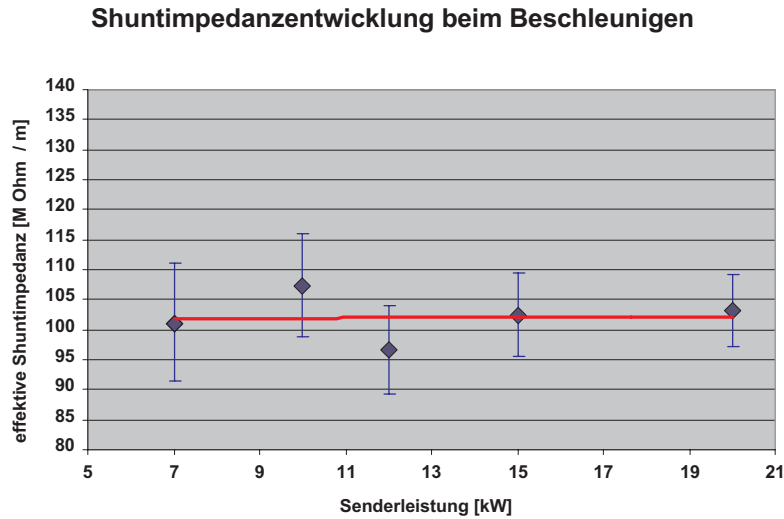


Abbildung 6.17: Abhängigkeit der effektiven Shuntimpedanz von der Senderleistung

Die Werte wurden aus der Position der maximal beschleunigten Teilchen in den Spektren ermittelt. Die eingetragenen Fehlerbereiche ergeben sich aus der Ablesegenauigkeit der Feldstärke des Analyse magneten.

Bei den ermittelten effektiven Shuntimpedanzen ist ein deutlicher Unterschied zwischen beiden Kurvenverläufen festzustellen. Während für die Beschleunigung bei einer Einschußenergie von 4.15 MeV/u die effektive Shuntimpedanz mit zu-

Shuntimpedanzentwicklung beim Abbremsen

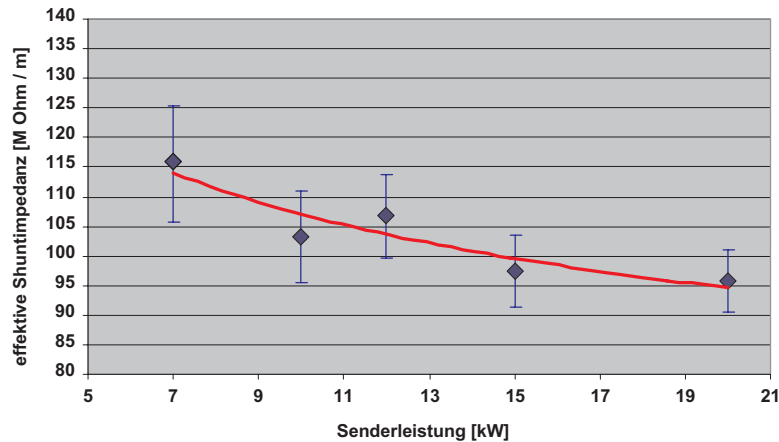


Abbildung 6.18: Abhängigkeit der effektiven Shuntimpedanz von der Senderleistung
 Die Werte wurden aus der Position der maximal abgebremsten Teilchen in den Spektren ermittelt. Die eingetragenen Fehlerbereiche ergeben sich aus der Ablesegenauigkeit der Feldstärke des Analyse magneten.

nehmender Senderleistung näherungsweise konstant verläuft, fällt sie beim Abbremsen stark ab.

Da sich beim Beschleunigen von der niedrigeren Einschußenergie in Richtung auf die mittlere Sollgeschwindigkeit von $\beta = 0.10$ der Wert von T deutlich erhöhen muß, kann man aus einer konstanten effektiven Shuntimpedanz schließen, daß die Resonatorgesamtspannung U_0 und damit auch die absolute Shuntimpedanz absinkt.

Der umgekehrte Effekt liegt bei dem starken Abfall der effektiven Shuntimpedanz beim Abbremsen vor. Durch die immer schlechtere Anpassung des Geschwindigkeitsprofils des Strahls zu der des Resonators und der damit verbundene Phasenverschiebung, wird T immer kleiner und verstärkt die Wirkung die sich sowie so aus einem leistungsabhängigen Abfall der absoluten Shuntimpedanz ergeben würde.

Aus LINAC-Rechnungen erhält man bei Variation der Resonatorgesamtspannung im Bereich von 0.25 MV bis 1.5 MV Änderungen von T^2 zwischen 0.85 und 0.78 (Abbremsen) bzw. zwischen 0.81 und 0.87 (Beschleunigen). Auch wenn LINAC bei der Simulation nicht die tatsächliche sondern nur die idealisierte Spaltspannungsverteilung berücksichtigt und sich daraus geringe Abweichungen in den Endenergien ergeben, so kann man doch abschätzen in welcher Größenordnung sich die Veränderungen von T^2 auswirken.

Es ergibt sich erwartungsgemäß ein leistungsabhängiger Abfall von U_0 , der bereits in Abschnitt 3.5 angesprochen wurde. Dieser ist aber wesentlich höher als durch Vergleiche mit anderen Resonatoren [Po1] abgeschätzt wurde.

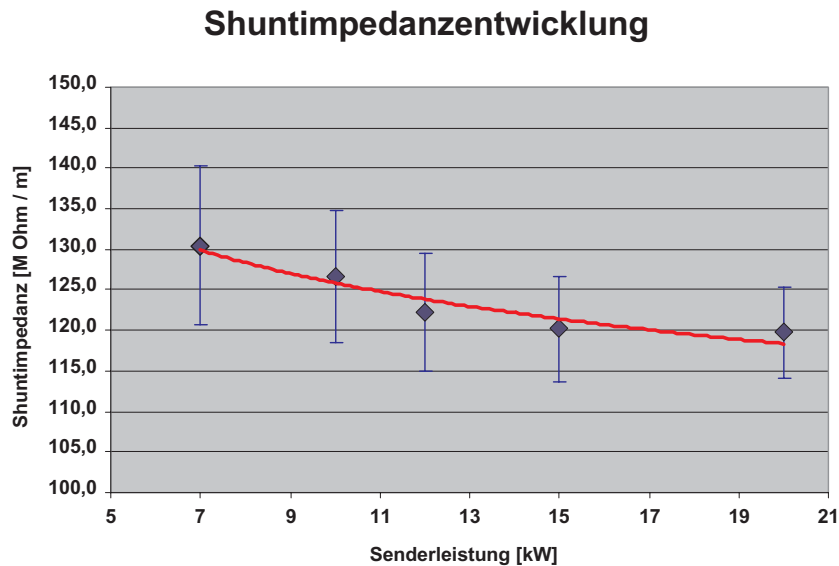


Abbildung 6.19: Abhängigkeit der gemittelten absoluten Shuntimpedanz von der Senderleistung

Der dargestellte Verlauf ergibt sich aus Mittelung der Kurven in Abbildung 6.17 und 6.18. Aus den LINAC-Rechnungen ergibt sich hier ein mittleres T^2 zwischen 0.829 und 0.832 für alle Leistungen. Die eingetragenen Fehlerbereiche ergeben sich aus der Ablesegenauigkeit der Feldstärke des Analyse magneten.

Vergleicht man die mittleren absoluten Shuntimpedanzen aus Abbildung 6.19 für niedrige Leistung mit den Werte, die sich bei den Niederleistungsmessungen mit der Störkörpermethode ergeben haben, erkennt man im Rahmen der Fehlerabschätzung eine gute Übereinstimmung (130 M Ω /m bzw. 140 M Ω /m). Damit werden diese Messungen trotz der Schwankungen, die bei Verwendung verschiedener Störkörper auftraten, und den genannten Unsicherheiten, die aus der Änderung der Laufzeitfaktoren resultieren, insgesamt bestätigt.

Ein wichtiger Aspekt ist die Frage, wie stark der festgestellte Leistungsabfall tatsächlich ist und vor allem wie sich der Verlauf der Kurve zu höheren Leistungen hin entwickelt.

Würde der Abfall der absoluten Shuntimpedanz mit zunehmender Senderleistung zu groß werden, wäre bei einer angestrebten Senderleistung von ca. 80 kW und einer maximal möglichen Leistung des Sender von 100 kW die Beschleunigungsleistung des Resonators nicht ausreichend, um die Designvorgaben zu erfüllen.

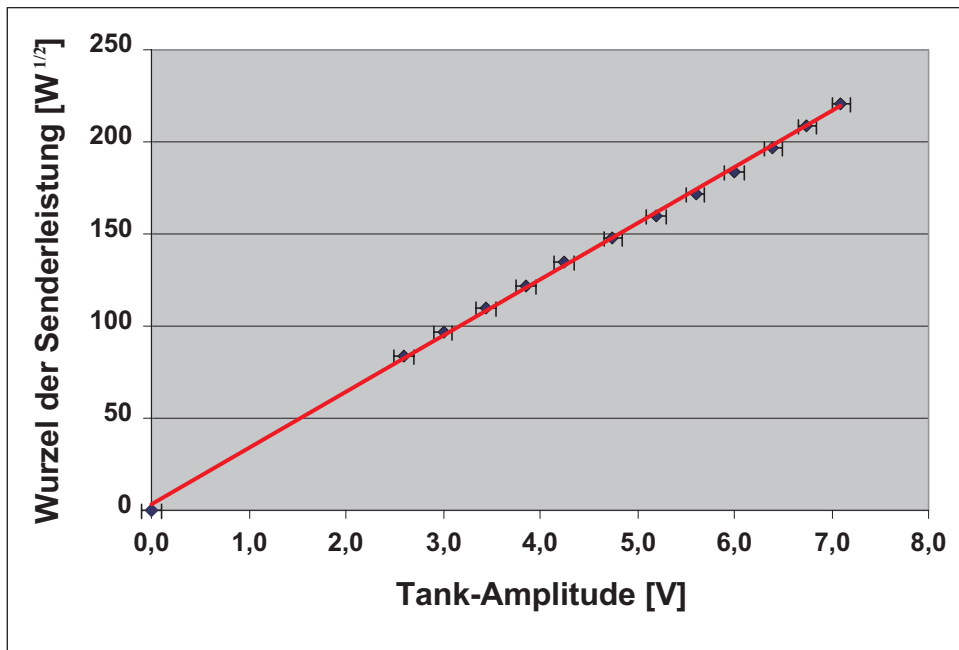


Abbildung 6.20: Tank-Amplitude in Relation zur Wurzel der Senderleistung

Um unabhängig von den Spektren zu überprüfen, ob und wie sich die Shuntimpedanz entwickelt, wurde im Bereich zwischen 7 kW und 50 kW an einem Pickup die Amplitude der Resonatorspannung aufgenommen und mit der Wurzel der Senderleistung verglichen (siehe Abbildung 6.20). Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Daraus folgt unmittelbar nach Formel 3.1, daß im untersuchten Bereich keine signifikante Änderung der Shuntimpedanz festzustellen ist. Extrapoliert man aber die erhaltene Gerade zu niedrigen Leistungen, so sieht man, daß sie durch den Nullpunkt verläuft. Dies steht auf den ersten Blick im Widerspruch zu den Ergebnissen der Strahltests, da daraus folgt, daß entweder gar kein Abfall der Shuntimpedanz vorliegt bzw. nur ein sehr viel kleinerer als der, der sich aus der Auswertung der Spektren errechnet.

Die erhaltenen Daten können nur dann miteinander vereinbart werden, wenn man einen Effekt postuliert, der sich bei hohen Senderleistungen negativ auf die Spaltspannungsverteilung und damit auf die effektive Beschleunigung auswirkt, aber die Resonatoreigenschaften des Tanks insgesamt nur in einem geringeren Maße beeinflusst. Gleichzeitig darf sich dieser Effekt bei niedrigen Leistungen nicht signifikant bemerkbar machen.

Eine naheliegende Erklärung folgt aus der Tatsache, daß für die ersten Strahltests die Oberflächen der Driftröhrenhaltereinheiten noch nicht hinsichtlich optimaler Kontaktierung bearbeitet wurden. Die Driftröhrenhalter werden auf den Sockelschienen nur verschraubt, damit stellen die Kontaktflächen zwischen Driftröhren-

halter und Sockelschiene den Ort mit den potentiell höchsten Wirkwiderständen dar. Sollte ein Halter aufgrund von Bearbeitungsspuren oder unzureichender Paßung nur an einzelnen Punkten Kontakt zur Schiene haben, sind genau die beobachteten Effekte zu erwarten:

Solange bei geringer Senderleistung nur kleine Ströme fließen, wie dies bei den Niederleistungsmessungen bzw. den Strahltests im unteren Leistungsbereich der Fall ist, kann der Strom ohne Probleme auch über eine kleine punktuelle Kontaktfläche fließen. Bei höheren Strömen kommt es aber an den Orten schlechter Kontaktierung lokal zu signifikanten Erwärmungen, die den Wirkwiderstand weiter erhöhen und damit die Kontaktierung noch weiter verschlechtern. Dies kann dazu führen, daß sich bei höheren Leistungen ein oder mehrere Driftröhren nicht in dem Maße aufladen, wie dies theoretisch zu erwarten wäre. Die Auswirkung auf das effektive Beschleunigungs- bzw. Abbremsvermögen des Resonators macht sich auch bei einer geringen Abweichung von der zugrundegelegten Spaltspannungsverteilung deutlich bemerkbar.

Andererseits sollte sich eine solche lokale Änderung der Spaltspannungsverteilung nur in einem geringen Maße auf die Linearität in der Beziehung zwischen Pickupspannung und der Wurzel der Senderleistung auswirken, da die Pickupspannung proportional zum gesamten elektromagnetischen Feld des Resonators ist.

Die genannten Probleme durch die Kontaktierung sollten nicht mehr auftreten, wenn die Driftröhren und die Halter fertig bearbeitet wurden. Um sicherzustellen, daß sich kleinere Kratzer und Abweichungen von der Planheit bei den Schienen und den Haltersockeln nicht negativ auswirken, empfiehlt es sich die Kontaktflächen an den Haltern zu versilbern bzw. eine dünne Silberfolie zwischen Halter und Schiene einzulegen. Durch die hohe Duktilität des Silber werden dann alle noch vorhandenen Unebenheiten beim Verquetschen ausgeglichen und es kann sowohl in termischer als auch in elektrischer Hinsicht eine hervorragende Kontaktierung erreicht werden. Anstelle von Silber kommt auch Indium als Material in Frage.

Kapitel 7

Ausblick

7.1 7-Spalt-Resonator

Durch die Strahltests konnte gezeigt werden, daß die gemessenen Leistungsdaten des Resonator sehr gut mit den Simulationsergebnissen übereinstimmen und selbst ohne weitere Optimierung bei den durchgeführten Tests die Designvorgaben übererfüllt wurden. Die Abweichungen im Bereich Shuntimpedanz und Güte liegen im Rahmen dessen, was aufgrund der Erfahrungen bei der Entwicklung anderer Resonatoren erwartet wurde.

Da die Driftröhren- und Haltereinheiten bisher noch nicht hochglanzverkupfert sind und auch weitere Verbesserungen bei der Kontaktierung möglich sind, kann in der Zukunft durch Optimierung dieser Punkte noch mit einer Steigerung der Güte im Vergleich zum bestehenden System gerechnet werden. Dies ist nicht nur in Hinblick auf weitere Leistungssteigerungen wichtig, sondern auch zum Ausgleich eines möglichen Abfalls der Shuntimpedanz bei höheren Leistungen.

Hier ist es nötig durch weitere Hochleistungstest mit einem leistungsstärkeren Sender festzustellen, ob auch bei hohen Senderleistungen die bisher erreichten Beschleunigungswerte bestätigt werden können. Selbst beim strahldynamisch ungünstigsten Fall des Abbremsens von 4.15 MeV/u konnte im schlechtesten Fall eine effektive Shuntimpedanz von 95 M Ω /m festgestellt werden, zum Erreichen der Designvorgaben ist lediglich eine effektive Shuntimpedanz von 82 M Ω /m erforderlich. Durch die bereits durchgeführten Messungen kann im Bereich zwischen 7 kW und 50 kW kein signifikanter Abfall der Resonatorgüte festgestellt werden. Weitere Messungen, sowohl im oberen Leistungsbereich, als auch bei geringerer Leistung sind trotzdem notwendig, um abzuklären, inwieweit die beobachtete Leistungsabhängigkeit der effektiven Shuntimpedanz auf termischen Effekten, Fehlkontaktierungen oder systematischen Fehlern bei der Ermittlung

der Resonatorspannung aus den Spektren beruht.

Sollte sich bestätigen, daß auch bei hohen Leistungen die bei 20 kW festgestellte absolute Shuntimpedanz von ca. 120 M Ω /m nicht wesentlich unterschritten wird, dann kann nach einer Optimierung der Resonatorstruktur entweder ein größerer Energiebereich abgedeckt oder die Resonatoren können bei geringerer Senderleistung betrieben werden.

Sobald wie möglich, das heißt sobald der Leistungssender von Bertronix zur Verfügung steht und die Endbearbeitung der Driftröhren und Halter abgeschlossen ist, sollten daher weitere Strahl- und Leistungstest an dem Resonator erfolgen.

Bei einem Sender mit höherem Tastverhältnis als bei den ersten Leistungstest (1:500) können dann auch aussagekräftige Emittanzmessungen vorgenommen werden. Diese Messungen waren zwar bereits vorbereitet worden (siehe Abbildung 6.8 und 6.9) haben aber keine verwertbaren Ergebnisse erbracht, da wegen des hohen Restanteils von ungepulsten und ungebunchten Teilchen aus dem Tandemstrahl, die Emittanzen der beschleunigten bzw. abgebremsten Strahlen nicht aufgelöst werden konnten.

7.2 9-Spalt-Resonator

Um den bereits gebauten Leistungsresonator bis zur Fertigstellung und Inbetriebnahme von MAFF bei REX-ISOLDE nutzen zu können, wurden mit MAFIA und LINAC für zwei Szenarien Modifikationen der Driftröhren-/Haltereinheiten entwickelt. Diese können leicht mit der bestehenden Struktur ausgetauscht werden.

Zum Einen soll im Rahmen eines ersten Ausbauschriffs, im Anschluß an den bestehenden Aufbau bei REX-ISOLDE, der Leistungsresonator als zusätzlicher Nachbeschleuniger angefügt werden. Um den Resonator an die andere Einschußenergie von 2.2 MeV/u anzupassen, war es nötig den Resonator nicht mehr als 7-Spalt-Struktur sondern als eine 9-Spalt-Struktur auszulegen, um eine geeignete Zellenlänge von 56 mm innerhalb des gegebenen Resonatortanks zu realisieren. Durch die zusätzlichen beiden Driftröhren ergab sich aufgrund der kapazitiven Wirkung eine Verringerung der Resonanzfrequenz. Mit einer Verringerung der Driftröhrenradien und schmalere Stützen konnte diese Frequenzänderung kompensiert werden.

Zum Anderen wurde durch Simulationen untersucht, ob bei einem Austausch der bestehenden Spiralring-7-Spalter durch eine modifizierte IH-Struktur ein Abbremsen von 1.1 MeV/u auf 0.74 MeV/u möglich ist. Es konnte gezeigt werden, daß auch ein solcher Resonator auf Basis des MAFF IH-7-Spalt-Resonators gebaut werden kann. Ebenso wie beim Nachbeschleuniger wird die zur Designge-

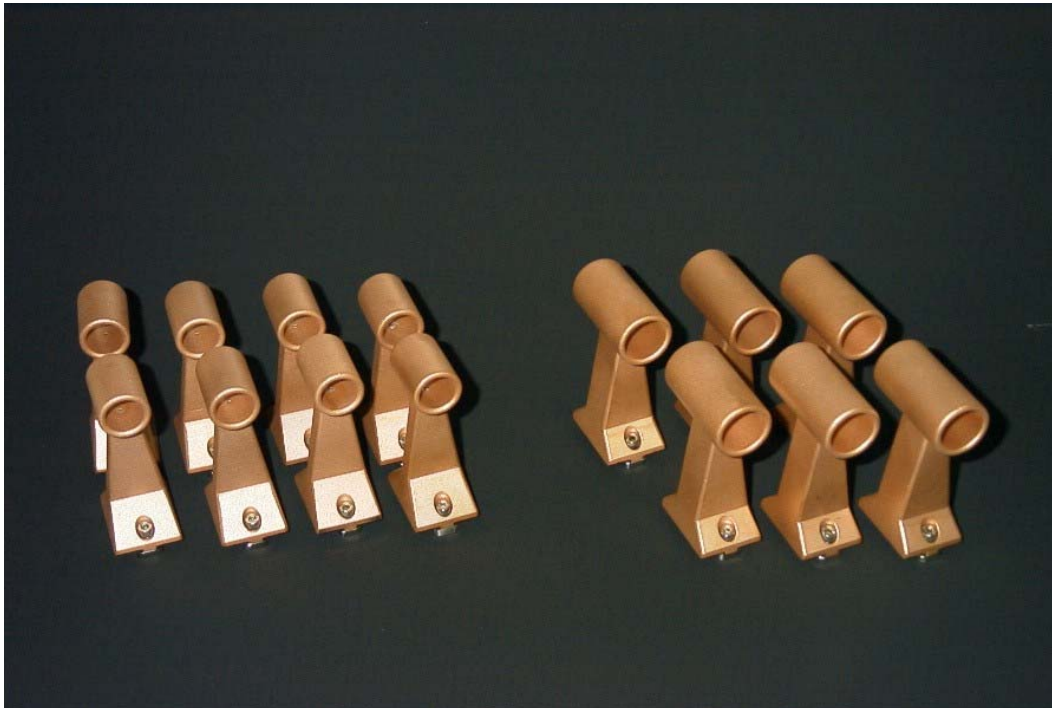


Abbildung 7.1: Driftröhreneinheiten von 9- bzw. 7-Spalter

schwindigkeit passende Zellenlänge durch Einführung zweier zusätzlicher Driftröhren und einer Anpassung der Ein- und Ausschußröhren erreicht. Auch hier lag die damit verbundene Frequenzänderung noch in einem Bereich, der durch Abändern der Driftröhrenradien und den Abmessungen der Stützen kompensiert werden konnte.

Die modifizierten Komponenten für die Nachbeschleunigermodifikation wurden bereits gefertigt und die Resonatoreigenschaften bei Niederleistungsmessungen am Leistungsresonator untersucht. Hierbei zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen. Bei vergleichbarer Güte (ca. 10000) wurde im Vergleich zum 7-Spaltresonator mit Störkörpermessungen eine deutlich höhere absolute Shuntimpedanz von ca. $220 \text{ M}\Omega/\text{m}$ gemessen, dadurch ist sichergestellt, daß die geforderten Spaltspannungen beim Leistungsbetrieb erreicht werden können. Das Konzept des Frequenzausgleichs durch Verändern der Details der Driftröhren und Driftröhrenhalter erwies sich als erfolgreich. Unter Benutzung der gleichen Korrekturfaktoren, die experimentell für den 7-Spaltresonator ermittelt wurden, konnten die für die Modifikation nötigen Maße so genau mit MAFIA bestimmt werden, daß die Abweichung der gemessenen Resonanzfrequenz von der berechneten innerhalb des für Fertigungstoleranzen und Verstellen der Einkoppelschleife veranschlagten Bereichs lag.

Der noch etwas zu hohe ausregelbare Resonanzfrequenzbereich kann durch Verwendung einer modifizierten Tauchkolbenplatte angeglichen werden.

Für den 9-Spalt-Nachbeschleuniger wurde eine LORASR-Simulation durchgeführt, bei der die Eingabedaten den berechneten Ausgangsmittanzen des REX-ISOLDE LINACs hinter der 7-Spalt-Sektion entsprachen [Ke3]. Abbildung 7.2 zeigt die Eingangs- und Ausgangsemittanzen dieser Rechnung.

Als Strahlparameter wurden $A = 40$, $q = 10$ und eine Einschußenergie von 2.254 MeV/u angesetzt. Dies entspricht z.B. einen $^{40}\text{Ar}^{10+}$ -Strahl mit einer Teilchenenergie von 90.19 MeV. Die Resonatorgesamtspannung wird mit 2.85 MV angenommen, daraus ergibt sich letztlich ein effektiver Energiegewinn von 0.72 MeV/u oder eine Endenergie von 2.972 MeV/u für den berechneten Strahl.

Bei den Emittanzen ergeben sich die in Tabelle 7.1 aufgeführten Werte:

	horizontal (x)	vertikal (y)
Injektion	$5.70 \pi \text{ mm mrad}$	$3.84 \pi \text{ mm mrad}$
Injektion (normiert)	$0.397 \pi \text{ mm mrad}$	$0.267 \pi \text{ mm mrad}$
Extraktion	$5.44 \pi \text{ mm mrad}$	$4.86 \pi \text{ mm mrad}$
Extraktion (normiert)	$0.434 \pi \text{ mm mrad}$	$0.388 \pi \text{ mm mrad}$

Tabelle 7.1: Berechnete Emittanzen des 9-Spalt-Resonators

Da auf Basis der Störkörpermessung die Shuntimpedanz des 9-Spalt-Leistungsresonators auf $220 \text{ M}\Omega/\text{m}$ bestimmt werden konnte, sind Gesamtresonatorspannungen von über 3 MV zu erwarten. Damit kann man davon ausgehen, daß mit dem 9-Spalt-Nachbeschleuniger eine Leistungssteigerung von REX-ISOLDE auf mehr als 3 MeV/u als realistisch anzusehen ist.

Auch hier sollten so bald wie möglich Strahltests mit den fertiggearbeiteten Endstücken und Driftröhrenhaltern am Leistungsresonator durchgeführt werden, um die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen.

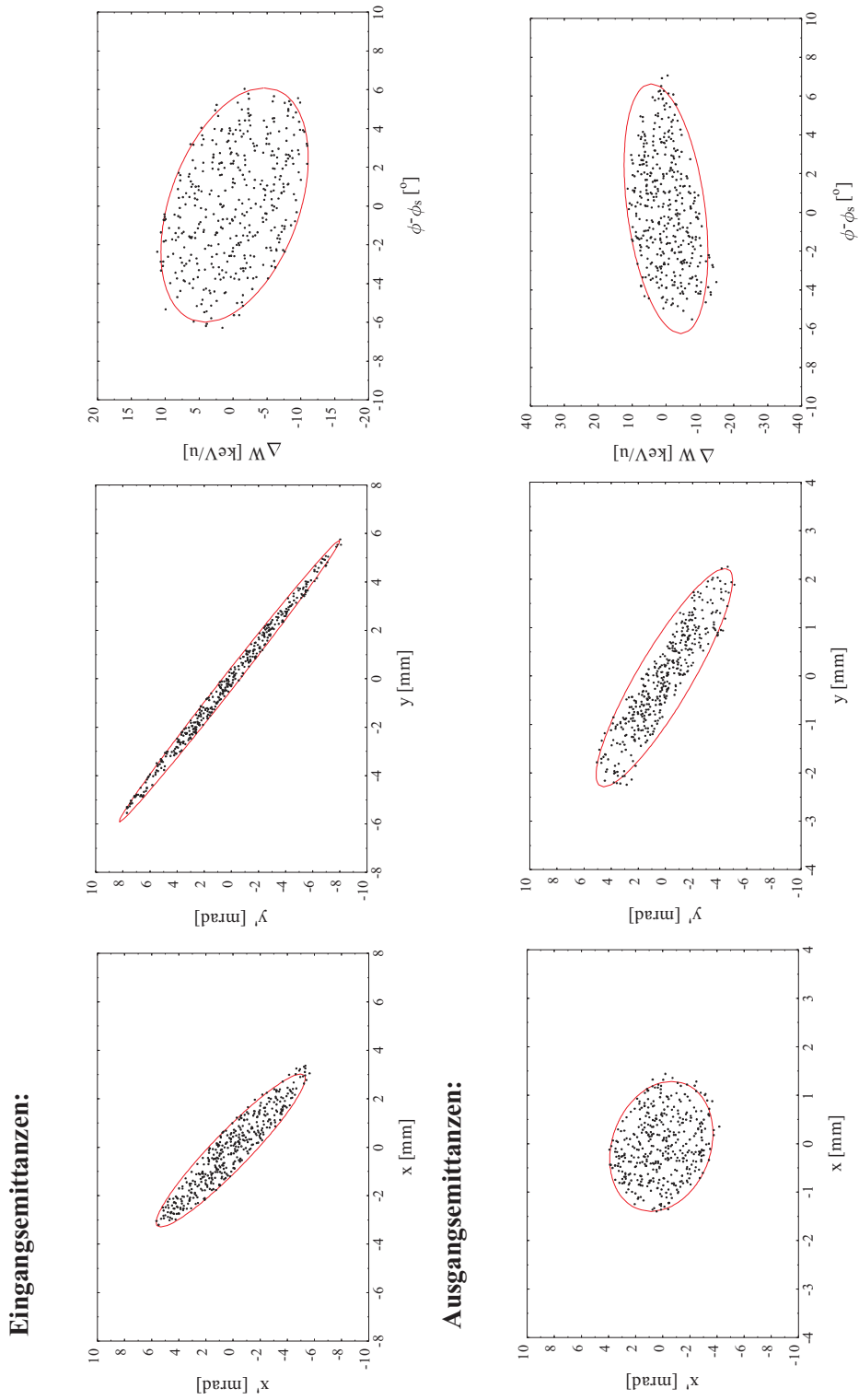


Abbildung 7.2: Ein- und Ausgangsemittanzen des 9-Spalt-Resonators

Literaturverzeichnis

- [Be1] J.R.J Bennett et al.
Nucl. Instr. and Meth., B126, 1997, p.117
- [Bo1] Henning Bongers et al., "MAFIA Simulations of the REX-ISOLDE IH-Structure and Frequency Tuning"
Jahresbericht, Beschleunigerlabor der LMU und TUM, 1998, p.78
- [Bo2] Henning Bongers et al., "Production of intense beams of fission fragment at MAFF"
Rev.Sci.Instr., 73(2), 2002
- [Bo3] Henning Bongers et al., "The MAFF-LINAC IH-7-Gap Structures"
Proc PAC2001, Chicago, 2001
- [Bo4] Henning Bongers, "Optimierung einer magnetfeldlosen Elektronenstrahlionenquelle"
Diplomarbeit, Frankfurt/Main, 1995
- [Di1] J.Dillinger et al., "The SHIPTRAP-Project: A capture and storage facility at GSI for heavy radionuclide from SHIP"
Hyp. Int. 127, 2000, p.491
- [Do1] J. Dobaczewski et al., *Phys. Rev. Lett. 72, 1994, p. 981*
- [Em1] St. Emhofer, "Entwicklung einer IH-Beschleuniger Struktur für REX-ISOLDE am CERN"
Diplomarbeit, München, 1999
- [Gr1] Manfred Grieser, "Entwicklung eines neuartigen 7-Spaltresonators für die Beschleunigung schwerer Ionen"
Dissertation, Heidelberg, 1986
- [Ha1] Dietrich Habs, Henning Bongers et al., "The REX-ISOLDE Project"
Hyperfine Interactions 129, 2000, pp. 43-66
- [Ha2] Dietrich Habs, et al., "The Munich Fission Fragment Accelerator MAFF"
Proc. EMIS-14, Nucl. Instr. and Meth. B, zur Veröffentlichung eingereicht
- [Ha3] Dietrich Habs (MLL-Garching), Private Mitteilung
- [He1] S. Heinz et al., "A new concept for cooling intense low-energy ion beams"
Proc. Conference on Trapped Charged Particles and Fundamental Interactions, Wildbad Kreuth, 25-30 August 2002, zur Veröffentlichung eingereicht
- [Ho1] S.Hofmann, G. Münzenberg, "The Discovery of the heaviest elements"
Review of modern Physics, 72, 3, Reprint 655 July 2000
- [Ho2] S. Hofmann, G. Münzenberg et al., "New results on elements 111 and 112"
GSI Preprint 2002-01 January, Darmstadt, 2002

- [Ja1] J.D. Jackson, "Klassische Elektrodynamik"
de Gruyter, Berlin, 1981
- [Ke1] Oliver Kester et al., "An Energy Upgrade of REX-ISOLDE to 3.1 MeV/u and Acceleration of Heavier Masses up to $A = 150$ "
Proposal to the INTC Committee, Genf, 2002
- [Ke2] Oliver Kester et al., "RNB production with thermal neutrons"
Elsevier, zur Veröffentlichung eingereicht, Preprint 2001
- [Ke3] Oliver Kester (MLL-Garching), Private Mitteilung
- [Ki1] W.D. Kilpatrick, "Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include both rf and dc"
Rev.Sci.Inst., 28(10), 1957, p.824
- [Ko1] U. Koester et al., "Ion Sources for Fission Fragment Accelerators"
Rev.Sci.Inst., 69, 1998, p.738
- [Kr1] K.-L. Kratz et al., "Nuclear Structure Studies at ISOLDE and their Impact on the Astrophysical r-Process"
Hyperfine Interactions 129, 2000, pp. 185-221
- [Kl1] H.J.Kluge, "ISOLDE PS Booster Facility at CERN: Experiments with slow radioactive beams"
Nuclear Physics News, 3(2), 1993
- [Le1] J. Lettry et al., "Pulse Shape of ISOLDE Radioactive Ion Beam"
Nucl. Instr. and Meth., B 126, 1997
- [MC1] The MAFIA Collaboration, "The electromagnetic CAD-System"
Manual-V3.20, Darmstadt, 1994
- [Mü1] Ekhard Müller, "Untersuchungen zur Feldmessung und Hochfrequenzankopplung bei Spiralresonatoren"
Diplomarbeit, Frankfurt/Main, 1977
- [No1] E.Nolte et al., "The Heavy Ion Postaccelerator"
Nucl. Instr. and Meth., 158, 1979, p.311
- [Ni1] S.G.Nilsson et al.
Nuclear Physics, A131, 1969, p.1
- [Os1] Frank Ospald (MLL-Garching), Private Mitteilung
- [Og1] Yu.Ts. Oganessian et al., "Experiments on the Synthesis of Superheavy Spherical Nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ Reaction"
Phys. Rev. Lett. submitted
- [Og2] Yu.Ts. Oganessian et al., "The Synthesis of an Isotop of the new Element 114 with the Mass Number 287"
E7-99-111, Dubna, 1999
- [Og3] Yu.Ts. Oganessian et al., "Observation of the Decay of $^{292}116$ "
FNLN Scientific Reports, Dubna, 2000
- [Ot1] T. Otsuka et al., "Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction"
Phys. Rev. Lett. 87, 2001, 082502
- [Pa1] C.H. Papas, "Thermodynamical Considerations of Electromagnetic Cavity Resonators"
Journal of Applied Physics, 25, 1954

- [Po1] Holger Podlech, "Entwicklung des 7-Spalt-Resonator-Beschleunigers für das REX-ISOLDE-Projekt am CERN"
Dissertation, Heidelberg, 1999
- [Po2] Holger Podlech et al., "The 7-Gap-Resonator-Accelerator for the REX-ISOLDE-Experiment at CERN"
Proc. PAC 1999, New York, 1999, p.3543
- [Po3] R. Popescu-Dolj, "Abhängigkeit der Spaltspannungsverteilung in einer IH-Struktur von der Geometrie der Beschleunigertankenden"
Diplomarbeit, Frankfurt/Main, 1993
- [Ra1] Roberto Rao et al., "Beam Optics Design of the REX-ISOLDE q/m Separator"
Nucl. Instr. and Meth., A427, 1999, p.170
- [Ra2] U.Ratzinger, "The upgraded Munich linear Heavy Ion Postaccelerator"
Nucl. Instr. and Meth., A263, 1988, p.261
- [Ra3] U.Ratzinger, "Aufbau eines zweiten Nachbeschleunigers am Garching Beschleunigerlaboratorium und Untersuchungen zur Weiterentwicklung des Linearbeschleunigerkonzepts"
Dissertation, München, 1986
- [Ra4] U.Ratzinger, "Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen"
Habilitation, Frankfurt/Main, 1998
- [Ra5] U.Ratzinger (IAP-Frankfurt/Main), private Mitteilung
- [Ra6] H. Ravn
Nucl. Instr. and Meth., B88, 1994, p.441
- [Sc1] O. Schaile (MLL-Garching), Private Mitteilung
- [Sh1] M.M. Sharma, G.A. Lalazissis, W. Hillebrandt P. Ring, "Shell effects in nuclei near the neutron dripline *Phys. Rev. Lett.* 72(10), 1994, p. 1431
- [Si1] Thomas Sieber, "Entwicklung von 4-Rod- und IH-Radio-Frequenz-Quadrupol (RFQ)-Beschleunigern für radioaktive Ionenstrahlen bei REX-ISOLDE und MAFF"
Dissertation, München, 2001
- [Si2] Thomas Sieber et al., "RFQ-Accelerators for radioactive ion-beams"
Proc. EPAC97, 1997, p. 767
- [Sl1] J.C. Slater
Microwave Electronics, D. van Nostrand Co., New York, 1950
- [Sm1] R. Smolanczuk
Phys. Rev. C52, 1999, p.2634
- [Wa1] T.P. Wangler, "Introduction to Linear Accelerators"
Technical Report, Los Alamos Natinal Laboratory, 1993
- [Wi1] K. Wille, "Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen"
Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1996
- [vH1] Robert von Hahn, "Entwicklung des Siebenspaltresonator-Beschleunigers für den Hochstrominjektor am MPI für Kernphysik"
Dissertation, Heidelberg, 1993

Anhang A

MAFIA Eingabefiles

Es werden hier exemplarisch Eingabedateien für den 7-Spalt-Resonator bzw. 9-Spaltresonator des Programms MAFIA aufgeführt. Mit diesen Dateien wird zuerst die Geometrie und Diskretisierung des numerischen Modells im Modul Meshgenerator festgelegt. Die Weiterverarbeitung erfolgt dann mit dem Eigenmodesolver und dem Postprozessor.

A.1 7-Spalt-Resonator

LRTK80.COM

Diese Datei definiert einen 7-Spaltresonator mit der am Prototyp gemessenen Geometrie und einer Tauchkolbenposition von 80 mm Abstand zur Strahlachse. Die hiermit durchgeführte Rechnung diente zum Vergleich der am Leistungsresonator erfolgten Niederenergiemessungen mit und ohne Störkörper.

```
$*****  
$  
$ MAFIA 4.01 Meshgenerator Berechnungsreihe Leistungsresonator *  
$ *  
$ MAFF IH-Siebenspalter *  
$ *  
$ q/m: 0,16 *  
$ beta: 0,10 *  
$ Zellenlaenge: 74,00 mm *  
$ Sollfrequenz: 202,56 MHz *  
$ *  
$ MAFF IH-Siebenspalter *  
$ *  
$ *  
$ *  
$ I H H *  
$ I -- HHH -- S T R U K T U R PROJEKT:MAFF *  
$ I H H *
```

```

$
$
$
$
$
$
$*****
$***** Allgemeine Parameter setzen *****
set myfile = nss
set scroll = off
set myscreen = x
set mydevice = colo
$***** Print- und Logdateien oeffnen *****
#file name=myfile type= print status=unknown action=open
execute
#general
geometry = xyz
origin = 0,0,0
lineaccuracy = 1e-11
areaaccuracy = 1e-11
volumeaccuracy = 1e-11
nomenu
prompt
text(1) 'Leistungsres. ohne Stoerkoeper'
text(2) 'zgl=74,drg=24;dgl=0.0;trz=16'
text(3) 'TK 3; TK-Position: 80 mm von Strahlachse'
$***** Definitionen der Konstanten *****
$ TANK
echo '*****Konstanten: Tank*****'
$ tlg = Gesamtlaenge des Tanks in Strahlrichtung innen
$ trz = Zargenhoehe zwischen Rahmen und Halbschalen
$ trh = Rahmenhoehe
$ tzt = Dicke des Zwischenrahmens/Silberdichtung
$ thr = Radius der Zylinderhalbschalen innen
def tlg = 0.520
def trz = 0.016
def trh = 0.078
def tzt = 0.001
def thr = 0.155
$ thg = Gesamthoehe des Tanks
$ tha = Abstand Halbschalen zur Strahlachse
def thg = "trh+2*(thr+trz+tzt)"
def tha = "(trh/2)+trz+tzt"
$ TAUCHKOLBEN
echo '*****Konstanten: Tauchkolben*****'
$ tkr = Abstand Tauchkolben zur Strahlachse
$ tk1 = Laenge Tauchkolben
$ tkb = Tauchkolbenbreite
$ tkh = Radius des Tauchkolbenhalters
def tkr = 0.080
def tk1 = 0.100
def tkb = 0.100
def tkh = 0.015
$ tkz = Position Tauchkolbenmitte in Z-Richtung
def tkz = "tlg/2"
$ SCHIENEN
echo '*****Konstanten: Schienen*****'
$ sli = Schienenlaenge innen
$ sla = Schienenlaenge aussen
$ sh1 = Schienenhoehe
$ sh2 = Undercuthoehe
$ sh3 = Sockelhoehe
$ sba = Sockelbreite aussen
$ sbi = Sockelbreite innen
$ vkf = Verkipfungsfaktor (zusaetz. einseit. Einschnitt in Sockel)
def sli = 0.420

```

```

def sla = 0.200
def sh1 = 0.085
def sh2 = 0.048
def sh3 = 0.035
def sba = 0.078
def sbi = 0.030
def vkf = 0.000
$ sai = Abstand Tankwand/Schiene(innen)
$ saa = Abstand Tankwand/Undercut
$ sa1 = Abstand Schienenoberkante/Strahlachse
$ sa2 = Abstand Undercut/Strahlachse
$ sa3 = Abstand Sockel/Strahlachse
def sai = "(tlg-sli)/2"
def saa = "(tlg-sla)/2"
def sa1 = "thr-sh1"
def sa2 = "thr-sh2"
def sa3 = "thr-sh3"
$ DRIFTROEHREN
$ Halter
echo '*****Konstanten: Driftroerenhalter*****'
$ dba = Driftroerenhalterbreite aussen
$ dbi = Driftroerenhalterbreite innen
$ dla = Driftroerenhalterlaenge aussen
$ dli = Driftroerenhalterlaenge innen
def dba = 0.030
def dbi = 0.012
def dla = 0.040
def dli = 0.020
$ Radien
echo '*****Konstanten: Driftroehrenradien*****'
$ dri = Innenradius
$ dra = Aussenradius
def dri = 0.010
def dra = 0.013
$ Driftroerenlaengen
echo '*****Konstanten: Driftroehrenlaengen*****'
$*****
$
$ Zur Energieoptimierung kann ein Zuwachs von dgl mm
$ je Spalt bei der Gaplaenge angesetzt werden!
$
$*****
$ zlg = Zellenlaenge
$ drg = Gap-Laenge
$ dgl = Zuwachs
def zlg = 0.073975
def drg = 0.023975
def dgl = 0.00
$ drl = Driftroehrenlaenge (Zellenlaenge - Gap-Laenge)
$ dio = Laenge von Ein- und Ausschussroehre
def drl = "zlg-drg"
def dio = "(tlg-(6*zlg)-drg-(15*dgl))/2"
$ Driftroehrenpositionen
$ da(n) = Anfang der n. Driftroere
$ de(n) = Ende der n. Driftroehre
$ dm(n) = Mitte der n. Driftroehre
def da1 = 0.0
def de1 = "dio"
def dm1 = "(da1+de1)/2"
def da2 = "de1+drg"
def de2 = "da2+dr1"
def dm2 = "(da2+de2)/2"
def drg = "drg+dgl"
def da3 = "de2+drg"
def de3 = "da3+dr1"

```

```

def dm3 = "(da3+de3)/2"
def drg = "drg+dgl"
def da4 = "de3+drg"
def de4 = "da4+drl"
def dm4 = "(da4+de4)/2"
def drg = "drg+dgl"
def da5 = "de4+drg"
def de5 = "da5+drl"
def dm5 = "(da5+de5)/2"
def drg = "drg+dgl"
def da6 = "de5+drg"
def de6 = "da6+drl"
def dm6 = "(da6+de6)/2"
def drg = "drg+dgl"
def da7 = "de6+drg"
def de7 = "da7+drl"
def dm7 = "(da7+de7)/2"
def drg = "drg+dgl"
def da8 = "de7+drg"
def de8 = "tlg"
def dm8 = "(da8+de8)/2"
$***** Setzen der Maschen *****
echo '*****Maschensetzen: *****'
#mesh resetall automesh=no
xmesh
  "-thr"      s 5
  "-sa3"      s 3
  "-sa2"      s 6
  "-sa1"      s 9
  "-dra"      s 1
  "-dri"      s 5
  "dri"       s 1
  "dra"       s 9
  "sa1"       s 6
  "sa2"       s 3
  "sa3"       s 5
  "thr"
ymesh
  "-thg/2"    s 17
  "-sba/2"    s 5
  "-dra"      s 1
  "-dri"      s 5
  "dri"       s 1
  "dra"       s 5
  "sba/2"     s 17
  "thg/2"
zmesh
  0.0         s 5
  "de1"       s 5
  "da2"       s 2
  "dm2-dli/2" s 2
  "dm2+dli/2" s 2
  "de2"       s 5
  "da3"       s 2
  "dm3-dli/2" s 2
  "dm3+dli/2" s 2
  "de3"       s 5
  "da4"       s 2
  "dm4-dli/2" s 2
  "dm4+dli/2" s 2
  "de4"       s 5
  "da5"       s 2
  "dm5-dli/2" s 2
  "dm5+dli/2" s 2
  "de5"       s 5

```

```

"da6"      s 2
"dm6-dli/2" s 2
"dm6+dli/2" s 2
"de6"      s 5
"da7"      s 2
"dm7-dli/2" s 2
"dm7+dli/2" s 2
"de7"      s 5
"da8"      s 5
"tlg"

execute
$***** Definition der Geometrie *****
echo '*****Geometrie*****'
$***** T A N K *****
echo '*****Geometrie: Tank*****'
$ 1. den Tank als massiven Block definieren
#brick material = 1
      volume = "-thr" "thr" "-thg/2" "thg/2" 0.0 "tlg"

execute
$ 2. Hohlraum einfuegen (Material 0 einfuegen=Material 1 wegnehmen)
$ Erst das Rahmeninnere
#brick material = 0
      volume = "-thr" "thr" "-tha" "tha" 0.0 "tlg"

execute
$ Dann die Halbschalen
$ 1. oben:
#ccylinder material = 0
      orientation = z
      part = half
      whichpart = +y
      center = "0.0", "tha"
      radius = "thr"
      range = "0.0" "tlg"

execute
$ 2. unten:
#ccylinder material = 0
      orientation = z
      part = half
      whichpart = -y
      center = "0.0", "-tha"
      radius = "thr"
      range = "0.0" "tlg"

execute
$***** S C H I E N E N *****
echo '*****Geometrie: Schienen*****'
$ Schienen als verallgemeinerten Zylinder definieren
$ 1. "links" (xy-Ebene):
#cylinder material = 2
      orientation = z
      range = "sai" "tlg-sai"
      point = "-thr", "sba/2"
      point = "-sa3", "sbi/2"
      point = "-sa1", "sbi/2"
      point = "-sa1", "-sbi/2"
      point = "-sa3", "-sbi/2"
      point = "-thr", "-sba/2"
      point = "-thr", "sba/2"

execute
$ 2. "rechts" (xy-Ebene):
#cylinder material = 2
      orientation = z
      range = "sai" "tlg-sai"
      point = "thr", "sba/2"
      point = "thr", "-sba/2"
      point = "sa3", "-sbi/2"

```



```

        point = "sa1","-sbi/2"
        point = "sa1","sbi/2"
        point = "sa3","sbi/2"
        point = "thr","sba/2"
    execute
$****Undercuts "ausfraesen"
$"oben-links"
    #cylinder material = 0
        orientation = y
            range = "-sba/2" "sba/2"
            point = "sai","sa2"
            point = "sai","thr"
            point = "saa","thr"
            $ Verrundung
            point = "saa","sa2+0.006"
            point = "saa-0.006","sa2"
            point = "sai","sa2"
    execute
$"oben-rechts"
    #cylinder material = 0
        orientation = y
            range = "-sba/2" "sba/2"
            point = "tlg-sai","sa2"
            $ Verrundung
            point = "tlg-saa-vkf+0.006","sa2"
            point = "tlg-saa-vkf","sa2+0.006"
            point = "tlg-saa-vkf","thr"
            point = "tlg-sai","thr"
            point = "tlg-sai","sa2"
    execute
$"unten-links"
    #cylinder material = 0
        orientation = y
            range = "-sba/2" "sba/2"
            point = "sai","-sa2"
            $ Verrundung
            point = "saa+vkf-0.006","-sa2"
            point = "saa+vkf","-sa2-0.006"
            point = "saa+vkf","-thr"
            point = "sai","-thr"
            point = "sai","-sa2"
    execute
$"unten-rechts"
    #cylinder material = 0
        orientation = y
            range = "-sba/2" "sba/2"
            point = "tlg-sai","-sa2"
            point = "tlg-sai","-thr"
            point = "tlg-saa","-thr"
            $ Verrundung
            point = "tlg-saa","-sa2-0.006"
            point = "tlg-saa+0.006","-sa2"
            point = "tlg-sai","-sa2"
    execute
$**** Ecken "ausfraesen"
$"oben-links"
    #cylinder material = 0
        orientation = y
            range = "-sba/2" "sba/2"
            point = "sai","sa2"
            point = "sai+0.055","sa2"
            point = "sai","sa1+0.015"
            point = "sai","sa2"
    execute
$"oben-rechts"

```

```

#cylinder material = 0
  orientation = y
  range = "-sba/2" "sba/2"
  point = "tlg-sai", "sa2"
  point = "tlg-sai", "sa1+0.015"
  point = "tlg-sai-0.055", "sa2"
  point = "tlg-sai", "sa2"

execute
$"unten-links"
#cylinder material = 0
  orientation = y
  range = "-sba/2" "sba/2"
  point = "sai", "-sa2"
  point = "sai", "-sa1-0.015"
  point = "sai+0.055", "-sa2"
  point = "sai", "-sa2"

execute
$"unten-rechts"
#cylinder material = 0
  orientation = y
  range = "-sba/2" "sba/2"
  point = "tlg-sai", "-sa2"
  point = "tlg-sai-0.055", "-sa2"
  point = "tlg-sai", "-sa1-0.015"
  point = "tlg-sai", "-sa2"

execute
$*****DRIFTROEHNHALTER*****
$ Halter analog zu den Schienen zuerst als verallgemeinerte
$ Zylinder definieren
$ 1. "links" (xy-Ebene):
#cylinder material = 3
  orientation = z
  range = "dm2-dla/2" "dm7+dla/2"
  point = "-sa1", "dba/2"
  point = "-dra", "dbi/2"
  point = "-dra", "-dbi/2"
  point = "-sa1", "-dba/2"
  point = "-sa1", "dba/2"

execute
$ 2. "rechts" (xy-Ebene):
#cylinder material = 3
  orientation = z
  range = "dm2-dla/2" "dm7+dla/2"
  point = "sa1", "dba/2"
  point = "sa1", "-dba/2"
  point = "dra", "-dbi/2"
  point = "dra", "dbi/2"
  point = "sa1", "dba/2"

execute
$ Alles wegmachen, was nicht zu den Haltern gehoert
#cylinder material = 0
  orientation = y
  range = "-dba/2" "dba/2"
  point = "dm2-dla/2", "-dra"
  point = "dm2-dli/2", "-dra"
  point = "dm2-dli/2", "-sa1+0.015"
  point = "dm2-dla/2", "-sa1"
  point = "dm2-dla/2", "-dra"

execute
#cylinder material = 0
  orientation = y
  range = "-dba/2" "dba/2"
  point = "dm2+dli/2", "-dra"
  point = "dm4-dli/2", "-dra"
  point = "dm4-dli/2", "-sa1+0.015"

```

```

        point = "dm4-dla/2", "-sa1"
        point = "dm2+dla/2", "-sa1"
        point = "dm2+dli/2", "-sa1+0.015"
        point = "dm2+dli/2", "-dra"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm4+dli/2", "-dra"
point = "dm6-dli/2", "-dra"
point = "dm6-dli/2", "-sa1+0.015"
point = "dm6-dla/2", "-sa1"
point = "dm4+dla/2", "-sa1"
point = "dm4+dli/2", "-sa1+0.015"
point = "dm4+dli/2", "-dra"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm6+dli/2", "-dra"
point = "dm8-dli/2", "-dra"
point = "dm8-dli/2", "-sa1+0.015"
point = "dm8-dla/2", "-sa1"
point = "dm6+dla/2", "-sa1"
point = "dm6+dli/2", "-sa1+0.015"
point = "dm6+dli/2", "-dra"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm7+dla/2", "sa1"
point = "dm8-dla/2", "sa1"
point = "dm8-dli/2", "sa1-0.015"
point = "dm8-dli/2", "dra"
point = "dm7+dli/2", "dra"
point = "dm7+dli/2", "sa1-0.015"
point = "dm7+dla/2", "sa1"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm5+dla/2", "sa1"
point = "dm7-dla/2", "sa1"
point = "dm7-dli/2", "sa1-0.015"
point = "dm7-dli/2", "dra"
point = "dm5+dli/2", "dra"
point = "dm5+dli/2", "sa1-0.015"
point = "dm5+dla/2", "sa1"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm3+dla/2", "sa1"
point = "dm5-dla/2", "sa1"
point = "dm5-dli/2", "sa1-0.015"
point = "dm5-dli/2", "dra"
point = "dm3+dli/2", "dra"
point = "dm3+dli/2", "sa1-0.015"
point = "dm3+dla/2", "sa1"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm2-dla/2", "sa1"
point = "dm3-dla/2", "sa1"

```

```

        point = "dm3-dli/2","sa1-0.015"
        point = "dm3-dli/2","dra"
        point = "dm2-dla/2","dra"
        point = "dm2-dla/2","sa1"
    execute
$ Driftroehren
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0
        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = 0.0,"dio"
        part = full
    execute
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0
        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = "da2","de2"
        part = full
    execute
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0
        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = "da3","de3"
        part = full
    execute
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0
        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = "da4","de4"
        part = full
    execute
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0
        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = "da5","de5"
        part = full
    execute
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0
        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = "da6","de6"
        part = full
    execute
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0
        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = "da7","de7"
        part = full
    execute
    #washer material = 4
        orientation = z
        center = 0,0

```

```

        innerradius = "dri"
        outerradius = "dra"
        range = "da8","tlg"
        part = full
    execute
$ ***** TAUCHKOLBEN *****
echo '*****Geometrie: Tauchkolben*****'
$ **** Halter ****
    #ccylinder material = 1
        orientation = y
            center = "tlg/2" 0.0
            part = full
            radius = "tkh"
            range = "tkr", "thg/2"
    execute
$ **** Platte ****
    #ccylinder material = 1
        orientation = y
            center = "tlg/2" 0.0
            part = full
            radius = "tkb/2"
            range = "tkr", "tkr+0.010"
    execute
$***** M O D E L L I N G *****
#model
    usecad=no
    action=alladd ex
    action=remodel ex
$***** G R A F I K - D A R S T E L L E N *****
echo '*****Graphische Darstellung*****'
    open myscreen
    open mydevice
    #2dplot resetall
        grid = yes
        draw = all
        undraw = all
        material = all
        zcut = "tlg/2+0.020"
        axisplot = yes
        showcut = no
    execute
    #2dplot resetall
        grid = yes
        draw = all
        undraw = all
        material = all
        xcut = 0
        axisplot = yes
        showcut = no
    execute
    #2dplot resetall
        grid = yes
        draw = all
        undraw = all
        material = all
        ycut = 0
        axisplot = yes
        showcut = no
    execute
    #2dplot resetall
        grid = yes
        draw = all
        undraw = all
        material = all
        ycut = 0.1

```

```
axisplot = yes
showcut = no
execute
$*****Datenfile zum Speichern oeffnen *****
#file
name = myfile
type = mafia
action = open
status = unknown
execute
end
```

A.2 9-Spalt-Resonator

NSTEST.COM

Diese Datei definiert einen 9-Spaltresonator mit der am Prototypen gemessenen Tankgeometrie und den geplanten Modifikationen der Driftröhreneinheiten für einen Einsatz des Resonators bei REX-ISOLDE. Damit wurden die entgültigen Abmessungen der neuen Bauteile bestimmt.

```
$*****
$
$ MAFIA 4.01 Meshgenerator fuer Berechnungsreihe Leistungsresonator *
$
$ REX-ISOLDE IH-Neunspalter (mod. MAFF IH-Siebenspalter) *
$
$ q/m: 0,16 *
$ beta: 0,073 *
$ Zellenlaenge: 54,00 mm *
$ Sollfrequenz: 202,56 MHz *
$
$ fuer Einsatz in REX-ISOLDE LINAC modifizierter *
$ MAFF IH-Siebenspalter *
$
$
$
$
$ I H H *
$ I -- HHH -- S T R U K T U R PROJEKT:REX-ISOLDE *
$ I H H *
$
$
$ AUTOR: Henning Bongers *
$ DATUM: 21.06.2002 *
$
$
$*****
$***** Allgemeine Parameter setzen *****
set myfile = nss
set scroll = off
set myscreen = x
set mydevice = colo
$***** Print- und Logdateien oeffnen *****
#file name=myfile type= print status=unknown action=open
execute
#general
geometry = xyz
scale = 0.001
origin = 0,0,0
lineaccuracy = 1e-11
areaaccuracy = 1e-11
volumeaccuracy = 1e-11
nomenu
prompt
text(1) 'Leistungsres. entspr. Vorgabe an NTG'
text(2) 'zgl=56,drg=24;dgl=0.0;trz=16'
text(3) 'TK 3; TK-Position: 100 mm von Strahlachse'
$***** Definitionen der Konstanten *****
$ TANK
echo '*****Konstanten: Tank*****'
$ tlg = Gesamtlaenge des Tanks in Strahlrichtung innen
$ trz = Zargenhoehe zwischen Rahmen und Halbschalen
$ trh = Rahmenhoehe
```

```

$ tzt = Dicke des Zwischenrahmens
$ thr = Radius der Zylinderhalbschalen innen
  def tlg = 520.0
  def trz = 16.0
  def trh = 78.0
  def tzt = 1.0
  def thr = 155.0
$ thg = Gesamthoehe des Tanks
$ tha = Abstand Halbschalen zur Strahlachse
  def thg = "trh+2*(thr+trz+tzt)"
  def tha = "(trh/2)+trz+tzt"
$ TAUCHKOLBEN
echo '*****Konstanten: Tauchkolben*****'
$ tkr = Abstand Tauchkolben zur Strahlachse
$ tk1 = Laenge Tauchkolben
$ tkb = Tauchkolbenbreite
$ tkh = Radius des Tauchkolbenhalters
  def tkr = 100
  def tk1 = 100
  def tkb = 100
  def tkh = 15
$ tkz = Position Tauchkolbenmitte in Z-Richtung
  def tkz = "tlg/2"
$ SCHIENEN
echo '*****Konstanten: Schienen*****'
$ sli = Schienenlaenge innen
$ sla = Schienenlaenge aussen
$ sh1 = Schienenhoehe
$ sh2 = Undercuthoehe
$ sh3 = Sockelhoehe
$ sba = Sockelbreite aussen
$ sbi = Sockelbreite innen
$ vkf = Verkipfungfaktor (zusaetz. einseit. Einschnitt in Sockel)
  def sli = 420.
  def sla = 200.
  def sh1 = 85.
  def sh2 = 48.
  def sh3 = 35.
  def sba = 78.
  def sbi = 30.
  def vkf = 0.
$ sai = Abstand Tankwand/Schiene(innen)
$ saa = Abstand Tankwand/Undercut
$ sa1 = Abstand Schienenoberkante/Strahlachse
$ sa2 = Abstand Undercut/Strahlachse
$ sa3 = Abstand Sockel/Strahlachse
  def sai = "(tlg-sli)/2"
  def saa = "(tlg-sla)/2"
  def sa1 = "thr-sh1"
  def sa2 = "thr-sh2"
  def sa3 = "thr-sh3"
$ DRIFTROEHREN
$ Halter
echo '*****Konstanten: Driftroerenhalter *****'
$ dba = Driftroerenhalterbreite aussen
$ dbi = Driftroerenhalterbreite innen
$ dla = Driftroerenhalterlaenge aussen
$ dli = Driftroerenhalterlaenge innen
  def dba = 30.
  def dbi = 12.
  def dla = 40.
  def dli = 10.
$ Radian
echo '*****Konstanten: Driftroehrenradien*****'
$ dri = Innenradius

```



```

$ dra = Aussenradius
  def dri = 8.
  def dra = 11.
$ Driftroerenlaengen
echo '*****Konstanten: Driftroehrenlaengen*****'
$*****
$
$ Fuer Neunspalter wird wegen Energieoptimierung ein Zuwachs von dgl mm
$ je Spalt bei der Gaplaenge angesetzt!
$
$*****
$ zlg = Zellenlaenge
$ drg = Gap-Laenge
$ dgl = Zuwachs
  def zlg = 55.975
  def drg = 23.975
  def dgl = 0.0
$ drl = Driftroehrenlaenge (Zellenlaenge - Gap-Laenge)
$ dio = Laenge von Ein- und Ausschussroehre
  def drl = "zlg-drg"
  def dio = "(tlg-(8*zlg)-drg-(36*dgl))/2"
$ Driftroehrenpositionen
$ da(n) = Anfang der n. Driftroere
$ de(n) = Ende der n. Driftroehre
$ dm(n) = Mitte der n. Driftroehre
  def da1 = 0.0
  def de1 = "dio"
  def dm1 = "(da1+de1)/2"
  def da2 = "de1+drg"
  def de2 = "da2+dr1"
  def dm2 = "(da2+de2)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da3 = "de2+drg"
  def de3 = "da3+dr1"
  def dm3 = "(da3+de3)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da4 = "de3+drg"
  def de4 = "da4+dr1"
  def dm4 = "(da4+de4)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da5 = "de4+drg"
  def de5 = "da5+dr1"
  def dm5 = "(da5+de5)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da6 = "de5+drg"
  def de6 = "da6+dr1"
  def dm6 = "(da6+de6)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da7 = "de6+drg"
  def de7 = "da7+dr1"
  def dm7 = "(da7+de7)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da8 = "de7+drg"
  def de8 = "da8+dr1"
  def dm8 = "(da8+de8)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da9 = "de8+drg"
  def de9 = "da9+dr1"
  def dm9 = "(da9+de9)/2"
  def drg = "drg+dgl"
  def da10 = "de9+drg"
  def de10 = "tlg"
  def dm10 = "(da10+de10)/2"
$***** Setzen der Maschen *****
echo '*****Maschensetzen: *****'

```

```

#mesh resetall automesh=no
xmesh
  "-thr-10" s 1
  "-thr" s 5
  "-sa3" s 3
  "-sa2" s 6
  "-sa1" s 9
  "-dra" s 1
  "-dri" s 4
  "dri" s 1
  "dra" s 9
  "sa1" s 6
  "sa2" s 3
  "sa3" s 5
  "thr" s 1
  "thr+10"
ymesh
  "-thg/2-10" s 1
  "-thg/2" s 18
  "-sba/2" s 6
  "-dra" s 1
  "-dri" s 4
  "dri" s 1
  "dra" s 6
  "sba/2" s 18
  "thg/2" s 1
  "thg/2+10"
zmesh
  -10.0 s 1
  0.0 s 5
  "de1" s 5
  "da2" s 2
  "dm2-dli/2" s 2
  "dm2+dli/2" s 2
  "de2" s 5
  "da3" s 2
  "dm3-dli/2" s 2
  "dm3+dli/2" s 2
  "de3" s 5
  "da4" s 2
  "dm4-dli/2" s 2
  "dm4+dli/2" s 2
  "de4" s 5
  "da5" s 2
  "dm5-dli/2" s 2
  "dm5+dli/2" s 2
  "de5" s 5
  "da6" s 2
  "dm6-dli/2" s 2
  "dm6+dli/2" s 2
  "de6" s 5
  "da7" s 2
  "dm7-dli/2" s 2
  "dm7+dli/2" s 2
  "de7" s 5
  "da8" s 2
  "dm8-dli/2" s 2
  "dm8+dli/2" s 2
  "de8" s 5
  "da9" s 2
  "dm9-dli/2" s 2
  "dm9+dli/2" s 2
  "de9" s 5
  "da10" s 5
  "tlg" s 1

```

```

    "tlg+10"
execute
$***** Definition der Geometrie *****
echo '*****Geometrie*****'
$***** T A N K *****
echo '*****Geometrie: Tank*****'
$ 1. den Tank als massiven Block definieren
#brick material = 1
volume = "-thr-10" "thr+10" "-thg/2-10" "thg/2+10" -10 "tlg+10"
execute
$ 2. Hohlraum einfüegen (Material 0 einfüegen=Material 1 wegnehmen)
$ Erst das Rahmeninnere
#brick material = 0
    volume = "-thr" "thr" "-tha" "tha" 0.0 "tlg"
execute
$ Dann die Halbschalen
$ 1. oben:
#ccylinder material = 0
    orientation = z
        part = half
        whichpart = +y
        center = "0.0", "tha"
        radius = "thr"
        range = "0.0" "tlg"
execute
$ 2. unten:
#ccylinder material = 0
    orientation = z
        part = half
        whichpart = -y
        center = "0.0", "-tha"
        radius = "thr"
        range = "0.0" "tlg"
execute
$***** S C H I E N E N *****
echo '*****Geometrie: Schienen*****'
$ Schienen als verallgemeinerten Zylinder definieren
$ 1. "links" (xy-Ebene):
#cylinder material = 2
    orientation = z
        range = "sai" "tlg-sai"
        point = "-thr","sba/2"
        point = "-sa3","sbi/2"
        point = "-sa1","sbi/2"
        point = "-sa1","-sbi/2"
        point = "-sa3","-sbi/2"
        point = "-thr","-sba/2"
        point = "-thr","sba/2"
execute
$ 2. "rechts" (xy-Ebene):
#cylinder material = 2
    orientation = z
        range = "sai" "tlg-sai"
        point = "thr","sba/2"
        point = "thr","-sba/2"
        point = "sa3","-sbi/2"
        point = "sa1","-sbi/2"
        point = "sa1","sbi/2"
        point = "sa3","sbi/2"
        point = "thr","sba/2"
execute
$****Undercuts "ausfraesen"
$"oben-links"
#cylinder material = 0
    orientation = y

```

```

        range = "-sba/2" "sba/2"
        point = "sai", "sa2"
        point = "sai", "thr"
        point = "saa", "thr"
        $ Verrundung
        point = "saa", "sa2+6"
        point = "saa-6", "sa2"
        point = "sai", "sa2"

    execute
    $"oben-rechts"
        #cylinder material = 0
        orientation = y
        range = "-sba/2" "sba/2"
        point = "tlg-sai", "sa2"
        $ Verrundung
        point = "tlg-saa-vkf+6", "sa2"
        point = "tlg-saa-vkf", "sa2+6"
        point = "tlg-saa-vkf", "thr"
        point = "tlg-sai", "thr"
        point = "tlg-sai", "sa2"

    execute
    $"unten-links"
        #cylinder material = 0
        orientation = y
        range = "-sba/2" "sba/2"
        point = "sai", "-sa2"
        $ Verrundung
        point = "saa+vkf-6", "-sa2"
        point = "saa+vkf", "-sa2-6"
        point = "saa+vkf", "-thr"
        point = "sai", "-thr"
        point = "sai", "-sa2"

    execute
    $"unten-rechts"
        #cylinder material = 0
        orientation = y
        range = "-sba/2" "sba/2"
        point = "tlg-sai", "-sa2"
        point = "tlg-sai", "-thr"
        point = "tlg-saa", "-thr"
        $ Verrundung
        point = "tlg-saa", "-sa2-6"
        point = "tlg-saa+6", "-sa2"
        point = "tlg-sai", "-sa2"

    execute
    $**** Ecken "ausfraesen"
    $"oben-links"
        #cylinder material = 0
        orientation = y
        range = "-sba/2" "sba/2"
        point = "sai", "sa2"
        point = "sai+55", "sa2"
        point = "sai", "sa1+15"
        point = "sai", "sa2"

    execute
    $"oben-rechts"
        #cylinder material = 0
        orientation = y
        range = "-sba/2" "sba/2"
        point = "tlg-sai", "sa2"
        point = "tlg-sai", "sa1+15"
        point = "tlg-sai-55", "sa2"
        point = "tlg-sai", "sa2"

    execute
    $"unten-links"

```

```

#cylinder material = 0
  orientation = y
    range = "-sba/2" "sba/2"
    point = "sai", "-sa2"
    point = "sai", "-sa1-15"
    point = "sai+55", "-sa2"
    point = "sai", "-sa2"
  execute
$ "unten-rechts"
#cylinder material = 0
  orientation = y
    range = "-sba/2" "sba/2"
    point = "tlg-sai", "-sa2"
    point = "tlg-sai-55", "-sa2"
    point = "tlg-sai", "-sa1-15"
    point = "tlg-sai", "-sa2"
  execute
$*****DRIFTROEHRENHALTER*****
$ Halter analog zu den Schienen zuerst als verallgemeinerte
$ Zylinder definieren
$ 1. "links" (xy-Ebene):
#cylinder material = 3
  orientation = z
    range = "dm2-dla/2" "dm9+dla/2"
    point = "-sa1", "dba/2"
    point = "-dra", "dbi/2"
    point = "-dra", "-dbi/2"
    point = "-sa1", "-dba/2"
    point = "-sa1", "dba/2"
  execute
$ 2. "rechts" (xy-Ebene):
#cylinder material = 3
  orientation = z
    range = "dm2-dla/2" "dm9+dla/2"
    point = "sa1", "dba/2"
    point = "sa1", "-dba/2"
    point = "dra", "-dbi/2"
    point = "dra", "dbi/2"
    point = "sa1", "dba/2"
  execute
$ Alles wegmachen, was nicht zu den Haltern gehoert
#cylinder material = 0
  orientation = y
    range = "-dba/2" "dba/2"
    point = "dm2-dla/2", "-dra"
    point = "dm2-dli/2", "-dra"
    point = "dm2-dli/2", "-sa1+15"
    point = "dm2-dla/2", "-sa1"
    point = "dm2-dla/2", "-dra"
  execute
#cylinder material = 0
  orientation = y
    range = "-dba/2" "dba/2"
    point = "dm2+dli/2", "-dra"
    point = "dm4-dli/2", "-dra"
    point = "dm4-dli/2", "-sa1+15"
    point = "dm4-dla/2", "-sa1"
    point = "dm2+dla/2", "-sa1"
    point = "dm2+dli/2", "-sa1+15"
    point = "dm2+dli/2", "-dra"
  execute
#cylinder material = 0
  orientation = y
    range = "-dba/2" "dba/2"
    point = "dm4+dli/2", "-dra"

```

```

        point = "dm6-dli/2","-dra"
        point = "dm6-dli/2","-sa1+15"
        point = "dm6-dla/2","-sa1"
        point = "dm4+dla/2","-sa1"
        point = "dm4+dli/2","-sa1+15"
        point = "dm4+dli/2","-dra"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm6+dli/2","-dra"
point = "dm8-dli/2","-dra"
point = "dm8-dli/2","-sa1+15"
point = "dm8-dla/2","-sa1"
point = "dm6+dla/2","-sa1"
point = "dm6+dli/2","-sa1+15"
point = "dm6+dli/2","-dra"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm8+dli/2","-dra"
point = "dm9+dla/2","-dra"
point = "dm9+dla/2","-sa1"
point = "dm8+dla/2","-sa1"
point = "dm8+dli/2","-sa1+15"
point = "dm8+dli/2","-dra"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm9+dla/2","sa1"
point = "dm9+dla/2","dra"
point = "dm9+dli/2","dra"
point = "dm9+dli/2","sa1-15"
point = "dm9+dla/2","sa1"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm7+dla/2","sa1"
point = "dm9-dla/2","sa1"
point = "dm9-dli/2","sa1-15"
point = "dm9-dli/2","dra"
point = "dm7+dli/2","dra"
point = "dm7+dli/2","sa1-15"
point = "dm7+dla/2","sa1"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm5+dla/2","sa1"
point = "dm7-dla/2","sa1"
point = "dm7-dli/2","sa1-15"
point = "dm7-dli/2","dra"
point = "dm5+dli/2","dra"
point = "dm5+dli/2","sa1-15"
point = "dm5+dla/2","sa1"
execute
#cylinder material = 0
orientation = y
range = "-dba/2" "dba/2"
point = "dm3+dla/2","sa1"
point = "dm5-dla/2","sa1"
point = "dm5-dli/2","sa1-15"

```

```

        point = "dm5-dli/2","dra"
        point = "dm3+dli/2","dra"
        point = "dm3+dli/2","sa1-15"
        point = "dm3+dla/2","sa1"
execute
#cylinder material = 0
    orientation = y
    range = "-dba/2" "dba/2"
    point = "dm2-dla/2","sa1"
    point = "dm3-dla/2","sa1"
    point = "dm3-dli/2","sa1-15"
    point = "dm3-dli/2","dra"
    point = "dm2-dla/2","dra"
    point = "dm2-dla/2","sa1"
execute
$ Driftroehren
#washer material = 4
    orientation = z
    center = 0,0
    innerradius = "dri"
    outerradius = "dra"
    range = 0.0,"dio"
    part = full
execute
#washer material = 4
    orientation = z
    center = 0,0
    innerradius = "dri"
    outerradius = "dra"
    range = "da2","de2"
    part = full
execute
#washer material = 4
    orientation = z
    center = 0,0
    innerradius = "dri"
    outerradius = "dra"
    range = "da3","de3"
    part = full
execute
#washer material = 4
    orientation = z
    center = 0,0
    innerradius = "dri"
    outerradius = "dra"
    range = "da4","de4"
    part = full
execute
#washer material = 4
    orientation = z
    center = 0,0
    innerradius = "dri"
    outerradius = "dra"
    range = "da5","de5"
    part = full
execute
#washer material = 4
    orientation = z
    center = 0,0
    innerradius = "dri"
    outerradius = "dra"
    range = "da6","de6"
    part = full
execute
#washer material = 4

```

```

orientation = z
center = 0,0
innerradius = "dri"
outerradius = "dra"
range = "da7","de7"
part = full
execute
#washer material = 4
orientation = z
center = 0,0
innerradius = "dri"
outerradius = "dra"
range = "da8","de8"
part = full
execute
#washer material = 4
orientation = z
center = 0,0
innerradius = "dri"
outerradius = "dra"
range = "da9","de9"
part = full
execute
#washer material = 4
orientation = z
center = 0,0
innerradius = "dri"
outerradius = "dra"
range = "da10","tlg"
part = full
execute
$ ***** TAUCHKOLBEN *****
echo '*****Geometrie: Tauchkolben*****'
$ **** Halter ****
#ccylinder material = 1
orientation = y
center = "tlg/2" 0.0
part = full
radius = "tkh"
range = "tkr", "thg/2"
execute
$ **** Platte ****
#ccylinder material = 1
orientation = y
center = "tlg/2" 0.0
part = full
radius = "tkb/2"
range = "tkr", "tkr+10"
execute
$ **** Verlaengerung ****
#ccylinder material = 1
orientation = y
center = "tlg/2" 0.0
part = full
radius = 21.0
range = "tkr+10", "tkr+88"
execute
$***** M O D E L L I N G *****
#model
usecad=no
action=alladd ex
action=remodel ex
$***** G R A F I K - D A R S T E L L E N *****
echo '*****Graphische Darstellung*****'
open myscreen

```



```

open mydevice
#2dplot resetall
  grid    = yes
  draw    = all
  undraw  = all
  material = all
  zcut    = "tlg/2"
  axisplot = yes
  showcut = no
execute
#2dplot resetall
  grid    = yes
  draw    = all
  undraw  = all
  material = all
  xcut    = 0
  axisplot = yes
  showcut = no
execute
#2dplot resetall
  grid    = yes
  draw    = all
  undraw  = all
  material = all
  ycut    = 0
  axisplot = yes
  showcut = no
execute
$*****Datenfile zum Speichern oeffnen *****
#file
  name    = myfile
  type    = mafia
  action  = open
  status  = unknown
execute
end

```

Anhang B

LINAC Eingabefiles

B.1 Laufzeitfaktorberechnung

Die Berechnung der einzelnen Laufzeitfaktoren für Beschleuniger mit verschiedenen Spaltanzahlen (siehe Kapitel 3.3.4) wurde entsprechend

$$T = \frac{U_{eff}}{U_0} \cos\phi_S$$

mit LINAC berechnet. Hier ist exemplarisch die Eingabedatei für den 19-Spalter bei einer Einschubenergie von 100 MeV aufgeführt. Für die Berechnungsreihen wurden nur Spaltanzahl und Einschubenergie variiert.

```
-----BEFEHLE:-----
!
!
!
-----
PARTICLE      A      Q      W0(MeV)
              100    1      100
ZAHL  NTEILC
      5000
FREQ  Frequenz in MHz
      202.56
BEAM  X,DPHI  X',DW  ALPHA
      0.001  0.001  0.0    ! HORIZONTAL
      0.001  0.001  0.0    ! VERTIKAL
      1.0    1.000  0.0    ! LONGITUDINAL
      0 ! LABEL  1=DC-STRAHL 2 VERTEILUNG WIRD EINGELESEN
SKAL  SKALIERUNG DER RESONATORSPANNUNG
      1.0
START
SAVE
RESONATOR  NGAPS  UO(MV)  BETAS  PHIO  LRES  GAP  APERTUR---RES_1
          19     1.0    0.1    0    1    0.01  0.01
SAVE
STOP
```

B.2 7-Spalt-Resonator

7gap.dat

Mit dieser Datei wird für das Programm LINAC eine Struktur definiert, bei der ein Strahl mit $A = 100$ und $q = 16$ ($A/q = 6.3$), einer Einschubenergie von 4.15 MeV/u, einer Frequenz von 202.56 MHz und einer Resonatorgesamtspannung von 2.2 MV in eine Struktur aus zwei 7-Spalt-Resonatoren mit den Abmessungen der MAFF-7-Spalter eingeschossen wird. Für die Resonatoren wird ein Abstand von 25 cm angenommen. Die Phase zum Sollteilchen ist so gewählt, das im jeweils mittlere Spalt die Phase 180° beträgt. Es liegt hier also der während des Betriebs strahldynamisch extremste Fall des Abbremsens von 4.15 MeV/u auf ca. 3.6 MeV/u vor.

```
-----BEFEHLE:-----
!IH-7-GAP f"ur MAFF
!
!max. Abbremsen von 4,15 MeV/u
-----
PARTICLE      A      Q      W0(MeV)
              100    16      415
ZAHL  NTEILC
      5000
FREQ  Frequenz in MHz
      202.56
BEAM  X,DPHI  X',DW  ALPHA
      0.005   0.005   0.0    ! HORIZONTAL
      0.005   0.005   0.0    ! VERTIKAL
      5.00    4.000   0.0    ! LONGITUDINAL
      0
! LABEL 0=VERTEILUNG WIRD GENERIERT 1=DC-STRAHL
! 2=VERTEILUNG WIRD EINGELESEN
SKAL  SKALIERUNG DER RESONATORSpannung
      1.0
START
SAVE
RESONATOR  NGAPS  U0(MV)  BETAS  PHIO  LRES  GAP  APERTUR---RES_1
           7      2.2     0.1    -180   1     0.024  0.01
SAVE
DRIFT      LAENGE  APERTUR
           0.25    0.2
RESONATOR  NGAPS  U0(MV)  BETAS  PHIO  LRES  GAP  APERTUR---RES_2
           7      2.2     0.1    -180   1     0.024  0.01
SAVE
STOP
```

B.3 9-Spalt-Resonator

9gap.dat

Mit dieser Datei wird für das Programm LINAC eine Struktur definiert, bei der ein ^{35}Ar -Strahl mit $q = 8$, einer Einschußenergie von 1.1 MeV/u, einer Frequenz von 202.56 MHz und einer Resonatorgesamtspannung von 2.25 MV in den modifizierten Tank des MAFF-7-Spalt-Resonators für REX-ISOLDE eingeschossen wird. Die Phase zum Sollteilchen ist so gewählt, das im jeweils mittlere Spalt die Phase 180° beträgt. Die hier vorliegende Modifikation des 7-Spalter zu einem 9-Spalter ist nicht als Nachbeschleuniger gedacht, sondern auf ein Abbremsen des Argonstrahls von 1.1 MeV/u in den Bereich 0.74 MeV/u.

```
-----BEFEHLE:-----
!IH-Decelerator
!
!
-----
PARTICLE      A      Q      W0(MeV)
              35      8      38.5
ZAHL  NTEILC
      5000
FREQ  Frequenz in MHz
      202.56
BEAM  X,DPHI  X',DW  ALPHA
      0.001  0.001  0.0    ! HORIZONTAL
      0.001  0.001  0.0    ! VERTIKAL
      5.0    0.4    0.0    ! LONGITUDINAL
      0 ! LABEL  1=DC-STRAHL  2 VERTEILUNG WIRD EINGELESEN
SKAL  SKALIERUNG DER RESONATORSPANNUNG
      1.0
START
SAVE
RESONATOR  NGAPS  U0(MV)  BETAS  PHIO  LRES  GAP  APERTUR---RES_1
           9     2.25   0.0446  0     1    0.019  0.007
SAVE
STOP
```

Anhang C

LORASR Eingabedatei

C.1 7-Spalt-Resonator

Hier wird ein einzelner IH-7-Spaltresonator berechnet, der von 4.15 MeV/u bei einer Resonatorgesamtspannung von $U_0 = 2.5$ MV abbremst. Die Spaltspannungsverteilung und Driftröhrenstruktur wurden explizit entsprechend der Messungen am Modell festgelegt. Bei dieser Berechnung wird die Phasenbeziehung zum Sollteilchen in den einzelnen Spalten noch nicht berücksichtigt.

```
FILE 7gap
RUN
TITL MAFF
      Einschuss 4.15 MeV/u
GRUN GAP NO.= 7,SECTIONS= 1,STRUCTURE= 1,MASS= 100,CHARGE= 16
      FREQUENCY= 202.56, PART.NO.= 1500,CUP CURRENT/A= 0.000
      DRIFT BETW. SP. CH. CALLS/CM= 10, TRANSV. CUBE NO.= 30, NDIST=1
      DRIFT= 3.8,GAP NO.= 7,NFREQ.=1,INJ. EN.=415,PH.SHIFT=0.0
      DRIFT= 3.8
PHIS SYNCHR.PHASE= 0.0,7
VOLT -0.1995,1.000,1,
      -0.4073,1.000,1,
      -0.4258,1.000,1,
      -0.4354,1.000,1
      -0.4258,1.000,1,
      -0.4073,1.000,1,
      -0.1995,1.000,1,
      1.00000
DDLV D/L-RATIO= 0.676,7
GADI G/D-RATIO= 1.2, 1.2, 1.2
FIST DR.LENGTH      GAP LENGTH      DIAMETER
      2.6000      2.4000      2.0
      5.0000      2.4000      2.0
      5.0000      2.4000      2.0
      5.0000      2.4000      2.0
      5.0000      2.4000      2.0
      5.0000      2.4000      2.0
      5.0000      2.4000      2.0
      5.0000      2.4000      2.0
      2.6000
RADZ QUADRUPOLE SECTIONS
      DRIFTINDEX= 1, LENSE NO.=0
```

```

LRST PULSE SHAPE AT INJECTION
      HALFAXES: HAE= 1.0, HAPH= 5.0
                HAX= 2.00, HATX= 3.00, HAY= 2.0,HATY= 3.00
      ELLIPSE ORIENT.: DMPH= 0.0, DMX= 0.0, DMY= 0.0
      PULSE CENTER: ESP= 415, PHSP= -32.0
      MISALIGNMENT: DXSP=0, DTXSP=0, DYSP=0, DTYSPP=0
FEVE FIELD DISTRIBUTION PARAMETERS OF NORM-GAPS:
      STRENGTH LENGTH RATIOS CORR. STRENGTH LENGTH RATIOS CORR
X 0.202, 0.500,0.875,0.350,0.35 0.198, 0.512,0.750,0.476,0.48
  0.232, 0.500,0.575,0.550,0.55 0.168, 0.475,0.425,0.725,0.73
X 0.265, 0.367,0.533,0.533,0.53 0.201, 0.342,0.542,0.565,0.57
  0.244, 0.317,0.367,0.732,0.73 0.184, 0.308,0.250,0.867,0.87
X 0.203, 0.256,0.444,0.675,0.68 0.194, 0.238,0.409,0.706,0.71
  0.255, 0.231,0.256,0.851,0.85 1.198, 0.325,0.275,0.275,0.28
X 0.219, 0.181,0.336,0.785,0.79 0.251, 0.197,0.274,0.830,0.83
  1.221, 0.319,0.335,0.156,0.16 1.365, 0.248,0.306,0.252,0.25
X 1.206, 0.414,0.302,0.158,0.76 1.262, 0.361,0.312,0.170,0.80
  1.389, 0.273,0.325,0.207,0.85 1.562, 0.197,0.290,0.324,0.91
X 1.336, 0.366,0.317,0.154,0.79 1.408, 0.316,0.328,0.167,0.82
  1.524, 0.249,0.306,0.253,0.87 1.713, 0.178,0.300,0.311,0.91
X 1.513, 0.314,0.306,0.207,0.82 1.577, 0.275,0.294,0.257,0.85
  1.741, 0.216,0.309,0.270,0.89 1.939, 0.157,0.295,0.333,0.92
X 1.893, 0.254,0.307,0.246,0.86 1.983, 0.223,0.302,0.272,0.88
  2.144, 0.176,0.281,0.346,0.91 2.369, 0.131,0.269,0.399,0.94
X 2.320, 0.207,0.292,0.303,0.89 2.430, 0.175,0.293,0.328,0.91
  2.620, 0.135,0.265,0.394,0.92 2.900, 0.103,0.248,0.453,0.95
X 2.750, 0.181,0.274,0.356,0.91 2.894, 0.159,0.266,0.381,0.92
  3.092, 0.121,0.247,0.437,0.93 3.473, 0.092,0.227,0.500,0.96
ELLI 1,1,1,1,1,1, PERC. CLUSTER PLOTS = 95
      ENVELOPES : 1, PERC. = 100
IHST
RIHS
PLNR 1,APER= 3.0, 2,ERANGE= 10.50,PRANGE= 90.0,3,4,5,6,7,8
PLOT
RPO4
LONG
LORA
END

```

Anhang D

Eigenmodenberechnung

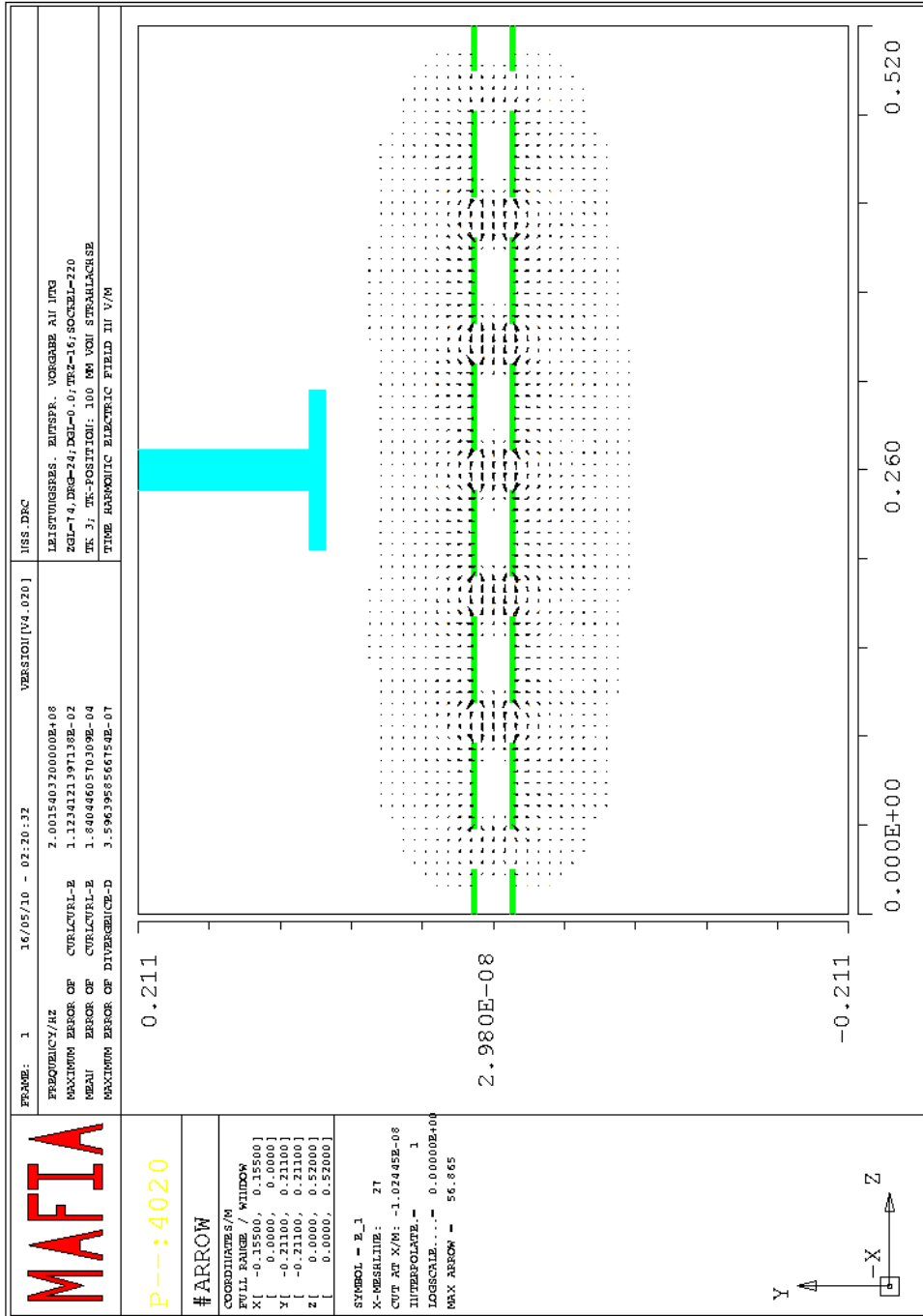


Abbildung D.1: $H_{1,1,1}$ Mode

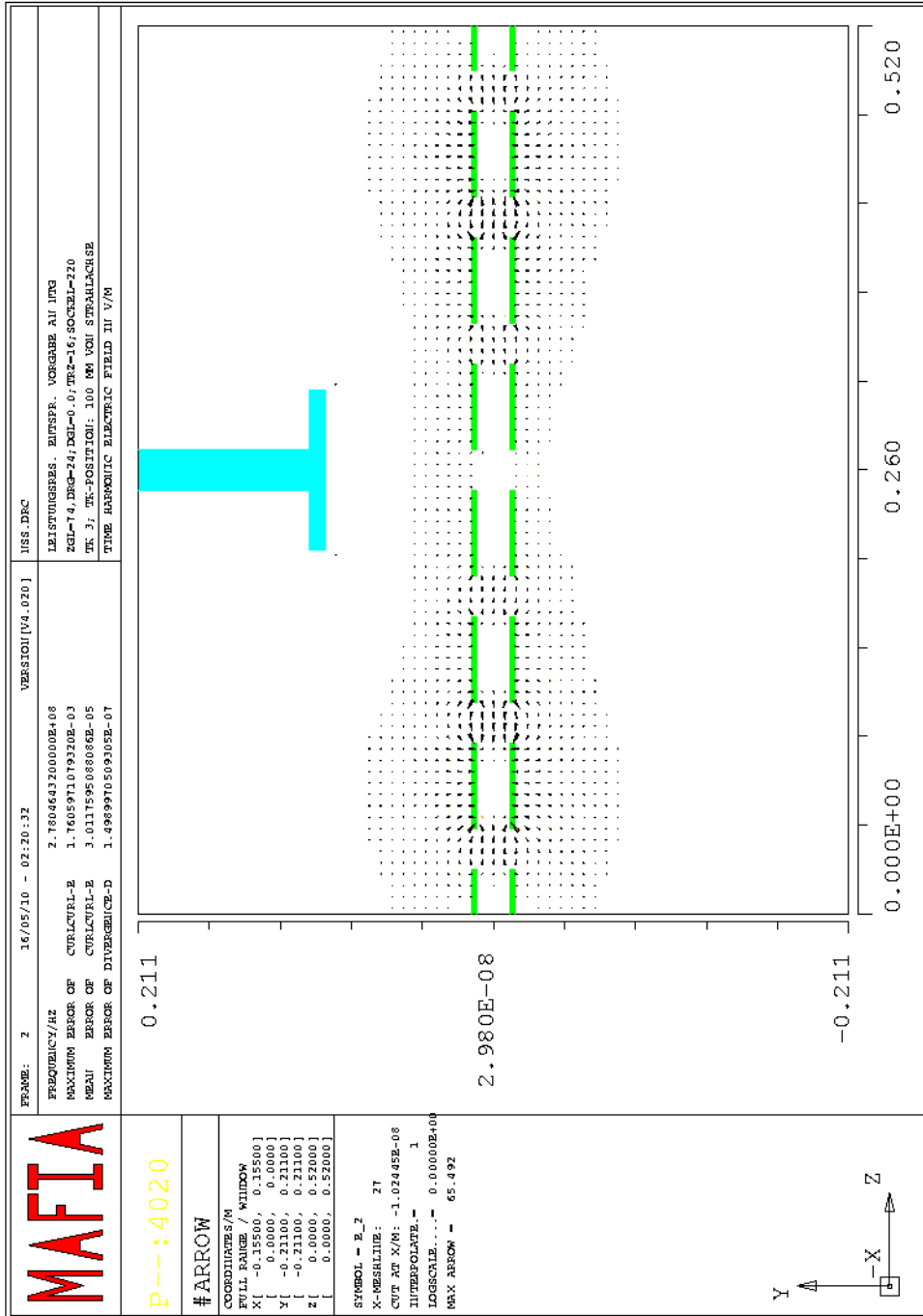


Abbildung D.2: $H_{1,1,2}$ Mode

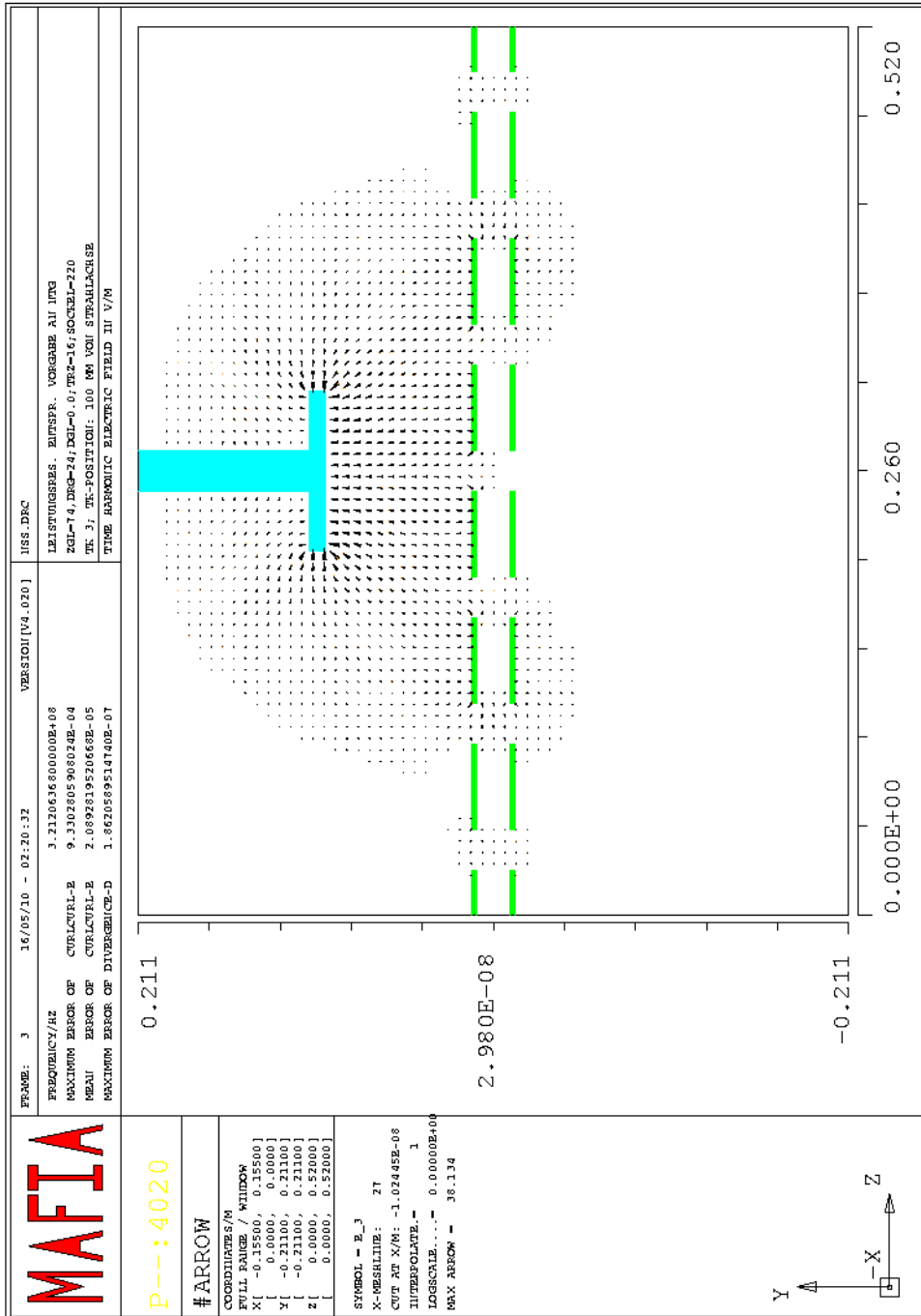


Abbildung D.3: 1. Tauchkolben-Mode

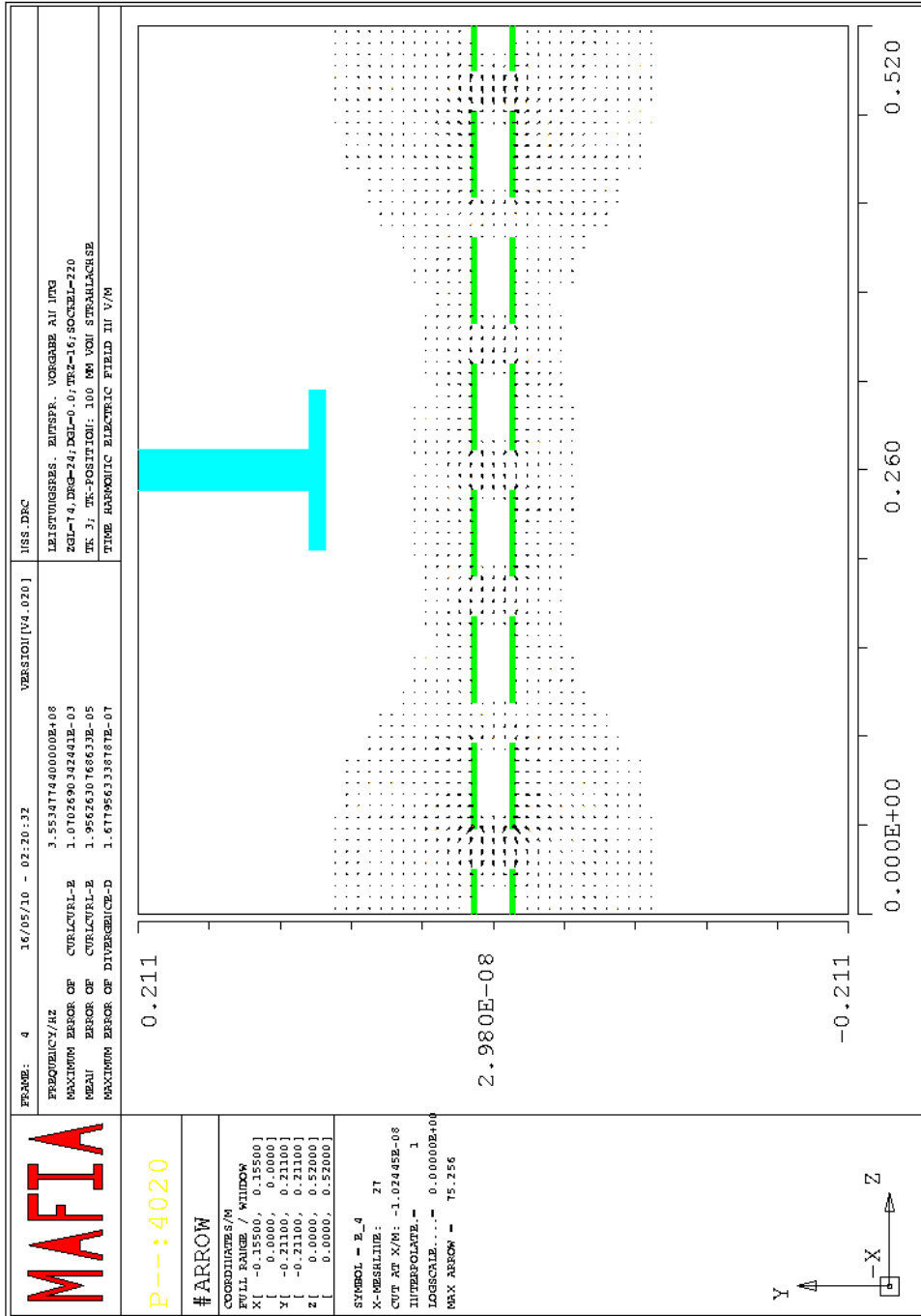


Abbildung D.4: $H_{1,1,3}$ Mode

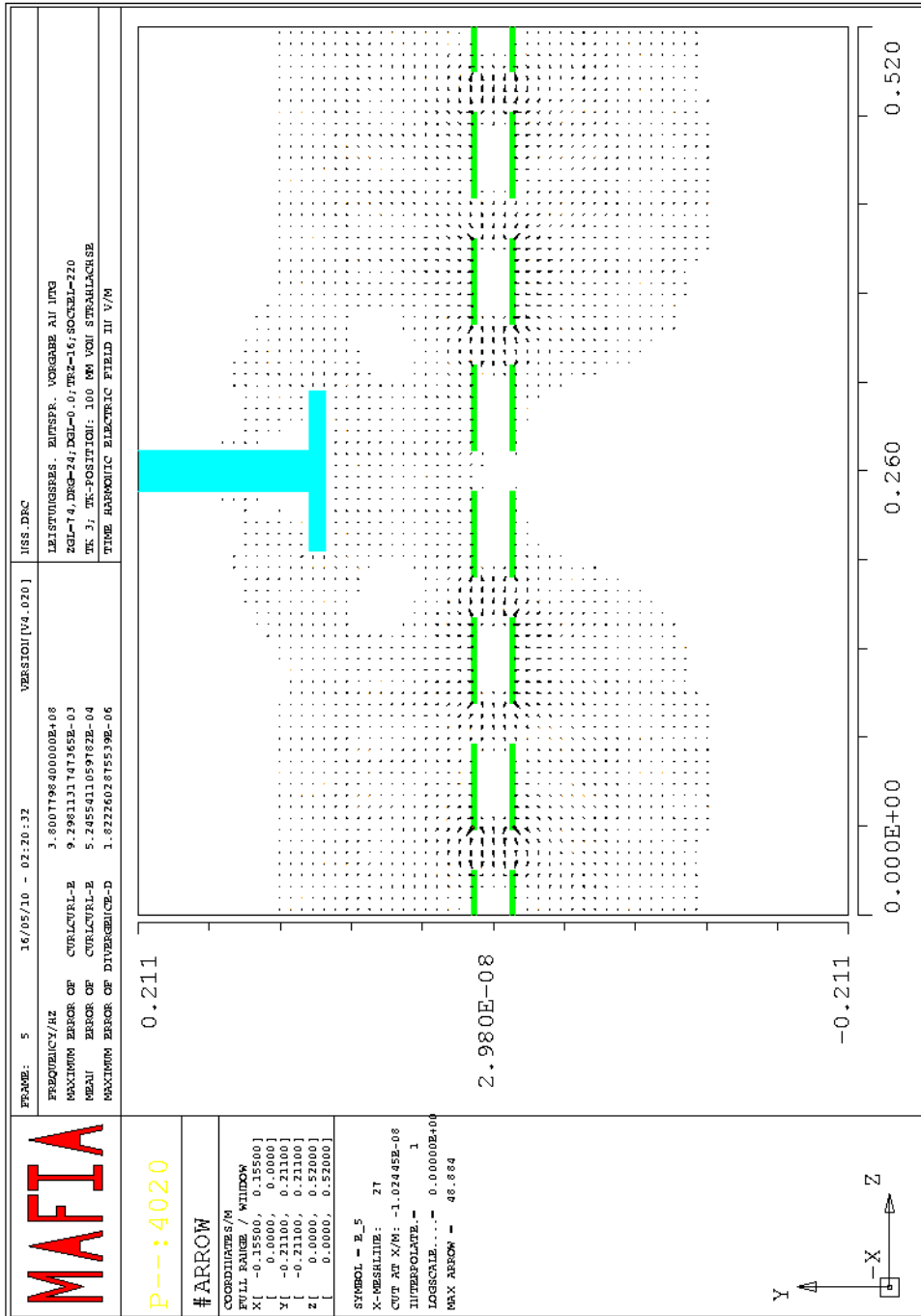


Abbildung D.5: Mischmode Tauchkolben/Resonator

Anhang E

Technische Zeichnungen

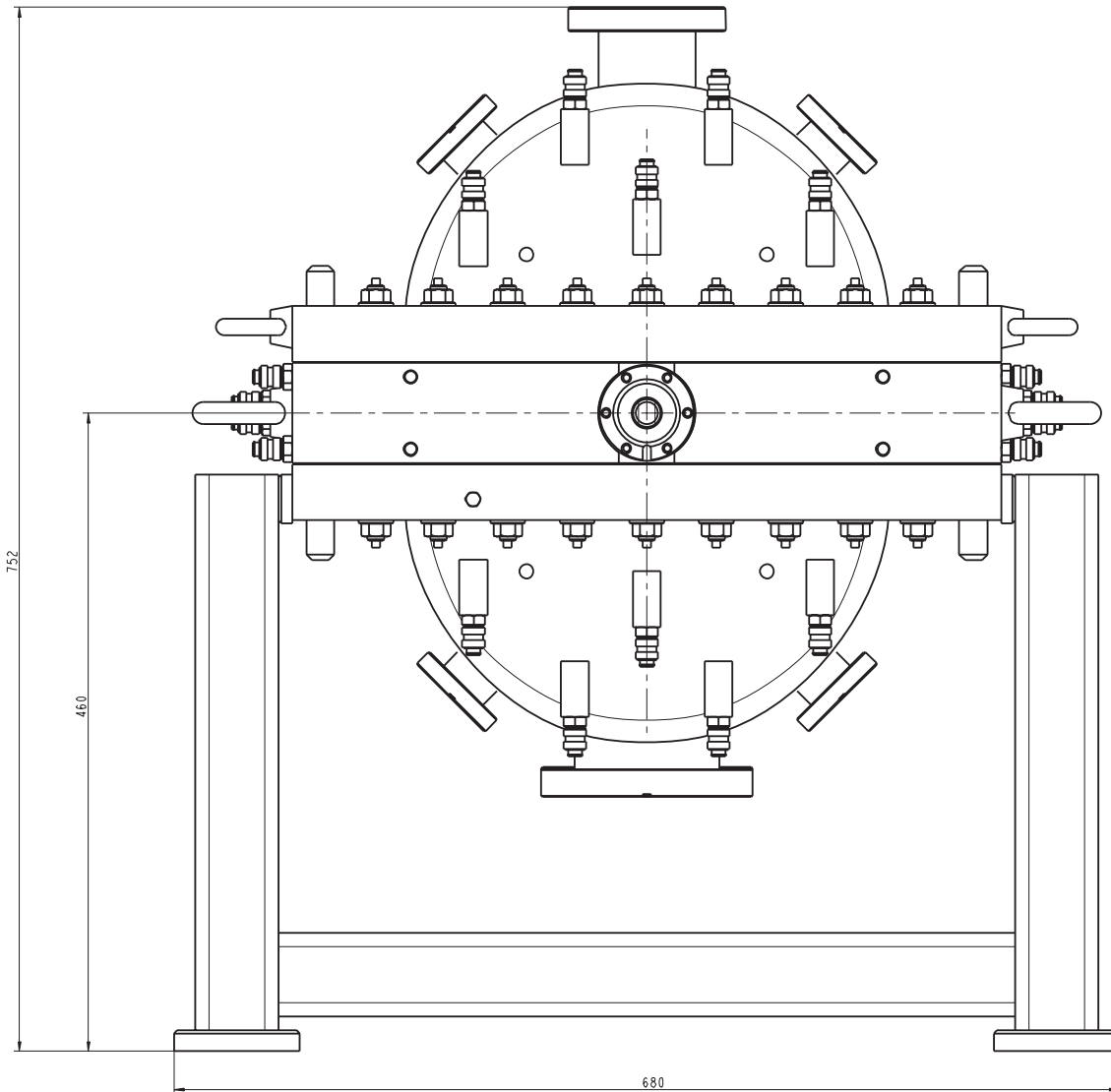


Abbildung E.1: Vorderansicht des Leistungsresonatortanks

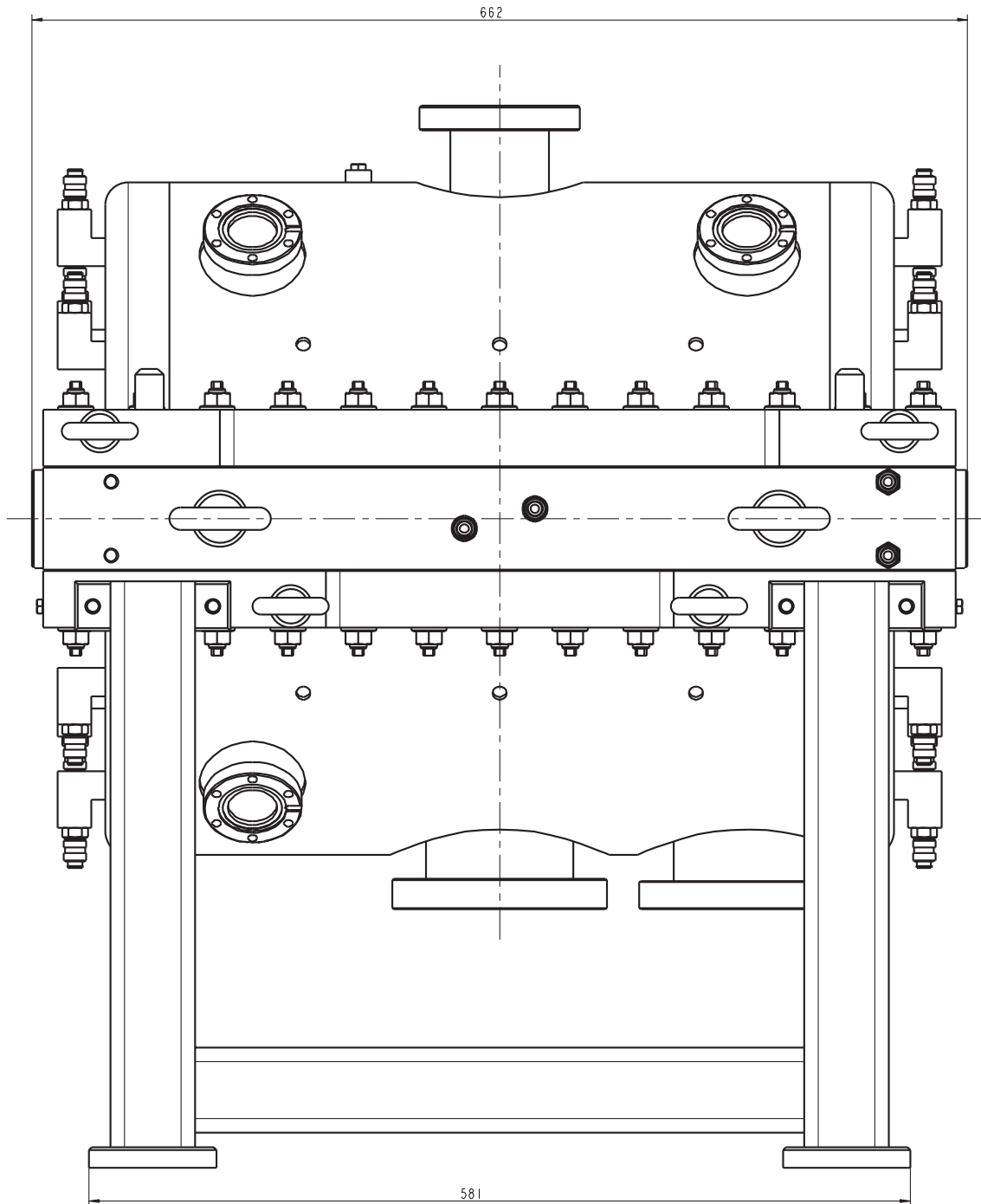


Abbildung E.2: Seitenansicht des Leistungsresonator tanks

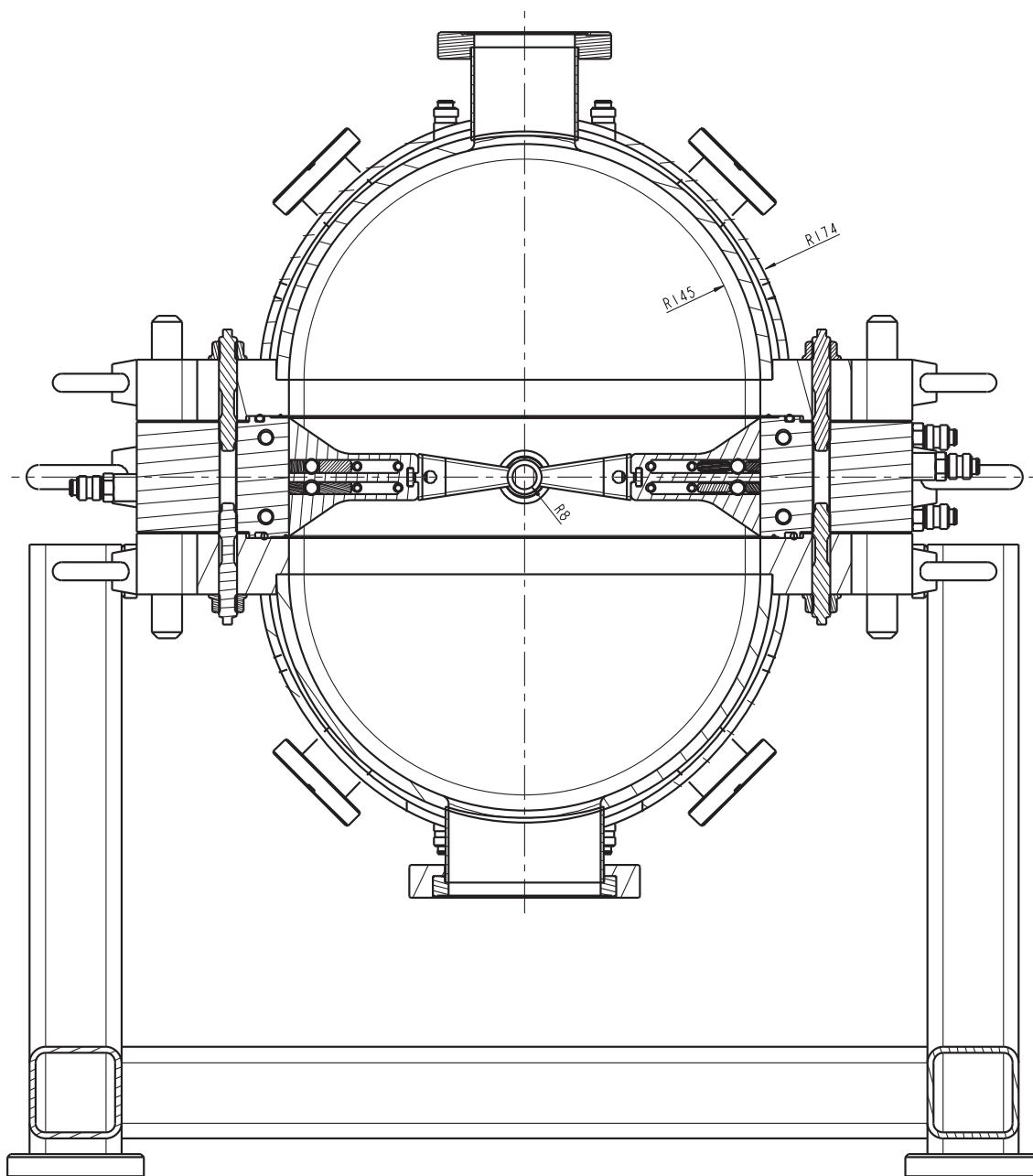


Abbildung E.3: Querschnitt durch den 9-Spalt-Leistungsresonator senkrecht zur Strahlrichtung

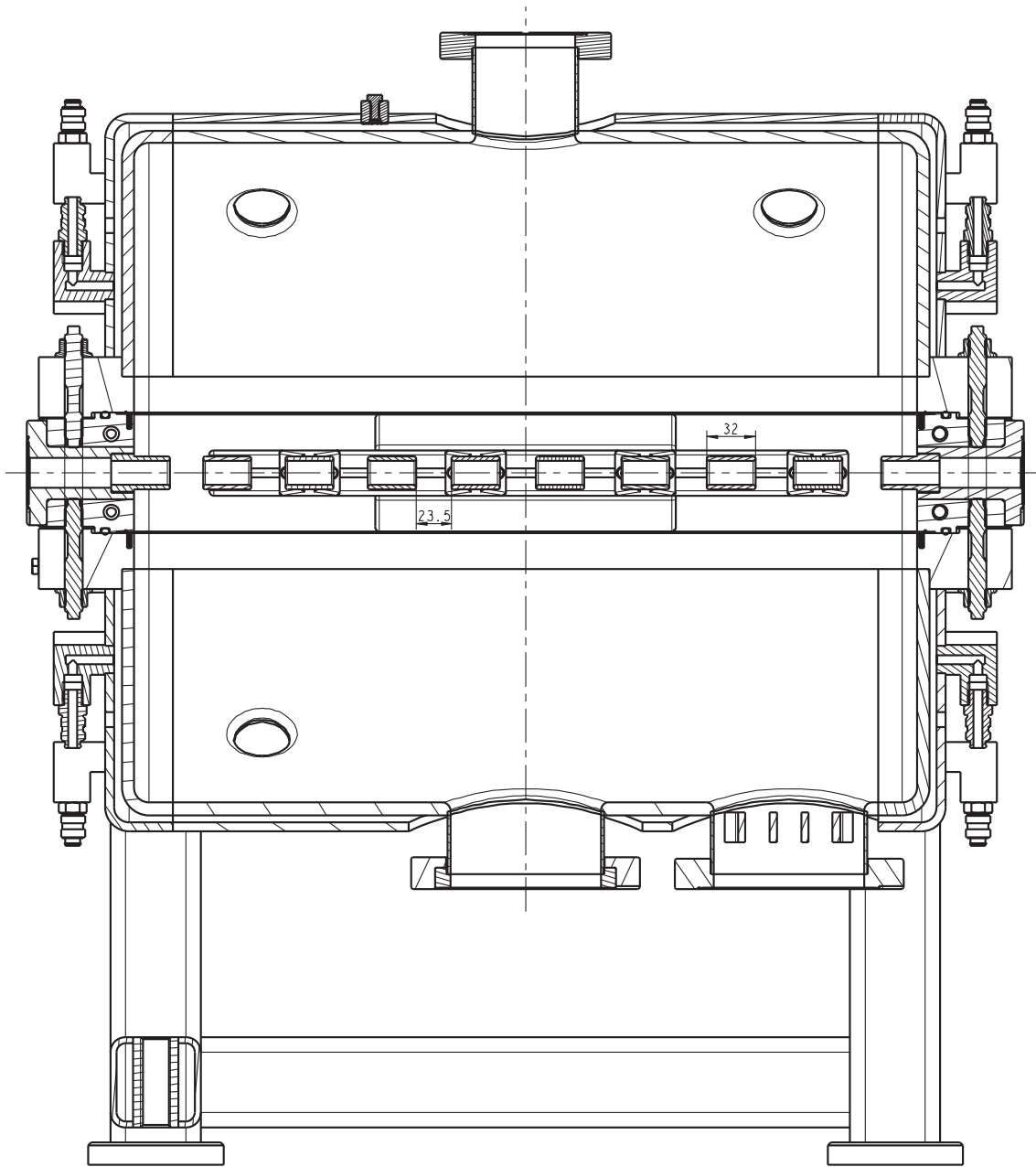


Abbildung E.4: Längsschnitt durch den 9-Spalt-Leistungsresonator parallel zur Strahlrichtung

Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht des ISOLDE-Aufbaus am CERN	7
2.2	Schematische Darstellung des Beschleunigerkonzepts für REX-ISOLDE	8
2.3	Detaillierter Lageplan von REX-ISOLDE	9
2.4	REX-ISOLDE mit Umbau des Nachbeschleunigers auf 3.1 MeV/u	11
2.5	Der Reaktor FRM II und die Experimentierhalle Ost für MAFF	14
2.6	Schemazeichnung für die Produktion einfach geladener Ionen bei MAFF	16
2.7	Aufbau der Target-Ionenquelle	17
2.8	Testtarget des technologischen Labors	18
2.9	Übersicht zum Niederenergiebereich (LEBT) von MAFF	18
2.10	Auslegung des MAFF-LINAC	21
3.1	Wideroe-Prinzip	24
3.2	Alvarez-Prinzip	25
3.3	Feldverteilung der $H_{1,1,1}$ -Mode in einem Zylinderresonator	26
3.4	Einfügen einer interdigitalen Driftröhrenstruktur in einen Hohlraumresonator mit $H_{1,1,1}$ -Mode	27
3.5	Einfluß der Undercuttiefe auf die Spaltspannungsverteilung	28
3.6	Vergleich der Shuntimpedanzen	29
3.7	Laufzeitfaktoren für unterschiedliche Spaltanzahlen	34
3.8	Kritische Feldstärke nach Kilpatrick-Formel 3.15	35
3.9	ProE Designstudie eines IH-7-Spalt-Resonators	37
4.1	Mit "Meshgenerator" erstellte Geometrie eines IH-7-Spalt-Resonators	43
4.2	Ablaufschema einer MAFIA Simulation	45
4.3	Schematische Darstellung der Baugruppen und Maße eines IH-7-Resonators	47
4.4	Leistungsdichte der Verluste durch Oberflächenströme	49
4.5	Magnetfeld innerhalb des Resonator in der $H_{1,1,1}$ -Mode	50
4.6	Elektrische Feldverteilung innerhalb des Resonators in der $H_{1,1,1}$ -Mode.	52
4.7	Feldverteilung in Abhängigkeit von der Tauchkolbenposition	53
4.8	Transversale Akzeptanzen der IH-7-Spaltsektion	57
4.9	Transversale Akzeptanzellipsen der IH-7-Spaltsektion	58
4.10	Abbremsen von 4.15 MeV/u auf 3.6 MeV/u	59

4.11	Beschleunigen von 4.15 MeV/u auf 4.8 MeV/u	60
4.12	Abbremsen von 5.40 MeV/u auf 4.7 MeV/u	61
4.13	Beschleunigen von 5.40 MeV/u auf 6.0 MeV/u	62
4.14	Emittanzentwicklung beim Variieren der Endenergien	63
4.15	Phasenverschiebung in den einzelnen Resonatorspalten	65
4.16	Effektiver Änderung der kinetischen Energie in den einzelnen Spalten .	66
4.17	Simulation der Energiemodulation eines DC-Strahls	68
5.1	Innenansicht Modellresonator	71
5.2	Modellresonator mit Anbauteilen	72
5.3	Resonanzspektrum des Modellresonators	75
5.4	Reflexion des eingekoppelten Signals in Abhängigkeit zum Winkel der Einkoppelschleife	77
5.5	Vergleich der Reflexionsfaktoren verschiedener K_{max} in Abhängigkeit zum Winkel der Einkoppelschleife	77
5.6	Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Tauchkolbenposition bei Tauchkolben Nr.1	79
5.7	Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Tauchkolbenposition und Tauchkolbenplatte	80
5.8	Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Zwischenrahmendicke . .	82
5.9	Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Undercuttiefe	83
5.10	Datenblatt für Störkörpermessung 51b	89
5.11	Direkter Vergleich der Spaltspannungen von 45b mit 51b bzw. 51a mit 51c	90
5.12	Vergleich der Spaltspannungsverteilung von Modellmessung und MA- FIA Simulation	91
6.1	7-Spaltresonator vor Hochglanzverkupferung	94
6.2	Resonanzkurven für 7-Spalt- bzw. 9-Spalt-Leistungsresonatoren	95
6.3	Resonanzspektren für 7-Spalt- bzw. 9-Spalt-Leistungsresonatoren . . .	97
6.4	Störkörpermessung für 7-Spalt-Leistungsresonatoren mit 3 mm Kugel .	99
6.5	Störkörpermessung für 7-Spalt-Leistungsresonatoren mit 6 mm Kugel .	100
6.6	Störkörpermessung für 9-Spalt-Leistungsresonatoren mit 3 mm Kugel .	100
6.7	Photo des Senderoszilloskops	102
6.8	Der Leistungsresonator in der Test-Strahllinie	104
6.9	Schematischer Aufbau der Strahltests	104
6.10	Schematischer Aufbau der Strahlpulsung	106
6.11	Modulierter DC-Strahl bei 7 kW	108
6.12	Modulierter DC-Strahl bei 10 kW	108
6.13	Modulierter DC-Strahl bei 12 kW	109
6.14	Modulierter DC-Strahl bei 15 kW	109
6.15	Modulierter DC-Strahl bei 20 kW	110
6.16	Beschleunigen und Abbremsen bei 15 kW	111
6.17	Abhängigkeit der effektiven Shuntimpedanz von der Senderleistung . .	113

6.18	Abhängigkeit der effektiven Shuntimpedanz von der Senderleistung . .	114
6.19	Abhängigkeit der gemittelten absoluten Shuntimpedanz von der Senderleistung	115
6.20	Tank-Amplitude in Relation zur Wurzel der Senderleistung	116
7.1	Driftröhreneinheiten von 9- bzw. 7-Spalter	120
7.2	Ein- und Ausgangsemittanzen des 9-Spalt-Resonators	122
D.1	$H_{1,1,1}$ Mode	154
D.2	$H_{1,1,2}$ Mode	155
D.3	1. Tauchkolben-Mode	156
D.4	$H_{1,1,3}$ Mode	157
D.5	Mischmode Tauchkolben/Resonator	158
E.1	Vorderansicht des Leistungsresonatortanks	160
E.2	Seitenansicht des Leistungsresonatortanks	161
E.3	Querschnitt durch den 9-Spalt-Leistungsresonator senkrecht zur Strahlrichtung	162
E.4	Längsschnitt durch den 9-Spalt-Leistungsresonator parallel zur Strahlrichtung	163