

EXTRAKTION UND TRANSPORT VON STRAHLEN AUS NEGATIVEN WASSERSTOFFIONEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Andreas Lakatos
aus Hanau

Frankfurt am Main (2004)

(D F 1)¹

¹ (D F 1: D = Dissertation / F 1 = Bibliothekskennzeichen)

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

Dekan:

Prof. Dr. Wolf Aßmus

Gutachter:

Prof. Dr. Horst Klein

Prof. Dr. Alwin Schempp

Datum der Disputation: 07.07.2005

1	<u>EINLEITUNG</u>	1
2	<u>NEUTRONENQUELLEN</u>	3
2.1	ANWENDUNG UND ERZEUGUNG VON FREIEN NEUTRONEN	3
2.2	DIE NEUTRONENQUELLE SINQ	4
2.3	DIE NEUTRONENQUELLE ESS	6
2.4	DIE NEUTRONENQUELLE SNS	8
3	<u>GRUNDLAGEN DER STRAHLBESCHREIBUNG UND ERZEUGUNG</u>	10
3.1	DER EMITTANZBEGRIFF	10
3.2	DER BEGRIFF DER PERVEANZ	12
3.3	ERZEUGUNG VON NEGATIVEN WASSERSTOFFIONEN	14
3.3.1	ENTSTEHUNG FREIER NEGATIVER IONEN	14
3.3.2	PLASMAGENERIERUNG IN DER IONENQUELLE	14
3.3.3	ERZEUGUNG UND VERNICHTUNG VON NEGATIV GELADENEN WASSERSTOFFIONEN	15
3.3.4	AUFBAU DER IONENQUELLE	18
3.3.5	DIE ROLLE DES FILTERFELDES BEI DER ERZEUGUNG NEGATIVER WASSERSTOFFIONEN	20
4	<u>EXTRAKTION VON IONEN</u>	23
4.1	THEORIE DER IONENEXTRAKTION POSITIVER IONEN	23
4.2	DAS TRIODENEXTRAKTIONSSYSTEM	28
4.3	OPTIMIERUNG VON EXTRAKTIONSSYSTEMEN	29
4.4	EXTRAKTION NEGATIVER IONEN	40
5	<u>ELEKTRONEN - DUMPING</u>	42
5.1	DIE VERSCHIEDENEN ANSÄTZE ZUR REALISATION EINES DUMPINGSYSTEMS	42
5.1.1	EXTRAKTION DES STRAHLES MIT GERINGER ENERGIE	42
5.1.2	EXTRAKTION DES STRAHLES MIT HOHER ENERGIE MIT NACHTRÄGLICHEM VERZÖGERN	42
5.1.3	DUMPING AUF DIE PLASMAELEKTRODE	43
5.1.4	EXTERNER DUMPINGSYSTEM	44
5.2	DAS DUMPINGSYSTEM FÜR DEN ESS - PROTOTYP	46
5.2.1	DUMPINGSYSTEM I	46
5.2.2	POSITIONSOPTIMIERUNG DES DUMPINGSYSTEMS	47
5.2.3	REDUZIERUNG DER LEISTUNGSDICHTE DES ELEKTRONENSTRAHLS	48
5.2.4	ERGEBNISSE DER EXPERIMENTIERPHASEN	49
5.2.5	SEKUNDÄRELEKTRONENUNTERDRÜCKUNG	50

5.3	DUMPINGSYSTEM II	52
5.3.1	OPTIMIERUNG DES MAGNETAUFBAUES	52
5.3.2	REDUZIERUNG DES MAGNETFELDES IN DER REGION DER PLASMABLASE	53
5.3.3	REALISIERUNG UND BETRIEBSPARAMETER DES DUMPINGSYSTEMS II	54
6	MAGNETISCHE LEBT - SYSTEME	59
6.1	TRANSPORT VON NIEDERENERGETISCHEN HOCHPERVEANTEN IONENSTRAHLEN	59
6.2	DAS MAGNETISCHE LEBT FÜR ESS	61
6.3	RAUMLADUNGSKOMPENSATION	63
6.3.1	THEORIE	63
6.3.2	KOMPENSATION VON STRAHLEN AUS POSITIVEN IONEN	63
6.3.3	NUMERISCHE BEHANDLUNG DER RAUMLADUNGSKOMPENSATION	64
6.3.4	KOMPENSATION VON STRAHLEN AUS NEGATIVEN IONEN	66
6.3.5	TRANSPORTVERLUSTE DES IONENSTRAHLS DURCH RESTGASWECHSELWIRKUNG	67
6.3.6	ZUSÄTZLICHE PRODUKTIONSZWEIGE FÜR KOMPENSATIONSIONEN	68
7	ELEKTROSTATISCHE LEBT - SYSTEME	71
7.1	REALISIERUNG DER NIEDERENERGIETRANSPORTSTRECKE	71
7.2	DAS ELEKTROSTATISCHE LEBT FÜR SNS	72
7.3	DAS ELEKTROSTATISCHE LEBT FÜR ESS	79
8	MESSUNGEN	84
8.1	MEBAUFBAU ZUR ANALYSE DER GRUNDLEGENDEN PARAMETER DER QUELLE	84
8.2	QUELLENMESSUNG	90
8.2.1	STEIGERUNG DER AUSBEUTE AN NEGATIVEN IONEN DURCH PLATIN	90
8.2.2	MESSUNG DES QUELLENRAUSCHENS	92
8.2.3	MESSUNG DES PLASMAWANDPOTENTIALS/ENERGIEFLUKTUATION DER QUELLE	94
8.3	OPTISCHE SPEKTROMETERUNTERSUCHUNG DES PLASMAS	98
8.4	UNTERSUCHUNG DES EXTRAKTORS MIT POSITIVEN IONEN	104
8.4.1	EMITTANZ ALS FUNKTION DES EXTRAHIERTEN POSITIVEN IONENSTROMS	104
8.4.2	EINFLUß DES MAGNETISCHEN DIPOLSYSTEMS AUF POSITIVE IONEN	107
8.5	OPTISCHE UNTERSUCHUNGEN DER PLASMADICHTEVERTEILUNG	114
8.5.1	EINFLUß DES FILTERMAGNETEN AUF DIE PLASMADICHTEVERTEILUNG	114
8.5.2	AUFBAU ZUR ANALYSE DER OPTISCHEN PLASMAEMISSION	115
8.5.3	MESSUNG DER PLASMADICHTEVERTEILUNGEN	116
8.5.4	RESÜMEE	123
8.6	UNTERSUCHUNGEN ZUR EXTRAKTION VON NEGATIVEN IONEN	124
8.6.1	EMITTANZ ALS FUNKTION DES EXTRAHIERTEN NEGATIVEN IONENSTROMS	124
8.6.2	EINFLUß DER SIMULTAN EXTRAHIERTEN ELEKTRONEN	125
8.6.3	AKTUELL DISKUTIERTER MODELLE DER PLASMAGRENZFLÄCHE BEI NEGATIVEN IONEN	126
8.6.4	EINFLUß DER BOGENSPANNUNG	127

8.6.5	EINFLUß DER MAGNETISCHEN DIPOLFELDER	130
8.6.6	EINFLUß DER STROMRICHTUNG DES PLASMASOLENOIDEN	133
8.6.7	ZUSÄTZLICHE STROMBEGRENZUNG BEI DER EXTRAKTION VON NEGATIVEN IONEN	135
8.6.8	MODELL DER EXTRAKTION VON NEGATIVEN IONEN	137
8.6.9	RESÜMEE	140
8.7	MESSUNGEN ZUR SEKUNDÄRIONENERZEUGUNG	141
8.7.1	SEKUNDÄRIONEN BEI DER EXTRAKTION EINES NEGATIVEN IONENSTRAHLS	142
8.7.2	RESÜMEE	144
8.8	TRANSPORT DURCH LEBT	146
8.8.1	AUFBAU MAGNETISCHES LEBT	146
8.8.2	TRANSPORT DES POSITIVEN REFERENZSTRAHLES	148
8.8.3	OPTISCHE IONENSTRAHLDIAGNOSE DER POSITIVEN IONEN HINTER DEM LEBT	150
8.8.4	SEPARATION DER ELEKTRONEN DURCH DAS MAGNETISCHE LEBT	156
8.8.5	TRANSPORT DES NEGATIVEN IONENSTRAHLS	158
8.8.6	EMITTANZMESSUNGEN DER NEGATIVEN IONEN HINTER DEM LEBT	159
8.8.7	OPTISCHE IONENSTRAHLDIAGNOSE DER NEGATIVEN IONEN HINTER DEM LEBT	160
8.8.8	RESÜMEE	164
9	ZUSAMMENFASSUNG	165
10	LITERATURVERZEICHNIS	168
11	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	173
12	TABELLEN	178

1 Einleitung

Negative Ionen in der Gasphase wurden erstmals von J.J. Thomson zu Anfang der 30er Jahre des 20. Jahrhunderts bei massenspektrometrischen Untersuchungen entdeckt. Bis in die 70er Jahre konnte anhand intensiver Studien für zahlreiche Atome und Moleküle der Nachweis für die Bildung negativer Ionen erbracht werden. Teilchenstrahlen aus negativen Ionen finden auf verschiedenen Gebieten der Technik und Materialbearbeitung zunehmend Anwendungen. Für eine Vielzahl von Beschleuniger - Projekten, wie z. B. den Spallationsneutronenquellen, werden negative Ionen verwendet, da sich mit ihnen eine elegante Injektion des Teilchenstrahls in einen Speicherring eröffnet (s. g. non Liouvillian - stacking).

Den Projekten gemeinsam ist, daß immer höhere Anforderungen an die Anzahl der Teilchen pro Puls, den mittleren Strahlstrom und die Emittanz des Strahls gestellt werden. Je kleiner die Emittanz des transportierten Ionenstrahles desto geringer sind die Strahlverluste, die zu einer Aktivierung der Transportstruktur führen. Ein hoher Strahlstrom bei gleichzeitig geringer Strahlemittanz ist somit eine wichtige Einflußgröße, die Kosten und die Realisierung eines Beschleunigerprojektes bestimmen.

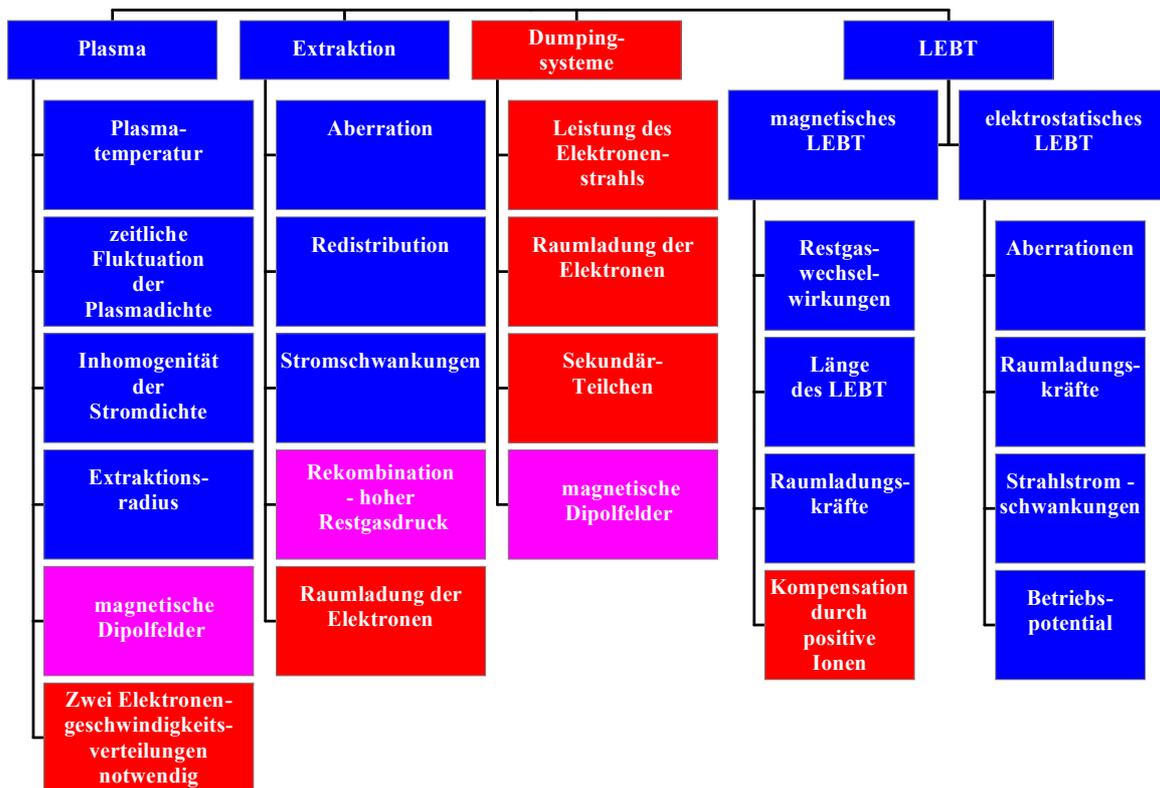


Abbildung 1-1: Blau: Prozesse, die zu Emittanzwachstum führen; Rot: Faktoren die bei der Extraktion von negativen Ionen dazukommen; Lila: Faktoren abhängig vom Aufbau der Ionenquelle.

Um die notwendigen Reaktionsraten zu erreichen, ist für neue Beschleunigerprojekte oftmals eine Revision aller die Strahlqualität beeinflussenden Beschleunigerelemente notwendig. Das Anfangsstück einer jeden Beschleunigeranlage, das sogenannte „Front End“ oder Injektor, bestimmt maßgeblich die Emittanz und Strom des Ionenstrahls. Das Front End beinhaltet die Ionenquelle mit

Einleitung

dem Extraktionssystem, die Niederenergietransportstrecke (Low Energy Beam Transport: LEBT) und den ersten Beschleunigerabschnitt (i. a. Radio Frequency Quadrupol [1; 2]).

In jedem Abschnitt des Front End können unterschiedliche Ursachen zu einer Qualitätsverschlechterung des Strahles (Emittanzwachstum) führen. Ziel der Arbeit ist es, den Einfluß der unterschiedlichen Faktoren zu ermitteln und, falls möglich, Maßnahmen zur Reduzierung des hierbei auftretenden Emittanzwachstum aufzuzeigen. In Abbildung 1-1 sieht man exemplarisch für jedes untersuchte Teilstück die möglichen Prozesse, die zu Emittanzwachstum führen. Zusätzliche Faktoren, die ausschließlich bei negativen Ionen auftreten, sind mit der Farbe Rot gekennzeichnet. In Lila sind diejenigen Prozesse dargestellt, die je nach technischer Umsetzung der Ionenquelle zu Emittanzwachstum führen. Alle Einflußgrößen gliedern sich grob nach ihren Entstehungsorten in Strahlrichtung in der Reihenfolge:

Plasmagenerator (Plasma), Extraktionssystem, Dumpingsystem und LEBT.

Im folgenden Kapitel werden zuerst die zur Zeit wichtigsten Spallationsneutronenquellen und Projekte vorgestellt, um die entscheidenden Strahlparameter zu definieren (Kap. 2). Im Kap. 3 werden die theoretischen Grundlagen der Strahlbeschreibung und der Erzeugung von negativen Ionen erarbeitet. Darin wird eine bisher unbekannte Möglichkeit beschrieben, durch die Oberflächenbeschichtung der Ionenquelle mit dem Edelmetallkatalysator Platin die Erzeugung von negativen Ionen zu steigern. In Kap. 4 werden die Unterschiede der Extraktion von positiven und negativen Ionen gegenübergestellt. Es wird gezeigt, daß mit bisher wenig beachteten Extraktorparametern ein sogenannter stromtoleranter Extraktor entwickelt werden kann. Trotz einer Veränderung des extrahierten Stroms um 5 Faktoren kommt es hierbei nur zu einer geringen Schwankung der Strahlqualität. Dieser eignet sich allgemein für die Extraktion gepulster Ionenstrahlen, im Besonderen aber für die Extraktion von negativen Ionen, da hierbei gleichzeitig Elektronen mitextrahiert werden. Dieser meist hohe Strahlanteil aus hochenergetischen Elektronen muß vor dem Einschub der negativen Ionen in den RFQ durch ein geeignetes System aus dem Strahl ausgelenkt und abgeführt werden. Grundlagen, Entwicklung und Einflüsse dieser sogenannten Dumpingsysteme werden in Kap. 5 beschrieben. Für die Realisierung einer Niederenergietransportstrecke für negative Ionen stehen die beiden Möglichkeiten des magnetischen LEBT (Kap. 6) und des elektrostatischen LEBT (Kap. 7) zu Verfügung. Mit verschiedenen Meßaufbauten werden im anschließenden Kap. 8 die in den vorigen Kapiteln aufgeführten relevanten Größen der Erzeugung, der Extraktion und des Transport experimentell untersucht. Zusätzlich zu den bekannten klassischen Analyseverfahren kommen im Rahmen dieser Arbeit entwickelte optische Meßmethoden zum Einsatz, mit deren Hilfe man Plasmatemperatur und Plasmaverteilung innerhalb der Ionenquelle bestimmen kann. Mit Hilfe der Untersuchungen gelang es, die Unterschiede zwischen der Extraktion von negativen Ionen und von positiven Ionen aufzuzeigen und mit Hilfe der experimentellen Beobachtungen ein Modell für die Extraktion von negativen Ionen zu entwickeln.

2 Neutronenquellen

2.1 Anwendung und Erzeugung von freien Neutronen

Da Neutronen keine elektrische Ladung haben, sind sie ausgezeichnete Analyseteilchen in der Kernphysik. Je höher die Energie der Neutronen ist, desto feinere Einzelheiten kann man mit Hilfe der Neutronenstreuung sondieren. Keine andere physikalische Meßmethode gibt eine ähnliche Fülle von Informationen über Anordnung und Bewegung der atomaren Bausteine. Somit sind Neutronen zu einem unentbehrlichen Werkzeug vieler Disziplinen wie Physik, Chemie, Biologie und Materialforschung geworden. Ihr Anwendungsbereich wird zunehmend breiter und erstreckt sich von der Untersuchung von biologischen Vorgängen in Zellmembranen über das Studium von Katalysatoren, Batterien und magnetischen Substanzen bis hin zur Bestimmung der Lebensdauer von Turbinenschaufeln in Düsentriebwerken.

Das Neutron ist als freies Teilchen nicht stabil. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von etwa 890 Sekunden. Daher kommen freie Neutronen in der Natur nicht vor. Um Neutronen für Experimente nutzen zu können, müssen sie deshalb zuerst aus den Atomkernen freigesetzt werden. Eine Möglichkeit ist die Nutzung der Neutronen, die bei der Kernspaltung in Kernreaktoren entstehen. Im Garchingener Forschungsreaktor [3] werden durch Öffnungen in der Reaktorwand gezielt Neutronen ausgekoppelt und für Experimente genutzt. Zwar erreicht man hiermit die erforderlichen hohen Neutronenströme, doch durch die breite Energieverteilung und die nicht vorhandene zeitliche Struktur dieser Neutronen läßt sich ein Großteil der möglichen Untersuchungsmethoden hiermit nicht realisieren.

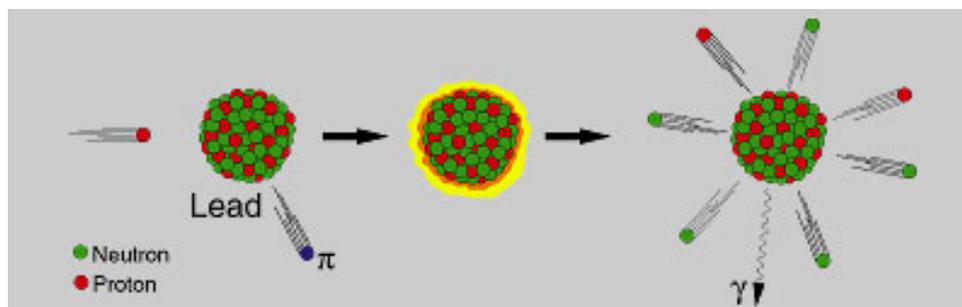


Abbildung 2.1-1: Schematische Darstellung der Spallationsreaktion [4].

Eine elegantere Möglichkeit Neutronen zu erzeugen, ist eine sogenannte Spallationsreaktion, bei der ein Schwermetall (z.B. Blei) mit einem Protonenstrahl beschossen wird. Bei dieser Technik regen die Protonen durch direkten Stoß den Kern an. Dieser Energie entledigt sich der Kern durch «Abdampfen» der Spallations - Neutronen. Hierbei bildet sich die zeitliche Struktur des erzeugenden Protonenstrahles auf den so entstehenden Neutronenstrahl ab. Diese Art der Neutronenerzeugung hat den Vorteil, daß sie jederzeit durch Abschalten des Beschleunigers kontrollierbar ist. Ein großer physikalischer Vorteil dieser Methode, zusätzlich zu der besseren Energieverteilung, ist die Möglichkeit, zeitauflösende Messungen zu realisieren.

2.2 Die Neutronenquelle SINQ

Tabelle 2.2-1 zeigt die bis heute realisierten Spallationsneutronenquellen und deren Neutronenleistung.

Name	Betrieb	Neutronenleistung [kW]
KENS	Puls	3.5
IPNS	Puls	7
LANSCE	Puls	50
ISIS	Puls	150
SINQ	DC	800

Tabelle 2.2-1: Existierende Spallationsneutronenquellen und ihre Neutronenleistung.

Die vom Paul Scherrer Institut (PSI) betriebene Spallationsneutronenquelle SINQ hat zur Zeit die höchste Neutronenausbeute. PSI betreibt seit mehr als 20 Jahren mit großem Erfolg einen Protonen-Beschleuniger. Den schematischen Aufbau dieses Beschleunigers zeigt Abbildung 2.2-1. Den PSI-Protonenstrahl nutzen Forschungsgruppen aus aller Welt für ihre Experimente in Elementarteilchen-, Festkörper- und Materialforschung. Er wird auch für medizinische Zwecke wie z.B. in der Tumorthherapie eingesetzt.

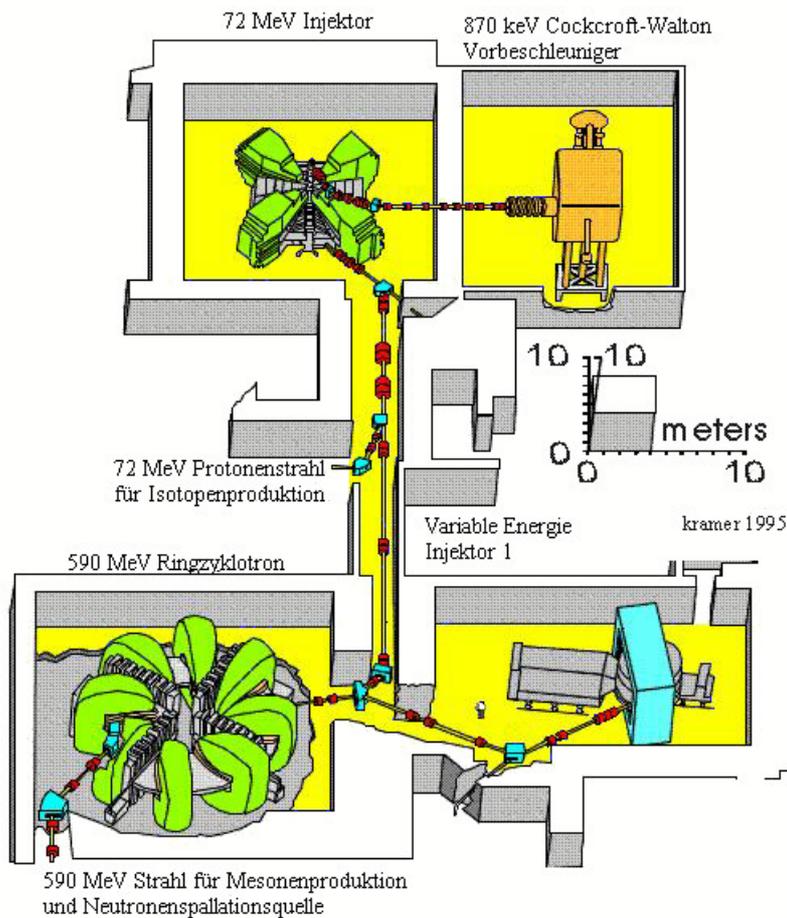


Abbildung 2.2-1: Schematischer Aufbau des Beschleunigers bei PSI [5].

Die Spallationsneutronenquelle SINQ liegt am Ende einer Kaskade aus drei Beschleunigern, die einen DC-Protonenstrahl von 590 MeV und 1.8 mA liefern. Der Strahl wird mit Hilfe eines

Neutronenquellen

Cockcroft - Walton Vorbeschleunigers auf die Energie von 870 keV gebracht und anschließend mit Hilfe eines 4-Sektor Zyklotrons auf die Energie von 72 MeV beschleunigt. Die abschließende Beschleunigung erfolgt durch ein 8-Sektor Zyklotron auf eine Strahlenergie von 590 MeV. Der Strahl wird daraufhin durch die Experimentalhalle geführt, wobei ein Teil des Strahles (20 μ A) für die Tumorthérapien abgezweigt wird. Der Hauptstrahl wird zur Produktion von Pionen an zwei Targetstationen genutzt, wobei seine Energie auf 570 MeV reduziert wird.

Anschließend an diese Experimente wird der verbleibende, aber noch sehr intensive Protonenstrahl in das SING gelenkt. Hier treffen die Protonen mit hoher Geschwindigkeit auf einen Stab aus Blei (Target), in den sie eindringen. Bei der Strahlenergie am PSI setzt jedes Proton aus einem Blei - Target etwa zehn Neutronen frei. Das SING ist eine DC - Neutronenquelle und produziert einen Neutronenfluß von 10^{14} n/cm²/s. Durch die Verwendung von zwei Moderatoren (schweres Wasser (D₂O) und flüssiges Deuterium (D₂ bei 25 K)) kann das Energiespektrum von 0.001 eV mit D₂ bis 10 eV mit D₂O des Neutronenflusses zu niedrigeren Energien hin verändert werden.

Für die in Zukunft geforderten hohen Strahlleistungen ($\gg 1$ MW) mit zeitlicher Struktur müssen aber neue gepulste Spallationsneutronenquellen entwickelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden elektrostatische und magnetische Untersuchungen der Niederenergiesektion durchgeführt, die in zwei dieser zukünftigen Projekte eingegliedert sind. Diese beiden Spallationsneutronenquellen werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.

2.3 Die Neutronenquelle ESS

Eines dieser Projekte ist der Bau einer Neutronenquelle mit dem Namen European Spallation Source (ESS) [6]. Diese seit 1993 von der Europäischen Union geförderte Studie ist zur Zeit zurückgestellt. Bei ESS ist die Verwendung von negativen Ionen vorgesehen. Der geplante Aufbau von ESS soll im folgenden kurz skizziert werden.



Abbildung 2.3-1: Aufbau von ESS [7].

Zwei Ionenquellen liefern Ionenstrahlen aus negativ geladenen Wasserstoffionen mit einem Strahlstrom von jeweils 70 mA bei einer Strahlenergie von 55 KeV [8]. Die Pulsdauer beträgt 1,2 ms mit einer Repetitionsrate von 50 Hz. Die von den Ionenquellen gelieferten Strahlen sollen bei ESS mit Hilfe jeweils eines magnetischen LEBT [9] in zwei voneinander unabhängige 175 MHz Radio Frequency Quadrupole (RFQ) Beschleuniger eingespeist werden (Abbildung 2.3-2). Die normierte RMS-Emittanz der Ionenstrahlen darf vor dem Einschuss in den Beschleuniger nicht größer als 0.1 π mmrad sein.

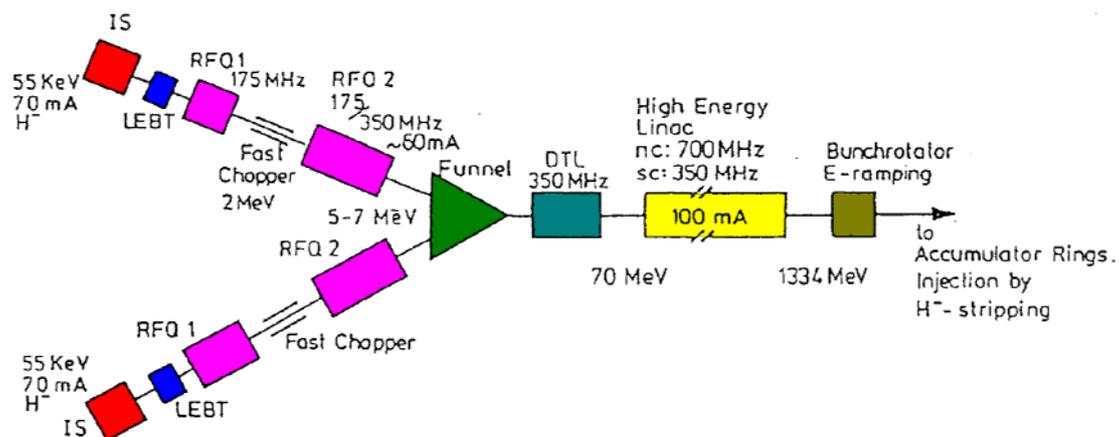


Abbildung 2.3-2: Schematischer Aufbau des ESS-LINAC (nach [14]).

Neutronenquellen

Die Raumladungskräfte machen sich aufgrund der niedrigen kinetischen Energie ($\beta < 1\%$) des Ionenstrahles bei gleichzeitig hohem Strahlstrom besonders in diesem niederenergetischen Transportbereich bemerkbar (Kap. 3.2). Die Untersuchung der Physik innerhalb dieser Niederenergiesektion mit den zusätzlichen Störfaktoren, die bei Generierung und Transport von negativen Ionen auftreten, ist einer der Schwerpunkte dieser Arbeit (Kap. 6). Ein vergleichbares alternatives elektrostatisches Transportsystem wurde anhand von SNS (Kap. 7.2) untersucht.

Nach der Vorbeschleunigung in einem RFQ [10] werden die Ionenstrahlen in einer sogenannten Funnelsektion zusammengeführt [11] und in einem Drift Tube Linac (DTL) [12] auf eine Strahlenergie von 70 MeV beschleunigt. Die Endenergie von 1,334 GeV erreicht der Ionenstrahl hinter dem sich anschließenden Coupled Cavity Linac (CCL) [13].

Am Ende des Linearbeschleunigers werden die negativen Wasserstoffionen einem Akkumulatorring mit Hilfe der sogenannten „non Liouvillian – stacking“ injiziert. Bei diesem von Alvarez 1951 [15] vorgeschlagenen Verfahren werden bei schon gespeichertem rotierendem Teilchenstrahl weitere Partikel eingeschleust. Hierbei nutzt man aus, daß sich beim Einschub in ein magnetisches Feld die Orientierung des Krümmungsradius mit der Umpolung der Ladung des Teilchens ändert. Schickt man die negativen Ionen innerhalb des Ring - Magnetfeldes durch eine Folie, so verändert sich die Ladung der Teilchen durch Abstreifen der Elektronen (stripping) von negativ H^- nach positiv H^+ und somit die Strahlrichtung der Teilchen hinter der Folie. Dadurch können Partikel von einem Linearbeschleuniger, der außerhalb des Ringes steht, tangential an den Strahl heran geführt werden, wobei die Richtung des Magnetfeldes für den Injektionsbereich die gleiche ist wie für den bereits rotierenden Strahl. Durch diese Umladung ist es möglich, die Teilchen mit einer höheren Packungsdichte in die Speicherringe einzuschießen. Ein weiterer Vorteil gegenüber dem konventionellen Verfahren der Injektion ist, daß der Dipolmagnet an der Injektionssektion nicht umgepolt werden muß. Die Protonen werden bis zum Erreichen des Sollstroms in die zwei Speicherringe injiziert. Dann wird der Protonenstrom innerhalb eines 1 μs langen Pulses auf die beiden Targetstationen verteilt. Das erste Target ist für eine Strahlleistung von 5 MW und einer Wiederholfrequenz von 50 Hz, das zweite für eine Leistung von 1 MW und einer Frequenz von 10 Hz ausgelegt. Als Targetmaterial für den Spallationsprozeß dient in beiden Fällen ein flüssiges Schwermetall [6]. Die erwartete Neutronenausbeute liegt bei ESS ungefähr eine Größenordnung höher als die in herkömmlichen Reaktoren.

2.4 Die Neutronenquelle SNS

Die Spallations Neutronen Quelle (SNS) der USA wurde als Kooperation von fünf amerikanischen DOE Instituten entwickelt und ist mittlerweile fertiggestellt [16]. Das Beschleunigersystem von SNS besteht, ähnlich wie bei ESS, aus einer Ionenquelle, einem Linearbeschleuniger und einem Akkumulatorring, die zusammen kurze leistungsstarke Protonenpulse erzeugen. Dieser Protonenpuls von 2 MW Leistung stößt auf ein Quecksilbertarget und erzeugt Neutronen.

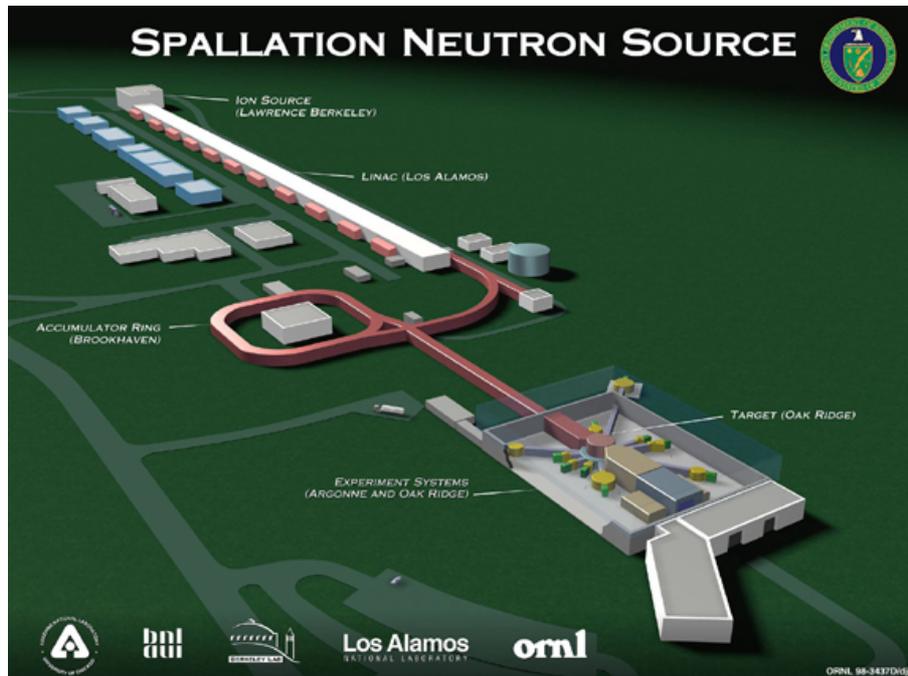


Abbildung 2.4-1: Schematische Ansicht der Spallationsneutronenquelle SNS [4].

Die Aufteilung der Arbeiten unter den beteiligten Instituten war wie folgt (Abbildung 2.4-1): Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) war verantwortlich für das Design und den Bau des sogenannten „Front End“. Dies beinhaltet die Ionenquelle, die Strahlformierung, den niederenergetischen Strahltransport und einen RFQ. Die Ionenquelle produziert einen gepulsten Strahl (0.974 ms, 60Hz) aus 70 mA negativen Wasserstoffionen. Die Emittanz des Strahles sollte dabei hinter dem Extraktor maximal $0.15 \pi \text{mm}^2 \text{rad}$ erreichen.

Im Gegensatz zu ESS wird der Ionenstrahl über ein elektrostatisches LEBT (s. Kap. 7.2) in den RFQ eingespeist. Als Gastwissenschaftler am LBNL wurde mir Gelegenheit gegeben, Untersuchungen zu dieser Variante des LEBT durchzuführen. Vorteil einer elektrostatischen LEBT-Sektion ist, daß ein solches Linsensystem numerisch recht genau berechnet werden kann, ein großer Nachteil, daß die hohe Raumladung des intensiven Ionenstrahles zu hohen Betriebspotentialen und großem Füllgrad der Linsenapertur durch den Strahl führt. Somit ist der transportierbare Strahlstrom durch die Einhaltung von Mindestabständen der Elektroden des Linsensystemes zur Vermeidung von Überschlägen begrenzt. Auch reagieren diese Systeme wesentlich empfindlicher auf Strahlstromschwankungen des Plasmagenerators als ein auf Solenoiden aufgebautes Injektionssystem [17].

Der RFQ beschleunigt die Ionen auf eine Übergabeenergie von 2.5 MeV mit einem Strahlstrom von 56 mA und der Ausgangsemittanz von $0.23 \pi \text{mm}^2 \text{rad}$. Dieser Strahl wird an den Linearbeschleuniger, der vom Los Alamos National Laboratory (LANL) entwickelt wurde, übergeben. Hier wird er in der 465 m langen Struktur aus aufeinanderfolgenden Hohlraumresonatoren von 2.5 MeV auf 1 GeV Endenergie beschleunigt.

Neutronenquellen

Brookhaven National Laboratory war zuständig für den sich anschließenden Speicherring. Der Ring hat einen Umfang von 220,7 m. In diesem werden 1160 Ionenpulse des Linacs zusammengefaßt, um daraus einen Puls von 600 ns zu formieren, der alle 60 Hz das Target trifft. Oak Ridge National Laboratory (ORNL) ist der Standort von SNS. Zusätzlich zu den hierbei anfallenden Aufgaben war ORNL für die Entwicklung und den Bau der Targetstation verantwortlich. Als Targetmaterial dient flüssiges Quecksilber. SNS ist die erste wissenschaftliche Einrichtung, die Quecksilber als Target für Protonenstrahlen benutzt. Quecksilber hat einige Vorzüge gegenüber anderen Materialien. Es wird durch Strahlung nicht aktiviert, hat einen hohen Neutronenanteil (^{120}n , ^{80}p), ist bei Raumtemperatur flüssig und kann dem raschen Temperaturanstieg und den Schockeffekten durch den Hochenergiepuls besser als feste Targets widerstehen. Die hierbei entstehenden schnellen Neutronen müssen abgebremst werden. Ähnlich wie bei PSI werden diese Neutronen durch Zellen mit Wasser bzw. mit flüssigem Stickstoff moderiert. Hauptverantwortliche für die Neutronenexperimente mit SNS ist das Argonne National Laboratory (ANL).

3 Grundlagen der Strahlbeschreibung und Erzeugung

3.1 Der Emittanzbegriff

In diesem Kapitel werden die zwei wichtigsten Größen, die das Verhalten und die Qualität von Teilchenstrahlen in einer Transportstrecke bestimmen, eingeführt. Neben der Kenntnis der äußeren und inneren (Raumladungs-) Kräfte, die durch den Begriff der Perveanz beschrieben sind, ist die wichtigste Kenngröße das durch den Strahl belegte Phasenraumvolumen, die sogenannte Emittanz. Das Phasenraumvolumen eines Teilchenstrahles mit N Teilchen wird im Rahmen der formalen Mechanik als räumliche und zeitliche Entwicklung eines Punktes im $6N$ dimensional Phasenraum Γ_{6N} vollständig beschrieben. Normalerweise beschränkt man sich auf die Betrachtung der Entwicklung einer Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung im 6-dimensionalen Phasenraum Γ_6 :

$$f_6 = f(x, y, z, p_x, p_y, p_z) \quad \text{Gl. 3-1}$$

Da der longitudinale Impuls p_z (Strahlrichtung) im Strahl meist sehr viel größer ist als die transversalen Impulse p_x und p_y , können in paraxialer Näherung die transversalen Impulse durch die Bahnwinkel dargestellt werden:

$$x' = \frac{p_x}{p_z} \quad \text{und} \quad y' = \frac{p_y}{p_z} \quad \text{Gl. 3-2}$$

Hiermit und durch das Ersetzen der Zeit t durch den Ort z ist dann eine weitere Reduktion des Phasenraumes möglich. Der Strahl wird dann durch Gl. 3-3 ausreichend beschrieben.

$$f_4 = f(x, y, x', y', z) \quad \text{Gl. 3-3}$$

Die Projektion der Dichteverteilung auf die Unterräume der belegten Flächen $F_{Rand}(x, x')$, $F_{Rand}(y, y')$ dividiert durch den Faktor π wird als die Randemittanz ε_{Rand} eines Teilchenstrahls definiert.

$$\varepsilon_{x,Rand} = \frac{F_{Rand}(x, x')}{\pi} \quad \text{und} \quad \varepsilon_{y,Rand} = \frac{F_{Rand}(y, y')}{\pi} \quad \text{Gl. 3-4}$$

Um die Emittanzen verschiedener Teilchenstrahlen unabhängig von ihrer Energie vergleichen zu können, werden diese mit den relativistischen Faktoren β_c und γ gewichtet. Diese sogenannte normierte Emittanz ε_{norm} ist definiert als:

$$\varepsilon_{norm} = \beta_c \cdot \gamma \cdot \varepsilon \quad \text{Gl. 3-5}$$

Gemessene Emittanzen können im Phasenraum prinzipiell beliebige Formen annehmen. Oft kann man zur Darstellung der Emittanz die belegte Phasenraumfläche durch eine Ellipse annähern, die dann als sogenannte effektive Emittanz bezeichnet wird. Wenn die Teilchenverteilung in den zweidimensionalen Phasenräumen durch Ellipsen dargestellt wird, genügen zu deren vollständiger mathematischer Beschreibung die drei Ellipsenparameter α , β_ε und γ . Beträgt die belegte Phasenraumfläche $F = \pi\varepsilon$ kann eine Ellipsengleichung definiert werden und es gilt für die Normierung $\beta_\varepsilon\gamma\alpha^2=1$:

$$\beta_\varepsilon x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon_{Rand} \quad \text{Gl. 3-6}$$

Die geometrische Bedeutung der drei Ellipsenparameter verdeutlicht Abbildung 3.1-1.

Der genaue Verlauf der Verteilungsfunktionen f ist in der Praxis nicht bestimmbar. Eine häufig benutzte Verteilung für theoretische und numerische Untersuchungen ist die sog. KV-Verteilung [1]. Bei dieser Verteilung sind alle 2-dimensionalen Projektionen homogen belegte Ellipsen und daher die auftretenden Raumladungskräfte lineare Funktionen der transversalen Ortskoordinaten. Gemessene Teilchenstrahlen besitzen aber häufig inhomogene Ladungsdichtenverteilungen in beiden transversalen Dimensionen. Um Emittanzen unterschiedlicher Ladungsdichteverteilung vergleichen zu können, wurde von Sacherer die aus den zweiten Momenten der Teilchenverteilungsfunktion gebildete Root Mean Square (RMS) Emittanz eingeführt [18]:

$$\varepsilon_{x,RMS} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}$$

Gl. 3-7

Diese berücksichtigt nicht nur die belegte Phasenraumfläche, sondern auch die Dichteverteilung einer Emittanzfigur.

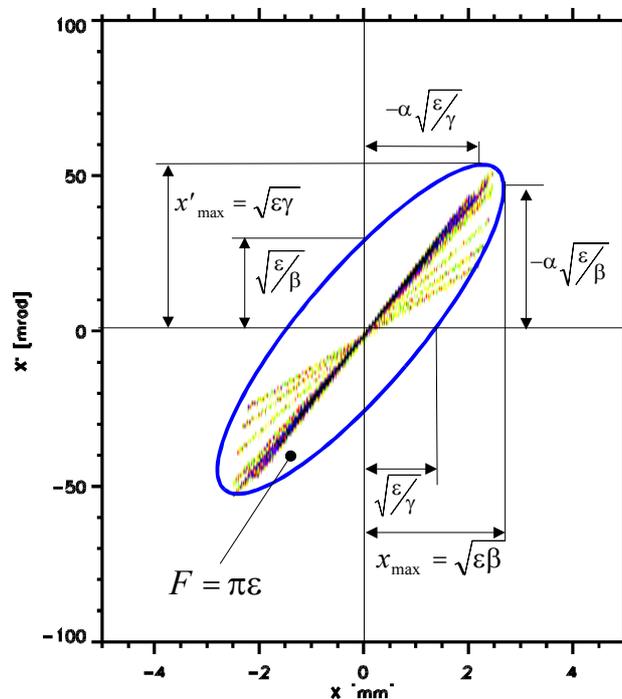


Abbildung 3.1-1: Emittanzellipse im zweidimensionalen Phasenraum.

Für alle aufgeführten Emittanzdefinitionen lassen sich zusätzlich sog. prozentuale oder fraktionelle Emittanzen definieren, für deren Berechnung jeweils nur die Werte herangezogen werden, in denen die Phasenraumdicke einen vorgegebenen Grenzwert übersteigt. Der Anteil der zur Berechnung herangezogenen Intensität an der Gesamtintensität geht dabei in die Notation ein. Zum Beispiel soll $\varepsilon_{x,norm,RMS,80\%}$ im folgenden eine normierte RMS-Emittanz im x-Unterraum bezeichnen, bei der 80% der Gesamtintensität berücksichtigt wurde.

3.2 Der Begriff der Perveanz

Betrachtet man im Ionenstrahl nur die Strahlionen, so bildet sich in einem aus positiv bzw. negativ geladenen Ionen bestehender Teilchenstrahl ein Bereich positiver bzw. negativer Raumladung. Auf Grund dieser Raumladung wirkt auf die Strahlionen eine radial gerichtete abstoßende Kraft. Zur Abschätzung der Raumladungswirkung auf einen Ionenstrahl betrachtet man zuerst den einfachsten Fall eines ursprünglich parallelen, zylindersymmetrischen Strahles mit homogener radialer Ladungsdichteverteilung im Innern eines (langen) zylindersymmetrischen Strahlrohres (dabei entspricht die Strahlachse der Strahlrohrachse). Hierbei ergibt sich unter Vernachlässigung axialer Raumladungsfelder die radiale, defokussierende (Coulomb-) Kraft zu

$$F_{el} = \frac{N \cdot (e \cdot \zeta)^2 \cdot r}{2 \cdot \pi \cdot r_s^2 \cdot \epsilon_0} \quad \text{für} \quad r \leq r_s \quad \text{Gl. 3-8}$$

mit dem Strahlradius r_s , der Elementarladung e , dem Ladungszustand ζ und der Teilchenzahl N bei sonst üblicher Größenbezeichnung. Die korrespondierende Bewegungsgleichung für den Strahlrand ergibt sich bei entsprechender Umformung als

$$r_s \cdot r_s'' \equiv K \quad \text{Gl. 3-9}$$

mit K als der von Lawson [19] eingeführten generalisierten Perveanz, die im nichtrelativistischen Fall durch

$$K = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{Am}{2e\zeta}} \right) \frac{I}{U^{\frac{3}{2}}} \quad \text{Gl. 3-10}$$

gegeben ist (dabei ist U die von den Strahlionen erfahrene Beschleunigungsspannung). Haben verschiedene Ionenstrahlen identische Perveanzen und können sie durch die gleichen Momente der Verteilungsfunktion beschrieben werden, so verhalten sich die Enveloppen, bei gleicher Fokussierstärke k , in einem Transportsystem vollkommen identisch.

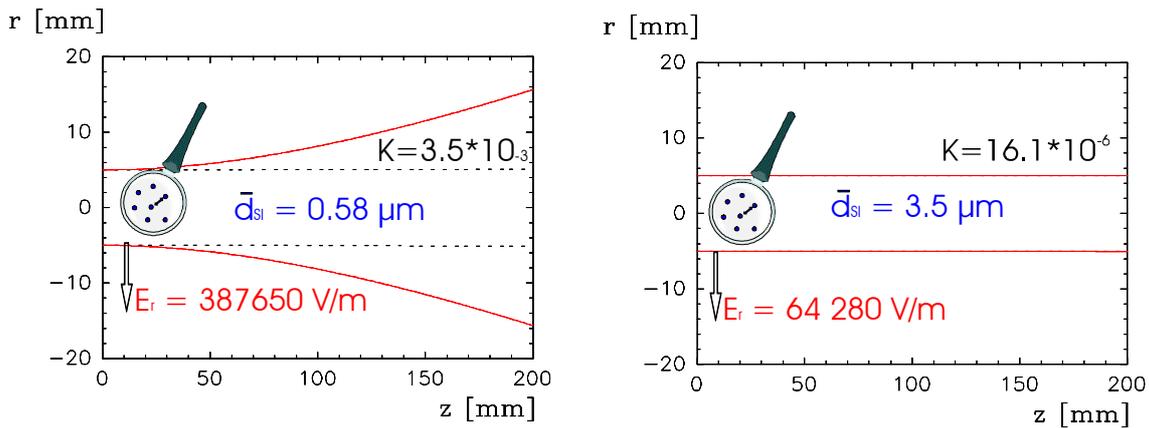


Abbildung 3.2-1: Numerisch berechnete RMS - Strahlenveloppen in einer Driftstrecke
 Links (Nach Quelle): H^- ; 6 keV; 2,52 mA = H^- ; 55 keV; 70 mA
 Rechts (Nach 1. RFQ): H^- ; 2 MeV; 70 mA. (gestrichelt: ohne Raumladung)

In Abbildung 3.2-1 ist die Wirkung der Raumladung auf einen driftenden Ionenstrahl konstanter Emittanz dargestellt. Dabei ist links die numerisch berechnete Strahlenveloppe eines H^- - Strahles mit der Energie von 6 keV und dem Strahlstrom von 2,52 mA, wie auch ein H^- - Strahl mit 55 keV und 70 mA dargestellt. Beide haben die gleiche Perveanz und somit die gleiche Entwicklung der

Grundlagen der Strahlbeschreibung und Erzeugung

Strahlenveloppe. Man sieht, im Vergleich zwischen Abbildung 3.2-1 links und rechts, daß die Raumladungskräfte sich aufgrund der niedrigen kinetischen Energie bei gleichzeitig hohem Strahlstrom besonders im niederenergetischen Transportbereich ($\beta < 1\%$) bemerkbar machen. In diesem Fall wird auch von raumladungsdominierten bzw. hochperveanten Ionenstrahlen gesprochen. In Tabelle 3.2-1 sind die für einen Strahltransport wichtigsten Strahlparameter unterschiedlicher aktueller Beschleunigerprojekte und der im Rahmen dieser Arbeit gemachten Messungen (mit IAP gekennzeichnet) vergleichend gegenübergestellt.

		I[mA]	W[keV]	β	K	$\epsilon_{\text{norm,RMS}}$ [πmmmrad]
ESS	H ⁻	70	55	0.0108	0.0035	0.1
SNS	H ⁻	70	65	0,0118	0,0027	0.15
IFMIF	D ⁺	140	100	0.0103	0.0041	0.1
IAP	H ₃ ⁺	2.15	6	0.0021	0.005	0.01
	H ⁻	2.15	6	0.0035	0.003	0.05

Tabelle 3.2-1: Gegenüberstellung der wichtigsten Strahlparameter aktuell diskutierter Projekte mit den in Rahmen dieser Arbeit erzielten Werten [8; 20; 21].

Die vorgestellten Werte belegen, daß die für die Messungen am IAP verwendeten Ionenstrahlen mit denen der aktuell diskutierten Projekte hinsichtlich ihrer Perveanz mindestens gleichwertig sind. Die von der in den Versuchen verwendeten Ionenquelle gelieferte Emittanz ist deutlich geringer als die in den Projekten erlaubte maximale Emittanz [22; 23]. Dies gestattet eine detailliertere Analyse der Faktoren des Emittanzzuwachses.

3.3 Erzeugung von negativen Wasserstoffionen

3.3.1 Entstehung freier negativer Ionen

Daß sich negative Ionen in Elektrolyten bilden können, ist seit langem aus der Chemie bekannt. Weniger bekannt ist, daß einige Elemente auch in der Gasphase negative Ionen bilden können. Ob ein Atom ein negatives Ion bildet, hängt von dem Aufbau seiner Elektronenhülle ab. Nähert sich ein freies Elektron einem neutralen Atom, so bewirkt das elektrische Feld des Elektrons eine Verschiebung des Kerns gegenüber der Elektronenhülle. Das dabei entstehende Dipolmoment des Atoms ist proportional zum elektrischen Feld des Elektrons.

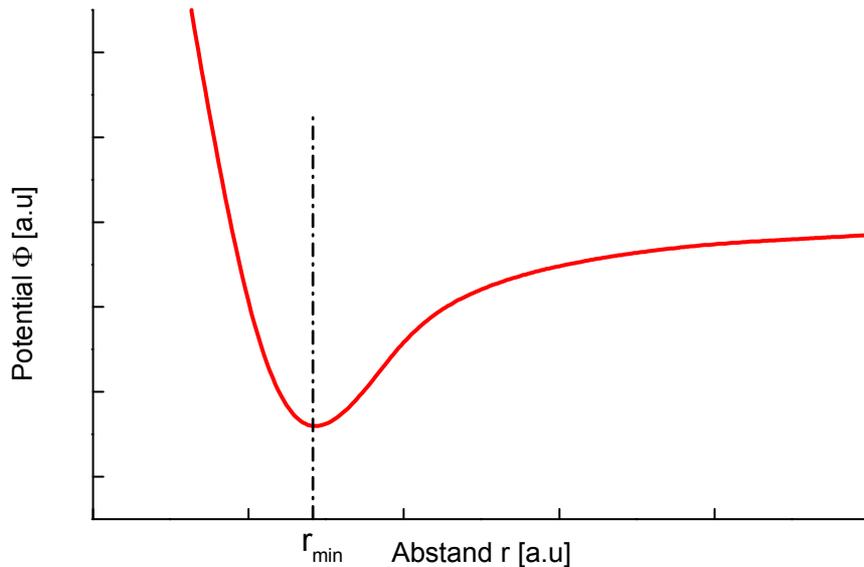


Abbildung 3.3-1: Schematischer Potentialverlauf als Funktion des Abstands zwischen Atom und Elektron [24].

Das entstehende Potential $\Phi_p(r)$ bewirkt, daß sich das zusätzliche Elektron und das Atom gegenseitig anziehen (Abbildung 3.3-1). Der genaue Potentialverlauf ist von Element zu Element verschieden. Die Atome, die in ihrem Potential ein deutliches Minimum haben, neigen zur Bildung von negativen Ionen. Aufgrund der geringen Tiefe des Minimums existiert in der Regel aber nur ein gebundener Zustand.

3.3.2 Plasmagenerierung in der Ionenquelle

In einer Ionenquelle [25] werden Gasentladungsplasmen oder HF-Plasmen erzeugt [26; 27]. Hierbei wird dem neutralen Arbeitsmedium, meist Gasen, auf unterschiedliche Weise Energie zugeführt. Die Ionisierung der Atome bzw. Moleküle erfolgt sowohl aus dem Grundzustand als auch durch Stufenionisation aus einem angeregten Niveau durch zahlreiche Stoßprozesse [28]. Insgesamt muß mindestens die Ionisierungsenergie der Materie zugeführt werden. Dies kann durch gaskinetische Stöße (thermische Ionisation), Lichtabsorption (Photoionisation) oder Stöße mit Teilchen - meist Elektronen - (Stoßionisation), erfolgen [29-32]. Um negative Wasserstoffionen zu erzeugen, wird als Arbeitsgas H_2 benutzt. Das Plasma der Ionenquelle setzt sich dementsprechend aus H^- , H^+ , H_2^+ und H_3^+ Ionen, Neutralgasteilchen und Elektronen zusammen. Zur Produktion dieses Plasmas für negative Wasserstoffionen kann man sowohl Gasentladung [33] als auch HF [34] benutzen. Zwei unterschiedliche Erzeugungsmechanismen sind für die Entstehung von H^- Ionen im Plasma verantwortlich: der Volumenprozeß und der Oberflächenprozeß.

Über den Volumenprozeß wurde erstmals 1977 von M. Bacal [35] berichtet. Der Volumenprozeß schließt die Bildungsprozesse, die zwischen freien Teilchen ablaufen, ein. Das sind die Stoßionisation sowie die thermische Ionisation. Auf den Volumenprozeß wird im folgenden Kapitel ausführlich eingegangen.

Beim Oberflächenprozeß an einer metallischen Wand entstehen negative Ionen durch die Umladung freier positiver oder neutraler Teilchen. Dieses Verfahren wird bei Magnetron -, Penning - oder sogenannten Konverterquellen genutzt. Zur Steigerung der H^- - Produktion mit Hilfe des Oberflächenprozesses kann man Metalle mit niedriger Austrittsarbeit, z.B. Cäsium, in die Plasmakammer einbringen [36]. Das Cäsium bildet dann auf den Metalloberflächen der Plasmakammer eine Cäsiumschicht. Diese Schicht reduziert die Elektronenaustrittsarbeit des Metalls und erhöht damit die Wahrscheinlichkeit, daß es bei Annäherung eines Wasserstoffteilchen an die beschichtete Metalloberfläche zur Bildung von H^- - Ionen kommt. Um die Ausbeute an negativen Ionen zu steigern, wird dieser Prozeß auch zusätzlich in Quellen, die den Volumenprozeß verwenden, eingesetzt [33].

3.3.3 Erzeugung und Vernichtung von negativ geladenen Wasserstoffionen

Die Erzeugung von negativen Ionen mit Hilfe des Volumenprozesses erfolgt in zwei Stufen. Grundvoraussetzung für diese Erzeugungsart ist, daß sich im Plasmagenerator zwei Regionen mit unterschiedlichen Elektronengeschwindigkeitsverteilungen befinden. Ein sogenannter Treiberbereich, in dem schnelle Elektronen vorherrschen und angeregte Wasserstoffmoleküle erzeugen, und dem Extraktionsbereich, in dem sich langsame Elektronen befinden. Zur Erzeugung und Trennung dieser Bereiche werden magnetische Dipolfelder genutzt, die sogenannten Filterfelder [37].

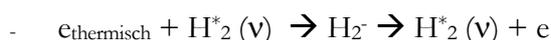
Die angeregten $H_2^*(v)$ diffundieren zusammen mit positiven und negativen Ionen sowie den langsamen Elektronen durch das Filterfeld. Im Extraktionsbereich werden aus diesen $H_2^*(v > 4)$ in Verbindung mit den niederenergetischen Elektronen durch dissoziative Elektronenanlagerung negative Wasserstoffionen:



Für eine hohe Produktionsrate von negativen Wasserstoffionen ist vor allem eine hohe Ausbeute an angeregtem Wasserstoff im Treiberbereich (s. Abbildung 3.3-4, Seite 20) entscheidend. Dieser wird durch Stöße der schnellen Elektronen mit den Wasserstoffmolekülen oder durch Neutralisation von Ionen an den Kammerwänden erzeugt:

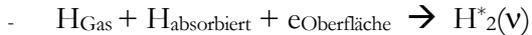


Hoch angeregte $H_2^*(v)$ - Moleküle werden hauptsächlich durch die folgenden vier Prozesse produziert:



Grundlagen der Strahlbeschreibung und Erzeugung

- durch Rekombination von Wasserstoffatomen an den Wänden



Die so erzeugten $H^*_2(v)$ diffundieren in die Extraktionsregion und werden hauptsächlich durch den dominanten Prozeß der dissoziativen Anlagerung in negative Ionen umgewandelt. Zusätzlich gibt es noch weitere Produktionskanäle für negative Wasserstoffionen im Extraktionsbereich. Tabelle 3.3-1 listet die wichtigsten Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse im Energiebereich des Plasma-generators auf. Die zugehörigen Wirkungsquerschnitte sind aus Abbildung 3.3-2 ersichtlich.

Nr.	Prozeß	Art	Name
1	$e^- + H^*_2(v>3)$	Prod.	Dissoziative Anlagerung
2	$e^- + H_2^+$	Prod.	Dissoziative Rekombination
3	$e^- + H_3^+$	Prod.	Dissoziative Rekombination
4	$H^0 + H_2$	Prod.	
5	$e^- + H_2$	Prod.	Polare Dissoziation
6	$e^- + H_2$	Prod.	Dissoziative Anlagerung
7	$H^- + H^+$	Vern.	Gegenseitige Neutralisation
8	$H^- + H_2$	Vern.	
9	$H^- + H^+$	Vern.	
10	$H^- + e^-$	Vern.	Elektronenstoß
11	$H^- + e^-$	Vern.	Elektronenstoß
12	$H^- + H^0$	Uml.	Umladung

Tabelle 3.3-1: Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse für negative Wasserstoffionen (aus ORNL- 3113, ORNL- 5206, ORNL- 5207, ORNL- 6086).

Gegenüber den Erzeugungsprozessen steht eine Reihe von Vernichtungsprozessen, die zur Neutralisation der erzeugten negativen Ionen führen. Tabelle 3.3-1 zeigt eine Auflistung der möglichen Stoßreaktionen. Der Vernichtungsprozeß mit dem größten Wirkungsquerschnitt in einem breiten Energiebereich ist die gegenseitige Neutralisation. Hierbei stoßen ein positives und ein negatives Wasserstoffion zusammen und rekombinieren zu zwei neutralen Wasserstoffatomen. Ebenso können die Ionen durch die sogenannte Stoßneutralisation zerstört werden. An erster Stelle steht dabei der Stoß mit einem Elektron. Darüber hinaus findet die Stoßneutralisation auch mit atomarem sowie molekularem Wasserstoff statt. Weitere Neutralisationsprozesse sind Stöße mit Wänden (Oberflächenneutralisation), die Absorption von Photonen (Photoneutralisation) sowie die Neutralisation in starken elektrischen Feldern.

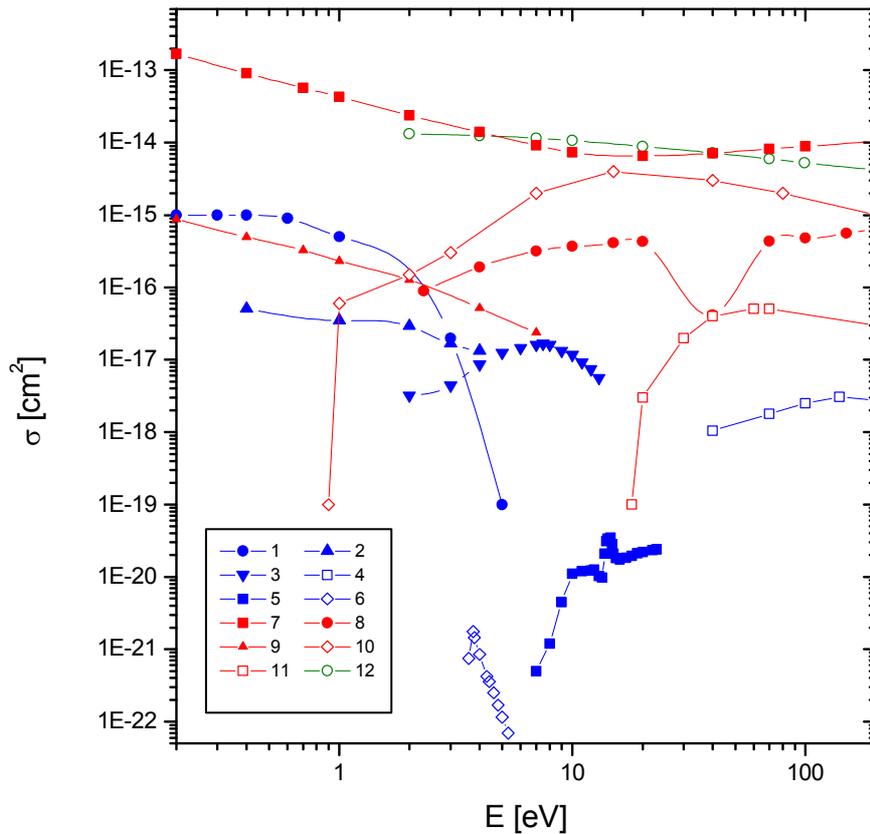


Abbildung 3.3-2: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung und Vernichtung von negativ geladenen Wasserstoffionen. (Die Nr. der Prozesse entsprechen denen in der Tabelle 3.3-1)

Im Fall des Wasserstoffs haben die Vernichtungsprozesse höhere Wirkungsquerschnitte als die Bildungsprozesse. Entscheidend für die Ausbeute an extrahierbaren negativen Ionen sind daher die Reaktionsraten der Prozesse, nicht allein die Wirkungsquerschnitte.

Im ungestörten Fall, d.h. ohne Extraktion, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen H^- - Produktion und H^- - Verlust im Plasmagenerator ein. Dies ist in Gl. 3-11 verdeutlicht.

$$\overbrace{\sum_1^p n_p \cdot \sigma_p}^{\text{Erzeugung}} \xleftrightarrow{\text{Gleichgewicht}} \overbrace{\sum_1^v n_v \cdot \sigma_v}^{\text{Vernichtung}} + \overbrace{[\text{Extraktion}]}^{\text{Störung}}$$

Gl. 3-11

Bei einer Störung, wie zum Beispiel durch eine Extraktion, versucht das System wieder den Gleichgewichtszustand zu erreichen. Wird die H^- - Dichte im Plasma durch die Extraktion kleiner, so reduzieren sich die Verluste an negativen Ionen. Damit verbunden ist eine Steigerung der H^+ - und H^0 - Dichte. Dies wiederum führt zu einer Steigerung der H^- - Produktion. Die Effektivität eines Plasmagenerators ist dadurch gekennzeichnet, wie schnell sich dieser Gleichgewichtszustand in Abhängigkeit zum extrahierten Strom pro Zeiteinheit wieder einstellt. Nicht ausreichende Reaktionsraten der Erzeugung machen sich zuerst durch zeitliche Fluktuation des Plasmas bemerkbar; nach Überschreiten dieses labilen Punktes erlischt das Plasma. Die Reaktionsraten werden über die Wahl der Betriebsparameter des Plasmagenerators (Gasdruck, Anodenstrom und Spannung, Magnetfelder usf.) optimiert.

3.3.4 Aufbau der Ionenquelle

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Quelle für negative Ionen entwickelt. Die Ionenquelle arbeitet nach dem Prinzip des Volumenprozesses und gliedert sich grob in Plasmakammer und Extraktionssystem mit integriertem Dumpingsystem. Das Extraktionssystem ist ein Triodensystem, bestehend aus Plasmaelektrode, Screeningelektrode und Erdelektrode.

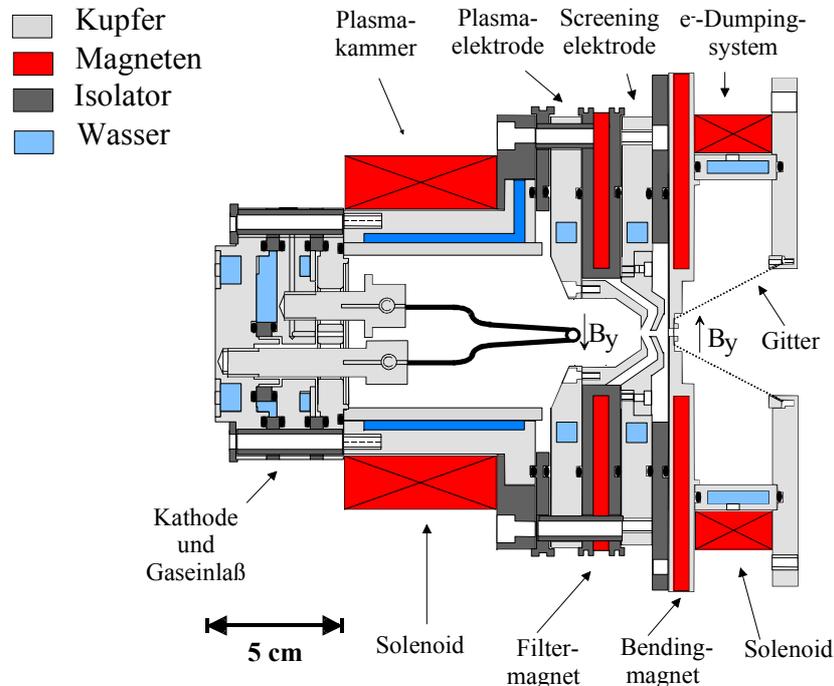


Abbildung 3.3-3: Schematischer Aufbau der Ionenquelle.

Die Erdelektrode ist ein Gitter, durch das die simultan extrahierten Elektronen in das wassergekühlte Dumpingsystem eindringen können, um dort abgeführt zu werden. Die dabei entstehenden Sekundärelektronen werden durch den Potentialwall des Erdgitters am Wiedereintritt in das Extraktionssystem gehindert. Ein im Dumpingsystem integrierter Solenoid erzeugt eine zusätzliche Hemmung der vagabundierenden Sekundärelektronen. Auf das Extraktionssystem (Kap. 4) und das Dumpingsystem (Kap. 5) wird in gesonderten Kapiteln noch vertiefend eingegangen. In der Isolation zwischen Plasmaelektrode und Screeningelektrode sowie in der Erdelektrode ist jeweils das Joch eines elektrischen Dipolmagneten integriert. Zwischen Plasmaelektrode und Screeningelektrode sitzt der Filtermagnet und in der Erdelektrode der für das Ausblenden der Elektronen aus dem Hauptstrahl zuständige Bendingmagnet. Beide sind baugleich und symmetrisch aufgebaut, so daß sich bei gleichem, aber gegenläufigem Strom durch die an den Jochen befindlichen Spulen das resultierende Magnetfeld an der Extraktionsöffnung zu Null ergibt. Wie in den Kap. 8.4 bis Kap. 8.6 gezeigt wird, hat diese Kompensation der magnetischen Dipolfelder in der Region der Extraktionsöffnung einen positiven Effekt sowohl auf die Strahlqualität, als auch auf die Ausbeute an Ionen. Die zylindersymmetrische Plasmakammer dient als Anode. Das Plasma wird im Bereich der Wandung von zusätzlichen Magnetfeldern abgeschirmt. Ein Solenoid wirkt dem Teilchenverlust an den Wänden der Plasmakammer entgegen. Durch dieses Solenoidfeld läßt sich die Plasmadichte erhöhen und der Druck des Arbeitsgases wie auch die Leistungsaufnahme des Plasmagenerators senken. Elektrisch isoliert befindet sich am Ende der Plasmakammer eine Kathodenhalterung mit integriertem Gaseinlaß. Die elektrisch beheizte Kathode emittiert Elektronen, die im elektrischen Feld zwischen Kathode und Anode beschleunigt werden. Dies führt durch Stoßionisation zu einer unselbständigen Entladung, die beim Abschalten der Kathodenheizung erlischt. Der erzeugte Ionen-

strom ist im wesentlichen proportional dem emittierten Elektronenstrom, der Gasteilchendichte im Entladungsraum, dem Ionisierungsquerschnitt und dem Abstand zwischen Kathode und Anode.

Zur Steigerung der Ausbeute an negativen Ionen wird häufig Cäsium eingesetzt. Cäsium ist ein Katalysator, d.h. ein Stoff, der die Geschwindigkeit einer Reaktion beeinflusst, nach der Reaktion aber unverändert vorhanden ist. Durch das Auftragen von Cäsiumatomen auf eine Metalloberfläche wird die Elektronenaustrittsarbeit des Metalls reduziert und bei Annäherung von Wasserstoffteilchen an die präparierte Oberfläche kommt es zum Übergang von Elektronen aus dem Metall auf die Wasserstoffteilchen und somit zur Bildung von H-Ionen. Diese langsamen Elektronen führen zwar einerseits zu einer gesteigerten Ausbeute von negativen Ionen durch den Oberflächenprozeß, gleichzeitig aber auch zu einer Steigerung der Vernichtungsprozesse 10 und 11 (Tabelle 3.3-1). Die Verwendung von Cäsium hat aber auch noch andere Nachteile. Cäsium erniedrigt die Betriebssicherheit des Experimentalaufbaues, da das nicht an der Oberfläche der Plasmakammer gebundene Cäsium sich in den nachfolgenden Extraktions- und Transportsektionen niederschlägt. Hier führt es zu drastischer Erhöhung der Überschlagswahrscheinlichkeit. Insbesondere könnten einige Untersuchungsmethoden wie Restgasionenspektrometer, die den Einsatz von Channeltrons beinhalten, wegen der bekannten chemischen Reaktionsfreudigkeit des Cäsiums nicht eingesetzt werden. So wurde bei der Entwicklung dieser Quelle konsequent auf den Einsatz von Cäsium verzichtet.

Die geplanten Untersuchungen erforderten eine hohe Ausbeute an negativen Ionen. Deshalb wurde nach einer Alternative zu Cäsium gesucht. Bekannt aus der Chemie ist Platin als Katalysator. Dieser Edelmetallkatalysator wird vor allem bei Autoabgaskatalysatoren [39] eingesetzt, wo er hauptsächlich durch seinen katalytischen Einfluß Kohlenmonoxid in Kohlendioxid umwandelt. Betrachtet man die Wirkungsquerschnitte der Vernichtungsmechanismen von negativen Ionen im Plasma, so fällt auf, daß die meisten Zerstörungsprozesse als Reaktionspartner atomaren Wasserstoff haben. Fände man also eine geeignete Methode, um atomaren Wasserstoff wieder in molekularen Wasserstoff umzuwandeln, so würde dies die Reaktionsraten der Vernichtungsprozesse 7, 9 und 12 (Tabelle 3.3-1) senken. Die Sensitivität von Platin für Wasserstoff und die Anwendung von Platin als Speicher- und Katalysatormedium in Brennstoffzellen, sprachen dafür, den Einsatz dieses Edelmetallkatalysators auch bei Ionenquellen zu testen. Aufgrund persönlicher Kontakte zur Firma DEGUSSA hat diese die Innenseiten der Plasmakammer und der Plasmaelektrode durch ein spezielles Verfahren mit Platin beschichtet, welches sowohl die benötigte thermische wie auch mechanische Stabilität gewährleistet.

Durch diese Beschichtung erwartete man, da es sich um einen Oberflächenprozeß handelt, eine Steigerung der Produktionsprozesse für $H_2^*(v)$:

- H_2^+ - Ionen: $H_2^+ + e_{\text{Oberfläche}} \rightarrow H_2^*(v)$
- H_3^+ - Ionen: $H_3^+ + e_{\text{Oberfläche}} \rightarrow H_2^*(v) + H^0$
- $H_{\text{Gas}} + H_{\text{absorbiert}} + e_{\text{Oberfläche}} \rightarrow H_2^*(v)$

Gleichzeitig erwartete man durch die Umwandlung des atomaren Wasserstoffs in molekularen Wasserstoff eine Steigerung der Volumenprozesse der Produktion von negativen Ionen durch:

- $e^- + H_2^+ \rightarrow H^- + H^+$
- $e^- + H_3^+ \rightarrow H^- + H_2^+$

Berechnet man die Lebensdauer und dann die zugehörige mittlere freie Weglänge von negativen Ionen in dem vorliegenden Plasma, so kommt man auf ~ 3 cm [40]. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß negative Ionen, die sich außerhalb dieses Abstandes um die Extraktionsöffnung bilden, extrahiert werden. Um sowohl den Volumenprozess wie auch den Oberflächenprozess bei der Erzeugung

von negativen Ionen optimal zu nutzen, wurde die Geometrie der Plasmaelektrode aufbauend auf dieser Größenordnung entwickelt (Abbildung 3.3-3).

Zur Überprüfung der erwarteten Effekte wurde nach dem Beschichten mit Platin die Quelle mit Wasserstoff als Arbeitsgas betrieben. In Kap. 8.2.1 sieht man deutlich eine für wasserstoffbetriebene Ionenquellen ungewöhnlich hohe Ausbeute an H_3^+ . Die deutliche Steigerung an H_3^+ - Ionen im Plasma, wie auch den zusätzlich in Kap. 8 aufgezählten Faktoren führten zu einer deutlichen Erhöhung der Produktion von negativen Ionen im Vergleich zu anderen negativen Ionenquellen ohne Cäsium. Die Messungen weisen nach, daß man durch den Einsatz des Edelmetallkatalysators Platin eine neue Optimierungsmethode für die Generierung von negativen Ionen gefunden hat; eine Methode, die auch bei anderen Anwendungen (z.B. H_3^+) durchaus deutliche Produktionssteigerungen bei der Ionenerzeugung hervorruft.

3.3.5 Die Rolle des Filterfeldes bei der Erzeugung negativer Wasserstoffionen

Bei dem Volumenprozeß [35] werden negative Wasserstoffionen aus hoch angeregten Wasserstoffmolekülen erzeugt. Hierfür benötigt man zwei Bereiche mit unterschiedlicher Elektronentemperaturverteilung, das Treibergebiet und das Extraktionsgebiet. Im Treibergebiet werden die Wasserstoffmoleküle durch Elektronen mit hoher Temperatur ($T_e > 5$ eV) angeregt. Aus diesen werden im Extraktionsbereich durch Elektronen mit geringerer Temperatur ($T_e < 1$ eV) negative Ionen. Die Unterteilung und Erzeugung der beiden Gebiete im Plasmagenerator erfolgt durch ein transversales magnetisches Dipolfeld, das sogenannte Filterfeld [37].

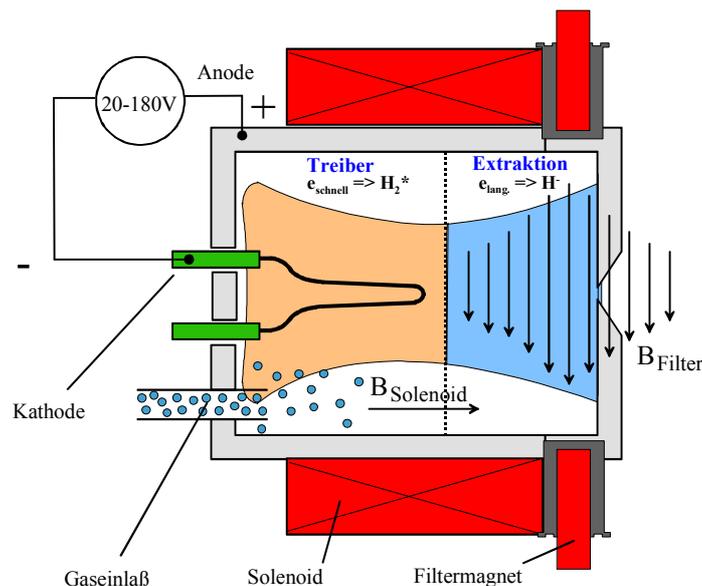


Abbildung 3.3-4: Schematische Darstellung eines Plasmagenerators mit Filterfeld.

In Abbildung 3.3-4 ist die schematische Darstellung eines Plasmagenerators mit Filterfeld zu sehen. Elektronen aus dem Treibergebiet erreichen das Extraktionsgebiet und diffundieren dort, wegen ihrer etwa 1836 mal kleineren Masse und ihrer höheren Temperatur, schneller als die Wasserstoffionen über die Feldlinien des Filtermagneten. Es baut sich ein elektrisches Feld zwischen den Elektronen und den trägeren positiven Ionen auf. Dieses Feld begrenzt die weitere Diffusion der Elektronen und beschleunigt die Ionen in Richtung der Elektronen. Da im Plasma Quasineutralität herrscht, bewegen sich diese Ladungsträger gemeinsam mit der gleichen Diffusionskonstante. Für diese gekoppelte Bewegung von Teilchen unterschiedlicher Polarität hat Schottky [41] den Begriff der "ambipolaren" Diffusion eingeführt. In einem Plasma befinden sich meist verschiedene positive Ionen. Jede dieser Ionenarten hat ihren eigenen Diffusionskoeffizienten. Für die theoretische

Grundlagen der Strahlbeschreibung und Erzeugung

Betrachtung wird dann das sich einstellende Gleichgewicht verwendet. Da sich im Plasma der Quelle negative H-Ionen befinden, wird es als elektronegatives Plasma bezeichnet. M. A. Lieberman hat mit Hilfe von Transportgleichungen folgende Beschreibung [30] für die Diffusion von Teilchen innerhalb von Plasmen entwickelt, deren einzelne Glieder den wirksamen Kräften entsprechen. Im Term der Reibungskraft bedeutet ν_m die mittlere Stoßfrequenz:

$$\overbrace{mn \frac{d\vec{v}}{dt}}^{\text{Beschleunigungskraft}} = \underbrace{-\nabla p}_{\text{Diffusionskraft}} + \overbrace{qn(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}])}_{\text{Lorentzkraft}} - \overbrace{mn \nu_m \vec{v}}^{\text{Reibungskräfte}} \quad \text{Gl. 3-12}$$

In einem isothermen Plasma gilt:

$$p = nkT \xrightarrow{\text{daraus}} \nabla p = \nabla nkT \quad \text{Gl. 3-13}$$

Geht man von Gl. 3-12 unter Verwendung Gl. 3-13 und der Annahme einer gleichmäßigen Geschwindigkeit wegen zahlreicher Stöße ν_m aus, so erhält man mit $B=0$:

$$0 = -\nabla nkT + qn\vec{E} - mn \nu_m v_{\text{Teil}}. \quad \text{Gl. 3-14}$$

Aufgelöst nach der Teilchengeschwindigkeit ergibt sich:

$$\vec{v} = \frac{q}{m \nu_m} \vec{E} - \frac{kT}{m \nu_m} \frac{\nabla n}{n} \quad \text{Gl. 3-15}$$

und unter Zuhilfenahme von:

$$\mu = \frac{|q|}{m \nu_m} \quad \text{und} \quad D = \frac{kT}{m \nu_m} \quad \text{Gl. 3-16}$$

wobei μ die Mobilität, D der Diffusionskoeffizient sind. Es ergibt sich die Beziehung:

$$\vec{v} = \pm \mu \vec{E} - D \frac{\nabla n}{n} \quad \text{Gl. 3-17}$$

Berücksichtigt man nun das vertikale Filterfeld B_y , das in unserem Fall durch einen elektrischen Dipolmagneten erzeugt wird, erhält man mit Gl. 3-12 unter Verwendung Gl. 3-13 und bei Annahme einer konstanten Teilchengeschwindigkeit:

$$0 = -kT \nabla n + qn(\vec{E} + [\vec{v} \times B_y]) - mn \nu_m \vec{v}_{\text{Teil}}. \quad \text{Gl. 3-18}$$

Dabei gilt für die Geschwindigkeit v_y parallel zum magnetischen Feld:

$$mn \nu_m v_y = qn E_y - kT \frac{\partial n}{\partial y} \quad \text{mit} \quad v_y \times B_y = 0 \quad \text{Gl. 3-19}$$

und für die Geschwindigkeiten senkrecht zu B_y :

$$mn \nu_m v_x = qn E_x - kT \frac{\partial n}{\partial y} - qn v_z B_y \quad \text{und} \quad mn \nu_m v_z = qn E_z - kT \frac{\partial n}{\partial z} + qn v_x B_y \quad \text{Gl. 3-20}$$

mit den Gleichungen Gl. 3-15, Gl. 3-16 und der Zyklotronfrequenz:

$$\omega_c = \frac{q\vec{B}}{m} \quad \text{Gl. 3-21}$$

ergeben sich die Geschwindigkeitskomponenten zu:

Grundlagen der Strahlbeschreibung und Erzeugung

$$v_y = \mu \bar{E}_y - D \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y}, \quad v_x = \mu \bar{E}_x - D \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{\varpi_c}{v_m} v_z, \quad v_z = \mu \bar{E}_z - D \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{\varpi_c}{v_m} v_x \quad \text{Gl. 3-22}$$

Durch Einsetzen von v_z in v_x und den neu definierten Größen für die Mobilität und der Diffusion:

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu}{1 + \left(\frac{\varpi_c}{v_m}\right)^2} \quad \text{und} \quad D_{\perp} = \frac{D}{1 + \left(\frac{\varpi_c}{v_m}\right)^2} \quad \text{Gl. 3-23}$$

$$v_x = \mu_{\perp} E_x - D_{\perp} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{-\frac{E_z}{B_y} + \frac{kT}{qB_y} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}}{1 + \left(\frac{\varpi_c}{v_m}\right)^{-2}} \quad \text{und} \quad v_z = \mu_{\perp} E_z - D_{\perp} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{\frac{E_x}{B_y} - \frac{kT}{qB_y} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}}{1 + \left(\frac{\varpi_c}{v_m}\right)^{-2}}$$

Gl. 3-24

Ergibt sich mit Hilfe von Gl. 3-16 und bei Vernachlässigung der 1 in Gl. 3-23 (d.h., daß die Zyklotronfrequenz ω_c größer ist als die mittlere Stoßfrequenz ν_m):

$$D_{\perp} = \frac{kT}{m \nu_m} \left(\frac{\nu_m}{\varpi_c}\right)^2 = \frac{kT \nu_m}{m \varpi_c^2} \quad \text{Gl. 3-25}$$

Im Quellenplasma überwiegen die Coulomb-Stöße, daher gilt für die Stoßfrequenz der Elektronen ($K = \text{Stoßkonstante}$):

$$\nu_m = n_e K T_e^{-\frac{3}{2}} \quad \text{Gl. 3-26}$$

Diese Gleichung setzt man in die ermittelten Diffusionsfunktionen mit und ohne Magnetfeld ein:

$$D_{\perp} = \frac{kn_e K}{m_e \varpi_c^2 T_e^{\frac{1}{2}}} \quad \Leftrightarrow \quad D = \frac{kT_e^{\frac{5}{2}}}{m_e n_e K} \quad \text{Gl. 3-27}$$

mit Filterfeld ohne Filterfeld

Der Vergleich der beiden Funktionen zeigt, daß die Diffusion und Mobilität der Elektronen durch das magnetische Feld erheblich reduziert wird. Die Diffusion wird senkrecht zum Magnetfeld ($\sim \nu_m$ s. Gl. 3-25) durch Stöße erhöht. Im Fall ohne Magnetfeld ($\sim 1/\nu_m$ s. Gl. 3-16) wird die Diffusion durch Stöße behindert. Das Filterfeld begünstigt also die Diffusion niederenergetischer Elektronen, da kalte Elektronen mit ihrer geringeren Energie eine höhere Stoßfrequenz haben und somit eine größere Diffusionsrate [34]. Es entsteht im hinteren Bereich des Filterfeldes ein Plasma mit einer niedrigeren Elektronentemperatur, das die Entstehung von H-Ionen durch Anlagerung von Elektronen begünstigt. Aufgrund ihrer höheren Masse werden die übrigen Teilchen kaum beeinflusst.

4 Extraktion von Ionen

4.1 Theorie der Ionenextraktion positiver Ionen

Ein Extraktionssystem ist im allgemeinen ein elektrostatisches System, welches die Ionen aus dem Plasma extrahiert und zu einem möglichst laminaren Ionenstrahl formiert. Die Qualität des Extraktionssystems bestimmt primär die erreichbaren Ströme und Emittanzen. Die Transporteigenschaften des Extraktionssystems werden zum einen durch die Prozesse im Plasma selbst, zum anderen durch die Linsenwirkung der Elektroden und der Raumladung bestimmt. Extraktionssysteme werden durch Abstimmung der Radien der Aperturen, der Geometrie der Linsen und der angelegten Potentiale mit Hilfe von Simulationsprogrammen optimiert.

Der von einem Extraktionssystem extrahierbare Strom läßt sich entsprechend der Theorie von Langmuir und Child berechnen [42; 43]. In diesem Modell wird das Plasma als unendlich ausgedehnt angenommen und besitzt eine ebene Grenzfläche, der im Abstand d eine ebenfalls ebene Elektrode gegenübersteht. In diesem idealisierten Fall treten keine zur Ausbreitungsrichtung der Ionen senkrechten Feldkomponenten auf, so daß von einem idealen laminaren Strahl ausgegangen werden kann. Trotz der als unendlich angenommenen Plasmadichte ist auf Grund der Raumladungseffekte die maximal erreichbare Stromdichte j_{Child} in Extraktionsrichtung konstant und kann durch Lösung der Poissongleichung angegeben werden:

$$j_{\text{Child}} = \frac{4}{9} \cdot e_0 \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

Gl. 4-1

Hier ist U die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Ziehelektrode, q die Ladung des Ions und m seine Masse. Setzt man die Feldstärke E in Gl. 4-1 ein so bekommt man:

$$j_{\text{Child}} = \frac{4}{9} \cdot e_0 \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{E^2}{\sqrt{U}}$$

Gl. 4-2

Bei optimaler Auslegung des Extraktionssystems für hohe Stromdichten sollte nach Gl. 4-2 im Extraktionsspalt die maximal mögliche Feldstärke anliegen. Diese ist jedoch aufgrund verschiedener Ursachen stark begrenzt.

In Abbildung 4.1-1 sind verschiedene experimentell ermittelte Funktionen für die maximale Feldstärke in Abhängigkeit des Elektrodenabstandes aufgezeigt. Die jeweiligen Funktionen sind eng mit den Rahmenbedingungen des Experimentes verknüpft. Die Überschlagsfestigkeit ist z.B. abhängig vom benutzten Elektrodenmaterial und dessen Oberflächenstruktur. LBNL benutzt hochpolierte Aluminiumstrukturen um die Überschlagsfestigkeit ihrer Strukturen zu steigern. Die Zone mit dem höchsten Restgasdruck innerhalb des Beschleunigers ist das Extraktionssystem. Mit steigendem Restgasdruck, als Funktion des Arbeitsgases des Plasmagenerators, reduziert sich die Überschlagsfestigkeit der Struktur rapide. Der Druckgradient des Restgases wird durch die Strömungsleitwerte des Extraktors, sowie die Lage und Wahl der Pumpenkombination (Vorpumpe, Hauptpumpe), definiert. Somit ist die Vakuumtransparenz des Extraktors der maßgebliche Faktor, der die maximal mögliche Feldstärke am Extraktionsgap bestimmt. In der Praxis ist es aber normalerweise nicht notwendig diese Funktion zu bestimmen, da andere limitierende Faktoren die extrahierbare Stromdichte begrenzen.

Extraktion von Ionen

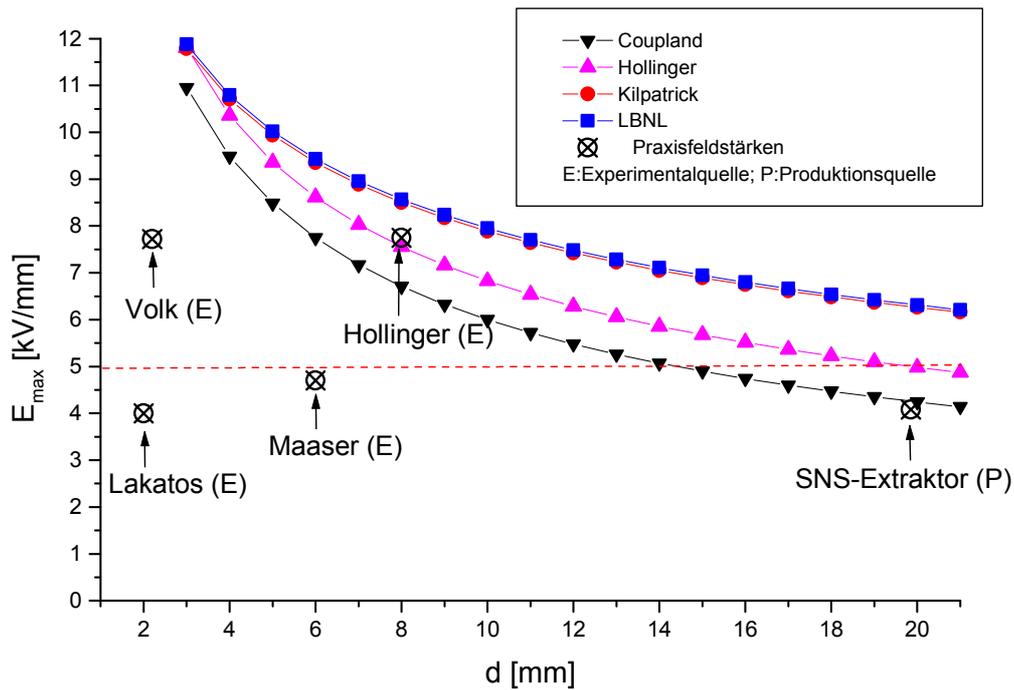


Abbildung 4.1-1: Maximal Feldstärke als Funktion des Abstandes d der Elektroden [9; 44-47].

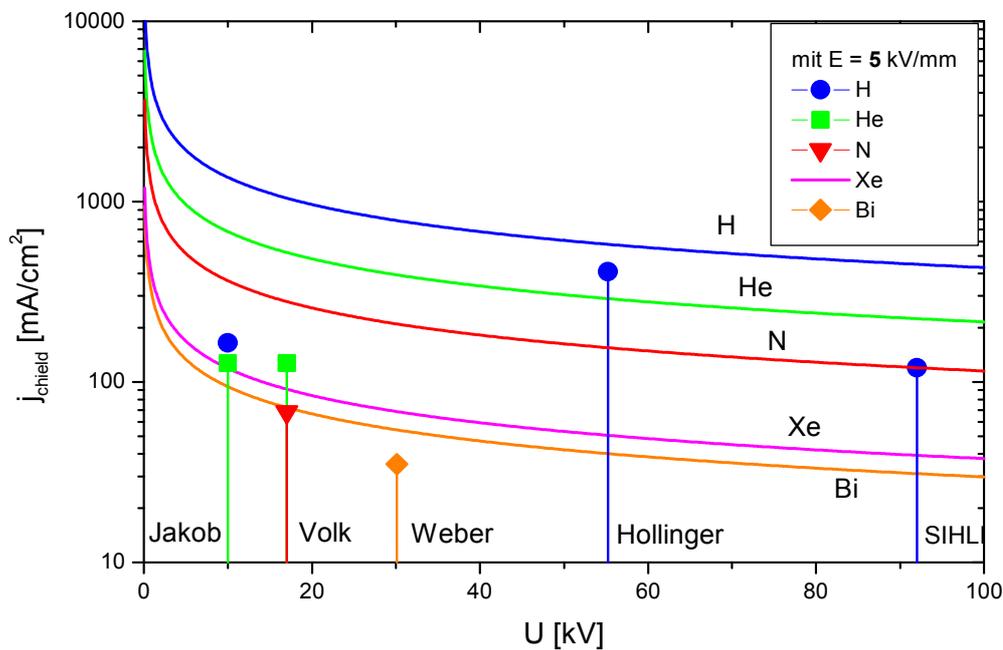


Abbildung 4.1-2: Berechnete raumladungsbegrenzte Stromdichten für verschiedene Arbeitsgase (H, He, N, Xe, Bi) bei einer angenommenen Feldstärke von 5 kV/m. Die Symbole repräsentieren die aktuellen Institutswerte der Stromdichten verschiedener Plasmageneratoren. [45; 47-50]

In Abbildung 4.1-2 sind die mit Hilfe von Gl. 4-2 berechneten Stromdichten für verschiedene Arbeitsgase (H, He, N, Xe, Bi) bei einer in der Praxis häufig verwendeten Feldstärke von 5 kV/mm

Extraktion von Ionen

dargestellt. Das bedeutet, daß die berechneten theoretischen Stromdichten schon deutlich unter den durch die Feldstärke begrenzten liegen.

Die experimentell ermittelten maximal erreichten Stromdichten einiger Quellen sind als Symbole dargestellt. Man sieht, daß in der Praxis die von den Ionenquellen bereitgestellte Stromdichte höchst selten erreicht und nur bei sehr hohen Massen der Ionen die theoretische Raumladungsbegrenzung nach Child - Langmuir erreicht werden kann. Die maximale Feldstärke limitiert in der Praxis nicht die extrahierbare Stromdichte (Abbildung 4.1-1), sondern diese wird im Wesentlichen durch die Güte des Plasmagenerators bestimmt. Bei leichten Ionen muß daher in den seltensten Fällen von einer raumladungsbegrenzten Extraktion nach Child - Langmuir ausgegangen werden. In Folge muß das Extraktionssystem an die erreichbare Stromdichte des Plasmagenerators angepaßt werden, so daß man den maximal möglichen Teilchenstrom aus der Plasmarandschicht extrahieren kann. Maximale Feldstärke oder Raumladungsbegrenzung spielen bei heutigen Plasmageneratoren, wie gezeigt, eher eine untergeordnete Rolle. In Folge wird mit Hilfe des Radius der Apertur r der Plasmaelektrode der Gesamtstrom $I_{\text{Extraktion}}$ bestimmt:

$$I_{\text{Extraktion}} = \pi \cdot r^2 \cdot j_{\text{Quelle}}(r)$$

Gl. 4-3

Der maßgebliche Faktor ist der über die Fläche quadratisch eingehende Extraktionsradius r , wobei aber die Grenzstromdichte j_{Quelle} i. A. mit wachsendem Extraktionsradius sinkt (Gl. 4-8). Mit dem Extraktionsradius steigt auch die durch die Plasmatemperatur vorgegebene Untergrenze der erreichbaren Emittanz linear an. Mit der Annahme einer über den Strahlquerschnitt homogenen Verteilung der Iontentemperatur T_I [K] berechnet sich die Emittanz nach Lapostolle [51] zu:

$$\bar{\epsilon} = 2r_{\text{Extr.}} \sqrt{\frac{kT_I}{m_0 \beta^2 c^2}} \xrightarrow{\text{nichtrelativistisch}} \bar{\epsilon} = r_{\text{Extr.}} \frac{\sqrt{kT_I}}{\sqrt{qU_{\text{Extr.}}}}$$

Gl. 4-4

wobei $r_{\text{Extr.}}$ der Strahlradius und m_0 die Ruhemasse bedeuten. Bei der Betrachtung des nicht-relativistischen Falles sieht man, daß es sich hierbei um das Verhältnis der longitudinalen und transversalen Energie, multipliziert mit dem Extraktionsradius, handelt.

$$v_{\text{max}} = \alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad ; \quad \bar{v} = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \quad ; \quad v_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{3}{2}}\alpha$$

Gl. 4-5

Um die Emittanzen dieser Gleichung mit den Meßergebnissen zu vergleichen, muß diese nach Gl. 3-5 normiert werden. In der Praxis wird meistens die RMS - Emittanz in [mmrad] gemessen. Zum direkten Vergleich wird die Formel in Radianten umgeformt. Durch die Verwendung der mittleren thermischen Geschwindigkeit bei Lapostolle muß man zur Umrechnung in eine RMS - Emittanz, wegen der unterschiedlichen Geschwindigkeitsdefinitionen (Gl. 4-5), den sich ergebenden Wert noch um den Faktor 0,92 korrigieren:

Extraktion von Ionen

$$\bar{\varepsilon}_{\text{Therm, norm.}} = 2r_{\text{Extr.}} \sqrt{\frac{kT_I}{m_0 \beta^2 c^2}} * \beta \gamma = 2r_{\text{Extr.}} \frac{\sqrt{kT_I}}{\sqrt{c^2 m_0 - 2qU_{\text{Extr.}}}}$$

Radiant →

$$= \frac{r_{\text{Extr.}} \sqrt{kT_I}}{\pi \sqrt{c^2 m_0 - 2qU_{\text{Extr.}}}} \quad [\text{m rad}] \rightarrow * 10^6 \quad [\text{mmmrad}] \xrightarrow{\text{RMS!}} * 0,92$$

Gl. 4-6

Hierbei ist $\varepsilon_{\text{Therm}}$ die Emittanz, die durch die Plasmatemperatur des Generators vorgegeben wird und nicht mehr zu unterschreiten ist. Für leichte Ionenmassen kann somit die Plasmatemperatur zu einer nicht mehr zu vernachlässigenden Größe werden (Kap.8.3 und Kap.8.6.1). Eine Erhöhung des extrahierten Stromes durch Vergrößerung des Extraktionsradius wird immer auf Kosten der Emittanz erkaufte und es macht wenig Sinn Ionenquellen nach ihrem gelieferten Strom **oder** der Stromdichte allein zu beurteilen (Gl. 4-3).

Abbildung 4.1-3 zeigt ein in der Praxis bevorzugtes Triodensystem (Accel-Decel-System). Während ein Diodensystem nur aus einer Plasma- und Erdelektrode besteht, besitzt ein Triodensystem eine zusätzliche Ziehelektrode, die sogenannte Screeningelektrode. Diese Linse liegt in der Regel auf -10% des Extraktionspotentials. Der extrahierte Strahl erzeugt durch Stöße mit dem Restgas auf seinem Weg Elektronen und Restgasionen. Das Potential der Screeningelektrode verhindert das Absaugen und Zurücklaufen von Elektronen bzw. - bei der Erzeugung von negativen Ionen - von Restgasionen, die hinter diesem Schirmpotential erzeugt worden sind, in den Plasmagenerator. Somit wird eine Störung des Plasmagenerators verhindert und ein weitgehend raumladungskompensierter Transport des Ionenstrahls hinter der Screeningelektrode ermöglicht. Durch die schnellere Kompensation des Strahls nimmt der eingestellte Divergenzwinkel nicht oder nur noch geringfügig zu. Das Extraktionssystem wird durch eine auf Erdpotential liegende Elektrode abgeschlossen.

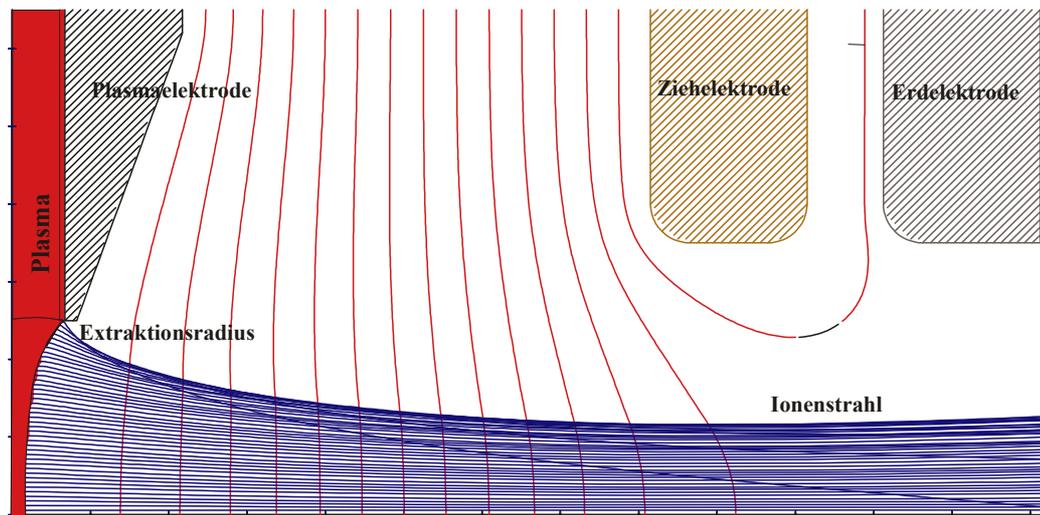


Abbildung 4.1-3: Zylindersymmetrische Darstellung eines mit Hilfe von IGUN berechneten Triodenextraktionssystems.

Extraktionssysteme können im Allgemeinen nicht analytisch beschrieben werden. Man verwendet zur Entwicklung und Optimierung von Extraktionssystemen Simulationsprogramme, welche die notwendigen Poissongleichungen numerisch lösen. In Abbildung 4.1-3 wird ein Strahlverlauf eines Triodenextraktionssystems mit Hilfe des Computerprogrammes IGUN [52; 53] gezeigt. Diese Art

Extraktion von Ionen

von Simulator liefert nur ein Ergebnis pro Parameterschar, wobei im Allgemeinen von einer homogenen Dichteverteilung innerhalb des Plasmagenerators und einem idealen zylindersymmetrischen Aufbau ausgegangen wird. Zur Analyse der komplexen Funktion eines Extraktionssystems sind daher immer mehrere Simulationsläufe notwendig. Um das Verhalten eines Extraktionssystems in Abhängigkeit der Stromdichte darzustellen, benötigt man ausreichend viele Simulationsläufe bei unveränderter Geometrie und Spannung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden 10 bis 25 Stützstellen pro Extraktionssystem verwendet. Wenn zusätzlich der Einfluß von einzelnen Geometrieparametern wie dem Radius der Extraktionsöffnung untersucht werden soll, multipliziert sich der Aufwand entsprechend der Schrittweite des zu untersuchenden Parameters. Die für diese Reihenuntersuchungen benötigte Maschenaufösung führte zu einem Zeitaufwand von einer Stunde pro Simulationslauf (PC-Pentium II / 133MHz). Um die geplanten Untersuchungen in endlicher Zeit durchzuführen, wurde im Rahmen dieser Arbeit IGUN auf eine IBM-AIX Workstation adaptiert. Dadurch war es möglich, im Batchverfahren auf den gesamten Cluster des Hochschulrechenzentrums zuzugreifen. Zusätzlich stellte die Deutsche Bank freie Rechenkapazität zu Verfügung. Stichprobenhaft wurden einzelne Simulationsläufe mit der PC-Version von IGUN verifiziert. Die Simulationsergebnisse wurden dann mit Hilfe des Programmes EMI in z.B. normierte x, x' -Emissionen umgewandelt, um einen direkten Vergleich von Experiment und Simulation zu ermöglichen.

4.2 Das Triodenextraktionssystem

Der mit einem bestimmten Plasmagenerator für eine definierte Apertur maximal erreichbare Strom muß mit einem elektrostatischen Extraktionssystem zu einem möglichst aberrationsarmen Ionenstrahl formiert werden. Darüber hinaus sollte der Ionenstrahl auf das Einschubsystem (LEBT) für den RFQ abgestimmt sein, um Emittanzwachstum zu vermeiden. Man verwendet im allgemeinen Dioden- und Triodenextraktionssysteme. Diese Systeme können um zusätzliche Einzellinsen zur Steuerung der Freiheitsgrade Radius und Winkel des Strahles erweitert werden; man spricht dann z.B. von einem Pentodenextraktionssystem.

Im Gegensatz zu der Modellvorstellung von Langmuir und Child handelt es sich bei der Emissionsfläche des Ionenstrahles aus dem Plasma nicht um eine starre unveränderliche Geometrie. Bei Anlegen der Extraktionsspannung bildet sich zwischen dem ungestörten Plasma im Plasmagenerator und dem Ionenstrahl eine Übergangsschicht aus, der sogenannte Plasmameniskus. Seine Form wird bestimmt durch das Gleichgewicht zwischen Diffusion der Ionen aus dem Plasma in die Übergangsschicht und durch die Beschleunigung der Teilchen aus der Übergangsschicht durch die Felder des Extraktionssystems.

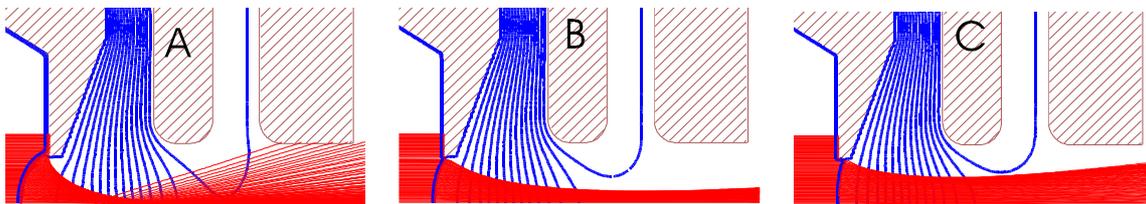


Abbildung 4.2-1: Simulation des Verhaltens eines Triodenextraktionssystems bei unterschiedlichen Plasmadichten und konstanter Extraktionsspannung.

Um die Dynamik des Systems zu veranschaulichen, wurden in Abbildung 4.2-1 drei verschiedene Plasmadichten bei konstanter Extraktionsspannung angenommen. Ist bei einer konstanten Extraktionsspannung die Plasmadichte niedrig, weicht der Plasmameniskus zurück (Fall A); bei einer hohen Plasmadichte wölbt sich der Plasmameniskus zur Screeningelektrode hin (Fall C). Nur bei einer einzigen Stromdichte und optimaler Geometrie des Extraktionssystems ergibt sich eine Strahlformierung mit minimaler Emittanz und der kleinsten gewünschten Divergenz und Radius des Strahls dem so genannten „Angepaßten Fall“ (Fall B). Bei konstanter Plasmadichte und Variation der Feldstärke im Gap ergibt sich der gleiche Strahlverlauf (Feldstärke zu hoch: Fall A; Feldstärke zu niedrig: Fall C). Diese Auswirkung der äußeren Felder auf den Strahlverlauf werden nicht mehr durch die Child – Langmuir Gleichung beschrieben, da diese von einer planen Startfläche ausgeht und so keine transversalen Komponenten beschreibt. Die Simulation berücksichtigt diese Anfangsbedingungen des Strahls, so daß eine realistischere Untersuchung möglich wird. Bei der Interpretation dieser Simulationsergebnisse muß aber beachtet werden, daß bei realen Systemen noch der Einfluß der Verteilung und die Störungen der Dichteverteilung des Plasmas dazukommen. Diese bilden sich direkt auf die Emissionsfläche des Plasmameniskus ab und beeinflussen so zusätzlich die Emittanz des extrahierten Strahles.

4.3 Optimierung von Extraktionssystemen

In Abbildung 4.3-1 wurden in einen simulierten Strahlverlauf die maßgeblichen formierenden Feldstärken eines Triodenextraktionssystems eingezeichnet. Die Grundlage von Abbildung 4.3-1. war die Simulation aus Abbildung 4.1-3. Bei der Simulation von Extraktionssystemen beobachtet man teilweise Randstrahlen (R1,R2), die durch ihre Startwinkel extrem von dem Kollektiv der Strahlen (B) abweichen. Nur durch die Analyse ihrer jeweiligen Trajektorien ist es möglich festzustellen, ob es sich hierbei um ein numerisches Artefakt handelt. Die Anfangsbedingungen des Ionenstrahles, - die unterschiedlichen Startwinkel der Ionen durch die gekrümmte Plasmaübergangsschicht -, werden bei dieser Darstellung vereinfacht als eine radiale Feldstärkenkomponente angenommen.

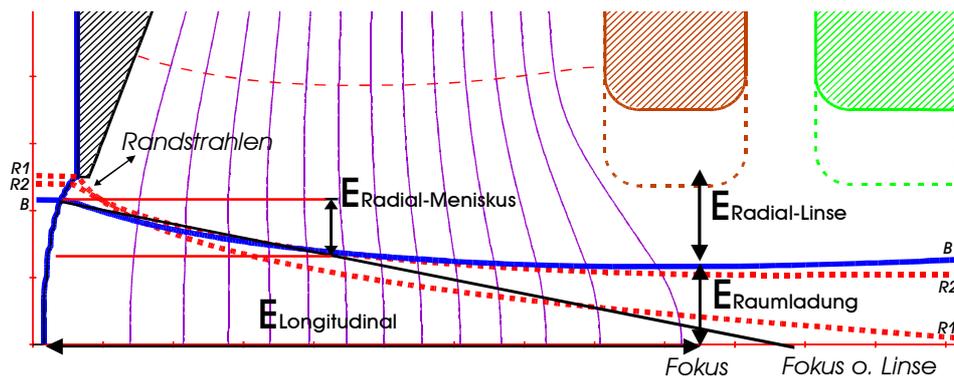


Abbildung 4.3-1: Schematische Darstellung der verschiedenen Kräfte bei der Strahlformierung innerhalb eines Triodenextraktionssystems.

Der extrahierte Strahl B wird durch das anliegende longitudinale Feld beschleunigt und durch die radiale Komponente des Plasmameniskus und der folgenden Screeningelektrode fokussiert. Die transportierte Raumladung des Strahles arbeitet der Fokussierung entgegen. Der Strahl durchläuft einen Fokus. Dies ist der Ort, wo die fokussierenden Kräfte durch die defokussierenden Raumladungskräfte aufgezehrt werden. Die Raumladung wird daraufhin durch die nach der Screeningelektrode mögliche Raumladungskompensation verringert und im Idealfall aufgehoben. Der Divergenzwinkel des kompensierten Strahles verändert sich dann ohne äußeren Einfluß nicht mehr und der Strahl verläßt das Extraktionssystem. Ziel der Optimierung ist es, mögliche Parameter zu identifizieren und zu benutzen, um den auf das jeweilige LEBT abgestimmten Ausgangswinkel und Ausgangsradius des extrahierten Strahles bei **kleinst möglichem Emittanzwachstum** zu erreichen.

Bei der Betrachtung von Child – Langmuir wird die Grenzfläche als eben und unendlich weit ausgedehnt angenommen. In realen Systemen ist aber die Plasmagrenzschicht, die sogenannte virtuelle Anode, durch die Fläche der Extraktionsöffnung begrenzt. Dadurch wird eine Erweiterung der Formel notwendig. Durch Einführung des Aspektverhältnisses S

$$S = \frac{r_{\text{Extraktionsöffnung}}}{d_{\text{Extraktionsspalt}}} \quad \text{Gl. 4-7}$$

kann man Gl. 4-2 zu

$$j_{M_child} = \frac{4}{9} \cdot e_0 \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \sqrt{\frac{S}{r_{\text{Extr.}}}} \cdot E^{\frac{3}{2}} \quad \text{Gl. 4-8}$$

umformen. Aus empirisch ermittelten Daten wurde diese Formel von R. Keller [54] und Coupland für die extrahierbare Strahlstromdichte im „Angepaßten Fall“ modifiziert. Unter der Voraussetzung,

Extraktion von Ionen

daß 80% des Strahles eines Triodenextraktionssystems innerhalb eines Divergenzwinkels von ± 20 mrad (normaler Ausgangswinkel für Strahl ~ 60 - 100 mrad !) extrahiert werden gilt:

$$j_{R_Keller} = \frac{4}{9} \cdot e_0 \cdot \frac{0,279}{(1+3S^2)} \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \sqrt{\frac{S}{r_{Ext.}}} \cdot E^{\frac{3}{2}}$$

Gl. 4-9

In der Literatur werden im allgemeinen Formeln für die maximal anlegbare Spannung angegeben, die sogenannte Durchbruchsspannung.

Name	Abstandsgesetz	part. Differential nach S	Lösung dj/dS=0
Kilpatrick	$U_{\max} = 1.7 \cdot 10^6 d^{\frac{2}{3}}$	$\frac{(-1+3 \cdot S^2)}{(1+3 \cdot S^2)^2}$	$S_0 = 0.577$
Coupland	$U_{\max} = 6 \cdot 10^5 \sqrt{d}$	$S^{\frac{1}{4}} \cdot \frac{(-5+9 \cdot S^2)}{(1+3 \cdot S^2)^2}$	$S_0 = 0.745$
Linear	$U_{\max} = 5kV \cdot d$	$\frac{(9 \cdot S^2 - 1)}{[(1+3 \cdot S^2)^2 \cdot (\sqrt{R} \cdot \sqrt{S})]}$	$S_0 = 1/3$

Tabelle 4.3-1: Lösung der Differentialgleichung von Gl. 4-9 bei drei unterschiedlichen Funktionen der Durchbruchsspannung.

Durch das Einsetzen der unterschiedlichen Formeln für die Durchbruchsspannung als Funktion des Elektrodenabstandes in die Feldstärke und nach dem Differenzieren nach S ergeben sich verschiedene optimale Aspectverhältnisse (Tabelle 4.3-1).

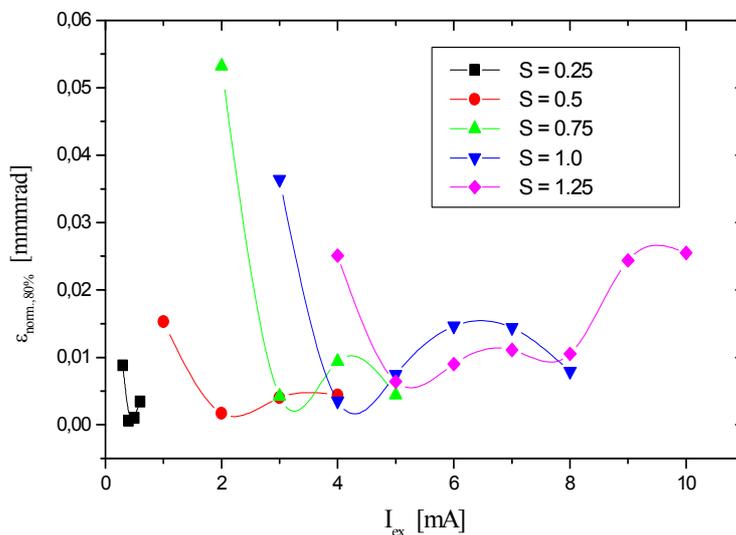


Abbildung 4.3-2: Dynamik eines Extraktionssystems bei verschiedenen Aspectverhältnissen (Emittanz zu extrahiertem Strom).

Dieser erstaunliche Zusammenhang gab Anlaß, den Einfluß des Aspectverhältnisses S auf die Strahl-extraktion durch eine Reihenuntersuchung näher zu beleuchten. Hierbei wurde das Aspectverhältnis, bei konstantem Abstand d, durch schrittweise Erhöhung des Extraktionsradius um je 0.5 mm vergrößert. Zusätzlich wurden die Radien der Screening- und Erdelektrode um den gleichen Betrag verändert. Die Extraktionsspannung betrug 6 kV und das damit verbundene Screening-

Extraktion von Ionen

elektrodenpotential -600 V, so daß immer die gleiche Feldstärke am Extraktor vorlag. Simuliert wurde die Extraktion eines Protonenstrahls mit einer Variation des Strahlstromes zwischen 0.1 mA und 10 mA.

In Abbildung 4.3-2 sind auszugsweise die Ergebnisse der normierten 80% RMS - Emittanz als Funktion des extrahierten Stromes für unterschiedliche Aspektverhältnisse dargestellt. Man sieht, daß mit zunehmendem S der transportierbare Strom, bei nahezu konstanter Emittanz, deutlich zunimmt. Das ist in erster Näherung auf die Vergrößerung des Extraktionsradius zurückzuführen. Auffällig jedoch ist, daß man mit zunehmendem S den Strahlstrom innerhalb einer größeren Bandbreite variieren kann, ohne daß es zu einer wesentlichen Erhöhung der Emittanz kommt ($S = 1.25$: $5 - 8 \text{ mA} < 0.01 \text{ mmmrad}$).

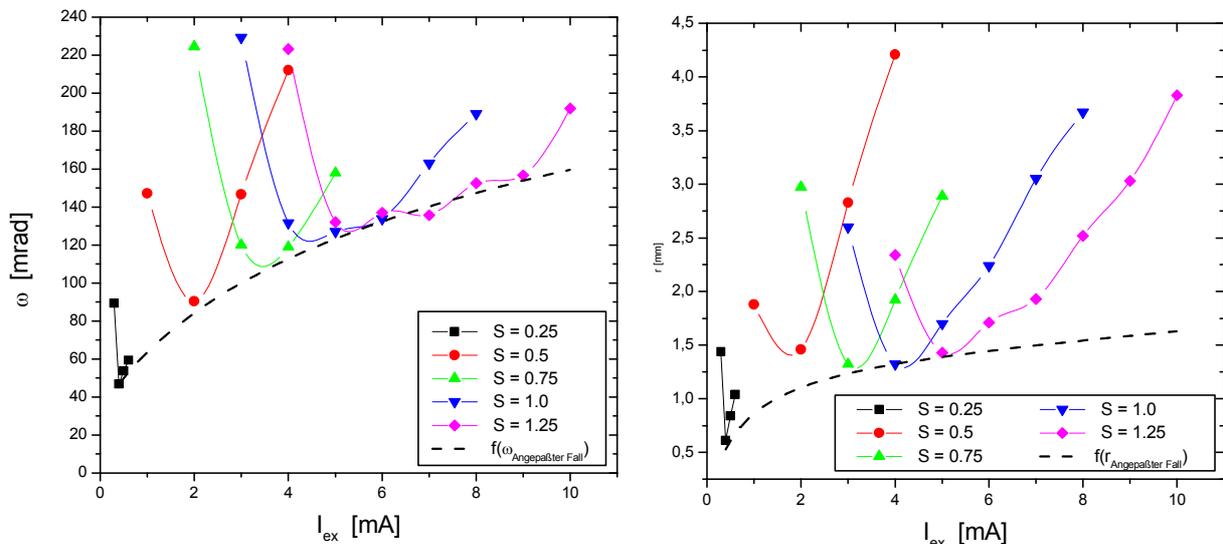


Abbildung 4.3-3: Zu Abbildung 4.3-2 gehörige Winkel- und Radiusfunktionen.

In Abbildung 4.3-3 sind die zugehörigen Winkel und Radiusfunktionen der obigen Untersuchung dargestellt. Winkel und Radius scheinen sich mit steigendem S einem Grenzwert asymptotisch anzunähern, sowohl die Winkel- als auch die Radiusvariation nimmt ab.

Auffallend in Abbildung 4.3-2 ist, daß sich ein zweites, lokales Emittanzminimum bildet. Um dieses zu erklären, wird exemplarisch die xx' -Emittanzdarstellung bei $S=1$ (blau) für die Ströme 4, 6 und 8 mA in Abbildung 4.3-4 gezeigt.

Die Emittanz erreicht das erste Minimum im Bereich des „Angepaßten Falles“; gekoppelt damit sind minimaler Radius und Winkel dieses Extraktionssystems. Danach kommt es zur Bildung von zusätzlichen Aberrationen (6 mA). Diese Aberrationen werden in Folge nochmals fokussiert und es ergibt sich das zweite Minimum (8 mA). Vom „Angepaßten Fall“ lassen sie sich eindeutig durch die geringere Brillanz (Abbildung 4.3-4) unterscheiden.

Extraktion von Ionen

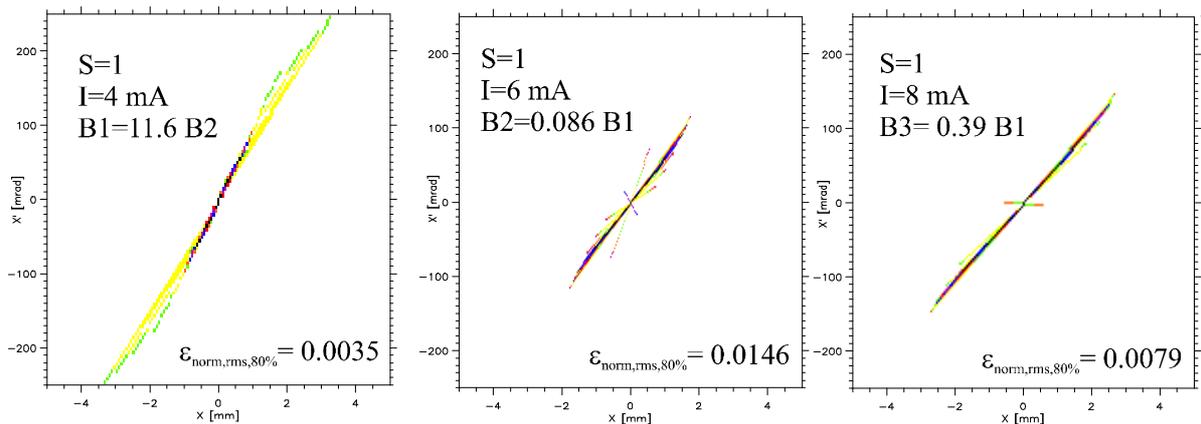


Abbildung 4.3-4: xx' -Emittanz bei $S=1$ (blau) für die Ströme 4 mA, 6 mA und 8 mA.

In Abbildung 4.3-5 ist die aus der Simulation errechnete Strom- und Stromdichtefunktion der jeweiligen angepaßten Fälle als Funktion des Aspektverhältnisses aufgetragen. Zum Vergleich wurden die Werte nach den Formeln von Child - Langmuir und R. Keller (Gl. 4-8; Gl. 4-9) mit aufgenommen. Die Wahl der verwendeten Simulationsparameter führt nach Child - Langmuir zu einer konstanten Stromdichte, bzw. nach R. Keller zu einer deutlich größeren Abnahme der Stromdichte als die Simulationen aufzeigen.

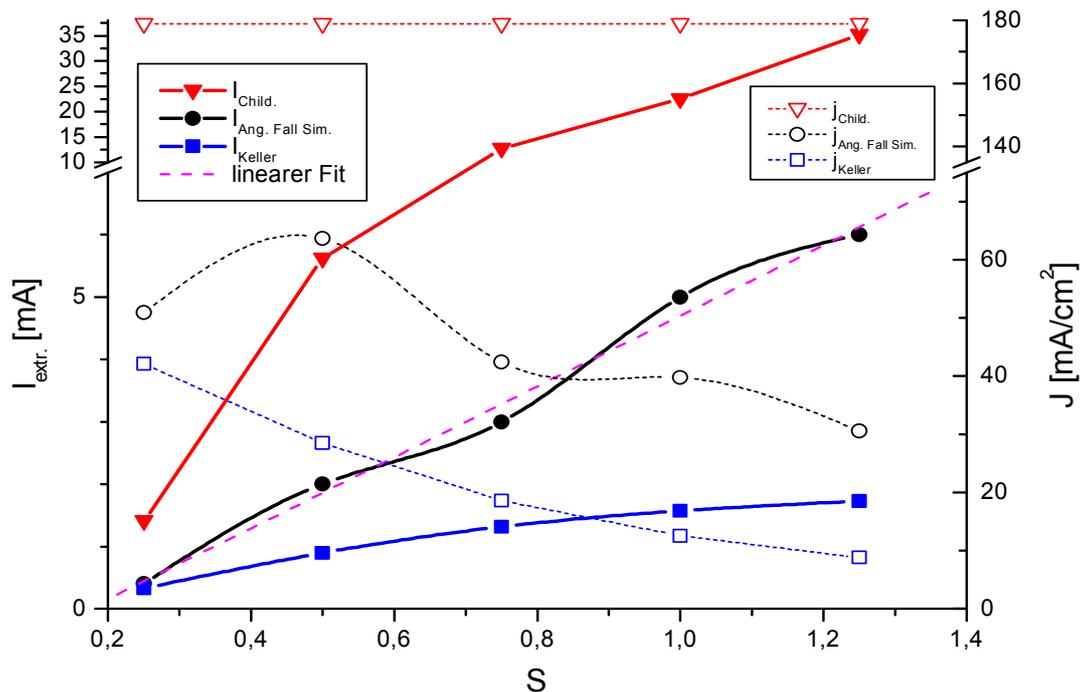


Abbildung 4.3-5: Strom und Stromdichte der angepaßten Fälle als Funktion von S . Im Vergleich dazu die erwarteten Werte nach den Formeln von Child-Langmuir und R. Keller.

Der extrahierte Strom verhält sich wie Gl. 4-10. Durch die Wahl der Simulationsparameter ist der vordere Teil der Gleichung konstant. Bei Child - Langmuir ergibt sich somit, daß der Strom quadratisch zum verwendeten Radius ansteigt ($f(S)=1$). Bei R. Keller nähert sich der Strom gemäß $f(S)$ asymptotisch einem Grenzwert an. Es ist aber in der Auswertung eher ein linearer Zusammenhang zwischen Aspektverhältnis S und extrahiertem Strom zu erkennen; dies würde eine Funktion $f(S) \sim 1/r$ nahelegen.

Extraktion von Ionen

$$I_{\text{Extr.}} = \pi \cdot \overbrace{\frac{4}{9} \cdot e_0 \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \sqrt{\frac{S}{r_{\text{Extr.}}}} \cdot E^{\frac{3}{2}} \cdot r_{\text{Extr.}}^2 \cdot f(S)}^{\text{Konst.}} \quad \text{mit } f(S) = \begin{cases} 1 & \text{(Child - Langmuir)} \\ \frac{0.279}{(1+3S^2)} & \text{(R. Keller)} \\ \sim \frac{1}{r} & \text{(Simulationen)} \end{cases}$$

Gl. 4-10

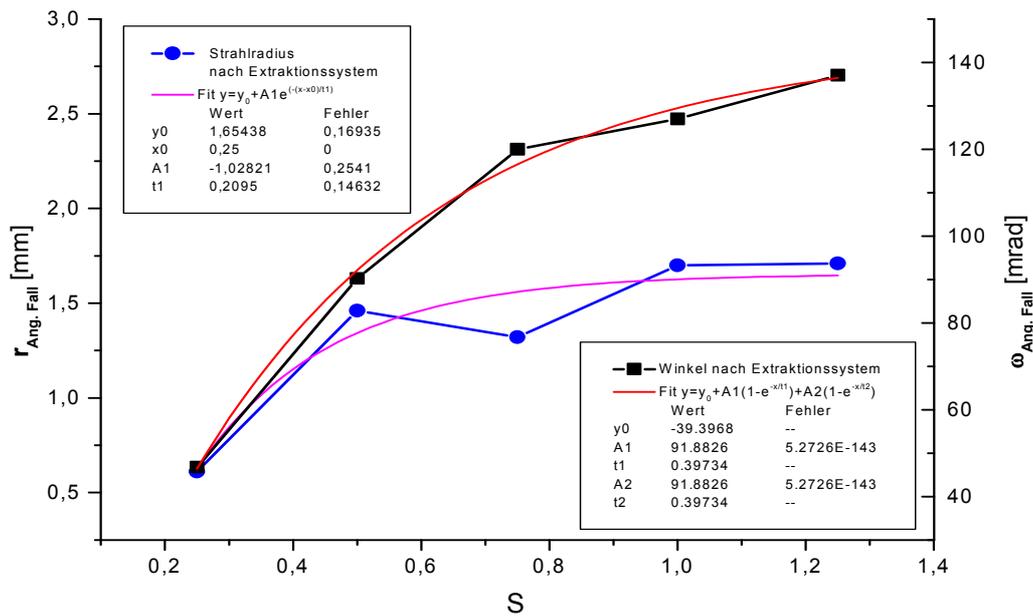


Abbildung 4.3-6: Winkel und Radius des angepassten kompensierten Strahls als Funktion des Aspektverhältnisses nach Verlassen des Extraktionssystems.

In Abbildung 4.3-6 sind Winkel und Radius des zugehörigen kompensierten Strahls am Ausgang des Extraktionssystems als Funktion des Aspektverhältnisses dargestellt. Trotz linear ansteigenden Stromes nähern sich Winkel wie auch Radius einem Grenzwert an. Dies ist nur noch schwer mit den vorhandenen Formeln erklärbar. Deutlicher wird dies in Abbildung 4.3-7.

Extraktion von Ionen

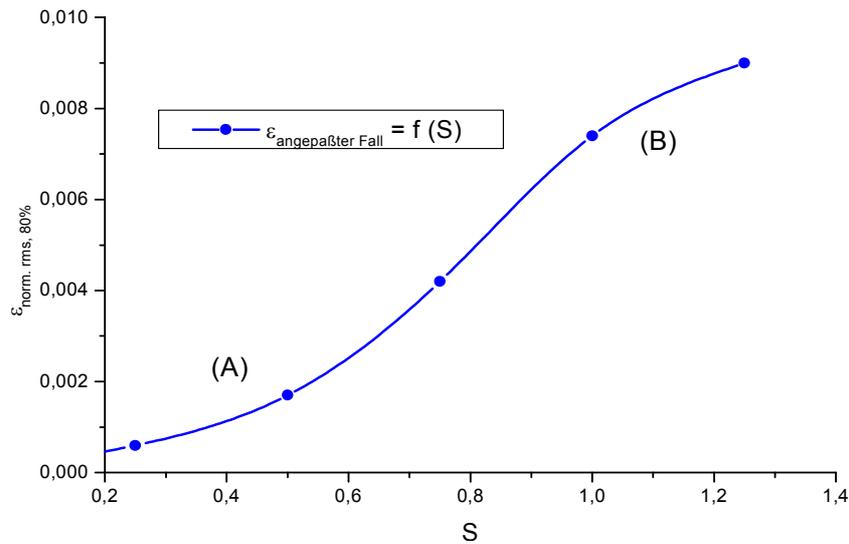


Abbildung 4.3-7: Emittanz der angepaßten Fälle als Funktion des Aspektverhältnisses.

In Abbildung 4.3-7 ist die Emittanz der jeweiligen angepaßten Fälle als Funktion des Aspektverhältnisses dargestellt. Nach Gl. 4-4 hätte die Emittanz bei den gewählten Parametern linear ansteigen müssen. Dies ist nicht der Fall. Nur wenn man den zusätzlichen Faktor der Raumladung des extrahierten Strahles mit in die theoretische Beschreibung von Extraktionssystemen aufnimmt, kann man für dieses Verhalten eine Erklärung finden. Man erkennt den Übergang von aberrationsdominierter (A) zu raumladungsdominierter Extraktion (B). Ein Minimum oder eine Bevorzugung des Aspektverhältnisses $S=0.577$ ist hier, wie auch bei den anderen Auswertungen (z.B. Abbildung 4.3-6) nicht sichtbar.

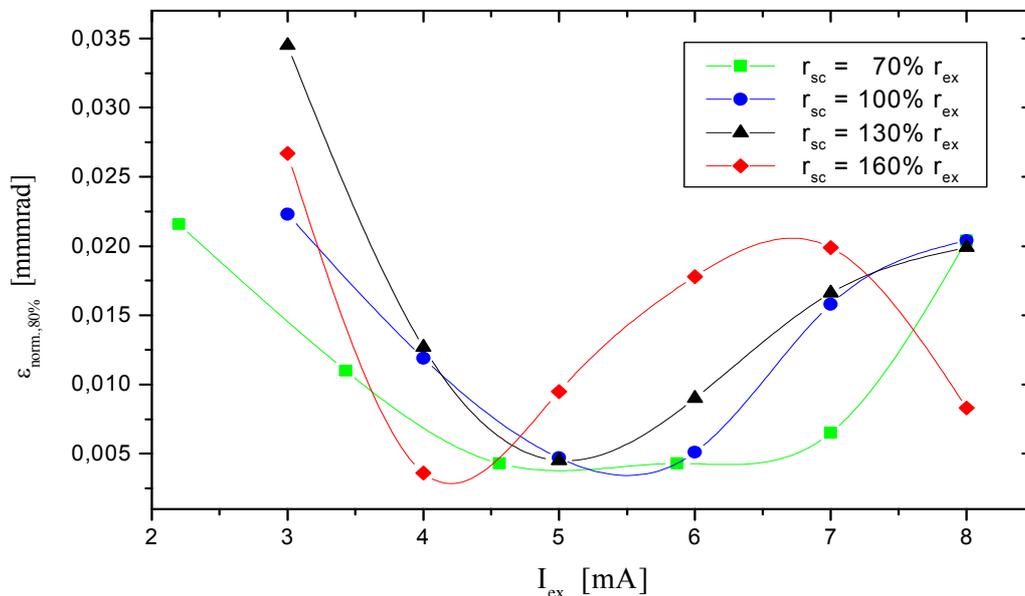


Abbildung 4.3-8: Verhalten eines Extraktionssystems bei verschiedenen Radius - Verhältnissen (Emittanz als Funktion des extrahierten Stroms).

Zusätzlich zu den bisher besprochenen Parametern wie Aspektverhältnis, Feldstärke oder Extraktionsradius spielt die Raumladung des transportierten Strahles bei der Extraktion und

Extraktion von Ionen

Formierung eine nicht zu unterschätzende Rolle. Das heißt aber auch, daß der Aufbau des Extraktors, abgesehen von den Aberrationen, einen deutlicheren Einfluß haben muß. Er steuert die Verteilung der Raumladungskräfte, wie Fokuspunkt des Strahles und Fokusradius, in Wechselwirkung mit der Form des Plasmameniskus. Einer dieser zusätzlichen identifizierten Parameter mit dem man das Extraktorverhalten steuern kann, ist das Verhältnis zwischen Extraktionsradius und Screeningelektrodenradius (Abbildung 4.3-8).

In Abbildung 4.3-8 ist die Emittanz als Funktion eines Extraktionssystems mit verschiedenen Screeningradius - Verhältnissen zur Extraktionsöffnung dargestellt. Bei einer konstanten Feldstärke und einem Aspektverhältnis von $S=1$ wurde ausschließlich das Verhältnis zum festen Extraktionsradius (2 mm) des Screeningelektrodenradius und des Erdelektrodenradius gleichsinnig verändert.

Man erkennt, daß Systeme mit kleinerem Screeningelektrodenradius als der des Extraktionsradius, eine größere Variation des transportierten Stromes zulassen. Mit zunehmendem Screeningradiusverhältnis nimmt diese Bandbreite ab, der Strahl überschreitet schneller eine kritische Emittanz, Winkel und Radius nehmen zu. Dieses tolerante Verhalten auf Stromvariation erkennt man auch in den Gradienten der zugehörigen Radius- und Winkelfunktionen (Abbildung 4.3-9). Mit steigendem Screeningradiusverhältnis reduziert sich die Akzeptanz des Radius und des Winkels als Funktion der Stromvariation.

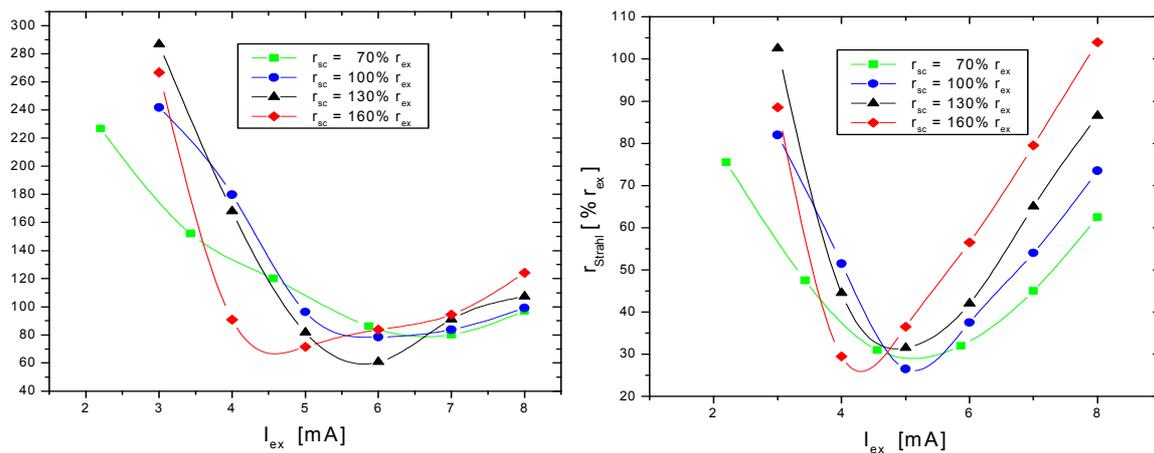


Abbildung 4.3-9: Zu Abbildung 4.3-8 gehörige Winkel- und Radiusfunktionen.

Um eine Erklärung für dieses außergewöhnliche Verhalten zu finden, muß man sich in Erinnerung rufen, daß der hier betrachtete Ausgangsstrahl einen Fokus, den Ort der höchsten Raumladung, innerhalb des Extraktionssystems durchläuft. Der Ort dieses Fokus ist abhängig von dem transportierten Strom in Wechselwirkung mit der Krümmung des Plasmameniskus. Entscheidend ist in diesem Fall der Radius des Fokus d. h. die minimale Ausdehnung des Ionenstrahles beim Durchlaufen des Extraktors. Er ist ein direktes Maß für die Kompression des benutzten Linsensystems.

In Abbildung 4.3-10 ist die Funktion des Radius am Fokus für drei verschiedene Ströme in Abhängigkeit zum Verhältnis Screeningradius/Extraktionsradius dargestellt. In dem hier betrachteten Strombereich zwischen 4 mA und 6 mA befinden sich die kleinsten Emittanzen, Winkel und Radien der untersuchten Ausgangsstrahlen.

Extraktion von Ionen

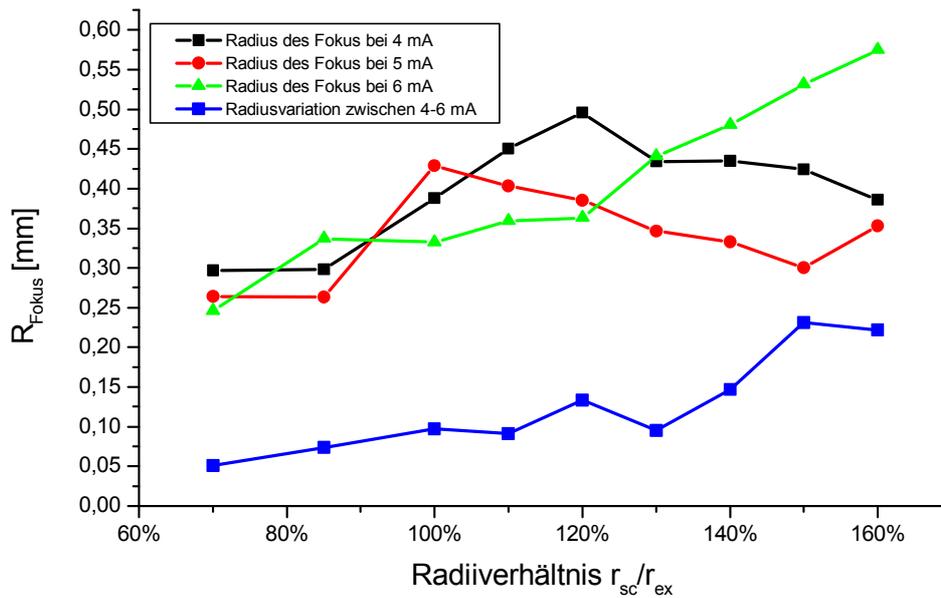


Abbildung 4.3-10: Funktion der Fokusradien für drei verschiedene Ströme in Abhängigkeit zum Verhältnis Screeningradius/Extraktionsradius. Die unterste Funktion gibt die absolute Variation des Radius innerhalb der transportierten Strombandbreite wieder.

Bei einem Radiusverhältnis von 70 % der Screeningelektrode zum Extraktionsradius befinden sich für die Ströme von 4 – 6 mA die kleinsten Fokusradien. Damit besitzt dieser Extraktor das höchste Kompressionsvermögen für den betrachteten Strahlverlauf. Mit zunehmendem Verhältnis vergrößern sich die Radien, das Kompressionsvermögen des Extraktors sinkt. Die unterste Kurve gibt die absolute Abweichung der Fokusradien innerhalb der betrachteten Bandbreite des Stromes wieder. Man erkennt, daß mit zunehmendem Screeningelektrodenradius die Abweichung der Fokusradien bei verschiedenen Stromstärken sich vergrößert. Dadurch unterscheiden sich die Strahlverläufe innerhalb des Extraktors für unterschiedliche Ströme immer mehr und der Bereich mit gleichbleibender Emittanz verringert sich.

Die Grenzstromdichte j und der damit über die Extraktionsfläche gekoppelte Grenzstrom I eines Extraktionssystems hängt demnach nicht nur von der absoluten Größe des Aspektverhältnisses S ab. Dies hat deutlichen Einfluß auf eine Größe, die gerne zur Beurteilung der Qualität von Ionenquellen benutzt wird, die Brillanz.

Die Brillanz B ist ein Maß für die mittlere Ladungsdichte im Phasenraum. Sie wird aus dem Grenzstrom I und den transversalen Emittanzen $\epsilon_{x,y}$ gebildet:

$$B = \frac{I}{\pi^2 \epsilon_x \epsilon_y}$$

Gl. 4-11

Ersetzt man I durch die bekannten Extraktionsformeln und benutzt Gl. 4-4 zur Definition der Grenzemittanz, so erhält man eine Beziehung, welche die maximal erreichbare Brillanz einer Ionenquelle beschreibt:

Extraktion von Ionen

$$B_{\text{Max.}} = \frac{4}{9} \cdot e_0 \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \overbrace{\frac{1}{\pi \cdot r_{\text{Extr.}}^2}}^{\text{Extraktionsfläche}} \cdot \overbrace{\frac{1}{(\varepsilon_{\text{therm.}})^2}}^{\text{Min. Emittanz}} \cdot S^2 \cdot U^{\frac{3}{2}} \cdot f(S) \quad \text{mit } f(S) = \begin{cases} 1 & \text{(Child - Langmuir)} \\ \frac{0.279}{(1+3S^2)} & \text{(R. Keller)} \\ \frac{1}{r} & \text{(Simulationen)} \end{cases}$$

Gl. 4-12

Die erreichbare maximale Brillanz fällt mit der Vergrößerung der Extraktionsöffnung und steigt mit zunehmender Extraktionsspannung. Durch den quadratischen Einfluß des Extraktionsradius und bedingt durch die technischen Schwierigkeiten bei auftretenden hohen Extraktionsspannungen sind Quellen mit kleiner Extraktionsfläche und mittleren Extraktionsspannungen immer „brillanter“ als sogenannte Hochstromquellen. Man sieht, daß eine Normierung auf diese beiden Parameter für einen direkten Vergleich von Ionenquellen unterschiedlicher Konzeption notwendig ist. Ein konstanter Faktor bei der Entwicklung von Ionenquellen ist die anliegende Feldstärke am Extraktor. Ersetzt man in Gl. 4-12 die Extraktionsspannung durch die Feldstärke so erhält man:

$$B_{\text{Max.}} = \frac{4}{9} \cdot e_0 \cdot \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \overbrace{\frac{1}{(\varepsilon_{\text{therm.}})^2}}^{\text{Min. Emittanz}} \cdot \sqrt{\frac{S}{r_{\text{Extr.}}}} \cdot E^{\frac{3}{2}} \cdot f(S) \quad \text{mit } f(S) = \begin{cases} 1 & \text{(Child - Langmuir)} \\ \frac{0.279}{(1+3S^2)} & \text{(R. Keller)} \\ \frac{1}{r} & \text{(Sim.- Ergebnisse)} \end{cases}$$

Gl. 4-13

Die anlegbare Feldstärke bei allen Quellen unterliegt einer technisch realisierbaren Grenze. In Gl. 4-13 wird deutlich, daß man brillante Quellen bei ausreichender Stromdichte des Plasma-generators nur durch Reduzierung des Extraktionsradius erreicht.

In Abbildung 4.3-11 ist die Funktion der Brillanz als Funktion des untersuchten Aspektverhältnisses dargestellt. Mit zunehmendem Aspektverhältnis nähert sich die Brillanz asymptotisch einem Grenzwert (~ 10000) an.

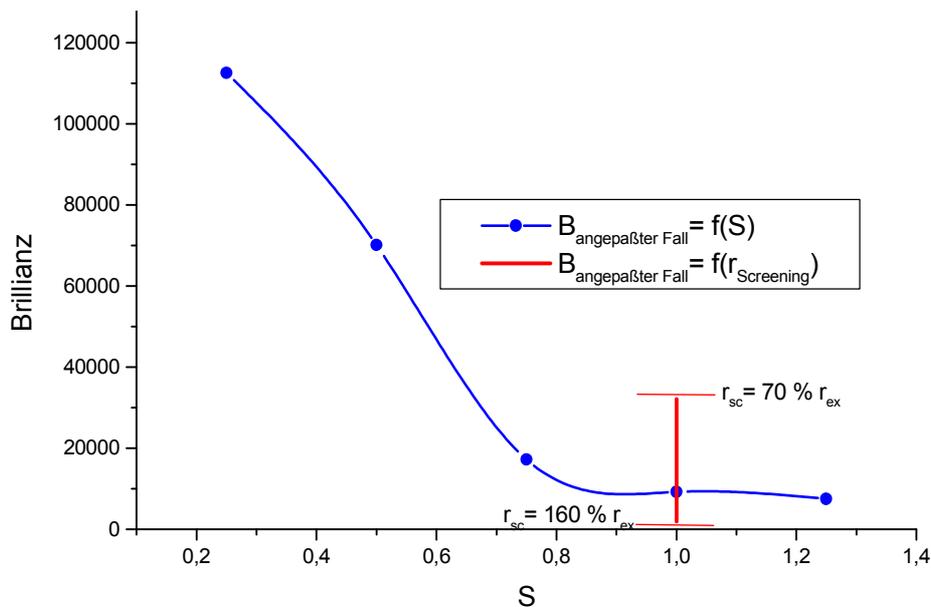


Abbildung 4.3-11: Die Brillanz als Funktion des Aspektverhältnisses und deren Variation durch die Benutzung verschiedener Screeningelektrodenradien (z.B. $S=1$).

Extraktion von Ionen

Bei der alleinigen Betrachtung der Brillanz als Funktion des Aspektverhältnisses scheint die Wahl eines Aspektverhältnisses größer 1 nicht sinnvoll. Doch ist auch diese Funktion stark abhängig von den verwendeten Randbedingungen. Zur Verdeutlichung ist die Funktion der Brillanz in Abhängigkeit des Screeningelektrodenverhältnisses bei $S=1$ eingezeichnet. Durch die Wahl eines kleinen Verhältnisses läßt sich die Brillanz bei gleichbleibender Emittanz deutlich steigern. Die damit verbundenen höheren Aberrationen lassen sich durch geeignete Linsenformen (Kap. 5.3) reduzieren. Durch die bisher aufgezeigten Parameter ist es möglich, ein stromtolerantes Extraktionssystem mit gewünschter Winkel- und Radiusfunktion des Ausgangsstrahles zu entwickeln, welches bei einer großen Variationsbreite der Stromdichte bzw. des Stromes die Strahlqualität konstant hält.

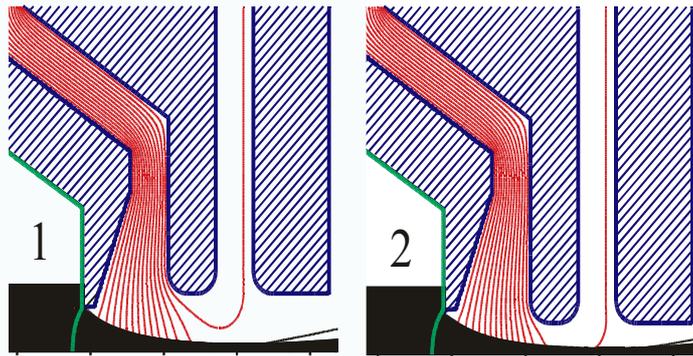


Abbildung 4.3-12: Ein konventionell designtes Extraktionssystem (1) im Vergleich zu einem „stromtoleranten“ Extraktionssystem (2).

Auf der linken Seite von Abbildung 4.3-13 sind die Ergebnisse der Simulation für zwei unterschiedliche Extraktionssysteme (Abbildung 4.3-12) dargestellt. Ein konventionell designtes Extraktionssystem (1) im Vergleich zu einem „stromtoleranten“ Extraktionssystem (2). Sie unterscheiden sich durch das Verhältnis zwischen Extraktionsradius zu den nachfolgenden Elektrodenradien in Verbindung zum gewählten Aspektverhältnis. Dargestellt ist die Emittanz als Funktion des extrahierten Strahlstromes.

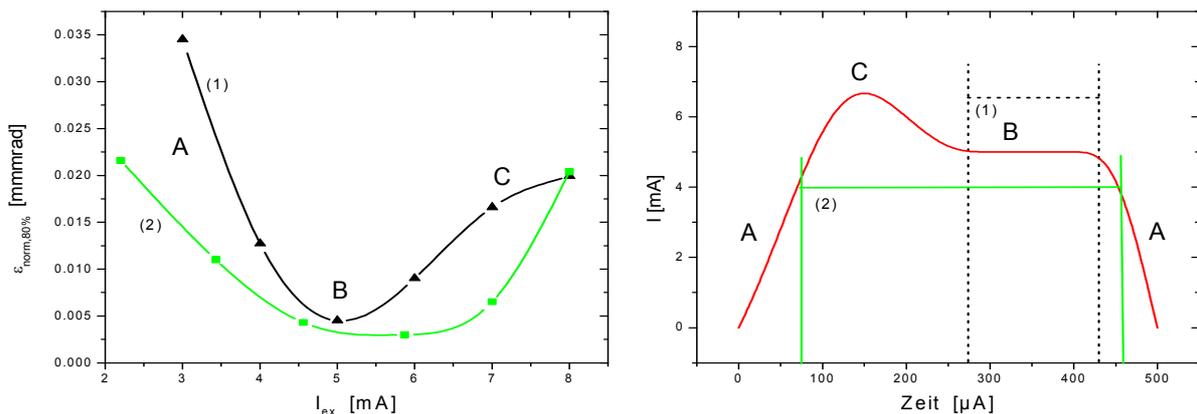


Abbildung 4.3-13: Links: Emittanzfunktion eines „normalen“ Extraktionssystem (1) im Vergleich zu einem „stromtoleranten“ Extraktionssystem (2). Rechts: Transportierbarer Pulsabschnitt beider Extraktionssysteme.

Bei DC - Strahlen durchläuft man beim Einfahren der Ionenquelle Ast A und legt den Arbeitspunkt in B, dem „Angepaßten Fall“. Alle nachfolgenden Transportsektionen sind auf die damit verbundene Emittanz ausgelegt. Jede Abweichung vom „Angepaßten Fall“ führt in der Folge zu Strahlverlust,

Extraktion von Ionen

Emittanzwachstum und Mismatching. Strahlverlust und Emittanzwachstum können nicht mehr in den nachfolgenden Beschleunigersektionen kompensiert werden. Im schlimmsten Fall führt dies zum Totalverlust des Ionenstrahles innerhalb des Beschleunigers.

Wesentlich kritischer ist die Extraktion von gepulsten Ionenstrahlen. Diese durchlaufen dann die beschriebene Dynamik pro Puls (rechte Seite Abbildung 4.3-13). Hierbei wird an den Flanken des Strompulses der Ast A durchlaufen. Anschließend an einen Überschwinger (Fall C) beginnt der transportierbare Pulsabschnitt B, auf den die nachfolgenden Transportsektionen abgestimmt sind. Durch die Entwicklung des stromtoleranten Extraktionssystems (2), welches bei großen Stromschwankungen nur geringe Emittanzveränderung aufweist, ist es möglich, diesen Pulsabschnitt deutlich zu vergrößern.

4.4 Extraktion negativer Ionen

Stromtolerante Extraktionssysteme sind nicht nur wünschenswert für den Pulsbetrieb einer Ionenquelle, sondern notwendige Voraussetzung zur Untersuchung der Extraktion von negativen Ionen. Bei der Extraktion von negativen Ionen enthält der extrahierte Teilchenstrahl sowohl negative Ionen als auch Elektronen. Abhängig vom Plasmagenerator können sich während des Betriebes unterschiedliche e^-/H^- - Verhältnisse α einstellen. Dies bedeutet, daß die Ströme innerhalb des Extraktors variieren. Die simultan extrahierten Elektronen beeinflussen durch ihre Raumladung nicht nur die Extraktion, sondern auch den Transport des Ionenstrahls und erschweren die Strahldiagnose. Für den Einsatz an einem Beschleuniger ist es notwendig, diese ungewollten Elektronen so früh wie möglich aus dem Strahlkanal auszublenden und die dazugehörige Leistung abzuführen.

Die Raumladung und Strahlleistung des Elektronenstrahles hängen von der angelegten Extraktionsspannung und dem Verhältnis α aus extrahiertem Elektronenstrom zu Ionenstrom ab. Je nach eingestellten Parametern des Plasmagenerators schwankt das e^-/H^- - Verhältnis α zwischen 1 und 100.

Da sowohl die Elektronen als auch H^- -Ionen im selben elektrischen Feld beschleunigt werden gilt:

$$\alpha = \frac{I_e}{I_{H^-}} = \frac{(\pi \cdot r_{ex}^2) \cdot j_e}{(\pi \cdot r_{ex}^2) \cdot j_{H^-}} = \frac{e \cdot n_e \cdot v_e}{e \cdot n_{H^-} \cdot v_{H^-}} =$$

$$\frac{n_e \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_e} \cdot U_{ex}}}{n_{H^-} \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_{H^-}} \cdot U_{ex}}} = \frac{n_e}{n_{H^-}} \sqrt{\frac{m_{H^-}}{m_e}} = 42,7 \frac{n_e}{n_{H^-}}$$

Gl. 4-14

Hieraus ergibt sich die Möglichkeit, die Elektronenstromdichte in eine äquivalente H^- -Stromdichte umzurechnen:

$$j_{H_{\text{äqui}}^-} = \frac{j_e}{42,7}$$

Gl. 4-15

Den Einfluß der Elektronen auf den Extraktor kann man hiermit verdeutlichen, da unter der Annahme einer raumladungsbegrenzten Extraktion nach Child - Langmuir sich die Gesamtstromdichte aus anteiliger äquivalenter H^- -Stromdichte und Ionenstromdichte zusammensetzt:

$$j_{\text{Child}} = j_{H^-} + j_{H_{\text{äqui}}^-}$$

Gl. 4-16

Unter Annahme einer raumladungsbegrenzten Extraktion zeigt Abbildung 4.4-1 den aus Gl. 4-16 folgenden H^- - Strahlstrom als Funktion des e^-/H^- - Verhältnisses. Man erkennt die Reduzierung des zur Verfügung stehenden negativen Ionenstroms bei steigendem, simultan extrahierten Elektronenstrom.

Wie man in Abbildung 4.4-1 leicht erkennen kann, ist es zwingend notwendig, daß der mitextrahierte Elektronenstrahl in die Entwicklung des Extraktors mit einfließt. Schon bei einem e^-/H^- -Verhältnis von 42 sind 50 % der Raumladung durch die extrahierten Elektronen gegeben. Abhängig vom e^-/H^- -Verhältnis müssen, um einen vorgegebenen H^- - Strahlstrom zu erreichen, wesentlich höhere Strahlströme extrahiert werden. Für einen H^- - Strom von 70 mA muß bei einem Verhältnis von $\alpha=42$ (Skalierungsfaktor $\beta=2$) ein 140 mA – Extraktor verwendet werden, um die Reduzierung durch die simultan extrahierten 2.94 A Elektronen zu kompensieren. Auch bei der Simulation der

Extraktion von Ionen

Strahlextraktion muß, um das für positive Ionen entwickelte Programm IGUN anzupassen, die Raumladung der Elektronen mit einfließen. Die zusätzlich bei der Erzeugung von negativen Ionen auftretenden inhomogenen magnetischen Felder, wie auch der dadurch zu erwartende Einfluß auf die Form des Plasmameniskus, können mit Hilfe von IGUN nicht untersucht werden.

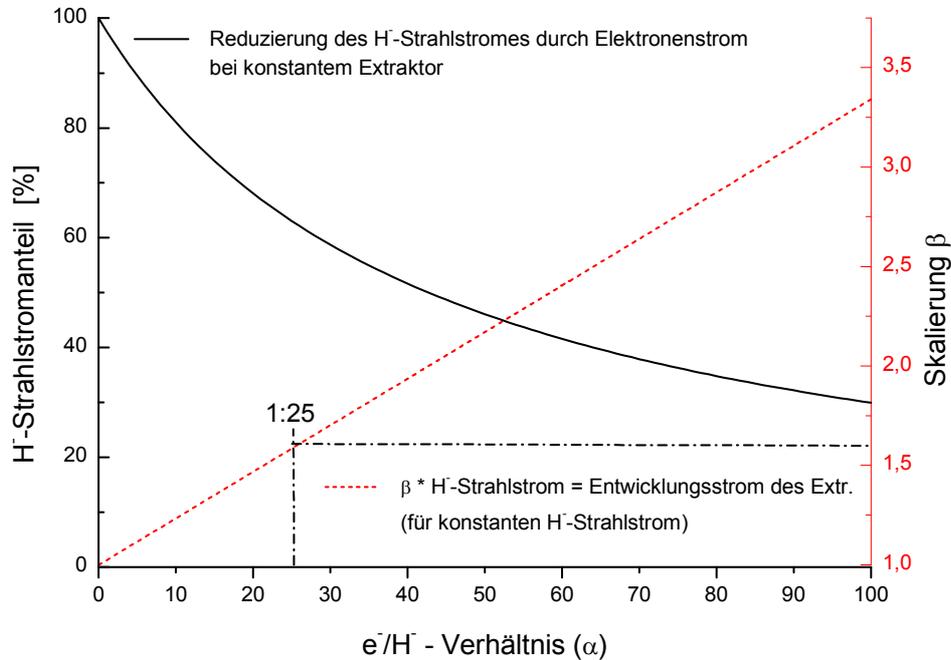


Abbildung 4.4-1: Raumladungsbegrenzter H^- -Strahlstrom als Funktion des e^-/H^- - Verhältnisses bei konstantem Extraktor (links). Multiplikationsfaktor β als Funktion des e^-/H^- - Verhältnisses (rechts).

Ein weiterer Gesichtspunkt ergibt sich bei der Betrachtung der Strahlleistung des Elektronenstrahls. Bei der von ESS angestrebten Strahlenergie von 55 kV, einem Tastverhältnis von 10 %, einem gewünschten Ionenstrom von 70 mA und einem guten e^-/H^- - Verhältnis von $\alpha=25$ beträgt die Elektronenstrahlleistung 9.625 kW auf wenige Quadratmillimeter. Das Abführen dieser Leistung und die damit vorhandene Leistungsdichte ist physikalisch und technisch problematisch. Das Separieren der Elektronen aus dem extrahierten Strahl und das Abführen ihrer Strahlleistung an einen definierten Ort wird als sogenanntes Elektronendumping bezeichnet. Die Trennung des Elektronenstrahls vom Ionenstrahl ist, wegen des gemeinsamen Geburtspotentials von negativen Ionen und Elektronen, nur mit Hilfe magnetischer Felder möglich. Hierbei ist es notwendig, den Extraktor und das sogenannte Dumpingsystem aufeinander abzustimmen. Einerseits möchte man, daß die Quellenparameter, welche die jeweilige Optik des Ionen- und Elektronenstrahles direkt beeinflussen, über einen großen Bereich frei wählbar sind, andererseits darf der Ionenstrahl beim vollständigen Ablenken und Abführen der Elektronen hinsichtlich seines Stroms, seines Divergenzwinkels und seiner Emittanz nur geringfügig beeinflußt werden. Durch die enge Verknüpfung der Aufgabenstellung der jeweiligen Ionenquellen mit ihrem Aufbau, die damit verbundenen Systeme der Extraktion und die zugehörigen Dumpingsysteme für die simultanen Elektronen, war es notwendig, im Rahmen dieser Dissertation mehrere im Beschleunigerbetrieb praktikable Dumpingsysteme zu entwickeln und zu untersuchen.

5 Elektronen - Dumping

5.1 Die verschiedenen Ansätze zur Realisation eines Dumpingsystems

Im folgenden werden verschiedene Konzepte für das Elektronendumping diskutiert. Wesentliche Unterscheidungsmerkmale der Methoden sind der Ort sowie die Energie, mit der die Elektronen abgeführt werden. Nach der Erklärung des jeweiligen Ansatzes, werden dessen Vorteile wie auch Nachteile aufgezählt und abschließend bewertet.

5.1.1 Extraktion des Strahles mit geringer Energie

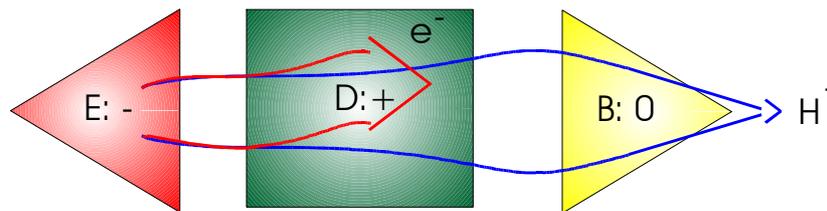


Abbildung 5.1-1: Extraktion des Strahles mit geringer Energie.

Man extrahiert den Strahl bei geringer Extraktionsspannung ($E: \sim 2$ bis 3 keV). Anschließend wird der Elektronenstrahl im Bereich der Ziehelektrode magnetisch abgelenkt und vernichtet ($D: +$). Um die nötige Endenergie zu erreichen wird sodann der H^- -Strahl nachbeschleunigt (B).

Der Vorteil dieser Anordnung liegt im einfachen Aufbau, der niedrigen Strahlleistung der Elektronen und dem geringen Magnetfeld, das zur Ablenkung der Elektronen notwendig ist ($D: +$). Der Nachteil dieser Methode ist die anliegende niedrige Extraktionsspannung ($E: -$). Für den geforderten hohen Strahlstrom müßte der Radius der Auslaßöffnung sehr groß werden, mit all jenen in den Extraktionskapiteln beschriebenen Nachteilen, die eine Realisierung im Rahmen des ESS - Projektes nicht sinnvoll erscheinen lassen.

5.1.2 Extraktion des Strahles mit hoher Energie mit nachträglichem Verzögern

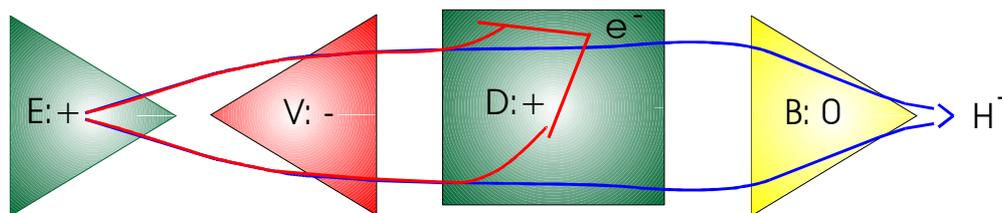


Abbildung 5.1-2: Extraktion des Strahles mit hoher Energie mit nachträglichem Verzögern.

Hierbei wird der Strahl mit nahezu seiner Endenergie extrahiert (E). Mit einer zusätzlichen Elektrode wird der Strahl danach auf wenige keV verzögert (V), um danach die Elektronen bei niedriger Strahlenergie abzulenken und zu vernichten (D). Daraufhin wird der H^- -Strahl wieder auf die nötige Endenergie nachbeschleunigt (B).

Die geringe Extraktionsenergie aus Abbildung 5.1-1 wird hiermit zwar vermieden ($E: +$), doch das Problem nur verlagert. Durch die hohe Raumladung des Strahls bei gleichzeitig niedriger Strahlenergie wächst der Strahldurchmesser zwischen V und B stark an. Dies erschwert den Transport und führt zu Emittanzwachstum. Auch die notwendige Verzögerungslinse bewirkt durch ihre Aberrationen ein zusätzliches Emittanzwachstum ($V: -$). Angesichts des geforderten hohen Strahlstroms und niedriger Emittanz für ESS ist auch diese Methode nicht empfehlenswert.

5.1.3 Dumping auf die Plasmaelektrode

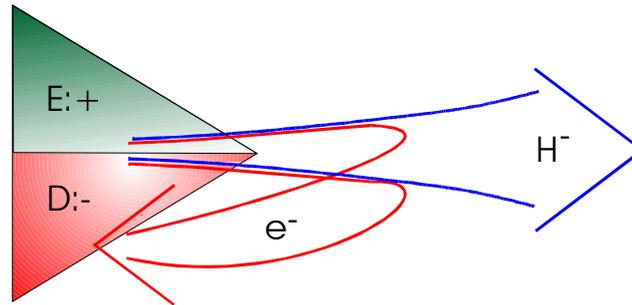


Abbildung 5.1-3: Dumping auf die Plasmaelektrode.

Es handelt sich hierbei um einen Vorschlag für die SNS - Ionenquelle [55], wobei der Elektronenstrahl mit Hilfe eines magnetischen Dipolfeldes [56] zwischen Plasmaelektrode und Screeningelektrode separiert und um 180° umlenkt wird. Die Elektronen werden dadurch innerhalb des Beschleunigungsgap wieder abgebremst, um dann von der Plasmaelektrode aufgenommen zu werden.

Um dieses Konzept zu untersuchen, wurde von mir ein Computerprogramm auf Basis der Bewegungsgleichungen der $E \times B$ Drift entwickelt. Modelluntersuchungen zum Verhalten des Elektronenstrahles wurden für verschiedene Extraktionsparameter durchgeführt. In Abbildung 5.1-4 sieht man die Berechnung der Zykloidenbahnen bei drei verschiedenen magnetischen Feldstärken. Der Gapabstand beträgt bei dieser Simulation 7 mm, die angenommene Extraktionsspannung 35 kV.

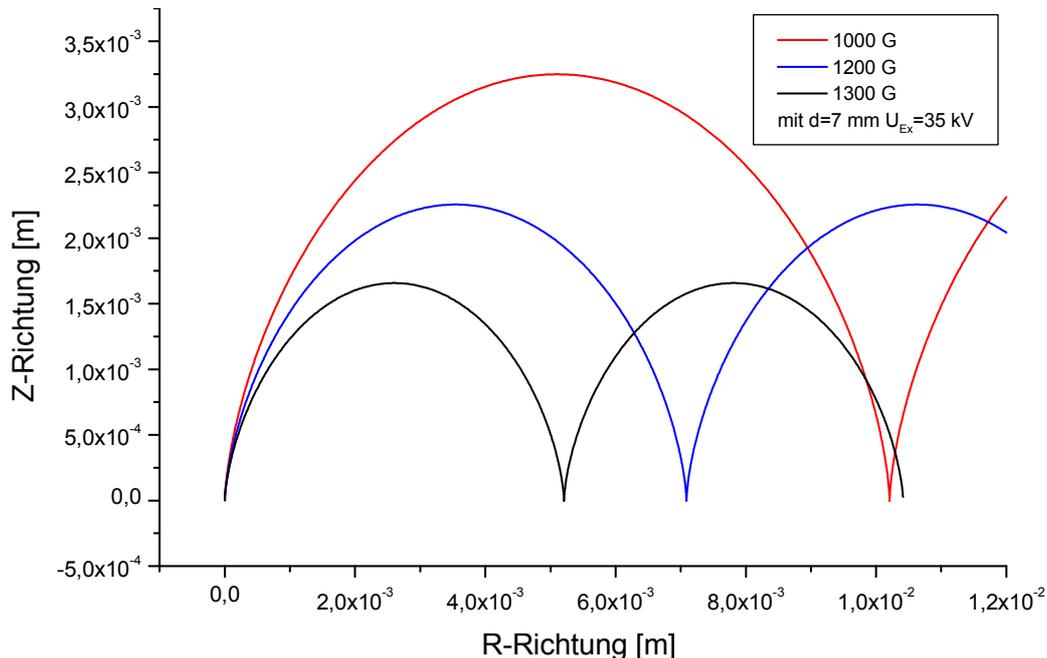


Abbildung 5.1-4: Berechnung der Zykloidenbahnen bei drei verschiedenen magnetischen Feldstärken. Der Gapabstand beträgt bei dieser Simulation 7 mm, die angenommene Extraktionsspannung 35 kV.

Diese Rechnungen bestätigten das Funktionsprinzip dieser Methode. Bei ausreichend hohem Magnetfeld können die Elektronen unmittelbar nach ihrem Start am Plasmameniskus derart abgelenkt werden, daß sie entlang eines Bogens zurück auf die Plasmaelektrode gezwungen werden.

Elektronen - Dumping

Man hat mehrere Vorteile durch dieses Verfahren. Der Ionenstrahl wird mit seiner Endenergie extrahiert ($E:+$). Die thermische Belastung der Plasmaelektrode ist minimal, da die auftreffenden Elektronen höchstens ihre im Plasma gewonnene Energie besitzen. Auf zusätzliche Linsen und damit eine Verlängerung des Extraktors kann verzichtet werden. Eine direkte Rückführung des ansonsten verlorenen Elektronenstromes in den Quellenstromkreislauf wird möglich. Bei der vorliegenden Ablenkung der Elektronen um 180° wird der Strahl aus negativen Ionen um $4,5^\circ$ ausgelenkt. Zur Kompensation dieses Winkels kann der Extraktor entsprechend mechanisch geneigt werden.

Wie aus Abbildung 5.1-4 ersichtlich, benötigt man für diese Methode sehr hohe magnetische Feldstärken auf der Strahlachse. Diese sind auf so kleinem Raum nicht mit Hilfe von elektrischen Dipolmagneten zu realisieren, sondern durch zwei in die Plasmaelektrode integrierte Permanentmagneten, deren Abstand und Feldverteilung nur auf eine Extraktionsspannung optimiert ist. Eine Variation der Quellenparameter über einen großen Bereich ist hierdurch nicht mehr realisierbar. Vor allem der Einfahrvorgang der Ionenquelle, die schrittweise Erhöhung der Quelle auf Sollstrom und Spannung, führt zu großen technischen wie auch physikalischen Unsicherheitsfaktoren. Bei dem Dumpen der Elektronen auf die Plasmaelektrode kann eine vollständige Absorption der Elektronen nicht gewährleistet werden. Die abgebremsten Elektronen können von der Plasmaelektrode höchstens mit der von ihnen im Plasma gewonnenen Energie aufgenommen werden. Nicht absorbierte Elektronen werden so wieder auf einer versetzten Zykloidenbahn beschleunigt (Abbildung 5.1-4), können eine Elektronenlawine auslösen und zu Hochspannungsüberschlägen führen. Um das zu verhindern, wurde dieses System bei SNS weiterentwickelt.

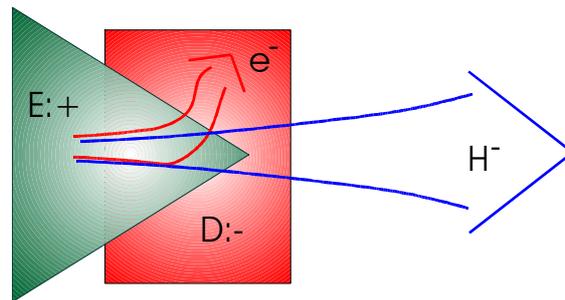


Abbildung 5.1-5: Weiterentwicklung des Systems bei SNS.

Um alle Elektronen sicher aus dem Beschleunigungsspalt zu entfernen, wurde eine sogenannte Dumpingelektrode zwischen der Plasma- und Screeningelektrode in den Extraktor eingeführt (Abbildung 7.2-5). Ein an dieser Linse anliegendes Zugpotential stellt sicher, daß alle Elektronen die nötige Energie besitzen um absorbiert zu werden, erhöht aber auch deren Leistung. Durch die enge Kopplung dieses Dumpingsystems mit dem Extraktor und die Verwendung von Permanentmagneten ist die Flexibilität für verschiedene Quellenparameter und die Extraktionsenergie eingeschränkt. Eine Trennung zwischen Dumpingsystem und Extraktor bietet sich an.

5.1.4 Externes Dumpingsystem

Die Extraktion des Strahles erfolgt hierbei mit Endenergie. Die Separation des Elektronenstrahls geschieht bei dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Konzept im Bereich der Erdelektrode hinter der Screeningelektrode. Die Ablenkung sollte vor dem Ort der Raumladungskompensation des H^- - Strahles erfolgen, um so eine zusätzliche Störung des negativen Ionenstrahls zu vermeiden. Da bei dieser Vorgehensweise der Elektronenstrahl höchstens um $40-45^\circ$ aus dem Gesamtstrahl ausgelenkt wird, benötigt man hierzu eine geringere magnetische Feldstärke.

Elektronen - Dumping

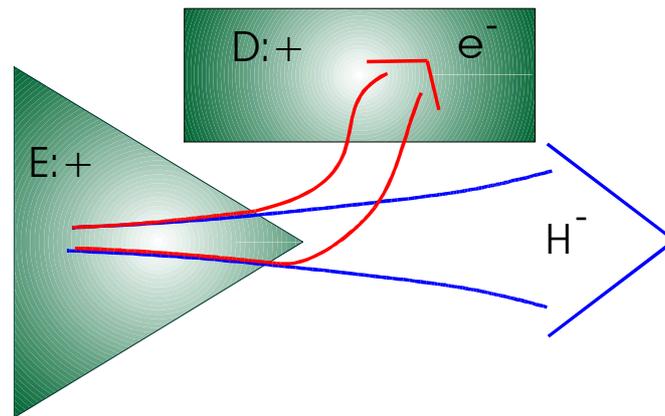


Abbildung 5.1-6: Externes Dumpingsystem.

Im Gegensatz zum SNS - System kann man nun variable elektrische Dipolmagneten verwenden und gewinnt so einen Freiheitsgrad, mit dem man die Elektronenoptik auf die jeweiligen Quellenparameter anpassen kann. Die Ablenkung des im Strahlkanal verbleibenden H-Strahls von der Strahlachse variiert hierbei zwischen 0.9° - 1.05° . Dies läßt sich mechanisch leicht kompensieren. Außerhalb des Strahlkanals befindet sich ein auf Potential liegendes Auffangsystem für den Elektronenstrahl. Sein Standort sollte sich noch in der Nähe des Extraktionssystems befinden. Man verringert durch diese kompakte Konzeption den Abstand zwischen Ionenquelle und LEBT und verbessert damit die Strahlqualität des Ionenstrahles. Das anliegende Potential verzögert den Elektronenstrahl und reduziert so die abzuführende Elektronenstrahlleistung. Man vereinigt mit diesem Konzept den Vorteil eines hohen Beschleunigungspotentials (E:+) mit dem Vorteil einer niedrigen Strahlleistung der Elektronen im Auffänger (D:). Durch das außerhalb des Strahlkanals liegende externe Elektronendumpingsystem ist sein Einfluß auf Formierung und Transport des Ionenstrahl deutlich reduziert.

5.2 Das Dumpingsystem für den ESS - Prototyp

5.2.1 Dumpingsystem I

Am Institut für Angewandte Physik wurde ein Plasmagenerator für die ESS - Spezifikation [8] entwickelt. Für diesen wurde ein externes Dumpingsystem gebaut und experimentell untersucht (Abbildung 5.2-1). Die Hauptschwierigkeiten bei der Umsetzung des externen Dumpingsystems waren, daß die grundlegenden Kenngrößen des Plasmagenerators, wie Solenoidfeldstärke, Filterfeldstärke, Extraktionsspannung oder e^-/H^- Verhältnis, direkten Einfluß auf die Optik des extrahierten Strahls haben. Sie sind somit notwendig zur Auslegung und Positionsberechnung des Dumpingsystems. Zu Beginn dieser Entwicklung waren eine Vielzahl von Parametern unbekannt oder variierten während der Realisierung des externen Dumpingsystems. Dies führte zu einer drastischen Erhöhung des Entwicklungsaufwandes. Eine deutliche Reduzierung des Aufwandes ist möglich, wenn die Quellenparameter im Voraus festgelegt werden. In Abbildung 5.2-1 sieht man die Ionenquelle mit dem im Extraktor integrierten externen Dumpingsystems I.

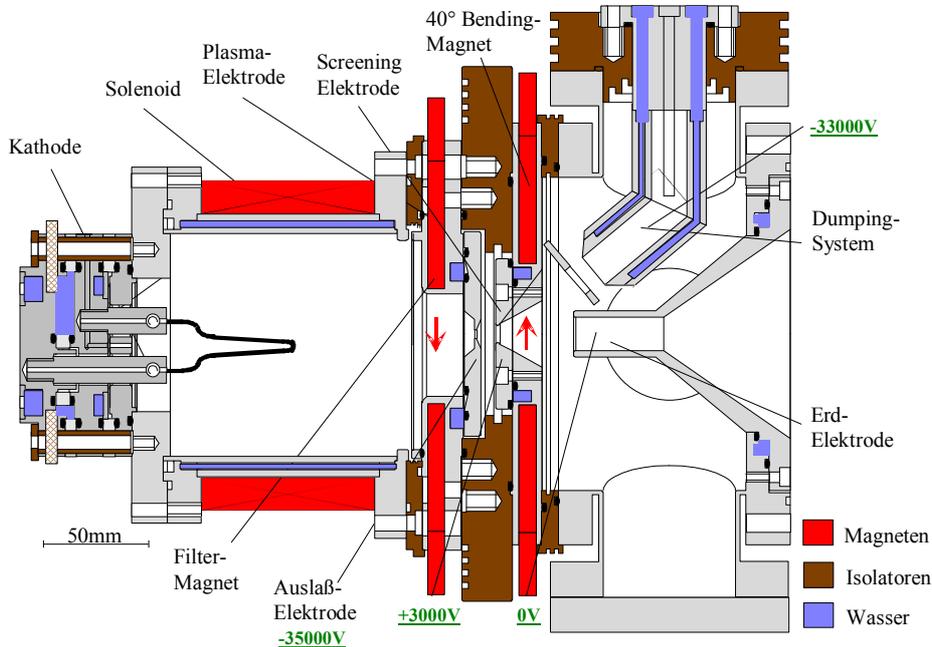


Abbildung 5.2-1: Schematische Darstellung des Prototyps I mit Dumpingsystem I.

Durch die Verwendung von magnetischen Dipolfeldern zur Erzeugung von negativen Ionen wird die Zylindersymmetrie der Optik gebrochen. Zusätzlich treten durch die Wechselwirkung aller magnetischen Felder mit den Jochen aus Magneteisen der elektrischen Dipole inhomogene Felder auf. Dies führt dazu, daß man die normalerweise üblichen Programme zur Berechnung der Trajektorien von Elektronen und Ionen nur noch eingeschränkt nutzen kann. Im Zuge der Realisierung dieses Projektes wurden Simulationskonzepte und Berechnungsmethoden entwickelt, welche die gleichzeitigen 3-D Untersuchungen der Trajektorien von Ionen und Elektronen unter dem Einfluß der elektrostatischen, wie auch der inhomogenen magnetischen Felder ermöglicht. Zur Berechnung der 3-D Trajektorien wurde der Teilchensimulator PARTOP [57] verwendet. Dieses Programm berechnete die dreidimensionalen Trajektorien der unterschiedlichen Teilchen unter Vernachlässigung der Raumladung und Relativistik. Die Datengrundlage für dieses Computerprogramm war die Kombination aus berechneten und experimentellen Daten.

5.2.2 Positionsoptimierung des Dumpingsystems

In Abbildung 5.2-2 ist der schematische Aufbau des Extraktors mit integriertem Dumpingsystem dargestellt. Um den Elektronenstrahl ins Dumpingsystem zu leiten und eine Entkoppelung vom Filtermagneten als einen Parameter der Ionenquelle zu ermöglichen, benutzt man einen zusätzlichen Steermagneten, den sogenannten Bendingmagneten.

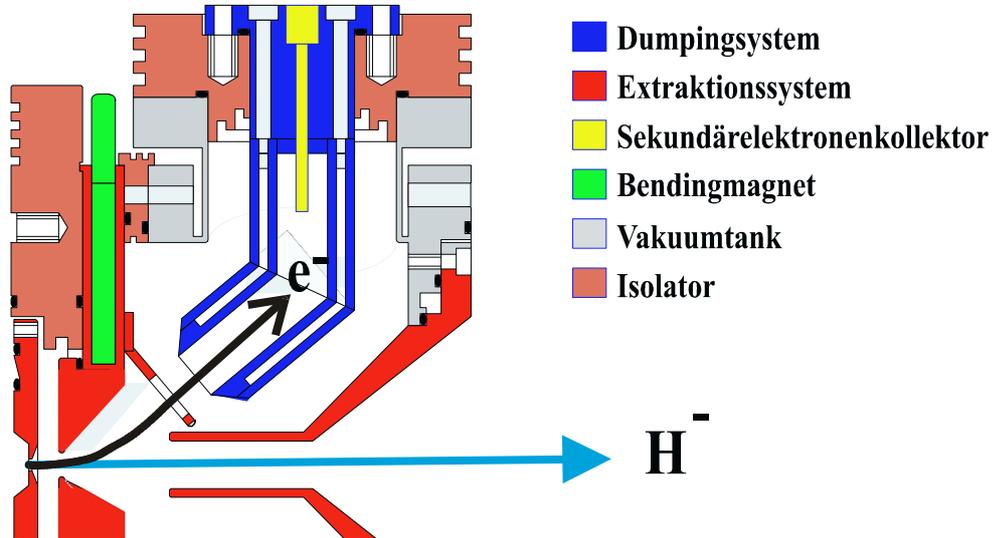


Abbildung 5.2-2: Schematischer Aufbau des Dumpingsystems.

Filter- und Bendingmagnet haben verschiedene Polarität. Durch die Superposition ihrer Felder wird das resultierende Feld im Bereich des Plasmenmeniskus reduziert. So wird der Einfluß der Magnetfelder auf die Formierung und den Transport der negativen Ionen vermindert, eine vorzeitige Ablenkung des Elektronenstrahls vor der Screeningelektrode verhindert und ein Einfädeln des Elektronenstrahls in das Dumpingsystem ermöglicht.

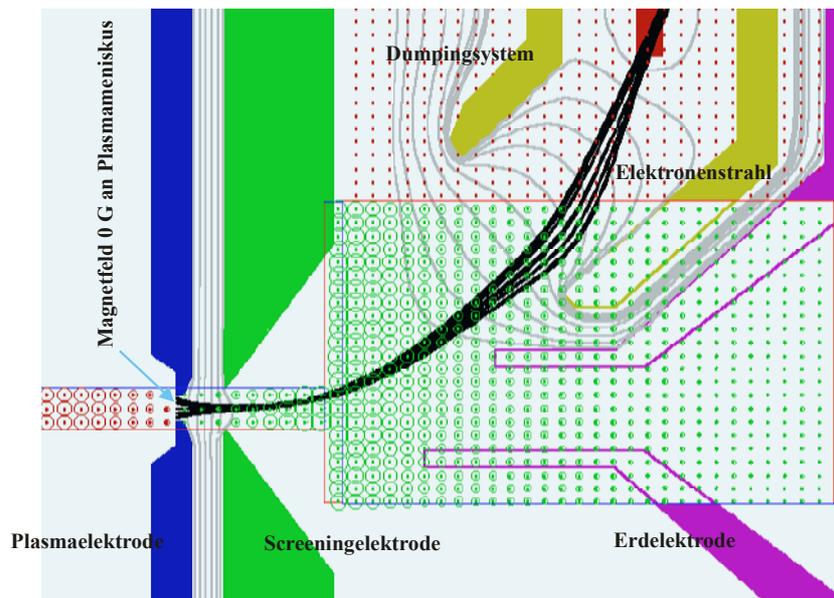


Abbildung 5.2-3: PARTOPT - Simulation der Ablenkung und Verzögerung des extrahierten Elektronenstrahls.

Während sich bei der Entwicklung des Dumpingsystems alle elektrostatischen Felder linear skalieren lassen, ist dieses bei dem zugehörigen magnetischen System nicht der Fall. Der Koppelgrad zwischen den Jochen des Filtermagneten und des Bendingmagneten ist durch den geringen Abstand sehr hoch. Dicke, Abstand, Gapgröße und Breite der Joche sind nur einige der Faktoren, die sich gravierend auf die Magnetfeldverteilung auswirken. Auch der Solenoid des Plasmagenerators, in Wechselwirkung mit dem Magneteisen, verändert die Bahn der Elektronen. Die jeweiligen Magnetfelder der Ionenquellen wurden deshalb über einen von mir dafür entwickelten computergesteuerten Magnetmeßstand dreidimensional erfaßt.

Die elektrostatischen Potentialverteilungen der einzelnen Elektroden des Extraktors wurden mit IGUN berechnet. Die so gewonnenen Daten wurden in das Raytracerprogramm PARTOPT eingebunden. Exemplarisch ist in Abbildung 5.2-3 eine Ebenenprojektion einer PARTOPT - Simulation dargestellt. Sie zeigt die Ablenkung und Verzögerung des extrahierten Elektronenstrahls bei 0 G am Plasmameniskus. Die beiden Maxima des gemessenen resultierenden Magnetfeldes von Filter- und Bendingdipol mit Nulldurchgang am Plasmameniskus sind 100 mT in der Region des Filtermagneten und -80 mT in der Region des Bendingmagneten. Man erkennt den Extraktor, bestehend aus Plasmaelektrode (blau), Screeningelektrode (grün) und der Erdelektrode (lila). Das Dumpingsystem ist gelb dargestellt. Für die Berechnung der elektrostatischen Potentialverteilungen des Extraktors ist eine Extraktionsspannung von 20 kV benutzt worden. Während die Äquipotentiallinien (grau) zwischen den angelegten Potentialen als Linien dargestellt sind, wurden zur Darstellung der Magnetfeldverteilung Kreise verwendet. Ihre Größe variiert mit der örtlich vorliegenden Feldstärke. Ihre Polarität wird in dieser Projektion farblich dargestellt, mit Rot in die Blattebene und Grün aus ihr heraus.

Man sieht, wie der Elektronenstrahl durch das resultierende Magnetfeld erst hinter dem Beschleunigungsgap in Richtung Dumpingsystem abgelenkt und dort abgebremst wird. Auffallend ist, daß im Gegensatz zu der IGUN - Simulation (Abbildung 5.2-4), sich der Elektronenstrahl nicht als Funktion seiner Ladung verbreitert. Da das Programm PARTOPT ohne Raumladung rechnet, kann man diesen Effekt nicht beobachten. Deshalb wurden auch Berechnungen durchgeführt, um den Einfluß der Elektronenladung auf den Strahlengang außerhalb des Dumpingsystems abzuschätzen. Durch Variation der jeweiligen Potentiale und Veränderung der Geometrie war es mit diesem Programm möglich, die Position mit der größten Akzeptanz des Dumpingsystems bei den jeweiligen Randbedingungen zu ermitteln.

5.2.3 Reduzierung der Leistungsdichte des Elektronenstrahls

Die Tendenz heutiger Beschleunigerprojekte zu immer höheren geforderten Strahlströmen führt auch zu einer Steigerung der hierfür benötigten Extraktionsspannungen. Damit steigt die Leistung des Elektronenstrahls so an, daß sein Dumpen bei voller Strahlenergie technisch nicht mehr möglich ist (Kap. 5). Man braucht ein elektrostatisches System mit effizienter Kühlung, welche die Leistungsdichte des Elektronenstrahles durch Aufweiten und Abbremsen reduziert.

In Abbildung 5.2-4 ist solch ein System für einen 35 kV, 700 mA Elektronenstrahl dargestellt. Die Elektronenstromstärke von 0.7 A entspricht einem e/H^- - Verhältnis von $\alpha=10$. Der Elektronenstrahl wird beim Eintritt in den Auffänger fokussiert und abgebremst. Durch die Raumladungskräfte innerhalb des Strahles verteilt sich dann der Elektronenstrahl auf dem hinteren Teil des Dumpingsystems auf einer Fläche von 7 cm². Nach seiner Verzögerung hatte der Elektronenstrahl nur noch eine kinetische Energie von 2250 V. Bei einem Tastverhältnis der Quelle von 1:10 ergibt sich hierbei eine thermische Materialbelastung von 22.5 W/cm².

Elektronen - Dumping

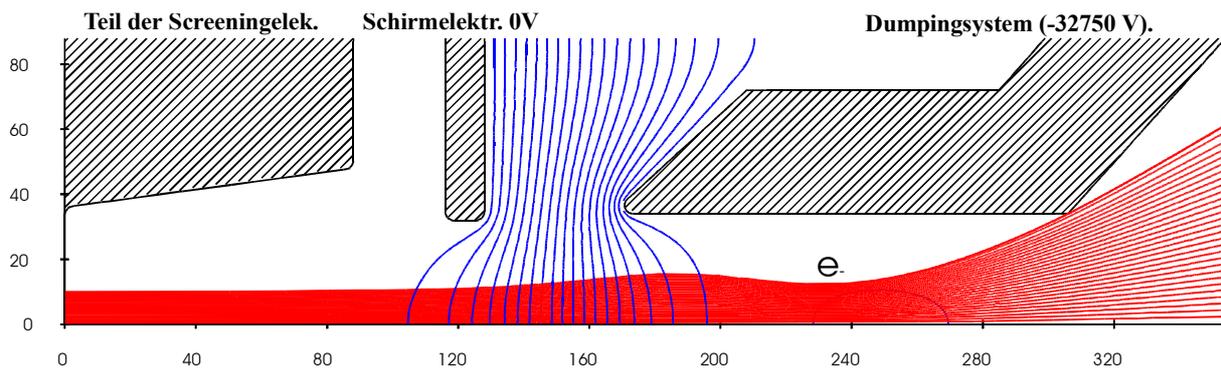


Abbildung 5.2-4: Elektrostatiches System zur Leistungsreduzierung. Simulation eines 35kV, 700mA Elektronenstrahles.

Da das e^-/H^+ - Verhältnis des Plasmagenerators schwankt, wurde die Geometrie dieses Systems dahingehend optimiert, daß man einen Elektronenstrahl von 700 mA ($\alpha=10$) bis 2100 mA ($\alpha=30$) über das wassergekühlte Auffängersystem ohne technische Probleme abführen kann. Das dazu notwendige anliegende Verzögerungspotential ist eine Funktion des transportierten Elektronenstromes. Bei einem Verhältnis von 1:30 (2.1 A Elektronenstrom) benötigt man zwar, wegen der höheren Raumladung des Strahles, ein geringeres Verzögerungspotential und erhält damit eine höhere kinetische Restenergie von 2500 V, der Elektronenstrahl verteilt sich aber großflächiger auf die Innenwand des Dumpingsystems. Die thermische Materialbelastung ist hierbei 30.2 W/cm² bei einem ermittelten Flächenbelag von 17.4 cm².

5.2.4 Ergebnisse der Experimentierphasen

Der sogenannte Einfahrvorgang des Plasmagenerators (Abbildung 5.2-1), - die schrittweise Erhöhung der Extraktionsspannung mit gleichzeitigem Nachregeln seiner Quellenparameter -, ist bei der Verwendung von Permanentmagneten nicht zu realisieren. Eine zu große Abweichung des Elektronenstrahls von seiner Sollbahn führt zu HV - Überschlägen. Bei der Verwendung von elektrischen Dipolmagneten kann die Elektronenoptik des Dumpingsystems mit Hilfe des Bendingmagneten gesteuert werden. Die einzustellende Bendingfeldstärke wurde vorab durch Simulationen der unterschiedlichen Kombinationen von Extraktionsspannungen und Filterfeldstärken ermittelt. Zum Schutz der Quellenplattform waren während des Experiments die Interlocks des Extraktionsnetztes und des Dumpingnetztes über Lichtleiter verbunden, so daß eine simultane Abschaltung aller Netzteile bei HV- Überschlägen gewährleistet war.

Das Extraktionsnetzteil und das Vier-Quadranten-Bremsnetzteil waren während des Versuchs über die Quellenplattform verbunden. Dadurch steht der vom Dumpingsystem aufgefangene Elektronenstrom der Extraktion wieder zu Verfügung. Der Strom des Extraktionsnetztes reduziert sich bei dieser Betriebsweise umgekehrt proportional zum aufgefangenen Strom des Bremsnetztes, dem sogenannten Rückführungsstrom. Das Extraktionsnetzteil zeigt hierbei den Verluststrom des Stromkreislaufes, einschließlich der Rekombinationsverluste, an. Das Bremsnetzteil zeigt den Rückführungsstrom an, welcher sich aus dem aufgefangenem Elektronenstrom abzüglich der Stromverluste durch Sekundäremission des Dumpingsystems zusammensetzt. Während des Experimentes bei einer Extraktionsenergie von 20 kV wurde der Elektronenstrahl in das Dumpingsystem mit Hilfe der Magnetfelder geführt. Hierbei reduzierte sich der angezeigte Strom des Extraktionsnetztes um 50 % (30-50 mA), so daß man gleichen Verluststrom und Rückführungsstrom erreichte. Trotz Parametervariation ließ sich diese Ausbeute nicht steigern. Um zu ermitteln, ob vielleicht ein Mismatch des Elektronenstrahles vorlag, wurde mit Hilfe einer Kamera eine visuelle Überprüfung vorgenommen. Weder dies, noch Simulationen der Strahloptik gaben Hinweise darauf, daß dies die Ursache der Begrenzung der Effizienz des Dumpingsystems war. Obwohl der aus dem

Ionenstrahl ausgeblendete Elektronenstrahl zu fast 100 % in das Dumpingsystem geleitet worden war, fehlten 50 % des Rückführungsstromes. Dies wurde in den folgenden Untersuchungen auf den Einfluß der Sekundärelektronen zurückgeführt.

5.2.5 Sekundärelektronenunterdrückung

Sekundärelektronen können beim Auftreffen der extrahierten Elektronen innerhalb des Dumpingsystem entstehen. Zur Unterdrückung dieser Sekundärelektronen wurden zwei unterschiedliche Verfahren innerhalb dieses externen Dumpingsystems eingesetzt. Die Innenseite des vorderen Abschnittes des wassergekühlten Auffängers ist mit einer sägezahnähnlichen Struktur versehen. Dadurch emittiert man die eventuell ausgelösten Sekundärelektronen bevorzugt in das Auffängersystem hinein. Am Ende des Dumpingsystems befindet sich eine zusätzliche Elektrode. Diese wird auf einem geringeren Zugpotential (20-100 V) als dem des Auffängers gehalten. Diese Potentialdifferenz beeinflusst kaum die Optik des zu bremsenden Elektronenstrahls, sollte aber durch dieses Zugpotential die entstehenden niederenergetischeren Sekundärelektronen einfangen. Wenn Sekundärelektronen aus dem Dumpingsystem entkommen könnten, würde sich diese Emission als fehlender Rückführungsstrom bemerkbar machen.

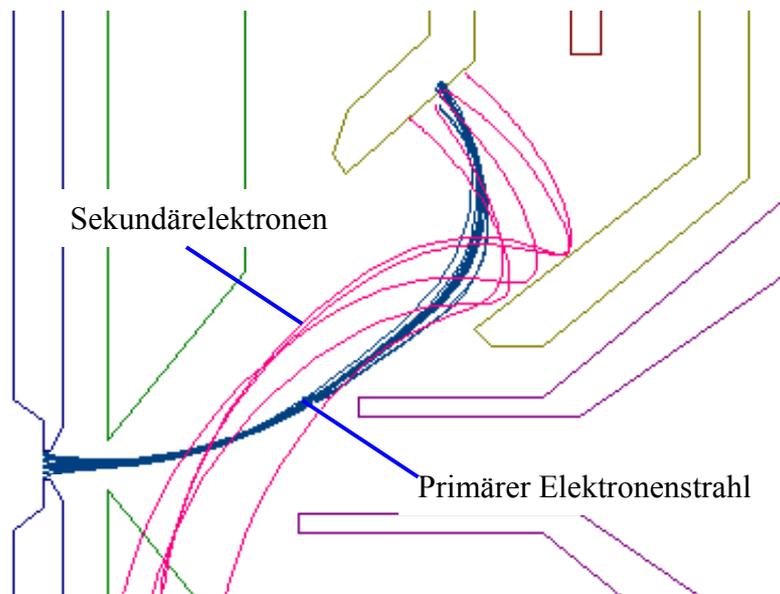


Abbildung 5.2-5: Simulation der Sekundärelektronenemission mit PARTOPT.

In Abbildung 5.2-5 ist mit Hilfe einer PARTOPT - Simulation der Strahlverlauf einer Sekundärelektronenemission berechnet. Die durch den Elektronenstrahl (blau) ausgelösten Sekundärelektronen (rot) werden auf Strahlenergie - abzüglich Bremsspannung - in Richtung der Screeningelektrode beschleunigt. Abgelenkt durch das Magnetfeld treffen sie daraufhin auf die gegenüberliegende Seite der Screeningelektrode. Nach Ausbau des Dumpingsystems waren thermisch verursachte Verfärbungen an der Screeningelektrode in den von PARTOPT errechneten Trefferbereichen sichtbar. So lautete die wahrscheinlichste Interpretation der erreichten Ergebnisse, daß der gesamte Elektronenstrahl gedumpte wurde, aber 50 % des Rückführungsstromes durch Sekundärelektronenemission verloren ging. Die Sekundärelektronenunterdrückung dieses Systems war nicht effektiv genug.

Es wurde ein Dumpingsystem für die 120 mA - Hochstromquelle des IAP realisiert und untersucht, welches alle Punkte des Entwicklungskonzeptes erfüllte [6; 20; 58]. Mit Hilfe des entwickelten Simulatormodell lassen sich seine Steuerungsparameter auch für ungewöhnliche Betriebszustände

Elektronen - Dumping

der Ionenquelle vorausberechnen. Es hat sich gezeigt, daß zur Aufwandsreduzierung und für die genaue Berechnung der Teilchenoptik alle Betriebszustände der Quelle im Vorfeld bekannt sein müßten. Vor allem der Abstand zwischen Screeningelektrode und Erdelektrode begrenzen die Akzeptanz dieses Systems.

Gerade für die Extraktion von negativen Ionen ist die Rückführung des Elektronenstroms von großer Bedeutung. Diese Möglichkeit konnte mit diesem System realisiert und experimental bestätigt werden. Als Hauptschwierigkeit stellte sich erst im Experiment die Realisierung einer effektiveren Sekundärelektronenunterdrückung heraus. Anders als Dumpingsysteme die für den Dauerbetrieb in einer Beschleunigeranlage vorgesehen sind, braucht man bei der Entwicklung von Ionenquellen Dumpingsysteme mit größerer Akzeptanz. Bei der Evolution einer Ionenquelle werden in schneller Folge viele Parameter verändert, welche die Strahloptik drastisch beeinflussen. Für diese Experimentalquellen wurde ein Konzept für ein Dumpingsystem mit großer Akzeptanz entwickelt. Konsequenterweise wurde bei dieser Weiterentwicklung des Dumpingsystems I auch eine verbesserte Sekundärelektronenunterdrückung realisiert.

5.3 Dumpingsystem II

Bei den Experimenten mit Dumpingsystem I hatten sich das Entwicklungskonzept und die Möglichkeit der Rückführung des aufgefangenen Elektronenstrom bestätigt. Während der Experimente mit Dumpingsystem I hatte sich aber gezeigt, daß der Elektronenstrahl überproportional sowohl in x- wie auch in y-Richtung abgelenkt worden war. Dies ließ sich nicht mit den gemessenen magnetischen und elektrischen Feldstärken in Einklang bringen. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt konnte sein, daß die Elektronen schon am Start eine gewisse Vorzugsrichtung aufweisen, d.h., daß die Form des Plasmameniskus eine deutliche Asymmetrie aufweisen sollte. Dies sollte durch Experimente nachgewiesen werden (Kap. 8). Hierfür mußte eine eigene negative Ionenquelle entwickelt werden. Für eine effektive Weiterentwicklung des Dumpingsystem II waren mehrere Möglichkeiten denkbar. Im Gegensatz zum Dumpingsystem I konnte man bei unserer Eigenentwicklung des Plasmagenerators das Dumpingsystem II als integralen Bestandteil der Quelle realisieren. Da hauptsächlich der Einfluß des Magnetfeldes auf den Plasmameniskus untersucht werden sollte, mußte ein Dumpingsystem entwickelt werden, welches die maximale Variation aller Magnetfeldkombinationen zuläßt. Die Aufgabenstellung des neu zu entwickelnden Dumpingsystems änderte sich dadurch drastisch. Eine Leistungsreduzierung des Elektronenstrahls durch ein Gegenfeld, wie in Dumpingsystem I, sollte vermieden werden, um so eine zusätzliche Beeinflussung der Strahltrajektorien auszuschließen. Als Alternative hierzu bot sich an, den extrahierten Elektronenstrahl möglichst gleichmäßig auf die unterschiedlichen wassergekühlten Elemente des Extraktors und des Dumpingsystems zu verteilen. Die Geometrie der Linsen und die Extraktionsspannung von 6 kV waren durch die Entwicklung des stromtoleranten Extraktors vorgegeben. Unbekannt waren die benötigten Filterfeldstärken für den optimalen Betrieb der neu entwickelten Ionenquelle. Die Entwicklung des Dumpingsystems II vollzog sich dabei in mehreren Schritten. Zuerst wurde der Magnetaufbau konzipiert und in den Extraktor integriert. Aufbauend auf Simulationen und Magnetmessungen dieses Systems wurde daraufhin das neue Dumpingsystem realisiert.

5.3.1 Optimierung des Magnetaufbaues

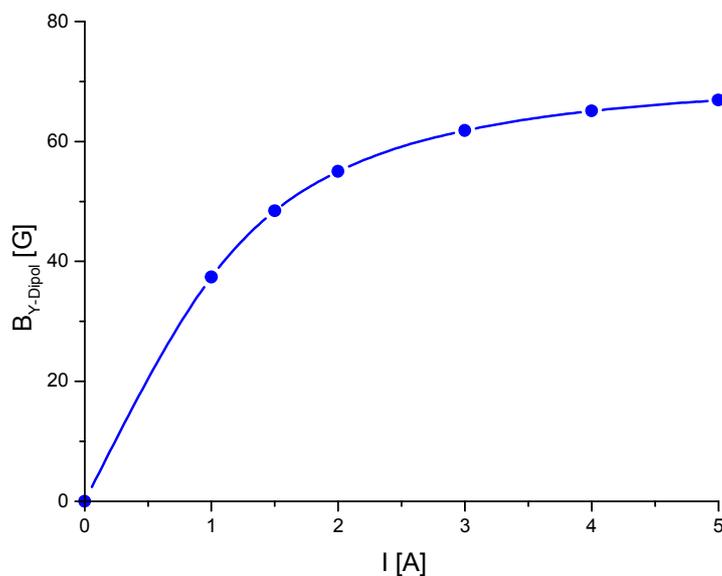


Abbildung 5.3-1: Feldstärke des elektrischen Dipols auf der Strahlachse als Funktion des Erregerstroms.

Im Gegensatz zum Dumpingsystem I wurden die für die Dipole benötigten Magneteisenjoche nicht als C-Struktur, sondern als H-Struktur realisiert. Die rückführenden Jochabschnitte der H-Struktur

tragen die Erregerspulen. Dadurch werden an diesen Abschnitten durch die Schirmfunktion der Erregerspulen die Wechselwirkung der Joche untereinander und das Streufeld des Solenoiden aus der Plasmakammer reduziert. Zur weiteren Optimierung des Magnetsystems wurde mit INTMAG - Simulationen die Polschuhgeometrie untersucht. Es zeigte sich, daß, wenn man die sonst üblichen ebenen Polschuhe beidseitig nach innen wölbt, dies zu einer deutlichen Verkürzung des Magnetfeldverlaufes in z-Richtung und einer Reduzierung der Streufelder führt. In Abbildung 5.3-1 ist die Feldstärke auf der Strahlachse des entwickelten elektrischen Dipols als Funktion des Erregerstroms dargestellt.

5.3.2 Reduzierung des Magnetfeldes in der Region der Plasmablase

Die geringste Störung des Plasmameniskus durch das Magnetfeld liegt vor, wenn an der Extraktionsöffnung möglichst keine magnetische Feldstärke vorliegt. Da man für die Erzeugung der negativen Ionen in der Plasmakammer aber ein magnetisches Filterfeld benötigt, ist eine minimale Feldstärke am Plasmameniskus nur durch Superposition mit dem gegenläufigen Feld des Bendingdipols zu erreichen. Es bot sich an, Filterdipolmagnet und Bendingdipolmagnet vollständig symmetrisch aufzubauen und als Symmetriepunkt dieses Systems die Extraktionsöffnung zu wählen. Bei dieser Betriebsweise des Dipolsystems ist bei konstantem Erregerstrom die maximal erreichbare Feldstärke, sowohl des Filters- als auch des Bendingfeldes, eine Funktion des lichten Abstandes zwischen diesen Dipolen. Dies wird verdeutlicht in Abbildung 5.3-2.

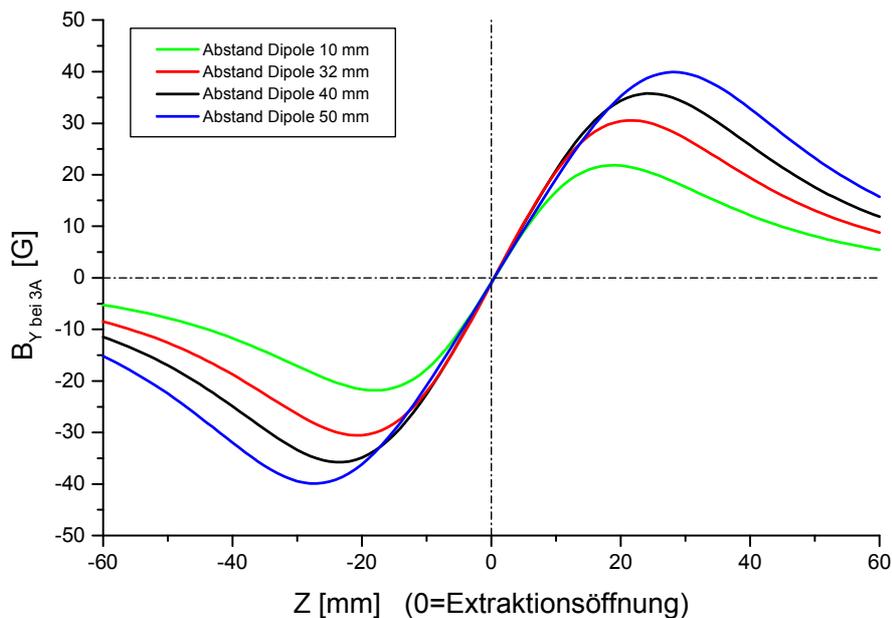


Abbildung 5.3-2: Superposition der Dipolmagnete mit gegenläufigem Erregerstrom von 3A als Funktion ihres Abstandes.

In Abbildung 5.3-2 ist der Magnetfeldverlauf der Strahlachse der beiden Dipole bei Verwendung des gegenläufigen Erregerstrom von 3 A als Funktion ihres Abstandes zueinander dargestellt. Der Abstand ist definiert durch die Distanz zwischen den jeweiligen Mitten der Magnetjoche. Negative Werte von z befinden sich innerhalb der Plasmakammer, 0 entspricht der Extraktionsöffnung, positive Werte entsprechen einer Position innerhalb der Extraktions- bzw. Transportsektion. Es wurden für diesen Betriebsmodus das magnetische Feld bei einem Abstand von 10 mm, 32 mm, 40 mm und 50 mm ermittelt. Die Superposition der baugleichen und symmetrischen Dipole führt zu einem Nulldurchgang des Feldes an der Extraktionsöffnung. Wenn man beide Dipolmagneten mit dem gleichen Netzgerät betreibt, hat man so bei einer Variation des Erregerstroms immer den

Elektronen - Dumping

sogenannten Nulldurchgang am Symmetriepunkt. Mit steigendem Abstand der Dipole zueinander nimmt bei konstantem Erregerstrom das maximal erreichbare Magnetfeld zu, während sich das Maximum der Magnetfeldverteilung immer mehr von der Extraktionsöffnung entfernt. Konstruktive und plasmaphysikalische Überlegungen führten zu der Festlegung des bei Dumpingsystem II benutzten Abstandes von 32 mm. Hierdurch konnte der Filterdipol in den Isolator zwischen Plasmaelektrode und Screeningelektrode integriert werden und der Bendingdipol in die Erdelektrode. Beide befinden sich somit auf Erdpotential, was den Betrieb und die Steuerung dieses Magnetsystems gegenüber dem Dumpingsystem I wesentlich vereinfacht.

5.3.3 Realisierung und Betriebsparameter des Dumpingsystems II

In Abbildung 5.3-3 sieht man den schematischen Aufbau des magnetischen Dipolsystems und das darauf aufbauende realisierte Dumpingsystem II.

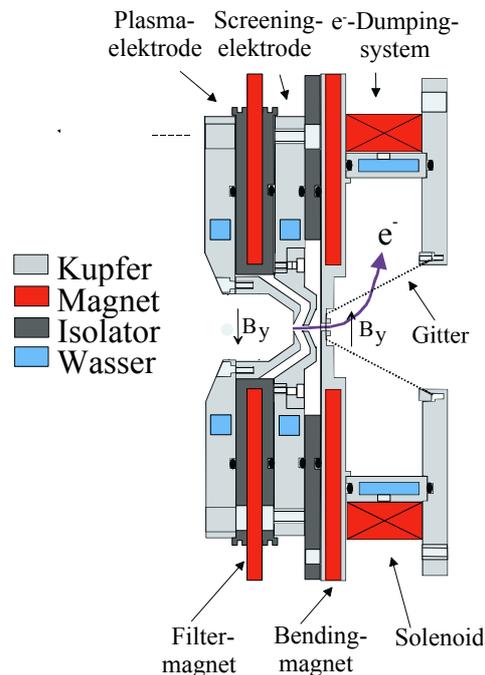


Abbildung 5.3-3: Schematischer Aufbau des Extraktionssystems mit integriertem Dumpingsystem II.

Im Dumpingsystem I wurde der Elektronenstrahl durch den lichten Abstand zwischen Screeningelektrode und Erdelektrode (1.375 cm – 2 cm) auf die Eingangsöffnung des Dumpingsystems von $r = 1.65$ cm gelenkt. Diese geometrischen Parameter begrenzten sowohl die in diesem Fall verwendbaren Magnetfeldverteilungen wie auch die benutzbaren Extraktionsspannungen. Für die geplanten Untersuchungen des Einflusses der Magnetfelder auf den Ionenstrahl mußte die Akzeptanz des neuen Dumpingsystems gesteigert werden. Das Dumpingsystem II wurde rotations-symmetrisch aufgebaut, so daß auch ein additiver Betrieb der Dipolmagnete möglich wird. Um diese Akzeptanz zu erreichen, wurde bei dem neuen Dumpingsystem der Elektronenstrahl nicht mehr zwischen Screeningelektrode und Erdelektrode abgelenkt, sondern **durch sie hindurch**. Dies wurde durch die Benutzung eines Gitters statt einer massiven Erdelektrode realisiert. Als geeignetes Material hierfür wurde die Bildschirmmaske eines Farbfernsehers identifiziert. Der Transmissions - Koeffizient dieses Gitters war 99,99 %. Die direkte Auslösung von Sekundärelektronen ist somit äußerst gering und die Vakuumtransparenz dieses Systems sehr hoch. Der Elektronenstrahl kann somit über die gesamte Länge der Erdelektrode ins Dumpingsystem II ausgelenkt werden. Zusätzlich dient das Gitter an der Erdelektrode als Potentialwall zwischen Dumpingsystem und dem

Elektronen - Dumping

Transportkanal der negativen Ionen. Diese Potentialbarriere können die im Dumpingtank erzeugten Sekundärelektronen nicht durchdringen. Am Dumpingsystem angebrachte Solenoiden verteilen und verwirbeln die Sekundärelektronen zusätzlich und können zur Kompensation der magnetischen Streufelder des Plasmageneratorsolenoiden oder des magnetischen LEPT auf die Teilchenoptik eingesetzt werden. Ein außenliegender wassergekühlter, rotationssymmetrischer Kupferzylinder dient als Dumpingsystem. Dieser wird von dem Erdelektrodensystem durch Pressung gehalten. Optional kann man durch die Erweiterung mit zwei Isolationsringen am Ort der Pressung auch eine Leistungsreduzierung und Rückführung des aufgefangenen Elektronenstroms ermöglichen. Eine Umpolung der Dipolfelder ist, im Gegensatz zu Dumpingsystem I, auch im laufenden Betrieb ohne Umbau jederzeit möglich.

In Abbildung 5.3-4 sind einige mögliche magnetische Feldverläufe als Funktion des Erregerstroms abgebildet. Seinen höchsten Wert von 10.2 mT erreicht das Magnetsystem bei gleichsinnigem Erregerstrom von 5 A. Aussagen z. B. über Länge bzw. Effektivität des Dumpingsystems sind durch die Vielzahl der Kombinationsmöglichkeiten aber nur anhand eines Computerprogrammes, das den Strahlverlauf der Elektronen ermittelt, möglich. Als Entwicklungsgrundlage dieses Simulators wurde das Programm Gabor0X [59] verwendet. Das von mir weiterentwickelte Programm SimDump basiert auf den gemessenen Magnetfeldverläufen des gegebenen Systems unter Vernachlässigung der Raumladung und des beschleunigenden Feldes im Extraktor.

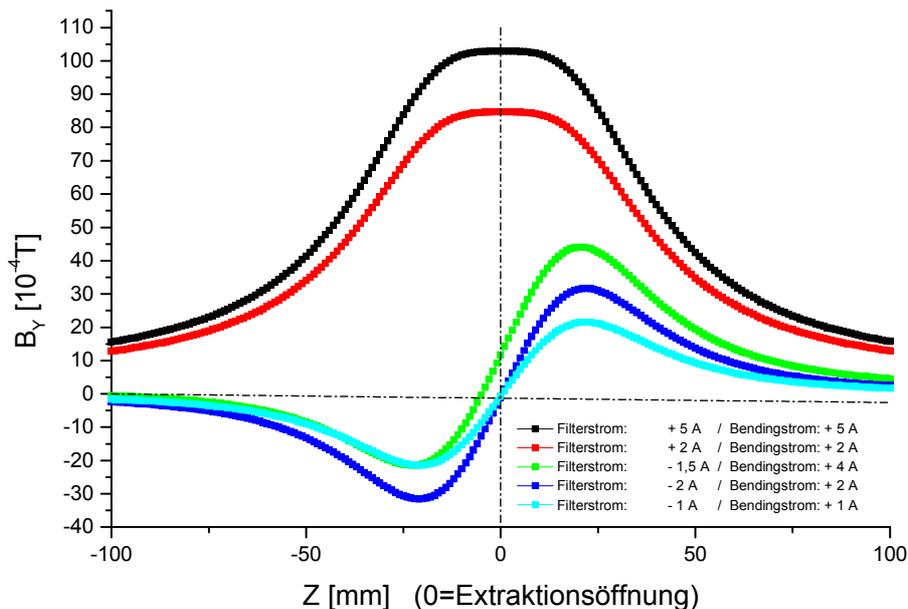


Abbildung 5.3-4: Magnetischer Feldverlauf des Magnetsystems als Funktion des Erregerstroms.

In einem Simulationslauf werden die Trajektorien von 100000 Elektronen ermittelt. Diese starten bei der Energie von 6 kV mit einer Zufallsverteilung des Winkels und des Ortes auf der Extraktionsöffnung. Die bei der jeweiligen Simulation hinterlegte magnetische Ablenkung entspricht dem durch die Erregerströme hervorgerufenen Magnetfeld zwischen 0 mm und 100 mm.

Elektronen - Dumping

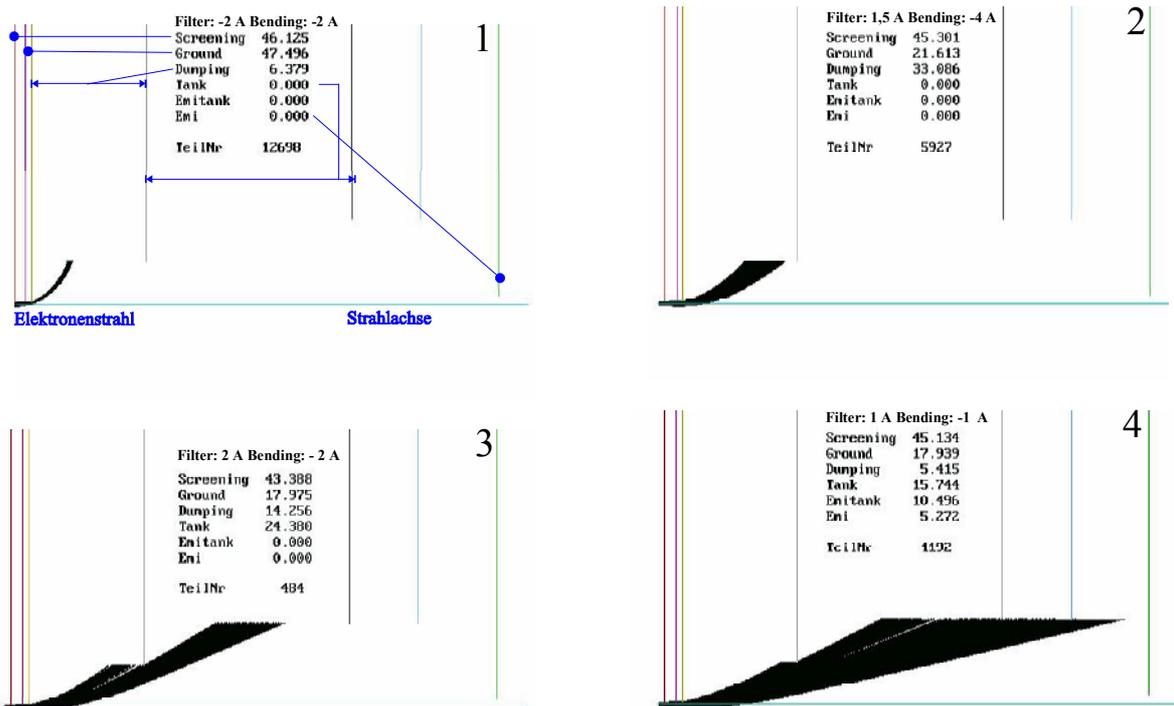


Abbildung 5.3-5: Vier Momentaufnahmen der Elektronenstrahlsimulationen der magnetischen Feldverteilungen aus Abbildung 5.3-4.

Die zu berechnende Geometrie wird als Rohrmodell mit der Position ihrer Innenkante und Radien hinterlegt. Die Berechnung einer einzelnen Elektronentrajektorie wird abgebrochen, wenn sichergestellt ist, daß das Elektron nicht in den nächsten Rohrabchnitt entkommen kann. Für die einzelnen Rohrabchnitte wird simultan eine Statistik mitgeschrieben, welche die aktuelle Verteilung der Elektronen auf die unterschiedlichen Sektionen wiedergibt. Mit ihr lassen sich zusätzliche Informationen, wie die thermische Belastung oder Effektivität einer Sektion, ermitteln. In Abbildung 5.3-5 sind vier Momentaufnahmen der Elektronenstrahlsimulation der zusätzlich aufgeführten Magnetfeldverteilungen aus Abbildung 5.3-4 aufgeführt. Die hierbei simulierte Geometrie mit einer Gesamtlänge von 300 mm entspricht dem Experimentalaufbau I (Kap. 8.1). Werden die Dipolmagnete im additiven Modus mit dem Erregerstrom von 2 A betrieben, so gelangen alle Elektronen, die nicht innerhalb des Extraktors auftreten, in das sich anschließende Dumpingsystem (1). Bei asymmetrischem Betrieb der Dipolfelder werden zwei Fälle unterschieden. Ist das gegenläufige Bendingfeld stärker als das Filterfeld (2), so sieht man in Abbildung 5.3-4, daß der Nulldurchgang des Magnetfeldes in die Plasmakammer hineinwandert. Im Extraktor liegt damit eine höhere Feldstärke vor, welche die Ablenkung der Elektronen in das Dumpingsystem unterstützt (asymmetrischer Modus I). Im umgekehrten Fall, wenn das Filterfeld höher ist als das gegenläufige Bendingfeld, liegt der Nulldurchgang innerhalb des positiven Bereichs der Strahlachse. Es kommt in der Folge zuerst zu einer gegenläufigen Ablenkung der Elektronen, die dann erst noch durch das Bendingfeld kompensiert werden muß (asymmetrischer Modus II). Reduziert man das Bendingfeld weiter und betreibt das Magnetsystem im Ausgleichsmodus mit Nulldurchgang des Feldes an der Extraktionsöffnung, so wird ab einem bestimmten Erregerstrom das ablenkende Feld zu schwach, um alle Elektronen im Dumpingsystem aufzufangen und die Elektronen entkommen teilweise in den ersten Tank, der die Faradaytasse enthält. Hierbei haben die Elektronentrajektorien schon eine deutliche Ablenkung aus der Strahlachse erfahren, so daß man über den Ort der Strommessung schon Aussagen darüber treffen kann, ob es sich bei dem Faradaytassenstrom um Elektronen oder negative Ionen handelt.

Elektronen - Dumping

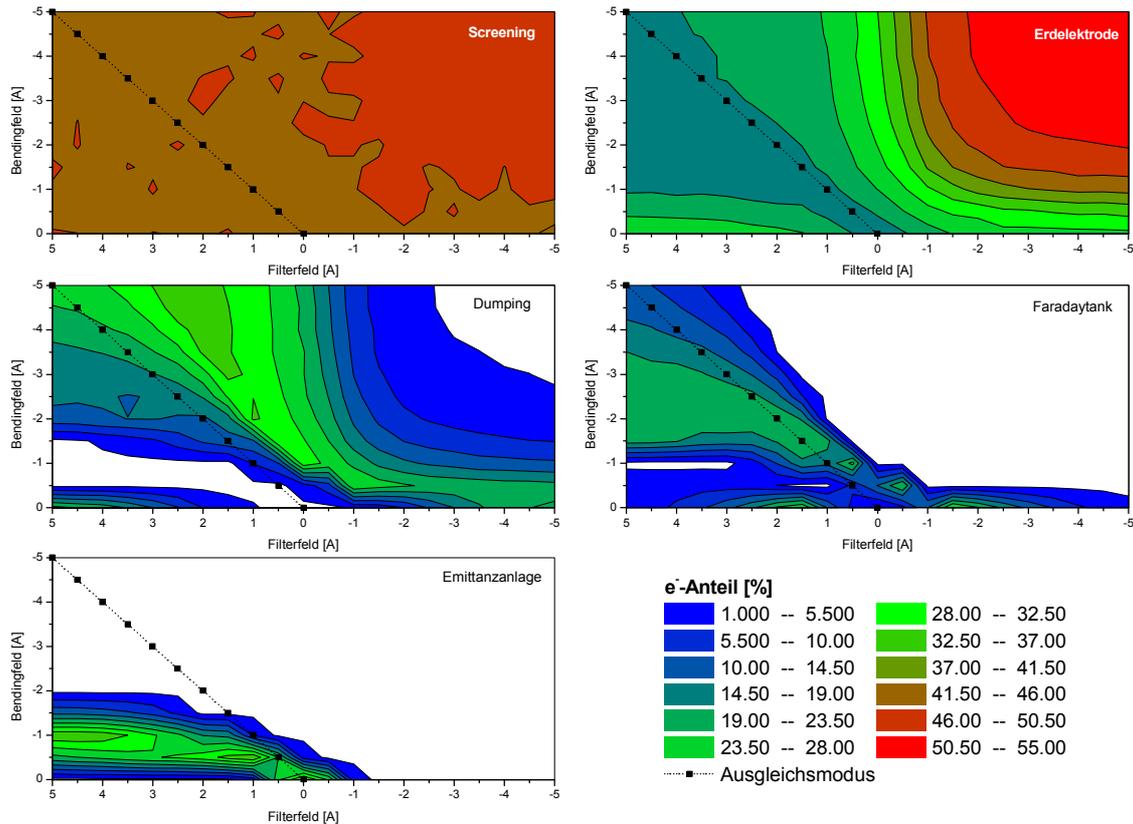


Abbildung 5.3-6: Elektronenverteilung der Sektionen als Funktion des Erregerstroms des Magnetsystems.

Deutlich wird in dieser Simulation, daß der entscheidende Geometrieparameter des Dumpingsystems nicht seine Länge, sondern die Größe seiner Auslaßöffnung ist. Dieser Durchmesser ist immer ein Kompromiß zwischen Vakuumtransparenz des Systems und Effektivität des Dumpingsystems. Nach den Transmissionsverlusten der negativen Ionen im Extraktor ist das Dumpingsystem die nächste unvermeidliche Region, in der man negative Ionen durch Restgaswechselwirkung verliert (Kap. 6.3.5). Wenn man in das Dumpingsystem ein differentielles Pumpsystem integrieren würde, könnte man z.B. die Auslaßöffnung bis auf den am Ort vorliegenden Ionenstrahldurchmesser reduzieren. Für die Strommessungen der negativen Ionen für diese Arbeit wurde der integrierte Strom der Emittanzmessung bevorzugt. Erst nach einer weiteren deutlichen Reduzierung der Felder können dort Elektronen nachgewiesen werden (4).

In Abbildung 5.3-6 ist die Statistik der Elektronenverteilung der Simulationen aller Erregerstromkombinationen bei gegebener Geometrie als Höhenprofil abgebildet. Wegen der Symmetrie des Systems wurde bei dieser Abbildung auf die Darstellung der Kombinationsmöglichkeiten des positiven Erregerstroms des Bendingfeldes mit dem Filterfeld verzichtet. Die Prozentwerte errechneten sich aus der jeweiligen 100000 Teilchen - Simulation einer Erregerstromkombination. Die hier ermittelten Werte wurden zu Höhenprofilen mit der Schrittweite von 4.5 % zusammengefaßt. Diese Art der Darstellung hat den Vorteil, daß man während des Experimentes anhand des eingestellten Erregerstroms der Dipole ablesen kann, welche thermische Belastung sich an den einzelnen Sektionen einstellt, bzw. mit welchem Fehlstrom, hervorgerufen durch die Elektronen, man rechnen muß. Man sieht z.B. sofort, daß bei dem gleichsinnigen Erregerstrom von -4 A (dito 4 A) alle extrahierten Elektronen entweder auf die Screening- oder auf die Erdelektrode treffen. Auffallend ist der gleichmäßige Belag durch Elektronen bei der Screeningelektrode. Da der

Elektronen - Dumping

Elektrodenradius der Screeningelektrode kleiner ist als der Extraktionsradius, fungiert sie als ein Filter. Exotische Bahnwinkel der Elektronen werden hiermit vorzeitig aus dem Strahlkanal ausgeblendet und führen so in den nachfolgenden Sektionen nicht zu Problemen. An diesem wassergekühltem Element werden zwischen 41 % bis 50 % des gesamten Elektronenstrahls, unabhängig vom eingestellten Magnetfeld, vernichtet. Im Gegensatz dazu variiert die Belegung der sich anschließenden Erdelektrode stark mit dem Magnetfeld. Der hier absorbierte Elektronenanteil beträgt im Minimum 14 % im Ausgleichsmodus und steigert sich bis auf 55 % im additiven Modus des Magnetsystems. Konstruktiv war es nicht möglich, hier eine Wasserkühlung zu integrieren, da in der Erdelektrode auch das Bendingjoch integriert ist. Daher sind längerfristige Experimente oberhalb des gleichsinnigen Erregerstrom von -2 A (2 A) nur mit begleitender Temperaturmessung der Erdelektrode ratsam. Das Dumpingsystem zeigt nur zwei Bereiche auf, wo keine Elektronen von ihm absorbiert werden. In dem einen Bereich sind die Feldstärken des Dipolsystems so hoch, daß schon alle Elektronen in der vorangegangenen Sektion absorbiert werden. Im zweiten Bereich sind die Feldstärken des Systems zu gering, so daß die Elektronen in die nächste Sektion entkommen können. Diese minimale Feldstärke ist eine Funktion der Auslaßöffnung des Dumpingsystems. Der gewählte Durchmesser ist ein Kompromiß zwischen optimalem Parameterbereich der negativen Ionenquelle und der Realisierung einer hohen Vakuumtransparenz, um die Transmissionsverluste zu reduzieren (Kap. 6.3.5). Der Vergleich mit der sich anschließenden Statistik des Faradaytanks zeigt, wie effektiv über einen großen Bereich hier die Kombination Extraktor/Dumpingsystem alle Elektronen aus dem Strahl ausblenden und vernichten. Die für die Strommessung mit der Emittanzanlage kritische Kennzahl ist die Unterschreitung des Erregerstroms im Ausgleichsmodus von $-1.5\text{ A}/1.5\text{ A}$ ($1.5\text{ A}/-1.5\text{ A}$). Danach können geringe Anteile der Elektronen die Emittanzanlage, wie in Simulation 4 aus Abbildung 5.3-5 gezeigt, erreichen. Für den Experimentalbetrieb nicht zu empfehlen ist der asymmetrische Modus II (Filterfeld $>$ Bendingfeld). Hierbei können auch größere Elektronenanteile nach Unterschreiten des kritischen Erregerstroms des Bendingmagneten von -2 A (2 A) bis zur Emittanzmeßanlage vordringen. Bei Verzicht auf einen oder Ausfall eines der beiden Dipole braucht man mindestens einen Erregerstrom von 1.5 A (-1.5 A) bei alleinigem Betrieb des Filterdipols, bzw. 1 A (-1 A) bei alleinigem Betrieb des Bendingdipols. Diese Asymmetrie ist auf die unterschiedliche Position der Maxima der Dipole von $\pm 16\text{ mm}$ zurückzuführen.

Durch die aufgezeigten Möglichkeiten konnte der Gapabstand der Polschuhe, gegenüber Dumpingsystem I, drastisch verringert werden. Damit sind höhere Feldstärken mit geringeren Störfeldern als bei Dumpingsystem I zu erreichen. Mit diesem aufeinander abgestimmten symmetrischen Aufbau von Filterdipolmagnet und Bendingdipolmagnet realisiert man eine stark verbesserte Strahloptik bei gleichzeitig hohem Bedienkomfort. Während der zweieinhalbjährigen Betriebszeit dieses Systems traten weder thermische noch elektronenoptische Probleme auf. Die Sekundärelektronenunterdrückung, gekoppelt mit der hohen Vakuumtransparenz dieses Systems, stellte sich als äußerst effektiv dar und das Dumpingsystem hatte trotz seines kompakten Aufbaues eine hohe Akzeptanz.

6 Magnetische LEBT - Systeme

6.1 Transport von niederenergetischen hochperveanten Ionenstrahlen

Ein wichtiges Teilstück einer Beschleunigungsanlage ist die Nieder - Energietransportstrecke (Low Energy Beam Transport – LEBT). Diese liegt hinter dem Extraktionssystem und vor dem ersten Beschleunigerabschnitt, der im allgemeinen ein Radio Frequency Quadrupol (RFQ) [1; 2] ist. Das Extraktionssystem liefert einen meist divergenten Ionenstrahl. In dem LEBT wird dieser Strahl zu einem auf die Akzeptanz des ersten Beschleunigers angepaßten konvergenten Ionenstrahl formiert. Diese Transportsektion gehört zu einer der kritischsten Sektionen einer Beschleunigungsanlage.

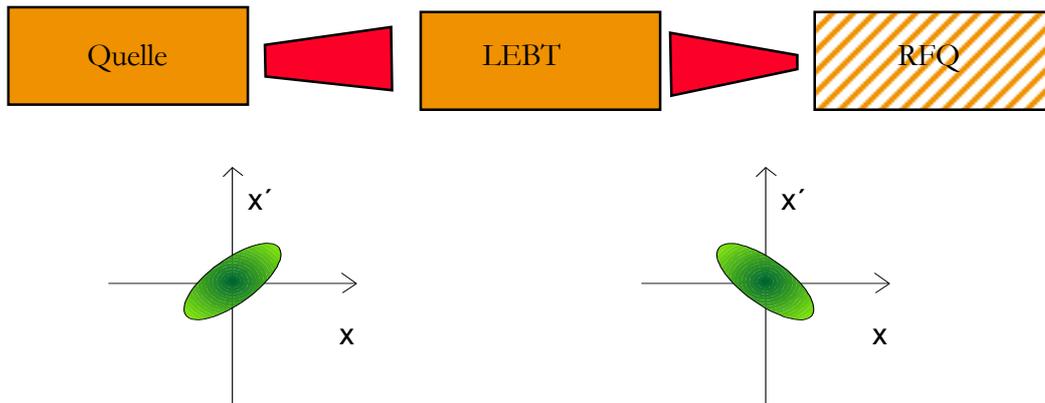


Abbildung 6.1-1: Schematische Darstellung der Niederenergie - Transportstrecke mit Emittanzfiguren.

Die besonderen Schwierigkeiten bei der Injektion intensiver Ionenstrahlen in den RFQ ergeben sich aus der defokussierenden Wirkung der Raumladungskräfte im Strahl. Wegen der niedrigen Energie der Ionen und der gleichzeitig hohen Strahlströme wirkt sich die Raumladung gerade im LEBT besonders stark aus. Man spricht von einem raumladungs- bzw. perveanzdominierten Strahl. Dadurch kommt es nicht nur zu erhöhten Teilchenverlusten im LEBT, sondern im allgemeinen auch zu einem hohen Füllgrad der strahlführenden Linsensysteme. Dies führt wegen der damit verbundenen Aberration zu einem Anwachsen der effektiven Emittanz. Neben dem indirekten Einfluß der Raumladung durch die Linsensysteme auf die Emittanz des Ionenstrahls, führen die Raumladungskräfte zusätzlich zu einer Umverteilung der Strahlionen im Phasenraum. Diese Redistribution ist wegen der Nichtlinearität der Kräfte im allgemeinen irreversibel. Die zur Verfügung stehenden grundsätzlichen Möglichkeiten zur Strahlinjektion in einen RFQ - Beschleuniger sind:

- elektrostatische Injektionssysteme
- magnetische Injektionssysteme

Für raumladungsbehaftete Strahlen bedeutet dies gleichzeitig eine Einteilung in unkompensierten Transport und kompensierten Strahltransport. Bei einem elektrostatischen LEBT (bestehend aus Einzellinsen oder Quadrupolen) muß der Strahl bei unverminderter Raumladung transportiert werden. Eine Optimierung des Strahlverhaltens ist mit konventionellen numerischen Simulatoren möglich. Hierbei sind bei negativen Ionen in der Simulation die selben Problematiken mit einzu-beziehen, die schon bei der Extraktion auftraten. Bei der Entwicklung von elektrostatischen Systemen steht vor allem die Linsengeometrie und damit die Feldgeometrie im Mittelpunkt der Bemühungen. Für diese Systeme spricht neben der Verfügbarkeit der Computercodes zur Optimierung des Strahltransportes der einfache Aufbau (das Extraktionssystem wird im allgemeinen

Magnetische LEBT - Systeme

mit zwei Einzellinsen erweitert). Die zukünftigen Hochenergieprojekte zeigen aber deutlich die Grenzen dieser Systeme auf. Durch die hohen Raumladungskräfte müssen diese Systeme nicht nur immer kürzer werden, gleichzeitig sind zur Fokussierung der geplanten Strahlen so hohe Spannungen notwendig, daß die technische Realisierung nicht mehr gewährleistet ist.

6.2 Das magnetische LEBT für ESS

Dem elektrostatischen Transport bei voller Raumladung steht der Transport mit Hilfe von magnetischen strahlführenden Elementen gegenüber [60; 61]. Dieser ermöglicht die Kompensation der Raumladung des Strahls. Bei der Kompensation werden Teilchen mit umgekehrter Polarität durch das Strahlpotential der transportierten Ionen akkumuliert und führen so zu einer Reduktion der Raumladung. Dies führt in der Folge in einem magnetischen LEBT zu einer wesentlichen Erhöhung der Grenze für den transportierbaren Strahlstrom, bzw. damit verbunden zu einer Verringerung der defokussierenden Kräfte, sowie zu einer Reduktion des Emittanzwachstums durch Reduktion des Strahlradius (Aberrationen). In Abbildung 6.2-1 ist das magnetische LEBT für ESS schematisch dargestellt.

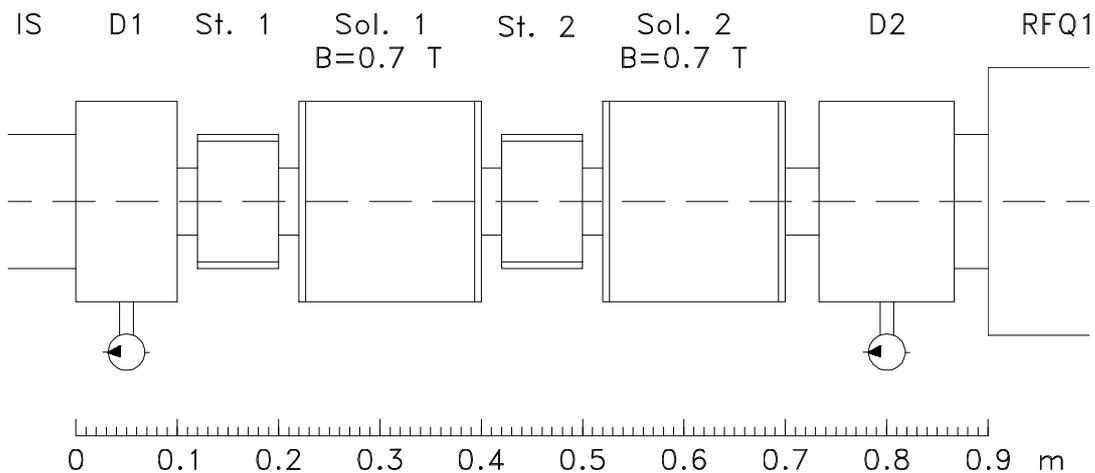


Abbildung 6.2-1: Schematische Darstellung des magnetischen LEBT für ESS.

Der Ionenquelle mit Dumpingsystem (IS) folgt der erste Diagnosetank mit differentiellem Pumpsystem D1. Nach einer Drift ST1 ist der erste Solenoid 1 mit einer maximalen Feldstärke von 0,7 T plaziert. Hinter einem weiteren Tank ST 2 sitzt das zweite fokussierende Element, der Solenoid 2. Die beiden Strahlrohre ST 1 und ST 2 beinhalten Steerer zur Strahlagenkorrektur. Hinter dem Solenoid 2 folgt, vor der Übergabe des Strahls an den RFQ, ein zweiter Diagnosetank D2. Im Gegensatz zu einem elektrostatischen LEBT sind alle Bauelemente des magnetischen LEBT Standardausführungen. Durch das wesentlich größere Raumangebot aufgrund der verringerten Raumladung ist der Einbau von mehreren Diagnoseelementen an den strahlkritischen Punkten leicht zu realisieren. Durch den symmetrischen Aufbau, den durch die Möglichkeit der Raumladungskompensation erlaubten großen Strahlradien und die hohe Betriebssicherheit hat ein magnetisches LEBT noch den Vorteil, durch den Einsatz der differentiellen Pumpsysteme die im Vergleich zu elektrostatischen Systemen bei negativen Ionen hohen Transmissionsverluste, deutlich zu senken (Kap. 6.3.5).

Magnetische LEBT - Systeme

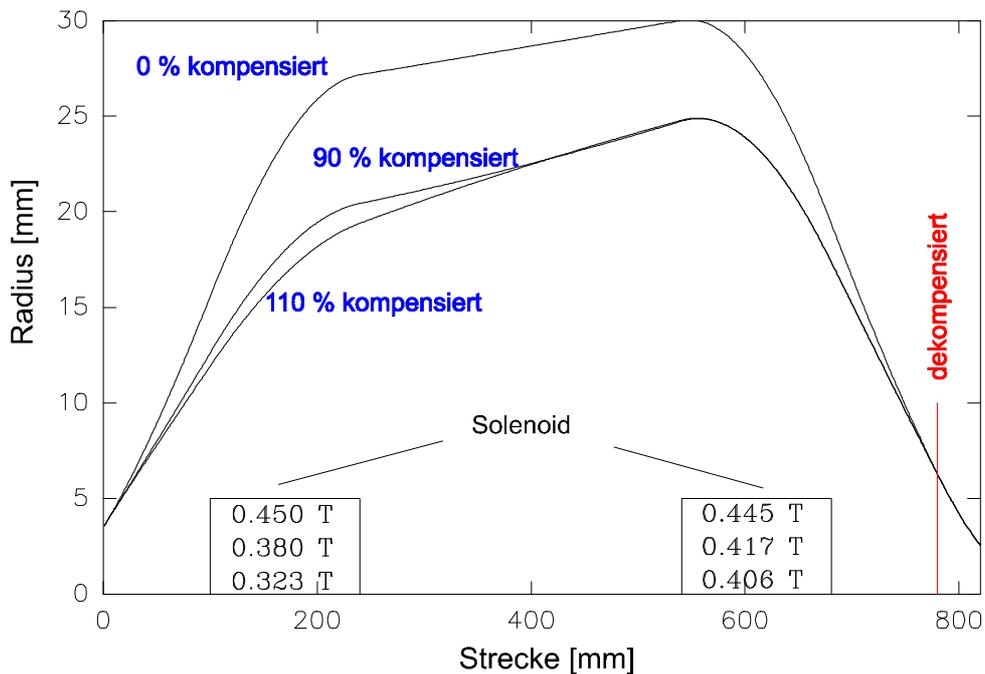


Abbildung 6.2-2: Simulationen des magnetischen LEBT für ESS: Strahlradius eines 70mA, 55 kV H⁻ - Strahls als Funktion seines Kompensationsgrades.

Bei dem Aufbau eines magnetischen LEBT steht der Kompensationsverlauf innerhalb des Transportsystems und bei gepulsten Strahlen steht die Aufbauzeit der Raumladungskompensation [48] im Vordergrund der Untersuchungen. Abbildung 6.2-2 zeigt die Simulationen des Strahlradius eines 70 mA, 55 kV H⁻ - Strahls als Funktion seines Kompensationsgrades für den ESS - Aufbau. Unterschiedliche Kompensationsgrade des negativen Ionenstrahls führen zu verschiedenen Solenoidfeldstärken, um die Übergabeparameter des Strahls für den RFQ zu erfüllen. Im Gegensatz zum Transport von positiven Ionen besteht bei negativen Ionen aufgrund der Masse der Kompensationsteilchen die Möglichkeit der Überkompensation (110 %). In den folgenden Kapiteln werden die theoretischen Grundlagen der Raumladungskompensation, deren numerische Behandlung und die Besonderheiten der Raumladungskompensation von negativen Ionenstrahlen entwickelt.

6.3 Raumladungskompensation

6.3.1 Theorie

Wie in Abbildung 3.2-1 gezeigt wurde, hängt der Grenzstrom eines Ionenstrahls in einem Transportkanal im wesentlichen von seiner generalisierten Perveanz K ab. Ist das eingesetzte Linsensystem magnetischer Natur, so erlaubt es ein Akkumulieren von Ladungsträgern entgegengesetzter Ladung im Strahlpotential. Diese Ladungsträger (Elektronen im Fall eines positiven Strahls; Restgasionen im Falle eines negativen Strahls) werden zum Beispiel durch Stöße des Strahls mit dem Restgas durch Ionisation erzeugt und können die vorhandene Raumladung des Strahls teilweise oder ganz kompensieren. Man spricht dann von Raumladungskompensation oder auch von Gasfokussierung. Dieses Verfahren ist beim Einsatz eines elektrostatischen Linsensystems ausgeschlossen:

$$\Delta\Phi_{\text{St,uk}} = \chi \cdot \frac{I}{4\pi\epsilon_0 v_I} \quad \text{und} \quad \Delta\Phi_{\text{Total}} = \Delta\Phi_{\text{St,uk}} \cdot \left(1 + 2 \ln \frac{R}{a} \right)$$

Gl. 6-1

Bei bekannter radialer Ortsverteilung der Ionen kann die Potentialdifferenz $\Delta\Phi_{\text{St,uk}}$ und $\Delta\Phi_{\text{Total}}$ im unkompensierten Fall entsprechend Gl. 6-1 angegeben werden, wobei χ eine Funktion der jeweiligen Ortsverteilung der Ionen ist. Für einen Strahl homogener Dichte ist $\chi = 1$. Der Potentialverlauf innerhalb des Strahls ist dann parabolisch mit linearem Anstieg der elektrischen Feldstärke; für stark inhomogene Verteilungen (etwa für eine bei einem bestimmten Radius abgeschnittene Gaußverteilung) ergeben sich auch Werte $\chi > 2$.

Der Kompensationsgrad κ errechnet sich nach Gl. 6-2 aus den Potentialdifferenzen $\Delta\Phi_{\text{St,k}}$ und $\Delta\Phi_{\text{St,uk}}$ des kompensierten bzw. unkompensierten Strahls:

$$\kappa = 1 - \frac{\Delta\Phi_{\text{St,k}}}{\Delta\Phi_{\text{St,uk}}}$$

Gl. 6-2

Die effektive Strahlperveanz kann so reduziert und die Stromgrenze entsprechend angehoben werden. Auf diese Weise lassen sich auch die erforderlichen transversalen Fokussierkräfte verringern.

6.3.2 Kompensation von Strahlen aus positiven Ionen

Intensive Ionenstrahlen haben Teilchendichten, die um mindestens eine Größenordnung kleiner sind als die Dichte des sie umgebenden Restgases. Durch den hohen Gasfluß aus der Ionenquelle sind Stöße mit dem Restgas entsprechend häufig. Neben einer geringfügigen und meist zu vernachlässigenden Streuung der Ionen sind insbesondere die Stöße von Interesse, bei denen der Energieverlust des stoßenden Ions ausreicht, um eine Ionisation des Restgasatoms zu bewirken. Die so erzeugten Elektronen können sich abhängig von ihrer Entstehungsenergie im positiven Strahlpotential ansammeln und so zu seiner Erniedrigung beitragen. Die zusätzlich entstandenen Restgasionen werden transversal nach außen beschleunigt und gehen an der Strahlrohrwand verloren. Ein weiterer sehr wichtiger Prozeß ist die Umladung des Ions, wobei das Strahlion neutralisiert und das Restgasatom ionisiert wird. Neben diesen bereits erwähnten Prozessen treten eine Fülle weiterer Wechselwirkungen auf; eine Übersicht und eine kurze Erklärung findet sich in Tabelle 6.3-1.

Prozeß	Reaktion
P1	Ionisation des Restgases $I^+ + X^0 \Rightarrow I^+ + X^+ + e^-$
P2	Umladung der Strahlionen am Restgas $I^+ + X^0 \Rightarrow I^0 + X^+$
P3	Höherionisation des Projektils $I^+ + X^0 \Rightarrow I^{2+} + X^+ + 2e^-$
P4	Ionisation des Restgases durch Neutralteilchen $I^0 + X^0 \Rightarrow I^0 + X^+ + e^-$
P5	Heizung von Kompensationselektronen durch Strahlionen $I^+ + e^- \Rightarrow I^+ + e^-_{\text{schnell}}$
P6	Streuung von Strahlionen am Restgas $I^+ + X^0 \Rightarrow I_g^+ + X_g^0$
P7	Elektroneneinfang der Strahlionen $I^+ + 2e^- \Rightarrow I^0 + e^-$
P8	Elektroneneinfang der Restgasionen $X^+ + 2e^- \Rightarrow X^0 + e^-$
P9	Ionisation des Restgases durch Kompensationselektronen $X^0 + e^- \Rightarrow X^+ + 2e^-$
P10	Thermalisierung der Kompensationselektronen $e^- + e^- \Rightarrow e_g^- + e_g^-$

Tabelle 6.3-1: Wechselwirkungsprozesse zwischen Strahlteilchen und Restgas, die für die Raumladungskompensation in einem mag. LEBT relevant sind ("I" = Strahlteilchen, "X" = Restgasteilchen) [62; 63].

Neben der oben erwähnten Ionisation des Restgases (P1) und der Umladung (P2) sind insbesondere die Prozesse P5 (Heizung der kompensierenden Elektronenverteilung durch die Strahlionen) und P10 (Thermalisierung der Elektronenverteilung untereinander) von Interesse. Die Wirkungsquerschnitte für die anderen Prozesse sind zum Teil um Größenordnungen kleiner und spielen eine geringe Rolle. Eine ausführliche Analyse der Vorgänge zur Raumladungskompensation eines positiven Ionenstrahles in einer Driftstrecke findet man bei R. Dölling [64].

6.3.3 Numerische Behandlung der Raumladungskompensation

Die aufgeführten Verlust- und Heizungsprozesse sind, neben der endlichen Startenergie der Kompensationselektronen, die Ursache für einen sich im Laufe des Aufbaus immer mehr verlangsamenden Prozeß der Neutralisation. Auch für beliebig lange Zeiten wird eine vollständige Kompensation nicht erreicht. Ziel einer theoretischen und wenn möglich analytischen Behandlung des Kompensationsvorganges muß die vollständige Beschreibung des Strahlplasmas sein. Dazu gehört die sich einstellende radiale Dichteverteilung der Kompensationselektronen und Restgasionen und die daraus zusammen mit der Ionendichte des Strahls resultierende radiale Feld- und Potentialverteilung. Es gilt:

$$\rho_{\text{netto}}(\mathbf{r}) = \rho_{\text{SI}}(\mathbf{r}) + \rho_{\text{RGI}}(\mathbf{r}) + \rho_{\text{KE}}(\mathbf{r})$$

Gl. 6-3

Der Verlauf der Ladungsdichte der Restgasionen kann unter der Annahme einer Produktionsrate der Restgasionenladungsdichte von:

$$\dot{\rho}_{\text{RGI}}(\mathbf{r}) = \rho_{\text{SI}}(\mathbf{r}) \cdot v_{\text{SI}} \cdot n_{\text{RGA}} \cdot \sigma_{\text{RGI}}$$

Gl. 6-4

und einer Geschwindigkeit der Restgasionen:

$$v_{\text{RGI}}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2q_{\text{RGI}}[\Phi(\mathbf{r}) - \Phi(r_{\text{Erzeugung}})]}{m_{\text{RGI}}}}$$

Gl. 6-5

Magnetische LEBT - Systeme

mit dem Strahlpotential $\Phi(r)$, der Masse m_{RGI} und dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{RGI} approximiert werden durch:

$$\rho_{RGI}(r) = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{\dot{\rho}_{RGI}(r_{Erzeugung})}{v_{RGI}(r', r_{Erzeugung})} r' dr'$$

Gl. 6-6

Können Sekundärelektronen vernachlässigt werden, so tragen als negative Ladungsträger nur die durch Restgasionisation erzeugten, im Raumladungspotentialtopf gefangenen Elektronen zur Kompensation bei und gleichen mit ihrer Ladung die positive Raumladung des Ionenstrahls aus. Aufgrund der hohen Stoßfrequenz dieser Kompensationselektronen untereinander sowie mit Restgasatomen und Strahlionen stellt sich durch elastische Coulomb - Stöße ein Gleichgewichtszustand ein. Ist die Aufenthaltsdauer der Elektronen im Raumladungsbereich des Ionenstrahls lang gegenüber der Thermalisierungszeit, dann kann der radiale Verlauf der Kompensationselektronen am Ort z durch folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$\rho_{KE}(r, z) = \rho_{KE}(\Phi_{max}) \cdot e^{\left(\frac{e \cdot [\Phi_{max} - \Phi(r)]}{kT_{KE}} \right)}$$

Gl. 6-7

mit dem Potential Φ_{max} auf der Strahlachse ($r=0$), der Elementarladung e , der Boltzmannkonstante k und der Elektronentemperatur T_{KE} in eV.

Die Ladungsdichteverteilung $\rho_{SI}(r)$ wird aus dem Experiment übernommen und man erhält die Gesamtpotentialverteilung $\Phi(r)$ unter der Annahme eines zylindersymmetrischen Systems aus der Integration der Nettoladungsdichte in radialer Richtung:

$$\Phi(r) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^{r''} \frac{1}{r'} \int_0^{r''} \rho_{SI}(r) + \rho_{KE}(\Phi_{max}) \cdot e^{\left(\frac{e \cdot \Phi(r)}{kT_{KE}} \right)} + \frac{1}{r} \int_0^r \frac{\rho_{SI}(r) \cdot v_{SI} \cdot n_{RGA} \cdot \sigma_{RGI}}{\sqrt{\frac{2q_{RGI} [\Phi(r) - \Phi(r_{Erzeugung})]}{m_{RGI}}}}} dr dr dr$$

Gl. 6-8

Dieses Gleichungssystem kann numerisch gelöst werden. Eine für geringen Restgasdruck vernachlässigbare Einschränkung ist, daß in der Aufstellung die Wechselwirkung zwischen Strahlionen und Restgas, z. B. elastische Stöße nicht mit in die Simulation einbezogen wird.

In der Arbeitsgruppe wurde dieses Modell in einer numerischen Beschreibung des raumladungskompensierten Ionenstrahltransports weiterentwickelt. Das Computerprogramm LINTRA wurde durch J. Pozimski erstellt und durch O. Meusel erweitert. LINTRA ist ein Vielteilchentransportprogramm, das den Strahl im Gegensatz zu Trajektorien- oder Enveloppenprogrammen durch eine große Anzahl (typisch sind 10000 - 30000) von Testteilchen repräsentiert. Diese werden im gemeinsamen Raumladungspotential aus Strahlionen und Kompensationsteilchen transportiert. Hierbei kann der Kompensationsgrad entweder als homogen oder durch eine thermische Verteilung der Kompensationsteilchen im Strahlpotential vorgegeben werden. Die Raumladungskräfte werden durch Lösung der Poisson - Gleichung in r nach Bestimmung des radialen Nettoladungsdichteprofiles berechnet, aus denen dann die Strahl- und Strahlrandpotentiale abgeleitet werden. Die Nettoladungsdichte ergibt sich aus der Summe der Ladungsdichten der Strahlionen, der Restgasionen und der Kompensationselektronen.

6.3.4 Kompensation von Strahlen aus negativen Ionen

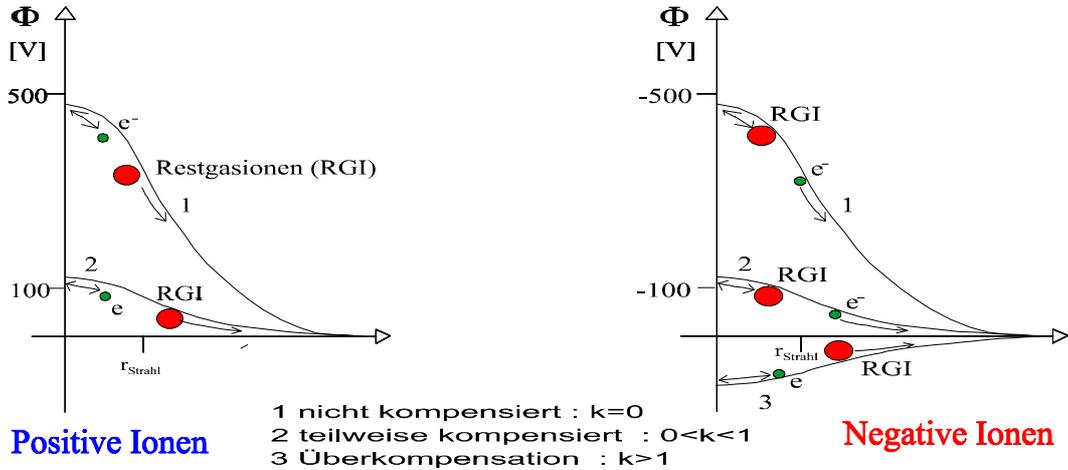


Abbildung 6.3-1: Prinzip der Raumladungsneutralisation durch Kompensationsteilchen.

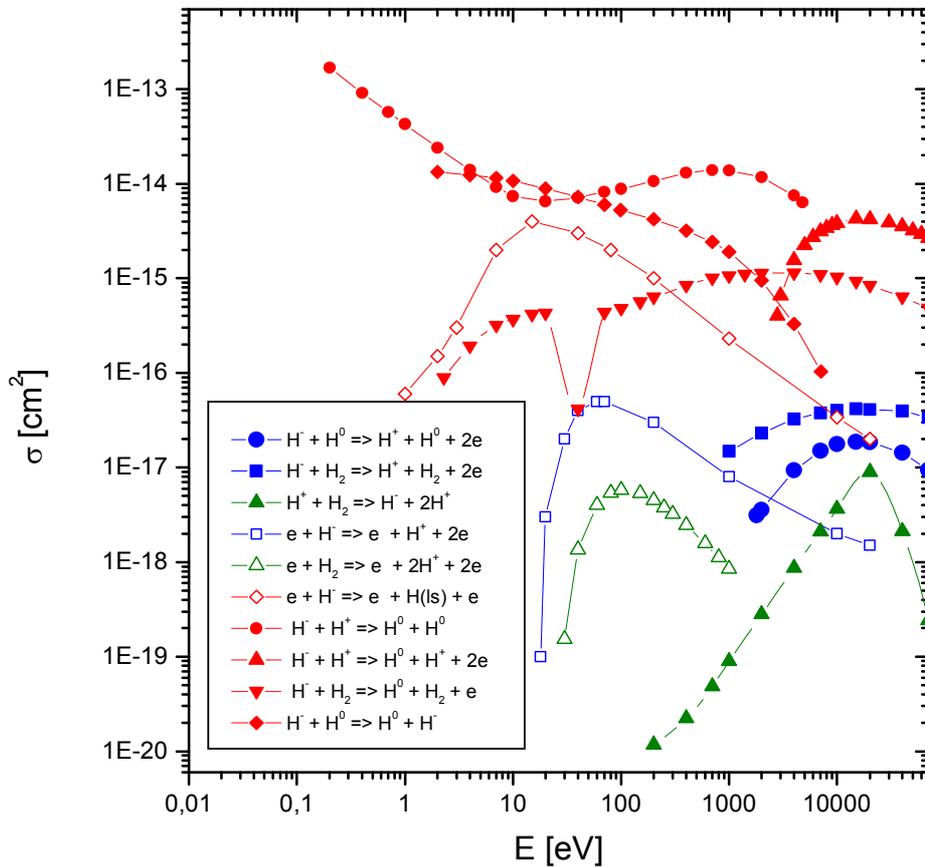


Abbildung 6.3-2: Erzeugungsmechanismen von RGI – Kompensationsteilchen (aus ORNL-3113, ORNL- 5206, ORNL- 5207, ORNL- 6086).

Bei der Kompensation von Strahlen aus negativen Ionen gilt Gl. 6-3 bis Gl. 6-6. Im Gegensatz zur Kompensation von positiven Ionen spielen die Elektronen dabei keine Rolle. Diese Elektronen verlassen den Strahl in transversaler Richtung. Die negative Raumladung des Strahls wird von positiven Restgasionen ausgeglichen ($\kappa < 1$). Diese Restgasionen werden solange eingefangen bis der Strahl kompensiert ist ($\kappa = 1$). Wegen der größeren Masse und der kleineren Geschwindigkeit der

Restgasionen kann es zu einem Zustand kommen, bei dem die Dichte der positiven Restgasionen die Dichte der negativen Strahlionen überschreitet ($\kappa > 1$). Es entsteht ein positives Strahlpotential. Die Kompensationsionen werden aus dem Strahl herausgedrängt, Restgaselektronen werden hingegen gebunden. Es stellt sich ein Gleichgewicht ähnlich wie bei der Kompensation positiver Teilchenstrahlen ein. Aufgrund der Trägheit der positiven Kompensationsionen sowie den prinzipiellen Verlusten von Restgaselektronen, beispielsweise infolge von Strahlstromschwankungen, kann ein Zustand der Überkompensation des negativen Ionenstrahls bestehen. Dieser Effekt, der zu einer Nettofokussierung (Gasfokussierung) des Strahls führt, tritt insbesondere bei Restgasen aus Atomen oder Molekülen schwerer Massen (meist Xe) bei hohem Druck auf. In Abbildung 6.3-2 sind die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Strahl/Restgas Wechselwirkungen aufgeführt. Blau sind diejenigen Reaktionen, bei denen ein negatives Ion vernichtet wird und positive Kompensationsteilchen erzeugt werden. Rot sind reine Verlustmechanismen und Grün die Reaktionen, die positive Ionen erzeugen ohne daß negative Ionen dabei in Mitleidenschaft gezogen werden. Offene Symbole repräsentieren Elektronenprozesse, geschlossene Symbole Ion - Ion Reaktionen.

6.3.5 Transportverluste des Ionenstrahls durch Restgaswechselwirkung

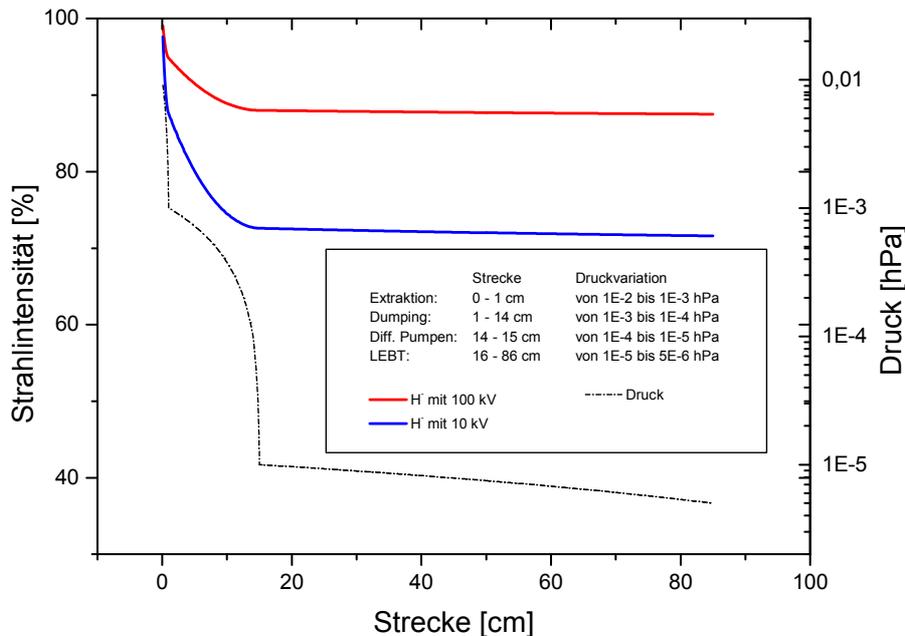


Abbildung 6.3-3: Strahlverlust eines negativen Ionenstrahls (10kV/100kV) bis zum RFQ durch die Restgaswechselwirkung.

Auf dem Weg des Ionenstrahls aus dem Plasma bis zum RFQ kommt es hauptsächlich zur Wechselwirkung des Ionenstrahls mit dem im Transportkanal vorliegenden Restgas H₂. Die in Abbildung 6.3-2 aufgeführten Prozesse führen zu Transmissionsverlusten des Ionenstrahls. In der Regel durchläuft der negative Ionenstrahl auf seinem Weg bis zum RFQ ein Restgasdruckprofil, welches sich grob in die Transportabschnitte Extraktor, Dumpingsystem, differentielles Pumpsystem und magnetisches LEBT unterteilen läßt. In Abbildung 6.3-3 sind die Strahlverluste eines negativen Ionenstrahls bei 10 kV und 100 kV bei einem Standardaufbau bis zum RFQ berechnet. Das Druckprofil des Restgases dieser Geometrie ist als gestrichelte Linie dargestellt. Strahlen mit höherer Energie haben äquivalent zu den Wirkungsquerschnitten der zu Grunde liegenden Wechselwirkungsreaktionen eine höhere Transmission. Die Hauptverlustzone des Strahles ist der Extraktor. Durch die Flutung dieser Sektion mit dem Arbeitsgas des Plasmagenerators über die Extraktions-

öffnung ist hier immer mit dem höchsten Restgasdruck zu rechnen. Auf der angenommenen Länge des Extraktors von nur einem Zentimeter verliert ein 10 kV Strahl schon über 12 % seiner Intensität. Erst nach dem Unterschreiten eines Restgasdrucks von 10^{-5} hPa verliert man bei der Strahlenergie von 10 kV nur noch 1.4 % pro Meter Transportstrecke und bei 100 kV 0.7 % des Ionenstrahles pro Meter. Ab diesem Restgasdruck sind die Transmissionsverluste nur noch gering. Bei der Konzeption einer Transportstrecke für negative Ionen muß daher dieser Druck auf dem kürzesten Weg unterschritten werden, um Strahlverluste durch das Restgas zu reduzieren. Der Restgasdruck von 10^{-5} hPa würde ausreichen, den negativen Ionenstrahl innerhalb der Drift im magnetischen LEBT zu kompensieren. Zusätzlich zu diesem bekannten Vorgang der Kompensation durch die Strahlwechselwirkung der negativen Ionen, werden positive Ionen auch durch andere Vorgänge erzeugt.

6.3.6 Zusätzliche Produktionszweige für Kompensationsionen

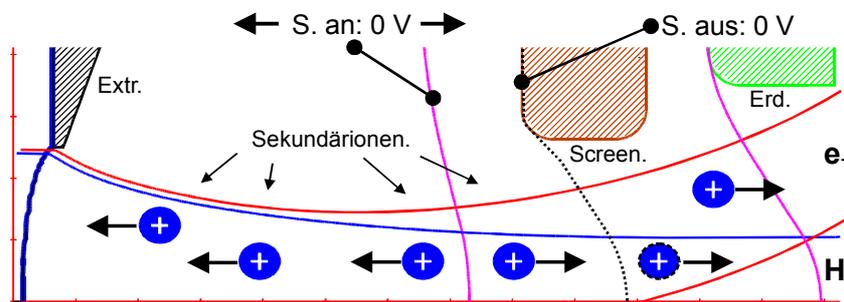


Abbildung 6.3-4: Schematische Darstellung der Bildungsbereiche von Sekundärionen.

Zusätzliche positive Ionen werden durch den simultan extrahierten Elektronenstrahl durch seine Restgaswechselwirkung erzeugt. Hierbei ist der Ort entscheidend, wo der Elektronenstrahl ausgeblendet wird und ob eine Screeningelektrode benutzt wird. Die unterschiedlichen Erzeugungsregionen für Kompensationsionen lassen sich unterteilen in:

- die Region vor dem Einfluß der Screeningelektrode
Hier produzieren Elektronen und negative Ionen kontinuierlich positive Ionen. Diese werden durch die anliegende Extraktionsspannung auf die Extraktionsöffnung beschleunigt und fließen in den Plasmagenerator zurück. Ihre Raumladung reduziert, trotz Anwesenheit von elektrostatischen Feldern, die Raumladung des extrahierten negativen Strahls.
- die Region der Screeningelektrode
Wie im vorigen Fall werden die positiven Ionen simultan durch Elektronen und negative Ionen erzeugt. Diese werden durch das anliegende Screeningpotential in Strahlrichtung des negativen Ionenstrahls beschleunigt. Es entsteht so ein permanenter positiver Ionenstrahl geringer Energie mit positiver Raumladung, der sich mit dem negativen Ionenstrahl in Strahlrichtung bewegt. Nach Drift durch das Dumpingsystem wird dieser durch den Einfluß des ersten Solenoiden des magnetischen LEBT überfokussiert und durch die Tankwand absorbiert.
- die Region nach dem Einfluß der Screeningelektrode und nach Ausblenden der Elektronen
Hier werden, wie in Kap. 6.3.4 beschrieben, positive Ionen nur noch durch die Restgaswechselwirkung des negativen Ionenstrahl erzeugt. Bis zum Ausblenden des zusätzlichen positiven Ionenstrahls der Screeningelektrode addieren sich die Kompensationseinflüsse auf die Raumladung des negativen Ionenstrahls.

Die jeweiligen Erzeugungsraten der Kompensationsionen sind abhängig von dem örtlichen Restgasdruck, dem mechanischem Aufbau, Screeningpotential und vorliegendem e^-/H^- - Verhältnis. Unter Vernachlässigung der Tatsache, daß die erzeugten positiven Ionen wiederum positive Ionen erzeugen können, kann man für die Erzeugung von positiven Kompensationsteilchen folgende Gleichung formulieren:

$$(n_- v_- n_0 \sigma_- + n_e v_e n_0 \sigma_e) \pi r_0^2 = n_+ v_+ 2 \pi r_0$$

Gl. 6-9

mit n_- , n_+ , n_e , n_0 als der Teilchenkonzentration von negativen Ionen, positiven Ionen, Elektronen und Gasmolekülen, wie v_- , v_+ , v_e die Geschwindigkeit der einzelnen Komponenten, den Wirkungsquerschnitten σ_- und σ_e und dem Strahlradius r_0 .

Basierend auf dem Szenario aus Abbildung 6.3-3 ist in Abbildung 6.3-5 eine Beispielrechnung für einen negativen Ionenstrahl mit der mittleren Beschleunigungsspannung von 5 kV im Extraktor und 10 kV nach dem Extraktionssystem, sowie einem e^-/H^- - Verhältnis von 10 abgebildet. Vor dem Einfluß der Screeningelektrode wird ein Strahl aus positiven Ionen erzeugt, der dem extrahierten negativen Strahlstrom äquivalent ist (109 %). Dieser positive Ionenstrahl fließt dem extrahierten negativen Ionenstrahl entgegen und führt trotz Anwesenheit von elektrostatischen Feldern zu einer Kompensation der Raumladungskräfte am Plasmameniskus.

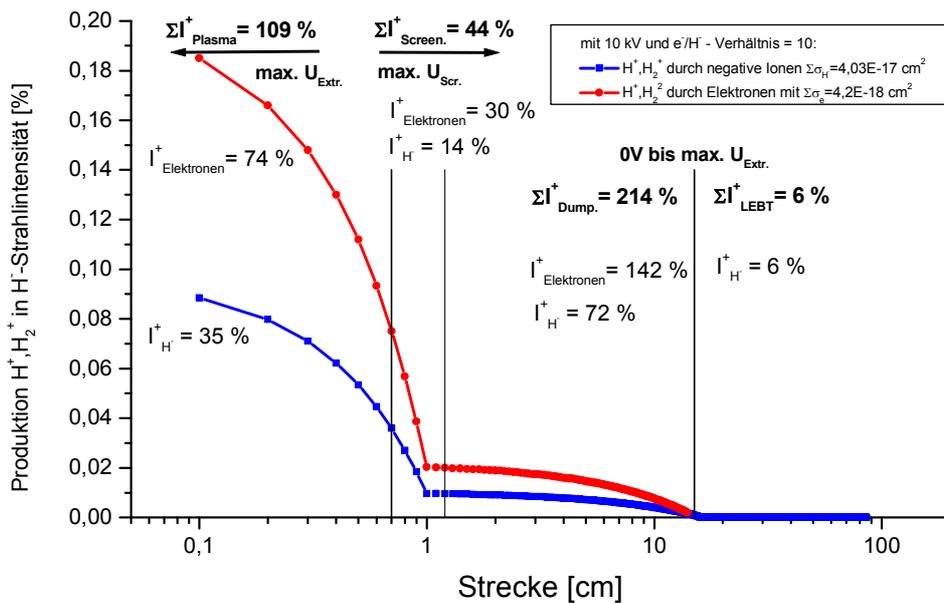


Abbildung 6.3-5: Produktion der positiven Ionen als Funktion des Weges und des Restgasdrucks.

In Vorwegnahme der Meßergebnisse aus Kap. 8.6 führt dies in Folge zu einem unveränderlichen **planen Plasmameniskus** bei negativen Ionen. Im Gegensatz zu dem rückfließenden Elektronenstrahl bei der positiven Extraktion, ist dieser hohe positive Strahlstrom aus Ionen zudem eine extreme Belastung für die Extraktionsfläche. Die Verwendung einer Screeningelektrode ist bei der Extraktion von H^- unbedingt empfehlenswert. Wie in Abbildung 6.3-5 zu sehen führt hierbei das Screeningpotential dazu, daß ein positiver Ionenstrahl mit 44 % des Strahlstroms der negativen Ionen in Strahlrichtung beschleunigt wird. Ohne die Screeningelektrode würde dieser Strahlanteil zusätzlich in den Plasmagenerator beschleunigt werden. Nach den ermittelten Zahlenwerten kann im Dumpingsystem von einer vollständigen Raumladungskompensation des negativen Ionenstrahls aus-

gegangen werden. In dieser Region akkumulieren sich die erzeugten positiven Ionen, ohne den positiven Ionenstrahl aus der Screeningregion, bis auf 214 % des verbleibenden Strahlstroms an negativen Ionen. Hierbei sind in dieser Rechnung die positiven Ionen, die zusätzlich außerhalb des Strahlradius der negativen Ionen durch die Elektronen gebildet werden, noch unberücksichtigt. Im Unterschied zu den in der Screeningregion erzeugten Kompensationsteilchen sind davon 142 % durch den Elektronenstrahl erzeugt und weisen daher nur eine ganz geringe Geschwindigkeitskomponente auf. Sie können so radial durch das negative Ionenstrahlpotential eingefangen werden und tragen dadurch effektiver als schnellere positive Ionen zur Kompensation des negativen Ionenstrahls bei. Dieses Dumpingsystem stellt somit ein permanentes Reservoir für Kompensationsteilchen dar. Im Vergleich zu den bisher ermittelten Zahlenwerten werden im magnetischen LEBT die Kompensationsteilchen nur noch durch die negativen Strahlionen erzeugt. Dies führt zu einer kontinuierlichen Produktionsrate von 6% Kompensationsionen. Relevant für die Größe des Sekundärionenstroms ist der simultan extrahierte Elektronenstrahl. Bei der Extraktionsenergie von 100 kV reduzieren sich die Wirkungsquerschnitte der Elektronen um den Faktor 7. Daher reduziert sich der Einfluß des Elektronenstrahls mit steigender Extraktionsenergie. Direkt proportional zu den erzeugten positiven Ionen ist das e^-/H^- - Verhältnis α . Die bei der Extraktion von negativen Ionen erzeugten Sekundärionen werden in Kap. 8.7 experimentell untersucht.

7 Elektrostatische LEBT - Systeme

7.1 Realisierung der Niederenergietransportstrecke

Ein elektrostatisches LEBT besteht aus einer oder mehreren elektrostatischen Einzellinsen, die der Extraktorstruktur folgen. Üblicherweise benutzt man mindestens zwei elektrostatische Linsen, um sowohl Strahlwinkel als auch Strahlradius unabhängig von einander der Akzeptanz des RFQ anpassen zu können. Zur Realisierung der Niederenergietransportstrecken werden in der Regel elektrostatische Linsen zur Fokussierung bevorzugt verwendet. Das ist darauf zurückzuführen, daß theoretische Modelle und numerische Simulationen für diesen Transport unter voller Raumladung (dekompensierte Strahlen) von sehr guter Qualität vorhanden sind. Bei der Entwicklung von elektrostatischen Linsensystemen steht vor allem die Linsengeometrie und damit die Feldgeometrie im Mittelpunkt der Bemühungen. Durch Geometrieoptimierung kann man die Aberrationen der elektrostatischen Linsen reduzieren. Diese Aberrationen, die in Folge zu Emittanzwachstum des Ionenstrahles führen, gelten als Hauptverursacher der Qualitätsverschlechterung eines Ionenstrahls in dieser Transportsektion. Das Auftreten nichtlinearer Kräfte läßt sich bei externer Fokussierung in der Regel prinzipiell nicht vermeiden. Bei intensiven Ionenstrahlen kann auch das innere elektrische Feld (Eigenfeld) eines Ionenstrahles ein signifikantes Emittanzwachstum bewirken. Bei einem geringen Füllgrad der Apertur können nichtlineare Effekte gering gehalten werden, aber mit zunehmender Strahlperveanz und der bei beschränkter Fokussierstärke daraus resultierenden Vergrößerung des Strahlradius wird ein erheblicher Teil der Strahlintensität eine Vergrößerung der Strahlemittanz erfahren. Jegliche Änderung der Extraktorstruktur oder Veränderung der Strahlparameter führt, im Gegensatz zum magnetischen LEBT, meist zu einer Neukonstruktion des elektrostatischen LEBT. Diese enge Verknüpfung zwischen Quelle, Extraktor und elektrostatischem LEBT veranlaßte schon einige Physiker [65] die Trennung der unterschiedlichen Aufgabenstellungen aufzugeben und durch Begriffsbildungen wie z. B. Pentodenextraktionssystem zu ersetzen. Im Falle des Transports von negativen Ionen ist bei einem elektrostatischen LEBT ein Dumpingsystem für die simultan extrahierten Elektronen vor dem RFQ erforderlich (s. Kap. 5). Nach der Separation der Elektronen aus dem Strahl negativer Ionen ist eine weitgehende Gleichbehandlung in Theorie und Simulation zwischen positiven und negativen Ionen möglich. Der Unterschied zwischen diesen Fällen sind die zusätzlich auftretenden Felder, die bei der Generation von negativen Ionen auftreten und separiert behandelt werden müssen, z.B. das Filterfeld (Kap. 3.3.5). Diese Felder zerstören die Zylindersymmetrie der betrachteten Feldverteilungen und können nicht oder nur unzureichend mit der vorhandenen Theorie oder den Simulationsprogrammen abgedeckt werden. In den neueren Entwicklungen, z.B. dem LBNL – LEBT, werden weitere Aufgabenstellungen integriert. Durch Aufteilung der Einzellinsen in jeweils vier Segmente ist ein Steering des Ionenstrahles möglich. Ein zusätzliches Mikrobunching des Ionenstrahles wird durch das Choppfen einer der Einzellinsen erreicht. Die Erfordernisse zukünftiger Hochenergieprojekte zeigen heute schon deutlich die Grenzen dieser Struktur auf. Die geplanten Projekte erfordern immer höhere Ionenströme mit guter Qualität. Durch die bisherige Beschränkung der Plasmadichten der verwendeten Plasmageneratoren ist man gezwungen, den geforderten Strahlstrom durch Vergrößerung des Extraktionsloches oder eine Erhöhung der Extraktionsspannung, meistens durch eine Kombination von beidem, zu erreichen. Dies führt zu einem wesentlich erhöhtem Gaseinfall ($\sim r_{\text{out}}^2$) und höheren Linsenspannungen ($\sim U_{\text{ex}}$). Um die Überschlagsfestigkeit der Struktur zu gewährleisten, muß ein Mindestabstand eingehalten werden, der mit zunehmender Spannung überproportional erhöht werden muß (Kap.4). Gleichzeitig erfordert aber die hohe Raumladung des Strahls, wegen des unkompenzierten Transportes der Ionen bei elektrostatischen Linsen, immer kürzere Strukturängen.

7.2 Das elektrostatische LEBT für SNS

Die Spallations Neutronen Quelle (SNS) [16] der USA wird als Kooperation von fünf amerikanischen DOE Instituten entwickelt (Argonne, Brookhaven, Lawrence Berkeley, Los Alamos und Oak Ridge). Das Beschleunigersystem von SNS besteht aus einer Ionenquelle, einem Linearbeschleuniger und einem Akkumulatorring, die zusammen kurze, leistungsstarke Protonenpulse erzeugen. Diese Protonenpulse stoßen auf ein Quecksilbertarget und erzeugen hierbei durch nukleare Spallationsprozesse Neutronen. Hierbei erzeugt SNS 2 MW Neutronen nach dem Target, die für wissenschaftliche Experimente zu Verfügung stehen. Die Entwicklung von SNS sollte in mehreren Ausbaustufen realisiert werden. In der ersten Stufe sollte die Anlage 1 MW produzieren und danach zu 2 MW Strahlleistung aufgerüstet werden.

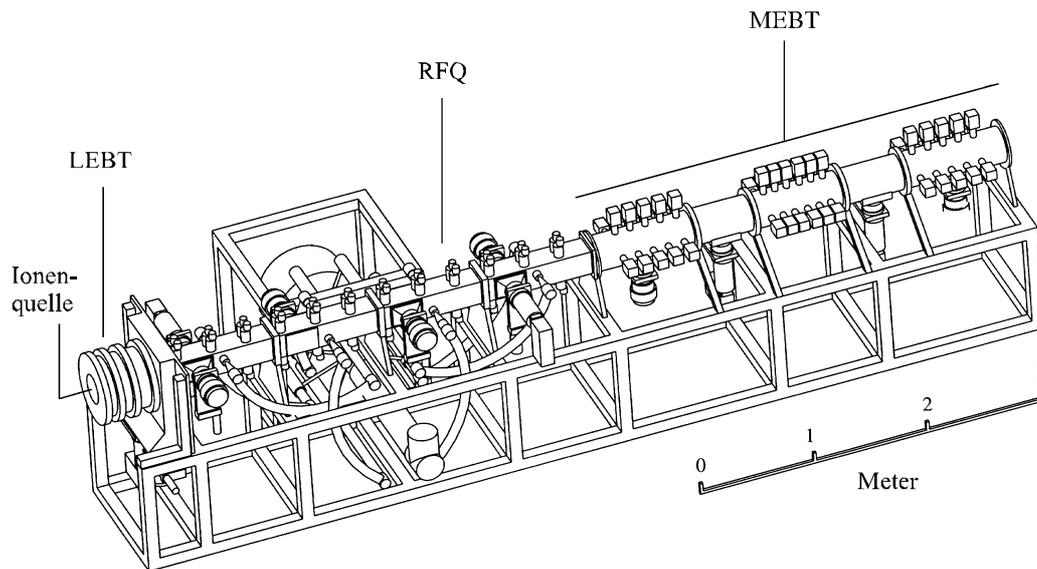


Abbildung 7.2-1: Schematische Darstellung des „Front Ends“ von SNS.

Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) ist verantwortlich für das Design und den Bau des sogenannten „Front End“ (Abbildung 7.2-1). Dies beinhaltet die Ionenquelle, die Strahlformierung und Kontrolle, den niederenergetischen Strahltransport und die ersten Beschleunigerstrukturen (RFQ, MEFT). Die Ionenquelle produziert negative Wasserstoffionen, die zu einem gepulsten Strahl formiert und auf eine Übergabeenergie von 2.5 MeV beschleunigt werden. Dieser Strahl wird an einen großen Linearbeschleuniger übergeben.

In der ersten Entwicklungsstufe sollte die Ionenquelle einen 35 mA, 65 kV H⁻ - Strahl (6% duty factor mit 10⁻³s bei 60 Hz) liefern, der mit Hilfe eines elektrostatischen LEBT in den RFQ transportiert werden sollte. Für dieses Szenario wurden eine Quelle [55], ein elektrostatisches LEBT [66] und ein RFQ [67] entwickelt und fertiggestellt. Mitte 1999 wurden die Designparameter von der amerikanischen Regierung neu definiert. Auf die erste Ausbaustufe (1 MW) wurde verzichtet und es sollte gleich die geforderte Strahlleistung von 2 MW am Target erreicht werden. Dies veränderte die Designparameter des gebauten „Front Ends“ drastisch.

Um die geforderte Strahlleistung zu erreichen, mußte die Ionenquelle jetzt 70 mA H⁻ produzieren und vom elektrostatischen LEBT in den RFQ transportiert werden. Die Akzeptanz des RFQ blieb dabei aber unverändert. Dies hieß, daß dieser Parameter mit der doppelten Raumladungskraft des Ionenstrahls erfüllt werden mußte. Anlässlich eines zweimonatigen Gastaufenthaltes im LBNL war es eine meiner Aufgaben, den neuen Extraktor der Ionenquelle und das elektrische LEBT für 70 mA zu konzipieren und simulieren.

Elektrostatische LEBT - Systeme

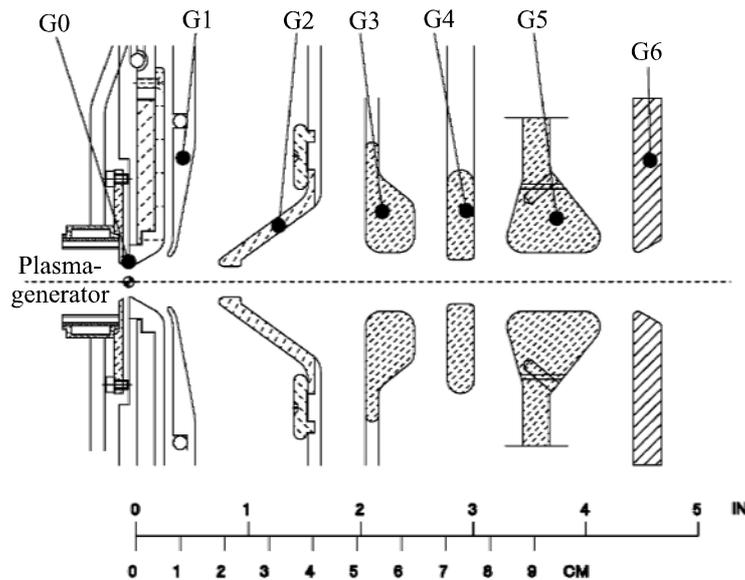


Abbildung 7.2-2: Ausgangsdesign der Aufgabenstellung.

Abbildung 7.2-2 zeigt den schematischen Aufbau der Extraktion und des Transportes zu Beginn der Arbeiten [66]. Man sieht die Auslaßelektrode (G0), in der zusätzlich zwei Permanentmagneten zur Elektronenablenkung integriert sind. Um die Ablenkung des H^- - Ionenstrahles durch die Magnetfelder in der Region des Extraktionsloches zu kompensieren, kann der Plasmagenerator flexibel zwischen 0° und 6° geneigt installiert werden. Der Auslaßelektrode folgt die Dumpingelektrode (G1), auf welche die ausgelenkten Elektronen auftreffen und abgeführt werden [55].

Die nächste Linse G2 ist der Extraktor. Diese Linse sorgt, zusätzlich zu ihrer Screeningfunktion, zur Bereitstellung der notwendigen Potentialdifferenz (Zugpotential) im Extraktor. Um die Länge der Struktur zu verkleinern, wurde auf die normalerweise jetzt folgende Erdelektrode dieses Triodenextraktionssystems und die erste Schirmelektrode des elektrostatischen LEBT verzichtet. Nach der Extraktorlinse folgt gleich die erste Einzellinse G3 des elektrostatischen LEBT. Nach einer Schirmelektrode G4 auf Erdpotential schließt sich die 2. Einzellinse G5 an. Die zwei Linsen G3 und G5 fokussieren den Strahl in das RFQ. Die Linse G5 hat hierbei noch eine zusätzliche Aufgabe. Um die Aktivierung des Extraktionsmagneten [Lambertson Septum Magnet] hinter dem Akkumulatorspeicherring zu reduzieren, werden dem Strahl 295 ns lange Lücken über zwei Chopperstufen, bei einer Frequenz von 1.188 MHz, aufgeprägt. Die erste Chopperstufe wird durch eine Modifikation der Einzellinse G5 erreicht [68], die zweite Stufe ist ein „schneller Chopper“ hinter dem RFQ, bei einer Strahlenergie von 2.5 MeV. Die Einzellinse G5 wird in vier Segmente unterteilt. Diese Segmente werden unabhängig voneinander phasenverschoben mit ± 3 kV gepulst (Abbildung 7.2-3). Hiermit erreicht man eine zyklische 295 ns lange Ablenkung des Strahles auf den sich anschließenden, ebenfalls in Segmente aufgeteilten, RFQ-Flansch G6. Eine Strahlagekorrektur (Steering) des Strahles erreicht man durch Anlegung einer zusätzlichen Gleichspannung (± 1 kV) an den jeweiligen Segmenten von Linse G5. Den Abschluß bildet die wassergekühlte Schirmelektrode G6 auf Erdpotential. Sie ist wie die vorherige Linse in vier Segmente unterteilt, die von einander isoliert sind. Durch die Aufnahme des durch den Chopper abgelenkten Ionenstrahles hat man hiermit ein Diagnoseelement zur Hand, womit man sowohl den Strom als auch die Strahlage vor dem RFQ kontrollieren kann.

Elektrostatische LEBT - Systeme

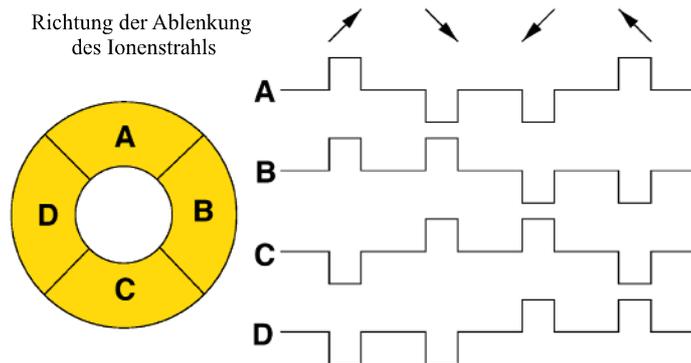


Abbildung 7.2-3: Darstellung der Ansteuerung der Sektionen von Linse G5.

Abbildung 7.2-4 zeigt eine schematische Zeichnung, wie das Ensemble am Haltetank der Ionenquelle fixiert ist. Die Linsen selbst sind jeweils durch drei geschirmte keramische Abstandhalter miteinander verbunden. Der Aufbau des Extraktors weist eine hohe Vakuumtransparenz auf und verringert so die Strahlverluste.

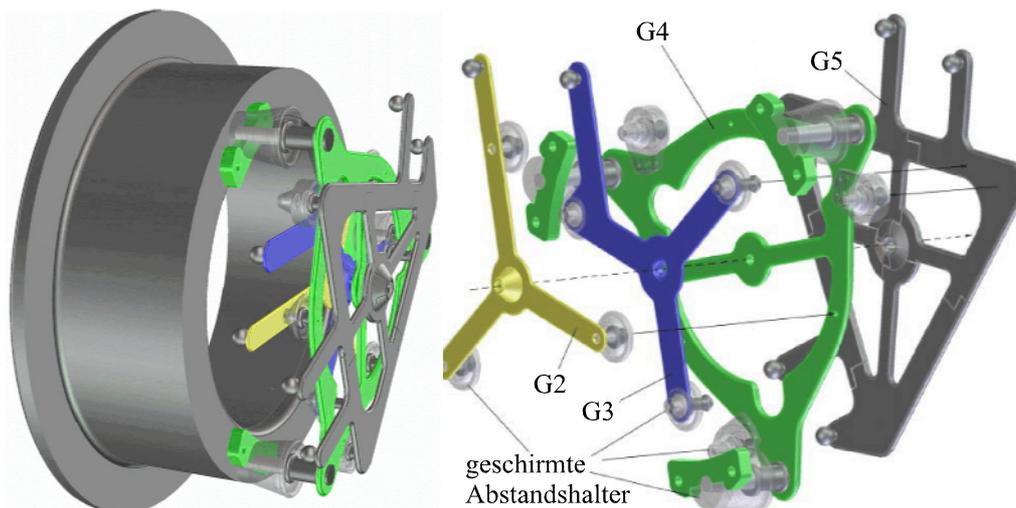


Abbildung 7.2-4: Technische Realisierung des SNS – LEBT.

Die Lösung der Anpassung an die geforderten 70 mA vollzog sich in zwei Stufen:

- die erste Stufe verlangte die Entwicklung eines 70 mA H⁻ - Extraktors
- die zweite Stufe die Anpassung des SNS - LEBT auf diesen Extraktor

Eine Hauptaufgabe von LBNL und Schwierigkeit bei dieser Aufgabenstellung war es, daß die schon gebaute Struktur so weit wie möglich erhalten bleiben sollte. Die Lösung war, die Optimierungsparameter auf die Potentiale und die Abstände der Struktur zu beschränken. So konnte man die neu berechneten Abstände kostengünstig durch neue Halter realisieren und die Linsen wiederverwenden. Abbildung 7.2-5 zeigt den entwickelten Gesamtaufbau des Extraktors und des elektrostatischen LEBT.

Elektrostatische LEBT - Systeme

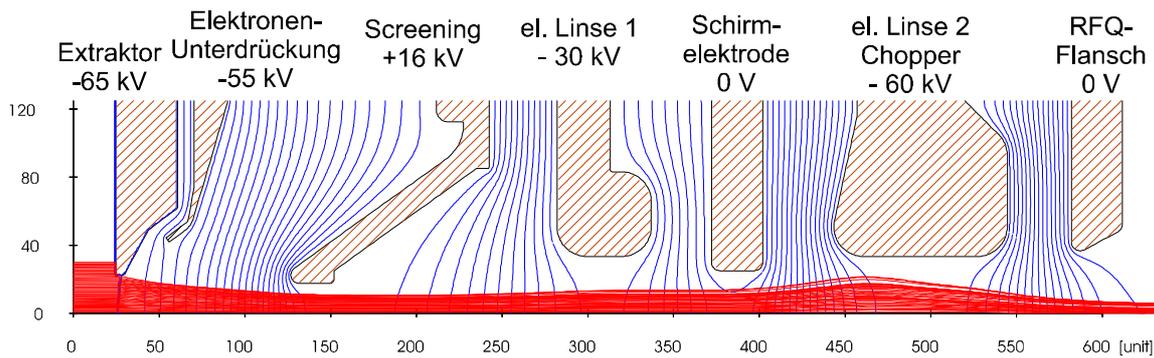


Abbildung 7.2-5: Schematischer Aufbau der Geometrie von Extraktor und elektrostatischen LEBT.

Die Entwicklung des Extraktors stützte sich auf die in Kap. 4.3 entwickelte Methodik, so daß ich nur kurz auf das Endergebnis eingehen möchte.

Messungen von Dr. Rainer Thomae an der SNS Quelle hatten ergeben, daß eine Stromdichte von 135 mA/cm^2 erreichbar und im Dauerbetrieb praktikabel ist. Auf diese Stromdichte mußten Extraktionsspannung und Extraktionsloch angepaßt werden. Um bei der experimentell ermittelten Stromdichte der Quelle die notwendigen 70 mA zu extrahieren, war es notwendig, den Extraktionsdurchmesser zu vergrößern und das Extraktionspotential zu erhöhen. Die nachfolgenden Simulationen führten zu einem Auslaßdurchmesser des Extraktor von 9 mm . Da die Energie des Strahles mit 65 kV vom RFQ festgelegt ist, muß die Screeningelektrode, zusätzlich zu ihrer Schirmfunktion, zur Bereitstellung der notwendigen Potentialdifferenz zum Extraktor sorgen. Die ermittelten Potentiale hierbei waren -65 kV für den Extraktor, -55 kV für die Elektronendumpinglinse G1 und $+16 \text{ keV}$ für die Screeninglinse G2. Diese notwendigen Potentiale kann man nur bei einer Vergrößerung des Abstandes zwischen den Linsen realisieren. Durch Austausch der oben genannten Abstandhalter war dies möglich. So konnte man alle Linsen des Extraktors weiterhin verwenden. Die bei dieser Methode auftretende Verdoppelung der thermischen Belastung an Linse G2 sollte durch die weiterführende Optimierung des angesetzten e/H Verhältnisses weitgehend aufgefangen werden. Daraufhin wurde das elektrostatische LEBT auf die neuen Strahlparameter des entwickelten Extraktors angepaßt. Die einzigen freien Parameter zur Optimierung und Entwicklung des LEBT waren auch hier der Abstand der Linsen untereinander und ihre jeweiligen Potentiale. Mit Hilfe von IGUN wurden die Funktionen dieser Parameter auf den Strahlverlauf simuliert und mit EMI 2.0 ausgewertet.

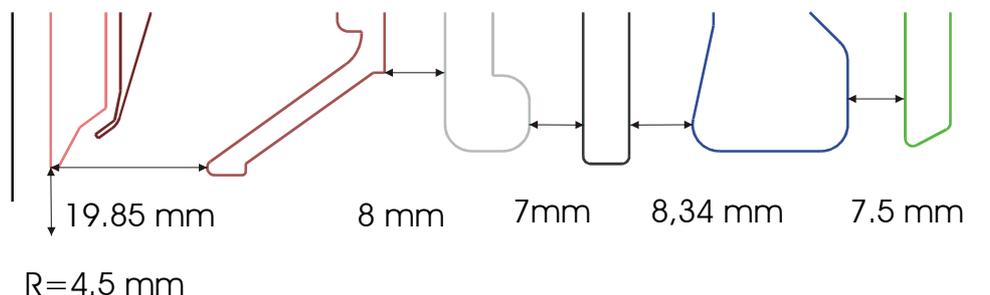


Abbildung 7.2-6: Die neue Geometrie des SNS Extraktors und LEBT.

Die neuen Geometriedaten des Extraktors und LEBT für SNS sind in Abbildung 7.2-6 dargestellt. Diese Geometrie erfüllte die Anforderung von SNS und ist durch alleinigen Austausch der vorhandenen Abstandsisolatoren leicht zu realisieren. Sie stellt somit die kostengünstigste und unter den gegebenen Auflagen einzige Möglichkeit dar, für 70 mA Strahlstrom den Extraktor und das LEBT zu realisieren.

Elektrostatische LEBT - Systeme

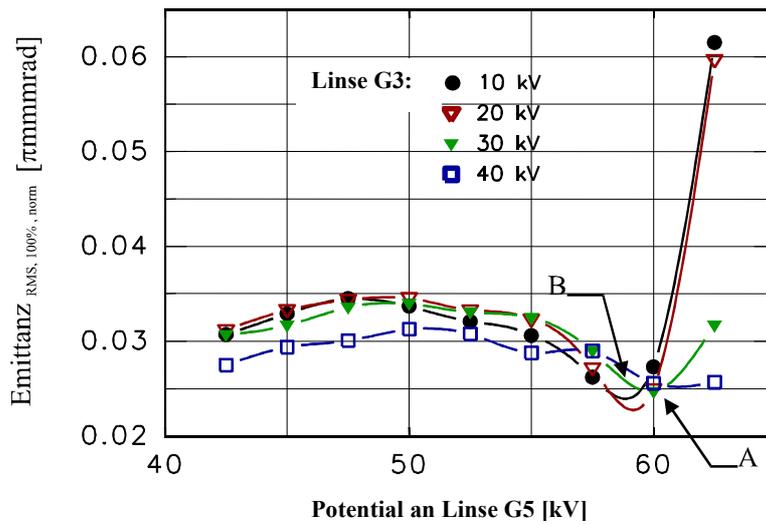


Abbildung 7.2-7: Normierte xx' - Emittanz (RMS, 100%) als Funktion der Kombination der Linsenspannungen (G3 und G5).

In Abbildung 7.2-7 ist die zugehörige normierte xx' - Emittanz (norm., RMS, 100%) als Funktion der Kombination der Linsenspannungen (G3 und G5) der neuen Geometrie dargestellt. Durch das Potential der Linse G5 kann man den Radius und mit Linse G3 den Winkel des Strahles steuern und so die Akzeptanz des RFQ bei unterschiedlichen Betriebszuständen der Ionenquelle erfüllen. Die Variation des Winkels kann auch mit Linse G5 (Abbildung 7.2-8) gesteuert werden, dadurch erhöht sich aber der Füllgrad der Linsen drastisch. Um das hiermit verbundene Emittanzwachstum durch die Linsenaberrationen zu minimieren, wurde bei der Entwicklung und Optimierung des Systems bei der Realisierung der Aufgabenstellungen darauf geachtet, eine möglichst geringe Ausleuchtung von G3 und G5 zu erreichen.

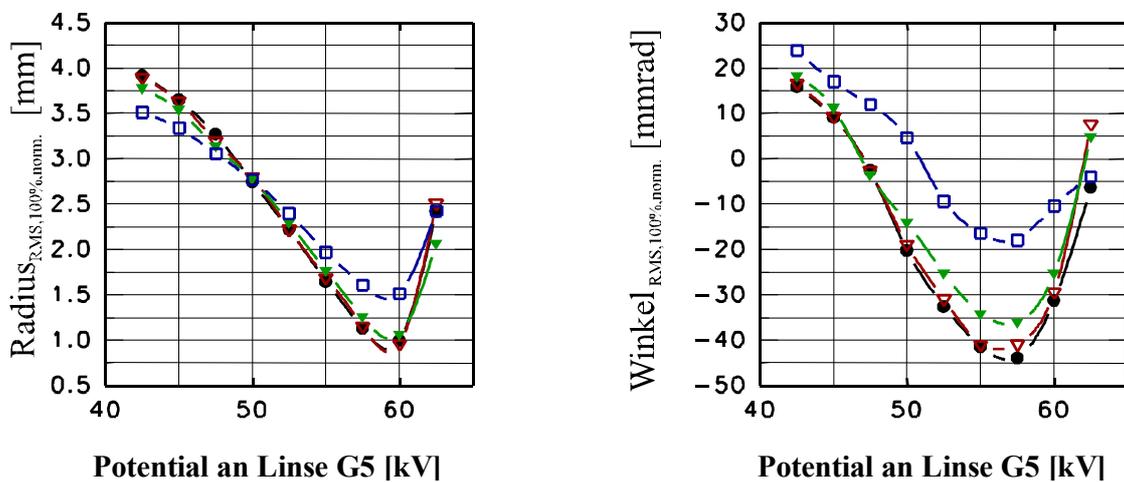


Abbildung 7.2-8: Zu Abbildung 7.2-7 gehöriger Winkel und Radius als Funktion der Kombinationen der Linsenspannungen (norm., RMS, 100%).

Auffällig in Abbildung 7.2-7 ist der schnelle Anstieg der Emittanz nach Erreichen des Transportoptimums des Systems. Für einen sicheren Betrieb wäre es somit sinnvoll, sich etwas vor das Minimum zu setzen. Man erfüllt bei diesem Betriebszustand noch die Spezifikation von SNS, erhöht aber die Toleranz des Systems. In Folge werden diese beiden Betriebszustände als Fall A: „Beste Emittanz“ und Fall B: „Bester Betriebszustand“ unterschieden.

Elektrostatische LEBT - Systeme

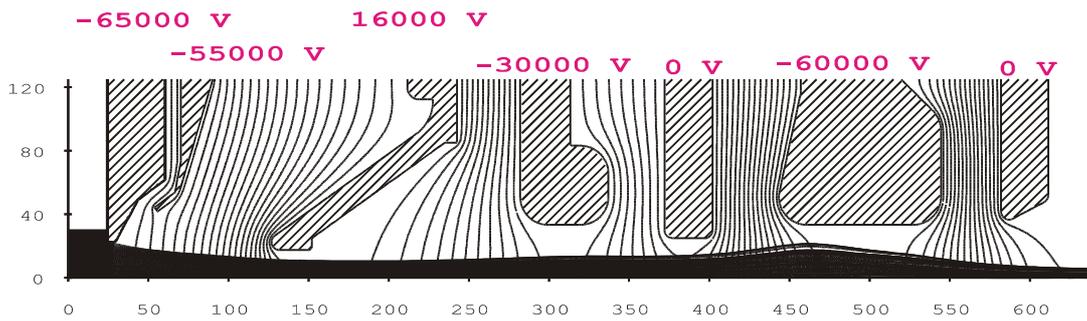


Abbildung 7.2-9: IGUN - Simulation des Falles A.

In Abbildung 7.2-9 ist der Verlauf des Teilchenstrahles im Fall A abgebildet. Die zugehörigen xx^2 -Emittanzen der vorgeschlagenen beiden Betriebszustände sind in Abbildung 7.2-10 gezeigt. Die angelegten Feldstärken des gesamten Systems in beiden Szenarien liegen zwischen 3.75 kV/mm und 8 kV/mm. Hierbei wird im vorderen Teil des LEBT, wo der Gaseinfall besonders hoch ist, eine Feldstärke von 4.28 kV/mm nicht überschritten. Durch die bei LBNL üblichen polierten Aluminiumstrukturen konnte man in dem hinteren Teil der Struktur, der die höchste Vakuumtransparenz und den niedrigsten Restgasdruck aufweist, eine höhere Feldstärke als normalerweise üblich benutzen. Linse G5 gehört unter ionenoptischen Gesichtspunkten zu dem kritischsten Punkt des entwickelten elektrostatischen LEBT für SNS. Der innere Durchmesser dieser Linse mußte sehr klein sein, um eine effektive Ablenkung des Strahles im Choppermodus zu gewährleisten. Deshalb führt eine zu große Ausleuchtung dieser Linse zu hohen Aberrationen und damit verbundenem Emittanzwachstum innerhalb der Struktur.

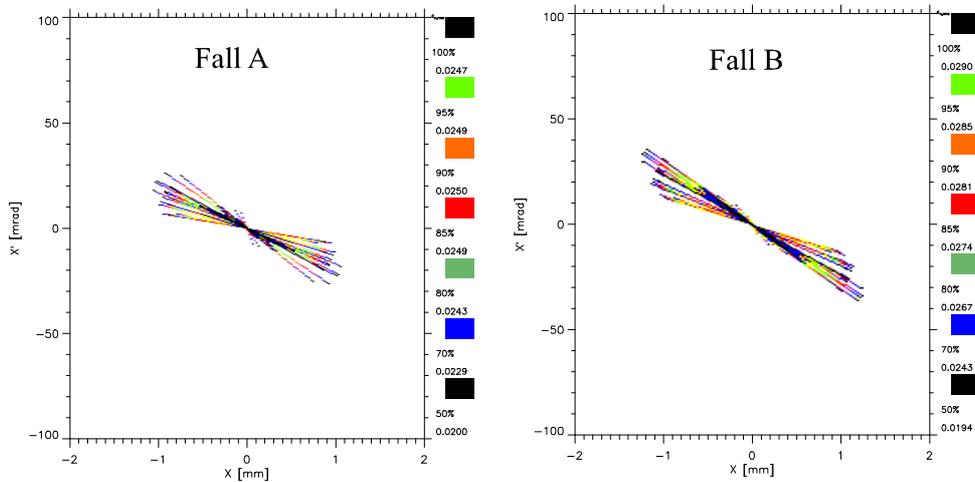


Abbildung 7.2-10: Darstellung der xx' -Emittanzen von Fall A und Fall B.

Eine zusätzliche Schwierigkeit bei der Entwicklung des SNS-LEBT war das unbekanntes e^-/H^+ -Verhältnis. Die hierbei zusätzlich auftretende Raumladung der Elektronen kann einerseits bei der zu entwickelten 70 mA – Quelle durch eine Vergrößerung der Extraktionsöffnung kompensiert werden: Dies führt zu einer größeren Ausleuchtung der ersten Linse, was in Folge zu einer Reduzierung ihres Potentials führt. Im anderen Fall führt eine gleichbleibende Extraktionsöffnung zu einer Erniedrigung des extrahierten negativen Ionenstroms proportional dem simultan extrahierten Elektronenstrom. Auch in diesem Fall kompensiert man den Einfluß der Elektronen durch die Herabsetzung der Linsenpotentiale. Die entwickelte Geometrie kann also für beide möglichen Fälle unverändert bleiben und der Einfluß der Raumladung der Elektronen durch eine Minderung der ermittelten Linsenpotentiale kompensiert werden.

Elektrostatische LEBT - Systeme

Im Rahmen der Lösung der gestellten Aufgabe wurde von mir auf mehrere Möglichkeiten, z. B. geänderte Form des Profils der Linse G5 aufmerksam gemacht, um die Transporteigenschaften des elektrostatischen LEBT für SNS weiter zu verbessern, die bei einem eventuellen Neubau dieser Linse realisiert werden sollte. Den aktuellen Stand des LEBT für SNS ist in Proc. of EPAC 2002 beschrieben [46].

7.3 Das elektrostatische LEBT für ESS

Für die Simulationen des ESS-LEBT wurde ein Extraktor (angelehnt an die Geometrie aus [44]) mit den erforderlichen Parametern von ESS (55 kV, 70 mA) entwickelt. Hierbei wurde ein Triodenextraktionssystem (Diodensystem in [44]) mit einem Extraktionsradius von 2.5 mm (5 mm in [44]) umgesetzt, da man durch die bei einem Triodensystem höhere Feldstärke im Beschleunigungsgap, den Extraktionsradius und damit die Emittanz des Strahles reduzieren kann. Die in Abbildung 7.3-1 dargestellte Geometrie zeigt den Strahlverlauf eines 55 kV, 70 mA Ionenstrahles. Die Strahlverteilung der Trajektorien als Funktion des extrahierten Stromes am Ende dieser Geometrie diene als Eingangsdatensatz für die Simulationen des ESS-LEBT.

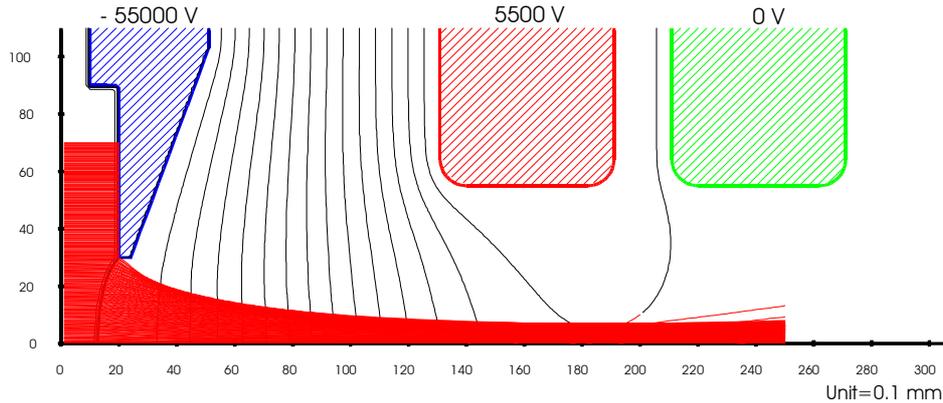


Abbildung 7.3-1: Simulation eines 70 mA Ionenstrahls mit der Extraktionsspannung von 55 kV.

Im Gegensatz zu der Entwicklung des SNS-LEBT, bei der die Anpassung des Ionenstrahls hauptsächlich durch die Wahl der Linsenpotentiale bestimmt wurde, wird bei der Entwicklung des ESS-LEBT die Möglichkeit realisiert, durch alleinige Wahl der Geometrie die benötigten Einschubbedingungen für den RFQ zu realisieren. Die Linsenpotentiale wurden hierbei gleich dem Extraktionspotential gewählt und der optimale Strahlverlauf durch die Wahl der Radien beider Einzellinsen verwirklicht.

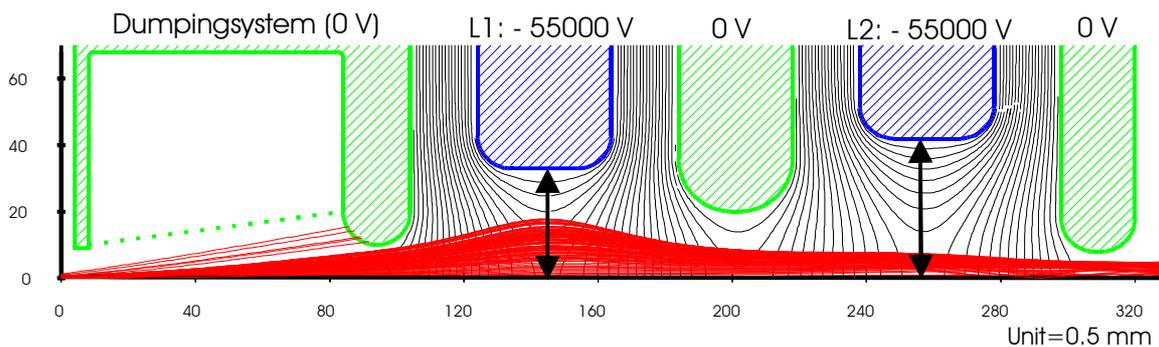


Abbildung 7.3-2: Geometrie des elektrostatichen LEBT mit einer Simulation eines 55 kV, 73.5mA Ionenstrahls. Das untersuchte System besteht aus einem Dumpingsystem und durch Erdelektroden geschirmten Einzellinsen L1 und L2 auf Extraktionspotential.

Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, daß während des Betriebes des LEBT auf zusätzliche Linsenetzteile verzichtet werden könnte. Bei der Versorgung der Linsenpotentiale durch das Extraktionsnetzteil ist dann auch bei dem Einfahrtvorgang der Ionenquelle der Einschub in den RFQ sichergestellt und während des laufenden Betriebs der Einfluß der Spannungsschwankungen auf den Strahlverlauf deutlich reduziert. Eine Feinabstimmung, notwendig unter Umständen durch eine Veränderung der Raumladungskräfte im Strahl, kann durch den Gebrauch von Spannungsteilern

erfüllt werden. Bei der Geometrieoptimierung wurde der Strahlradius in der zweiten Linse so gering wie möglich gehalten, um so das Emittanzwachstum bei dem eventuellen choppen des Strahles über diese Linse zu reduzieren. Das in den Strahlverlauf integrierte Dumpingsystem ist wie Dumpingsystem II (Kap. 5.3) aufgebaut. Es wurden für die vorliegende Geometrie Teilchensimulationen eines Elektronenstrahls mit einer Winkelvariation von ± 100 mrad und einer Energie von 55 kV durchgeführt. Hierbei zeigte sich, daß ein Achsfeld von $B_Y=8.5$ mT, bei einer effektiven Driftlänge einschließlich Extraktor von 65 mm ausreicht, um die Elektronen in das Dumpingsystem vollständig auszulenken. Bei der Berechnung der Elektronentrajektorien wurde sowohl die Beschleunigungsphase des Elektronenstrahls im Extraktor, als auch eine mögliche Abbremsung der Elektronen zur Leistungsreduzierung nicht betrachtet. Beide Faktoren führen jeweils zu einer effektiveren Ablenkung des Elektronenstrahles. Mit diesem Dumpingsystem führt dies zu einer Gesamtlänge von 185 mm der Sektionen Extraktion (24 mm), Dumping (50 mm) und elektrostatischem LEBT. Bei dem Transport von negativen Ionen spielt aber die Gesamtlänge eher eine untergeordnete Rolle. Entscheidend für den Transport von negativen Ionen in der Niederenergiesektion ist ein effektives Vakuumsystem. Dies wird durch die Transmissionsberechnungen in Abbildung 7.3-3 verdeutlicht.

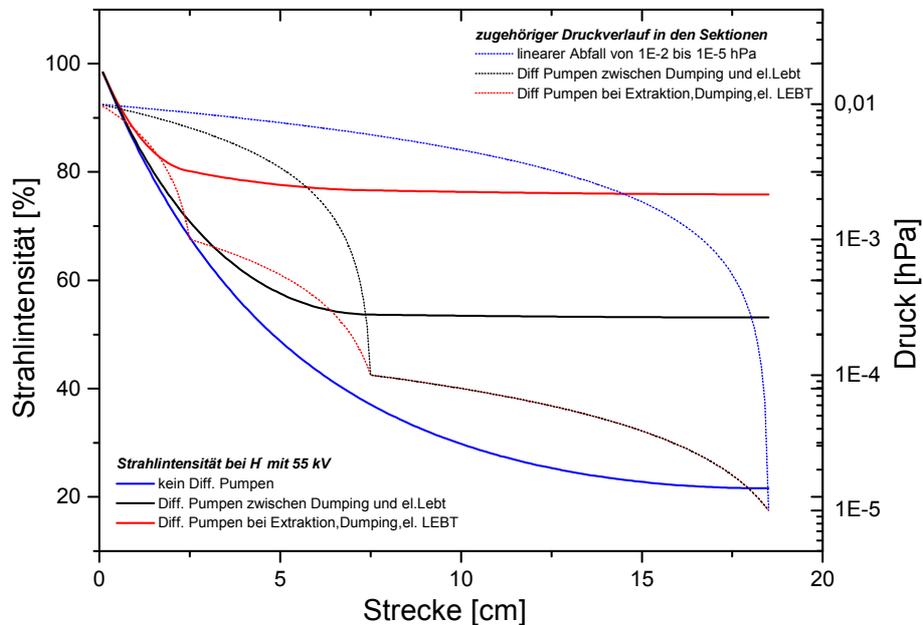


Abbildung 7.3-3: Transmissionsverluste eines 55 kV H^- - Strahles als Funktion des differentiellen Pumpens bei gegebener Geometrie.

In Abbildung 7.3-3 sind drei verschiedene Szenarien gegenübergestellt. Grundlage der Berechnungen sind die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen von H^- (55 kV) mit dem Restgas H_2 aus Tabelle 6.3-1. Im ersten Fall beinhaltet die Sektion kein differentielles Pumpsystem. Der Druck fällt hier linear von der Extraktionsöffnung mit 10^{-2} hPa bis zum benötigten Arbeitsdruck des RFQ auf 10^{-5} hPa ab. Die Strahlverluste hierbei sind größer als 78 %. Im zweiten Fall wird ein differentielles Pumpsystem zwischen Dumpingsystem und elektrostatischem LEBT angenommen. Hierbei fällt im vorderen Bereich der Druck von 10^{-2} hPa auf 10^{-4} hPa linear ab, im elektrostatischen LEBT von 10^{-4} hPa auf 10^{-5} hPa. Der Transportverlust reduziert sich dabei deutlich auf 47 %. Es ist somit sinnvoll, das Dumpingsystem eventuell zu verlängern, um hier diese Art des Pumpens zu realisieren. Durch die Verlängerung des Dumpingsystems reduziert sich das benötigte magnetische Ablenkkfeld und die Akzeptanz des Dumpingsystems erhöht sich. Am vorteilhaftesten ist ein differentielles Pumpsystem in jeder der drei Sektionen: Extraktionssystem (10^{-2} hPa auf 10^{-3} hPa), Dumpingsystem (10^{-3} hPa auf

Elektrostatische LEBT - Systeme

10^{-4} hPa) und elektrostatisches LEBT (10^{-4} hPa auf 10^{-5} hPa). Die Transmission reduziert sich in der Folge nur um 24%, wobei der Hauptverursacher dieser Verluste der kaum vermeidbare hohe Gasdruck im Extraktor ist.

Ein Aspekt, der des öfteren unterschätzt wird, ist die Abstimmung des LEBT auf die vorliegende Pulsform des Stromes an den RFQ bei gepulsten Ionenquellen. Zur Demonstration der Problematik wurde das elektrostatische LEBT für ESS an die vorliegende Pulsform der Hochstromquelle [44] für negative Ionen angepaßt. In Abbildung 7.3-4 ist die Pulsform des H⁻ - Stromes bei einer Bogenleistung von 30 kW und der Benutzung von Cäsium abgebildet.

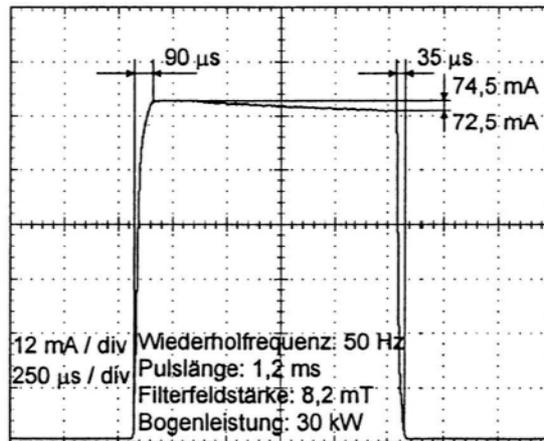


Abbildung 7.3-4: Oszillograferte H⁻ - Ströme bei 30 kW Bogenleistung im Betrieb mit Cäsium aus [44].

Der Puls hat eine Anstiegszeit von 90 µs. Das Plateau hat als maximalen Stromwert 74.5 mA. Während der Pulslänge von 1.2 ms reduziert sich der Strom auf 72.5 mA. Bei der Verwendung eines magnetischen LEBT ist der entscheidende Faktor, der die Strahloptik beeinflusst, die Zeitdauer der Anstiegsflanke des Pulses, bei einem elektrostatischen LEBT die Stromvariation des Plateaus.

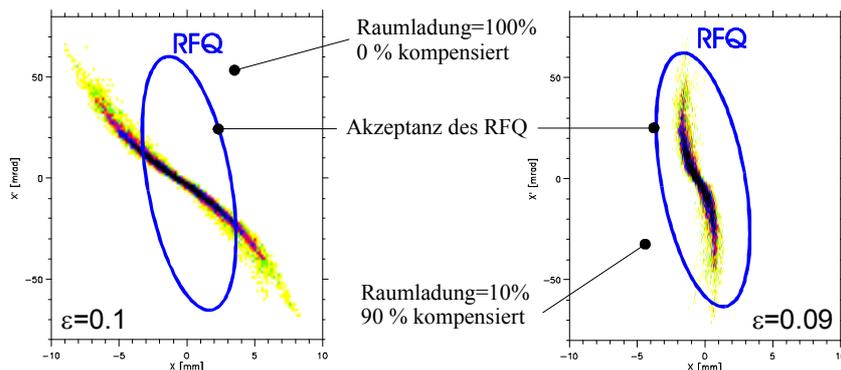


Abbildung 7.3-5: Emittanzen des magnetischen LEBT für ESS bei unkompensiertem Transport (links) und 90 % Kompensation (rechts) der Raumladung.

Bei einem magnetischen LEBT ist für die Injektion in den RFQ der Kompensationszustand des Ionenstrahls von wesentlicher Bedeutung. In Abbildung 7.3-5 sind die simulierten Emittanzen am Ort der Strahlübergabe in den RFQ eines unkompensierten und eines zu 90 % raumladungskompensierten Ionenstrahls abgebildet. Abhängig vom Kompensationsgrad des Ionenstrahls verändert sich die Emittanz kaum, die Strahlverteilung aber deutlich. Während der unkompensierte Teilchenstrahl die Akzeptanz des RFQ nur teilweise erfüllt, werden die Ionen im zweiten Fall optimal transportiert. Bei dem Transport eines gepulsten Ionenstrahls ist es deshalb entscheidend,

wie schnell sich der Kompensationszustand einstellt. Ist die Aufbauzeit der Kompensation schneller als der Pulsanstieg der Ionenquelle, so ist ein raumladungskompensierter Transport gewährleistet und die folgende Variation des Stromes über die Pulslänge hat keinen Einfluß auf die Injektion. Maßgebliche Untersuchungen zu dem Thema Aufbauzeiten der Raumladungskompensation sind in [48] dargelegt. Bei dem Einsatz eines elektrostatischen Systems ist prinzipiell die Raumladungskompensation ausgeschlossen. Die elektrischen Felder führen dazu, daß die in der Transportsektion erzeugten Kompensationsteilchen verloren gehen und verhindern so eine Kompensation. Eine Veränderung des Strahlstroms verändert infolge dessen die Raumladung des Ionenstrahls. Die Raumladung wirkt den transversalen Fokussierkräften des elektrostatischen Linsensystems entgegen, was in Folge zu einer Emittanz- und Strahlparameteränderung führt [17].

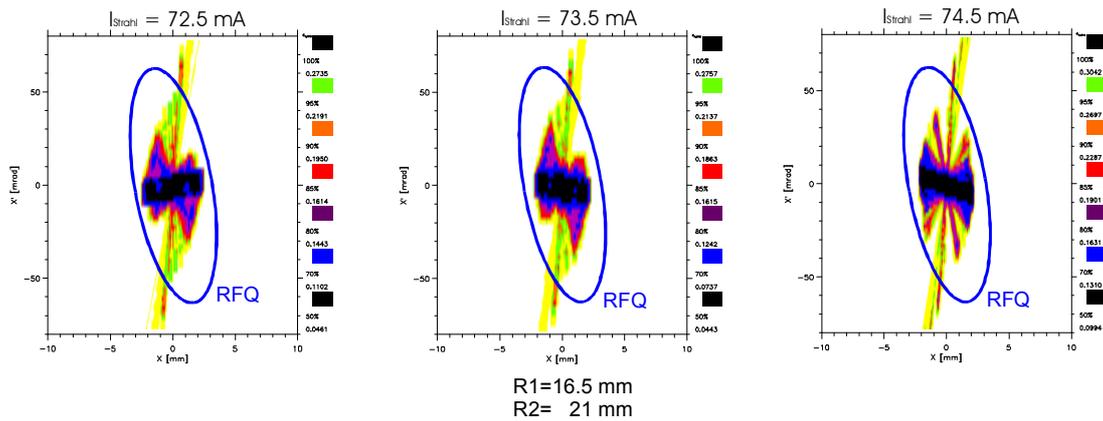


Abbildung 7.3-6: Variation der Emittanzen als Funktion des Strahlstroms am Ort der Strahlübergabe in den RFQ bei der Geometrie aus Abbildung 7.3-2 mit den Radien für L1: 16.5 mm und L2: 21 mm.

In Abbildung 7.3-6 ist diese Strahlveränderung für die Stromvariation von 72.5 mA bis 74.5 mA des Plateaus des Strompulses aus Abbildung 7.3-4 berechnet. Die Radien des elektrostatischen LEBT waren mit 16.5 mm für Linse 1 und 21 mm für Linse 2 festgelegt. Man sieht, daß sich die Verteilung der Ionen am Übergabeort des RFQ bei der geringen Stromvariation von $\pm 1.36\%$ stark verändert. Durch diese geringe Veränderung des transportierten Stroms kommt es am RFQ - Eingang zu dem Übergang von einem konvergenten zu einem divergenten Ionenstrahl. Die Eingangsemittanz in das LEBT ist $\epsilon_{\text{norm,RMS},80\%} = 0.03$ mmmrad bei 73.5 mA. Verbunden mit der Änderung des extrahierten Stromes kommt es im Extraktor zu einer Veränderung der Eingangsemittanzen von $\pm 16\%$. Der Transport des 73.5 mA Strahl durch das LEBT führt zu einem Emittanzwachstum um den Faktor 3.8. Hervorgerufen durch die Stromvariation des Pulses von 72.5 mA auf 74.5 mA kommt es zu einer Veränderung dieses Faktors von $\pm 48\%$. Durch eine Geometrieänderung der Linsenradien kann man die Variation der Winkel und Radien des Strahles als Funktion des Strahlstroms reduzieren. In Abbildung 7.3-7 sind die Emittanzen als Funktion des Strahlstroms am Ort der Strahlübergabe in den RFQ bei der Geometrie aus Abbildung 7.3-2 mit den Radien für L1: 17 mm und L2: 21 mm dargestellt.

Elektrostatische LEBT - Systeme

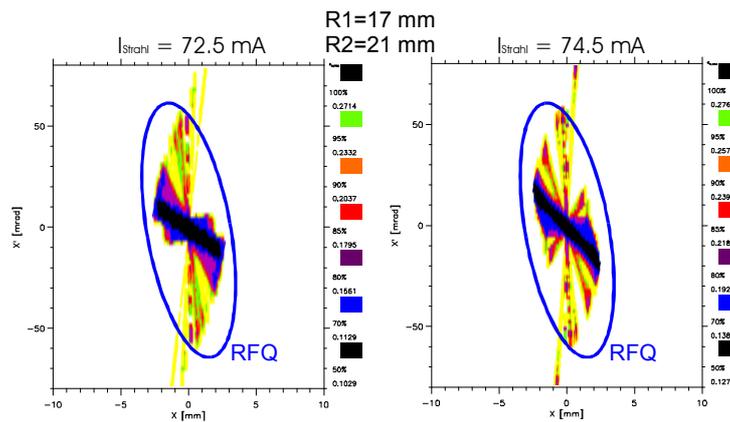


Abbildung 7.3-7: Emittanz als Funktion des Strahlstroms am Punkt der Übergabe in den RFQ bei der Geometrie aus Abbildung 7.3-2 (L1: 17mm / L2: 21mm).

Hier ist nur noch eine geringe Variation der Orientierung des Strahles zu erkennen. Ein Nachteil dieser Geometrie ist aber eine höhere Schwankung des Emittanzwachstums als Funktion des Strahlstroms. Der Transport des optimalen 73.5 mA Strahls durch das LEBT führt hierbei zu einem Emittanzwachstum um den etwas geringeren Faktor von 3.7. Diese Ausgangsemittanz verändert sich aber bei der Stromvariation von 72.5 mA ($\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\text{Ein}}=6.2$) auf 74.5 mA ($\Delta\varepsilon/\varepsilon_{\text{Ein}}=6.6$) drastisch um $\pm 73\%$.

Einer der Hauptnachteile eines elektrostatischen LEBT gegenüber eines magnetischen LEBT ist der gezeigte hohe Einfluß von Strahlstromveränderungen auf den Transport des Ionenstrahls. Dieser Einfluß wird hauptsächlich durch die Raumladungsänderung des Ionenstrahls hervorgerufen. Da eine Raumladungskompensation bei einem elektrostatischen LEBT aber ausgeschlossen ist, kann man nur durch eine aktive Steuerung der Linsenpotentiale als Funktion des Strahlstroms den Transportschwankungen des Ionenstrahls entgegenarbeiten.

8 Messungen

Da immer positive Ionen im Plasma vorliegen, entstehen, im Gegensatz zu der Extraktion von positiven Ionen, negative Ionen mit ausreichender Ausbeute nur in einem ganz schmalen Bereich der möglichen Parameterschar einer Ionenquelle. Dieses Band bei der Vielzahl von möglichen Kombinationen und Werten einer Ionenquelle zu finden und auch während der jeweiligen Messungen zu halten, stellte sich als die Hauptschwierigkeit der vorliegenden Arbeit dar. Besonders sensitiv war die Ionenquelle gegenüber den Magnetfeldern und der Bogen Spannung. So hat allein die Stromrichtung des Solenoiden im möglichen Betriebsbereich einen Einfluß von über Faktor 10 auf die negative Ionenausbeute. Die Liste der einflußnehmenden Größen beginnt mit dem Arbeitsgasdruck, dem Aufbau und dem Material der Kathode und endet nach vielen weiteren Parametern mit der angelegten Extraktionsspannung. Während der zahlreichen Messungen mit der Ionenquelle konnte kein einziger unabhängiger Quellenparameter festgestellt werden, der sich nicht direkt auf die Ausbeute der negativen Ionen abbildete. Die Erzeugung von negativen Ionen gehört somit mit Abstand zu den schwierigsten Gebieten der Quellenphysik.

8.1 Meßaufbau zur Analyse der grundlegenden Parameter der Quelle

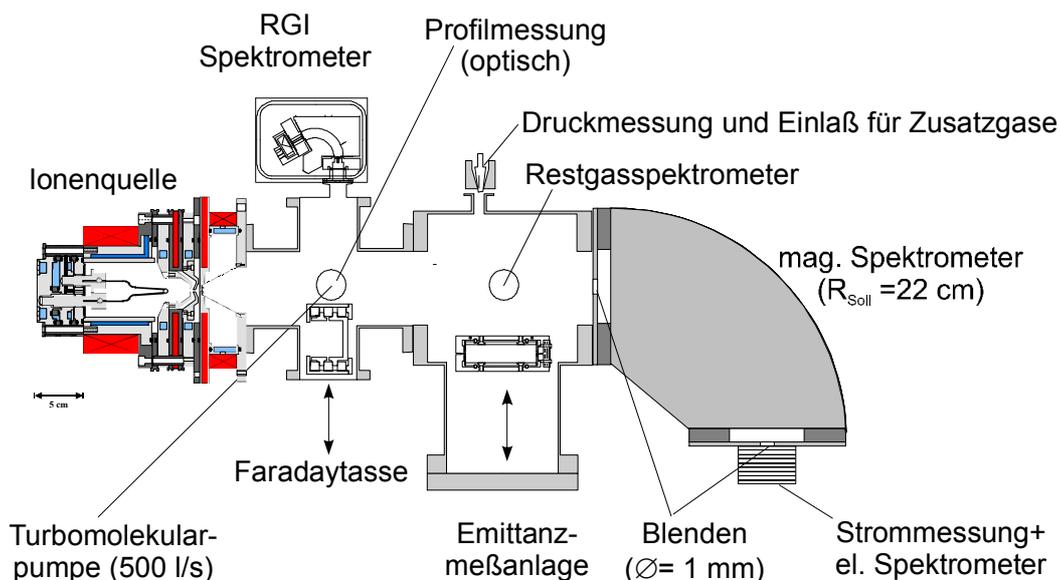


Abbildung 8.1-1: Quellenteststand.

Die grundlegenden Betriebsparameter der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Ionenquelle wurden mit Hilfe von Experimentalaufbau I untersucht, um z.B. die Plasmazusammensetzung, die Emittanz oder die Strahlstromfluktuationen zu ermitteln. In Abbildung 8.1-1 ist eine schematische Abbildung des Quellenteststandes abgebildet. Der Quellenmeßstand besitzt zwei Vakuumentanks. Im ersten Tank sind eine Faradaytasse und ein RGI - Spektrometer integriert sowie ein Fenster für optische Profilmessungen. Orthogonal dazu war an diesem Tank eine Turbomolekularpumpe (500 l/s) angeschlossen. Der zweite Tank beinhaltet die Emittanzmeßanlage, das Restgasspektrometer, Druckmessung und die Möglichkeit, zusätzliche Hilfgase in den Rezipienten einzulassen. Den Abschluß bildet ein magnetisches Spektrometer. Einlaß und Auslaßblende haben jeweils einen Durchmesser von 1 mm. Die abschließende Faradaytasse enthält ein Gegenfeldspektrometer, so daß das Impuls - Spektrum zusätzlich einer Energieanalyse unterzogen werden kann. Im Gegensatz zur letzten Faradaytasse, in der man durch das davorliegende Impuls- und Energie - Spektrometer eindeutig negative Ionen und Elektronen unterscheiden konnte, hatte die erste Faradaytasse zwar

Messungen

eine Sekundärelektronenunterdrückung, aber keine zusätzlichen magnetischen Dipolfelder zur Schirmung gegen extrahierte Elektronen integriert. Eine magnetische Schirmung an der Faradaytasse ist aber bei einem funktionierenden Dumpingsystem nicht unbedingt erforderlich. Die Untersuchungen machten es aber notwendig, den Ionenstrahl auch außerhalb der Betriebsparameter des Dumpingsystems zu analysieren. Somit bestand die Notwendigkeit, ein Meßkonzept zu entwickeln, das sicherstellt, daß man negative Ionen eindeutig von Elektronen unterscheiden konnte. Dies erhöhte den Meßaufwand drastisch. Es wurden jeweils ein positiver Referenzstrahl und negativer Ionenstrahl mit der Emittanzanlage gemessen.

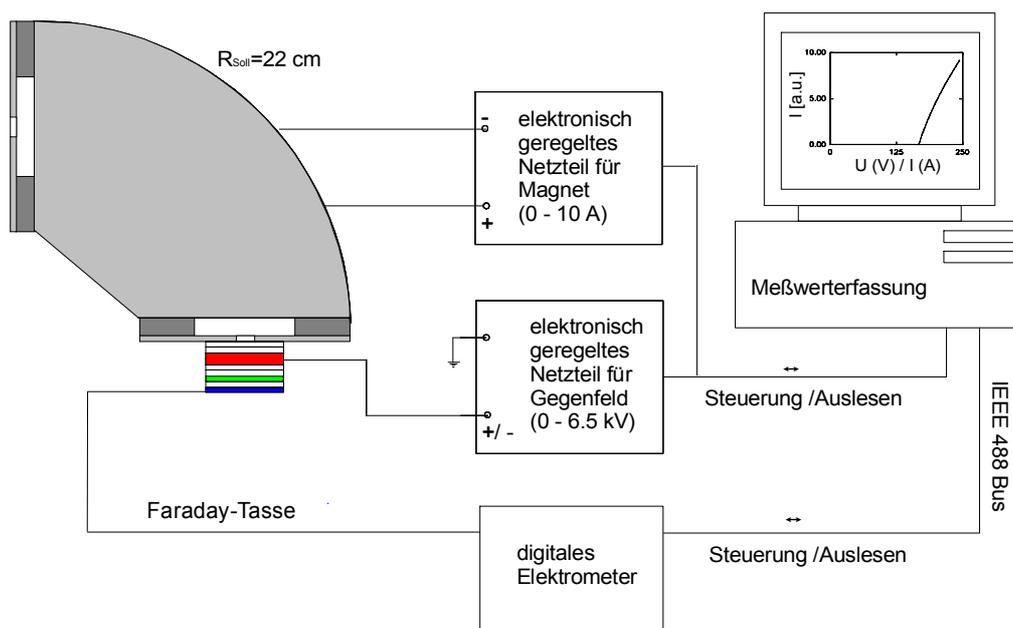


Abbildung 8.1-2: Aufbau für Strahlanalyse von Masse und Energie.

Durch den Vergleich der Ablenkung des positiven Ionenstrahls mit der Ablenkung des negativen Ionenstrahls durch die gleichen magnetischen Felder der Ionenquelle konnte man den negativen Ionenstrahl eindeutig identifizieren. Ein eventueller Elektronenstrahl hätte wegen der geringeren Masse eine 44 mal größere Ablenkung aufgezeigt. Eventuelle Fehlströme durch die auf dem Strahlweg entstehenden Sekundärelektronen geringerer Energie werden durch das Meßprinzip der benutzten Emittanzanlage unterdrückt. Im Zweifelsfall wurde somit bei Aussagen über den Strom der integrierte Strom der Emittanzmessung zugrunde gelegt. Die Emittanzanlage wurde danach aus dem Strahlengang gefahren und es erfolgte jeweils eine zusätzliche $E \times B$ – Analyse der positiven Sekundärionen und der negativen Ionen. In Abbildung 8.1-2 ist der Aufbau des $E \times B$ – Spektrometers schematisch dargestellt.

Um die notwendige Meßauflösung zu erreichen, mußte das Spektrometer vollständig durch einen PC geregelt werden. Hierzu wurden Programme zur Steuerung und Auswertung entwickelt. In Abbildung 8.1-3 wird das Auflösungsvermögen des Spektrometers demonstriert.

Messungen

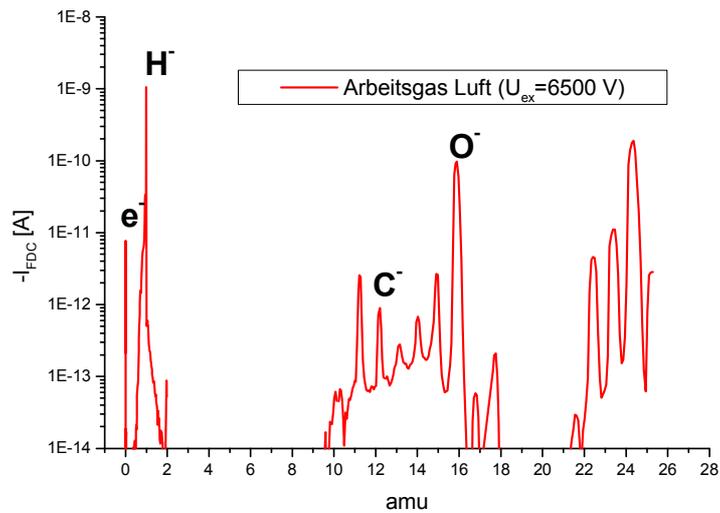


Abbildung 8.1-3: Spektrum der Ionenquelle mit dem Arbeitsgas Luft.

Benutzt man als Arbeitsgas Luft statt Wasserstoff, so kann man auch andere negative Ionensorten nachweisen, welche die Ionenquelle erzeugt. Durch Strahlwechselwirkungen mit dem Restgas kommt es aber auch zur Bildung von positiven und negativen Ionen, die nicht Geburtspotential haben und somit nicht eindeutig durch das magnetische Spektrum identifiziert werden können. In Abbildung 8.1-4 sind zwei Spektren mit dem Arbeitsgas Wasserstoff dargestellt. Sie unterscheiden sich durch die Polarität der Extraktionsspannung.

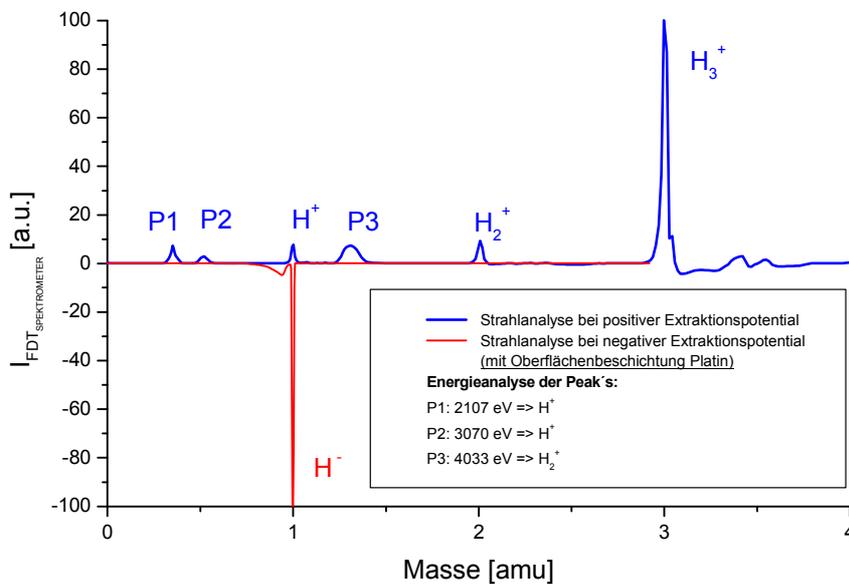


Abbildung 8.1-4: Strahlzusammensetzung des positiven und negativen Ionenstrahls.

Bei positiver Extraktionsspannung besteht der Strahl hauptsächlich aus H_3^+ , enthält aber auch geringe Mengen von H^+ und H_2^+ . Dieses Spektrum gibt die positiven Anteile der Zusammensetzung des Quellenplasmas wieder. Bei negativer Extraktionsspannung läßt sich nur H^- im Rahmen der Meßgenauigkeit nachweisen. Auffallend im positiven Spektrum sind die Peaks P1 bis P3, die sich bei Eichung des magnetischen Spektrometers auf Extraktionsenergie keiner Masse zuordnen lassen. Ihre jeweilige Energie muß durch eine zusätzliche Energiemessung ermittelt werden. Hierfür wird das magnetische Spektrometer auf den zu untersuchenden Peak eingestellt. Daraufhin wird schrittweise

Messungen

das Potential einer in der hinteren Faradaytasse integrierten Blende erhöht und die damit verbundene Strahlintensität aufgenommen. Abbildung 8.1-5 erläutert das angesprochene Meßverfahren.

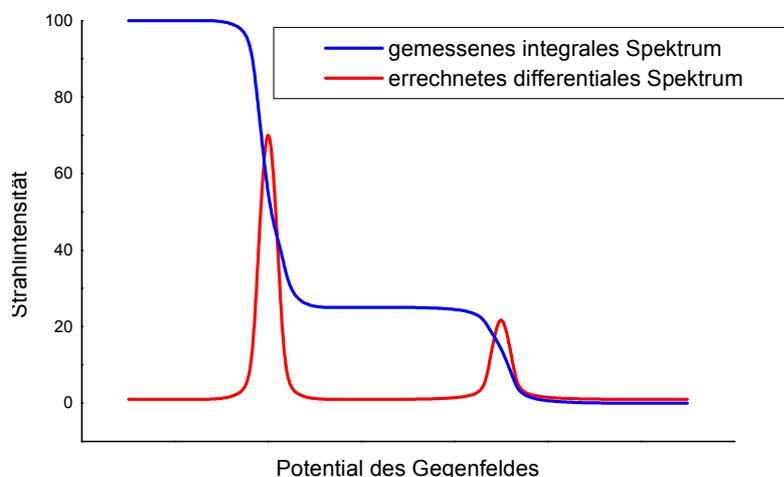


Abbildung 8.1-5: Analyseprinzip des Gegenfeldspektrometers.

Durch Differenzieren des so gewonnenen integralen Spektrums erhält man das Energiespektrum des Peaks. Die Energieauflösung hängt bei dieser Methode von der Schrittgröße der Erhöhung des Potentials ab, von der Geometrie der Blenden und vom verwendeten Netzgerät. Mit den so ermittelten Energien lassen sich dann die Massen den Peaks P1, P2 und P3 aus Abbildung 8.1-4 zuordnen.

Name	Energie [eV]	Ionensorte
P1	2100 ± 25	H^+
P2	3070 ± 25	H^+
P3	4030 ± 25	H_2^+

In diesem Fall können die unterschiedlichen Ionensorten P1 bis P3, schematisch in Abbildung 8.1-6 dargestellt, durch die Wechselwirkung des extrahierten Hauptstrahls aus H_3^+ (6 kV) mit dem in der Transportsektion vorhandenen Restgas H_2 erzeugt werden.

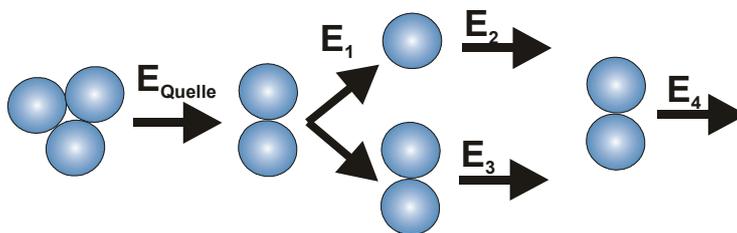


Abbildung 8.1-6: Wechselwirkung des Hauptstrahls mit dem Restgas. Unterschiedliche Energien bilden sich gemäß Impulserhaltungssatz.

Das wichtigste Instrument zur Strahlanalyse ist die Emittanzmeßanlage. Mit ihrer Hilfe werden im Allgemeinen die zweidimensionalen Phasenraumprojektionen (x - x' -Emittanz) und/oder Phasenraumsektionen (r - r' -Emittanz) des Ionenstrahls bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Konzepte findet sich z. B. in [64; 69; 70].

Im Zuge dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Emittanzmeßanlagen für die Messung von negativen Ionen modifiziert. Ein häufig benutzter Meßaufbau, welcher am Institut für Angewandte

Messungen

Physik zur Messung von Phasenraumprojektionen eingesetzt wird, ist die Schlitz - Gitter - Anlage. Eine schematische Darstellung des Meßprinzips zeigt Abbildung 8.1-7.

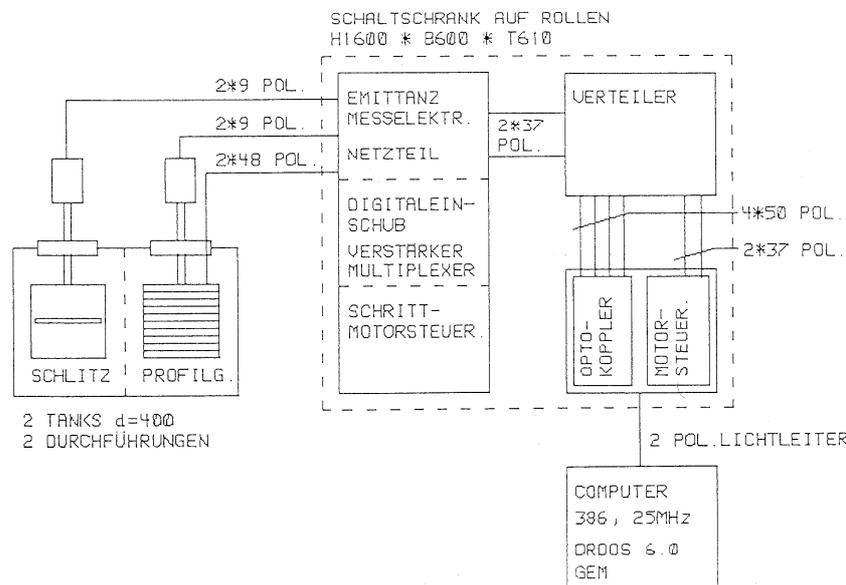


Abbildung 8.1-7: Prinzip einer Schlitz – Gitter – Emittanzmeßanlage.

Bei dem Schlitz - Gitter - Prinzip werden zur Bestimmung des x, x' - Emittanzdiagramms Meßschlitz und Meßgitter mit Hilfe von zwei Linearantrieben unabhängig voneinander in diskreten Schritten durch den Strahlengang bewegt. Für jede Schlitzposition wird die Stromverteilung auf dem Gitter gemessen und gespeichert. Nach Abschluß der Datenaufnahme erfolgt die Übertragung zu einem externen Rechner. Die gemessenen Verteilungen werden dann vom Auswerteprogramm als eine Projektion in den zweidimensionalen Unterraum behandelt und sowohl deren effektive Randemittanz als auch deren RMS-Emittanz berechnet und graphisch dargestellt. Der vom Schlitz abgeblendete Ionenstrahl wird auf den Meßdrähten des Emittanzgitters registriert. Die mit den Meßdrähten verbundenen Verstärker verarbeiten den Gesamtstrom, der sich aus den auf das Gitter treffenden Ionen und den in Folge herausgeschlagenen Sekundärelektronen zusammensetzt. Bei der Emittanzmessung von positiven Ionenstrahlen wird dadurch der Meßstrom erhöht. Im Gegensatz dazu führt im Fall von negativen Ionen die gleichzeitige Emission von Sekundärelektronen mit gleichsinniger Ladung zu einer Reduzierung des Meßstroms. Der Nettostrom kann somit bei negativen Ionen so gering werden, daß er in die Größenordnung des Verstärkerrauschens gerät. Für eine verlässliche Bestimmung des Ionenstroms ist daher in jedem Fall eine effektive Sekundärelektronenunterdrückung (SEU) erforderlich. Diese SEU darf den zu untersuchenden Strahl nicht beeinflussen. Ein weiterer Nachteil des Schlitz – Gitter - Prinzips ist, daß man Neutralteilchen nicht von Strahlionen unterscheiden kann. Gerade negative Ionen haben sehr hohe Transmissions- und Neutralisationsverluste. Die Schlitz – Gitter - Emittanzanlage des IAP wurde daher durch eine zusätzliche Blende zur SEU für das Meßgitter, einen Hochstromschlitz und einem darin integriertem Neutralteilchenfilter modifiziert. Das Verfahren, das sich bei meinen Untersuchungen für negative Ionen als ideal herausgestellt hat, ist die sogenannte elektrostatische Emittanzmeßanlage nach dem Allison Prinzip [71]. Das verwendete Meßverfahren ist schematisch in Abbildung 8.1-8 dargestellt. Ein erster Schlitz blendet analog zur Schlitz - Gitter - Messung einen schmalen Bandstrahl aus.

Messungen

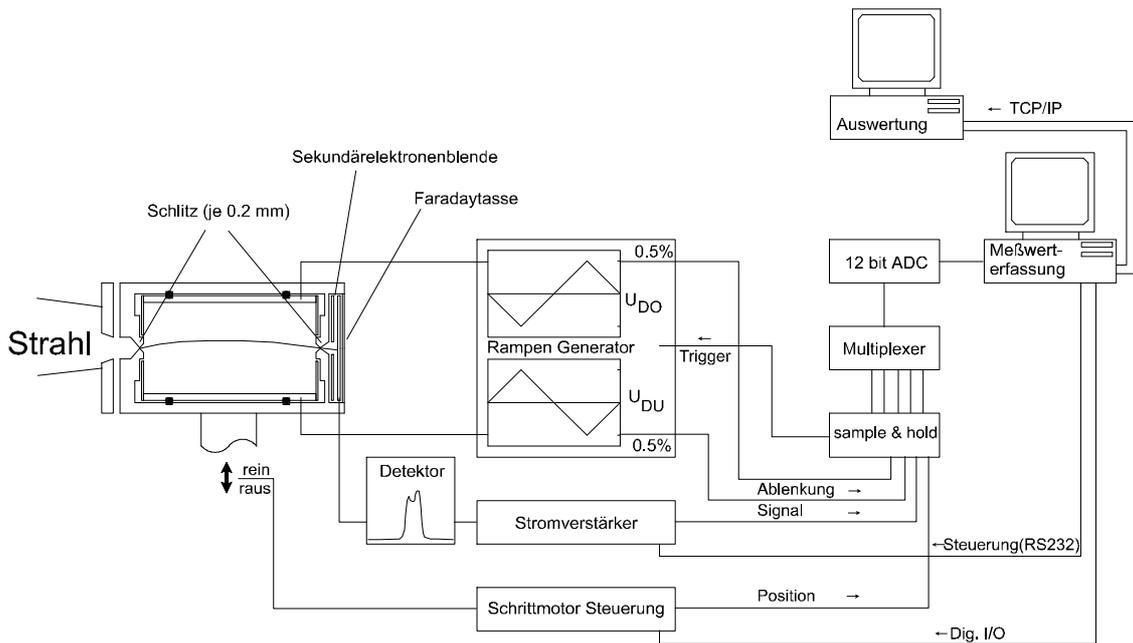


Abbildung 8.1-8: Schematische Darstellung der Emittanzmessung nach dem Allison Prinzip (elektrostatisch).

Dieser Bandstrahl wird im elektrischen Feld eines Plattenkondensators abgelenkt. Hinter einem zweiten Schlitze wird die durchgelassene Intensität als Funktion der Plattenspannung gemessen. Bei geeigneter Geometrie ist der Ablenkwinkel in guter Näherung linear von der Ablenkspannung abhängig [62; 72]. Die Meßwert-erfassung ist computergesteuert; eine A/D - Wandlerkarte (Meilhaus - DS 30) mißt die Ablenkspannung (0.5 % Ausgang) und den durch den schnellen Stromverstärker Stanford Research 570 vorverstärkten Detektorstrom. Dieser Meßkopf wird lediglich mit nur einer Vakuumdurchführung und einer Schrittmotorsteuerung an den Meßort gefahren. Das Programm zur Datenaufnahme sowie zur Auswertung wurde von P. Groß entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit für negative Ionen modifiziert. Die Geometrie der Anordnung erlaubt eine sehr effektive Unterdrückung von Sekundärelektronen und ist somit für die Messung von negativen Ionen zu bevorzugen. Zusätzliche Vorteile dieses Verfahrens sind eine hohe Auflösung bei kurzer Baulänge und großem Akzeptanzwinkel. Ausschließlich neutrale Teilchen ohne Winkel sind im Stande beide Schlitze zu durchlaufen. Deren Signal wird aber durch die integrierte Sekundärelektronenunterdrückung (SEU) verhindert. Bei Verzicht auf die SEU lassen sich die Neutralteilchen i. d. R. eindeutig im Emittanzbild von Strahlionen unterscheiden. Ein weiterer Vorteil dieser Anlage ist eine hohe Winkelauflösung bei gleichzeitig großem Meßbereich, wobei die Winkelauflösung durch die Zeitdauer für eine Spannungsmessung und die Frequenz der verwendeten Dreiecksfunktion bestimmt ist. Im vorliegenden Fall wird die Geschwindigkeit einer Einzelmessung durch die Bandbreite des Stromverstärkers, bei den vorgestellten Messungen ca. 20 kHz, bestimmt. Die Repetitionsfrequenz betrug bei den Messungen zwischen 1 - 20 Hz., die Schlitzbreite war 0.2 mm. Dies ergibt eine geometrische Winkelauflösung von < 2 mrad. Der maximale Ortsmeßbereich wird durch die Schlitzbreite bestimmt und beträgt 45 mm.

8.2 Quellenmessung

8.2.1 Steigerung der Ausbeute an negativen Ionen durch Platin

Nach der Theorie in Kap. 3.3 können H^- -Ionen im Plasma durch zwei Mechanismen, den Volumenprozeß und den Oberflächenprozeß, gebildet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nach einer Methode gesucht, die Ausbeute an negativen Ionen ohne die Verwendung von Cäsium oder anderen Alkalimetallen zu steigern. Hierfür wurde die von mir entwickelte Volumenquelle im Innenraum mit dem Edelmetallkatalysator Platin beschichtet. Es zeigte sich, daß sich die Plasmazusammensetzung und damit das Verhalten der Ionenquelle nach der Beschichtung stark veränderte. Während beim verwendeten Parametersatz in der Ionenquelle ohne Platin der atomare Wasserstoff überwiegt [73], dominiert nach der Beschichtung H_3^+ (s. Abbildung 8.1-4). Bei Protonenquellen ist es das Ziel, ein Wasserstoffplasma mit einem hohen Anteil an Protonen ($>90\%$) zu generieren. Untersuchungen an dieser Art von Quellen zeigen, daß schon geringe Änderungen der Elektronenenergie innerhalb des Plasmas die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Protonen um mehrere Zehnerpotenzen ansteigen lassen und die von H_3^+ drastisch fallen. Dies führt bei Erhöhung der Quellenparameter Bogenleistung, Filterfeld und Plasmadichte (Solenoid) sehr schnell zu einer Dominanz des Protonenanteils [74; 75]. Gerade dieser Effekt ist bei den Messungen mit der platinbeschichteten Quelle nicht zu beobachten. Trotz steigender Bogenleistung bleibt der H_3^+ -Anteil dominant. Dies ist ein Hinweis darauf, daß das H_3^+ nicht über einen Volumenprozeß generiert wird [76; 77], sondern hauptsächlich durch eine Oberflächenreaktion des Wasserstoffes mit dem Edelmetallkatalysator Platin. Abbildung 8.2-1 zeigt den Einfluß der Bogenspannung und des Filterfeldes auf die Strahlzusammensetzung.

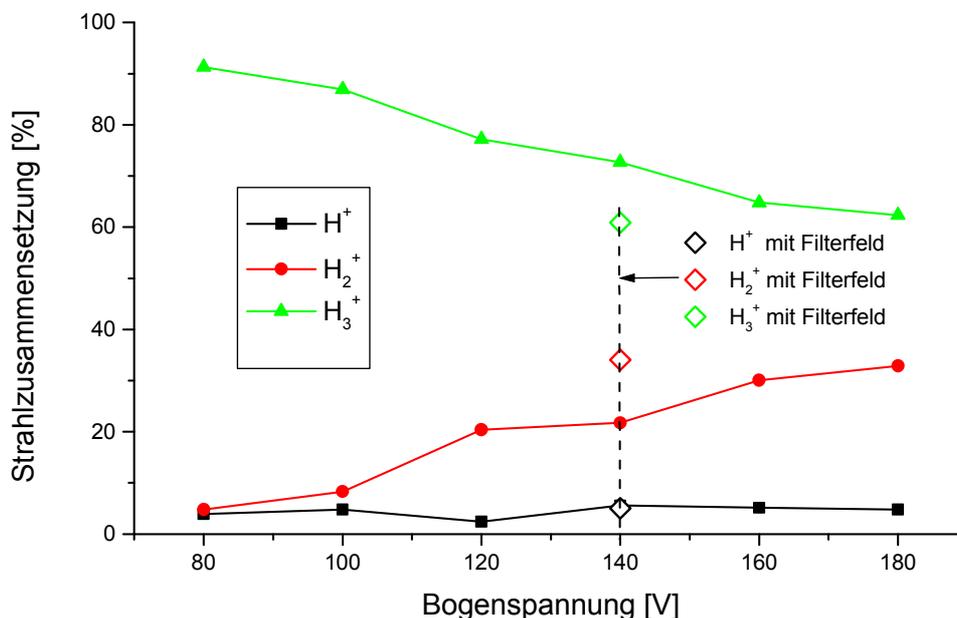


Abbildung 8.2-1: Ionenteil im Wasserstoffplasma als Funktion der Bogenspannung.

Man sieht, daß bei einer Bogenspannung von 80 V über 90 % H_3^+ im Plasma vorliegen. Mit zunehmender Bogenspannung reduziert sich der H_3^+ -Anteil zugunsten des H_2 -Anteils. Den gleichen Effekt hat auch das Filterfeld. Mit Erhöhung des Filterfeldes um 3.5 mT wird der H_2 -Anteil erhöht (+15%) und der H_3^+ -Anteil erniedrigt (-15 %). Unverändert konstant bleibt in beiden Fällen hierbei der geringe Anteil an atomarem Wasserstoff. In Abbildung 8.2-2 sieht man die Abhängigkeit der Plasmazusammensetzung vom Solenoidfeld der Quelle. Mit zunehmender Feldstärke steigt, im Gegensatz zu unbeschichteten Quellen mit Wasserstoff, der H_3^+ -Anteil auf über 90% (für $B_z = 16.5$

Messungen

mT und $V = 180$ V). Wie man sieht, kann man diesen hohen Anteil an H_3^+ auch früher durch eine Reduzierung der Bogenspannung auf 140 V erreichen. Die molekularen Anteile dominieren, während der Anteil an atomarem Wasserstoff sehr gering bleibt.

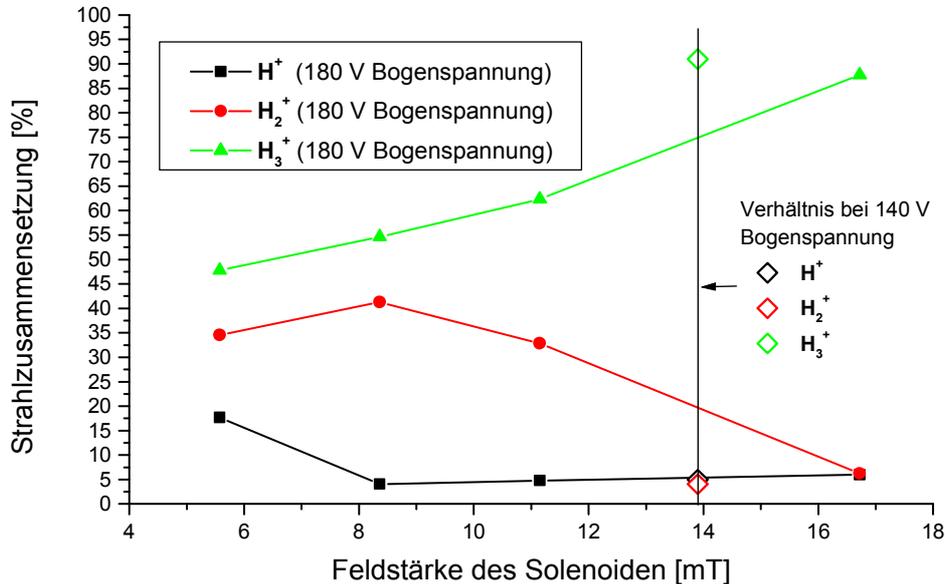


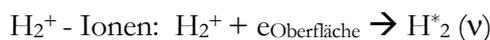
Abbildung 8.2-2: Ionenanteil im Wasserstoffplasma als Funktion der Feldstärke des Kammer-solenoid.

Analysiert man die Wirkungsquerschnitte für die Generierung von Protonen, so sieht man, daß ausschließlich langsame Elektronen für die Erzeugung von Protonen von Bedeutung sind (< 20 eV). Eine Reduktion der mittleren Energie der Elektronen wird hervorgerufen durch Erhöhung der Plasmadichte, z. B. durch Erhöhung der Bogenspannung, mit Hilfe des einschließenden Solenoidfeldes oder der Verwendung eines Filterfeldes. Das heißt, daß alle hier aufgezeigten Parameter in einer unbeschichteten Quelle zu einer Steigerung des Protonenanteils führen würden. In der beschichteten Quelle setzt sich aber das Quellenplasma hauptsächlich aus H_3 und H_2 zusammen, während der Protonenanteil kaum beeinflusst wird. Theoretische Untersuchungen von J.R. Hiskes [78] haben gezeigt, dass, sobald das Plasma der Quelle hauptsächlich aus H_3^+ Ionen besteht, dies über die Reaktion



zu einer höheren H^- - Produktion führen muß. Dies läßt sich aber in normalen Volumenquellen durch die aufgeführten Gründe nicht realisieren. Wie aufgezeigt, hat man eine generell andere Zusammensetzung und ein anderes Verhalten des Plasmas bei einer Platinbeschichtung. Durch den hohen molekularen Anteil von Wasserstoff erhöht man die Produktion an negativen Ionen ohne die Verwendung von Cäsium aus mehreren Gründen.

Man erhöht als erstes den $H_2^*(v)$ - Anteil im Plasma durch

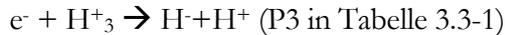
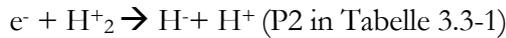


und steigert so den ersten Produktionspfad für negative Ionen:



Messungen

Da gerade bei niedriger Bogenspannung 10 mal mehr H_3 vorhanden ist als normal, steigt auch die Ausbeute über die Produktionspfade P2 und P3 (H_2 und H_3) stark an.



Die Ausbeute für diese Prozesse ist im mittleren Energiebereich der Elektronen (3-10 eV) maximal. Gerade in diesem Energiebereich wirken sich aber die gängigsten Verlustmechanismen minimal aus. Der entstehende atomare Wasserstoff wird kontinuierlich vom Platin absorbiert und in molekularen Wasserstoff umgewandelt. So werden zusätzlich die Vernichtungsprozesse 7, 9 und 12 in Tabelle 3.3-1 reduziert. Wegen der generell geringen Energieunterschiede der Optima der Elektronengeschwindigkeit der einzelnen Produktionsprozesse muß das Geschwindigkeitsprofil der Elektronen in der Quelle nicht so extrem ausfallen wie bei dem konventionellen Verfahren. Man kann deshalb das Filterfeld reduzieren, was sich wiederum positiv auf die Generierung und die Optik der negativen Ionen auswirkt. Alle aufgezählten Faktoren führen dazu, daß die beschichtete Ionenquelle schon bei moderaten Leistungen Ströme im mA - Bereich erzeugt. Der maximale erreichte Strahlstrom betrug 2.15 mA mit einem e^-/H^- - Verhältnis α von 3. Die Stromdichte bei der verwendeten Extraktionsöffnung von 1.5 mm entspricht somit einem Wert von 30.4 mA/cm² und ist so besser als bei normalen Filamentquellen ohne Cäsium (~ 20 mA/cm², e^-/H^- -Verhältnis $\alpha \gg 20$). Der Effekt des Platins war über zwei Jahre Experimentalzeit stabil und konstant. Somit war auch die notwendige thermale und mechanische Stabilität dieses Verfahrens ausreichend. Die Benutzung des Edelmetallkatalysators Platin zur Manipulation der Produktionszweige von negativen Ionen innerhalb des Quellenplasmas ist eine gute Alternative zu Cäsium. Der Einsatz von Edelmetallkatalysatoren bei der Erzeugung von Ionen stellt eine neue Möglichkeit der Quellenoptimierung dar.

8.2.2 Messung des Quellenrauschens

Die Plasmadichte einer Ionenquelle variiert im laufenden Betrieb. Somit unterliegt der mit der Plasmadichte verbundene extrahierte Strom zeitlichen Schwankungen. Diese Strahlstromfluktuationen bezeichnet man als „Quellenrauschen“. Vor allem im Fokus der Niederenergietransportsektion, d.h. bei sehr kleinem Strahldurchmesser, kann dieses Rauschen bei perveanzdominierten Ionenstrahlen zu einer schwerwiegenden Änderung der Emittanz führen (Kap.7.3). Wegen der im allgemeinen langen Zeitdauer der Emittanzmessung gegenüber diesem Quellenrauschen werden Emittanzen unterschiedlicher Raumladungskräfte überlagert. Das führt zu einem scheinbaren Anwachsen der Emittanz [17]. Um diese Strahlstromschwankungen zu messen und deren Einfluß auf die Untersuchungen abzuschätzen, wurde mit Hilfe der ersten Faradaytasse und einem 500 MHz Oszilloskop das Rauschen der Ionenquelle ermittelt. In Abbildung 8.2-3 sieht man den normierten Strom der Faradaytasse als Funktion der Zeit und das Grundrauschen des Meßaufbaus. Die Ionenquelle wurde normalerweise während der Untersuchungen zwischen 20 V und 80 V Bogenspannung betrieben. Um die Strahlstromfluktuationen zu bestimmen, wurden zwei unterschiedliche, stabile Operationsmodi der Ionenquelle untersucht. Plasmamode I bei einer Bogenspannung von 80 V hatte bei dieser Untersuchung die negative Ionenausbeute von 1.6 mA mit einem e^-/H^- - Verhältnis mit ~ 4 . Plasmamode II, bei einer Bogenspannung von ~ 25 V, erreicht eine um den Faktor 3.3 kleinere negative Ionenausbeute von 0.48 mit einem Verhältnis α von 16. Die maximale Abweichung vom Strahlstrommittel betrug bei Plasmamode I 0.31 % und bei Plasmamode II 0.713 %. In Abbildung 8.2-4 ist das durch eine Fourieranalyse ermittelte Frequenzspektrum der Strahlstromfluktuationen dargestellt. Nach Zündung des Plasmas ist eine deutliche Erhöhung der Rauschanteile zwischen 0 - 200 kHz sichtbar.

Messungen

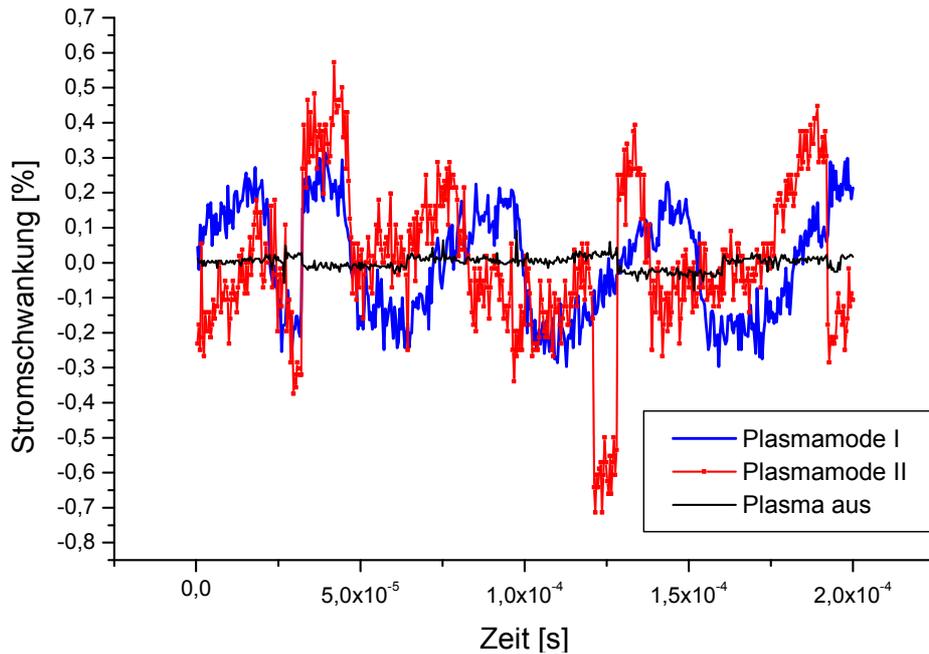


Abbildung 8.2-3: Normierte Strahlstromfluktuationen zweier Operationsmodi der Ionenquelle und Grundrauschen.

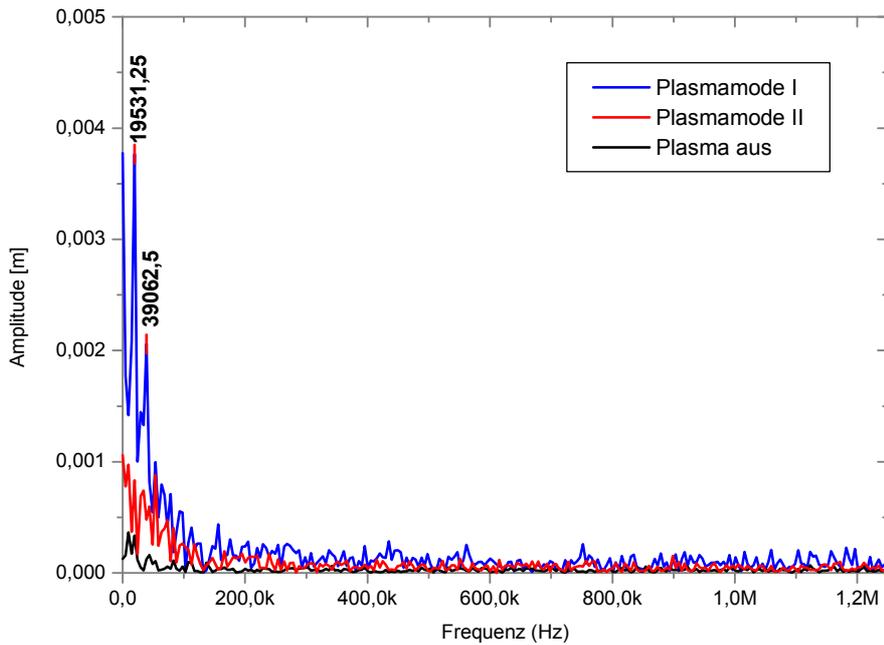


Abbildung 8.2-4: Spektren der Strahlstromfluktuationen aus Fourieranalyse der Funktion $I(t)$ gewonnen.

Auffallend sind zwei dominante Peaks bei 19531 Hz und 39062.5 Hz im Plasmamode I. Hierbei kann es sich nicht um die Langmuir – Plasmafrequenzen handeln. Sie ergeben sich nach

$$v_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{pe^2}{\epsilon_0 mkT}}$$

Gl. 8-1

Messungen

Hierbei ist n die Teilchenanzahldichte und m die Masse. Bei dem vorliegenden maximalen Arbeitsdruck der Ionenquelle von $p = 0.0375$ hPa errechnen sich die eventuell möglichen Plasmafrequenzen freier Teilchen für Elektronen (364 MHz), Wasserstoff (8.49 MHz), H^+_2 (6.01 MHz) und H^+_3 (4.9 MHz). Der Erzeugungsmechanismus der beiden dominanten Plasmafrequenzen in Plasmamode I ist noch nicht abschließend geklärt. Bekannt aus der Literatur sind ähnliche Plasmaschwingungen aber bei deutlich geringeren Arbeitsdrücken von 10^{-4} hPa. Hierbei werden Plasmaschwingungen zwischen 400 Hz und 70 kHz gemessen. Der dabei festgestellte Zusammenhang zwischen sich einstellender Frequenz und Plasmabedingungen wurde hierbei beschrieben mit:

$$\nu \approx \frac{\sqrt{n_e n_0}}{2\pi} \langle \sigma v \rangle_{ne}$$

Gl. 8-2

Es besteht auch die Möglichkeit, daß hier die Messungen über die elektrische Hausversorgung durch einen externen Schwingkreis mit ca. 20 kHz gestört wurden. Die Ergebnisse zeigen aber, daß der Einfluß der Strahlstromfluktuationen auf die Ergebnisse der folgenden Untersuchungen als äußerst gering einzustufen ist.

8.2.3 Messung des Plasmawandpotentials/Energiefluktuation der Quelle

Wird ein Plasma durch eine leitende Wand begrenzt, so entsteht dort ein Verlust von Ladungsträgern. Wegen des großen Masseunterschiedes und damit großer Geschwindigkeitsdifferenz werden hauptsächlich Elektronen absorbiert. Um die Quasineutralität zu wahren, lädt sich das Plasma soweit positiv gegenüber der Wand auf, bis die Verluststromdichten von Elektronen und positiven Ionen gleich sind. Dieses Potential nennt man Plasmawandpotential. Es gibt in der Literatur sehr einfache Formeln, worin man die Größe dieses Potentials nur durch die Massen und die zugehörigen Temperaturen der Plasmakomponenten abschätzt. Doch bei dem Einsatz dieser Formeln, z.B. bei Ionenquellen, die mit Magnetfeldern zum Plasmaeinschluß ausgestattet sind, führt dies zu eklatanten Fehlinterpretationen [79]. Das reale Plasmawandpotential ist nicht allein eine Funktion aus den Geschwindigkeiten der unterschiedlichen Komponenten des Plasmas (e^- , Neutrale, H_2 , H_3 ...), sondern wird auch beeinflusst durch Größen wie z. B. Arbeitsdruck, Art der Ionisation, Plasmakammergröße und Art und Größe des magnetischen Einschlusses.

Wenn die Plasmaelektrode leitend mit der Plasmakammer verbunden ist, so führt das Plasmawandpotential zu einer Energieunschärfe des extrahierten Ionenstrahles in longitudinaler Richtung. Weitere zusätzliche Faktoren, welche die longitudinale Energie beeinflussen, sind Spannungsschwankungen der Extraktionsnetzteile, Wechselwirkung mit dem Restgas während des Transportes und eine Plasmatemperaturkomponente der Ionen in Strahlrichtung. Um das Plasmawandpotential messen zu können, wurde die Energiebreite der gemessenen $E \times B$ - Spektren näher untersucht. Bei den Spektren der positiven Ionen kommt es zu starker Wechselwirkung mit dem Restgas. Dies führt zu einer zusätzlichen, schlecht abzuschätzenden Energieverschmierung. Im Gegensatz dazu kommt es bei negativen Ionen hauptsächlich zum Totalverlust dieser Ionen, so daß man eine Beeinflussung der Energie durch den Transport zum Spektrometer ausschließen kann. Da nur sehr achsennahe Strahlen durch die lange Drift und die beiden Blenden des Spektrometers mit dieser Meßmethode erfaßt werden, können Einflüsse des Extraktionssystems oder Strahlstromfluktuationen vernachlässigt werden. Schwankungen der Spannung des Extraktionsnetzteils kann aber während der Messung, analog zum vorigen Kapitel, zu einer Verbreiterung der Peaks führen, sind aber laut Hersteller einige Größenordnungen kleiner als die Meßgröße. Einen deutlich größeren Einfluß hat der Ausgangsschlitz d des magnetischen Spektrometers. Er bestimmt die Energiedifferenz, die beim senkrechten Einfall am Eingang des Spektrometers zu einer natürlichen Energiebreite des Strahls führen:

Messungen

$$r_0 \pm \frac{d}{2} = \frac{\sqrt{2E_0 \pm E_d}}{qB} * \sqrt{m} \Rightarrow$$

$$\pm E_d = \pm \frac{d(4r_0 + d)}{2r_0^2} * E_0$$

Gl. 8-3

Hierbei ist r_0 Sollbahnradius und d die Schlitzbreite. Dies führt in Folge, mit analogem Ansatz, zu einer Verbreiterung der nachgewiesenen Massenpeaks :

$$\pm m_d = \pm \frac{d(d + 4r_0)}{4r_0^2} * m_0$$

Gl. 8-4

Nach Berücksichtigung dieses Zusammenhanges erhält man durch Bestimmung der Halbwertsbreite der Massenpeaks der Ionen eine obere Grenze für das Plasmawandpotential. In Abbildung 8.2-5 ist die Halbwertsbreite der Peaks der negativen Ionen als Funktion der Bogenspannung abgebildet.

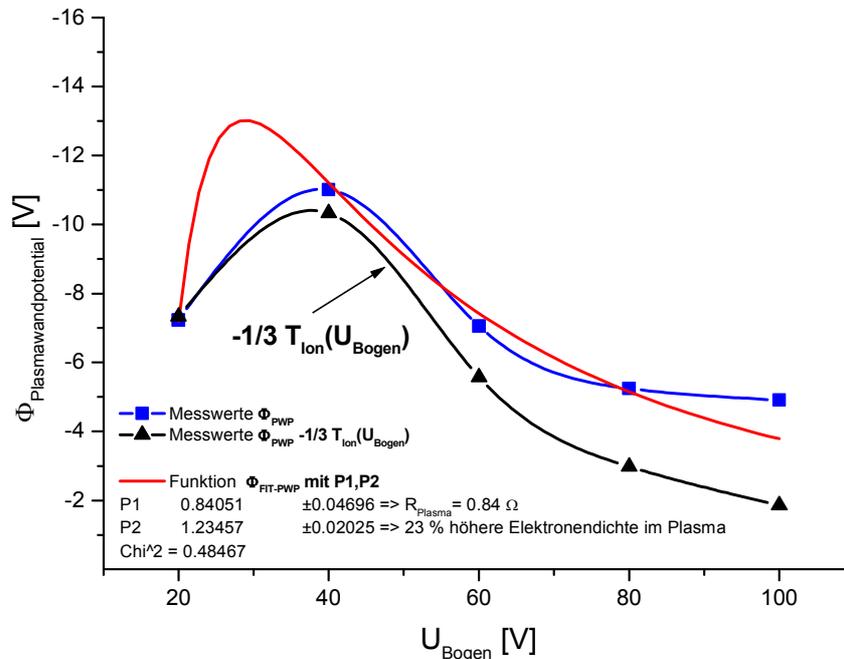


Abbildung 8.2-5: Plasmawandpotential als Funktion der Bogenspannung.

Während der Messungen wurden alle anderen Parameter der Ionenquelle konstant gehalten. Die gemessenen Werte liegen zwischen -4.9 V bis -11 V. Dies entspricht bei der Extraktionsenergie von -6500 V einer Energieunschärfe von 0.08 % bis 0.16 % in Strahlrichtung. Zusätzlich wurde die Funktion aufgeführt, die sich ergibt, wenn man den in Kap. 8.3 gefundenen Einfluß der Iontemperatur abzieht. Ein grundsätzliches Problem bei den gängigen Formeln zur Berechnung des Plasmapotentials ist, daß weder die Plasmazusammensetzung, eingespeiste Leistung noch die vorhandenen Magnetfelder in diese mit einfließen. Rein spekulativ kann man die Formel entwickeln:

Messungen

$$\Phi_{\text{PWP}}(U_{\text{Bogen}}) \approx \underbrace{-\frac{kc}{e} * T_e(U_{\text{Bogen}}, R_{\text{Plasma}})}_{\text{Temperatur}} * \underbrace{\ln(U_{\text{Bogen}} \frac{\pi \sqrt{m_e}}{n_e} \sum_K \frac{q_K n_{\text{IK}}}{\sqrt{m_{\text{IK}}}})}_{\text{Plasma}}$$

Gl. 8-5

Mit den aus dem vorigen Kapitel gefundenen durchschnittlichen Plasmazusammensetzungen der positiven Ionen folgt daraus eine Fitfunktion für die Meßergebnisse:

$$\Phi_{\text{FIT-PWP}} = -\frac{kc}{e} * \underbrace{R_{\text{Plasma}}}_{P1} \frac{1}{U_{\text{Bogen}}^2} * \ln(\pi \sqrt{m_e} U_{\text{Bogen}} \frac{\underbrace{n_{\text{Ionendichte}}}_{P2}}{n_{\text{Elektronendichte}}} * (\frac{0,7}{\sqrt{3m_p}} + \frac{0,25}{\sqrt{2m_p}} + \frac{0,05}{\sqrt{m_p}}))$$

mit $T_e \propto \frac{1}{U_{\text{Bogen}}}$ und der Plasmazusammensetzung 70% H_3^+ , 25% H_2^+ , 5% H^+

Gl. 8-6

In Abbildung 8.2-5 ist die so gewonnene Fitfunktion abgebildet. Die beiden Fitparameter ergaben sich mit $P1=0,84$ und dem $P2$ von $1,23$. Unter den gemachten geringen Annahmen und unter Vernachlässigung der Magnetfelder ist dies eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten. Der Parameter $P2$ beschreibt das Verhältnis der Teilchendichten im Plasma und besagt, daß 23 % mehr Elektronen im Plasma sind als Ionen. Das ist physikalisch sinnvoll. Der höhere Anteil der Elektronen bei der „Quasineutralität des Plasmas“ ist aller Wahrscheinlichkeit nach auf den Einfluß der Kathodenelektronen zurückzuführen. Parameter $P1$ hat mit $0,84$ Ohm einen realen Wert für den vorliegenden Plasmawiderstand. Hervorzuheben ist, daß sich bei der gefundenen Funktion die Bogenspannung zur Elektronentemperatur verhält wie:

$$T_{\text{Elektronen}} \propto \frac{1}{U_{\text{Bogen}}}$$

Gl. 8-7

Das gefundene Verhalten des Plasmawandpotentials ist sehr ungewöhnlich. Es stellt sich die Frage, ob es sich wirklich um das Plasmawandpotential handelt oder eine andere Funktion das im Strahl von negativen Ionen nachgewiesene Potential erzeugt (Kap. 8.6.8). Zusätzliche Faktoren beeinflussen entscheidend dieses Strahlplasmapotential. Hierzu wurde eine Untersuchung in Abhängigkeit des resultierenden magnetischen Feldes an der Extraktionsöffnung durchgeführt. Das gemessene Strahlplasmapotential als Funktion des Magnetfeldes an der Extraktionsöffnung ist in Abbildung 8.2-6 dargestellt. Im Ausgleichsmodus des Dipolsystems hat das Potential ungewöhnlich hohe Werte und reduziert sich exponentiell mit zunehmendem Feld an der Extraktionsöffnung. Bei den gemessenen Werten kann es sich nicht allein um das Plasmawandpotential handeln. Da der gesamte Plasmagenerator einschließlich Extraktionsblende leitend miteinander verbunden waren, hätte eine Reduzierung des Magnetfeldes ausschließlich an der Plasmaelektrode im Verhältnis nicht so einen großen Einfluß haben dürfen.

Messungen

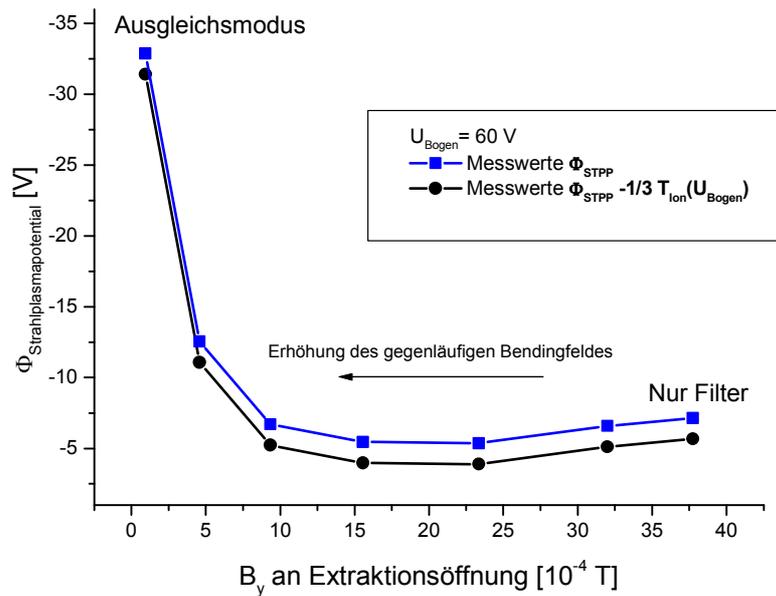


Abbildung 8.2-6: Strahlplasmapotential als Funktion des Magnetfeldes an der Extraktionsöffnung.

Dieses bisher unbekannte Strahlplasmapotential spielt bei der Extraktion von negativen Ionen, wie man in Kap. 8.6 sieht, eine entscheidende Rolle.

Führt man beide gefundenen Extreme zusammen, das heißt 0 Gauß an der Extraktionsöffnung, verknüpft mit der Bogenspannung am Sattelpunkt von 40 V, so führt das in Folge zur Bildung eines reproduzierbaren Doppelpeaks (Abbildung 8.2-7) der negativen Ionen im magnetischen Spektrum.

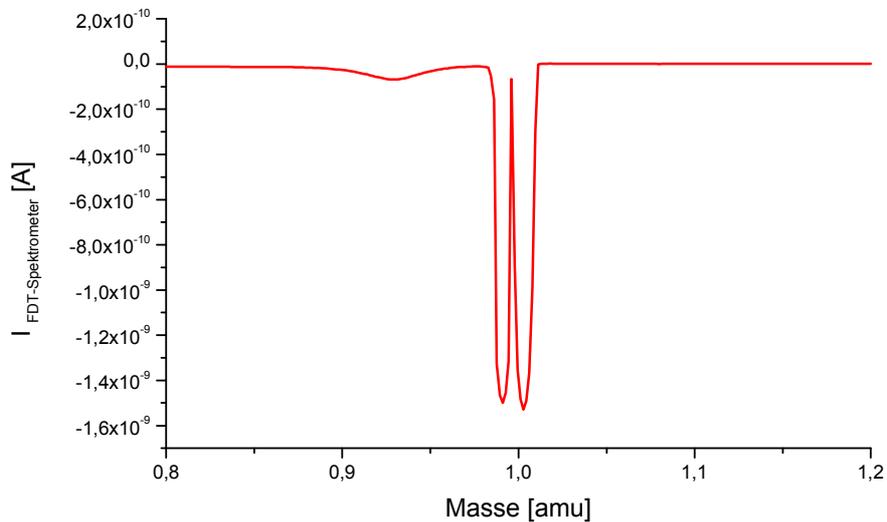


Abbildung 8.2-7: Magnetisches Spektrum der negativen Ionen bei $U_{Bogen}=40\text{ V}$ und Ausgleichsmodus des Dipolsystems.

Hervorgerufen wird dieser Doppelpenk allein durch geringe Schwankungen der Plasmaparameter am Sattelpunkt aus Abbildung 8.2-5.

8.3 Optische Spektrometeruntersuchung des Plasmas

Die kleinste erreichbare Emittanz errechnet sich aus dem Produkt des Extraktionsradius und ϵ_{therm} . Hierbei ist ϵ_{therm} die Emittanz, die durch die sogenannte Plasmatemperatur des Generators vorgegeben ist (Gl. 4-3, Gl. 4-4). Iontemperaturen von Plasmen können mit verschiedenen Methoden untersucht werden [80]. Jede hat ihre Vorteile und Nachteile [81]. Mit Langmuir - Proben kann man fast die kompletten Informationen der Elektronen bei moderaten Plasmatemperaturen und Plasmadichten analysieren, bekommt aber nur partielle Informationen über die Ionen. Ionenoptische E x B - Analysen sind hauptsächlich, wie im vorigen Kapitel gezeigt, dominiert durch das Plasmawandpotential und so ist eine eindeutige Bestimmung der longitudinalen Komponente der Iontemperatur schwierig [82; 83]. Die Temperatur, die man aus Emittanzmessungen abschätzen kann, setzt sich zusammen aus der Aberration des Extraktors und der Iontemperatur. Auch bei dieser Methode ist eine direkte Zuordnung nicht möglich. Eine Meßmethode, mit der man die Iontemperatur direkt messen kann, ist aus der Astronomie bekannt [84]. Wenn die Ionen sich im Plasma im thermischen Gleichgewicht befinden, kann die Iontemperatur durch die halbe Dopplerverbreiterung der optischen Emissionslinie λ des Ions berechnet werden mit [85]:

$$\Delta\lambda_{1/2}^D = (7.16 \cdot 10^{-7}) \cdot \lambda \cdot \sqrt{\frac{T}{M}}$$

Gl. 8-8

mit der Temperatur T in Kelvin und der Masse M in amu.

Es stellte sich die Frage, ob diese Art der Untersuchung sich auch auf unsere Laborplasmen anwenden läßt. Hierbei muß eine Emissionslinie eines Atoms des Plasmas eindeutig identifiziert werden und sich deutlich von dem kontinuierlichen Emissionsspektrum der Kathode der Ionenquelle abheben.

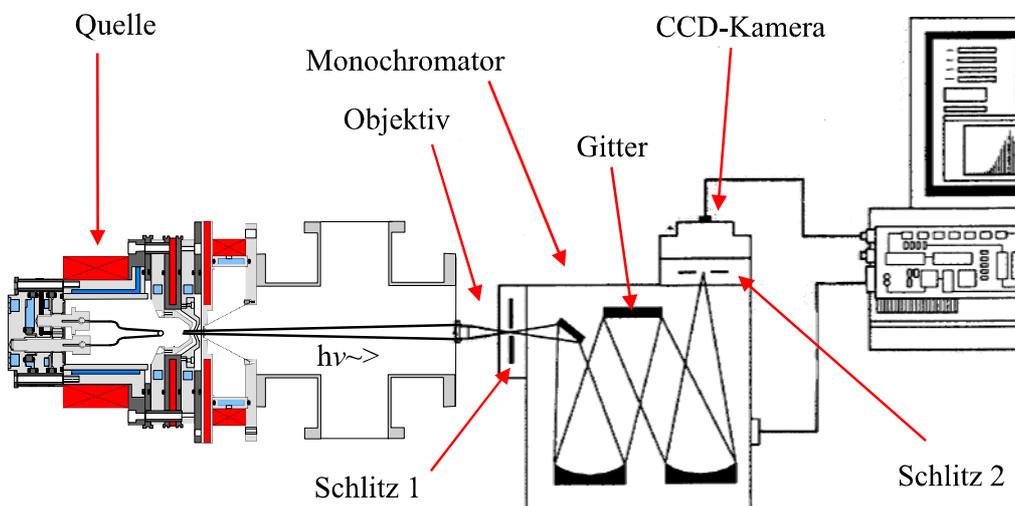


Abbildung 8.3-1: Schematischer Aufbau des optischen Spektrometers zur Untersuchung des Quellenplasmas.

In Abbildung 8.3-1 ist der Versuchsaufbau zur Untersuchung des Emissionsspektrums der Ionenquelle schematisch dargestellt. Das aus dem Extraktionsloch emittierte Licht wird durch ein Vakuumfenster des Quellenteststandes durch ein Objektiv auf das optische Spektrometer SpectraPro-300i der Firma Acton Research Corporation abgebildet.

Messungen

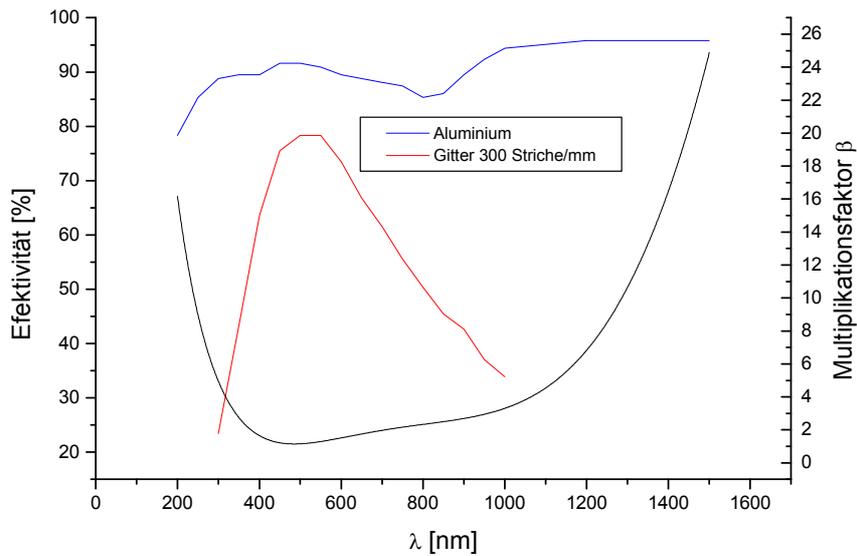


Abbildung 8.3-2: Effektivität der Hohlspiegel und des Gitters in Abhängigkeit der Wellenlänge und die zugehörige Intensitätseichkurve des CCD - Spektrometers.

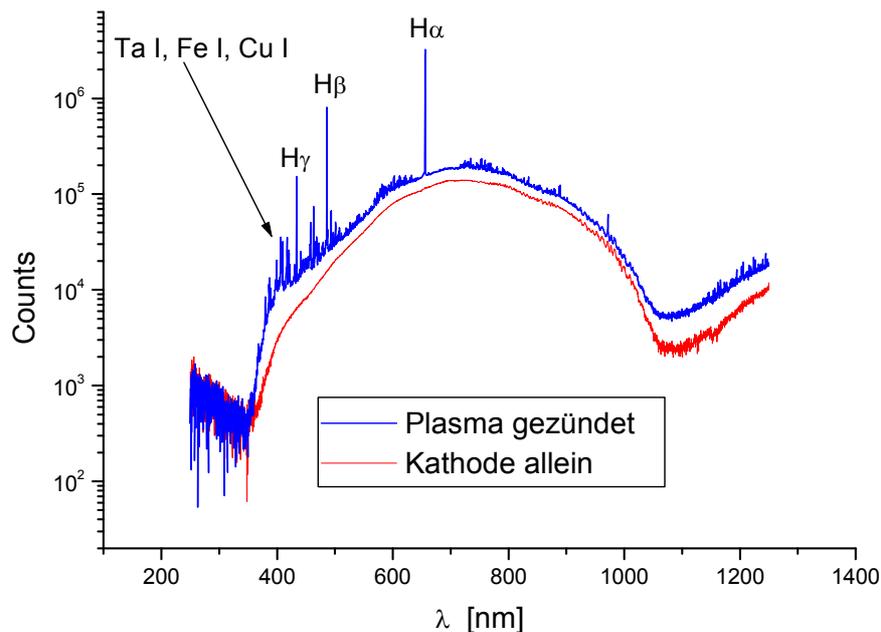


Abbildung 8.3-3: Intensität des emittierten Lichts der Ionenquelle als Funktion der Wellenlänge.

Die Erfassung und Auswertung erfolgt über die sonst für die zerstörungsfreie Ionenstrahlanalyse eingesetzte CCD - Kamera und Meßelektronik. Während der Messungen wurden die im Institut vorhandenen 100 Strich- und 300 Strich- Gitter des optischen Spektrometers verwendet. Mit ihnen wurde das Emissionsspektrum des Plasmas im sichtbaren Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 1100 nm untersucht. Ein komplettes Spektrum setzt sich hierbei aus einer vom Gitter abhängigen Anzahl einzelner Messungen zusammen. Die Rohdaten der jeweiligen Messungen lagen in der Form von Counts per Pixel vor. Die Spektralaufösung des Aufbaus wurde mit Hilfe des bekannten Spektrums einer Quecksilberdampfampe gitterabhängig geeicht. Die gemessenen Intensitäten wurden mit Hilfe von Herstellerdaten korrigiert. In Abbildung 8.3-2 sieht man die

Messungen

Effektivität zweier im Strahlengang benutzter Elemente in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Aus allen im Strahlengang verwendeten Effektivitätsdaten kann man den Eichfaktor β zur Intensitätseichung des verwendeten Aufbaus errechnen. Auf alle weiteren Einflüsse und Faktoren, die bei der CCD - Spektroskopie eine Rolle spielen, soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden; ich verweise auf die dementsprechende Fachliteratur. Zur Auswertung, Eichung und Darstellung der Rohdaten wurden Computerprogramme entwickelt. In Abbildung 8.3-3 ist ein so ermitteltes Spektrum zu sehen. Rot dargestellt ist das kontinuierliche Emissionsspektrum der Glühkathode. Nach Zündung des Plasmas bei einer Bogenleistung von 355 W (80 V, 4.44 A) bilden sich auf dem Kathodenspektrum mehrer Dutzend Peaks aus (blau). Die Peaks mit den drei höchsten Intensitäten sind $H\alpha$, $H\beta$ und $H\gamma$ der Balmer Serie des Wasserstoffs.

Linie	Gemessene Wellenlänge [nm]	Theoretische Wellenlänge [nm]
$H\alpha$	655.9	656.282
$H\beta$	486.1	486.133
$H\gamma$	433.7	434.047

Tabelle 8.3-1: Ermittelte Wasserstofflinien im Vergleich zu ihrem Literaturwert. Die maximalen Abweichung zum Literaturwert sind ~ 0.3 nm.

Die meisten restlichen Peaks lassen sich eindeutig identifizieren und werden durch die verwendeten Baumaterialien der Quelle erzeugt, deren Ionen durch Sputtereffekte im Plasma vorliegen (Abbildung 8.3-4). Der Hub des Plasmaspektrums gegenüber der alleinigen Kathodenemission ist auf die Opazität des Plasmas zurückzuführen.

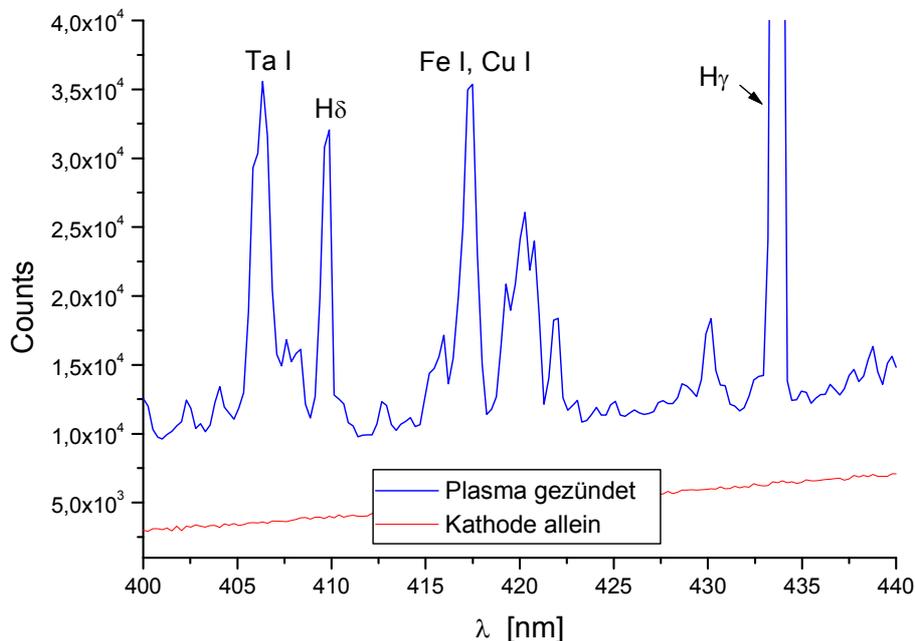


Abbildung 8.3-4: Ausschnittsvergrößerung von Abbildung 8.3-3 des Wellenlängenbereichs 400-440 nm.

Messungen

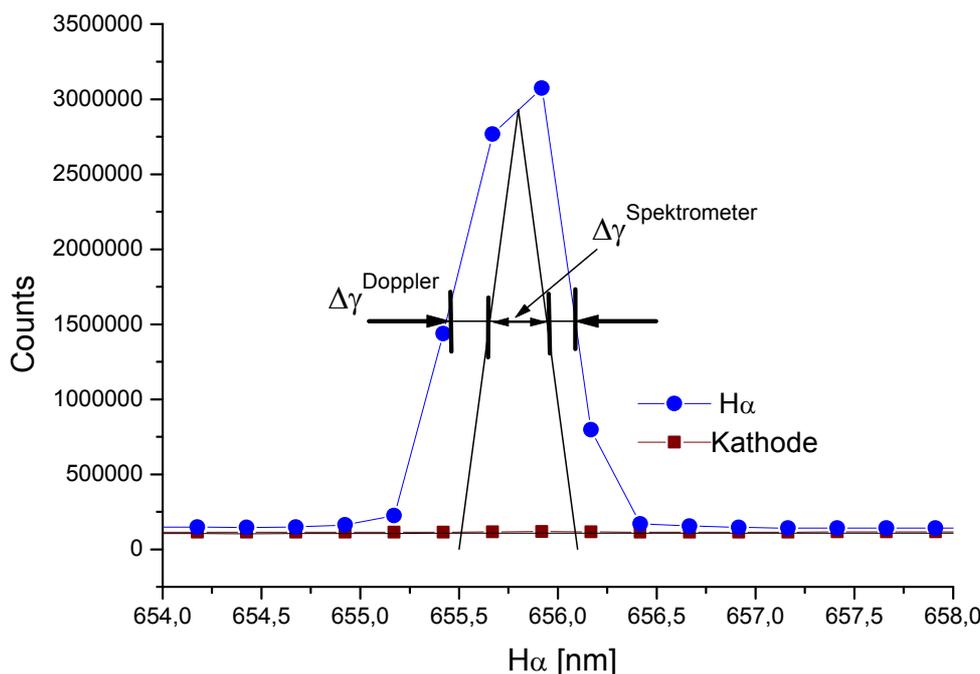


Abbildung 8.3-5: Ausschnittsvergrößerung der H α -Linie aus Abbildung 8.3-3.

Zur Bestimmung der Plasmatemperatur der Ionen wurde die H α -Linie des Wasserstoffes analysiert. In Abbildung 8.3-5 ist die Ausschnittsvergrößerung der H α -Linie aus Abbildung 8.3-3 zu sehen. Ein Punkt in der Darstellung repräsentiert einen Meßpunkt. Als Größenvergleich ist gleichzeitig das Kathodenleuchten ohne Plasmazündung abgebildet. Die Breite der dargestellten Linie setzt sich aus der gesuchten Dopplerverbreiterung $\Delta\lambda_{\text{Doppler}}$ und dem Auflösungsvermögen des Spektrometers $\Delta\lambda_{\text{Spektrometer}}$ zusammen. Auf die Linienbreite für das Spektrometer haben folgende Größen Einfluß: Auflösung des Spektrometers, Abweichungen und Beugungseffekte und die Spektrometerschlitzbreiten. Im allgemeinen werden Spektrometer nicht an der Grenze ihrer Auflösung betrieben, so daß vor allem der Einfluß der Schlitze das Linienprofil beherrscht. Aus Herstellerangaben ließ sich ein $\Delta\lambda_{\text{Spektrometer}} = 0.393$ errechnen, welches von den gemessenen Breiten abgezogen wurde. Nach Gl. 8-8 läßt sich daraus dann die Iontemperatur von 6.87 eV (80 V, 355 W ohne Dipolfeld) für das obige Linienprofil ermitteln.

In Abbildung 8.3-6 sind die Meßergebnisse der Iontemperatur als Funktion der Bogenleistung und der Bogen Spannung abgebildet. Zusätzlich wurde der Einfluß der Dipolfelder im maximalen Ausgleichsmodus (+5A Bending- und -5A Filter - Erregerstrom) untersucht und dem „ungestörten“ Fall gegenübergestellt. Sowohl mit steigender Leistung als auch mit steigender Bogen Spannung erhöht sich die Iontemperatur fast linear. Bei der Bogenleistung von 70.2 W (30 V) hat die Iontemperatur den Wert von 0.92 eV ohne Filterfeld (0.72 eV mit Filterfeld). Der höchste gemessene Wert der Iontemperatur liegt bei 8.07 eV bei einer Bogenleistung von 430.4 W (80 V mit Dipolfeld). Dieser Meßpunkt ist eine Ausnahme, da man ansonsten in der Abbildung erkennen kann, daß das zugeschaltete magnetische Dipolfeld bei den anderen Meßpunkten zu einer Erniedrigung der Iontemperatur führt. Die Beeinflussung der Iontemperatur durch die magnetischen Dipolmagneten beträgt zwischen -21.7 % ($U_{\text{Bogen}}=30$ V) über -10.4% ($U_{\text{Bogen}}=60$ V) bis +17.6% ($U_{\text{Bogen}}=80$ V). Im Vergleich dazu führt der Einfluß des Bogenetzgerätes zu einer Steigerung der Iontemperatur um den Faktor 7.4 ohne Dipolfelder und um den Faktor 11.19 mit Dipolfeldern.

Messungen

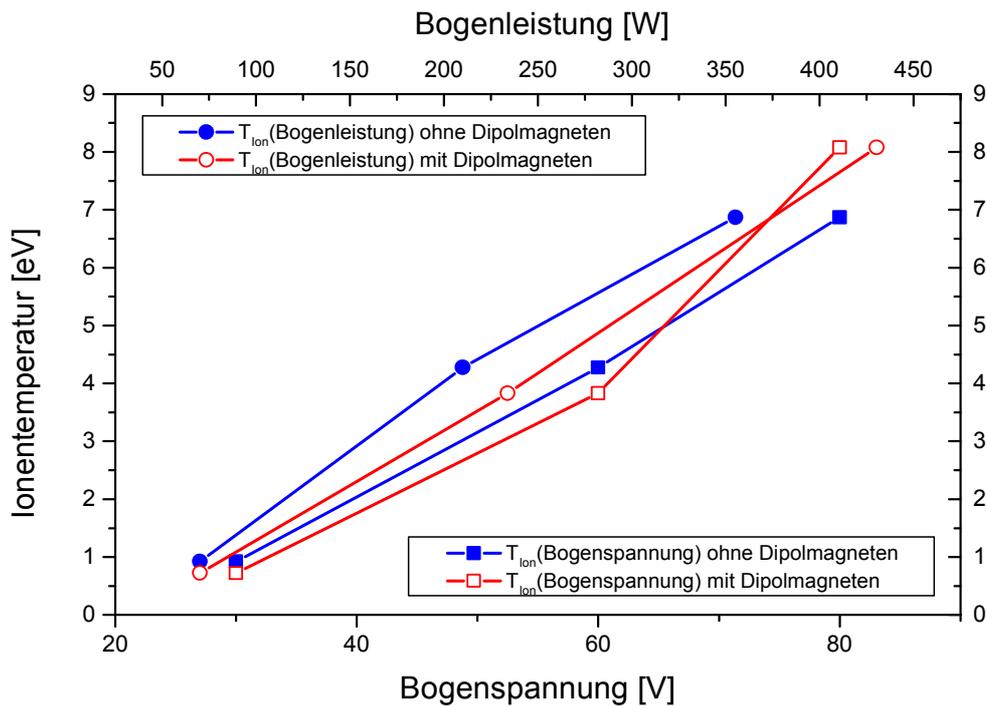


Abbildung 8.3-6: Ionenergie als Funktion der Bogenleistung und Spannung mit und ohne magnetischem Dipolfeld.

Im Vergleich zu den gebräuchlichen Literaturwerten von 0.5 eV bis 2 eV, wurden bei diesem Plasmagenerator Ionentemperaturen bis 8 eV gemessen. Ein Zusammenhang der Ionentemperatur zum Plasmawandpotential scheint nicht sehr wahrscheinlich, da diese (Abbildung 8.2-5) mit Erhöhung der Bogenleistung fällt. Die von einer Extraktion unabhängige optische Untersuchung zeigt auf, daß das Bogennetzgerät einen erheblich größeren Einfluß auf die Ionentemperatur und damit auf die kleinst mögliche Emittanz der Ionenquelle hat, als bisher angenommen. Durch Einsetzen der gemessenen Ionentemperatur in Gl. 4-6 aus Kap. 4.1 kann man diesen Zusammenhang abschätzen. In Abbildung 8.3-7 ist die minimale Emittanz als Funktion der Plasmatemperatur für Protonen und H_3^+ dargestellt. Betrachtet man die in Kap. 8.4.1 und Kap. 8.6.1 gemessenen Emittanz - Strom Funktionen, so ist der Wert, den die Emittanz bei 0 mA hätte, die gemessene minimale Emittanz. Im Falle der Extraktion von H_3^+ ohne Dipolfelder ergibt sich hierbei $\epsilon_{therm,norm.,RMS,100\%} = 0.0165$ mmmrad, im Falle der Extraktion von negativen Ionen der Wert von $\epsilon_{therm,norm.,RMS,100\%} = 0.0443$ mmmrad. Diese Werte korrespondieren sehr gut zu den obigen optischen Messungen. Der etwas höhere gemessene Wert als in Abbildung 8.3-7 bei der Extraktion von negativen Ionen hängt damit zusammen, daß die Gl. 4-6 von einer homogenen Verteilung der Strahlionen ausgeht. Das ist, wie wir noch sehen werden, bei negativen Ionen nicht gegeben.

Es zeigt sich in den Extraktionsuntersuchungen, daß sowohl die ungestörte Extraktion von H_3^+ als auch die Extraktion von negativen Ionen dominant durch die Plasmatemperatur bestimmt ist und nicht durch den Extraktor. Auch definiert die Ionentemperatur in hohem Maße die Brillanz B einer Ionenquelle.

Messungen

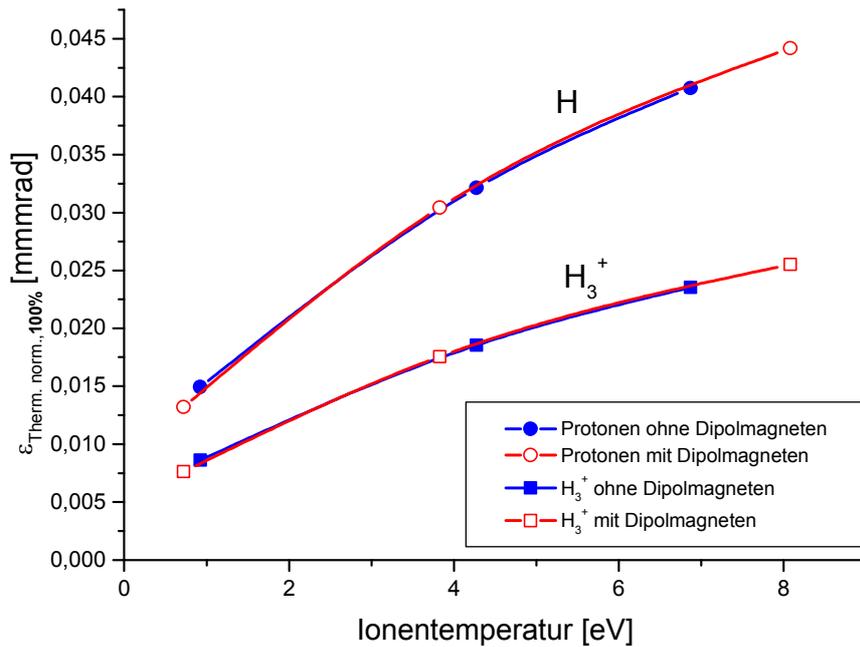


Abbildung 8.3-7: Berechnete thermische Emittanz als Funktion der gemessenen Plasmatemperatur für Protonen und H_3^+ .

Mit Gl. 4-11 unter Vernachlässigung des Faktors 4 von Lapostolle kann man die nicht relativistische normierte Brillanz einer Ionenquelle definieren mit:

$$\epsilon_{\text{norm},x} = \epsilon_{\text{norm},y} = \frac{r_{\text{Extr.}}}{2} \sqrt{\frac{eT_{\text{Ion}}}{mc^2}}$$

Gl. 8-9

zu:

$$B_{\text{norm}} = \frac{8mj_{\text{Extr.}}c^2}{\pi eT_{\text{Ion}}}$$

Gl. 8-10

Man sieht, daß gerade bei niedrigen Massen die Ionentemperatur entscheidend die Brillanz einer Quelle definiert.

Eine Erhöhung der Meßauflösung zur genaueren Untersuchung ist notwendig. Dies ist durch die Beschaffung eines 1200- oder 2400- Gitters ohne Probleme zu erreichen, um so die Anzahl der Meßpunkte auf dem $H\alpha$ - Peak zu erhöhen und genauere Untersuchungen, wie z.B. auch Frequenzverschiebungen zu studieren. Einen direkten Einfluß der Quellenparameter auf das Plasma sind aber schon bei dieser Auflösung deutlich zu sehen.

8.4 Untersuchung des Extraktors mit positiven Ionen

Verschiedene Plasmaparameter beeinflussen die für den Extraktor zu Verfügung stehende Stromdichte. Hierbei sind die Bogenleistung, Bogenleistung und die in der Kammer wirkenden Magnetfelder die hauptsächlichen Parameter, welche die Stromdichte des Ionenstrahls bestimmen. Bogenleistung und Feldstärke des Plasmasolenoiden verändern gleichzeitig die Strahlzusammensetzung (Kap. 8.2.1). Die Anfangsemittanz des Ionenstrahls wird durch den nachgewiesenen Einfluß der Bogenleistung auf die Ionentemperatur beeinflusst. Da bei der Extraktion von negativen Ionen zusätzliche unbekannte Größen nicht auszuschließen sind, wurde der Extraktor zuerst mit einem positiven Ionenstrahl untersucht. Da sich der extrahierte Strahlstrom aus mehreren positiven Ionensorten zusammensetzt, sollte für eine vergleichende Untersuchung des Extraktors die Strahlzusammensetzung kaum variieren. Die Strahlzusammensetzung wird hauptsächlich durch die verwendete Bogenleistung und den Arbeitsgasdruck bestimmt (Kap. 8.2.1). Diese beiden Quellenparameter wurden bei der Extraktoruntersuchung konstant gehalten. Die Bogenleistung wurde auf 100 V eingestellt. Der Arbeitsdruck innerhalb des Plasmagenerators betrug 0.04 hPa Wasserstoffgas. Durchgehend wurde eine Extraktionsspannung von 6 kV und eine Screeningspannung von 600 V verwendet. Der Restgasdruck in den Nachweisesektionen von Experimentalaufbau I betrug während der Messungen zwischen $4 \cdot 10^{-5}$ hPa und $4.5 \cdot 10^{-5}$ hPa, so daß nur von geringen Transmissionsverlusten auszugehen ist (Kap. 6.3.5).

8.4.1 Emittanz als Funktion des extrahierten positiven Ionenstroms

Bei dieser Festlegung der Quellenparameter bleiben zwei Quellenparameter übrig, mit deren Hilfe man die Stromdichte des Plasmagenerators und damit den extrahierbaren Strom variieren konnte. Die beiden Parameter waren die Bogenleistung und das die Plasmakammer umfassende Solenoid.

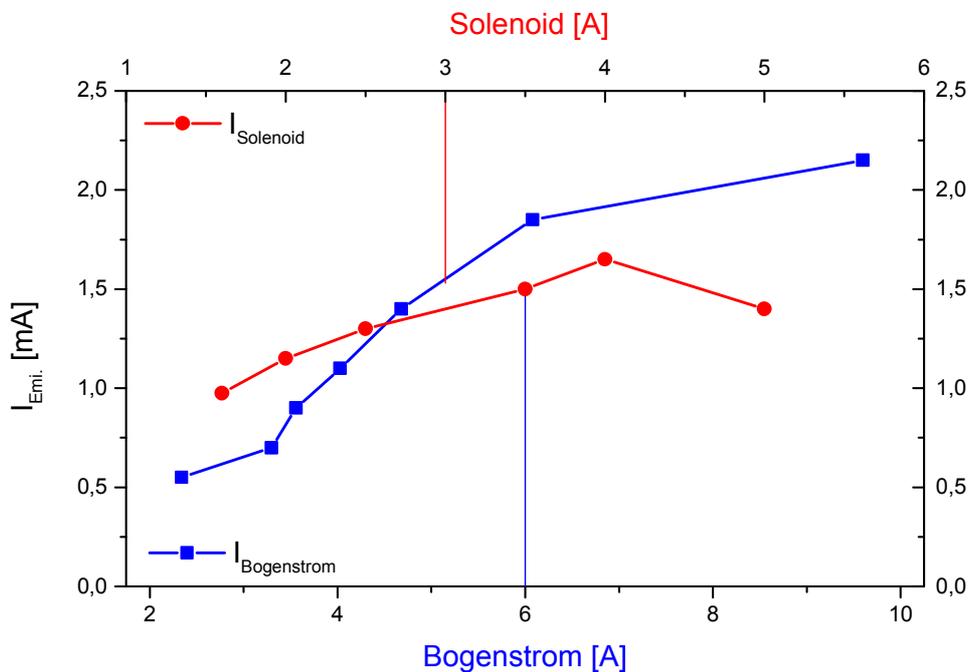


Abbildung 8.4-1: Extrahierter Strom als Funktion der Bogenleistung (bei konstanter Bogenleistung von 100 V) und des Erregerstroms des Plasmakammersolenoiden.

In Abbildung 8.4-1 ist der extrahierte positive Ionenstrom als Funktion der Bogenleistung und des Plasmasolenoiden abgebildet. Die Messungen bei Variation des Solenoidfeldes erfolgten bei dem konstanten Bogenstrom von 6 A, die Messung der Funktion der Bogenleistung bei einem festen Erregerstrom des Solenoiden von 3 A. Da von vornherein eine Beeinflussung der Emittanz des

Messungen

Strahls durch das Solenoidfeld nicht ausgeschlossen war, wurde auch dieser Parameter trotz vergleichbarer Wirkung auf die Stromdichte untersucht. Der Strom wurde sowohl mit der Emittanzanlage nachgewiesen als auch mit der Faradaytasse. Der Vergleich beider Stromwerte diente als Überprüfung der Strommessung mit Hilfe der Emittanzanlage. Bei dem Meßstrom der Emittanzanlage handelt es sich um die unterste Schranke des tatsächlich extrahierten Ionenstroms, da er an dieser Stelle schon durch die auftretenden Transmissionsverluste auf dem Weg bis zur Emittanzanlage reduziert ist.

Die Erhöhung beider Plasmaparameter führt zu einer Steigerung des damit verbundenen extrahierbaren Strahlstroms des Extraktors. Nachgewiesen wurde ein positiver Ionenstrom zwischen 0.5 mA und 2.15 mA am Ort der Emittanzanlage. Dies entspricht einer Variation der extrahierten Stromdichte von 7.8 mA/cm² bis 30.4 mA/cm² von hauptsächlich H₃⁺-Ionen (Abbildung 8.4-2).

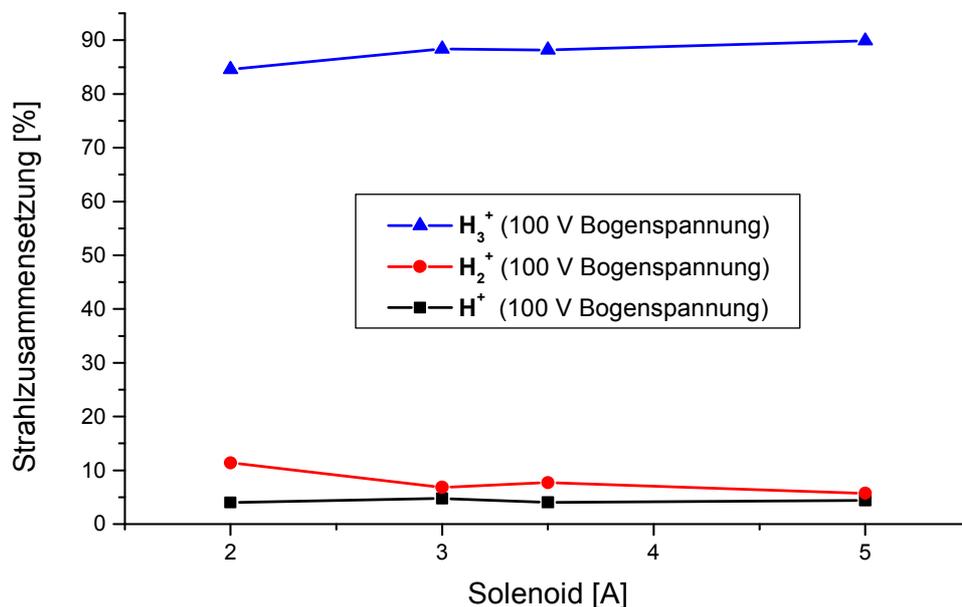


Abbildung 8.4-2: Strahlzusammensetzung als Funktion des Plasmasolenoiden bei der Bogenspannung von 100 V.

Im Gegensatz zu der alleinigen Variation der Bogenleistung mit Hilfe des Bogenstroms kann eine Veränderung des magnetischen Feldes des Plasmasolenoiden eine Veränderung der Strahlzusammensetzung bewirken. Dies macht eine begleitende Messung der Strahlzusammensetzung als Funktion des Plasmasolenoiden notwendig. Dies wurde begleitend zur jeder Emittanzmessung mit Hilfe des im Aufbau integrierten Massenspektrometers kontrolliert. In Abbildung 8.4-2 ist die Strahlzusammensetzung als Funktion des Plasmasolenoiden (bei der Bogenspannung von 100 V und Bogenstrom von 6 A) dargestellt. Wie man sieht, verändert sich die Strahlzusammensetzung während der Untersuchungen kaum. Der Einfluß der Strahlzusammensetzung auf die gemessenen Emittanzwerte ist daher als äußerst gering einzustufen. Dies zeigt sich auch deutlich in dem direkten Vergleich der Emittanzfunktion beider Quellenparameter, Bogenstrom und Solenoidfeldstärke, durch welche die am Plasmameniskus zur Verfügung stehende Stromdichte gesteuert wurde. In Abbildung 8.4-3 sind die gemessenen Emittanzen als Funktion des extrahierten positiven Ionenstroms dargestellt.

Messungen

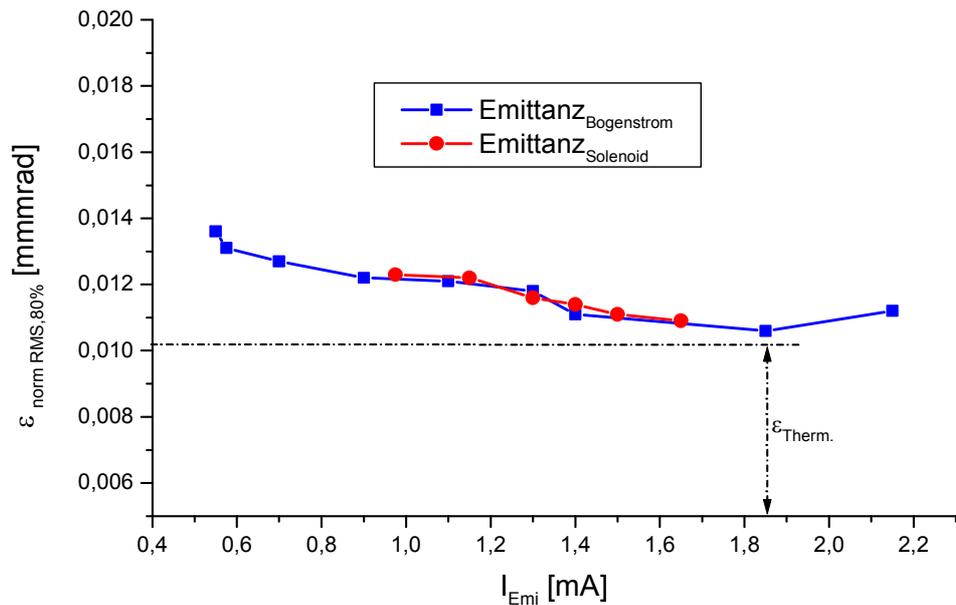


Abbildung 8.4-3: Emittanz als Funktion des positiven Ionenstroms.

Der „Angepaßte Fall“ dieses Extraktors stellt sich bei einem Strom von 1,85 mA und der Emittanz von $\epsilon_{\text{norm,RMS,80\%}} = 0,0106$ mmmrad ein. Eine Stromvariation um den Faktor 4 ruft nur eine Emittanzveränderung von 28 % hervor. Dies ist der experimentelle Nachweis des in Kap. 4.3 entwickelten stromtoleranten Extraktors. Mit den dort neu eingeführten Parametern ist es also möglich, speziell auch für den Pulsbetrieb von Ionenquellen, einen deutlichen Fortschritt im Bereich der allgemeinen Extraktoentwicklung zu realisieren.

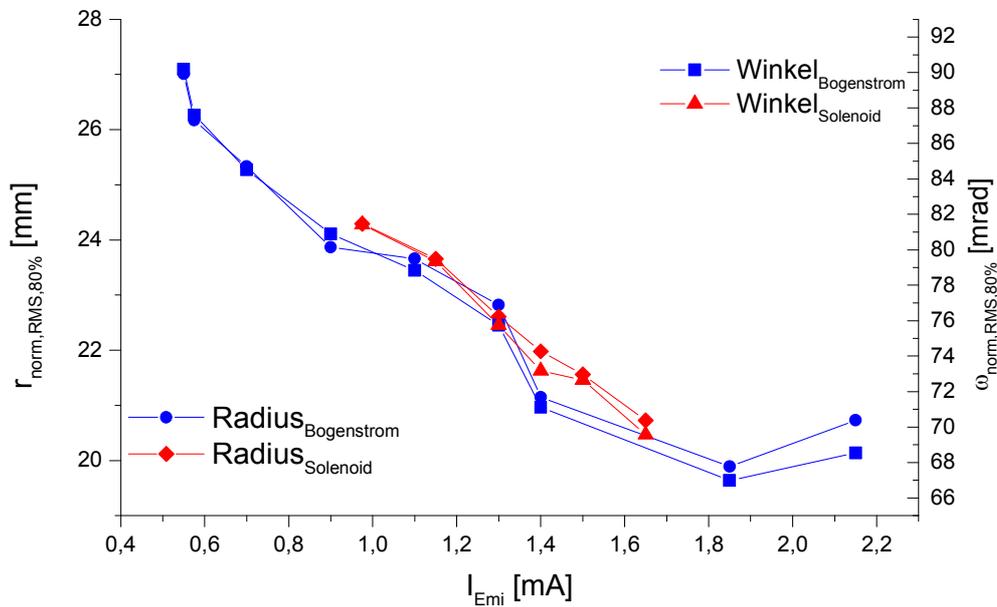


Abbildung 8.4-4: Zugehöriger Radius und Winkel der 80% Emittanz als Funktion des Stroms.

In Abbildung 8.4-4 sind die zu Abbildung 8.4-3 zugehörigen Winkel und Radien der 80% Emittanz des Ionenstrahls als Funktion des Stroms dargestellt. Im Vergleich zu den Strahlsimulationen (Kap. 4.3) sind die hier gemessenen Strahlradien größer, da der Ionenstrahl in einem Abstand von ungefähr 40 cm hinter der Extraktionsöffnung vermessen wurde.

Messungen

Der geringste Winkel und Radius stellt sich bei beiden Untersuchungsmethoden an der Stromposition des „Angepaßten Falles“ ein. Ein äquivalenter Ionenstrahl aus negativen Ionen hat, sofern die gängigen Theorien des Aufbaus der Plasmablase auf ihn zutreffen würden, an der gleichen Position sein Minimum bzw. seinen „Angepaßten Fall“.

Die große Veränderung der extrahierbaren Stromdichte anhand zweier Plasmaparameter veranschaulicht die in Kap. 4 formulierte These, daß im Regelfall nicht eine raumladungsbegrenzte Extraktion den Strahlstrom limitiert, sondern die Güte des Plasmagenerators. Die geringen Unterschiede zwischen den beiden Experimenten zur Stromvariation des Plasmagenerators zeigen auf, daß das rotationsymmetrische Magnetfeld des Plasmasolenoiden keinen offensichtlichen Einfluß auf die Emittanz des positiven Ionenstrahls hat. In Folge soll untersucht werden, inwieweit unsymmetrische Felder die Extraktion von positiven Ionen beeinflussen.

8.4.2 Einfluß des magnetischen Dipolsystems auf positive Ionen

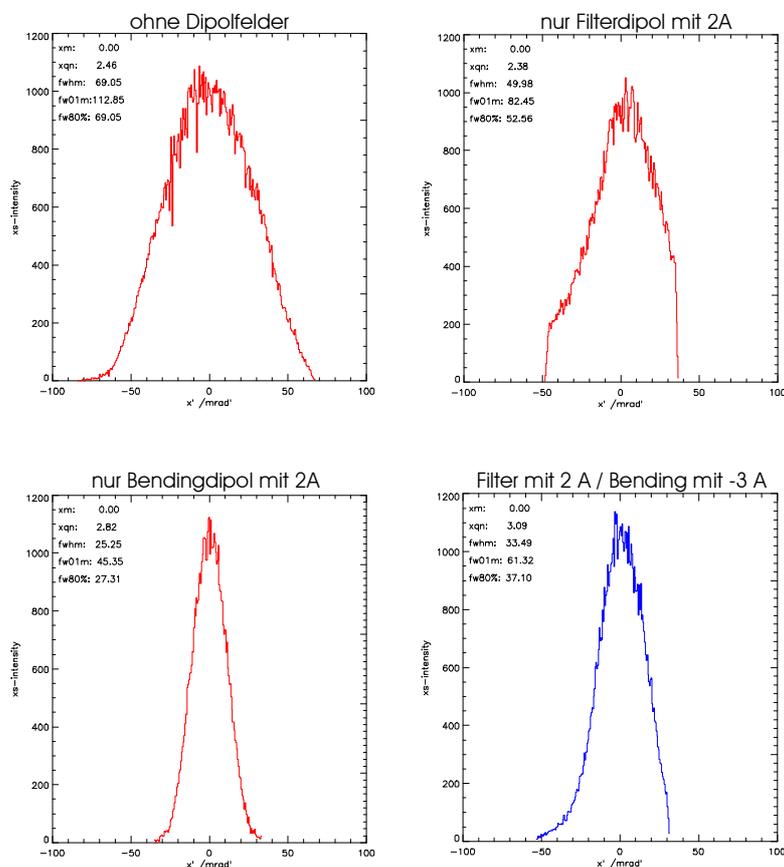


Abbildung 8.4-5: Winkelverteilung im positiven Ionenstrahl als Funktion der Feldstärke des Dipolsystems.

Bei den Untersuchungen des Dumpingsystems I hatte sich gezeigt, daß die Ablenkung des Elektronenstrahls deutlich von den Strahlsimulationen abwich. Eine mögliche Erklärung wäre ein asymmetrischer Start dieser Elektronen von der Plasmablase. Dies könnte durch den Einfluß der magnetischen Dipolfelder hervorgerufen werden. Den Einfluß einer asymmetrischen Plasmablase müßte man sowohl bei der Extraktion von positiven, wie auch von negativen Ionen nachweisen können. Um den Einfluß dieser Magnetfelder auf die Strahlverteilung zu untersuchen, wurde ein

Dumpingsystem II (Kap. 5.3) entwickelt, welches die maximale Variation aller Magnetfeldkombinationen zuläßt.

Bei der Auswertungen der jeweiligen Emittanzmessungen hat man die Möglichkeit, die Winkelverteilung innerhalb des gemessenen Ionenstrahls darzustellen. In Abbildung 8.4-5 sind die Winkelverteilung des positiven Ionenstrahls ohne Dipolfelder im Vergleich zu drei verschiedenen Einstellungen des magnetischen Dipolsystems dargestellt. Obwohl die Messungen äquivalenten positiven Ionenstrom und Strahlzusammensetzung aufweisen, unterscheiden sie sich in ihren Winkelverteilungen eklatant.

Vergleicht man die Winkelverteilung ohne Dipolfelder mit der Verteilung bei angeschalteten Filterdipol, so kommt es durch das Filterdipolfeld zu einer asymmetrischen Verteilung der Winkel im Strahl. Trotz kleinerer transportierter Strahlwinkel deuten die steil abfallenden Flanken der Verteilung mit Filterdipolfeld - trotz konstantem Strahlstrom - auf ein Abschneiden dieser Winkel hin. Ein äquivalentes Verhalten zu dem Filterdipolfeld hätte man auch von dem Bendingdipolfeld erwartet. Bei ausschließlichem Betrieb des Bendingdipols ist aber die Asymmetrie nur unwesentlich und ein Abschneiden der Winkelverteilung gar nicht zu beobachten. Verwendet man nun beide Dipolmagneten gleichzeitig mit gegenläufigem Erregerstrom, so läßt sich eine Einstellung finden, womit man die durch das Filterfeld hervorgerufene unsymmetrische Strahlverteilung reduzieren kann. Der Nulldurchgang des Magnetfeldes hierbei (Filter 2 A / Bending -3 A) war 2 mm vor der Extraktionsöffnung, also im Bereich der Plasmablase. In Abbildung 8.4-6 ist der Magnetfeldverlauf des Dipolsystems als Funktion der Erregerströme gezeigt.

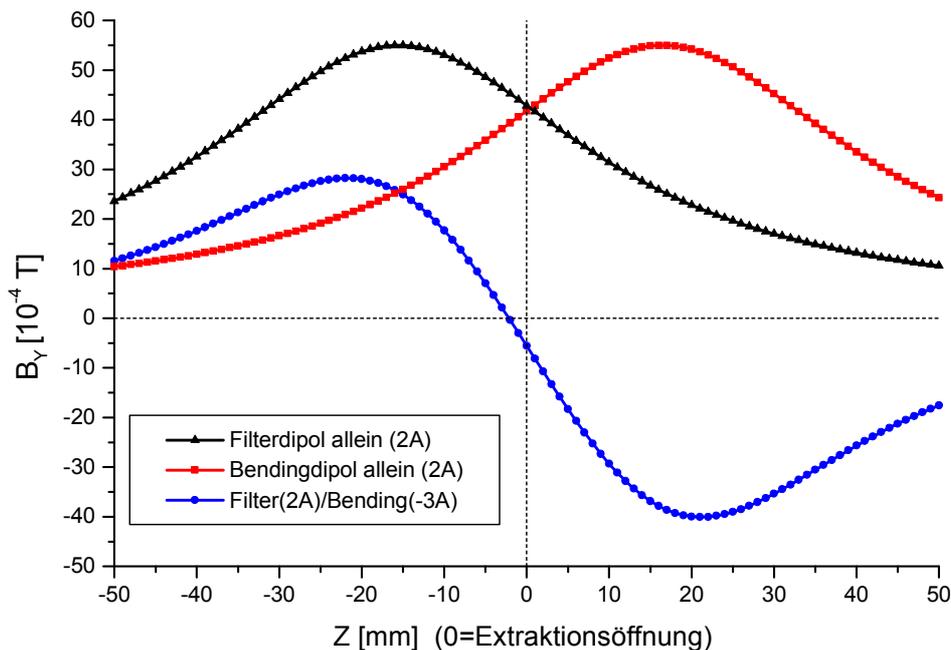


Abbildung 8.4-6: Magnetfeldverlauf der Dipole als Funktion der Erregerströme.

Die hier gemachten Beobachtungen lassen sich nicht durch einen schiefen Transport des Ionenstrahls durch das Extraktionssystem erklären. Bei einem schiefen Transport hätte das Bendingdipolfeld mindestens gleiche Auswirkungen auf die Winkelverteilung des Strahles sowie das Filterdipolfeld haben müssen, da sein Feldmaximum sogar im Extraktor liegt. Ein Winkelversatz zur Strahlachse im Extraktor, hervorgerufen durch ein Dipolfeld, hätte auch nur zu einer einseitigen Winkelbeschneidung führen dürfen und nicht wie im Falle des Filterdipolfeldes, zu einer beidseitigen steilen Flanke. Die sichtbare Verbesserung der Winkelverteilungen durch Erzeugung eines lokalen Minimums des Magnetfeldes in der Extraktionsregion deutet darauf hin, daß gerade die Region der

Messungen

Plasmablase für die Winkelverteilung des Strahls von entscheidender Bedeutung ist. Dies soll in Folge durch Experimente untersucht werden. Während man auf ein Filterfeld bei der Generierung von negativen Ionen nicht verzichten kann (Kap. 3.3.5), wird dieses ohne Ausgleichsfeld bei der Generierung von positiven Ionen in Quellen erfolgreich zur Optimierung der Ladungszustände der Ionen im Plasma eingesetzt [45]. Da die nachfolgenden Untersuchungen zuerst mit positiven Ionen durchgeführt werden, ist es sehr wahrscheinlich, daß man die hier gefundenen Erkenntnisse auch auf solche Quellen anwenden kann.

Um den Einfluß der Dipolfelder auf die Extraktionsregion zu untersuchen, wurden alle Kombinationen mit einer Schrittweite von 0.5 A Erregerstrom des Filterdipols (0 A bis 5 A) mit dem gegenläufigen Erregerstrom des Bendingdipols (0 A bis -5 A) vermessen. Die Bogenspannung des Plasmagenerators wurde auf 100 V eingestellt. Der Arbeitsdruck innerhalb des Plasmagenerators betrug 0.0375 hPa Wasserstoffgas. Durchgehend wurde eine Extraktionsspannung von 6 kV und eine Screeningspannung von 600 V verwendet. Die Messungen erfolgten bei der konstanten Bogenleistung von 6 A und bei einem festen Erregerstrom des Solenoiden von 3 A.

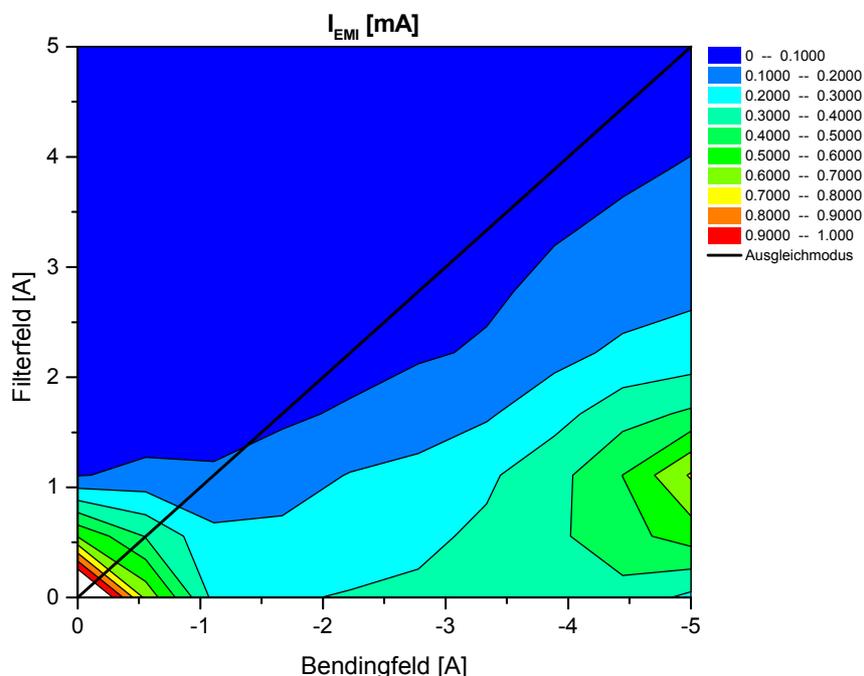


Abbildung 8.4-7: Extrahierter Strom als Funktion der Dipolfelder.

Die Ergebnisse wurden zur besseren Veranschaulichung in eine Höhendarstellung umgewandelt. In Abbildung 8.4-7 ist der gemessene Strahlstrom als Funktion der Erregerströme der Dipolmagneten gezeigt. Ausgangspunkt der Messungen war ein Strahl ohne Dipolmagnetfeld mit einem Strahlstrom von 1.4 mA. Der Strahlstrom reduzierte sich, wenn man das Filterfeld ohne Bendingfeld erhöht. Diese Verluste an Stromdichte werden im Regelfall durch eine Erhöhung der Bogenleistung oder der Feldstärke des Plasmasolenoiden kompensiert. Wie man in Abbildung 8.4-7 sieht, ist dies aber auch durch die Verwendung eines gegenläufigen Ausgleichsfeldes möglich. Das Filterfeld wird bei positiven Ionenquellen zur Optimierung der Ladungszustände der Ionen im Plasma eingesetzt. Die simultan gemessenen Spektren bestätigen diesen Einfluß. Mit steigendem Dipolfeld im Plasmagenerator reduzierte sich der H_3^+ - Anteil von 87 % auf 61 %, dafür stieg der H_2^+ - Anteil von 8 % auf 34 %. Der H^+ - Anteil blieb konstant bei 5 %. Mit steigendem Filterfeld reduziert sich dabei simultan der extrahierte Strom. Erstaunlich ist, daß die alleinige Benutzung des Bendingfeldes, dessen Maximum, wie man in Abbildung 8.4-6 erkennt, nur um einige Millimeter verlagert ist, nicht

Messungen

auch einen dem Filterfeld äquivalenten Einfluß auf die Stromreduzierung aufweist. Es wird deutlich, daß nicht nur die Höhe der Feldstärke für die Stromreduzierung ausschlaggebend ist, sondern auch eine klare Ortsabhängigkeit zu erkennen ist. In Abbildung 8.4-8 sind die Magnetfeldverläufe zweier Meßpunkte dargestellt.

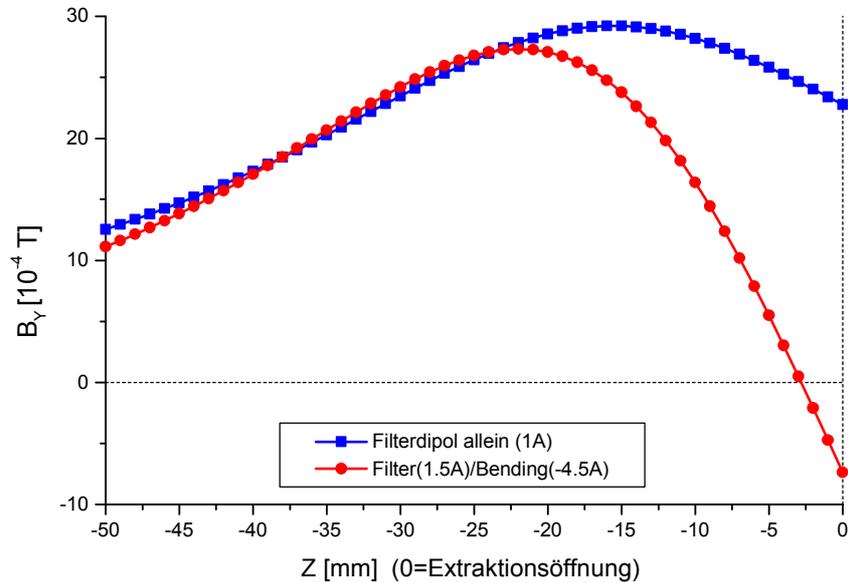


Abbildung 8.4-8: Magnetische Feldverläufe in der Plasmakammer als Funktion des Erregerstroms des Dipolsystems.

Beide Feldverläufe haben im hinteren Bereich der Plasmakammer einen ähnlichen Verlauf. Der Stromwert der Messungen mit dem reduzierten Magnetfeld in der Nähe der Plasmablase ist aber um den Faktor 4 höher als bei der alleinigen Benutzung des Filterfeldes. Allgemein weisen alle Stromwerte mit kleinen Magnetfeldern in der Region der Extraktionsöffnung die Tendenz zu höheren Stromwerten auf. Dies läßt zwei Interpretationsmöglichkeiten zu. Entweder werden die Ionen, die extrahiert werden, nur in den 2 cm vor der Extraktionsöffnung gebildet oder, wesentlich wahrscheinlicher, die vorhandenen Querfelder stören den Aufbau und den Transport zur Plasmablase. Erhärtet wird diese These, wenn man die dem Strahlstrom zugehörigen Emittanzen betrachtet.

Messungen

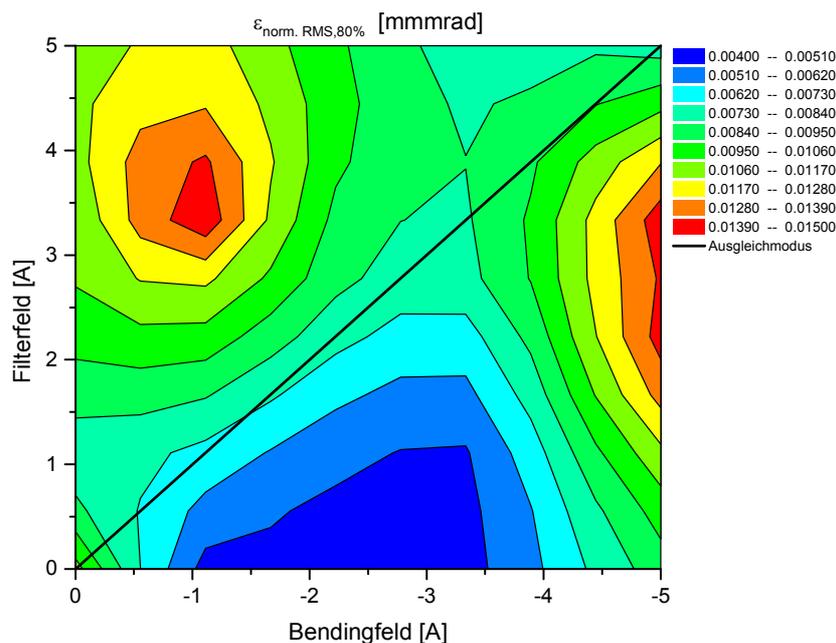


Abbildung 8.4-9: Emittanz als Funktion der Dipolfelder.

In Abbildung 8.4-9 ist die Emittanz als Funktion der Dipolfelder dargestellt. Trotz Benutzung des stromtoleranten Extraktionssystems führen die Dipolfelder zu unerwartet hoher Emittanz-, Strahlradius- und Winkelvariation. Analog zur Messung ohne Dipolfelder (Abbildung 8.4-3) hätte man für die Emittanzwerte ein analoges Bild wie in Abbildung 8.4-7 erwartet. Das heißt, die Emittanz sollte sich proportional zum extrahierten Strom verhalten. Es ist aber eher ein symmetrisches Verhalten zu erkennen. Die geringsten Variationen der Emittanzwerte sind bei einem Nulldurchgang des magnetischen Dipolfeldes an der Extraktionsöffnung zu beobachten. Für die maximale Ausbeute an Ionen wird eine andere Magnetfeldkonfiguration bevorzugt. Hierbei liegt der Nulldurchgang des magnetischen Feldes nicht an der Extraktionsöffnung sondern 2 bis 5 mm in der Plasmakammer vor der Extraktionsöffnung. Diese Differenz weist darauf hin, daß es sich hierbei um zwei verschiedene physikalische Bereiche handelt. In der Theorie von Bohm wurde, um das Phänomen der Plasmablase zu erklären, eine sogenannte Presheath eingeführt [79]. Dies ist eine quasineutrale Region vor der eigentlichen Plasmablase. Hierin werden die positiven Ionen aus dem Plasma heraus auf die stationäre und kollisionsfreie Plasmablase transportiert. Eine mögliche Erklärung für diese Differenz kann also darin begründet sein, daß im Falle des höheren Ionenstroms die Region der Presheath verantwortlich ist, die Emittanz des Strahls aber dann weiter vorne durch die eigentliche Grenzfläche zwischen Extraktion und Plasma bestimmt wird. Die magnetischen Felder beeinflussen analog zu der Transportgleichung aus Kap. 3.3.5 einerseits den Transport zur Plasmablase und andererseits durch die Beeinflussung der Verteilung der positiven Ionen am Plasmameniskus, Form und Aufbau der Emissionsfläche. Besonders deutlich ist das bei den in Abbildung 8.4-8 aufgeführten magnetischen Feldverteilungen zu sehen. Obwohl bei der alleinigen Verwendung des Filterfeldes ein um den Faktor vier geringerer Strom extrahiert wurde, ist sein Emittanzwert um 30 % kleiner als im Falle der Erregerstromkombination von Filterstrom 1.5 A und Bendingstrom 4.5 A. Bei der alleinigen Betrachtung des Stromwertes liegt diese Dipolkombination aber wesentlich näher am „Angepaßten Fall“ und hätte somit einen geringeren Emittanzwert aufweisen müssen. Auffallend ist auch, daß die mit dem Dipolfeld gemessenen Emittanzen im Mittel kleiner sind als die ohne magnetisches Querfeld (Abbildung 8.4-3), obwohl zugehörige Radien und Winkel des Strahls sich im Rahmen der Messungen des Extraktors ohne Dipolfeld bewegen.

Messungen

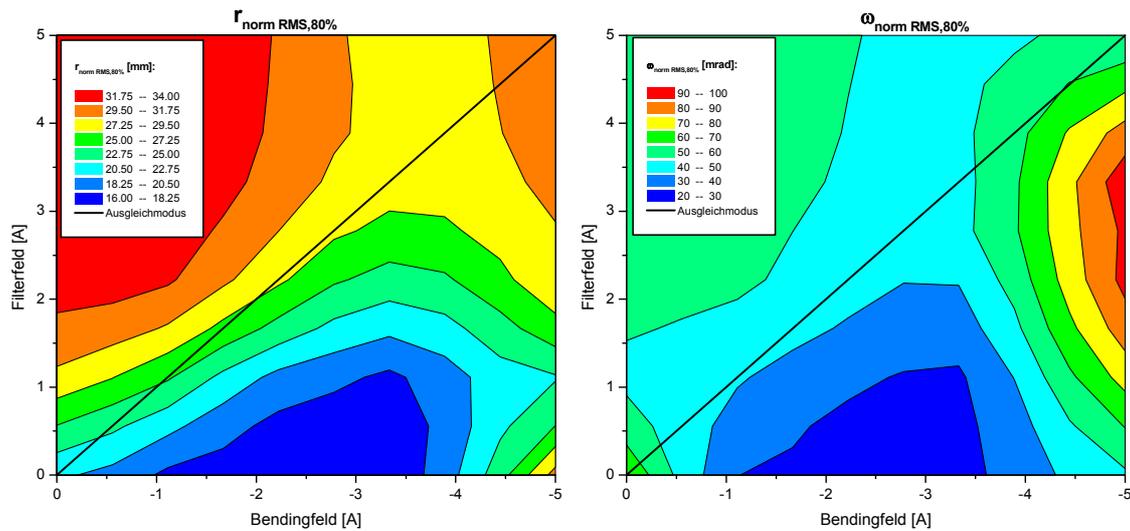


Abbildung 8.4-10: Radius und Winkel als Funktion der Dipolfelder.

Die Radien und Winkel des Strahls sind in Abbildung 8.4-10 als Funktion der Dipolfelder abgebildet. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß die Plasmatemperatur, welche die kleinste Emittanz bestimmt, durch die Querfelder reduziert wird. Dies wäre dann auch eine Deutung dafür, weshalb bei geringen Filterfeldstärken und gleichzeitigem Erhöhen des Bendingfeldes die geringsten Emittanzen gemessen werden. Es ist somit sehr wahrscheinlich, daß sich hierbei zwei verschiedene physikalische Gründe überlappen. Das Maximum des alleinigen Bendingfeldes ist um 16 mm in die Region des Extraktors verlagert. Hierdurch benötigt man eine höhere Feldstärke des Bendingfeldes bis es, im Vergleich zum Filterfeld, zur Störung des Transportes innerhalb der Presheath kommt. Der extrahierte Strom ist somit höher und die Plasmablase geringer gewölbt. Dies hat eine Reduzierung der gemessenen Emittanz zur Folge. Zusätzlich könnte das Querfeld des Bendingmagneten die thermische Bewegung der Ionen an der Plasmablase reduzieren und so die Emittanz des Strahles, im Vergleich zu den Messungen aus Abbildung 8.4-3, nochmals verringern. Eine andere Interpretation der niedrigeren Emittanzwerte könnte sein, daß die Plasmablase derart verbogen ist, daß Randstrahlen am Steg der Extraktionsöffnung verloren gehen. Dies würde auch eine Begründung für das beidseitige Abschneiden der Winkelverteilung aus Abbildung 8.4-5 sein, denn ein Verlust dieser Randstrahlen auf dem Weg zur Emittanzanlage ist sehr unwahrscheinlich, da wesentlich größere Radien und Winkel bei alleinigem Betrieb des Filterfeldes verlustfrei nachgewiesen worden sind.

Die Interpretation der Ergebnisse ist schwierig, da in der Theorie starke Vereinfachungen gemacht werden müssen, um das Problem der Extraktion mathematisch zu beschreiben. Das Resultat der Messungen ist aber eindeutig. Wenn man ausschließlich ein Filterfeld benutzt, hat dies einen drastischen Verlust an extrahierbarer Stromdichte zur Folge. Der Ionenstrahl wird auch in Bezug seiner Strahlverteilung, Winkel und Radius, asymmetrisch. Dies führt in Folge zu einem Emittanzwachstum. Diesen negativen Einfluß des Filterfeldes kann man mit Hilfe eines gegenläufigen Querfeldes reduzieren. Entscheidend hierfür ist, daß in der Region der Extraktionsöffnung das Feld der Superposition beider Dipole möglichst gering ist. Hierbei lassen sich zwei Fälle bei dem gegebenen Versuchsaufbau unterscheiden. Will man die Stromdichte optimieren, so ist der Nulldurchgang des Dipolfeldes 2 bis 5 mm vor die Extraktionsöffnung in die Plasmakammer zu legen. Möchte man die Strahlqualität verbessern, so legt man den Nulldurchgang an die Extraktionsöffnung. Die bisherigen Untersuchungen weisen darauf hin, daß der tatsächliche Verursacher des Emittanzwachstums und der Asymmetrien im Ionenstrahl die Region um die Plasmablase ist. Form, Aufbau und Transport in der Region des Plasmameniskus werden meßbar durch das magnetische Dipolfeld verändert. Da in positiven Ionenquellen mit Filterfeld grundsätzlich kein Bendingfeld

Messungen

benötigt wird, müßte allein eine magnetische Schirmung in der Extraktionsblende zu einer deutlichen Steigerung des extrahierbaren Strahlstroms und einer verbesserten Emittanz führen.

Für einen direkten Nachweis, ob tatsächlich eine asymmetrischen Verteilung des Plasmas in der Region der Extraktionsöffnung vorliegt, wurde im Zuge dieser Arbeit eine optische Untersuchungsmethode entwickelt, mit deren Hilfe man, unter Verzicht auf den möglichen Störfaktor der Extraktion, eine direkte Beobachtung der Region um die Plasmablase realisieren konnte (Kap. 8.5).

8.5 Optische Untersuchungen der Plasmadichteverteilung

8.5.1 Einfluß des Filtermagneten auf die Plasmadichteverteilung

Werden Ionen aus dem Plasma extrahiert, so setzen sich Ihre anfänglichen Geschwindigkeitskomponenten aus mehreren Einflußfaktoren zusammen. Diese werden durch die Extraktion konserviert und definieren die nicht mehr zu unterschreitende Anfangsemittanz des Strahls. Hierbei unterscheidet man thermische Einflußfaktoren, die hauptsächlich durch die Plasmatemperatur gegeben werden, von einem Potential - Term, in den Plasmapotential, Geburtspotential und Extraktionspotential einfließen. In Gl. 8-11 ist dieser Zusammenhang verdeutlicht.

$$f(v_{\text{Ion}}(r_{\text{ex.}}, z_{\text{ex.}}))dv = \underbrace{\left[k \cdot \left(\frac{m}{kT} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-\left(\frac{mv^2}{2kT} \right)} \right]}_{\text{thermischer Term}} + \underbrace{\left[\sqrt{\frac{2 \cdot (\phi(r_{\text{pro.}}, z_{\text{pro.}}) - \phi(r_{\text{ex.}}, z_{\text{ex.}}))}{m}} \right]}_{\text{Potential-Term}}$$

Gl. 8-11

In allen physikalischen Betrachtungen wurde bisher davon ausgegangen, daß die Störfaktoren, die dieses Verhalten beeinflussen, symmetrisch sind. Dies würde in Folge nur zu einer Verbreiterung der Emittanzfigur führen. In den Messungen von Kap. 8.4.2 wurde eine Asymmetrie innerhalb des gemessenen Strahls nachgewiesen. Ein Grund für diese gemessene Asymmetrie könnte eine Abweichung der Form des realen Plasmameniskus von der idealisierten Form des Plasmameniskus sein. Auf der linken Seite von Abbildung 8.5-1 ist dargestellt, welche Emittanzfigur ein symmetrischer Plasmameniskus ohne Berücksichtigung des Einflusses des Extraktors hervorruft, auf der rechten Seite ist das Emittanzbild einer asymmetrischen Grenzschicht dargestellt.

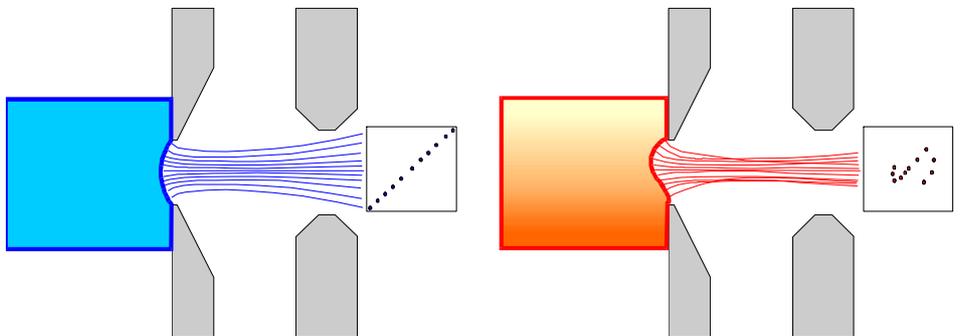


Abbildung 8.5-1: Schematische Darstellung der Emittanzfiguren eines extrahierten Ionenstrahls aus einer idealen Plasmagrenzschicht (links) und einem gestörten Plasmameniskus (rechts).

Eine Abweichung vom zylindersymmetrischen Aufbau der Plasmablase könnte durch eine inhomogene Plasmadichteverteilung in der Ionenquelle hervorgerufen werden. Interne oder externe Felder, Geometriegründe und Wandeffekte können diese radiale oder azimutale Abweichung der Verteilung der Ionen im Plasma hervorrufen. Um die Verteilung der Plasmaionen innerhalb der Ionenquelle zu untersuchen und damit Rückschlüsse auf den Aufbau des realen Plasmameniskus zu gewinnen, wurde eine neue Untersuchungsmethode im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Dabei war es notwendig, eine von der Extraktion des Strahls unabhängige Meßanordnung zu entwickeln, um die mit der Extraktion verbundenen Einflußfaktoren, z.B. den schiefen Transport des extrahierten Strahls durch das Extraktionssystem, auszuschließen.

8.5.2 Aufbau zur Analyse der optischen Plasmaemission

Durch die gemachten Erfahrungen mit dem optischen Spektrometer bot sich hierbei eine optische Meßmethode an. Bei diesen Experimenten sah man, daß sich das emittierte Licht aus der Ionenquelle aus dem Licht der Kathode und dem Rekombinationsleuchten der im Plasma vorliegenden Ionen zusammensetzt. Dominant waren im Rekombinationsleuchten die Balmerreihe des Wasserstoffs. Das Rekombinationsleuchten müßte proportional der am Ort vorliegenden Ionenkonzentration im Plasma sein. Das Quellenleuchten, das durch die Extraktionsöffnung der Ionenquelle emittiert, wird mit Hilfe eines Objektivs auf den CCD - Chip der Kamera abgebildet. Die Tiefenschärfe des Objektivs wird so gewählt, daß nur die Objekte direkt an der Plasmaöffnung scharf abgebildet werden. Mit zunehmendem Abstand zu diesem Fokus verteilt sich die Emission des Plasmas immer mehr auf den Untergrund der CCD - Aufnahme. Es läßt sich somit der z - Ort der nachgewiesenen Lichtemissionen auf wenige Millimeter beschränken und ermöglicht so eine genaue Untersuchung um den Ort der Plasmablase. Durch eine Abbildung auf einen CCD - Chip wird die Verteilung der Leuchtintensität um diesem Ort des Plasmas ermittelt. Nach dem rechnerischen Abzug der Aufnahme des alleinigen Kathodenleuchtens von dieser Aufnahme erhält man eine CCD - Aufnahme, die proportional zu der am Ort vorliegenden Plasmadichte ist. Eine homogene Verteilung der Plasmaionen im Plasmagenerator muß sich als homogene Verteilung auf der CCD - Aufnahme abbilden. In Abbildung 8.5-2 ist der Experimentalaufbau zur Analyse der Intensitätsverteilung des Quellenplasmas dargestellt.

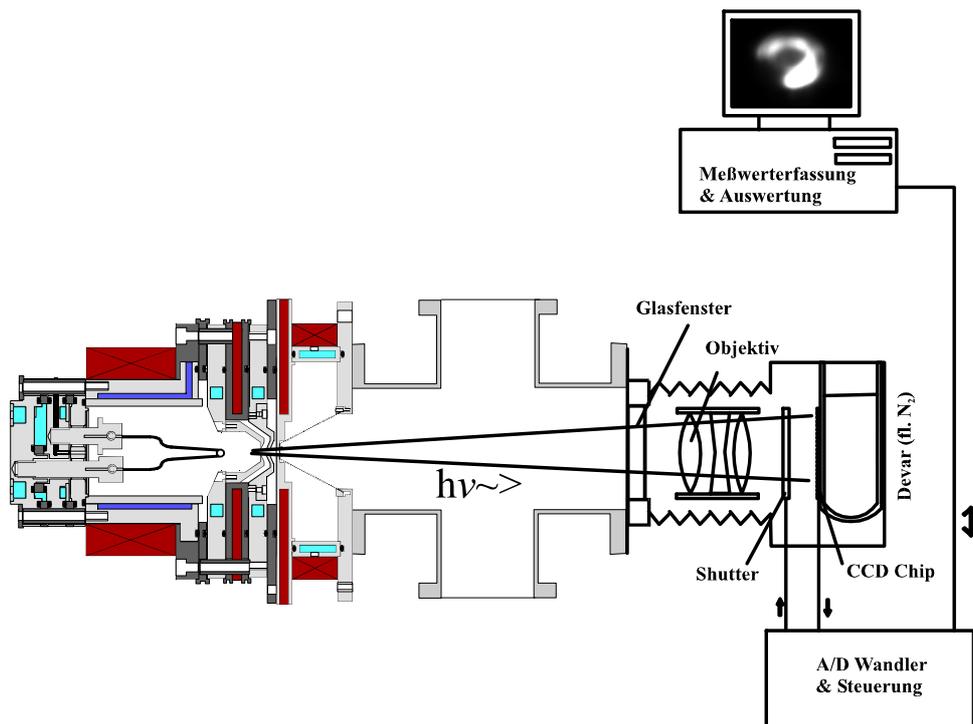


Abbildung 8.5-2: Aufbau zur Analyse der Intensitätsverteilung des Quellenplasmas.

Da die CCD - Kamera für den Nachweis von lichtschwachen Phänomenen ausgelegt ist, wurden in den Strahlengang zwei zusätzliche Polarisationsfilter integriert, um die Intensität der nachgewiesenen Lichtemissionen zu reduzieren. Für das jeweilige Meßergebnis, zusätzlich zu den Aufnahmen der Kathode, sind immer zwei Aufnahmen nötig. Es wird zuerst eine Aufnahme der ungestörten Plasmaemission gemacht. Diese wird dann von der Aufnahme der z.B. durch die magnetischen Dipolfelder

Messungen

gestörten Plasmaemission abgezogen. Die Differenz dieser Aufnahmen ergibt dann die durch die Störung hervorgerufene Abweichung der Plasmadichteverteilung vom ungestörten Fall wieder.

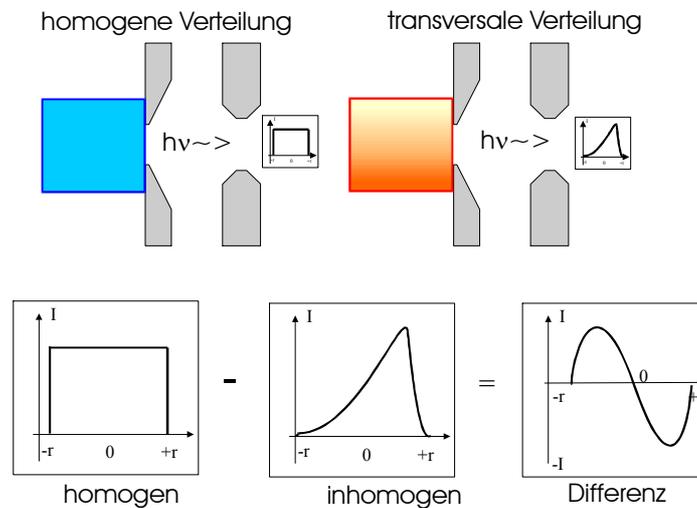


Abbildung 8.5-3: Schematische Darstellung der Meßmethode.

Abbildung 8.5-3 erläutert diese Vorgehensweise. Eine homogene Plasmadichteverteilung sollte eine homogene Lichtemission hervorrufen. Eine transversal über den Durchmesser der Extraktionsöffnung zunehmende Plasmaverteilung (inhomogene) ergibt dann nach der Differenzbildung mit der ungestörten homogenen Verteilung eine Intensitätssteigerung im Bereich der höheren Plasmadichte und einen negativen Wert im Bereich der geringeren Plasmadichte.

8.5.3 Messung der Plasmadichteverteilungen

In Abbildung 8.5-4 ist die Differenz zweier gemessener homogener Dichteverteilungen (Fall A) abgebildet. Hierfür wurde die Aufnahme mit Fokus auf die Extraktionsöffnung bei einer Bogenleistung von 144 W von der Aufnahme mit einer Bogenleistung von 80 W abgezogen. Die Aufnahmen wurden ohne Dipolfelder durchgeführt. Die Erhöhung der Plasmadichte in der Region der Extraktionsöffnung durch die zusätzliche Leistung bildet sich als eine weitestgehend homogene Intensitätszunahme bei der Differenzenbildung ab. Im Fall B wurde bei einer Bogenleistung von 144W das Filterfeld mit einer Feldstärke von maximal 67 G angestellt und von der Aufnahme ohne Filterfeld abgezogen. Hierbei zeigt sich, daß das Filterfeld eine asymmetrische Leuchtdichteverteilung an der Extraktionsöffnung hervorruft. Bei einer geringeren Ionendichte in der Plasmakammer kann das elektrostatische Feld des Extrakts tiefer in die Plasmakammer eindringen. Die Geometrie der Plasmablase bildet also die örtlich gegebene Ionendichteverteilung ab. Eine unsymmetrische Verteilung läßt also in Folge auf einen unsymmetrischen Start der Ionen aus dem Plasma schließen. Um zu analysieren, was diese unsymmetrische Verteilung hervorruft, waren weitergehende Messungen erforderlich. Hierbei war es notwendig, den Fokus der Messungen schrittweise in die Plasmakammer zu verschieben, um hiermit Aussagen über die longitudinale Verteilung des Plasmas auf der Strahlachse innerhalb der Kammer zu treffen. Dazu war es notwendig zu ermitteln, inwieweit sich die Intensität der Meßorte innerhalb der Plasmakammer verändert. Ein Faktor, der die jeweiligen Intensitäten reduzieren kann, ist das in der Plasmakammer vorhandene Arbeitsgas. Hierbei verringert sich die Emission vom Meßort bis zum Nachweis durch Absorption als Funktion des durchlaufenen Meßabstandes abhängig vom vorliegenden Gasdruck. Für diese Messung wurden bei konstanter Kathodenheizung mehrere Aufnahmen mit und ohne Arbeitsgas bei verschiedenen Fokuspositionen innerhalb der Plasmakammer aufgenommen.

Messungen

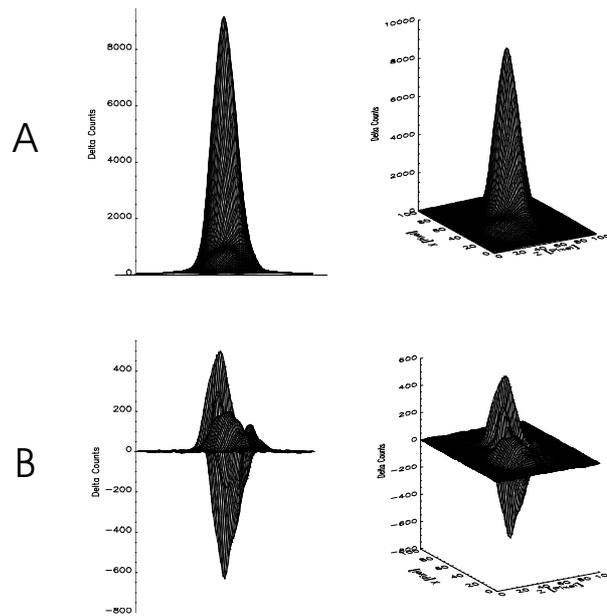


Abbildung 8.5-4: Differenzmessung einer homogenen (A) Leuchtdichteverteilung ohne Filterfeld und eine inhomogenen Verteilung (B) (mit Filterfeld) in der Region der Extraktionsöffnung.

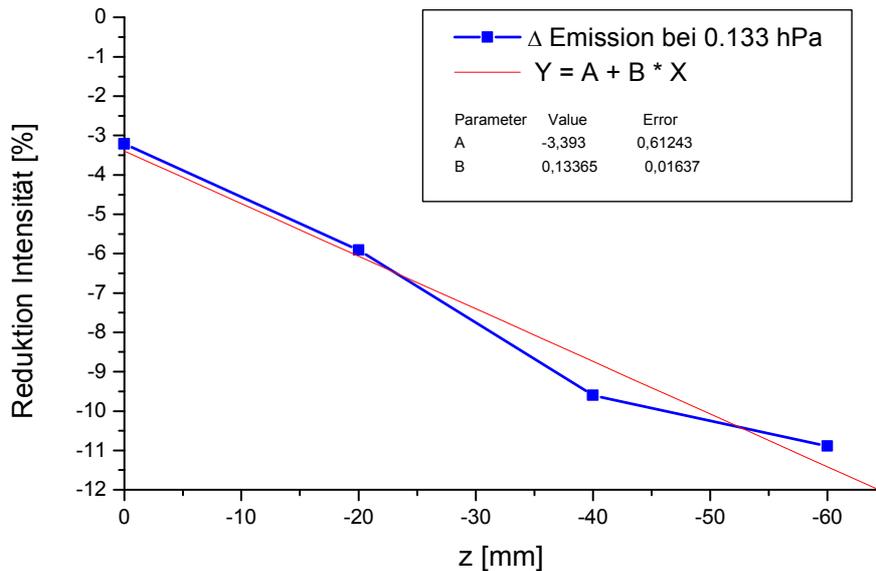


Abbildung 8.5-5: Absorption des Kathodenleuchtens als Funktion des Fokus bei Arbeitsgas Wasserstoff mit 0.133 hPa.

In Abbildung 8.5-5 ist die Differenz der Flächenintegrale des Kathodenleuchtens mit und ohne Arbeitsgas als Funktion der Strahlachse abgebildet. Die Meßpunkte entsprechen der Extraktionsöffnung bei 0 mm, am Ende des Filtermagneten (-20 mm), in der Mitte zwischen Plasmasolenoid und Filtermagnet (-40 mm) und dem Anfang des Solenoiden (-60 mm). Die negativen Zahlen entsprechen somit der Eindringtiefe der Aufnahmen in die Plasmakammer. Die Kathodenposition lag bei -75 mm. Die Absorption des alleinigen Kathodenleuchtens durch das Arbeitsgas folgt im wesentlichen einer linearen Extinktionsfunktion. Es ist damit sehr

Messungen

wahrscheinlich, daß das Arbeitsgas homogen in der Plasmakammer verteilt ist und somit als möglicher Verursacher der Asymmetrie ausscheidet.

Die Kenntnis des Magnetfeldverlaufs in der Plasmakammer ist von entscheidender Bedeutung zur Interpretation der Ergebnisse. Dieser hat einen direkten Einfluß auf die Erzeugung wie auch auf die Verteilung des Plasmas. Durch die Wechselwirkung der Felder untereinander, wegen des Magnetisens der Joche für die Dipole wie auch durch die Wechselwirkung des Solenoidfeldes mit diesem Magnetisens ist eine Skalierung der Feldstärken nicht möglich. Daher mußten die jeweiligen Magnetfeldverläufe gemessen werden. In Abbildung 8.5-6 ist der mit einer computergesteuerten Meßanlage [86-88] erfaßte Magnetfeldverlauf der vorliegenden Versuchsbedingungen dargestellt.

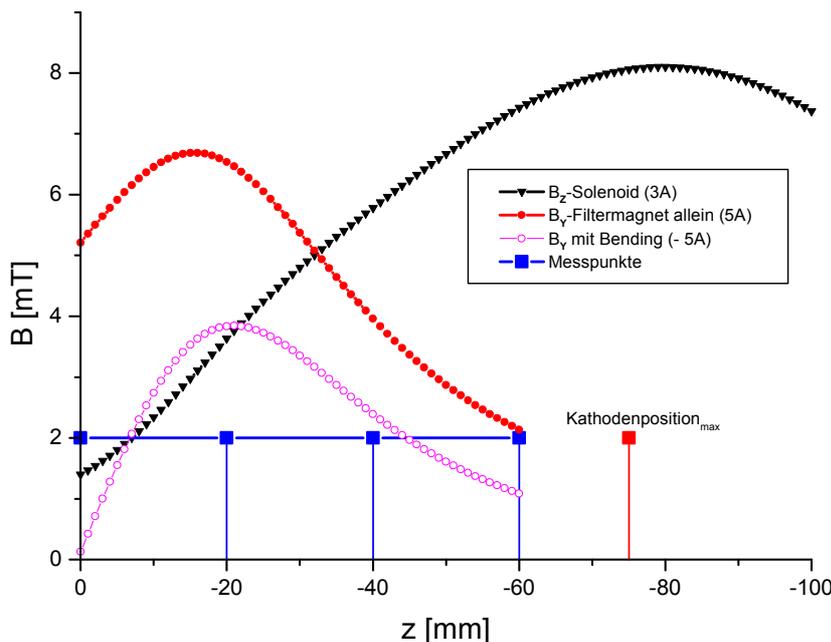


Abbildung 8.5-6: Gemessener Magnetfeldverlauf B_z und B_y innerhalb der Plasmakammer. Zusätzlich abgebildet ist die Messung der maximalen Reduktion des Filterfeldes durch Einsatz des gegenläufig betriebenen Bendingdipols.

Die Feldstärke B_z des Solenoiden bei dem Erregerstrom von 3A entspricht der Standardeinstellung während der Messungen für die vorliegende Arbeit. Für diesen Versuch wurde die Störung der Symmetrie durch die alleinige Benutzung des Filterfeldes mit der maximal möglichen Feldstärke in B_y erzeugt. Die zusätzlich gemessenen Komponenten der Feldstärken in B_x - Richtung erreicht einen maximalen Wert von 0.156 mT auf der Strahlachse und kann daher vernachlässigt werden.

In Abbildung 8.5-7 ist der Anteil des Plasmaleuchtens an der gesamten Emission als Funktion der eingespeisten Bogenleistung mit und ohne Filterfeld an unterschiedlichen Fokuspositionen abgebildet. Hierbei wurde für alle Messungen das Integral der Emissionsfläche errechnet und das zugehörige gemessene Kathodenleuchten von den jeweiligen Werten abgezogen. Anschließend wurden die so gewonnenen Daten mit der in Abbildung 8.5-5 dargestellten Funktion geeicht. Der Plasmaemissionsanteil an der Gesamtintensität erreicht bei der niedrigsten Bogenleistung von 160 W einen Wert von 5.6 % und erreicht ein Maximum bei 1280 W von 49.2 %. Er ist somit eindeutig vom reinen Kathodenleuchten zu unterscheiden. Wie aus den optischen Spektrometeruntersuchungen ermittelt, besteht er hauptsächlich aus der $H\alpha$ - Emission der Balmerreihe. Mit steigender Bogenleistung nimmt der Anteil des Plasmaleuchtens zu.

Messungen

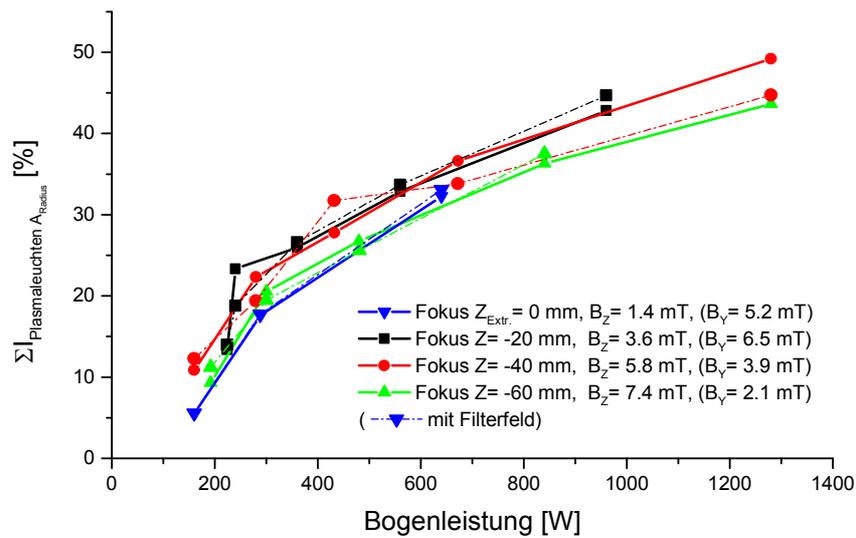


Abbildung 8.5-7: Plasmaemission als Funktion der Bogenleistung an den Meßpunkten mit und ohne Filterfeld.

Auffallend ist, daß diese Funktion an allen Meßpositionen nicht linear ist. Im Vergleich zu den Messungen mit Filterfeld ist zu erkennen, daß sie nur zu einer leichten Variation der jeweiligen Plasmaemission bei gegebener Bogenleistung führt. Abbildung 8.5-7 unterstützt die These, daß die Plasmaemission mit der am Ort erreichbaren Plasmadichte korrespondiert. Mit dieser neuen Meßmethode läßt sich so auch eine direkte Aussage über die Verteilung des Plasmas innerhalb der Plasmakammer in longitudinaler Richtung treffen. Der Einfluß der Magnetfelder ist in dieser Darstellung der Meßergebnisse nicht eindeutig ersichtlich. Messungen (Kap. 8.2) hatten aber gezeigt, daß die Bogenleistung einen großen Einfluß auf die Plasmazusammensetzung hat. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen Elektronengeschwindigkeitsverteilung und Plasmazusammensetzung. Daher ist es sehr wahrscheinlich, daß die Bogenleistung in Wechselwirkung mit den Magnetfeldern die Elektronenverteilung definiert. So wurde der Zusammenhang zwischen Bogenleistung und Plasmaleuchten untersucht.

In Abbildung 8.5-8 werden auszugsweise die Ergebnisse aus Abbildung 8.5-7 als Funktion der Bogenleistung dargestellt. Die Plasmaemission erhöht sich kontinuierlich mit der eingekoppelten Leistung. Eine örtliche Variation der Plasmaemission abhängig von Bogenleistung und Filterfeld ist hauptsächlich in der mittleren Region zwischen -20 und -60 mm zu beobachten. Obwohl im Bereich zwischen 0 und -20 mm das Filterfeld seine höchsten Feldstärken B_Y erreicht (Position 0 : 5.2 mT; Position -20 : 6.5 mT), ist der Einfluß auf die Plasmaemission hier sehr gering. In diesem Bereich scheint eher eine Abhängigkeit mit der gemessenen linear ansteigenden Solenoidfeldstärke B_Z erkennbar zu sein. Ohne Filterfelder vergrößert sich der Einflußbereich des Solenoidfeldes mit steigender Bogenleistung und Spannung (Position: -40). Je höher das jeweilige Solenoidfeld ist, desto höher ist auch die erreichte Plasmaemission. Durch den Einsatz des Filterfeldes kann man bis zu einer gewissen Bogenleistung die Plasmaemission im mittleren Bereich steigern, danach reduziert das Filterfeld die erreichbare Intensität. Es wird deutlich, daß die Inhomogenitäten weit in den Plasmagenerator hineinreichen.

Messungen

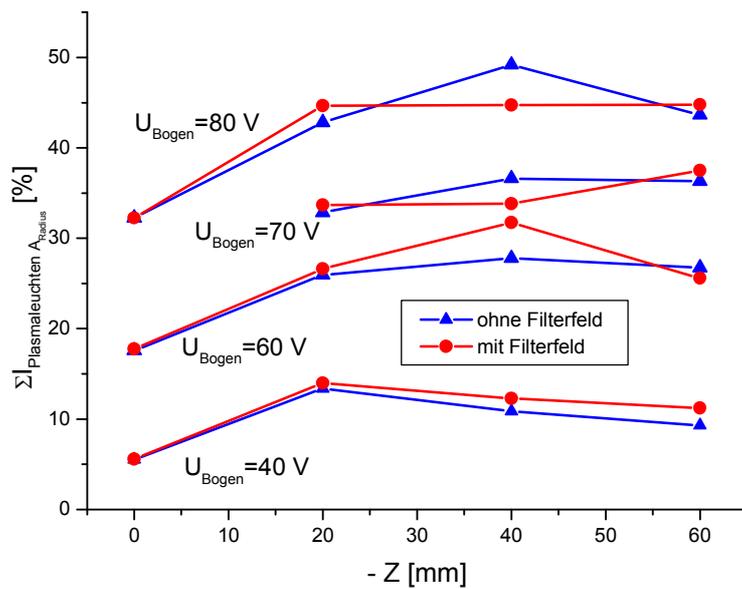


Abbildung 8.5-8: Emissionsintensität als Funktion der Bogenspannung und Position innerhalb der Plasmakammer.

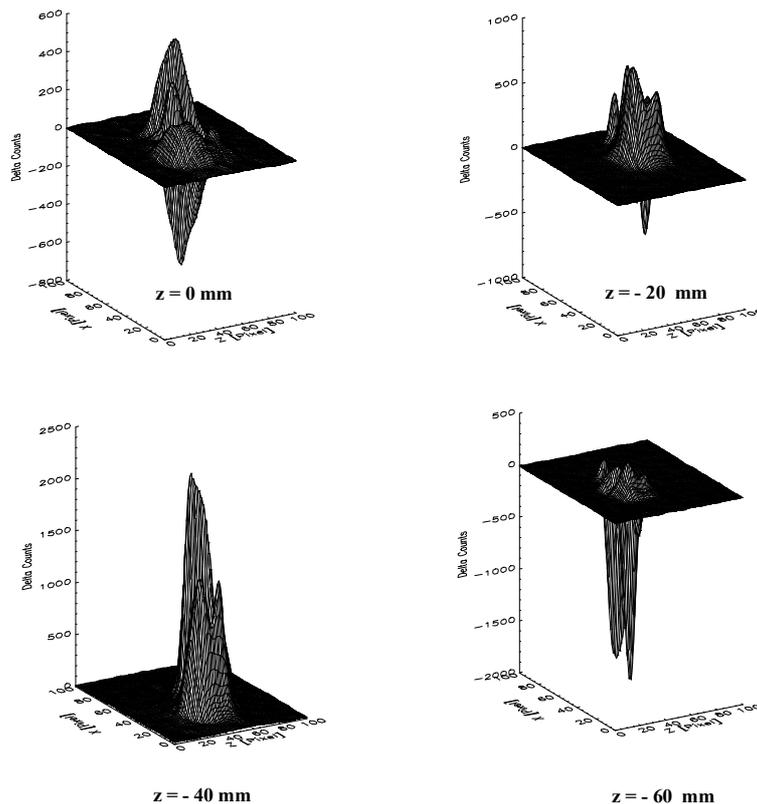


Abbildung 8.5-9: Bei der Bogenspannung von 60 V gebildete Differenz zwischen der Messung mit und ohne Filterfeld als Funktion des Orts.

Mit dieser Meßmethode ist es somit möglich, die Plasmaemission und die damit verbundene Plasmaverteilung zerstörungsfrei innerhalb der Kammer zu vermessen. Unter der Voraussetzung, daß die Plasmaemission proportional der Plasmadichte ist, bilden die Meßergebnisse die longitudinale Ionendichteverteilung in Strahlrichtung ab. Die Hauptideutzungsregion der Plasmaionen ist der mittlere Bereich, von dem sie in die Extraktionsregion, hervorgerufen durch den Gradienten des

Messungen

Solenoiden in den Extraktionsbereich (0 bis -20 mm) driften. Der Filtermagnet hat hier keinen Einfluß auf die Erzeugung **positiver** Plasmaionen. Mit steigender Bogenspannung vergrößert sich die Region der Erzeugung. Da man in den Messungen eine Steigerung des Einflusses des Solenoiden sieht, scheint dies mit einer Verlagerung der Erzeugungsregion in Richtung Kathode einherzugehen. Ausschließlich in dieser begrenzten Region verändert das Filterfeld die Erzeugungsrate der **positiven** Plasmaionen durch Veränderung der am Ort vorliegenden Elektronenverteilung als Funktion der Bogenspannung.

In Abbildung 8.5-9 ist die Differenzbildung zwischen den Emissionsmessungen mit und ohne Filterfeld bei einer Bogenspannung von 60 V für die unterschiedlichen Meßpositionen dargestellt. Eine negative Zahl entspricht einer Intensitätserniedrigung, ein positiver Wert einer örtlichen Intensitätssteigerung. Diese Intensitätsänderungen können entweder durch eine Umverteilung des Plasmas oder durch eine Produktionssteigerung bzw. Reduzierung hervorgerufen werden. Um dies zu analysieren, ermittelt man getrennt das Integral aller Intensitätssteigerungen und aller Intensitätserniedrigungen aus der jeweiligen Differenzenmessung.

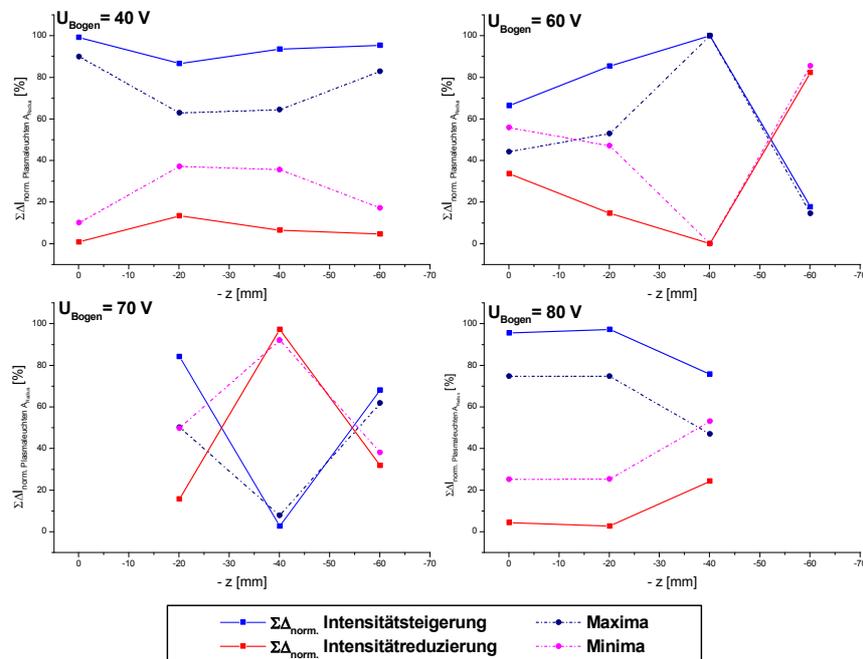


Abbildung 8.5-10: Longitudinaler Einfluß des Filtermagneten als Funktion der Bogenspannung.

Um die in Abbildung 8.5-7 vom Meßpunkt abhängige allgemeine Funktion der Plasmadichte von der Bogenleistung herauszurechnen, normiert man diese beiden Integrale auf das absolute Integral der gesamten Veränderung. In Abbildung 8.5-10 sind die so ermittelten Werte dargestellt. Ein Verhältnis der Intensitätssteigerung zu der Intensitätsreduzierung von 50:50 entspricht einer reinen Umordnung und in Folge einem maximalen Gradienten in transversaler Richtung der Plasmadichte. Eine Verlagerung zu positiven Werten bedeutet eine zusätzliche Produktionssteigerung ($z=-40$), eine entsprechende Steigerung des negativen Anteils ($z=-60$) einer Reduzierung der am Ort vorliegenden Plasmadichte. Ein 100 % Anteil schließt bei dieser Betrachtung aber nicht einen transversalen Gradienten aus, da sich die Plasmadichte unsymmetrisch über die Meßfläche verteilen kann. Bei einer Bogenspannung von 40 V führt das Filterfeld hauptsächlich zu einer Produktionssteigerung über die gesamte Meßstrecke. Im Gegensatz dazu sieht man bei der Bogenspannung von 60 V, daß an der Extraktionsöffnung die Umverteilung dominant (66:34) ist. Danach steigert sich der Produktions-

Messungen

anteil kontinuierlich auf 100 %, um daraufhin wieder drastisch zu fallen (18:82). Diese Verlustzone wandert mit der Erhöhung der Bogenspannung auf 70 V weiter in Richtung Extraktionsöffnung. Bei einer Bogenspannung von 80 V führt das Filterfeld wieder zu einer Produktionssteigerung im Frontbereich. Dieses zyklische Verhalten der Plasmadichte als Funktion der Bogenspannung, ähnlich wie beim Frank - Hertz - Versuch, ist bei der Analyse der Messungen ohne Filterfeld nicht zu beobachten. Das Filterfeld führt zu einer drastischen Änderung der in der Plasmakammer vorliegenden Elektronenverteilung innerhalb seines Einflußbereiches. Die im allgemeinen formulierte These, daß ein Filterfeld zu zwei unterschiedlichen Bereichen in der Plasmakammer mit getrennten Elektronengeschwindigkeitsbereichen führt, kann nach den vorliegenden Meßergebnissen unterstützt werden. Es handelt sich hierbei aber nicht um zwei getrennte Bereiche ohne jegliche Wechselwirkung. Die Elektronengeschwindigkeitsverteilung wird hauptsächlich durch die Bogenspannung bestimmt, die dann mit dem am jeweiligen Ort der z - Achse vorliegenden Magnetfeldverlauf wechselwirkt.

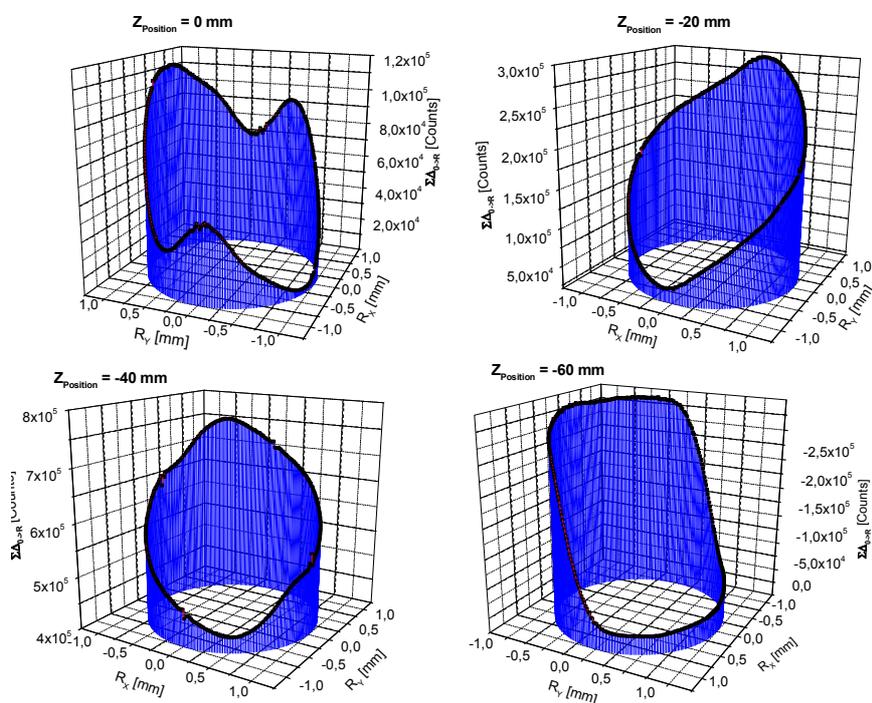


Abbildung 8.5-11: Linienintegral $0 \rightarrow r$ der Differenz zwischen der Messung mit und ohne Filterfeld bei einer Bogenspannung von 60 V als Funktion des Ortes.

Die damit zusammenhängende hohe Abhängigkeit der Plasmadichtefunktionen von der Bogenspannung macht deutlich, daß es bei der Verwendung eines Filterfeldes sinnvoll ist, bei Kathodenquellen die elektrische Verschaltung der Ionenquelle so zu realisieren, daß man Bogenstrom und Bogenspannung unabhängig voneinander variieren kann. Auffallend in Abbildung 8.5-10 ist, daß die jeweiligen Extremwerte der Messungen stark von dem Verlauf der Funktionen der Integrale abweicht. Doch läßt sich dieser Hinweis auf eine nicht homogene Verteilung auf der Meßfläche nicht deutlich erkennen. Durch die Bildung eines Linienintegrals von 0 bis r_{max} , indem man die Emissionsfläche auf ihren Rand abbildet, kann man die transversale Verteilung aber deutlich darstellen. Für die Abbildung 8.5-9 ist diese Auswertung in Abbildung 8.5-11 dargestellt. Alle Messungen mit Filterfeld zeigen deutlich eine unsymmetrische Verteilung, die sich longitudinal in die Kammer fortsetzt, unabhängig davon, ob es in diesen Regionen zu einer Steigerung oder Reduzierung der Plasmadichte kommt. Diese Verteilung ist hauptsächlich auf einen transversalen Dichtegradienten zurückzuführen. Zusätzlich ist eine Rotation um die z - Achse dieses Gradienten in

Messungen

longitudinaler Richtung zu beobachten. Dies wird auf die Wechselwirkung des Plasmas mit dem Solenoidfeld und der Bogenspannung zurückgeführt.

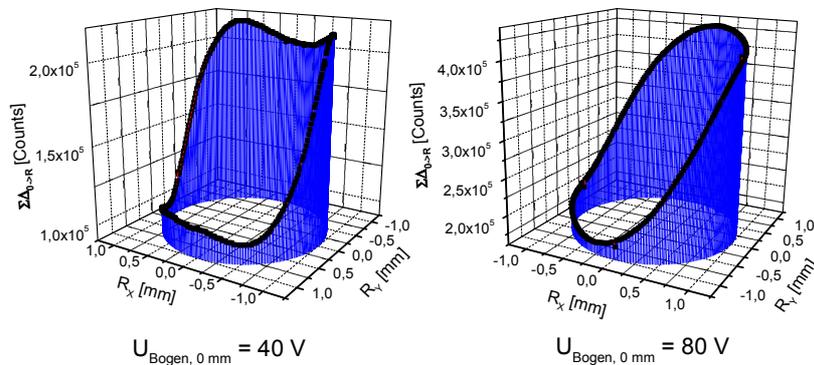


Abbildung 8.5-12: Linienintegral $0 \rightarrow r$ der Differenz zwischen der Messung mit und ohne Filterfeld an der Extraktionsöffnung bei den Bogenspannungen von 40V und 80V.

Deutlich wird das in Abbildung 8.5-12. Hier ist die Auswertung der Plasmadichteänderungen des Filterfeldes an der Extraktionsöffnung bei der Bogenspannung von 40 V und 80 V dargestellt. Obwohl weder die Stärke noch die Orientierung des Filterfeldes geändert worden sind, kommt es zu einer Rotation der Verteilung um die z -Achse als Funktion der Bogenspannung. Ein longitudinales Magnetfeld ruft bei bewegten geladenen Teilchen Zykloidenbahnen um die z -Achse hervor. Es ist also sehr wahrscheinlich, daß diese Rotation durch den Kammersolenoiden hervorgerufen wird.

8.5.4 Resümee

Mit der neu entwickelten optischen Meßmethode können eindeutig radiale und/oder azimuthale Abweichungen von einer homogenen Verteilung der Ionen im Plasma nachgewiesen werden. Die Ergebnisse zeigen aber auch, daß noch zusätzliche Untersuchungen gemacht werden müßten, um alle gemessenen Effekte zu erklären. Eindeutig ist aber die Rolle des Filterfeldes festzustellen. Es führt transversal zu einer starken Asymmetrie der Ionendichte und longitudinal zu einem zyklischen Verhalten als Funktion der Bogenspannung und des Magnetfeldverlaufes. Die unsymmetrische Dichteverteilung in der Nähe der Extraktionsöffnung führt in Folge zur Bildung einer entsprechend schiefen Plasmablase und somit auch zum unsymmetrischen Start der Ionen aus dem Plasma. Um diesen Effekt zu reduzieren, kann man den transversalen Magnetfeldverlauf reduzieren. Dies geschieht in der entwickelten Ionenquelle durch Superposition mit dem baugleichen, aber mit gegensätzlicher Polarität betriebenen Bendingdipol. Auch bei dieser Untersuchung der Kathodenquelle hat sich die Bogenspannung als einer der wichtigsten Quellenparameter herauskristallisiert. Deshalb wurde in den für diese Arbeit gemachten Messungen immer darauf geachtet, daß Bogenspannung und Bogenstrom unabhängig voneinander variiert werden konnten. Nur so ist es experimentell überhaupt möglich, eine optimale Elektronengeschwindigkeitsverteilung einzustellen um die optimalen Erzeugungsraten für negative und positive Ionen im Plasmagenerator zu erhalten.

8.6 Untersuchungen zur Extraktion von negativen Ionen

Die Extraktionsspannung wurde während der Experimente mit negativen Ionen auf -6 kV festgelegt. Das Potential der Screeningelektrode wurde auf 600 V gehalten. Der Arbeitsdruck der Ionenquelle betrug 0.015 hPa Wasserstoffgas. Während den Emittanzmessungen der negativen Ionen an Experimentalaufbau I wurde sowohl die Bogenleistung mit 4 A, wie auch der Erregerstrom des Solenoiden mit 1 A konstant gehalten. Als veränderliche Parameter wurden die Bogenspannung der Ionenquelle, Polarität des Solenoiden und der Kathode sowie Erregerstrom und Polarität der Dipolfelder verwendet. Der Restgasdruck in der Anlage hinter dem Dumpingsystem betrug im Mittel $1.8 \cdot 10^{-5}$ hPa. Bei den in Folge aufgetragenen Stromwerten handelt es sich ausschließlich um den integrierten Meßstrom der Emittanzanlage. Der gemessene Strom der negativen Ionen ist somit die untere Grenze des tatsächlichen extrahierten Stromes, reduziert um die Transmissionsverluste auf dem Weg bis zur Emittanzanlage.

8.6.1 Emittanz als Funktion des extrahierten negativen Ionenstroms

In Abbildung 8.6-1 sind die Werte der 100%- und 80% normierten RMS - Emittanz **aller** Messungen als Funktion des gemessenen negativen Stroms abgebildet. Im direkten Vergleich sind die Emittanzen des positiven Referenzstrahles aufgeführt.

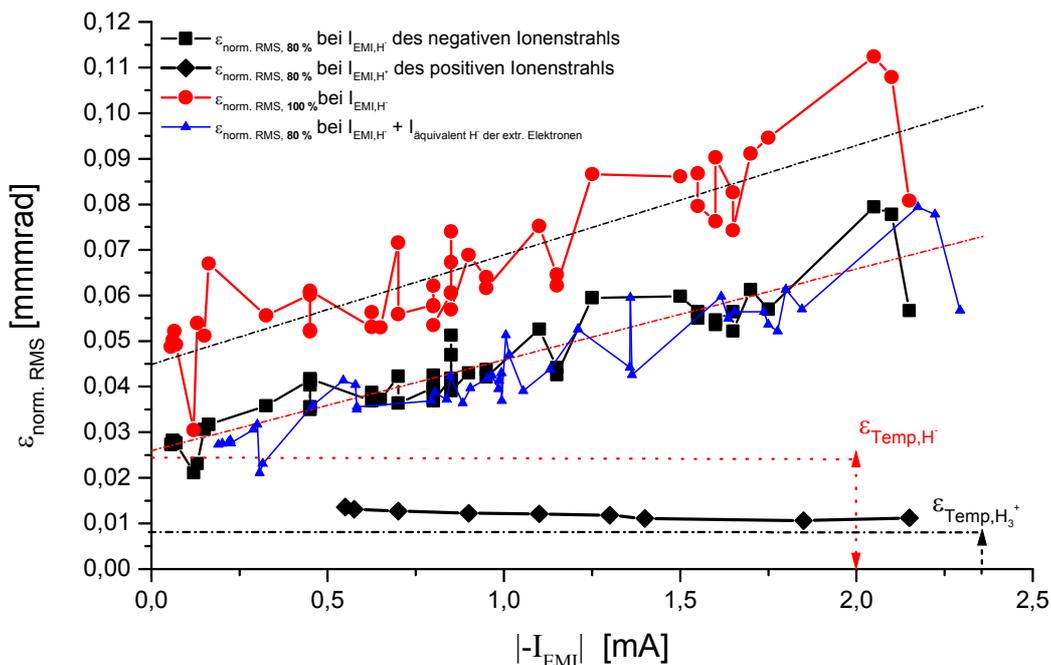


Abbildung 8.6-1: Emittanz als Funktion des negativen und positiven Ionenstroms.

Wie in Kap. 8.3 gezeigt, sind beide Funktionen stark von der Plasmatemperatur bestimmt. Beide Anfangsemittanzen bei dem Extraktionsstrom von 0 mA korrelieren sehr gut mit der aus der gemessenen Ionentemperatur hergeleiteten minimalen Emittanz (Abbildung 8.3-7). Auffallend ist, daß sich bei der Emittanzfunktion der negativen Ionen, im Gegensatz zu der positiven Extraktion (Abbildung 8.4-3), **kein** „Angepaßter Fall“ finden läßt. Ausgehend von der minimalen Emittanz der Plasmatemperatur trotz gleichen Extraktors und vergleichbarer Stromwerte zu der Extraktion mit positiven Ionen, steigt die Emittanz der negativen Ionen linear mit dem extrahierten Strom an. Abhängig von den verwendeten Quellenparametern ist eine mit dem extrahierten Strom linear ansteigende Emittanzfunktion zu sehen. Eine starke Schwankung der Emittanz um diese Funktion ist zu beobachten. Diese wird als gesonderter Term in die Gleichung mitaufgenommen:

$$I_{\text{Extr.}} \propto \varepsilon_{\text{H}^-} = \varepsilon_{\text{Therm}} + C_I \cdot \varepsilon_I \pm \varepsilon_{\text{Schwankung}}$$

Gl. 8-12

Durch die Verwendung eines stromtoleranten und aberrationsarmen Extraktionssystems wurde der Einfluß der Strahloptik deutlich reduziert. Es dürften daher, nach der klassischen Beschreibung der Extraktion, formuliert für positive Ionen, die verwendeten Parameter wie Bogenspannung, Solenoidpolung oder Bogenleistung, keinen so großen Einfluß auf die Emittanzfunktion haben. In den folgenden Messungen geht es darum, die einzelnen Glieder der gefundenen Gleichung zu identifizieren, um in Folge eine Beschreibung der Extraktion von negativen Ionen zu entwickeln.

8.6.2 Einfluß der simultan extrahierten Elektronen

Als erstes stellt sich die Frage, inwieweit die simultan extrahierten Elektronen einen nennenswerten Einfluß auf die gefundene Emittanzfunktion haben. Der Strahlanteil der Elektronen am Gesamtstrahl während der Messung ergibt sich aus der Differenz des Gesamtstroms des Extraktionsnetztes und dem gemessenen H^- - Strom als maximale Obergrenze. Nach Kap. 4.4 kann man für den extrahierten Elektronenstrom einen äquivalenten H^- - Strom errechnen. Durch Bildung der Summe des negativen Ionenstroms und des äquivalenten H^- - Stroms ergibt sich dann ein Gesamtstrom, der die tatsächlichen Verhältnisse für Protonen am Extraktor wiedergibt. In Abbildung 8.6-2 ist der gemessene Strom der negativen Ionen und der Elektronen abgebildet.

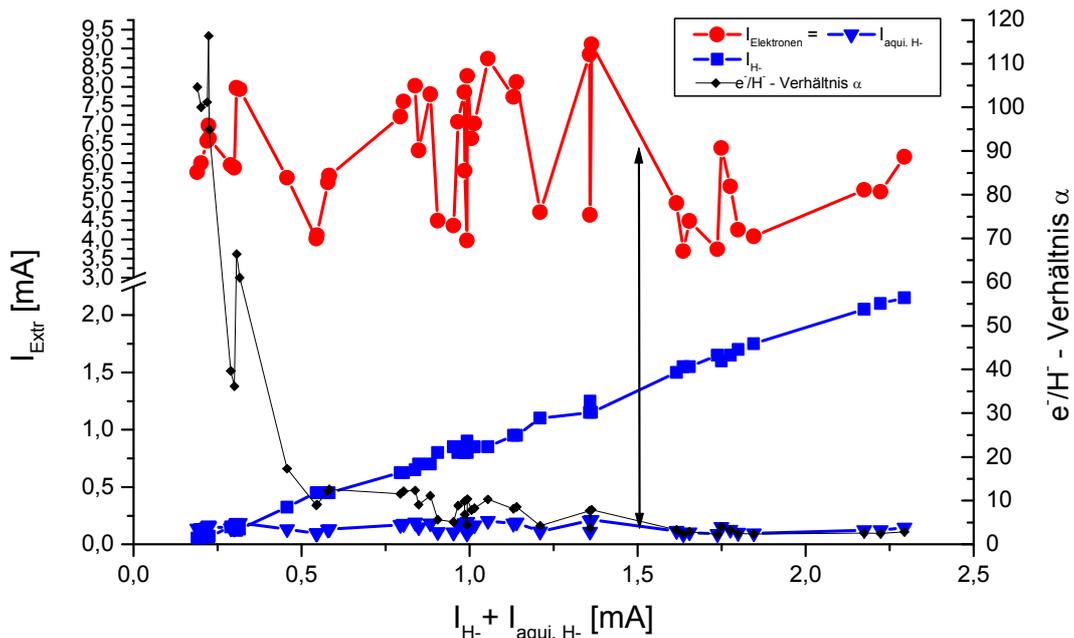


Abbildung 8.6-2: Extrahierter Elektronen- und negativer Ionenstrom als Funktion des am Extraktor vorliegenden Gesamtstroms und des e^-/H^- - Verhältnis α .

Obwohl der Strahlanteil der Elektronen während der Messungen von über 75% auf unter 10 % gefallen ist, ist der Einfluß auf die gemessenen Emittanzwerte nur sehr gering. Dies ist darauf zurückzuführen, daß trotz des hohen Strahlanteils der Elektronen seine Raumladungskräfte im Extraktor eher vernachlässigbar sind. Rechnet man den Elektronenstrom auf einen proportionalen negativen Ionenstrom um, so erkennt man in der Abbildung 8.6-2, daß nur im Anfangsbereich bis ungefähr 0,5 mA des Gesamtstrahls der Elektronenanteil groß genug ist, um eine signifikante Änderung zu provozieren. Wie man in Abbildung 8.6-1 sieht, führt die Berücksichtigung der Elektronen zwar zu einer Verschiebung der Auswertungen, aber nicht zu einer signifikanten Änderung der Aussagen.

8.6.3 Aktuell diskutierte Modelle der Plasmagrenzfläche bei negativen Ionen

Schon seit längerer Zeit ist bekannt, daß Meßergebnisse und Simulationen der Extraktion von negativen Ionen stark voneinander abweichen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß man bei der Simulation von negativen Ionen auf für positive Ionen entwickelte Simulationsprogramme zurückgreift. Um die Simulationen den Meßergebnissen anzupassen, wurde das Programm PBGUNS [89] zur Simulation der Extraktion von negativen Ionen entwickelt. Hierbei steigerte sich die Übereinstimmungen zwischen Messung und Simulation mit zunehmend planer Emissionsfläche. Eine zusätzliche Verbesserung der Simulationsergebnisse zu den gemessenen Werten bei SNS erreichte man durch Variation der Position der Grenzfläche [90]. Im Gegensatz zu dem für die Extraktion von positiven Ionen entwickelten Simulationsprogramm IGUN [52] legt man hierbei den Ort des Plasmameniskus willkürlich an einer anderen Stelle fest. Abbildung 8.6-3 erläutert diesen Zusammenhang.

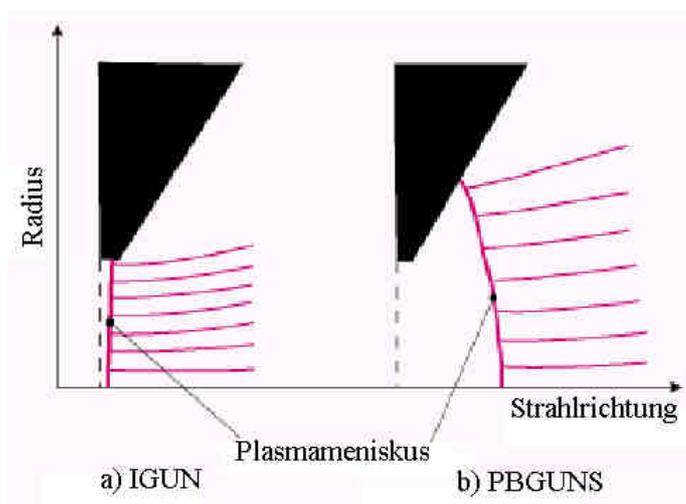


Abbildung 8.6-3: Simulation der Strahlformierung der SNS - Extraktionsblende mit IGUN (a) und PBGUNS (b) aus [91].

Unter diesen Voraussetzungen kann es bei PBGUNS nicht mehr zu einer konvergenten Strahl- extraktion aus dem Plasma kommen. Ein „Angepaßter Fall“, wie im Falle der Extraktion von positiven Ionen, wäre somit nicht mehr möglich. Dies stimmt mit den Messungen überein. In Abbildung 8.6-4 sind die zugehörigen Radien und Winkel der gemessenen 80% Emittanz als Funktion des Stroms abgebildet.

In den Meßergebnissen ist zwar eine starke Korrelation zwischen Winkel und Radius sichtbar, aber auch hier fehlt das Verhalten der Reduzierung des Radius und des Winkel im „Angepaßten Fall“. Es ist eher eine asymptotische Funktion erkennbar. Dies steht im Widerspruch zu der Modellvorstellung von PBGUNS [92]. Bei dem Ansatz von PBGUNS hätte die Divergenz mit zunehmendem Strahl- strom kontinuierlich wachsen müssen, so daß die hier gemessene asymptotische Winkelfunktion schwer zu erklären ist. Bisher fehlt auch eine plausible Erklärung, welcher physikalische Zusammen- hang bei der Extraktion von negativen Ionen das Herauswandern des Plasmameniskus in Strahl- richtung hervorrufen sollte. Die Messungen unterstützen eher die Modellvorstellung einer planer Emissionsfläche bei negativen Ionen. Unabhängige Messungen an einer Multicuspquelle in Culham von McAdams und Holmes [93] unterstützen diese These.

Messungen

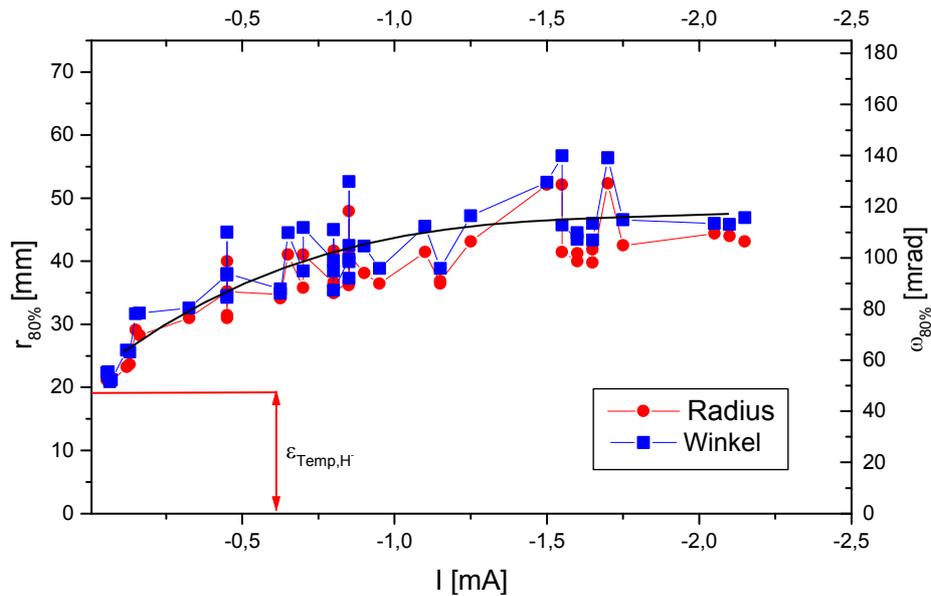


Abbildung 8.6-4: Zugehörige Radien und Winkel der 80% Emittanz als Funktion des Stroms.

Eindeutig belegen die Messungen, daß das klassische Modell der Plasmablase bei der Extraktion von positiven Ionen nicht mehr auf negative Ionen anwendbar ist. Das Fehlen oder die starke Reduzierung einer möglichen konvergenten Strahlextraktion aus dem Plasmameniskus bei negativen Ionen führt zu einer vollkommen anderen Strategie für die Entwicklung von Extraktionssystemen. Die im Extraktor vorliegenden hohen rückfließenden positiven Sekundärionenströme sind der Hauptverursacher dieses Verhaltens (Kap. 6.3.6). Hierbei kommt es zu einer Kompensation der Raumladungskräfte am Plasmameniskus. Die extrahierten negative Ströme heben sich mit den zurückfließenden positiven Ströme auf, und in Folge kommt es zu einer planen Extraktionsfläche. Der meiste positive Sekundärionenstrom wird durch den simultan extrahierten Elektronenstrahl durch Wechselwirkung mit dem Restgas gebildet. Weitere maßgebliche Faktoren, außer dem e^-/H^- -Verhältnis α , sind noch Aufbau des Extraktors, Restgasverteilung im Beschleunigungsgap und anliegende Potentiale. Es ist durchaus möglich, daß es auch dabei zu einer Art Überkompensation der Raumladungskräfte kommen kann und somit die bei PBGUNS hinterlegten Beobachtungen erklären. Der Einfluß der positiven Sekundärionenströme wird in den zukünftigen Versionen von IGUN berücksichtigt [94].

8.6.4 Einfluß der Bogenspannung

Wie in Kap. 8.4 und Kap. 8.5 gezeigt, haben die in der Region der Extraktionsöffnung vorhandenen Magnetfelder einen großen Einfluß auf die Plasmaverteilung und somit auf Ionenstrom, Elektronenstrom und Emittanz. Um die Rolle der Bogenspannung zu identifizieren, muß man Plasma und Extraktion von dem Einfluß des Gradienten des magnetischen Dipolsystems entkoppeln. Hierzu wird in der Extraktionsregion ein einigermaßen konstantes Dipolmagnetfeld erzeugt. Dies ist nur im additiven Betriebsmodus der Dipolmagnete möglich. Abbildung 8.6-5 zeigt den während der Untersuchung der Bogenspannung anliegenden Magnetfeldverlauf des Dipolsystems. Dies ist insbesondere bemerkenswert, da der additive Betriebsmodus der Dipolmagnete den Magnetfeldverlauf widerspiegelt, der in den meisten gängigen negativen Ionenquellen benutzt wird [44].

Messungen

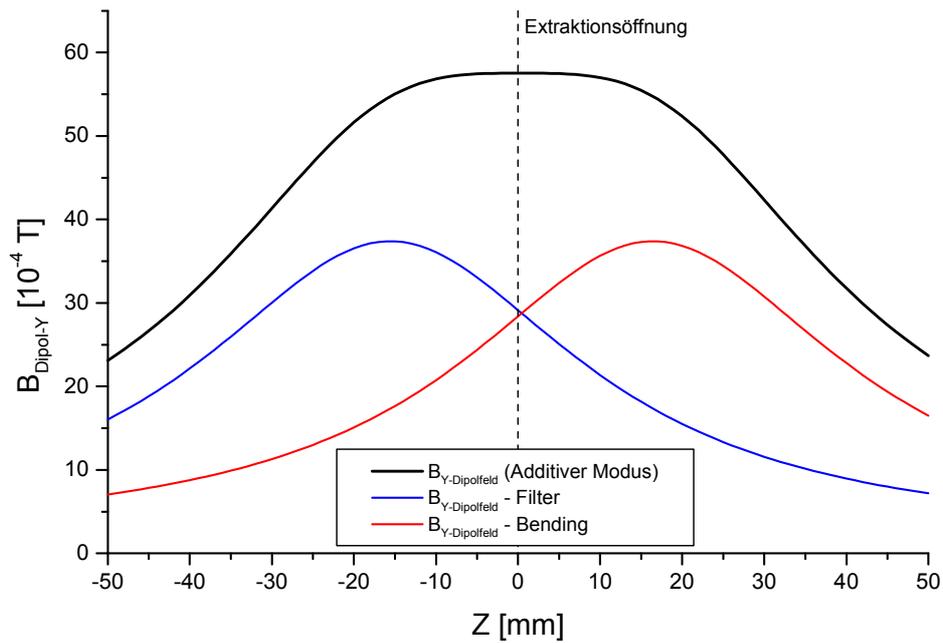


Abbildung 8.6-5: Dipolfeld im additiven Modus als Funktion der Strahlachse ($0 = \text{Extraktionsöffnung}$).

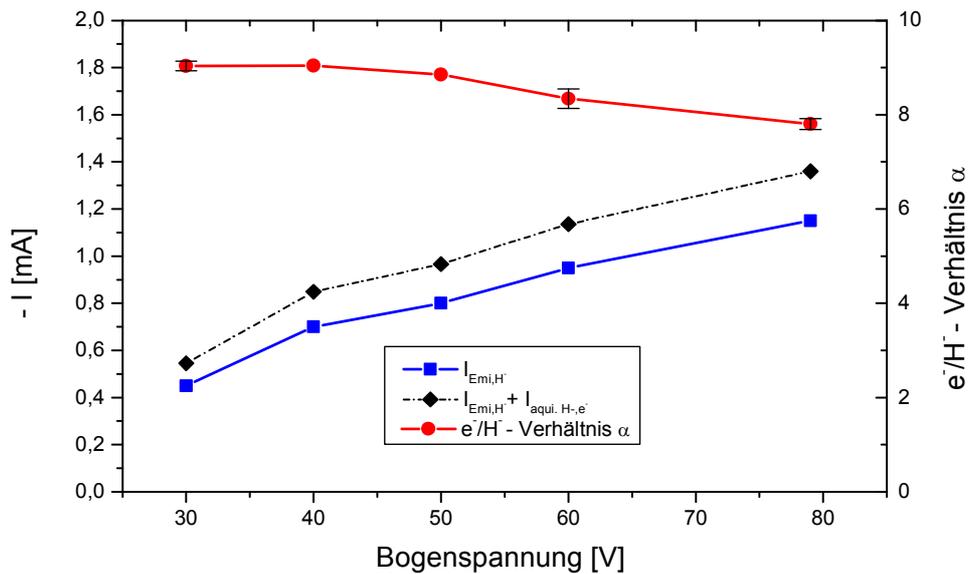


Abbildung 8.6-6: Negativer Ionenstrom und e^-/H^- - Verhältnis α als Funktion der Bogenspannung (Bogenleistung: 4 A).

In Abbildung 8.6-6 ist der gemessene negative Ionenstrom mit seinem zugehörigen e^-/H^- - Verhältnis α als Funktion der Bogenspannung bei konstanter Bogenleistung von 4 A und der äquivalente negative Ionenstrom abgebildet.

Messungen

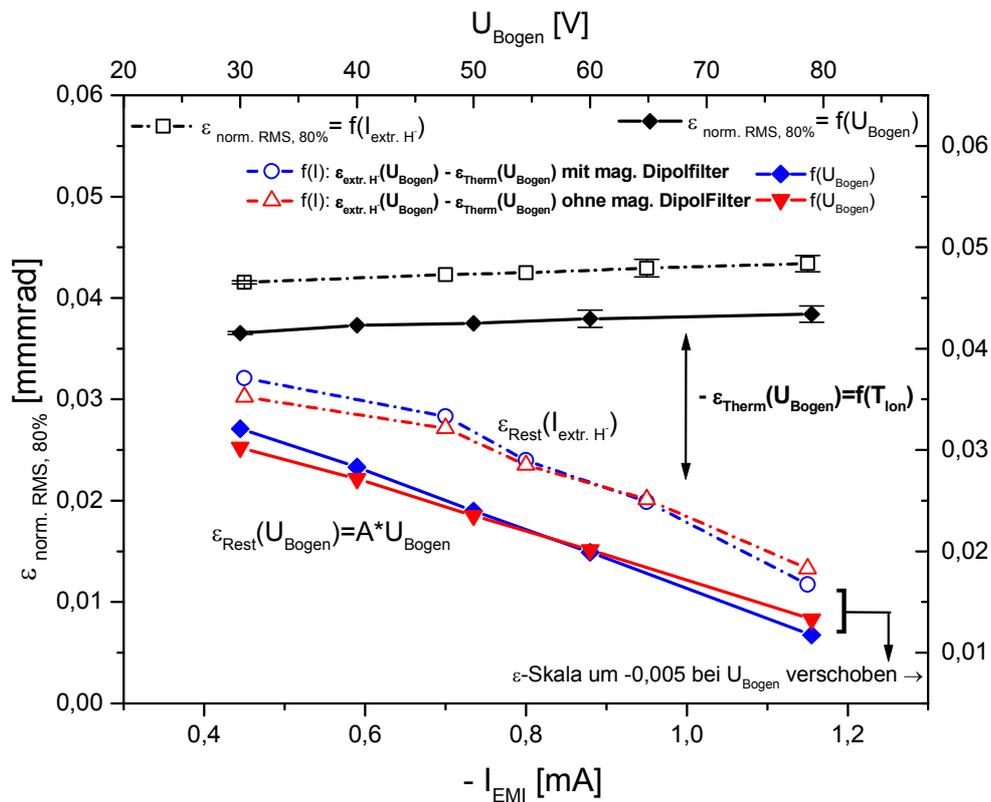


Abbildung 8.6-7: Emittanzen als Funktion des negativen Ionenstroms und der Bogenspannung.

Mit zunehmender Bogenspannung nimmt der Strom an negativen Ionen proportional zu. Hierbei reduziert sich das e^-/H^- - Verhältnis α nur geringfügig von 9 auf 7.8. Bei additivem Betriebsmodus der Dipole führt eine Erhöhung der Bogenspannung somit hauptsächlich zur Steigerung der Ausbeute an negativen Ionen, während der Elektronenanteil kaum variiert. Es kann somit davon ausgegangen werden, daß sich die Verhältnisse in der Region vor der Extraktionsöffnung kaum verändern. In Abbildung 8.6-7 sind die zugehörigen Emittanzen der Messungen als Funktion des Stroms und der Bogenspannung abgebildet. Zur besseren Darstellung wurde die Skalierung der Emittanz - Achse der Bogenspannung zur Emittanz - Achse des Ionenstroms verschoben.

Auffallend im Vergleich zu Abbildung 8.6-1 ist, daß die dort beobachteten Schwankungen der Emittanz fehlen. Um dies zu verdeutlichen, wurden die absoluten Schwankungen der Meßwerte um ihren Mittelwert in Abbildung 8.6-7 mitaufgenommen. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß die Schwankungen der Emittanzwerte aus Abbildung 8.6-1 hauptsächlich mit den vorliegenden Magnetfeldern korreliert sind. Weder die Emittanzfunktion, noch die zugehörigen Winkel und Radien (Abbildung 8.6-8) zeigen eine Abweichung von dem schon ermittelten globalen Verhalten. Es ist kein „Angepaßter Fall“ sichtbar und Emittanz, Winkel und Strahlradius steigen mit zunehmendem negativen Ionenstrom oder verwendeter Bogenspannung. Die Emittanz verhält sich dabei proportional zu Bogenspannung und extrahiertem Ionenstrom.

Messungen

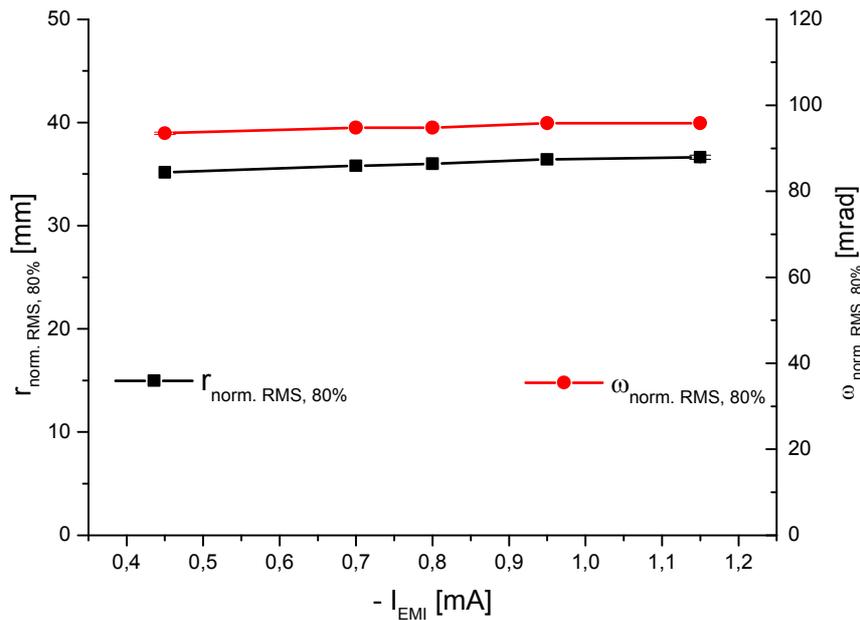


Abbildung 8.6-8: Zugehörige Radien und Winkel als Funktion des Stroms.

In Kap. 8.3 wurde die thermische Emittanz als Funktion der Bogenspannung ermittelt. Aufgrund der geringen Schwankungen der Meßwerte und der geringen Variation der Plasmazusammensetzung kann man die thermische Emittanz von den gemessenen Werten subtrahieren. Die so ermittelte Emittanzfunktion verhält sich in Bezug zur Bogenspannung extrem linear:

$$I \propto \varepsilon_1 = \frac{1}{C_{\text{homogenBY}}} \cdot U_{\text{Bogen}}$$

Gl. 8-13

Hiermit ist der zweite Term aus Gl. 8-12 identifiziert. Auffallend ist, daß die gefundene Funktion, im Gegensatz zur Emittanz abhängig von der Ionentemperatur mit zunehmender Bogenspannung abnimmt. Ein ähnliches Verhalten wurde auch in Kap. 8.2.3 bei der Ermittlung des Strahlplasmapotentials als Funktion der Bogenspannung gemessen. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß der gefundene Proportionalitätsfaktor C mit dem Strahlplasmapotential verknüpft ist.

Wenn man die Steigung der Emittanzfunktion aus Abbildung 8.6-7 mit Abbildung 8.6-1 vergleicht, so erkennt man, daß sich die Steigungen unterscheiden. Der Proportionalitätsfaktor C ist zusätzlich noch linear mit den bei diesen Messungen konstant gehaltenen Magnetfeldern verknüpft. Analog zu den Messungen aus Kap. 8.4.2 weist diese Linearität auf ein Transportphänomen hin.

8.6.5 Einfluß der magnetischen Dipolfelder

Die Schwankungen aus Abbildung 8.6-1 zu der bisher ermittelten Emittanzfunktion betragen im Mittel nur 5 %, wobei aber einzelne Werte bis zu 80% abweichen können. In Abbildung 8.6-9 sind die prozentualen Abweichungen zwischen der ermittelten Gleichung und den gemessenen Emittanzmeßwerten als Funktion des vorliegenden magnetischen Dipolfeldes der Extraktionsregion dargestellt. Die X-Koordinate entspricht der Feldstärke an der Extraktionsöffnung, die Y-Koordinate der Feldstärke, die simultan einen Zentimeter hinter der Extraktionsöffnung herrscht. Man sieht, daß der noch zu identifizierende Term $\varepsilon_{\text{Schwankung}}$ eine Funktion des vorliegenden magnetischen Dipolfeldes in der Region der Extraktionsöffnung ist. Mit zunehmendem Feld, sowohl am Plasmameniskus wie auch im Plasma, werden die Abweichungen zur ermittelten linearen Emittanzfunktion

Messungen

größer. Dies ist ein Hinweis darauf, daß, wie bei den positiven Ionen, der Feldverlauf in der Region der Extraktionsöffnung eine besondere Rolle spielt [95].

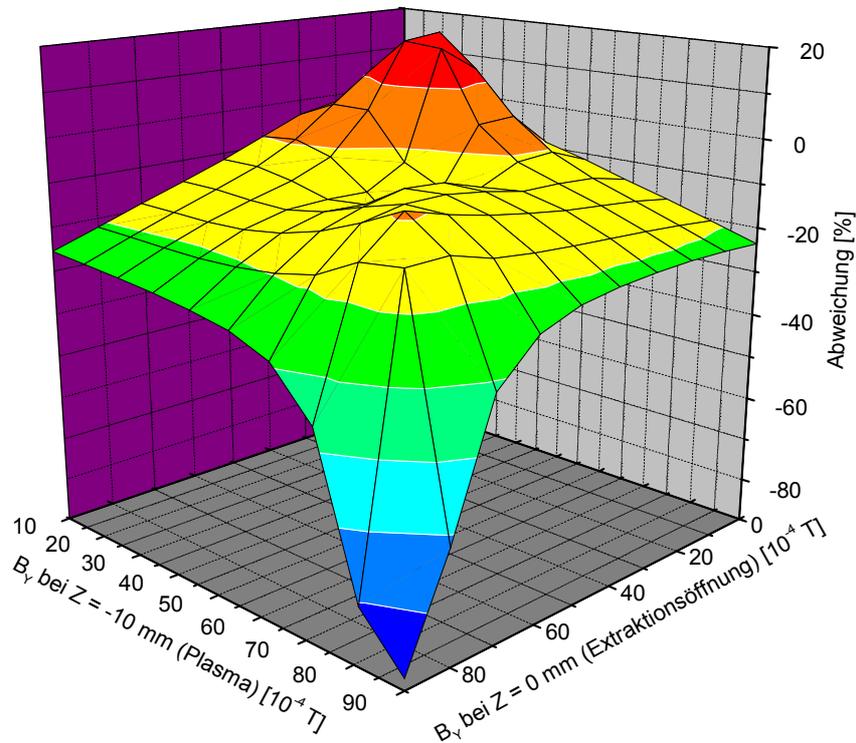


Abbildung 8.6-9: Abweichung der gemessenen Emittanzwerte als Funktion des magnetischen Querfeldes im Plasma und an der Extraktionsöffnung.

Eine Untersuchung der Dipolfelder ist wegen der Ergebnisse aus Kap. 8.6.3 nur bei konstanter Bogenspannung sinnvoll. Es würden sich bei der Variation der Bogenspannung andere Maxima und Minima als Funktion der Dipolfelder bilden. Es ist aber sehr wahrscheinlich, daß sich die hier nachweisbaren Tendenzen für den gesamten untersuchten Bereich der Bogenspannung verallgemeinern lassen. Während der folgenden Untersuchungen wurde die Bogenspannung mit 80 V bei einer Bogenleistung von 4 A konstant gehalten. Die Ergebnisse wurden zur besseren Darstellung in eine Höhendarstellung umgewandelt.

In Abbildung 8.6-10 ist der extrahierte Strom der negativen Ionen und Elektronen als Funktion der Erregerströme des Dipolsystems dargestellt. Deutlich ist sichtbar, daß im Bereich des gegenläufigen Dipol - Betriebsmodus die erreichten negativen Ionenströme höher sind als die im additiven Betriebsmodus. Im Bereich des Ausgleichsmodus werden die höchsten Anteile an negativen Ionen gemessen. Das Abknicken dieses Bereiches ab einer bestimmten Filterfeldstärke kann man darauf zurückführen, daß das Optimum des Magnetfeldes für die Bogenspannung von 80 V überschritten wurde. Eine Erhöhung des Filterfeldes führt ab hier zu einer Reduzierung des negativen Ionenstroms. Dies ist auch der Grund dafür, daß das optimale „Produktionsmagnetfeld“ bei weiterer Erhöhung des Filterfeldes in die Region des abnehmenden Bendingfeldes wandert.

Messungen

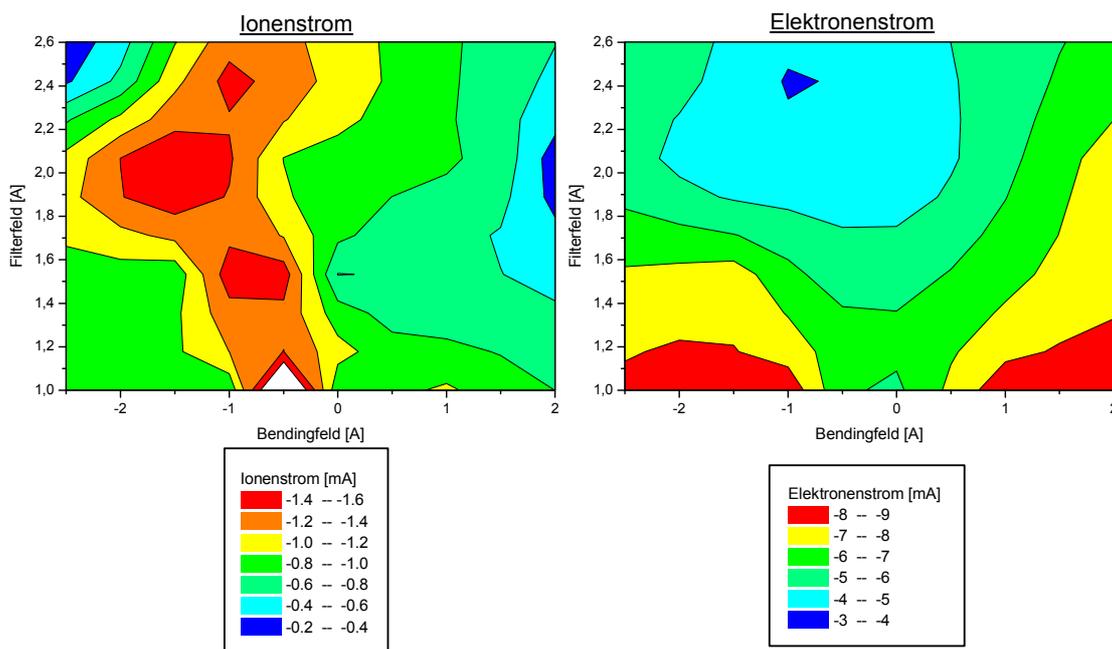


Abbildung 8.6-10: Extrahierte negative Ionen und Elektronen als Funktion der Erregerströme des Dipolsystems.

Erstaunlich ist, daß der simultan extrahierte Elektronenstrom nicht mit dem extrahierten negativen Ionenstrom korreliert ist. Man erkennt nur eine schwache Asymmetrie des simultan extrahierten Elektronenstroms. Mit steigendem Filterfeld reduziert sich zwar der Elektronenanteil, überraschend hierbei ist aber der Einfluß des Bendingfeldes. Man würde annehmen, daß der Elektronenanteil, wegen der Reduzierung des effektiven Feldes durch die gegenläufigen Betriebsweise des Bendingdipols, in der Plasmakammer wieder ansteigen würde. Das ist nicht der Fall. Ein gutes Beispiel für dieses Verhalten liegt z.B. bei der Erregerstromkombination Filter 1 A und Bending 1 A und bei der Kombination Filterfeld 2 A und Bendingfeld 0 A vor. Trotz des gleichen effektiven Magnetfeldverlaufes ist im ersten Fall der Elektronenanteil fast doppelt so hoch wie im zweiten Fall. Äquivalente Magnetfeldverläufe führen zu einem unterschiedlichen Elektronenstrom. Der Anteil der Elektronen im Strahl ist also keine alleinige Funktion des anliegenden Querfeldes.

In Abbildung 8.6-11 ist links die gemessene Emittanz und rechts das e^-/H^- - Verhältnis α als Funktion der Erregerströme des Dipolsystems dargestellt. Im Fall der positiven Extraktion konnte der Nachweis erbracht werden, daß die Dipolfelder einen unsymmetrischen Plasmameniskus hervorrufen, der in Folge die Emittanz verschlechtert (Abbildung 8.4-9). Dies ist im Falle der negativen Extraktion nicht zu erkennen. Der Einfluß der Dipolfelder auf die Plasmablase ist deutlich geringer und die Emittanz des Ionenstrahls folgt im wesentlichen linear dem extrahierten Ionenstrom. Dieser ist eng mit dem vorliegenden Magnetfeldverlauf der Extraktionsregion verbunden (Abbildung 8.6-9). Während man bei der positiven Extraktion die Ausbeute an positiven Ionen hauptsächlich durch ein Transportproblem durch die Presheath beschreiben konnte, ist dieser Zusammenhang bei negativen Ionen wesentlich komplexer. Vergleicht man das e^-/H^- - Verhältnis α (rechte Seite von Abbildung 8.6-11) mit der Funktion des extrahierten Elektronenstroms (Abbildung 8.6-10) wird die enge Verknüpfung zwischen extrahierten negativen Ionen und Elektronen sichtbar. Es scheint, daß ein hoher negativer Ionenanteil ein weiteres Ansteigen des Elektronenanteil verhindert (Kap. 8.6.7). Dies führt dazu, daß sich trotz extremer Variation des vorliegenden Dipolfeldes das e^-/H^- - Verhältnis α über einen großen Bereich kaum ändert. Der extrahierbare Gesamtstrom scheint limitiert zu sein.

Messungen

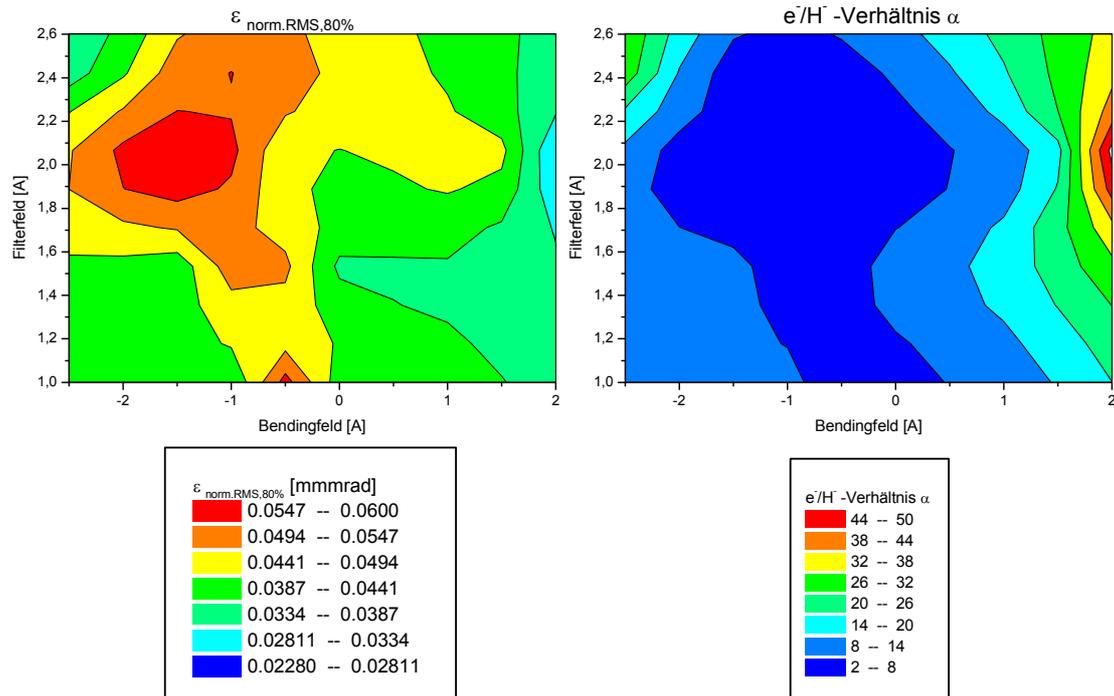


Abbildung 8.6-11: Emittanz und e^-/H^+ -Verhältnis α als Funktion der Erregerströme des Dipolsystems.

Für die Praxis ist der Betriebsmodus der gegenläufigen Dipolmagnete im Fall der negativen Ionenextraktion noch deutlicher als bei der positiven Ionenextraktion zu empfehlen. Ein reduziertes Querfeld an der Extraktionsöffnung ruft höhere negative Ionenströme, geringere Elektronenströme und kleinere Abweichungen zu den Vorhersagewerten der in den vorigen Kapitel entwickelten Funktionen hervor. Im Gegensatz zu der alleinigen Verwendung des Filterfeldes lassen sich wesentlich höhere negative Ionenströme extrahieren. Die extrahierten Ionen- und Elektronenströme beeinflussen sich gegenseitig und sind voneinander abhängig. Obwohl der Extraktor nicht in der Raumladungsbegrenzung betrieben wird, scheint ein Grenzstrom vorzuliegen, der sich anteilmäßig auf Ionen und Elektronen verteilt (Kap. 8.6.7). Auch ist, entgegen gängiger Theorien, der Anteil an Elektronen im Strahl keine einfache Funktion der alleinigen Feldstärke des Filterfeldes. Im Falle der negativen Extraktion ist der Einfluß der magnetischen Feldverteilung der Extraktionsregion auf die Produktion von negativen Ionen wesentlich größer als im Fall der positiven Ionen. Im Gegensatz dazu ist sein Einfluß auf die Emittanz und somit der Form der Plasmablase wesentlich geringer.

8.6.6 Einfluß der Stromrichtung des Plasmasolenoiden

Bei der negativen Ionenextraktion scheinen Transportprozesse bis zur Plasmablase dominant zu sein. Dies müßte sich auch bei anderen, von den Dipolfeldern unabhängigen Messungen beobachten lassen. Ein solches Phänomen läßt sich bei der Stromrichtung des Plasmasolenoiden nachweisen. In Abbildung 8.6-12 sind die Emittanzfiguren der beiden möglichen Stromrichtungen im Plasmasolenoiden gegenübergestellt. Die Bogen Spannung betrug in beiden Fällen 60 V. Der Betriebsmodus wie auch der Erregerstrom der Dipole waren für beide Messungen identisch.

Der Strom des Extraktionsnetztes war im rechten Bild 5.95 mA und im Linken 5.81 mA. Im Fall A wurde ein negativer Ionenstrom von 0.055 mA mit einem e^-/H^+ -Verhältnis α von 105, im Fall B ein negativer Ionenstrom von 0.325 mA mit einem e^-/H^+ -Verhältnis α von 17 gemessen. Es kommt zu einer Stromreduzierung der negativen Ionen durch die Zunahme der mitextrahierten Elektronen

Messungen

(Kap. 8.6.7). Die hier gemessenen Emittanzen des Ionenstroms unterscheiden sich nicht von den gemessenen Werten eines proportionalen Ionenstroms anderer Experimente.

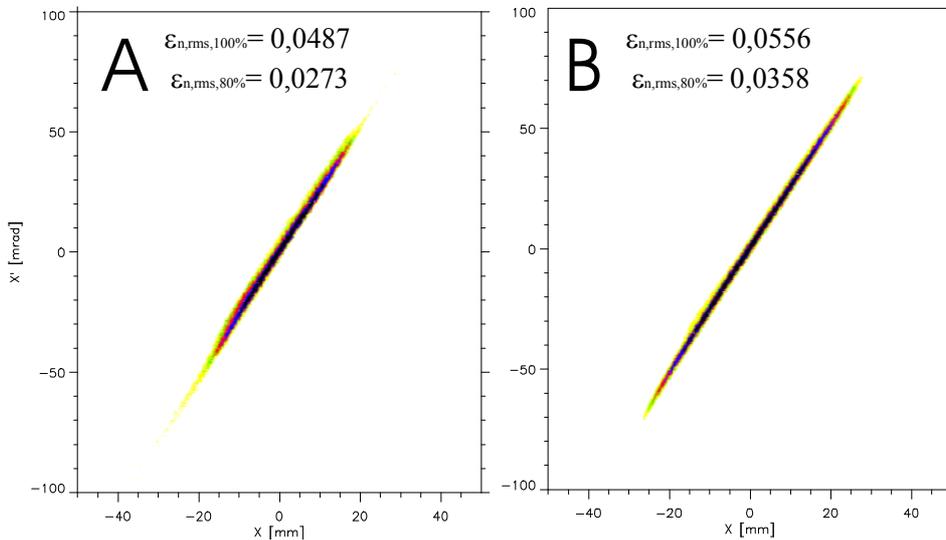


Abbildung 8.6-12: Emittanzmessung als Funktion der Stromrichtung des Plasmasolenoiden.

Der Einfluß des symmetrischen Feldes auf die Plasmablase ist, wie nicht anders erwartet, sehr gering. Erstaunlich ist, daß die Stromrichtung des Erregerstroms im Plasmasolenoiden den Anteil der extrahierten Elektronen beeinflusst. Bei dem Feldverlauf des Plasmasolenoiden handelt es sich um ein symmetrisches magnetisches Feld. Alle Wechselwirkungen mit den vorhandenen anderen Magnetfeldern hätten zu keinem Symmetriebruch führen dürfen. Zur Überprüfung wurde dieses Experiment wiederholt. Diese Messungen wurden mit wechselnder Polarität der Stromrichtung der Kathode in Kombination mit der Polung des Dipolmagnetsystems durchgeführt. Dies veränderte nicht die Meßaussage. Hierbei liegt also eindeutig ein vom Extraktionssystem unabhängiger Faktor innerhalb des Plasmas vor, welcher abhängig von der Polarität des Erregerstroms des Solenoiden den Elektronenanteil des negativen Ionenstrahls stark beeinflusst.

Es ist sehr wahrscheinlich, daß für das beobachtete Phänomen die komplexe $E \times B$ - Drift des Plasmas verantwortlich ist [28; 32]. Bei einem zeitlich und räumlich konstanten Magnetfeld führen geladene Teilchen eine Kreisbewegung mit der Zyklotronkreisfrequenz aus. Wirken zusätzlich auch noch homogene statische elektrische Felder, z.B. hervorgerufen durch das Plasmawandpotential, kommt es zusätzlich zu einer Verschiebung des Gyrationmittelpunkts mit der konstanten Geschwindigkeit:

$$v_{E \times B} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

Gl. 8-14

Die Richtung dieser $E \times B$ - Drift ist senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld. Sowohl Elektronen als auch Ionen driften hierbei mit gleicher Geschwindigkeit in die gleiche Richtung. Für die Interpretation der Meßergebnisse ist aber eine Massentrennung innerhalb des Plasmas in der Extraktionsregion notwendig. Da das Plasmasolenoid schon 5.5 cm vor der Extraktionsöffnung endet, bildet sich in der Region bis zur Extraktionsöffnung ein symmetrisches, inhomogenes Magnetfeld aus. Hierbei kommt es zusätzlich noch zu einer **Ladungs-** und **Massentrennung** senkrecht zum Magnetfeld und dem Feldgradienten aufgrund von:

$$v_{\text{Drift}(m,q)} = \frac{mv_{\perp}^2}{2} \frac{\vec{B} \times \nabla \vec{B}}{q\vec{B}^3}$$

Gl. 8-15

Je nach Stromrichtung des Solenoiden führt dieser Zusammenhang zu einer Driftbewegung der Elektronen zur Symmetrieachse der Extraktionsregion hin oder von ihr weg. Hierdurch kommt es im Fall A zu einer Steigerung der Elektronendichte an der Region der Extraktionsöffnung und im Fall B zu deren Reduzierung, was sich dann im e^-/H^- - Verhältnis α niederschlägt. Dies hat auch Konsequenzen für die Verteilung der anderen Komponenten im Plasma. Es werden sowohl die positiven Ionen als auch die negativen Ionen, zusätzlich zu der Wirkung des Plasmawandpotentials auf alle Komponenten des Plasmas, beeinflusst. Es bilden sich somit in der Extraktionsregion unterschiedliche Bereiche, in denen die einzelnen Komponenten des Plasmas je nach Masse und Ladung dominieren. Ein hoher Elektronenanteil korreliert auch in diesem Experiment mit einem geringen negativen Ionenstrom. In der Praxis lassen sich die beiden möglichen Fälle des Plasmasolenoiden durch ihre Emittanzfigur deutlich unterscheiden, so daß man schnell den optimalen Fall B mit geringem Elektronenanteil und somit hoher negativer Ionenausbeute bei vergleichbaren Magnetfeldkonfigurationen der Quellen findet.

8.6.7 Zusätzliche Strombegrenzung bei der Extraktion von negativen Ionen

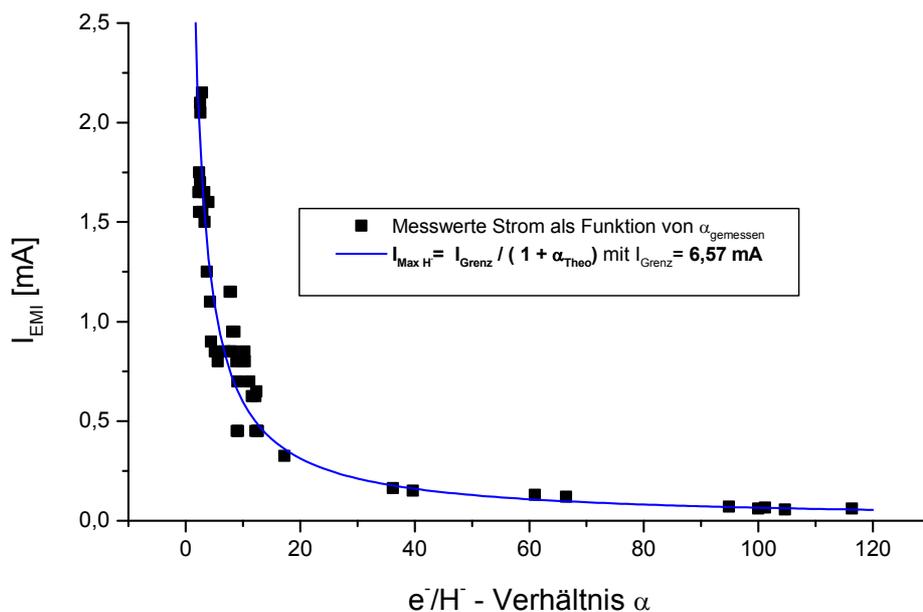


Abbildung 8.6-13: Negativer Ionenstrom als Funktion des e^-/H^- - Verhältnisses α .

Aus der bei den Experimenten verwendeten Extraktorspannung geht hervor, daß man nicht in der sogenannten Raumladungsbegrenzung des Extraktors gearbeitet hat. In Kap. 8.6.2 wurde gezeigt, daß der Einfluß der Raumladung der mitextrahierten Elektronen im Extraktionssystem sehr gering ist. Eine Korrelation zwischen Elektronen und negativen Ionen dürfte daher im Experiment nach klassischer Vorstellung nicht zu sehen sein. Trotzdem weisen die vorangegangenen Untersuchungen auf eine starke Korrelation zwischen beiden Strahlkomponenten hin. In Abbildung 8.6-13 ist der extrahierte Strom der negativen Ionen als Funktion des e^-/H^- - Verhältnisses α aller gemachten Messungen dargestellt. Die Meßwerte zeigen einen Zusammenhang zwischen dem e^-/H^- - Verhältnis α und dem extrahierten Ionenstrom auf. Je höher das Verhältnis α ist, desto geringer ist der negative Ionenstrom.

Messungen

Die Meßwerte haben einen ähnlichen Funktionsverlauf wie das in Kap. 4.4 beschriebene Verhalten einer raumladungsbegrenzten Extraktion. Rein spekulativ kann man den Grenzstrom dieser Funktion ermitteln. Unter der Voraussetzung, daß Elektronen und Ionen durch das gleiche Potential beschleunigt werden, kann man wie im Falle des äquivalenten Ionenstroms eine Formel für diesen Grenzstrom für Protonen bestimmen:

$$j_{\text{Grenz}} = j_{\text{H}^-} + j_e \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{I_e}{I_{\text{H}^-}} = \frac{j_e}{j_{\text{H}^-}}$$

$$j_{\text{Grenz}} = j_{\text{H}^-} (1 + \alpha) \quad \Rightarrow$$

$$j_{\text{H}^-} = \frac{j_{\text{Grenz}}}{(1 + \alpha)} \Leftrightarrow I_{\text{H}^-} = \frac{I_{\text{Grenz}}}{(1 + \alpha)}$$

Gl. 8-16

Mit dieser Formel ergab sich ein Grenzstrom über alle Messungen von 6.57 mA. In den vorangegangenen Kapiteln wurde der jeweilige Einfluß der Bogenspannung und der Magnetfeldkonfiguration nachgewiesen. In Tabelle 8.6-1 sind deshalb zusätzlich die ermittelten Grenzströme als Funktion der Bogenspannungen und den verschiedenen dabei verwendeten Dipolmagnetkonfigurationen aufgeführt.

I _G [mA]	Dipol-	Alle	Additiver Modus	Ausgleichs Modus	Gegenläufiger Modus
	Modus				
U _{Bogen}					
30-80 V		6.57±2.8%	7.97±6.3%	7.55±2.6%	Nur 80 V
60 V		7.56±2.4%	8.41±2.9%	7.32±9.8%	-
80 V		6.31±3.5%	9.22±7.1%	8.74±3.1%	6.12±3.8%

Tabelle 8.6-1: Berechneter Grenzstrom als Funktion verschiedener Experimente.

Der ermittelte Grenzstrom ist sowohl abhängig von der Bogenspannung wie auch von der Betriebsweise der Dipolmagnete. Beides sind Plasmaparameter, die nicht den extrahierbaren Strom, sondern die verfügbare Stromdichte innerhalb der Ionenquelle beeinflussen.

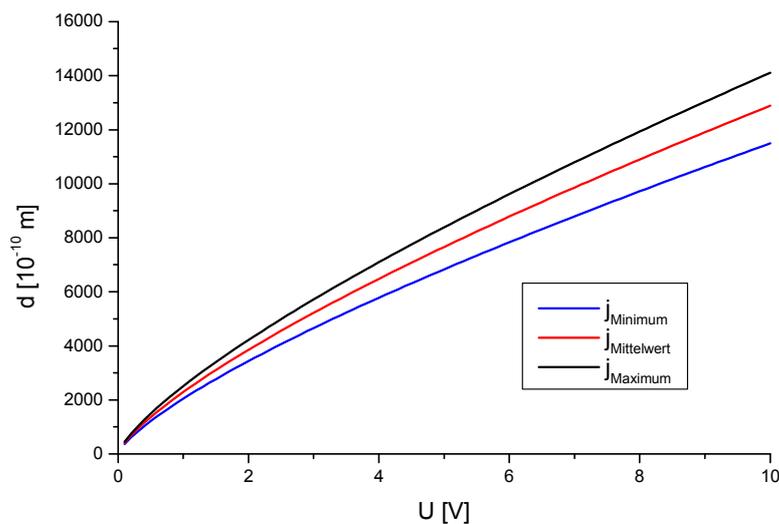


Abbildung 8.6-14: Presheathdicke d als Funktion der Spannung und Grenzstromdichten.

Bei dem verwendeten Extraktionsradius von 1.5 mm errechnet sich aus den aufgeführten Strömen eine Stromdichte dieses Grenzstromes zwischen 86 mA/cm^2 bis 130 mA/cm^2 . Für eine Raumladungsbegrenzung innerhalb des Extraktors sind diese Werte deutlich zu gering. Der zweite Ort, an dem eine Raumladungsbegrenzung auftreten könnte, ist die Beschleunigung der Ionen zwischen dem quasineutralen Plasma und der Plasmasheath, der Region der Presheath. Theoretisch werden auch hier Elektronen und Ionen mit dem gleichen Potential U auf einer Schichtdicke der Presheath d beschleunigt. Mit Hilfe der obigen Gleichung, dem Child-Langmuir-Gesetz und dem beschleunigenden Potential U , gegeben durch das gemessene Plasmawandpotential, läßt sich dann die theoretische Dicke der Presheath berechnen. In Abbildung 8.6-14 ist die Presheathdicke d als Funktion der Spannung und der ermittelten Grenzströme dargestellt. Genauso wie die Stromdichten für den Extraktor für eine Raumladungsbegrenzung zu gering sind, weisen die aus dem Grenzstrom ermittelten Plasmarandschichtdicken viel zu geringe Werte ($< 2 \text{ }\mu\text{m}$) auf. Je nach theoretischem Ansatz sind die Schichtdicken der Presheath in der Literatur mindestens um den Faktor 10 größer. Es ergibt sich somit, daß auch in der Presheath eindeutig keine Raumladungsbegrenzung vorliegen kann. Das Auftreten des gemessenen Grenzstroms ist nur mit Hilfe eines anderen Prozesses innerhalb der Extraktionsregion erklärbar.

8.6.8 Modell der Extraktion von negativen Ionen

Zusammenfassung der Beobachtungen:

- Es ist ein Limit bei dem extrahierbaren negativen Strom nachzuweisen, der sich anteilmäßig auf Elektronen und negative Ionen verteilt. Es liegt hierbei keine Raumladungsbegrenzung im Extraktor oder in der Presheath vor (Kap.8.6.7).
- Die im Plasmagenerator vorliegende $E \times B$ - Drift führt zu einer Bildung unterschiedlicher Bereiche, in denen einzelne Komponenten des Plasmas je nach Masse und Ladung dominieren (Kap. 8.6.6).
- Im Falle der Extraktion von negativen Ionen ist der Einfluß der magnetischen Querfelder der Extraktionsregion auf die Produktion von negativen Ionen wesentlich größer als bei positiven Ionen. Im Gegensatz dazu ist der Einfluß auf die Emittanz und somit auf die Form der Plasmaablaste wesentlich geringer (Kap. 8.6.5).
- Äquivalente Magnetfeldverläufe führen zu unterschiedlichen Elektronenströmen. Der Anteil der Elektronen im Strahl ist keine alleinige Funktion der Feldstärke des anliegenden Querfeldes (Kap. 8.6.5).
- Eine Reduzierung des magnetischen Feldes nur in der Extraktionsregion führt trotz Reduzierung des damit verbundenen Filterfeldes zu einer drastischen Steigerung des negativen Ionenstroms (Kap. 8.6.5). Analog zu den Messungen aus Kap. 8.4.2 weisen die Linearitäten der gefundenen Funktionen auf ein Transportphänomen vor der Extraktionsöffnung hin.
- Trotz aller Variationen zeigen die Messungen immer einen planen Plasmasheath bei der Extraktion von negativen Ionen. Dies ist hauptsächlich auf die hohen rückfließenden positiven Sekundärionenströme zurückzuführen. Es kommt zu einer Kompensation der Raumladungskräfte an der Grenzfläche zwischen Plasma und Extraktion. Damit ist das klassische Modell der Plasmaablaste der positiven Ionen nicht mehr auf negative Ionen anwendbar (Kap. 8.6.3, Kap. 6.3.6, Kap. 8.7).
- Die Emittanz des Ionenstrahls folgt im wesentlichen linear dem extrahierten Ionenstrom. Die Emittanz verhält sich dabei proportional zur Bogenspannung, zur Iontemperatur und zum Plasmawandpotential. Schwankungen um diese Funktion werden durch die Feldverteilung der

Messungen

magnetischen Querfelder erzeugt. Die so ermittelte Emittanzfunktion verhält sich in Bezug zur Bogenspannung extrem linear (Kap. 8.6.1; Kap.8.6.4):

$$I_{\text{Extr.}}(U_{\text{Bogen}}) \propto \varepsilon_{\text{H}^-}(U_{\text{Bogen}}) = \varepsilon_{\text{Therm}}(T_{\text{Ion}}(U_{\text{Bogen}})) + \frac{1}{C_{U_{\text{Bogen}}, \bar{B}_{\text{Dipol}}}} (U_{\text{Bogen}} \propto T_{\text{Elektron}}) \cdot \varepsilon_{\text{I}} \pm \varepsilon_{\text{Schwankung}}(U_{\text{Bogen}}, \bar{B}_{\text{Dipol}})$$

Gl. 8-17

Bei der Extraktion von positiven Ionen erzeugt das Plasmawandpotential der Extraktionselektrode ein elektrisches Feld (Abbildung 8.6-15).

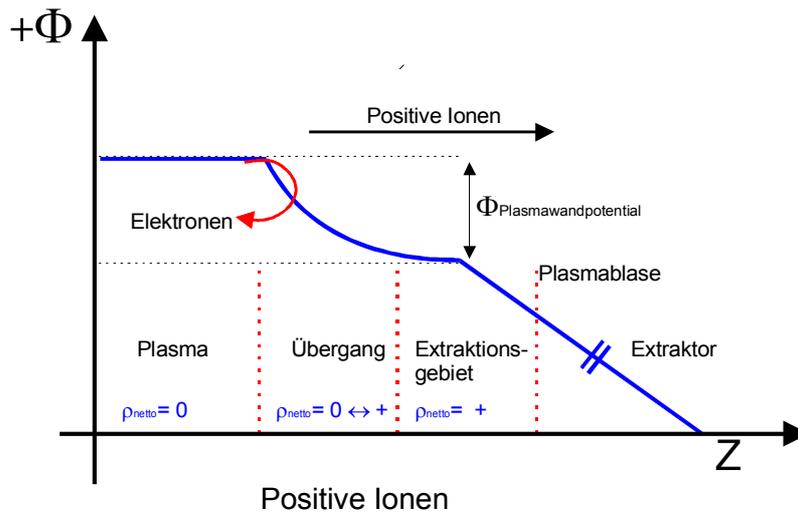


Abbildung 8.6-15: Schematische Darstellung des Potentialverlaufes der Region der Extraktion bei positiven Ionen.

Dieses Feld nimmt exponentiell in Richtung des ungestörten Plasmas ab. Die Elektronen erfahren in diesem Übergangsbereich eine Verzögerung, die positiven Ionen eine Beschleunigung. Dies führt dazu, daß sich zwischen dem ungestörten quasineutralen Plasma und der Plasmaübergangsschicht ein Gebiet bildet, in dem nur positive Ionen vorhanden sind. Nur unter diesen Voraussetzungen war es möglich, eine geschlossene Theorie des Plasmameniskus für positive Ionen zu formulieren.

Ein Plasmawandpotential mit gleicher Polarität wird durch den gleichen Mechanismus auch bei negativen Ionen erzeugt. Dieses führt in Folge zu der Bildung einer positiven Potentialbarriere zwischen quasineutralem Plasma und Extraktionsgebiet. Unterstützt wird dieser Prozeß noch durch die beschriebene $E \times B$ -Drift. Abbildung 8.6-16 erläutert diesen Zusammenhang.

Messungen

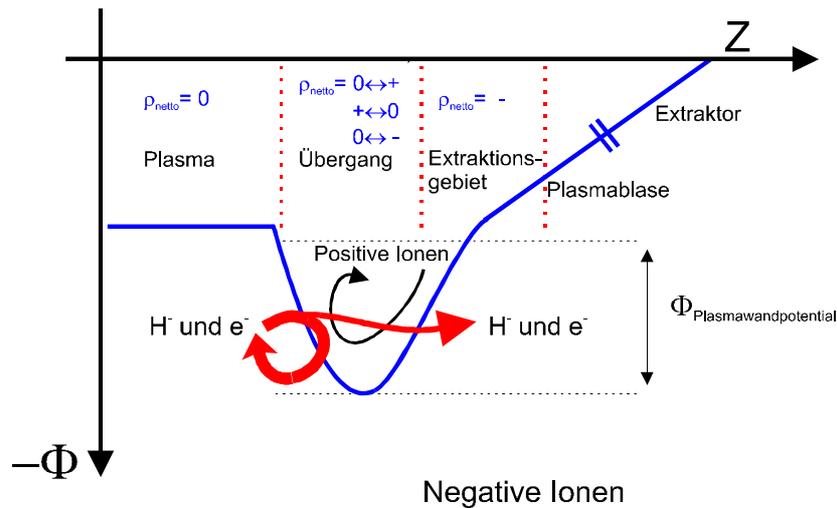


Abbildung 8.6-16: Schematische Darstellung des Potentialverlaufes der Region der Extraktion bei negativen Ionen.

Diese Potentialbarriere hat eine ähnliche Wirkung wie die Sperrschicht bei einer Halbleiterdiode. Es dürften eigentlich keine negativen Teilchen das Gebiet der Plasmablase erreichen, vielmehr müßten diese an der beschriebenen Potentialbarriere reflektiert werden [96]. Durch das Bestreben des Plasmas Quasineutralität zu erreichen, versucht es, diesen Bereich der positiven Raumladung auszugleichen. Dies geschieht mit Hilfe eines Diffusionsstroms von negativen Teilchen in Richtung der Extraktionsöffnung. Der Diffusionsstrom ist proportional zu der positiven Raumladung dieser Potentialdepression und entspricht dem gemessenen Grenzstrom.

Mit Hilfe dieser Modellvorstellung wird es einsichtig, wieso die Bogenspannung und die magnetischen Dipolfelder Einfluß auf den extrahierten negativen Strom haben. Die Bogenspannung variiert hauptsächlich die Höhe des Plasmawandpotentials. Von entscheidender Bedeutung für die Wirkung der magnetischen Dipolfelder ist $v_{D\text{diff}}$. In Gl. 8-15 steht das Magnetfeld mit B^3 im Divisor. Die beschriebene unterstützende Wirkung der $E \times B$ - Drift reduziert sich, je geringer der Gradient und je höher das Magnetfeld in der Extraktionsregion ist. Maximale Werte werden im sogenannten Ausgleichsmodus der Dipolfelder erreicht, mit minimalem Magnetfeld in der Extraktionsregion und maximalem Gradienten. Dies ist deshalb bemerkenswert, da normalerweise nur der additive Betriebsmodus der Dipolmagnete den Magnetfeldverlauf widerspiegelt, der in den meisten gängigen negativen Ionenquellen benutzt wird [44]. Es ist nachzuprüfen, ob sich auch bei anderen negativen Volumenquellen die Extraktion von negativen Ionen wie beschrieben verhält. Es ergibt sich somit eine einfache Erklärung, wieso das Vorspannen der Plasmaelektrode bei einigen Quellen zu einer meßbaren Erhöhung des extrahierten negativen Stroms führt. Hierbei entspricht das angelegte Potential dem sich in dieser Arbeit aus den Plasmaparametern ergebenden Plasmawandpotential. Auch beantwortet es die Frage, wieso der Einsatz von Cäsium am effektivsten in der Nähe der Auslaßöffnung der Plasmaelektrode ist. Die positiven Cäsiumionen verstärken die positive Raumladungsbarriere und erhöhen so den Grenzstrom und den damit verbundenen extrahierten negativen Ionenstrom. Die mathematische und physikalische Beschreibung dieser Übergangsschicht ist noch nicht abschließend geklärt. Zu viele zusätzliche Faktoren beeinflussen ihren Aufbau. Eine noch nicht abschließend geklärte Größe ist z.B. die Plasmaelektrodenform (Abbildung 5.3-3). Festzustellen ist, daß bei der Extraktion von negativen Ionen nicht eine raumladungsbegrenzte Extraktion, sondern eine raumladungsbegrenzte Diffusion entscheidend ist. Für eine effektive Ausbeute an negativen Ionen sind, wegen des exponentiellen Abfalls des Plasmawandpotentials und des hohen Transmissionsverlusts der negativen Ionen im Plasma, hauptsächlich nur wenige Zentimeter zwischen Plasma und Extraktionsöffnung verantwortlich.

8.6.9 Resümee

Die Extraktion von positiven Ionen und negativen Ionen unterscheidet sich deutlich. Bei der Extraktion von negativen Ionen ist ein konvergenter Plasmameniskus nicht zu beobachten. Die Emittanz steigt bei der negativen Ionenextraktion linear mit dem extrahierten Strom an. Hierbei setzt sich der Emittanzwert hauptsächlich aus einem linear steigenden Term der thermischen Emittanz, hervorgerufen durch die Ionentemperatur im Plasma, und einem linear fallendem Term als Funktion der verwendeten Bogenspannung zusammen. Sowohl der nachgewiesene Grenzstrom als auch die hohe Korrelation zwischen Bogenspannung, linear fallendem Term und Strahlplasmapotential, sprechen für das in Kap. 8.6.7 aufgestellte Modell. Die Ausbeute an negativen Ionen wird hauptsächlich bestimmt durch einen linearen Diffusionsstrom proportional zu der Nettoladung der positiven Raumladungsbarriere. Diese wird durch das Plasmawandpotential der Plasmaelektrode erzeugt und ist in dieser Arbeit eine Funktion der vorliegenden Elektronentemperatur. Nach dieser Modellvorstellung ist mit einer Steigerung der Ausbeute an negativen Ionen bei Vorspannen der Plasmaelektrode zu rechnen. Hier müßten weitere Untersuchungen erfolgen. Durch die hohe Linearität der beobachteten Effekte sollte eine einfache Beschreibung der Simulation der Extraktion von negativen Ionen möglich sein. Der hohe Einfluß der Magnetfelder an der Extraktionsöffnung unterstützt nochmals die Modellvorstellung. In diesem Bereich führt ein steigendes homogenes Magnetfeld an der Extraktionsöffnung zu einer Reduzierung des extrahierbaren negativen Ionenstroms. Dies läßt sich zurückführen auf eine Reduzierung der Diffusionskonstante $C(U_{\text{Bogen}}, B)$. Sie beschreibt die vorliegende Raumladungsbarriere in der Extraktionsregion. Der vorliegende magnetische Feldverlauf ruft hierbei sowohl eine Verminderung der v_{Drift} , eine Wegverlängerung durch die Raumladungsbarriere, als auch eine Erniedrigung ihrer Potentialhöhe als Funktion der Bogenspannung hervor (Kap. 8.2.3). Eine drastische Steigerung der Diffusionskonstante $C(U_{\text{Bogen}}, B)$ durch Optimierung der aufgezählten Faktoren ist im sogenannten Ausgleichsmodus des magnetischen Dipolsystem zu beobachten. Der Ausgleichsmodus ist somit bei der Extraktion von negativen Ionen immer empfehlenswert. Es stellt sich heraus, daß die Ausbeute an negativen Ionen hauptsächlich ein Extraktionsproblem ist, und die Erzeugungsrate an negativen Ionen im Plasmagenerator wegen der vorhandenen Raumladungsbarriere nicht optimal genutzt werden kann.

8.7 Messungen zur Sekundärionenerzeugung

Auf dem Weg des Ionenstrahls aus dem Plasma bis zum RFQ kommt es zur Wechselwirkung des Ionenstrahls mit dem vorliegenden Restgas im Transportkanal. Durch die Wechselwirkungsreaktionen mit dem Restgas kommt es nicht nur zur Raumladungskompensation des Ionenstrahls, sondern auch zur Bildung von Sekundärionen. Haupterzeugungsregion der Sekundärionen ist der Transportabschnitt mit den höchsten Strahlverlusten, der Extraktor. Die Sekundärionen sind bei dem Transport von positiven Ionen nur von geringer Bedeutung. Im Falle des Transports von negativen Ionen können diese aber als Kompensationsteilchen dienen. Hierbei bestimmt ihre Anzahl und ihre Geschwindigkeitsverteilung, inwieweit sie das Kompensationsverhalten und die Kompensationszeiten des negativen Ionenstrahl beeinflussen (Kap. 6.3.4). Die durch Strahlwechselwirkung gebildeten Sekundärionen wurden am Experimentalaufbau I mit Hilfe des Spektrometers und einer anschließenden Energieanalyse untersucht.

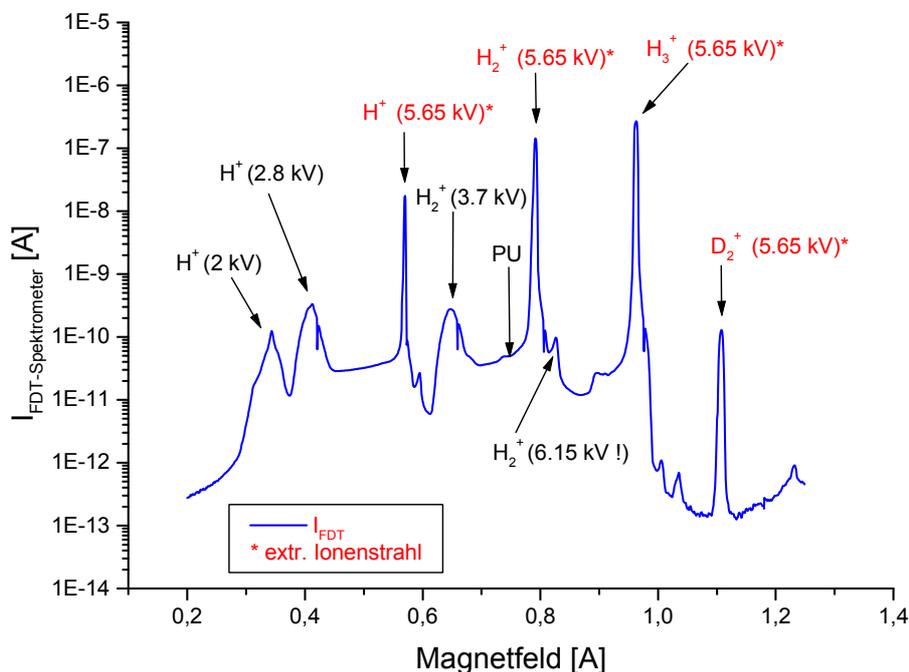


Abbildung 8.7-1: Spektrum eines extrahierten positiven Ionenstrahls (*) und die durch RGWW gebildeten Sekundärionen mit zugehöriger Energie und Masse.

Abbildung 8.7-1 zeigt eine Messung des Impuls - Spektrums eines extrahierten positiven Ionenstrahls. Um die zugehörige Energie und daraus dann die Masse ableiten zu können, war eine anschließende Messung jedes zu analysierenden Peaks mit Hilfe des Gegenfeldspektrometers notwendig. Der extrahierte Strahl mit einer Strahlenergie von 5.65 kV setzt sich aus Protonen, H_2^+ und H_3^+ zusammen. Auch ein geringer Anteil von D_2^+ ist nachweisbar. Dies ist auf die natürliche Verunreinigung des verwendeten Arbeitsgases mit D_2 zurückzuführen. Zahlreiche Sekundärionen unterschiedlicher Energien werden durch die primären Ionen gebildet. Auch ein Anteil von H_2^+ mit einer Energie von 6.15 kV kann nachgewiesen werden. Die Bildung dieser höheren Energie beim H_2^+ ist unklar.

Aus den gewonnenen Energiespektren lassen sich auch die Informationen über die anteilige Zusammensetzung gewinnen. In Abbildung 8.7-2 sieht man das Energiespektrum des Peakuntergrundes (PU) aus Abbildung 8.7-1. Er besteht hier zu 78 % aus H_2^+ mit einer Energie von 5.05 kV. Der restliche Anteil teilt sich auf in 7 % H_3^+ mit der Energie von 3.7 kV und 15 % D_2^+ bei 2.8 kV.

Messungen

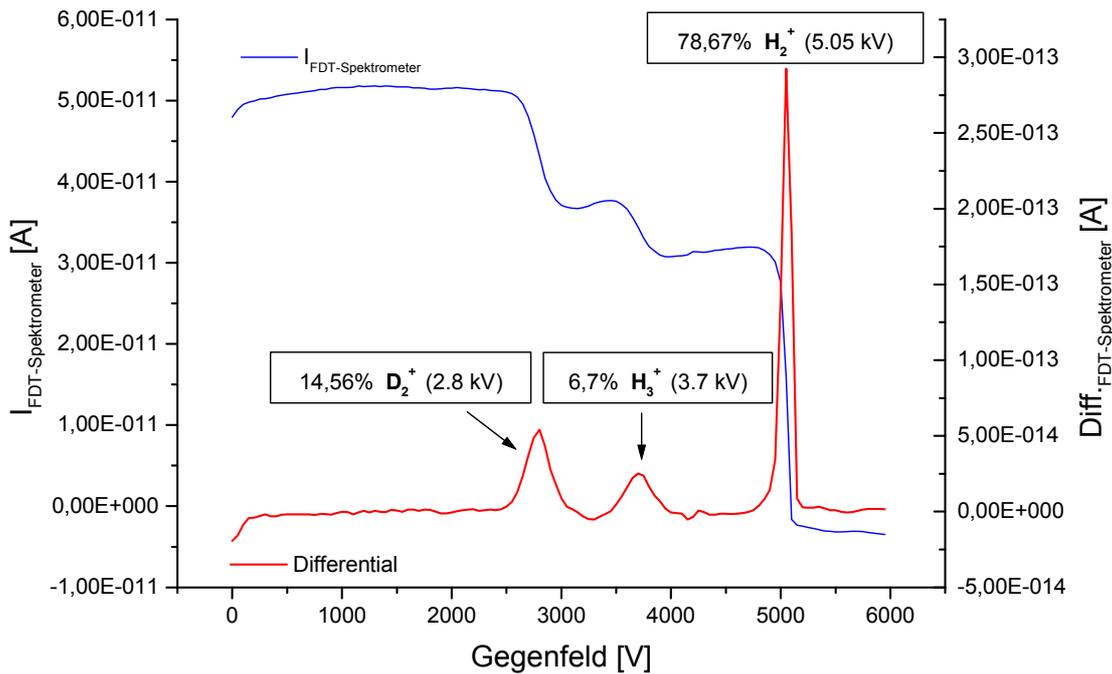


Abbildung 8.7-2: Energieanalyse des Peakuntergrundes PU von Abbildung 8.7-1.

8.7.1 Sekundärionen bei der Extraktion eines negativen Ionenstrahls

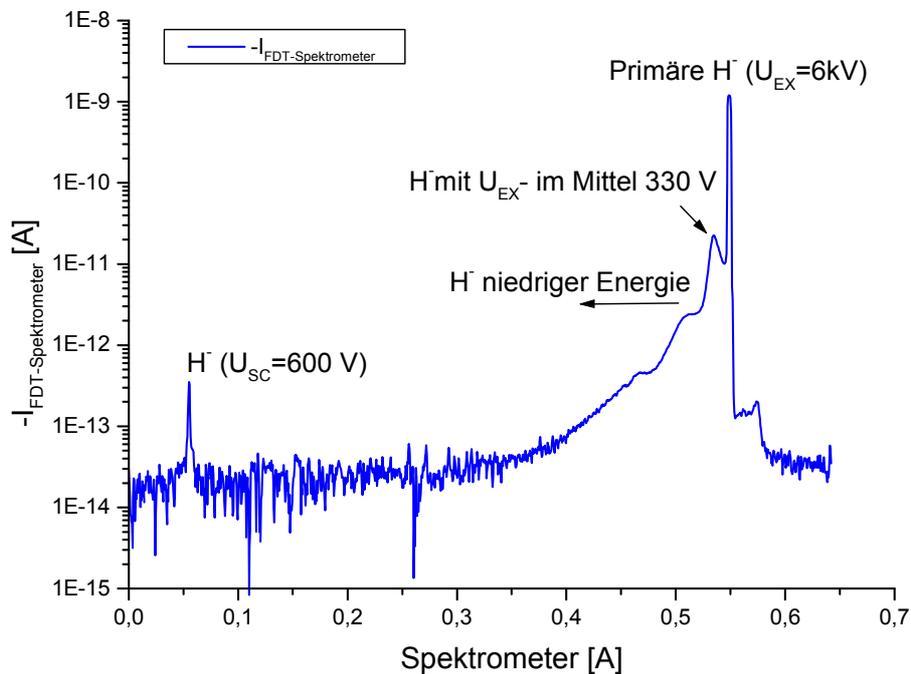


Abbildung 8.7-3: Magnetisches Spektrum eines extrahierten negativen Ionenstrahls bei 6 kV.

Im Gegensatz zu dem magnetischen Spektrum eines positiven Strahls, bei dem erzeugende und durch Wechselwirkung gebildete positive Ionen gleichzeitig gemessen werden können, müssen bei der Untersuchung eines negativen Strahls zwei sich durch die Polarität des Magnetfeldes unterscheidende Messungen durchgeführt werden. Es wird zuerst ein negativer Strahl erzeugt und

Messungen

analysiert. Danach erfolgt eine Umpolung des Magnetspektrometers und man kann daraufhin das magnetische Spektrum der von diesem Strahl gebildeten positiven Restgasionen erfassen.

In Abbildung 8.7-3 sieht man die Messung des Impuls - Spektrums eines extrahierten negativen Ionenstrahls bei 6 kV. Die jeweiligen Energiewerte wurden durch sich anschließende Untersuchungen mit dem Gegenfeldspektrometer gemessen. Die höchste Intensität hat hierbei der extrahierte negative Ionenstrahl. Durch verschiedene Wechselwirkungen besitzt dieser primäre Peak eine Schleppe von negativem H^- mit geringer werdender Energie. Auffallend bei dieser Messung sind zwei verschiedene Peaks, die sich von diesem Untergrund abheben. Ein H^- - Peak ist bei 600 V meßbar. Dieser verschwindet bei ausgeschalteter Screeningelektrode. Diese negativen Ionen werden im Einflußbereich der Screeningelektrode aus hier beschleunigten H_2^+ oder H^+ gebildet. Rätsel gibt der zweite Peak neben dem Primären H^- - Peak auf. Dieser bildete sich unabhängig von Extraktionsspannung, Screeningpotential und magnetischen Dipolfeldern. In Abbildung 8.7-4 ist sein energetischer Abstand zum Primärpeak und seine Halbwertsbreite in Abhängigkeit zur Bogenspannung dargestellt.

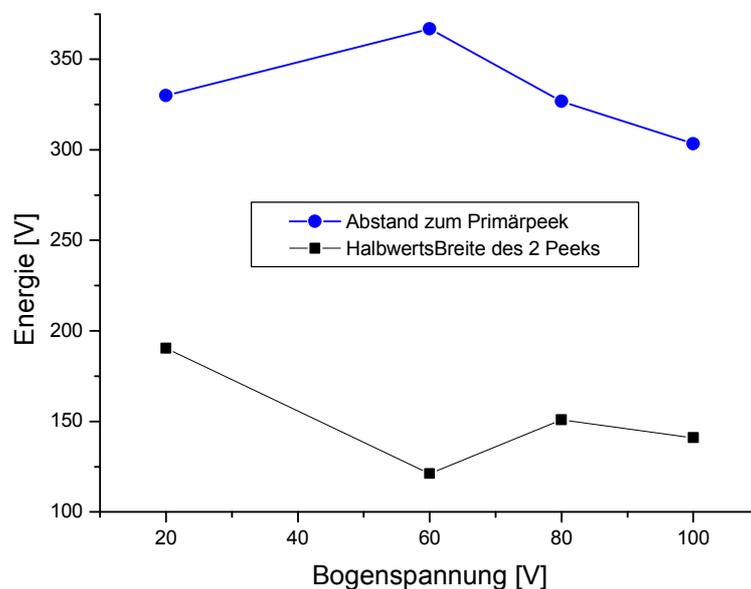


Abbildung 8.7-4: Energetischer Abstand des Nebenpeaks zum primären Peak und seine Halbwertsbreite in Abhängigkeit zur Bogenspannung.

Wie hieraus ersichtlich, ist auch ein Zusammenhang des Peaks zwischen Bogenleistung und damit verbundener Plasmazusammensetzung nicht festzustellen. Eine Erklärung, wie es zur Bildung dieses H^- - Peaks kommen kann, ist weiterhin nicht gefunden.

Wie schon in Kap. 6.3.6 angesprochen, spielt die Screeningelektrode bei der Extraktion von negativen Ionen eine besondere Rolle. Bei der Extraktion von negativen Ionen werden positive Ionen sowohl von den simultan extrahierten Elektronen als auch von den negativen Ionen erzeugt. Teilweise werden diese in das Plasma hineingezogen oder von dem Screeningpotential in Strahlrichtung beschleunigt.

In Abbildung 8.7-5 sind zwei Messungen der magnetischen Spektren dieser positiven Sekundärionen bei der Extraktion eines negativen Strahls mit 6 kV mit (rot) und ohne Screeningpotential (blau) abgebildet. Die logarithmische Darstellung des Spektrums macht deutlich, wie viele positive Ionen mit unterschiedlichen Energien gebildet werden. Um ionenoptische künstliche Einflüsse auszuschließen, wurde die Messung mit verschiedenen Polaritäten der Dipolmagnetfelder wiederholt.

Messungen

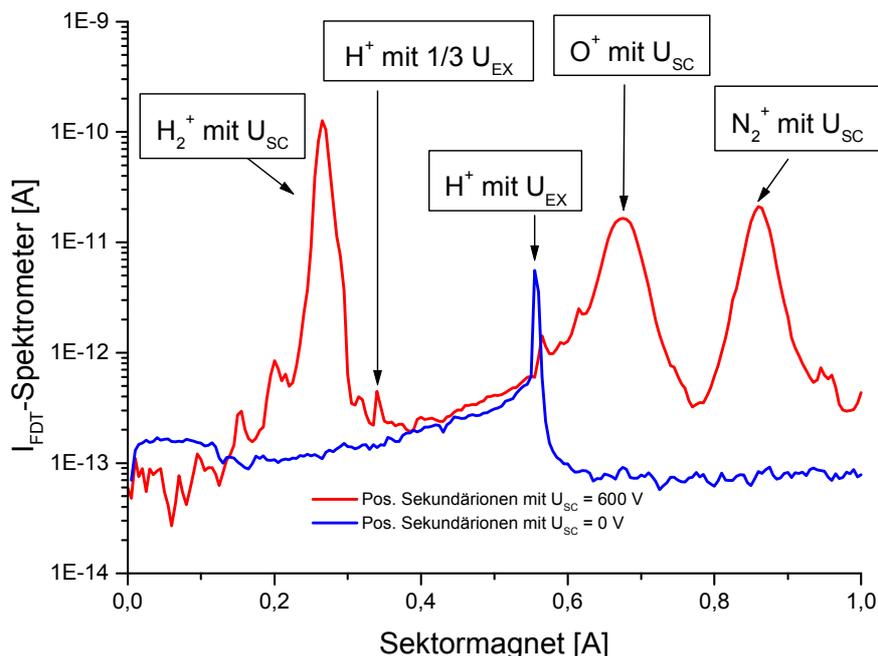
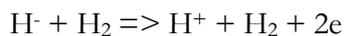


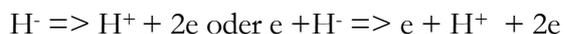
Abbildung 8.7-5: Durch einen negativen Strahl erzeugte positive Sekundärionen (mit und ohne Screeningpotential).

Bei der Verwendung der Screeningelektrode ist ein H_2^+ Peak mit Screeningpotential dominant. Er wird durch den simultan extrahierten Elektronenstrahl im Einflußbereich der Screeningelektrode, durch Wechselwirkung mit dem Restgas H_2 , gebildet und in Strahlrichtung beschleunigt. So entstehen auch ein O^+ - Peak und ein N_2^+ - Peak. Deren Intensität reduziert sich im laufenden Betrieb während mehrerer Tage im Vakuum.

Der erste ist ein H^+ - Peak mit $1/3$ des Extraktionspotentials. Dieser wird gebildet durch den Stoßprozeß des H^- mit dem Restgas H_2 :



Der zweite Peak wird deutlich sichtbar, wenn man die Screeningelektrode ausschaltet. Hierbei werden nun alle positiven Ionen links der Aquipotentiallinie 0 V (gestrichelte Linie in Abbildung 6.3-4) wieder in die Quelle zurückbeschleunigt. Als einziges bleibt ein H^+ - Peak mit Extraktionsenergie übrig. Diese hohe Energie ist ein Hinweis darauf, daß dieser Peak nur durch eine Umladung eines extrahierten negativen Ions oder durch Wechselwirkung mit einem Teilchen mit geringer Masse erzeugt worden ist und zeigt somit den Erzeugungsprozeß dieses Peaks auf:



8.7.2 Resümee

Um die Verluste von negativen Ionen zu reduzieren, muß dafür gesorgt werden, daß der Extraktor eine hohe Vakuumtransparenz bekommt, so daß eine schnelle Reduktion des Restgasdrucks möglich wird. Eine Screeningelektrode ist bei der Extraktion von negativen Ionen dringend erforderlich, um so eine Störung der Plasmasheath durch rückfließende positive Ionen zu vermindern. Die Sekundärionen, die im Einflußbereich der Screeningelektrode gebildet werden, werden in Strahlrichtung beschleunigt und reduzieren so durch ihre umgekehrte Polarität den negativen Ionenstrom. Zusätzlich wird so ein Strahl positiver Ionen erzeugt, der die Kompensation des negativen Ionen-

Messungen

strahls unterstützt. Um die Schirmeigenschaft der Screeningelektrode zu erhöhen, wäre eine deutliche Erhöhung ihres Potentials sinnvoll. In Abbildung 8.7-6 ist die Analyse der Sekundärionen, unter Variation der Screeningspannung, bei gleichbleibender Feldstärke, im Extraktor zu sehen.

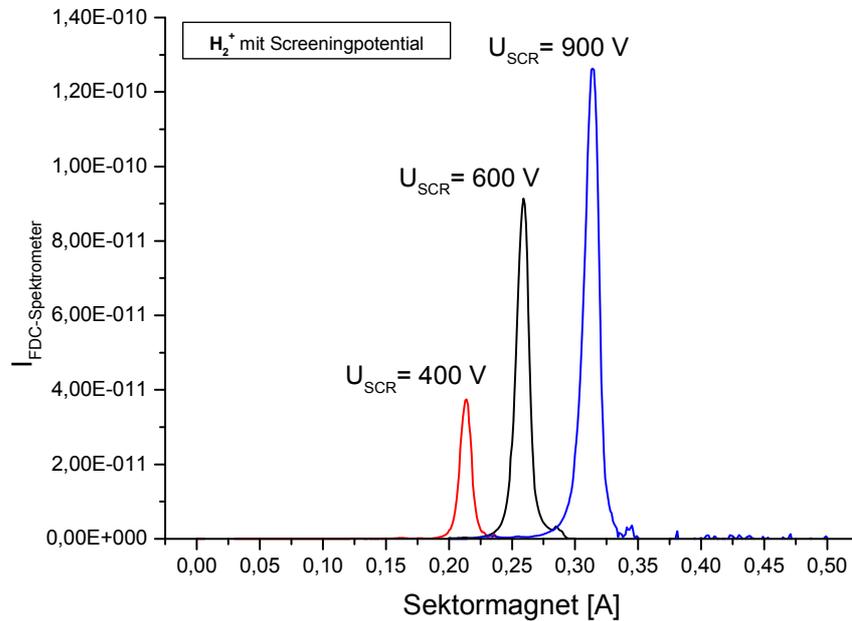


Abbildung 8.7-6: Analyse des H_2^+ -Peaks bei Variation der Screeningspannung.

Hierbei wurde die Extraktionsspannung zwischen 5.15 bis 6.1 kV gewählt. Die Variation des Extraktionspotentials war nötig, um die gleiche Feldstärke im Extraktor zu halten. Der nachgewiesene negative Ionenstrom variierte hierbei kaum, so daß eine Steigerung des extrahierten Stroms hauptsächlich auf einen steigenden Anteil der Elektronen zurückzuführen ist. Einer Steigerung des extrahierten Stroms um 8.5 % steht eine Steigerung der gemessenen Intensität der Sekundärionen von einem Faktor 3.43 gegenüber. Das heißt, mit steigendem Screeningpotential werden immer mehr der im Extraktor gebildeten positiven Sekundärionen am Rückfließen in die Quelle gehindert. Bei der zukünftigen Extraktorentwicklung für negative Ionen ist also eine wesentlich höhere Spannung an der Screeningelektrode als die sonst bei der Extraktion von positiven Ionen üblichen 10 % des Extraktionspotential sinnvoll. Die Kombination Triodenextraktionssystem mit anschließendem Dumping erzeugt ein Reservoir an positiven Ionen, die der Kompensation des negativen Ionenstrahls zugute kommen kann.

8.8 Transport durch LEBT

8.8.1 Aufbau magnetisches LEBT

Zur Untersuchung des raumladungskompensierten Transports niederenergetischer, hochperveanter Ionenstrahlen wurde am IAP eine LEBT-Strecke aufgebaut. Das LEBT, an dem die Messungen durchgeführt wurden, besteht aus der Ionenquelle (Kap. 3.3.4), zwei Solenoiden sowie einer Driftstrecke mit installiertem Meßsystem zur Strahldiagnose (Abbildung 8.8-1).

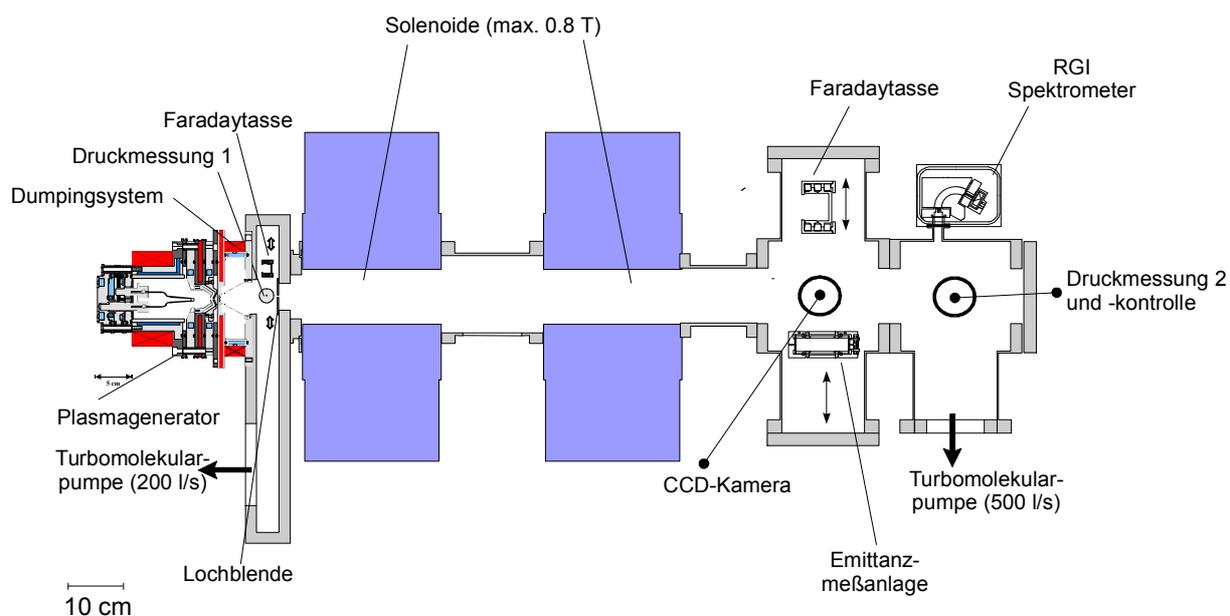


Abbildung 8.8-1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zum raumladungskompensierten Transport von negativen Ionen.

Das Strahlrohr des Strahlführungssystems hat einen Durchmesser von 100 mm. Dieser große Durchmesser relativ zum Strahldurchmesser gewährleistet, daß Randeffekte, die durch Feldverzerrungen im Strahlrohr an den Stellen der installierten Meßinstrumente auftreten, gering sind. Der Ionenquelle folgt die erste Diagnosebox. Sie enthält ein Druckmeßgerät und eine Faradaytasse mit 10 mm Durchmesser. Mit ihr ist es möglich, direkt den Strom hinter dem Extraktor zu bestimmen. Um den Arbeitsgasdruck aus der Quelle im LEBT möglichst gering zu halten, ist in der Wand eine Lochblende mit dem Durchmesser von 20 mm eingesetzt, die ein differentielles Evakuieren des LEBT über die an der Unterseite der Diagnosekammer angeflanschten Turbomolekularpumpen ermöglicht. Dieser ersten Diagnosebox folgen zwei Solenoiden, mit deren Hilfe man den Strahlverlauf und Strahldurchmesser variiert. Das maximale Feld eines Solenoiden auf der Achse beträgt 7800 Gauß auf einer effektiven Länge von 140 mm. Daran anschließend befindet sich die zweite Diagnosekammer. An dieser befinden sich die zweite Faradaytasse, die Emittanzmeßanlage (Kap. 8.1) und eine CCD - Kamera zur Profilmessung. In der dritten Diagnosekammer ist ein Restgasionenenergiespektrometer, die zweite Druckmessung und eine 500 l/s Turbomolekularpumpe integriert. Zusätzlich zu der Emittanzmeßanlage kommen bei den Transportuntersuchungen zwei zerstörungsfreie Meßmethoden zum Einsatz, eine Profilmessung mit Hilfe einer CCD - Kamera und die Restgasionenspektroskopie.

Das Prinzip der Profilmessung eines Ionenstrahls mit Hilfe einer CCD - Kamera beruht auf der Erfassung der von einem Strahl im Restgas ausgesandten Lichtquanten. Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit dem sie umgebenden Restgas sind z.B. in LEBT - Bereichen aufgrund der dort herrschenden Dichteverhältnisse der Teilchenstrahlen und des Restgases sehr häufig. Zur

Messungen

zerstörungsfreien Messung des Strahlprofils wird das Leuchten der von den Strahlionen angeregten Restgasatomen optisch erfaßt und die Intensität dieses Restgasleuchtens in eine Profildarstellung $I(x)$ umgewandelt. Unter der Annahme von gleichförmig verteilten Restgasatomen ist die von einem Volumenelement ausgesandte Anzahl von Photonen proportional zu der Strahlionendichte. Hieraus läßt sich unter bestimmten Voraussetzungen auch ein Strahlionendichteprofil $\rho(r)$ errechnen. Zur Zeit wird eine Methode entwickelt, mit Hilfe mehrerer Strahlprofilmessungen die Emittanz des Ionenstrahls zu ermitteln [97].

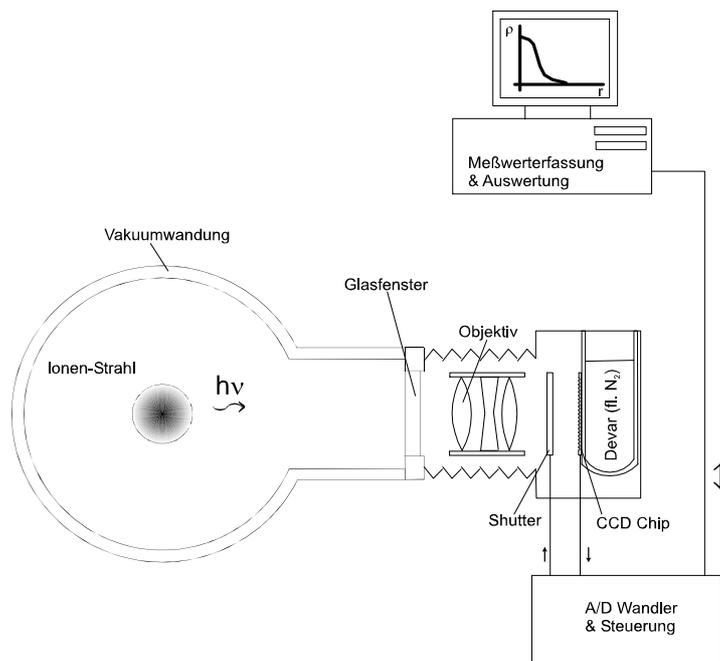


Abbildung 8.8-2: Schematische Darstellung der zerstörungsfreien Strahl- und Plasmadiagnostik mit Hilfe einer CCD – Kamera.

Abbildung 8.8-2 zeigt schematisch den Aufbau des Meßverfahrens. Durch ein Objektiv mit einer Brennweite von 105 mm wird auf einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Charge Coupled Device - Chip (CCD) über den Photoeffekt ein elektronisches Abbild der Leuchtdichte und damit der Projektion der Ionendichte erzeugt. Dieses Abbild kann dann über einen A/D - Wandler bildpunktweise ausgelesen werden. Durch die Kühlung mit flüssigem Stickstoff wird der Signal – Rauschabstand, der ansonsten bei Raumtemperatur durch thermische Elektronen beeinträchtigt wird, verbessert. Die dadurch möglichen langen Belichtungszeiten (ca. 0.5-50 sec.) erlauben, zusammen mit der hohen Elektron / Photon Erzeugungsrate des CCD – Chips, auch sehr lichtschwache Phänomene zu beobachten. Die verwendete Optik erlaubt die Abbildung einer ca. 46 x 46 mm großen Fläche auf den CCD - Chip der 512 x 512 Pixel besitzt. Dies entspricht einer Ortsauflösung < 0.1 mm. Der Dynamikumfang ist durch den 16 Bit - A/D - Wandler mit 65 536 Intensitätsstufen gegeben. In Abbildung 8.8-3 ist der schematische Aufbau des eingesetzten Restgasionenspektrometers dargestellt. Die Restgasionenspektrometrie basiert darauf, daß die Geschwindigkeitsverteilung der den Strahl verlassenden Restgasionen (RGI) Informationen über den Zustand des Strahls liefert, ohne diesen zu stören. Die durch Stöße der Strahlionen oder anderer Strahlkomponenten mit den Restgas erzeugten RGI werden durch das Eigenfeld des Strahls radial nach außen zum Strahlrohrwand beschleunigt.

Messungen

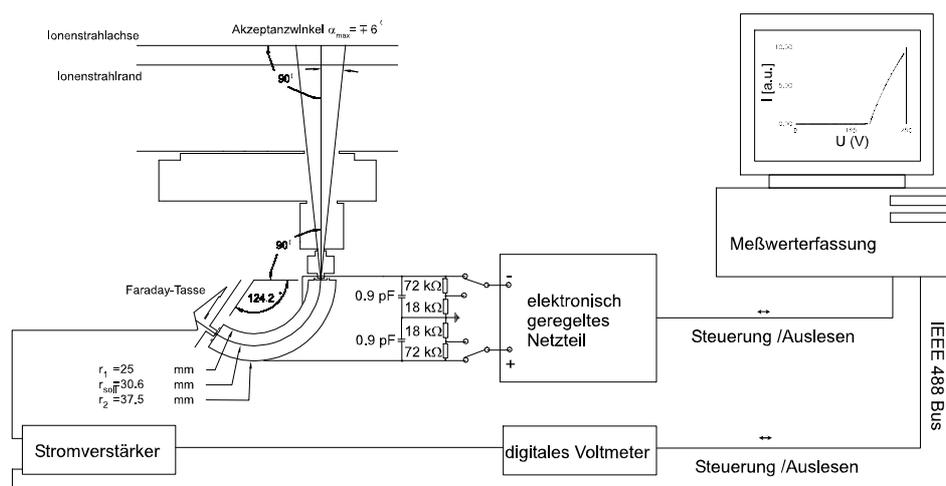


Abbildung 8.8-3: Schematischer Aufbau des Restgasionenspektrometers.

Aus der dort mit einem Spektrometer gemessenen Energieverteilung der RGI können Schlüsse auf den Potentialverlauf bzw. die Ladungsdichteverteilungen im Strahl gezogen werden. Unmittelbar möglich ist die Bestimmung der Potentiale von Strahlachse und Strahlrand. Ein großer Vorteil des Meßverfahrens ist, daß Informationen über den Strahl gewonnen werden können, ohne den Kompensationsprozeß aufgrund lokaler Störungen zu beeinflussen. Das 127° -Spektrometer ist ein elektrostatischer Energieanalysator, in dem die eintretenden Ladungsträger durch ein radial refokussierendes elektrisches Feld entlang einer Sollbahn abgelenkt werden. Das elektrische Feld zwischen den Umlenkelektroden fällt radial umgekehrt proportional zum Radius ab. Da die Schlitzblenden die Feldgeometrie des Spektrometers beeinflussen, ist der Winkel zum Ausgleich der Feldstörung etwas kleiner [98] und wurde mittels numerischer Berechnungen [99] zur Optimierung der Geometrie mit $124,2^\circ$ bestimmt. Durch die zylindersegmentförmigen Ablenkplatten des Kondensators wird erreicht, daß nur Teilchen mit einer bestimmten Sollenergie auf die Faradaytasse gelangen. Die besonderen Fokussiereigenschaften der Anordnung bewirken, daß alle Teilchen mit definierter Sollenergie, die unter einem Winkel innerhalb des Akzeptanzwinkelbereichs ($\alpha \pm 6^\circ$) den Eintrittsschlitz passieren, nach Durchlaufen einer bestimmten Winkelstrecke auf den Sollradius fokussiert werden. Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers und der zugehörigen Auswertesoftware ASPEKTRA wurden unter der Einschränkung der theoretischen Annahmen wie Zylindersymmetrie, vernachlässigbarer Startenergie der RGI und äußerer Felder, entwickelt und bestätigt. Dieses Meßprinzip wurde schon mehrfach erfolgreich in der Arbeitsgruppe auch für zeitaufgelöste Messungen der Vorgänge beim Aufbau der Raumladungskompensation angewendet [100][48; 63].

8.8.2 Transport des positiven Referenzstrahles

Als Vergleich zu dem Strahltransport mit negativen Ionen wurde ein positiver Ionenstrahl aus der Ionenquelle extrahiert und durch das magnetische LEBT raumladungskompensiert transportiert. Die magnetischen Dipolfelder waren hierbei ausgeschaltet. Der aus dem Extraktor kommende divergente Strahl wurde durch die Linsenwirkung der beiden Solenoiden erst parallel gestellt und dann auf die Emittanzmeßanlage fokussiert. In Abbildung 8.8-4 sieht man die dabei gemessenen Emittanzen für einen 6.5 kV 1.3 mA Ionenstrahl. Da sich der positive Referenzstrahl anteilig aus H^+ , H_2^+ und H_3^+ gemäß Kap. 8.2.1 zusammensetzt, führt dies beim Einsatz eines magnetischen LEBT, im Gegensatz zu einem elektrostatischen LEBT, zur Ausbildung von drei Strahlen im Phasenraum. Diese werden simultan durch das magnetische LEBT transportiert.

Messungen

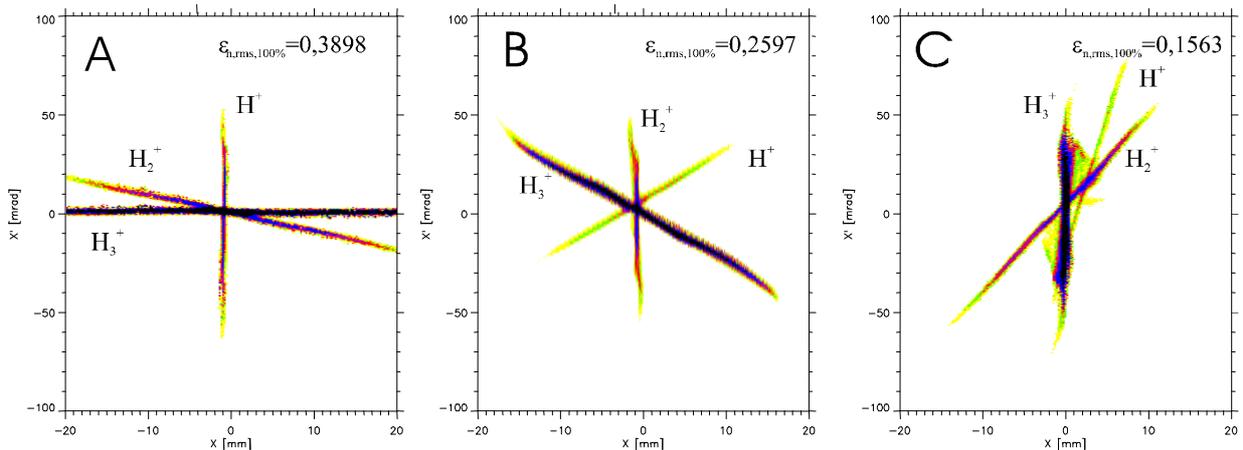


Abbildung 8.8-4: Emittanzmessungen der jeweiligen Foki der Strahlanteile von H^+ (A), H_2^+ (B), H_3^+ (C) bei unterschiedlichen Solenoideinstellungen.

Die optimale Einstellung der Solenoiden für den Fokus der Ionenanteile ist abhängig von ihrer Masse. Die restlichen Anteile des Strahles werden bei dieser Einstellung abhängig von ihrer Masse kaum oder überfokussiert. Im Fall A sind die Solenoiden für den Fokus für den Strahlanteil von H^+ eingestellt. Die Magnetfeldstärke hierfür war jeweils 0.106 T pro Solenoid. Der intensivere Strahlanteil des H_3^+ wird bei dieser Feldstärke nur parallelisiert. Der H_2^+ -Anteil ist bei dieser Einstellung schon leicht konvergent. Im Fall B bei den Solenoidfeldstärken von jeweils 0.135 T hat der H_2^+ -Anteil seinen Fokus. Der Fokus vom H^+ - Anteil liegt vor der Emittanzanlage und ist damit überfokussiert und somit divergent. Der Strahlanteil mit der höchsten Intensität H_3^+ hat seinen Fokus bei der Feldstärke von 0.19 T pro Solenoid (Fall C). Beide anderen Strahlanteile sind überfokussiert. Um die Emittanz des jeweiligen Strahlanteils zu ermitteln, müssen die fehlangepaßten Strahlen aus der Auswertung entfernt werden.

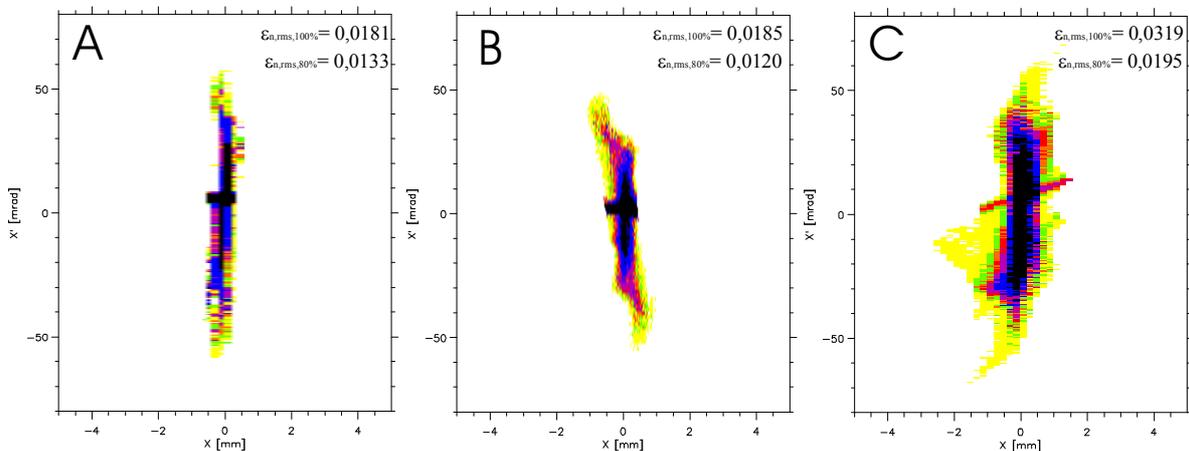


Abbildung 8.8-5: Emittanz der Fokusse der Strahlanteile von H^+ (A), H_2^+ (B), H_3^+ (C).

In Abbildung 8.8-5 ist die Emittanz des Fokus der einzelnen Strahlanteile abgebildet. Hierbei ergibt sich die Emittanz für H^+ mit $\epsilon_{\text{norm,RMS},80\%} = 0.013$, der H_2^+ -Anteil mit $\epsilon_{\text{norm,RMS},80\%} = 0.012$ und der Strahlanteil des H_3^+ mit $\epsilon_{\text{norm,RMS},80\%} = 0.019$. Im Gegensatz zu einem elektrostatischen LEBT kann man mit Hilfe des magnetischen LEBT durch den masseabhängigen Fokus eine fast reine Teilchensorte in den RFQ übergeben. Die anderen Strahlanteile wären dabei fehlangepaßt und werden einerseits durch den RFQ nicht weitertransportiert, andererseits an den Anfangselektroden des RFQ ausgeblendet.

8.8.3 Optische Ionenstrahldiagnose der positiven Ionen hinter dem LEBT

Die unterschiedlichen Massen innerhalb eines Strahles führen zu einer Raumladungskompensationsfunktion, die schwer zu interpretieren ist. In Abbildung 8.8-6 sieht man das mit Hilfe der CCD - Kamera aufgenommene Restgasleuchten zweier Strahlen. In der oberen linken Aufnahme sieht man das Restgasleuchten des Strahlverlaufes bei den Einstellungen für den Fokus von H_3^+ , in der unteren linken Aufnahme der Strahlverlauf bei den Einstellungen für den Fokus von H_2^+ . Der jeweilige Fokus der Strahlanteile befindet sich ungefähr in der Mitte der Aufnahmen. Diese Aufnahmen können in eine dreidimensionale Intensitätsverteilung in die transversale X - Komponente und der longitudinal zur Strahlachse liegenden Z - Komponente umgewandelt werden. Es ergibt sich ein Profilverlauf $I_Z(X)$ des Strahles. In dem oberen rechten Teil der Abbildung 8.8-6 ist der berechnete Profilverlauf aus der oberen linken Aufnahme des Strahles dargestellt, unten rechts ist die aus der unteren linken Aufnahme ermittelte Profildarstellung abgebildet.

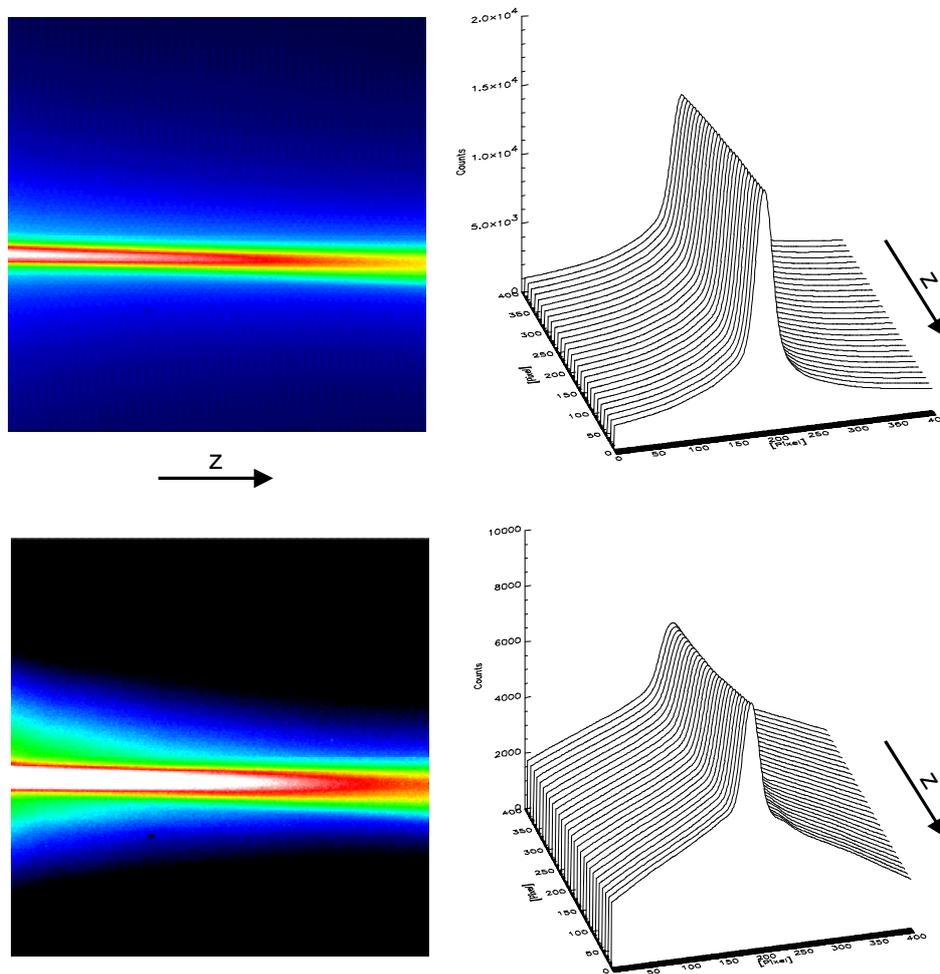


Abbildung 8.8-6: CCD - Aufnahme vom Strahl - Restgasleuchten (links) mit zugehöriger Profildarstellung $I_Z(X)$ (rechts) für die Einstellung der Solenoiden von oben je 0.19 T (Region H_3^+ -Fokus) und unten je 0.135 T (Region H_2^+ - Fokus).

Die Profildarstellung $I_Z(X)$ der Region des H_3^+ -Fokus entspricht einem normalen raumladungskompensierten Profil eines Einkomponentenstrahles. Die anderen Strahlanteile sind an dieser Stelle so divergent, daß ihr Restgasleuchten im Rauschen untergeht. Ihr Anteil tangiert den Transport und Einschub des H_3^+ in den RFQ nicht. Im Gegensatz hierzu zeigt die Profildarstellung der Region um den Fokus des H_2^+ , daß in diesen Fall sich das Profil des H_2^+ -Anteils sich deutlich auf dem breiten

konvergenten Anteil der H_3^+ -Komponente abbildet. Das hat vor allem Einfluß auf die Verteilung der Ionen im Strahl und kann durch Redistribution zu Emittanzwachstum führen. Aus den abgebildeten Profildarstellungen kann man das örtliche Strahlionendichteprofil berechnen. Der Verlauf des radialen Strahlionendichteprofiles wird bei einer festen Strahlposition z durch die Abel - Transformation aus einem transversalen Intensitätsprofil $I_z(X)$ des Restgasleuchtens über Normierung des Stromdichteprofiles $j(r)$ berechnet:

$$\rho(r) = K \int_r^\infty \frac{\left(\frac{dI}{dx}\right) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}$$

Gl. 8-18

Hierbei ist K eine Normierungskonstante, die sich aus den Strahl Daten und dem Meßaufbau ableiten läßt. Nach Normierung auf den transportierten Strom ergibt sich daraus das Ladungsdichteprofil $\rho_z(r)$ des Intensitätsprofils $I_z(X)$.

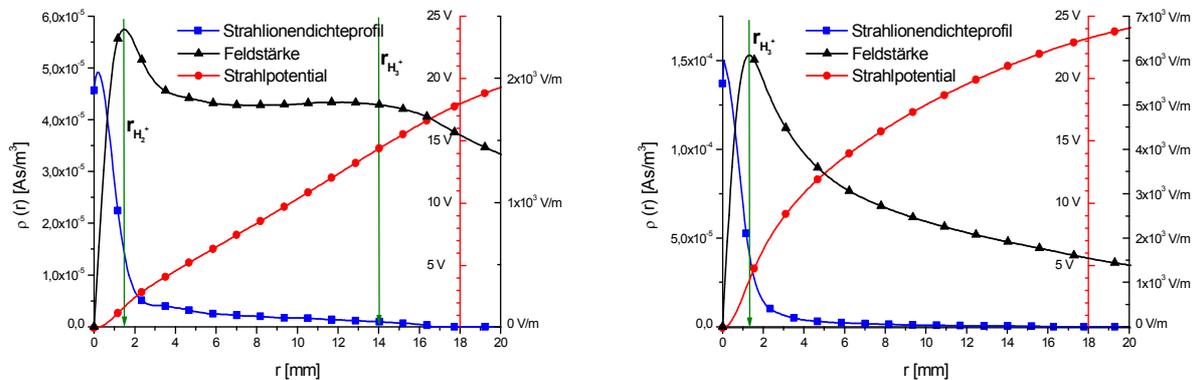


Abbildung 8.8-7: Aus den Intensitätsprofilen $I_{Fokus}(X)$ berechnete Ladungsdichte $\rho_{Fokus}(r)$, Feldstärke und Potentialverlauf für H_2^+ (links) und H_3^+ (rechts).

In Abbildung 8.8-7 sind berechnete Ladungsdichten $\rho_{Fokus}(r)$ für H_3^+ und H_2^+ aus den Intensitätsprofilen $I_{Fokus}(X)$ dargestellt. Aus ihnen kann der Verlauf des elektrischen Eigenfeldes und der Potentialverlauf bestimmt werden und ermöglicht somit einen direkten Vergleich mit den zerstörungsfrei gewonnen Meßergebnissen und den Simulationen des Strahltransportes einer LEBT-Strecke. Trotz der nur geringen sichtbaren Unterschiede beim Vergleich beider Ladungsdichten führen diese doch zu einem deutlich anderen Eigenfeld und Strahlpotentialverlauf. Vergleicht man die ermittelten Strahlradien aus dieser zerstörungsfreien Meßmethode aus Abbildung 8.8-7 mit den gemessenen Emittanzen aus Abbildung 8.8-4, so erkennt man eine gute Übereinstimmung. Berechnet man die Strahlzusammensetzung aus dem Integral der Ladungsdichte bei Fokus H_3^+ und Ladungsdichte bei Fokus H_2^+ abzüglich der Fläche des divergenten H_3^+ -Anteils, so ergeben sich bei einer Normierung auf den extrahierten Strom vor dem LEBT (Faradaytasse I) eine Strahlzusammensetzung von 79 % H_3^+ , 20 % H_2^+ und 1% H^+ . Ermittelt man die Strahlanteile aus der Emittanzaufnahme B aus Abbildung 8.8-4 ergibt sich eine Zusammensetzung von 84% H_3^+ , 13% H_2^+ , 3% H^+ . Beide Werte korrespondieren gut mit der Strahlzusammensetzung aus Kap. 8.2, bei der bei den Messungen verwendeten Bogenspannung von 100 V mit 86% H_3^+ , 8% H_2^+ , 4% H^+ . Dies ist in Anbetracht dessen, daß durch diese Methode auch Photonen aus sekundären Prozessen wie Reflexion der Photonen an Wänden sowie Anregung von Restgasatomen und Ionen durch Kompensations- und Sekundärelektronen eingehen und den gemachten mathematischen Annahmen, eine sehr gute Übereinstimmung der Radien und Zusammensetzung des Referenzstrahles.

Messungen

Das Profil und somit die Ladungsdichte, das elektrische Eigenfeld und das Potential des Ionenstrahls, verändert sich kontinuierlich auf seinem Transport durch das LEBT. Um die sich daraus ergebenden Konsequenzen näher zu untersuchen wurden Messungen bei unterschiedlichen Solenoid-einstellungen und damit verbundenen unterschiedlichen Brennweiten gemacht.

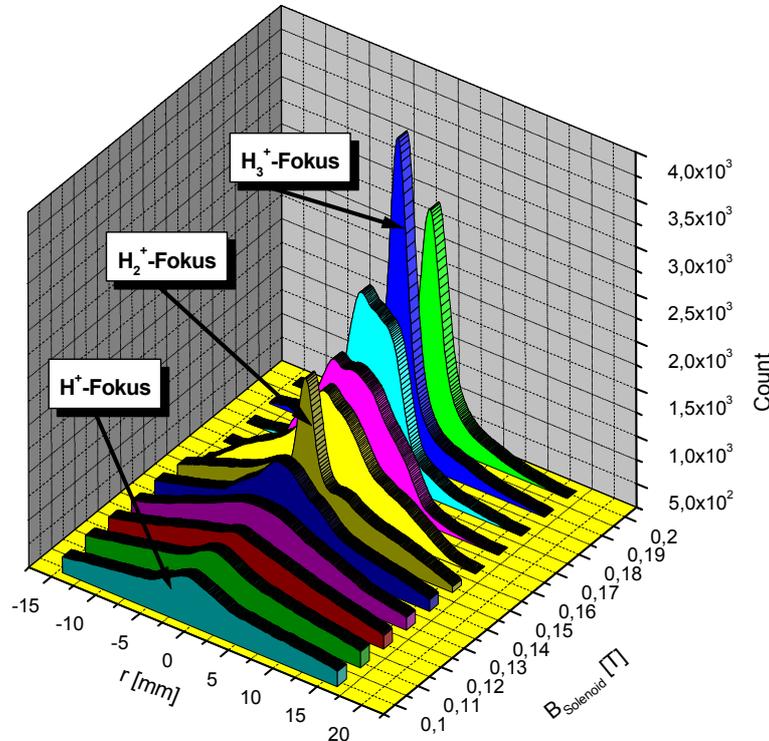


Abbildung 8.8-8: Die aus CCD - Messungen ermittelten Profildarstellungen $I_z(X)$ des Referenzstrahles zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid.

In Abbildung 8.8-8 sind die aus CCD - Messungen ermittelten Profildarstellungen $I_z(X)$ des Referenzstrahles zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid dargestellt. Man sieht entlang des Strahlverlaufes deutlich die Foki der einzelnen Ionensorten. Die Ladungsdichte $\rho_z(r)$ ist ein Maß für das radiale Raumladungsfeld des Strahles. Abbildung 8.8-9 zeigt die zugehörigen berechneten Ladungsdichten und die Raumladungsfelder der gemessenen Profile. Man erkennt, daß sich das Raumladungsfeld und das Strahlpotential des Strahles während des Transportes durch das LEBT kontinuierlich ändert. Der Verlauf des errechneten Strahlpotentials ist aber durch die gemachten mathematischen Annahmen zu ungenau, um eine exakte Aussage über den vorliegenden Kompensationszustand des Strahls zu machen. Dies kann nur mit Hilfe einer zusätzlichen Meßmethode bestimmt werden. Durch das Raumladungspotential des positiven Ionenstrahls werden Restgasionen (RGI) auf Grund ihrer gleichen Polarität radial aus dem Strahl heraus beschleunigt und gehen am Strahlrohr verloren. Die potentielle Energie E_{Pot} der durch Stoßionisation erzeugten Restgasionen ist dabei direkt proportional zum Betrag des Strahlpotentials an ihrem Entstehungsort im Strahl. Über die Analyse der Energie dieser Restgasionen kann man so auf den Kompensationsverlauf des Strahles schließen.

Messungen

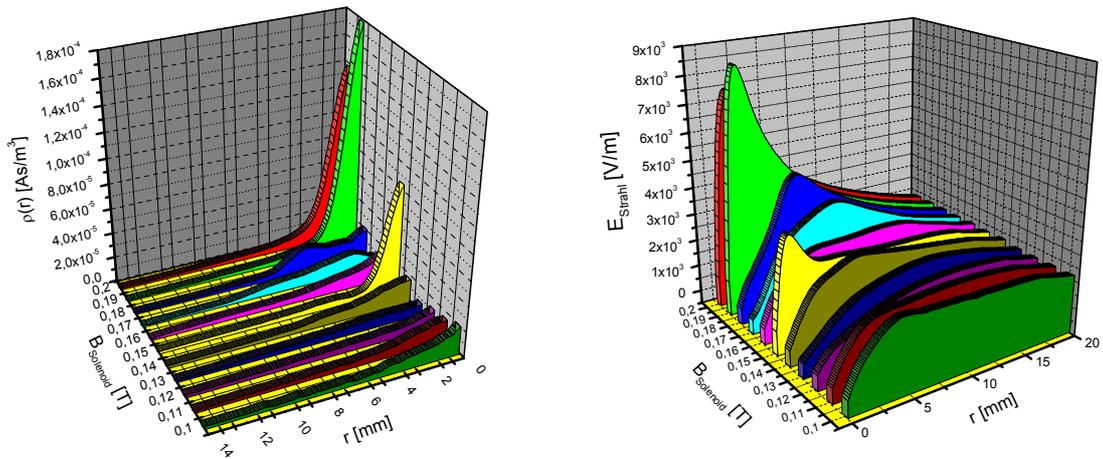


Abbildung 8.8-9: Aus den Intensitätsprofilen $I_{\text{Fokus}}(X)$ berechnete Ladungsdichte $\rho_{\text{Fokus}}(r)$ und Eigenfeld des Referenzstrahles zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid.

Mit einem Restgasionenspektrometer, wie in Abbildung 8.8-3, läßt sich die Energie der Restgasionen bestimmen. In Abbildung 8.8-10 sind die gemessenen RGI – Energiespektren zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid des 1.3 mA Referenzstrahles bei der Extraktionsspannung von 6.5 kV abgebildet. Da sich das RGI - Spektrometer in Strahlrichtung hinter der CCD – Kamera befindet, sind die zugehörigen Spektren um 0.01 T im Vergleich zu den Profilmessungen zu den kleineren Magnetfeldern hin verschoben.

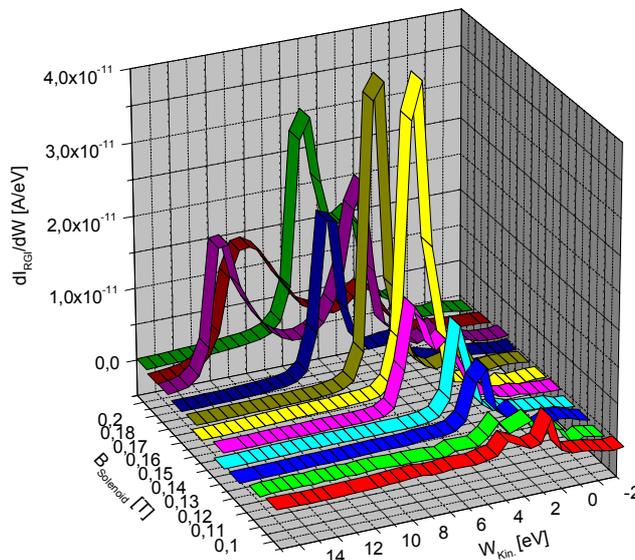


Abbildung 8.8-10: RGI - Energiespektren des Referenzstrahles zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid.

Man erkennt in den Spektren eine Intensitätssteigerung der nachgewiesenen Restgasionen proportional zu dem ansteigenden Raumladungsfeld des transportierten Strahles (Abbildung 8.8-9). Die niedrigsten Energien haben die Restgasionen, die am Strahlrand gebildet werden, die höchsten Energien die Restgasionen, die auf der Strahlachse erzeugt werden. Aus der Energiebreite der Peaks läßt sich die Potentialdifferenz $\Delta\Phi_{\text{St,k}}$ des kompensierten Ionenstrahls bestimmen.

Messungen

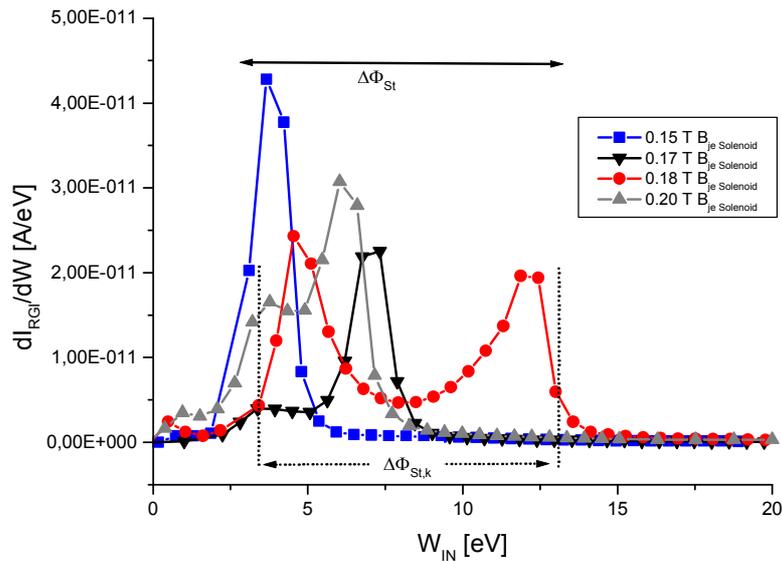


Abbildung 8.8-11: Bildung des Doppelpeaks in den RGI - Spektren am Ort der Fokusregion von H_3^+ .

Abbildung 8.8-11 zeigt die Messungen der RGI - Spektren am Fokus von H_3^+ exemplarisch für das Verhalten am Fokus der anderen Strahlanteile. An den Orten der Fokusse von H^+ , H_2^+ und H_3^+ sieht man die ungewöhnliche Entstehung eines Doppelpeaks. Parallel zur der Bildung des zweiten Peaks vergrößert sich die Potentialdifferenz $\Delta\Phi_{St,k}$ des kompensierten Ionenstrahls. Hinter dem Fokus reduziert sich die Potentialdifferenz $\Delta\Phi_{St,k}$ und der linke Peak des RGI - Spektrums bildet sich wieder in einen Einzelpeak zurück. Dies ist insofern ungewöhnlich, als normalerweise eine gleichmäßige Verteilung der Strahlionen im Strahl nur einen einzelnen Peak im RGI - Spektrum hervorruft.

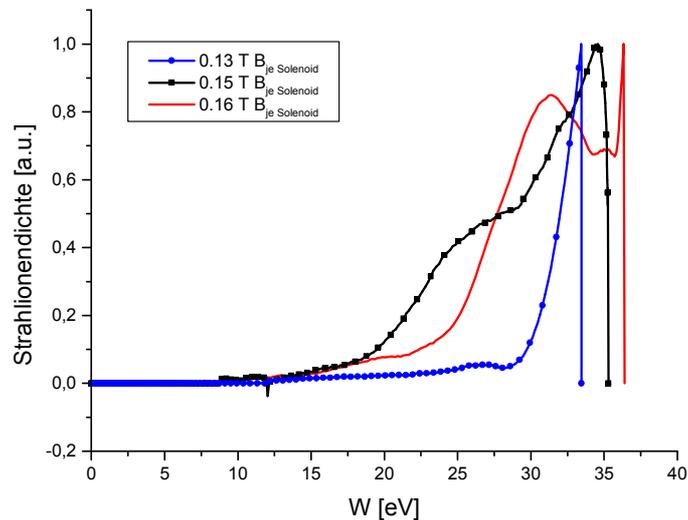


Abbildung 8.8-12: Aus den Intensitätsprofilen berechnete RGI - Spektren des unkompensierten Strahles.

Bei der Bildung eines Doppelpeaks muß daher davon ausgegangen werden, daß die Strahlionen sehr ungleichmäßig über den Strahlradius verteilt sind. Diese Verteilung müßte auch in den Intensitätsprofilen der CCD - Messungen nachzuweisen sein. Aus den in Abbildung 8.8-9 berechneten Ladungsdichten und Raumladungsfeldern lassen sich unter der Annahme eines Strahlrohrradius von

Messungen

50 mm, RGI - Spektren für den unkompenzierten Strahl entwickeln. In Abbildung 8.8-12 sind drei RGI - Spektren des unkompenzierten Strahles als Funktion der Solenoidfeldstärke berechnet. Die höchste Energie haben Restgasionen, die auf der Strahlachse erzeugt und bis zum Strahlrohrtrand beschleunigt werden. Wie in den RGI - Messungen des kompensierten Falles (Abbildung 8.8-11) ist die maximale Energie mit der Dichtefunktion der Strahlionen korreliert. Auch hier ist die Bildung eines Doppelpeaks (0.16 T) zu beobachten. Diese Verteilung der Strahlionen ist somit direkt auf die unterschiedliche massenabhängige Fokussierung der Strahlanteile zurückzuführen.

In Abbildung 8.8-13 ist der aus den RGI - Messungen ermittelte Kompensationsgrad als Funktion der Feldstärke der fokussierenden Solenoide abgebildet. Zur Ermittlung der Potentialdifferenz des unkompenzierten Strahls wurde der mit der ersten Faradaytasse ermittelte Strahlstrom angenommen. Die Potentialdifferenz $\Delta\Phi_{St,unk}$ des unkompenzierten Strahles ist auch abhängig von der transportierten Masse. Um diesen Einfluß zu verdeutlichen, wurde der Kompensationsgrad für einen 100 % Strahlanteil H_3^+ und für ein Strahlanteilverhältnis von 20 % H_2^+ und 80 % H_3^+ ermittelt.

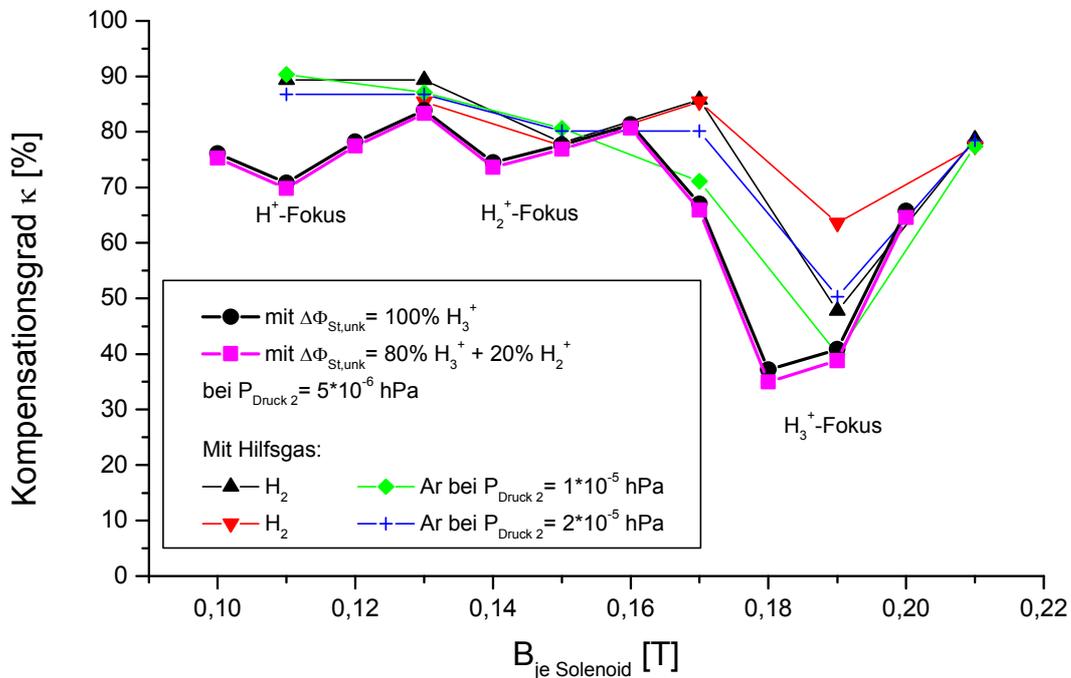


Abbildung 8.8-13: Kompensationsgrad des transportierten Strahls als Funktion der Solenoidfeldstärke bei zwei verschiedenen Strahlzusammensetzungen und bei zusätzlichem Einlaß von Hilfsgasen.

Man sieht in Abbildung 8.8-13, daß diese Strahlzusammensetzung kaum einen Einfluß auf den Kompensationsgrad des Strahls hat. Beim Transport durch das LEBT schwankt die Kompensation des Strahles, hervorgerufen durch die sich verändernde radiale Strahlionenverteilung. Deutlich bilden sich die Störung der Kompensation durch die drei Fokusse der Strahlanteile ab. Am Ort des Fokus von H_3^+ reduziert sich der Kompensationsgrad des Referenzstrahles bis auf 35 %. Damit steigen die Raumladungskräfte innerhalb des Strahles gerade am Ort des Fokus und somit am Ort der Übergabe des Strahls zum RFQ maximal. Nachdem somit der Fokus als größte Störung des Transports identifiziert wurde, stellt sich die Frage, ob man das Kompensationsverhalten des Strahles am Fokus verbessern kann, um so die auftretende Störung zu reduzieren. Als eine geeignete Methode hierfür hat sich der Einlaß von zusätzlichem Hilfsgas am Ort des Fokusses herausgestellt. In Abbildung 8.8-13 sind vier zusätzliche Meßreihen jeweils mit dem Hilfsgas Argon und H_2 bei den beiden Restgasdrücken im hinteren Rezipienten von $2 \cdot 10^{-5}$ hPa und $4 \cdot 10^{-5}$ hPa aufgeführt. Eine Erhöhung des

Messungen

Kompensationsgrades ist bei allen vier Meßreihen zu erkennen. Bei der Verwendung des Hilfsgases H_2 bei einem Druck von $4 \cdot 10^{-5}$ hPa ist die deutlichste Verbesserung des Kompensationsgrades auf 63.6% abzulesen. Hierbei stellt sich sowohl eine Reduzierung der Störung in Abhängigkeit der verwendeten Masse des Gases wie auch des benutzten Restgasdrucks ein. Durch den gezielten Einsatz dieser Methode nur am Ort des Fokus reduziert man die hohen Raumladungskräfte an der Stelle des Fokus, hervorgerufen durch die Störung der Kompensation bei gleichzeitigen minimalen Transmissionsverlusten.

8.8.4 Separation der Elektronen durch das magnetische LEBT

Bei der Verwendung eines magnetischen LEBT zum Einschuß in den RFQ stellt sich eine Massenseparation der Strahlanteile ein. Die Frage stellte sich, ob man bei dem Transport eines negativen Ionenstrahls nicht auf ein zusätzliches Dumpingsystem (DS) für Elektronen verzichten könnte. Die Separation des Elektronenstrahls würde dann Aufgabe des magnetischen LEBT sein. Der Elektronenanteil würde durch das anliegende fokussierende Magnetfeld für den negativen Ionenstrahl mehrfach überfokussiert und auf die Rezipientenwand treffen. Es stellte sich die Frage, ob der so erreichte Transmissionsverlust an Elektronen hoch genug ist, um auf ein DS zu verzichten. Zur Überprüfung wurde ein Experiment durchgeführt.

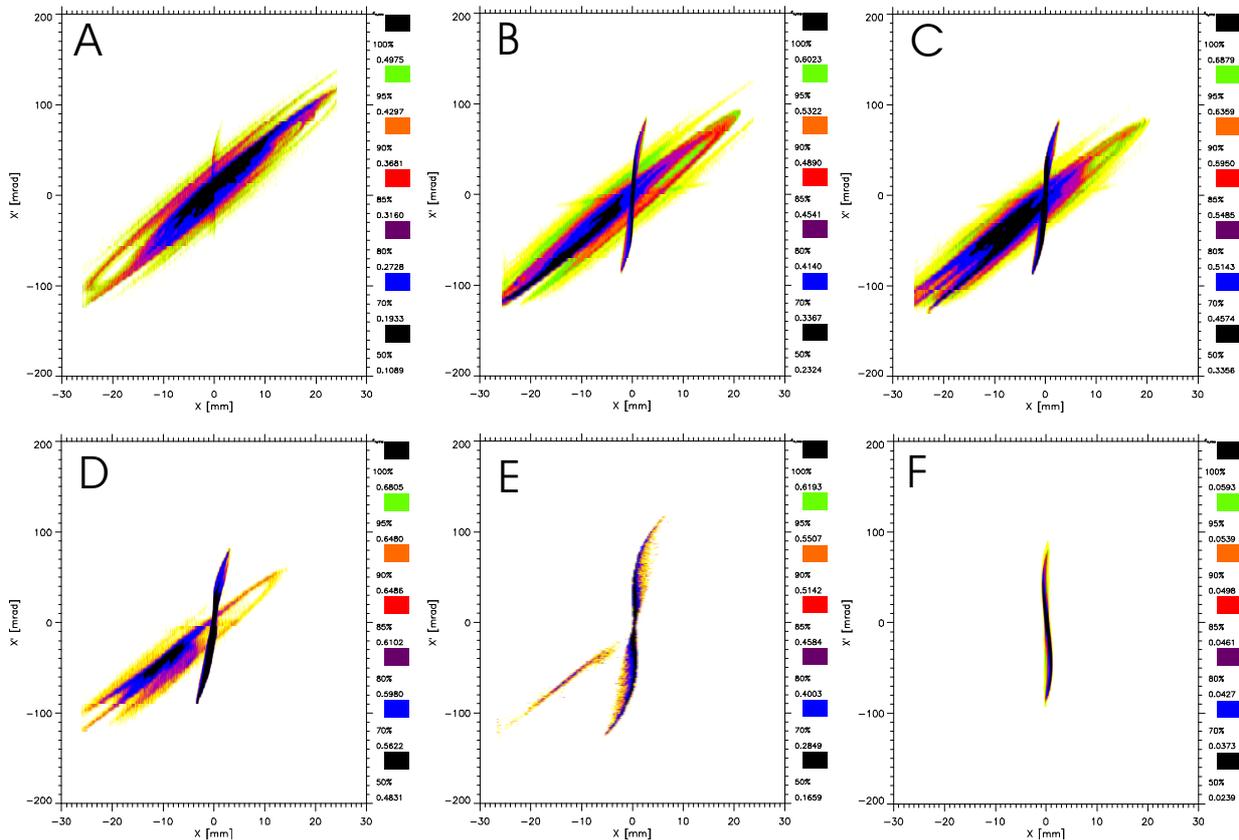


Abbildung 8.8-14: Emittanzmessungen des extrahierten negativen Strahls (-6.5 kV) nach Transport durch das LEBT bei Fokuseinstellung H (0.1 T je Solenoid). Elektronen auf der Strahlachse (A). B-E: Elektronenstrahl wird durch die Erhöhung des Bendingmagnetfeldes aus der Strahlachse ins DS gelenkt. F: Elektronenstrahl vollständig im DS, übrig bleibt Fokus von H.

Ein negativer Ionenstrahl (6.5kV) wurde durch das LEBT (0.1 T B_{je} Solenoid) transportiert und fokussiert. Hierbei wurde der simultan extrahierte Elektronenstrahl erst mit Hilfe eines geringen Bendingmagnetfeldes auf die Strahlachse des Transportkanals gebogen (A). Danach wurde das

Messungen

Bendingfeld schrittweise erhöht (B-E) bis der Elektronenstrahl vollständig in das DS abgelenkt ist (F). In Abbildung 8.8-14 sind die bei diesem Experiment gemachten Emittanzmessungen hinter der Transportstrecke des magnetischen LEBT aufgeführt.

Die Intensität des negativen Ionenstrahles wurde über die Meßreihe konstant gehalten. Bei der Messung A überdeckt der Elektronenstrahl noch den extrahierten negativen Ionenstrahl. Ohne Dumpingsystem sind die Transmissionsverluste der fehlangepaßten Elektronen zu gering. Bei einem angenommenen e^-/H^- - Verhältnis von 1:5 müßten diese mindestens 80 % betragen, um negativen Ionenstrom und Elektronenstrom in der gleichen Größenordnung auf der Emittanzanlage abbilden zu können. Bei höherem Strahlanteil der Elektronen muß der Transmissionsverlust entsprechend höher sein. Die Messung zeigt aber, daß dies ohne ein zusätzliches DS so nicht zu erreichen ist. Erst durch eine teilweise Ablenkung des Elektronenstrahls in das DS (B) erreicht man, daß der Meßstrom der Elektronen soweit reduziert werden kann, daß der negative Ionenstrahl sichtbar wird (B). Durch weitere Erhöhung des Bendingfeldes wird der Elektronenanteil weiter reduziert (C,D,E). Erst bei der vollständigen Ablenkung der Elektronen in das DS (F) sind keine Elektronen im Strahlkanal mehr nachweisbar. Der Transport des negativen Ionenstrahls wurde durch die Variation des Bendingfeldes kaum beeinflusst.

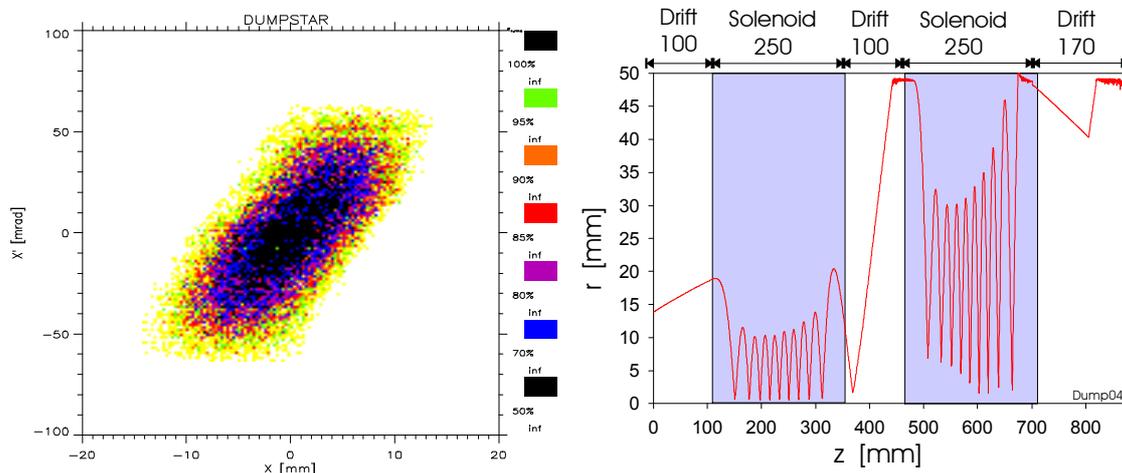


Abbildung 8.8-15: Emittanzbild der Startverteilung der Elektronen (links) und Simulationsstrecke (rechts). Darin abgebildet Trajektorie des jeweils äußersten Enveloppenteilchens (rot) in der Simulation.

Dieses Meßergebnis wurde mit Hilfe einer LINTRA - Simulation verifiziert (Abbildung 8.8-15). Hierzu wurden die Trajektorien von 30000 Elektronen berechnet, die sich auf der Strahlachse befinden und deren Startverteilung zu Beginn der Simulation einer Emittanzmessung eines negativen Ionenstrahls aus Experimentalaufbau I entsprach. Die Geometriedaten der Simulation sind vergleichbar mit denen des Experimentalaufbaus II. Die verwendeten Magnetfelder entsprechen den Fokusbedingungen eines Ionenstrahls aus negativem Wasserstoff mit der Energie von 6 kV, jeweils 0.1 T pro Solenoid. Man erkennt an der abgebildeten Trajektorie des jeweils äußersten Enveloppenteilchens (rot) in der Simulation, daß der Elektronenstrahl beim Durchlaufen der Solenoiden mehrfach überfokussiert wird. Einen Teil seines Strahlstroms verliert er hinter dem ersten Solenoid, einen anderen weiteren Anteil hinter dem zweiten Solenoiden. Die Transmissionsverluste des Elektronenstrahls in dieser Simulation summieren sich auf zu 92 %. Am Ende der Simulation am angenommenen Ort der Emittanzanlage ergab sich das Emittanzbild aus Abbildung 8.8-16.

Messungen

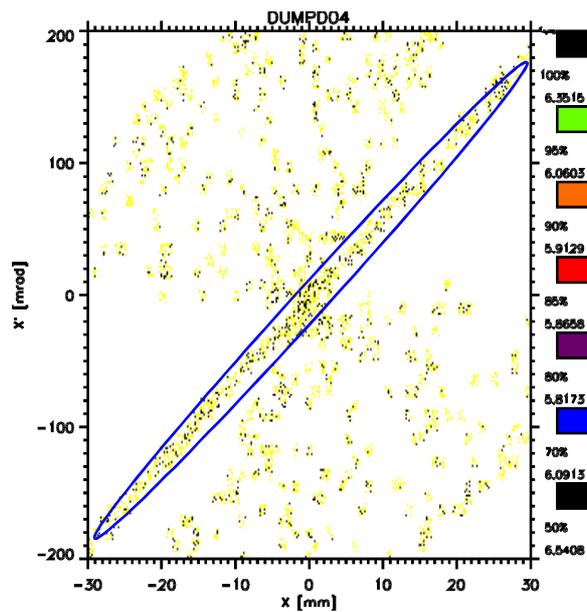


Abbildung 8.8-16: Emittanzbild der Verteilung der Elektronen am Ende der Simulationsstrecke.

Der Vergleich der in der Simulation berechneten Emittanz mit dem Meßergebnis bei A zeigt, daß der Hauptanteil der simulierten Elektronen, denen der in der Messung A gefundenen Verteilung im wesentlichen entspricht. Die zusätzlichen Einzelteilchen in der Simulation, die außerhalb der Verteilung liegen, können im Experiment durch Ihre geringe Intensität im Verhältnis zum Strahlkern nicht nachgewiesen werden.

Es konnte somit sowohl mit der Messung als auch mit der Simulation gezeigt werden, daß es trotz der massenseparatorischen Eigenschaften eines magnetischen LEBT nicht möglich ist, bei dem Transport von negativen Ionen auf ein zusätzliches DS zu verzichten.

8.8.5 Transport des negativen Ionenstrahls

Einen reinen negativen Ionenstrahl kann man nur bei vollständiger Ablenkung des Elektronenstrahls ins Dumpingsystem störungsfrei untersuchen. Im Gegensatz zu den positiven Referenzmessungen ergab sich bei dem Transport des negativen Ionenstrahls durch das magnetische LEBT die Schwierigkeit, daß der Strahl bei maximalem Strom durch die dafür notwendigen Dipolfelder zu stark von der Strahlachse des Transportkanals ausgelenkt wurde. Die mechanischen Möglichkeiten, diese Ablenkung am Experimentalaufbau II zu kompensieren, waren zu gering. Um die Messungen dennoch durchführen zu können, wurde die Ionenquelle außerhalb der am Experimentalaufbau I gefundenen optimalen Quellenparameter betrieben. Es wurde eine Magnetfeldeinstellung der Dipolfelder gesucht und gefunden, die sowohl den negativen Ionenstrahl auf der Hauptachse hält, wie auch sicherstellt, daß alle Elektronen von DS aufgenommen und vernichtet werden. Dies reduzierte aber den gemessenen Strom hinter dem magnetischen LEBT auf 0.3 mA.

8.8.6 Emittanzmessungen der negativen Ionen hinter dem LEBT

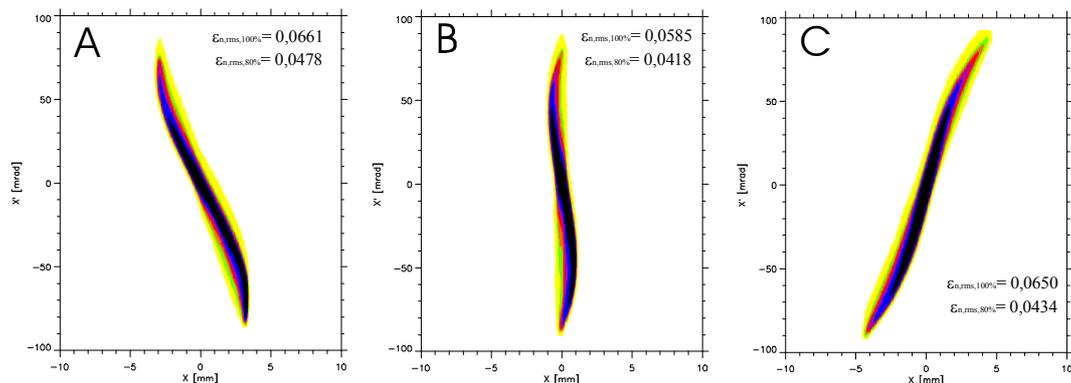


Abbildung 8.8-17: Emittanz eines Strahles aus negativen Ionen nach Transport durch das LEBT (A: 0.102 T - B: 0.106 T - C: 0.11 T je LEBT - Solenoid).

In Abbildung 8.8-17 sind die Emittanzmessungen eines 0.3 mA 6 kV-Strahls aus negativen Ionen nach dem Transport durch das magnetische LEBT bei drei verschiedenen Solenoidfeldstärken abgebildet. Im Fall A und Fall C sind die negativen Ionen noch nicht bzw. überfokussiert. Im Fall B ist der Fokus für den Ionenstrahl aus H⁻ eingestellt. Die Magnetfeldstärke hierfür war jeweils 0.106 T pro Solenoid. Die benötigte Feldstärke unterscheidet sich erwartungsgemäß somit nicht von den Einstellungen, die für positive Protonen benötigt werden. Die Eingangsemittanz des Ionenstrahls wurde am Experimentalaufbau I mit $\epsilon_{\text{norm,RMS},80\%} = 0.036$ mmmrad gemessen. Die Emittanz des Ionenstrahls am Fokus beträgt $\epsilon_{\text{norm,RMS},80\%} = 0.042$ mmmrad. Dies bedeutet ein Emittanzwachstum von nur 16 % durch das Transportsystem. Ein Grund für dieses geringe Emittanzwachstum ist die größere Eingangsemittanz im Gegensatz zu dem positiven Referenzstrahl. Beim Vergleich der beiden Strahlen fällt aber auf, daß der negative Ionenstrahl eine geringere Filamentierung im Fokus aufweist. Zwar hat der negative Ionenstrahl mit 0.3 mA eine geringere Raumlading als der positive Ionenstrahl (1.3 mA), doch durch den größeren Eingangsradius des negativen Ionenstrahls hätte man einen größeren Einfluß der Linsenaberrationen des Transportsystems erwartet. Deutlicher sichtbar ist eine Asymmetrie in der Winkelverteilung. Diese tritt nicht wie aus Abbildung 8.8-17 ersichtlich erst am Fokus auf, sondern ist auch im Fall A und Fall C zu erkennen. Grund hierfür ist die asymmetrische Verteilung des Eingangsstrahles, hervorgerufen durch die asymmetrische Plasmodichteverteilung innerhalb der Ionenquelle (Kap. 8.5).

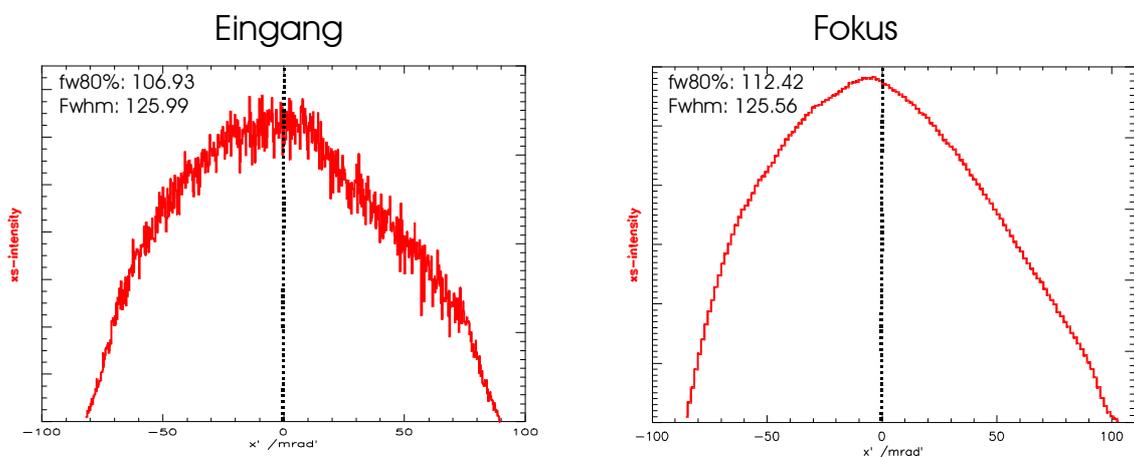


Abbildung 8.8-18: Winkelverteilung des negativen Ionenstrahls, vor und hinter dem LEBT.

Messungen

In Abbildung 8.8-18 sind die Winkelverteilungen des Strahles am Eingang und am Fokus des LEBT gegenübergestellt. Die für die Versuche notwendige Feldeinstellung des Dipolsystems kompensiert nicht die asymmetrische Plasmaionenverteilung der Quelle. Dies führt in Folge zu dieser Winkelverteilung des Eingangsstrahls. Es kommt bei dem Transport durch das LEBT nicht zu einer großen Umordnung dieser Verteilung. Die höheren Rauschanteile der Eingangsverteilung sind wahrscheinlich auf unterschiedliche Verstärkereinstellungen der Meßanlage zurückzuführen. Dies ist aber noch nicht abschließend geklärt. Die gute Übereinstimmung der Verteilungen zeigt auf, daß es mit Hilfe des Dipolsystems gelungen ist, den Strahl mit hoher Güte auf die Symmetrieachse des LEBT zu lenken. Somit wird die Interpretation der Meßergebnisse nicht durch einen schiefen Einschub in das Transportsystem verfälscht und erschwert.

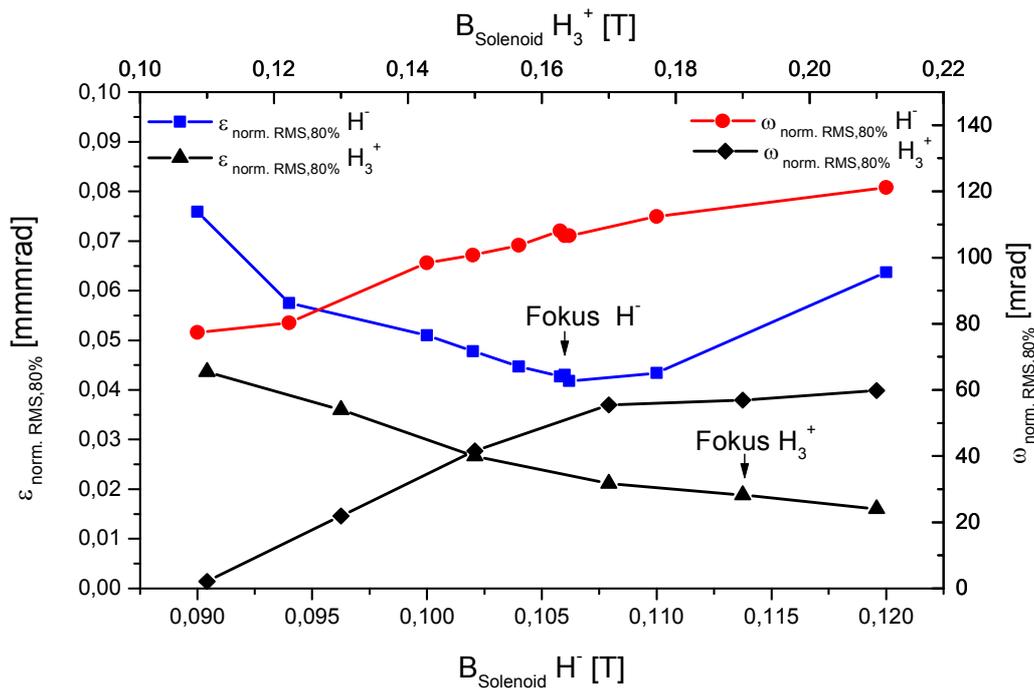


Abbildung 8.8-19: Emittanz und Winkel des negativen Ionenstrahls als Funktion der Feldstärke von 0.09 T bis 0.12 T pro Solenoid und des positiven Referenzstrahles zwischen der Feldstärke von 0.1 T bis 0.22 T pro Solenoid.

In Abbildung 8.8-19 sind die gemessenen Emittanzen und Winkel des negativen Ionenstrahls als Funktion der Feldstärke je Solenoid der zwischen 0.09 T und 0.12 T dargestellt. Zum Vergleich wurden die Emittanzen und Winkel des positiven Referenzstrahles aus H_3^+ zwischen 0.1 T und 0.22 T mitaufgeführt. Der Strahl hat im Fokus die geringste Emittanz (Abbildung 8.8-24). Wie man aber an den gemessenen zugehörigen Winkeln erkennt, ist dies nicht gleichzeitig auch der Ort des kleinsten Winkels, wie im „Angepaßten Fall“ der Extraktion. Zur Manipulation des Winkels benötigt man noch einen zweiten Freiheitsgrad des magnetischen LEBT, auf den man bei diesen Untersuchungen verzichtet hat. Um Radius und Winkel unabhängig voneinander zu manipulieren, benutzt man die Solenoiden meistens mit zwei verschiedenen Einstellungen der Feldstärke. Im Vergleich zu dem positiven Referenzstrahl scheint sich ein Unterschied in der Emittanzfunktion nach dem Durchlaufen des Fokus anzudeuten. Dies könnte ein Hinweis auf das unterschiedliche Kompensationsverhalten beider Ionenstrahlen sein.

8.8.7 Optische Ionenstrahldiagnose der negativen Ionen hinter dem LEBT

Das für die optische Ionenstrahldiagnose relevante Restgasleuchten bei positiven Ionen setzt sich zum einen aus Rekombinationsleuchten und zum anderen aus dem auf der Anregung der Rest-

Messungen

gasatome durch Strahlteilchen basierendem Anregungsleuchten zusammen. Im Prinzip spricht nichts dagegen, für die Analyse des negativen Ionenstrahls die Meßmethodik und die Berechnungsverfahren des Restgasleuchtens mit Hilfe einer CCD - Kamera anzuwenden. Das Restgasleuchten eines negativen Ionenstrahles ist aber um einige Faktoren geringer als das der positiven Ionen. Das bei positiven Ionen dominante Rekombinationsleuchten gibt es bei negativen Ionen kaum. Nur die durch die Strahlverluste der negativen Ionen erzeugten positiven Ionen können Rekombinationsleuchten hervorrufen. Das Restgasleuchten des negativen Ionenstrahls besteht also hauptsächlich aus dem um einige Faktoren kleineren Anregungsleuchten. Die Belichtungszeiten der Aufnahmen für die Untersuchung der negativen Ionen betragen minimal 100 Sekunden. Das ist eine um den Faktor 300 größere Meßdauer als die längste Zeit, die bei den Messungen des positiven Referenzstrahles benutzt wurde. Als Folge kommt es bei negativen Ionen, wegen der langen Meßdauer, zu einem ungünstigeren Signal - Rauschverhältnis. Dies ist deutlich in der Abbildung 8.8-20, einer CCD - Aufnahme der Fokusregion eines 0.3 mA 6 kV-Strahls aus negativen Ionen, zu sehen.

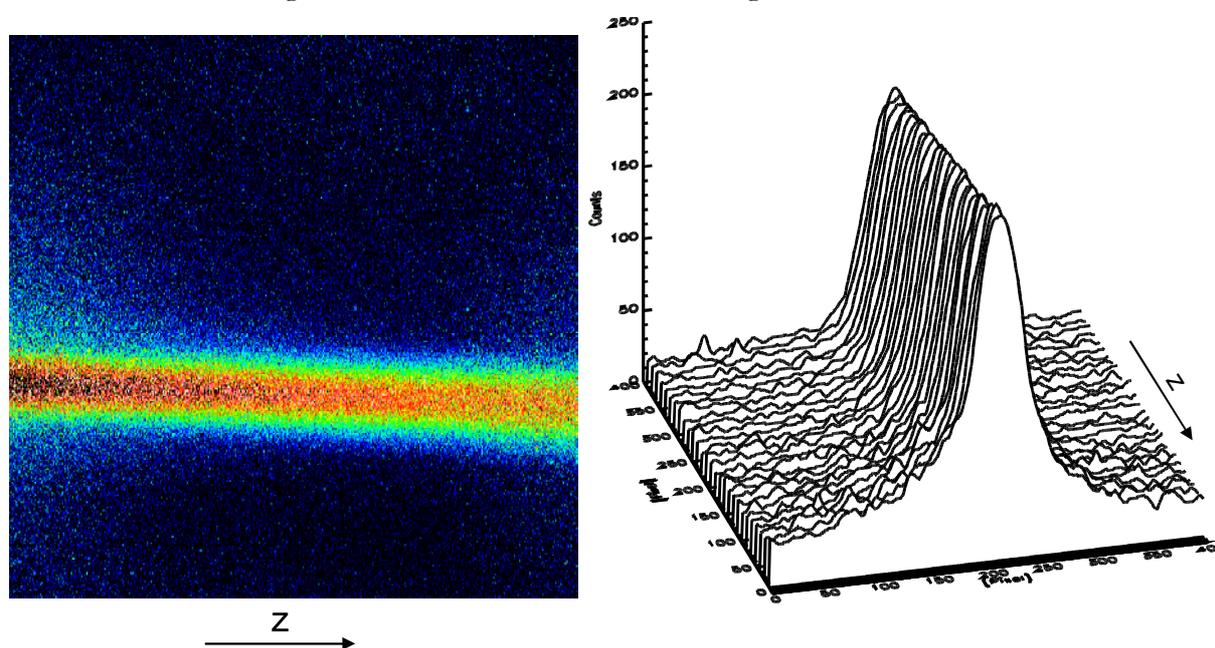


Abbildung 8.8-20: CCD - Aufnahme vom Strahl - Restgasleuchten (links) mit zugehöriger Profildarstellung $I_Z(X)$ (rechts) für die Einstellung der Solenoiden von oben je 0.1 T (Region H-Fokus).

Analog zu den Auswertungen des positiven Ionenstrahles können die CCD - Aufnahmen in die zugehörigen Profildarstellungen $I_Z(X)$ umgerechnet werden. In Abbildung 8.8-21 sind die aus CCD - Messungen ermittelten Profildarstellungen $I_Z(X)$ des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid dargestellt. Im Gegensatz zum positiven Referenzstrahl ergibt sich wegen des alleinigen Strahlanteils an negativen Ionen nur ein Fokus. Der Fokus des negativen Ionenstrahles ist durch sein Intensitätsmaximum deutlich zu erkennen.

Messungen

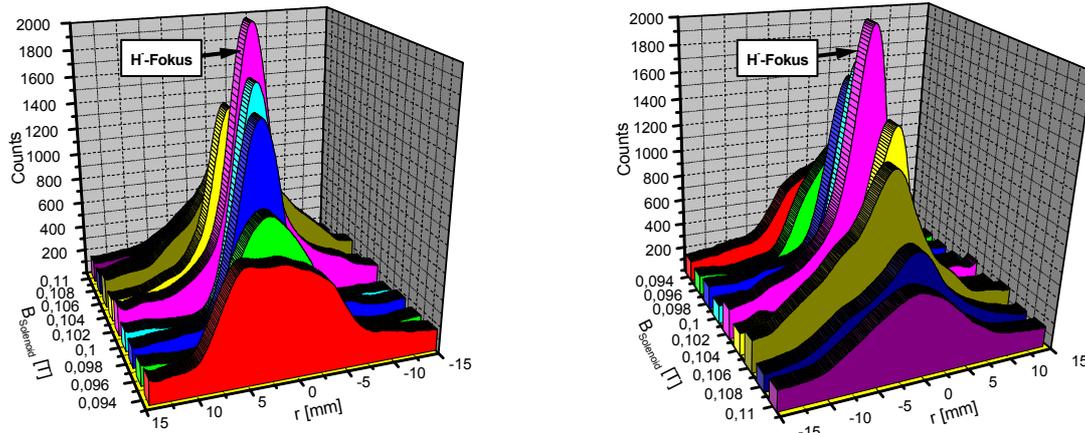


Abbildung 8.8-21: Die aus CCD - Messungen ermittelten Profildarstellungen $I_z(X)$ des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid.

In Abbildung 8.8-21 fällt auf, daß die Profile vor und hinter dem Fokus eine radiale Asymmetrie aufweisen. Diese Asymmetrie ist im Profil des Fokus nicht mehr sichtbar, bildet sich aber sofort nach Durchlaufen des Fokus wieder aus. Ursache dieser Asymmetrie ist die durch die Dipolfelder hervorgerufene unsymmetrische radiale Verteilung der Plasmaionen. Diese Störung des Strahles wird trotz der erheblichen Umordnung im Fokus nicht „geheilt“, sondern bleibt als „Strahlinformation“ unverändert. Die hier gezeigte Messungen zeigen also klar, daß Störungen der Verteilung und der Emittanz des Strahles auch nach Durchlaufen eines Fokus eine Erhaltungsgröße sind.

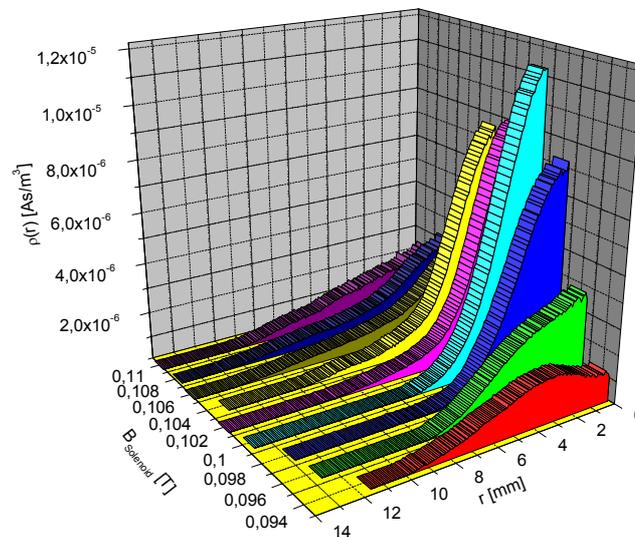


Abbildung 8.8-22: Aus den Intensitätsprofilen $I_{Fokus}(X)$ berechnete Strahlionendichteprofile $\rho_{Fokus}(r)$ des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid.

Analog zu den Auswertungen bei den positiven Ionen kann man aus den Strahlprofilen die Ladungsdichte $\rho_z(r)$ berechnen. Abbildung 8.8-22 zeigt die zugehörigen berechneten Ladungsdichten der gemessenen Profile aus Abbildung 8.8-21. Durch die mathematische Transformation und die anschließende Umwandlung der Profile in Ladungsdichten kommt es aber zu einer Symmetrisierung der radialen Verteilung, so daß die Asymmetrien zwar mit einberechnet aber nicht mehr sichtbar sind. Aus den Intensitätsprofilen läßt sich daraufhin das Eigenfeld des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid berechnen. Es sind hierbei weder bei den

Messungen

Dichteprofilen noch bei den daraus folgenden Eigenfeldern große Unterschiede zu einem äquivalenten positiven Ionenstrahl zu erkennen.

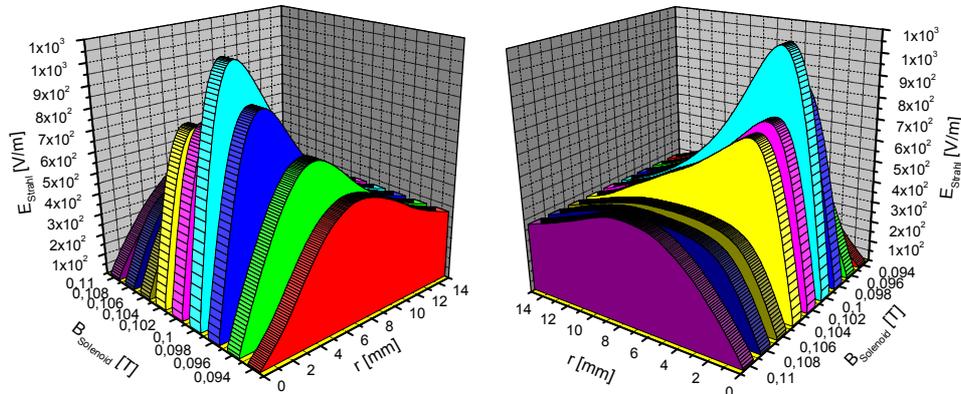


Abbildung 8.8-23: Eigenfeld des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid.

Die wichtigsten Daten, die man aus den Auswertungen berechnen kann, sind der Strahlradius und das Strahlpotential des unkompensierten negativen Ionenstrahls als Funktion der Feldstärke des Solenoiden.

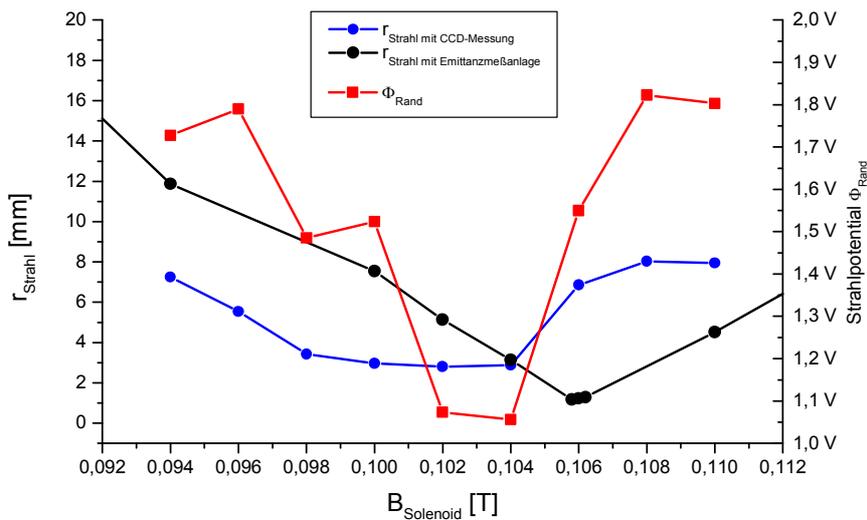


Abbildung 8.8-24: Aus dem Eigenfeld berechneter Strahlradius und Strahlpotential des unkompensierten negativen Ionenstrahls als Funktion der Feldstärke pro Solenoid.

Dieser Verlauf ist in Abbildung 8.8-24 abgebildet. Mit zunehmender Feldstärke der Solenoiden reduziert sich der Strahlradius bis auf wenige Millimeter. Nach Durchlaufen des Fokus steigt er wieder an. Zum Vergleich wurden die Radien aufgeführt, die mit Hilfe der Emittanzmeßanlage ermittelt wurden. Die Werte dieser zerstörungsfreien Meßmethode korrespondieren hierbei zu den Radien, die mit der Emittanzanlage gemessen wurden. Der Shift zwischen dem Fokus der beiden Meßmethoden liegt an dem örtlich etwas weiter hinten liegenden Nachweis der Emittanzmeßanlage. In Anbetracht der mathematischen Annahmen zur Umwandlung der Intensitätsprofile der optischen Messungen sind die Messungen mit der Emittanzanlage natürlich genauer. Dafür ist der Strahl nach der Emittanzmessung zerstört und die Meßdauer beträgt hierbei über 25 Minuten pro Meßpunkt. Das aus den CCD - Aufnahmen errechnete Strahlpotential des negativen Ionenstrahls bewegte sich zwischen 1 V und 1.8 V. Dieses geringe Strahlpotential führte bei den anschließenden RGI - Messungen zu Interpretationsproblemen.

Messungen

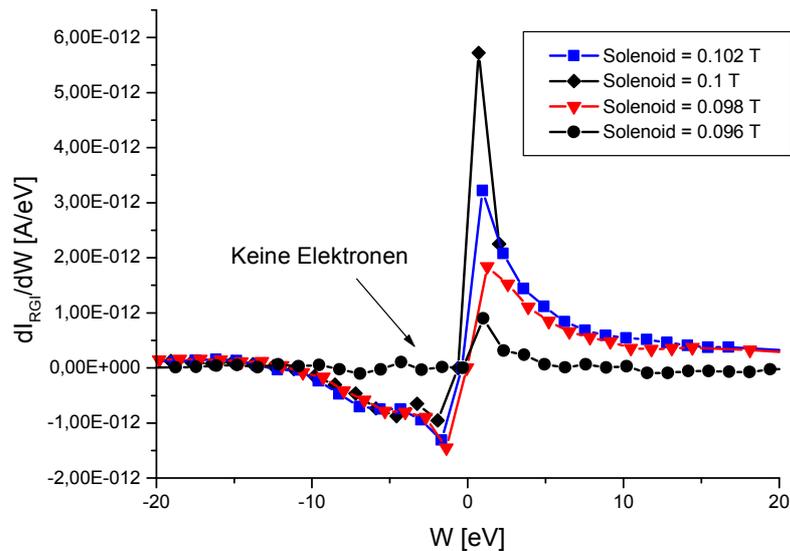


Abbildung 8.8-25: RGI - Energiespektren des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid.

In Abbildung 8.8-25 sind RGI - Energiespektren des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid dargestellt. Durch die Zunahme des Meßstromes konnte nachgewiesen werden, daß geladene Teilchen das Spektrometer erreichten. Die Abbildungsfunktion des Spektrometers [64], deren Verwendung zu einer Interpretation der Meßwerte nötig ist, verdeckte aber gerade im Bereich zwischen 0 und 2.5 V die Meßergebnisse. Es konnte somit nicht exakt geklärt werden, welcher Kompensationsgrad am Fokus vorlag. Eindeutig ist, daß eine Kompensation vorlag. Im unkompenzierten Fall hätte sich wegen der logarithmischen Fortsetzung des Strahlpotential ein Offset von 5 V ab der Nullachse der gemessenen Funktion ergeben. Da man zusätzlich eine Steigerung des Meßstroms nachweisen konnte, ist es sehr wahrscheinlich, daß der negative Ionenstrahl überkompensiert war.

8.8.8 Resümee

Eine Überkompensation hätte man durch den Nachweis von Restgasionen und dem Fehlen von Elektronen beweisen können. Ein solcher Fall scheint bei der Feldstärke von 0.096 T vorzuliegen. Leider läßt sich auch dies durch die Nachweisgrenze des Spektrometers nicht eindeutig ermitteln. Hier müßten weitere Untersuchungen bei höheren Strömen erfolgen. Trotz der massenseparatorischen Eigenschaften des magnetischen LEBT ist ein Dumpingsystem beim Transport von negativen Ionen erforderlich. Zusätzlich ist eine mechanische Justierung notwendig, um inhomogene Winkelverteilungen, die während des Transportes eine Erhaltungsgröße sind, mit Hilfe eines magnetischen Dipolsystems im Ausgleichsmodus zu minimieren. Im Transportverhalten scheinen sich positive und negative Ionen nicht meßbar zu unterscheiden. Es kam hier im Gegensatz zu der Extraktion nicht zu Widersprüchen mit der theoretischen Beschreibung. Transmission, Kompensation und Emittanzwachstum zeigen keinen meßbaren Unterschied zum theoretisch Erwarteten auf, alle Analyse- und Diagnosemöglichkeiten können, mit gewissen Einschränkungen, auch auf negative Ionen angewendet werden.

9 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, daß die Erzeugung, die Extraktion und der Niederenergiestrahtransport von negativen Ionen eng miteinander verknüpft sind. Trotz der in den letzten Jahren erzielten Fortschritte bleibt das Verständnis der Vorgänge weit hinter dem Stand der Erkenntnisse bei positiven Ionen zurück. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Meßstand, bestehend aus Plasmagenerator, Extraktionssystem und magnetischem Transportsystem aufgebaut, so daß es möglich war, den gesamten Weg von der Erzeugung der Ionen bis zu ihrer Übergabe an den RFQ durchgängig experimentell zu untersuchen. Die Analysen wurden hierbei, um die Unterschiede herauszuarbeiten, sowohl mit positiven als auch mit negativen Ionen durchgeführt. Darüber hinaus wurden mit Hilfe von Strahltransportsimulationen und theoretischen Überlegungen unterschiedliche Aspekte des Strahltransportes und der Extraktion untersucht, sowie Arbeiten zu den alternativen Transportsystemen, die elektrostatischen Einzellinsensysteme für ESS und SNS, vorgestellt.

Bei den Untersuchungen wurde besonderes Augenmerk auf die Vorgänge bei der Ionenextraktion gelegt, da hier an der Grenzstelle zwischen dem Plasma der Ionenquelle und dem Beschleuniger die Startbedingungen für den Strahltransport gelegt werden und die Konfiguration der äußeren und inneren Felder gerade bei H-Ionenquellen besonders kompliziert sind.

Es zeigte sich, daß die magnetische Feldverteilung innerhalb der Ionenquelle einen großen Einfluß auf den extrahierten Ionenstrahl hat (Kap. 8.4.2/Kap. 8.6.5). Die magnetischen Felder bilden sich auf die Ionendichteverteilung der gesamten Plasmakammer, insbesondere aber auf der Grenzfläche zwischen Plasma und Extraktion, der sogenannten Plasmasheath, ab (Kap. 8.5). Eine asymmetrische, magnetische Feldverteilung führt in Folge zu einer asymmetrischen Übergangsfläche und somit zu einer nicht mehr zu reduzierenden unsymmetrischen Winkelverteilung des extrahierten Strahls (Kap. 8.8.5). Hauptverursacher dieser asymmetrischen Verteilung ist ein magnetisches Querfeld, welches zur Plasmaoptimierung benötigt wird. Eine Reduzierung der Störung im Bereich der Extraktion ist durch einen baugleichen gegenläufig betriebenen Dipolmagneten möglich. In Folge steigert sich der Strahlstrom und die Strahlemittanz wird herabgesetzt.

Eine zusätzliche Erhöhung der Ausbeute an negativen Ionen wurde mit Hilfe einer Beschichtung der Plasmakammer mit dem Edelmetallkatalysator Platin (Kap. 3.3.4), der eine Änderung der Plasmazusammensetzung hin zu über 95 % H_3^+ -Ionen (Kap. 8.2.1) bewirkte, erreicht.

Die Untersuchungen zeigen, daß für die Extraktion von negativen Ionen hauptsächlich zwei Parameter entscheidend sind: einerseits die im Plasma vorliegende Iontemperatur, andererseits ein bisher unbekannter linearer Transportprozeß innerhalb der Extraktionsregion. Mit Hilfe der Linienverbreiterung des $H\alpha$ -Peaks konnte die Iontemperatur bestimmt werden (Kap. 8.3). Die Messungen ergaben, daß die Iontemperatur dabei im wesentlichen eine Funktion der Bogen- spannung der Ionenquelle ist.

Die Ausbeute an negativen Ionen wird hauptsächlich durch einen linearen Diffusionsstrom, der proportional zu der Nettoladung einer positiven Raumladungsbarriere im Plasma ist (Kap. 8.6.8), bestimmt. Dieser Potentialwall wird durch das Plasmawandpotential der Plasmaelektrode erzeugt und ist eine Funktion der vorliegenden Elektronentemperatur (Kap. 8.2.3). Maßgeblich unterstützt wird dieser lineare Transportprozeß durch eine $E \times B$ Drift innerhalb des Plasmas. Die Wirkung der $E \times B$ Drift ist um so größer, je geringer das magnetische Feld an der Extraktionsöffnung ist (Kap. 8.6.6). Es zeigte sich, daß die Ausbeute an negativen Ionen ein Extraktionsproblem ist und die Erzeugungsrate an negativen Ionen im Plasmagenerator wegen der nachgewiesenen Raumladungsbarriere im Plasma bisher nicht optimal genutzt wurde (Kap. 8.6).

Zusammenfassung

Zur Erreichung dieser Ergebnisse war es notwendig, die für positive Ionen entwickelten Diagnosesysteme für den Gebrauch mit negativen Ionen zu modifizieren und zusätzliche neue Analyseverfahren zu erarbeiten. Getrennt von dem Einfluß der Formierung und dem Transport des Ionenstrahls auf die Meßergebnisse, konnte mit diesen neuen optischen Analysemethoden sowohl die Ionentemperatur (Kap. 8.3), als auch die radiale und azimutale Plasmaionenverteilung innerhalb der Quelle ermittelt werden (Kap. 8.5). Die verwendete optische Plasmadiagnose ermöglichte es, die Vorgänge innerhalb einer Ionenquelle direkt und zerstörungsfrei zu ermitteln.

Neben den Plasmametern der Quelle bestimmt der Extraktor im wesentlichen die Emittanz des Strahls. Er bildet das Bindeglied zwischen Plasma und niederenergetischem Strahltransport. Bei der Extraktion von positiven Ionen formt sich proportional zu der im Plasma vorliegenden Stromdichte eine Wölbung des Plasmameniskus aus und bildet sich auf der Emittanzfunktion des extrahierten Strahles ab (Kap. 4). Im Zuge dieser Arbeit wurde mit Hilfe von Simulationen ein sogenannter stromtoleranter Extraktor entwickelt, der trotz erheblicher Variation des extrahierten Stromes nur eine minimale Emittanzänderung hervorruft. Er eignet sich somit in besonderer Weise für gepulste positive wie auch negative Ionenstrahlen.

Im Gegensatz zur Extraktion positiver Ionen wurde bei der Extraktion von negativen Ionen ein planer Plasmameniskus beobachtet (Kap. 8.6.1). Dies kann dadurch erklärt werden, daß bei negativen Ionen im Extraktionsspalt sehr hohe gegenläufige positive Sekundärionenströme auftreten. Diese werden durch Restgaswechselwirkung erzeugt (Kap. 6.3.6 / Kap 8.7). Es kommt zu einer Kompensation der Raumladungskräfte an der Plasmasheath und damit zur Bildung eines planar Plasmameniskus.

Eine weitere Schwierigkeit bei der Extraktion von negativen Ionen bilden die simultan mitextrahierten Elektronen. Diese Elektronen müssen vor der Übergabe an den RFQ aus dem Strahl ausgeblendet und vernichtet werden. Bei den Berechnungen für das dazu nötige Dumpingsystem handelt es sich um ein dreidimensionales, unsymmetrisches Problem. Die Lösung stellt immer einen Kompromiß zwischen Akzeptanz des Dumpingsystems und Einfluß auf den negativen Ionenstrahl dar (Kap 5). Bei den Untersuchungen zum Elektronendumping zeigte sich aber auch, daß trotz massenseparierender Eigenschaften eines magnetischen LEBT, immer ein Anteil an Elektronen trotz mehrfacher Überfokussierung erhalten bleibt (Kap 8.8.4). Bei der Extraktion von negativen Ionen kann man daher generell nicht auf ein Dumpingsystem verzichten.

Das Extraktionssystem liefert einen meist divergenten Ionenstrahl. Dieser Strahl muß auf die Akzeptanz des ersten Beschleunigers angepaßt werden. Die besonderen Schwierigkeiten bei der Injektion intensiver Ionenstrahlen in den RFQ ergeben sich aus der defokussierenden Wirkung der Raumladungskräfte im Strahl. Wegen der niedrigen Energie der Ionen und der gleichzeitig hohen Strahlströme wirkt sich die Raumladung gerade im LEBT besonders stark aus. Man unterscheidet den unkompensierten Transport für raumladungsbehaftete Strahlen mittels eines elektrostatischen LEBT (Kap. 7) und den kompensierten Transport, der durch ein magnetisches LEBT (Kap. 6) realisiert wird. Beide Möglichkeiten wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

Beim Transport unter voller Raumladung (elektrostatisches LEBT) sind theoretische Modelle und numerische Simulationen von sehr guter Qualität vorhanden und wurden für die Untersuchungen eingesetzt. Die Ergebnisse zeigen, daß die Erfordernisse zukünftiger Hochenergieprojekte schon deutlich die Grenzen dieser Struktur aufzeigen. Um die Überschlagsfestigkeit des elektrostatischen LEBT zu gewährleisten, muß ein Mindestabstand eingehalten werden, der mit zunehmender Spannung überproportional erhöht werden muß (Kap.7.1). Wegen der zunehmenden Raumladung und des unkompensierten Transports des Ionenstrahls sind aber immer kürzere Strukturlängen erforderlich. Ein elektrostatisches LEBT reagiert deswegen auf Strahlstromschwankungen mit extremem Emittanzwachstum (Kap.7.3).

Zusammenfassung

Im Gegensatz dazu zeigt der raumladungskompensierte Transport mit Hilfe von magnetischen Linsen, der im Rahmen dieser Arbeit zusätzlich experimentell untersucht wurde, nur geringe Auswirkungen der Strahlstromschwankungen auf die Emittanz (Kap 8.8). Die Abwesenheit von elektrostatischen Feldern erlaubt Sekundärteilchen, sich im Strahlpotential zu akkumulieren und führt zur Reduktion der Raumladung. Diese Kompensationsteilchen sind bei positiven Ionenstrahlen Elektronen und bei negativen Ionenstrahlen positive Sekundärionen. Dabei ist für einen raumladungskompensierten Transport nur ein Restgasdruck von kleiner 10^{-5} hPa erforderlich. In diesem Druckbereich sind Transmissionsverluste durch Restgaswechselwirkung schon recht klein und durch differentielle Pumpsysteme noch weiter zu reduzieren. Bei den vergleichenden Strahluntersuchungen ergaben sich nur geringe Unterschiede zwischen Messung und Theorie. Durch die höhere Masse der Sekundärionen kann es bei negativen Ionen dazu kommen, daß die Dichte der positiven Restgasionen die Dichte der negativen Strahlionen überschreitet: man spricht von einer Überkompensation. Dieser Effekt konnte zwar beobachtet, die Ergebnisse sollten jedoch noch nicht abschließend bewertet werden, da hierzu weitergehende Untersuchungen erfolgen müssen (Kap. 8.8.7).

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, daß insbesondere die Anfangsbedingungen des Ionenstrahles, die in der virtuellen Kathode festgelegt werden, entscheidend für das Verständnis der Vorgänge bei der Extraktion und dem Transport von H⁻ - Strahlen ist. Wie wichtig eine hinreichende Beschreibung dieser Vorgänge für verschiedene beschleunigerphysikalische Projekte ist, bestätigt auch die Einrichtung einer Europäischen Kooperation (NIS), in der sich Arbeitsgruppen ausschließlich mit diesem Themenkomplex beschäftigen. Neuere Arbeiten [101,102] die im Rahmen dieser Zusammenarbeit entstanden sind, ergänzen sich dabei mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen. Trotz der in den letzten Jahren erzielten Fortschritten bleibt jedoch noch ein langer Weg, bis eine geschlossene Formulierung der negativen Ionenextraktion inklusive aller Einflüsse der externen Felder auf die Anfangsverteilung erstmals möglich wird.

10 Literaturverzeichnis

- [1] I. M. Kapchinskij and V.V. Vladimirkij, "Limitation of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge", *Proc. Int. Conf. on High Energy Acc.*, **1959**, pp. 274.
- [2] A Schempp, "Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenzquadrupol (RFQ)-Ionenbeschleuniger", *Habilitationsschrift*, Johann Wolfgang Goethe-Universität , Frankfurt am Main, **1990**.
- [3] FRM II Central Project TEAM, "Annual Report 2002 ZWE FRM-II", www.frm2.tu-muenchen.de, **2003**.
- [4] Sciences Advisory Committee, "Spallation Neutron Source Status Report to Basic Energy ", *BESAC Presentation*, **1998**.
- [5] H. Heyck, "The Spallation Neutron Source SINQ", *ASQ Home Page (PSI)*, **2001**.
- [6] H. Klein and et al, " The European spallation source study: The ESS Technical Study", *ESS-96-53-M*, Vol. 3, **1996**.
- [7] ESS Central Project Team, "www.ess-europe.de". **2000**.
- [8] H. Klein, A. Lakatos, A. Maaser, K. Volk and M. Weber, "An H⁻ source for ESS", *Proceedings of the 6th International Conference on Ion Source*, Whistler, Canada, **1995**.
- [9] A. Lakatos, J. Pozimski, O. Meusel, A. Jakob and H. Klein, "Study of Space Charge Compensated LEBT for ESS", *Proc. 18th PAC Conf.*, New York, NY USA, **1999**.
- [10] A. Schempp, "Design of compact RFQs", *Proc. 18th LINAC Conf.* Geneva, **1996**.
- [11] A. Firjahn-Andersch , J. Madlung, A. Schempp and H. Zimmermann, "A Two-Beam RFQ and a novel design for ion beam funneling", *Proc. 5th EPAC Conf.*, Barcelona, **1996**.
- [12] H. Klein, "Linac design for the European Spallation Source", *Proc. Int. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation and Application*, Las Vegas, **1994**.
- [13] J.I.M. Botman, R.W. de Leeuw, M.J. van de Sande and C.H.Ph Wassink, "Tank, Cell and Bridge Coupler Design for the CCL of the ESS Project", *Proc. 5th EPAC Conf.*, Barcelona, **1996**.
- [14] A. Schempp, "RFQs etc.", *Transparencies of the Second General ESS Meeting*, Vol. ESS 94-6-M, Ancona, **1994**.
- [15] L.W. Alvarez, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 22, **1951**, pp. 705.
- [16] B.R. Appleton, J.B. Ball and J.R. Alonso , "The National Spallation Neutron Source Collaboration: Towards a new pulsed neutron source in the United States", *Proc. 5th EPAC Conf.*, Barcelona, **1996**, pp. 575.
- [17] J. Pozimski, O. Meusel, A. Jakob, A. Lakatos and H. Klein, "Influence of space charge fluctuations on low energy beam transport of high current ion beams", *Proc. 25th LINAC Conf.* Monterey, **2000**.
- [18] F.J. Sacherer, "RMS envelope equations with space charge", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-19, **1971**, pp. 1105.
- [19] J. D. Lawson, "Pervance and the bennet pinch relation in patially neutralized electron beams", *J. Electr. Control*, Vol. 5, **1958**, pp. 146.
- [20] H. Klein, A. Lakatos, A. Maaser, K. Volk, M. Weber, R. Dölling, P. Groß, A. Jakob, J. Pozimski, K. Reidelbach, H. Deitinghoff, R. A. Jameson and D. Li, "Overview on IFMIF work at the University of Frankfurt", *Proc. 1995 IFMIF Accelerator Meeting*, Santa Fe, USA, **1995**.

Literaturverzeichnis

- [21] K. Volk, T. Ludwig, A. Lakatos and H. Klein, "Preliminary Studies of a RF-Driven Bi⁺ Source", *Fusionsbericht der GSI für 1993*, Vol. GSI 94-10, **1994**, pp. 34.
- [22] A. Lakatos, J. Pozimski, A. Jakob and H. Klein, "Extraction and Low Energy Transport of Negative Ions", *Proc. 18th LINAC Conf.*, Geneva, **1996**.
- [23] A. Lakatos, J. Pozimski, A. Jakob and H. Klein, "Extraction and Low Energy Transport of Negative Ions", *Proc. 6th EPAC Conf.*, Stockholm, Sweden, **1998**, pp. 1400.
- [24] H.S.W Massey, "*Negativ Ions*", University Press, Cambridge, **1938**.
- [25] B. Wolf, "*Handbook of ion sources*", CRC Press **1995**.
- [26] K.N. Leung, G.J. DeVries, W.F. DiVergilio and R.W. Hamm, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 62(1), **1991**, pp. 100.
- [27] W. Kraus and other, *Proc. 7th ICIS Conf.*, Taormina, **1997**.
- [28] L. Bergmann and C. Schaefer, "*Lehrbuch der Experimentalphysik: Vielteilchensysteme*", de Gruyter, Berlin, **1992**.
- [29] J.B.Hasted, "*Physics of Atomic Collisions*", Butterworth, London, **1964**.
- [30] M. A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, "*Principles of Plasma Discharges and Material processing*", John Wiley Sons, New York, **1994**.
- [31] S. C. Brown, "*Introduction to electrical discharges in gases*", John Wiley Sons, New York, **1966**.
- [32] W. Rieder, "*Plasma und Lichtbogen*", Vieweg, Braunschweig, **1967**.
- [33] K. N. Leung, C. A. Hauck, W.B. Kunkel and S. R. Walther, "Optimization of hminus production from a small multicusp ion source", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 60 (4), **1989**, pp. 531.
- [34] J. Peters, "Entwicklung und Optimierung einer HF-"volume" Quelle zur Erzeugung von H-Ionen für HERA", *Dissertation*, Johann Wolfgang Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **2000**.
- [35] M. Bacal, G.W. Hamilton, E. Nicolopoulos and H.J. Doucet, *Phys. Rev Lett.* Vol. 42, **1977**, pp. 1538.
- [36] V. G. Dudnikov, "20 years of cesium catalysis for negative ion production in gas discharges", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 63 (4), **1992**, pp. 2660.
- [37] Ehlers, K. N. Leung and other, "Effect of a magnetic filter on hydrogen ion species in a multicusp ion source", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 52(2), **1981**, pp. 1452.
- [38] M. Cacciatore and other, *A.I.P. Conf. Proc.*, Vol. 210, **1989**.
- [39] E. Lakatos and other, "Katalysatoren zur Reinigung von Autoabgasen", *Chemiker Zeitung*, Vol. 97. Jahrgang Nr. 9, **1973**, pp. 469-478.
- [40] David Riz, "Etude expérimentale de sources à fort courant d'ions négatifs D⁻/H⁻. Analyse fondée sur la simulation du transport des ions dans le plasma de la source", *Dissertation*, Université Pierre et Marie Curie, Paris, **1996**.
- [41] W. Schottky, "Diffusionstheorie der positiven Säule", *Phys. Z.*, Vol. 25, **1924**, pp. 635-640.
- [42] C. D. Child, *Phys. Rev.*, Vol. 32, **1911**, pp. 492.
- [43] I. Langmuir and K. T. Compton, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 3, **1931**, pp. 251.
- [44] A. Maaser, "Entwicklung einer Ionenquelle zur Produktion eines negativ geladenen Wasserstoffionenstrahls", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **2000**.
- [45] K. Volk, "Entwicklung einer effizienten Ionenquelle zur Produktion intensiver, hochbrillanter, atomarer, einfach geladener Ionenstrahlen", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1993**.

Literaturverzeichnis

- [46] R. Keller, J.J. Ayers, L. Doolittle, J.B. Greer, S. Lewis, C. Lionberger, M. Monroy, J. Pruyn, A.Ratti, J.W. Staples, D. Syversrud and R. Thomae, "Commissioning the SNS front-end systems at Berkeley Lab", *Proc. of the 2002 EPAC, Paris, 2002*, pp. 1025.
- [47] R. Hollinger, "Entwicklung und Untersuchung einer Hochstrom-Ionenquelle zur Erzeugung intensiver, hochbrillanter Protonenstrahlen", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **2000**.
- [48] A. Jakob, "Untersuchungen zur Diagnose hochperveanter Ionenstrahlen", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **2000**.
- [49] M. Weber, "Entwicklung einer Ionenquelle mit Mehrloch-Extraktionssystem zur Erzeugung intensiver, hochbrillanter, einfach geladener Wismut-Ionenstrahlen", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1999**.
- [50] A. Jakob, P. Beauvais, R. Gobin, H. Klein, J. Lemaire, P. Leroy and J. Pozimski, "Time Resolving Diagnostics of Compensation process of Pulsed Ion Beams at SILHI", *Proc. 8 th ICIS Conf*, Kyoto, Japan.
- [51] P. M. Lapostolle, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-18, **1971**, pp. 1101.
- [52] R. Becker, "New Features in the Simulation of Ion Extraction with IGUN", *Proc. 6th EPAC Conf.*, Stockholm, Sweden, **1998**.
- [53] R. Becker and W.B. Herrmannsfeldt, *Proceedings of the 4th International Conference on Ion Source*, Bensheim, Germany, **1992**.
- [54] R. Keller, "*Ion Extraction in The Physics and Technology of Ion Sources*", Editor Ian G. Brown, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, **1989**.
- [55] M. A. Leitner, R. Keller, K. N. Leung, S. K. Mukherjee, P. K. Scott and M. D. Williams, "High-current, high-duty-factor experiments with the H⁻ Ion Source for the Spallation Neutron Source", *Proc. 18th PAC Conf.*, New York, NY USA, **1999**.
- [56] K.N. Leung, G.J. DeVries, W.B. Kunkel, L.T. Perkins and D.S. Pickard, "Recent development on RF-Driven Multicusp H⁻ Ion sources", *Proc. 5th EPAC Conf.*, Barcelona, **1996**.
- [57] B. Zipfel, "Zyklotronresonanzen von Ionen im hochfrequenz-modulierten magnetisch fokussierten Elektronenstrahl", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **2000**.
- [58] H. Klein, R. Dölling, P. Groß, A. Lakatos, T. Ludwig, J. Pozimski and K. Volk, "Anlage zum Antrag zu den Arbeiten für ESS", *H- Injektor für ESS*, Frankfurt am Main, **1994**.
- [59] J. Pozimski, *private communication*, **2003**.
- [60] J. Pozimski, "LEBT: Ion source to RFQ, advantages and problems of space charge compensation", *Proc. on workshop on ion sources issues*, **1994**.
- [61] J. Pozimski, P. Groß, R. Dölling, K. Reidelbach and H. Klein, "LEBT design studies for ESS", *Proc. 4 th ESS meeting*, Vol. 95-02, Villigen, PSI-Proc., **1995**.
- [62] J. Pozimski, "Untersuchungen zum Transport raumladungskompensierter niederenergetischer und intensiver Ionenstrahlen mit einer Gabor Plasma-Linse", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1997**.
- [63] K. U. Reidelbach, "Hochzeitaufgelöste Messungen mit einem Restgasionen-energiespektrometer an hochperveanten teilkompensierten Ionenstrahlen", *Diplomarbeit*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1996**.
- [64] R. Dölling, "Raumladungskompensation driftender intensiver Strahlen niederenergetischer Ionen und Techniken zu ihrer Vermessung", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1994**.

Literaturverzeichnis

- [65] M. Sarstedt, "Untersuchungen zu Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger", *Dissertation*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1994**.
- [66] D. W. Cheng, R. A. Gough, M. D. Hoff, R. Keller, M. A. Leitner, K. N. Leung, J. W. Staples and M. D. Williams, "Design of the Prototype low energy beam transport line for the Spallation Neutron Source", *Proc. 18th PAC Conf.*, New York, NY USA, **1999**.
- [67] J. W. Staples, M. D. Hoff and C. F. Chan, "All Electrostatic Split LEBT Test Results", *Proc. 18th LINAC Conf.* Geneva, **1996**, pp. 157.
- [68] J. W. Staples, J. J. Ayers, D. W. Cheng, J. B. Greer, M. D. Hoff and A. Ratti, "The SNS Four-phase LEBT Chopper", *Proc. 18th PAC Conf.*, New York, NY USA, **1999**.
- [69] G. Riehl, "Emittanzmessung am Radio-Frequency-Quadropole", *Diplomarbeit*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1985**.
- [70] W. Barth and T. Ludwig, "Über den Einfluß der Auflösung auf die gemessene Strahlemittanz", *Int. Rep.*, Vol. 92-10, **1992**.
- [71] P. W. Allison, J. D. Shermann and D. B. Holtkamp, "An emittance scanner for intense low energy beams", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 30, **1987**, pp. 2204.
- [72] P. Groß, "Untersuchungen zum Emittanzwachstum intensiver Ionenstrahlen bei teilweiser Kompensation der Raumladung", J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **2000**.
- [73] Ehlers, K. N. Leung and other, "Increasing the efficiency of a multicusp ion source", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 53(2), **1982**, pp. 1429.
- [74] K.W. Ehlers and K. N. Leung, "Technique to increase the H⁺ ion fraction in a multicusp source", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 54 (10), **1983**, pp. 1296.
- [75] K. N. Leung, K.W. Ehlers and M. Bacal, "Extraction of volume-produced H⁻ ions from a multicusp source", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 54 (1), **1983**, pp. 56.
- [76] K. N. Leung, K.W. Ehlers and R.V. Pyle, "Effect of wall material on hminus production in a multicusp source", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 47(3), **1985**.
- [77] K. N. Leung, C. F. van Os and W.B. Kunkel, "H⁻ enhancement process in a multicusp ion source operated with a barium insert structure", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 58 (14), **1991**, pp. 1467.
- [78] J. R. Hiskes, "Atomic processes, cross sections and reactio rates necessary for modeling hydrogen negativ-ion sources and identification of optimum H⁻ current densities", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 63 (4), **1992**, pp. 2702 .
- [79] K. U. Riemann, "The Bohm criterion and sheath formation", *Appl. Phys*, Vol. 24, **1991**, pp. 493-518.
- [80] Huddleston, R. Leonard, and S. Leonard, " *Plasma Diagnostic Techniques*", Academic Press, New York, **1965**.
- [81] C. W. Wharton, "A Review of energetic neutral particle plasma diagnostics", *Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems*, **1975**, pp. 70.
- [82] I. M. Podgorni and V. I. Sumarokov, *Sov. Phys.-Tech. Phys.*, Vol. 9 (5), **1964**, pp. 635.
- [83] D. J. Loughran, L. Schott and H. M. Skarsgard, *Can. J. Phys.*, Vol. 45, **1967**, pp. 3055.
- [84] C. W. Allen, "*Astrophysical Quantities*", Oxford University Press, Oxford, **1960**.
- [85] R. W. P. McWhirter, "The Spectroscopy of Laboratory and Astronomical Plasmas", *Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems*, **1975**, pp. 178.

Literaturverzeichnis

- [86] A. Lakatos, "Ein magnetisches Ionen-Spektrometer mit Mehrfachdurchgang als Energie- und Massenanalysator sowie als Strahlweiche und Speicher", *Diplomarbeit*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1993**.
- [87] M. Kleinod, J. Dietrich, A. Lakatos, I. Langbein and R. Becker, "A Multi-Passage Spektrometer for the study of Electron-ion-Interactions in the EBIS", *Proc. 4th ICIS Conf.*, Bensheim, Germany, **1991**.
- [88] M. Kleinod, R. Becker, O. Kester, A. Lakatos, M. Mücke, B. Pfisterer, R. Rao, J. Schneider, L. Teske, H. Thomae and B. Zipfel, "Status Report on the Frankfurt EBIS Research Program", *Proc. of the 6th International Symposium on EBIS and their Applications*, Stockholm, Sweden, **1994**.
- [89] J. E. Boers, "A digital computer program for the simulation of positive or negative particle beams on a PC", *Proc. of the 1993 PAC, Washington DC*, **1993**, pp. 327.
- [90] R. F. Welton, M. P. Stockli, J. E. Boers, R. Rauniyar, R. Keller, J.W. Staples and R. Thomae, "Simulation of the ion source extraction and low energy beam transport systems for the Spallation Neutron Source", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 73, **2002**, pp. 1013.
- [91] R. Keller, D. Cheng, R. DiGennaro, R.A. Gough, J. Greer, K.N. Leung, A. Ratti, J. Reijonen, R.W. Thomae, T. Schenkel, J.W. Staples, R. Yourd, A. Aleksandrov, M.P. Stockli and R.W. Welton, "Ion-source and LEBT issues with the front-end systems for the Spallation Neutron Source", *Proc. of the 2001 ICIS, Oakland*, **2001**.
- [92] R. F. Welton, M. P. Stockli, M. Forrette and C. Williams, "Enhancing surface ionization and beam formation in volume type H- ion sources", *Proc. of the 2002 EPAC, Paris*, **2002**, pp. 635.
- [93] A. J. T. Holmes, R. McAdams and M. P. S. Nightingale, "H- beam extraction experiments on the Culham small multipole source", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 59 (6), **1988**, pp. 895.
- [94] R. Becker, *private communication*, **2003**.
- [95] A. J. T. Holmes, "High brightness H+ and H- sources", *Proc. of the 1987 PAC*, **1987**, pp. 259.
- [96] J.H. Whealton, D. K. Olsen and R.J. Raridon, "Results from a double Vlasov Model for neagtive ion extraction from volume sources", *Proc. of the 1998 EPAC, Stockholm*, **1998**, pp. 1436.
- [97] J. Pozimski, O. Meusel, A. Jakob, A. Lakatos and H. Klein, "Non destructive determination of beam emittance for low energy ion beams using CCD camera measurements", *Proc. 7th EPAC Conf.*, Vienna, **2000**.
- [98] D. Andrick and H. Ehrhardt, "Die Winkelabhängigkeit der Resonanzstreuung niederenergetischer Elektronen an He, Ne, Ar und N₂", *Phys. Z.*, Vol. 192, **1966**, pp. 99.
- [99] M. Sarstedt, "Untersuchungen zur Verzögerung eines intensiven Ionenstrahls auf Energie unter 400 eV", *Diplomarbeit*, J. W. Goethe - Universität, Frankfurt am Main, **1989**.
- [100] K. Reidelbach, J. Pozimski, P. Groß, R. Dölling and H. Klein, "Diagnostic of the compensation process of pulsed ion beams with a time resolving ion energy spektrometer", *Proc. 5th EPAC Conf.*, Sitges, Spain, **1996**, pp. 2420.
- [101] J. Peters, *NIS Meeting*, Dublin, **2003**
- [102] R. Becker, "A Self – Consistent Plasma Sheath Theory for the Extraction of Negative Ions", *10th International Conference on Ion Sources (ICIS)*, Dubna, Russland, **2003**.

Abbildungsverzeichnis

11 Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 1-1: Blau: Prozesse, die zu Emittanzwachstum führen; Rot: Faktoren die bei der Extraktion von negativen Ionen dazukommen; Lila: Faktoren abhängig vom Aufbau der Ionenquelle.</i>	1
<i>Abbildung 2.1-1: Schematische Darstellung der Spallationsreaktion [4].</i>	3
<i>Abbildung 2.2-1: Schematischer Aufbau des Beschleunigers bei PSI [5].</i>	4
<i>Abbildung 2.3-1: Aufbau von ESS [7].</i>	6
<i>Abbildung 2.3-2: Schematischer Aufbau des ESS-LINAC (nach [14]).</i>	6
<i>Abbildung 2.4-1: Schematische Ansicht der Spallationsneutronenquelle SNS [4].</i>	8
<i>Abbildung 3.1-1: Emittanzellipse im zweidimensionalen Phasenraum.</i>	11
<i>Abbildung 3.2-1: Numerisch berechnete RMS - Strahlenveloppen in einer Driftstrecke Links (Nach Quelle): H⁻; 6 keV; 2,52 mA = H⁻; 55 keV; 70 mA Rechts (Nach 1. RFQ): H⁻; 2 MeV; 70 mA. (gestrichelt: ohne Raumladung)</i>	12
<i>Abbildung 3.3-1: Schematischer Potentialverlauf als Funktion des Abstands zwischen Atom und Elektron [24].</i>	14
<i>Abbildung 3.3-2: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung und Vernichtung von negativ geladenen Wasserstoffionen. (Die Nr. der Prozesse entsprechen denen in der Tabelle 3.3-1)</i>	17
<i>Abbildung 3.3-3: Schematischer Aufbau der Ionenquelle.</i>	18
<i>Abbildung 3.3-4: Schematische Darstellung eines Plasmagenerators mit Filterfeld.</i>	20
<i>Abbildung 4.1-1: Maximal Feldstärke als Funktion des Abstandes d der Elektroden [9; 44-47].</i>	24
<i>Abbildung 4.1-2: Berechnete raumladungsbegrenzte Stromdichten für verschiedene Arbeitsgase (H, He, N, Xe, Bi) bei einer angenommenen Feldstärke von 5 keV/m. Die Symbole repräsentieren die aktuellen Institutswerte der Stromdichten verschiedener Plasmageneratoren. [45; 47-50]</i>	24
<i>Abbildung 4.1-3: Zylindersymmetrische Darstellung eines mit Hilfe von IGUN berechnetes Triodenextraktionssystems.</i>	26
<i>Abbildung 4.2-1: Simulation des Verhaltens eines Triodenextraktionssystems bei unterschiedlichen Plasmadichten und konstanter Extraktionsspannung.</i>	28
<i>Abbildung 4.3-1: Schematische Darstellung der verschiedenen Kräfte bei der Strahlformierung innerhalb eines Triodenextraktionssystems.</i>	29
<i>Abbildung 4.3-2: Dynamik eines Extraktionssystems bei verschiedenen Aspektverhältnissen. (Emittanz zu extrahiertem Strom)</i>	30
<i>Abbildung 4.3-3: Zu Abbildung 4.3-2 gehörige Winkel- und Radiusfunktionen.</i>	31
<i>Abbildung 4.3-4: α-Emittanz bei $S=1$ (blau) für die Ströme 4 mA, 6 mA und 8 mA.</i>	32
<i>Abbildung 4.3-5: Strom und Stromdichte der angepassten Fälle als Funktion von S. Im Vergleich dazu die erwarteten Werte nach den Formeln von Child-Langmuir und R. Keller.</i>	32
<i>Abbildung 4.3-6: Winkel und Radius des angepassten kompensierten Strahls als Funktion des Aspektverhältnisses nach Verlassen des Extraktionssystems.</i>	33
<i>Abbildung 4.3-7: Emittanz der angepassten Fälle als Funktion des Aspektverhältnisses.</i>	34
<i>Abbildung 4.3-8: Verhalten eines Extraktionssystems bei verschiedenen Radius - Verhältnissen (Emittanz als Funktion des extrahierten Stroms).</i>	34
<i>Abbildung 4.3-9: Zu Abbildung 4.3-8 gehörige Winkel- und Radiusfunktionen.</i>	35
<i>Abbildung 4.3-10: Funktion der Fokusradien für drei verschiedene Ströme in Abhängigkeit zum Verhältnis Screeningradius/Extraktionsradius. Die unterste Funktion gibt die absolute Variation des Radius innerhalb der transportierten Strombandbreite wieder.</i>	36
<i>Abbildung 4.3-11: Die Brillanz als Funktion des Aspektverhältnisses und deren Variation durch die Benutzung verschiedener Screeningelektrodenradien (z.B. $S=1$).</i>	37
<i>Abbildung 4.3-12: Ein konventionell designedes Extraktionssystem (1) im Vergleich zu einem „stromtoleranten“ Extraktionssystem (2).</i>	38

Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 4.3-13: Links: Emittanzfunktion eines „normalen“ Extraktionsystems (1) im Vergleich zu einem „stromtoleranten“ Extraktionsystem (2). Rechts: Transportierbarer Pulsabschnitt beider Extraktionsysteme.</i>	38
<i>Abbildung 4.4-1: Raumladungsbegrenzter H-Strahlstrom als Funktion des e/H - Verhältnisses bei konstantem Extraktor (links). Multiplikationsfaktor β als Funktion des e/H - Verhältnisses (rechts).</i>	41
<i>Abbildung 5.1-1: Extraktion des Strahles mit geringer Energie.</i>	42
<i>Abbildung 5.1-2: Extraktion des Strahles mit hoher Energie mit nachträglichem Verzögern.</i>	42
<i>Abbildung 5.1-3: Dumping auf die Plasmaelektrode.</i>	43
<i>Abbildung 5.1-4: Berechnung der Zykloidenbahnen bei drei verschiedenen magnetischen Feldstärken. Der Gapabstand beträgt bei dieser Simulation 7 mm, die angenommene Extraktionsspannung 35 kV.</i>	43
<i>Abbildung 5.1-5: Weiterentwicklung des Systems bei SNS.</i>	44
<i>Abbildung 5.1-6: Externes Dumpingsystem.</i>	45
<i>Abbildung 5.2-1: Schematische Darstellung des Prototyps I mit Dumpingsystem I.</i>	46
<i>Abbildung 5.2-2: Schematischer Aufbau des Dumpingsystems.</i>	47
<i>Abbildung 5.2-3: PARTOPT - Simulation der Ablenkung und Verzögerung des extrahierten Elektronenstrahls.</i>	47
<i>Abbildung 5.2-4: Elektrostatisches System zur Leistungsreduzierung. Simulation eines 35 kV, 700 mA Elektronenstrahls.</i>	49
<i>Abbildung 5.2-5: Simulation der Sekundärelektronenemission mit PARTOPT.</i>	50
<i>Abbildung 5.3-1: Feldstärke des elektrischen Dipols auf der Strahlachse als Funktion des Erregerstroms.</i>	52
<i>Abbildung 5.3-2: Superposition der Dipolmagnete mit gegenläufigem Erregerstrom von 3 A als Funktion ihres Abstandes.</i>	53
<i>Abbildung 5.3-3: Schematischer Aufbau des Extraktionsystems mit integriertem Dumpingsystem II.</i>	54
<i>Abbildung 5.3-4: Magnetischer Feldverlauf des Magnetsystems als Funktion des Erregerstroms.</i>	55
<i>Abbildung 5.3-5: Vier Momentaufnahmen der Elektronenstrahlsimulationen der magnetischen Feldverteilungen aus Abbildung 5.3-4.</i>	56
<i>Abbildung 5.3-6: Elektronenverteilung der Sektionen als Funktion des Erregerstroms des Magnetsystems.</i>	57
<i>Abbildung 6.1-1: Schematische Darstellung der Niederenergie - Transportstrecke mit Emittanzfiguren.</i>	59
<i>Abbildung 6.2-1: Schematische Darstellung des magnetischen LEBT für ESS.</i>	61
<i>Abbildung 6.2-2: Simulationen des magnetischen LEBT für ESS: Strahlradius eines 70 mA, 55 kV H - Strahls als Funktion seines Kompensationsgrades.</i>	62
<i>Abbildung 6.3-1: Prinzip der Raumladungsneutralisation durch Kompensationsteilchen.</i>	66
<i>Abbildung 6.3-2: Erzeugungsmechanismen von RGI – Kompensationsteilchen (aus ORNL- 3113, ORNL- 5206, ORNL- 5207, ORNL- 6086).</i>	66
<i>Abbildung 6.3-3: Strahlverlust eines negativen Ionenstrahls (10 kV/ 100 kV) bis zum RFQ durch die Restgaswechsellwirkung.</i>	67
<i>Abbildung 6.3-4: Schematische Darstellung der Bildungsbereiche von Sekundärionen.</i>	68
<i>Abbildung 6.3-5: Produktion der positiven Ionen als Funktion des Weges und des Restgasdrucks.</i>	69
<i>Abbildung 7.2-1: Schematische Darstellung des „Front Ends“ von SNS.</i>	72
<i>Abbildung 7.2-2: Ausgangsdesign der Aufgabenstellung.</i>	73
<i>Abbildung 7.2-3: Darstellung der Ansteuerung der Sektionen von Linse G5.</i>	74
<i>Abbildung 7.2-4: Technische Realisierung des SNS – LEBT.</i>	74
<i>Abbildung 7.2-5: Schematischer Aufbau der Geometrie von Extraktor und elektrostatischen LEBT.</i>	75
<i>Abbildung 7.2-6: Die neue Geometrie des SNS Extraktors und LEBT.</i>	75
<i>Abbildung 7.2-7: Normierte xx'- Emittanz (RMS, 100%) als Funktion der Kombination der Linsenspannungen (G3 und G5).</i>	76
<i>Abbildung 7.2-8: Zu Abbildung 7.2-7 gehöriger Winkel und Radius als Funktion der Kombinationen der Linsenspannungen (norm., RMS, 100%).</i>	76
<i>Abbildung 7.2-9: IGUN - Simulation des Falles A.</i>	77

Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 7.2-10: Darstellung der α-Emissionen von Fall A und Fall B.</i>	77
<i>Abbildung 7.3-1: Simulation eines 70mA Ionenstrahls mit der Extraktionsspannung von 55 kV.</i>	79
<i>Abbildung 7.3-2: Geometrie des elektrostatischen LEBT mit einer Simulation eines 55 kV, 73.5mA Ionenstrahls. Das untersuchte System besteht aus einem Dumpingsystem und durch Erdelektroden geschirmten Einzellinsen L1 und L2 auf Extraktionspotential.</i>	79
<i>Abbildung 7.3-3: Transmissionsverluste eines 55 kV H⁻ - Strahles als Funktion des differentiellen Pumpens bei gegebener Geometrie.</i>	80
<i>Abbildung 7.3-4: Oszillografierter H⁻ - Ströme bei 30 kW Bogenleistung im Betrieb mit Cäsium aus [44].</i>	81
<i>Abbildung 7.3-5: Emissionen des magnetischen LEBT für ESS bei unkompensiertem Transport (links) und 90 % Kompensation (rechts) der Raumladung.</i>	81
<i>Abbildung 7.3-6: Variation der Emissionen als Funktion des Strahlstroms am Ort der Strahlübergabe in den RFQ bei der Geometrie aus Abbildung 7.3-2 mit den Radien für L1: 16.5 mm und L2: 21 mm.</i>	82
<i>Abbildung 7.3-7: Emission als Funktion des Strahlstroms am Punkt der Übergabe in den RFQ bei der Geometrie aus Abbildung 7.3-2 (L1: 17mm / L2: 21mm).</i>	83
<i>Abbildung 8.1-1: Quellenteststand.</i>	84
<i>Abbildung 8.1-2: Aufbau für Strahlanalyse von Masse und Energie.</i>	85
<i>Abbildung 8.1-3: Spektrum der Ionenquelle mit dem Arbeitsgas Luft.</i>	86
<i>Abbildung 8.1-4: Strahlzusammensetzung des positiven und negativen Ionenstrahls.</i>	86
<i>Abbildung 8.1-5: Analyseprinzip des Gegenfeldspektrometers.</i>	87
<i>Abbildung 8.1-6: Wechselwirkung des Hauptstrahls mit dem Restgas. Unterschiedliche Energien bilden sich gemäß Impulserhaltungssatz.</i>	87
<i>Abbildung 8.1-7: Prinzip einer Schlitz – Gitter – Emissionsmeßanlage.</i>	88
<i>Abbildung 8.1-8: Schematische Darstellung der Emissionsmessung nach dem Allison Prinzip (elektrostatisch).</i>	89
<i>Abbildung 8.2-1: Ionenanteil im Wasserstoffplasma als Funktion der Bogenleistung.</i>	90
<i>Abbildung 8.2-2: Ionenanteil im Wasserstoffplasma als Funktion der Feldstärke des Kammersolenoid.</i>	91
<i>Abbildung 8.2-3: Normierte Strahlstromfluktuationen zweier Operationsmodi der Ionenquelle und Grundrauschen.</i>	93
<i>Abbildung 8.2-4: Spektren der Strahlstromfluktuationen aus Fourieranalyse der Funktion I(t) gewonnen.</i>	93
<i>Abbildung 8.2-5: Plasmapotential als Funktion der Bogenleistung.</i>	95
<i>Abbildung 8.2-6: Strahlplaspotential als Funktion des Magnetfeldes an der Extraktionsöffnung.</i>	97
<i>Abbildung 8.2-7: Magnetisches Spektrum der negativen Ionen bei $U_{\text{Bogen}}=40\text{ V}$ und Ausgleichsmodus des Dipolsystems.</i>	97
<i>Abbildung 8.3-1: Schematischer Aufbau des optischen Spektrometers zur Untersuchung des Quellenplasmas.</i>	98
<i>Abbildung 8.3-2: Effektivität der Hohlspiegel und des Gitters in Abhängigkeit der Wellenlänge und die zugehörige Intensitätskurve des CCD - Spektrometers.</i>	99
<i>Abbildung 8.3-3: Intensität des emittierten Lichts der Ionenquelle als Funktion der Wellenlänge.</i>	99
<i>Abbildung 8.3-4: Ausschnittsvergrößerung von Abbildung 8.3-3 des Wellenlängenbereichs 400-440 nm.</i>	100
<i>Abbildung 8.3-5: Ausschnittsvergrößerung der Hα - Linie aus Abbildung 8.3-3.</i>	101
<i>Abbildung 8.3-6: Ionenenergie als Funktion der Bogenleistung und Spannung mit und ohne magnetischem Dipolfeld.</i>	102
<i>Abbildung 8.3-7: Berechnete thermische Emission als Funktion der gemessenen Plasmatemperatur für Protonen und H₃⁺.</i>	103
<i>Abbildung 8.4-1: Extrahierter Strom als Funktion der Bogenleistung (bei konstanter Bogenleistung von 100 V) und des Erregerstroms des Plasmakammersolenoiden.</i>	104
<i>Abbildung 8.4-2: Strahlzusammensetzung als Funktion des Plasmasolenoiden bei der Bogenleistung von 100 V.</i>	105
<i>Abbildung 8.4-3: Emission als Funktion des positiven Ionenstroms.</i>	106
<i>Abbildung 8.4-4: Zugehöriger Radius und Winkel der 80% Emission als Funktion des Stroms.</i>	106

Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 8.4-5: Winkelverteilung im positiven Ionenstrahl als Funktion der Feldstärke des Dipolsystems.</i>	107
<i>Abbildung 8.4-6: Magnetfeldverlauf der Dipole als Funktion der Erregerströme.</i>	108
<i>Abbildung 8.4-7: Extrahierter Strom als Funktion der Dipolfelder.</i>	109
<i>Abbildung 8.4-8: Magnetische Feldverläufe in der Plasmakammer als Funktion des Erregerstroms des Dipolsystems.</i>	110
<i>Abbildung 8.4-9: Emittanz als Funktion der Dipolfelder.</i>	111
<i>Abbildung 8.4-10: Radius und Winkel als Funktion der Dipolfelder.</i>	112
<i>Abbildung 8.5-1: Schematische Darstellung der Emittanzfiguren eines extrahierten Ionenstrahls aus einer idealen Plasmagrenzschicht (links) und einem gestörtem Plasmameniskus (rechts).</i>	114
<i>Abbildung 8.5-2: Aufbau zur Analyse der Intensitätsverteilung des Quellenplasmas.</i>	115
<i>Abbildung 8.5-3: Schematische Darstellung der Meßmethode .</i>	116
<i>Abbildung 8.5-4: Differenzmessung einer homogenen (A) Leuchtdichteverteilung ohne Filterfeld und eine inhomogenen Verteilung (B) (mit Filterfeld) in der Region der Extraktionsöffnung.</i>	117
<i>Abbildung 8.5-5: Absorption des Kathodenleuchtens als Funktion des Fokus bei Arbeitsgas Wasserstoff mit 0.133 hPa.</i>	117
<i>Abbildung 8.5-6: Gemessener Magnetfeldverlauf B_z und B_y innerhalb der Plasmakammer. Zusätzlich abgebildet ist die Messung der maximalen Reduktion des Filterfeldes durch Einsatz des gegenläufig betriebenen Bendingdipols.</i>	118
<i>Abbildung 8.5-7: Plasmaemission als Funktion der Bogenleistung an den Meßpunkten mit und ohne Filterfeld.</i>	119
<i>Abbildung 8.5-8: Emissionsintensität als Funktion der Bogenspannung und Position innerhalb der Plasmakammer.</i>	120
<i>Abbildung 8.5-9: Bei der Bogenspannung von 60 V gebildete Differenz zwischen der Messung mit und ohne Filterfeld als Funktion des Orts.</i>	120
<i>Abbildung 8.5-10: Longitudinaler Einfluß des Filtermagneten als Funktion der Bogenspannung.</i>	121
<i>Abbildung 8.5-11: Linienintegral $0 \rightarrow r$ der Differenz zwischen der Messung mit und ohne Filterfeld bei einer Bogenspannung von 60 V als Funktion des Ortes.</i>	122
<i>Abbildung 8.5-12: Linienintegral $0 \rightarrow r$ der Differenz zwischen der Messung mit und ohne Filterfeld an der Extraktionsöffnung bei den Bogenspannungen von 40V und 80V.</i>	123
<i>Abbildung 8.6-1: Emittanz als Funktion des negativen und positiven Ionenstroms.</i>	124
<i>Abbildung 8.6-2: Extrahierter Elektronen- und negativer Ionenstrom als Funktion des am Extraktor vorliegenden Gesamtstroms und des e/H - Verhältnis α.</i>	125
<i>Abbildung 8.6-3: Simulation der Strahlformierung der SNS - Extraktionsblende mit IGUN (a) und PBGUNS (b) aus [91] .</i>	126
<i>Abbildung 8.6-4: Zugehörige Radien- und Winkel der 80% Emittanz als Funktion des Stroms.</i>	127
<i>Abbildung 8.6-5: Dipolfeld im additiven Modus als Funktion der Strahlachse ($0=$Extraktionsöffnung).</i>	128
<i>Abbildung 8.6-6: Negativer Ionenstrom und e/H - Verhältnis α als Funktion der Bogenspannung (Bogenleistung: 4 A).</i>	128
<i>Abbildung 8.6-7: Emittanzen als Funktion des negativen Ionenstroms und der Bogenspannung.</i>	129
<i>Abbildung 8.6-8: Zugehörige Radien- und Winkel als Funktion des Stroms.</i>	130
<i>Abbildung 8.6-9: Abweichung der gemessenen Emittanzwerte als Funktion des magnetischen Querfeldes im Plasma und an der Extraktionsöffnung.</i>	131
<i>Abbildung 8.6-10: Extrahierte negative Ionen und Elektronen als Funktion der Erregerströme des Dipolsystems.</i>	132
<i>Abbildung 8.6-11: Emittanz und e/H - Verhältnis α als Funktion der Erregerströme des Dipolsystems.</i>	133
<i>Abbildung 8.6-12: Emittanzmessung als Funktion der Stromrichtung des Plasmasolenoiden.</i>	134
<i>Abbildung 8.6-13: Negativer Ionenstrom als Funktion des e/H - Verhältnis α.</i>	135
<i>Abbildung 8.6-14: Presheatdicke d als Funktion der Spannung und Grenzstromdichten.</i>	136
<i>Abbildung 8.6-15: Schematische Darstellung des Potentialverlaufes der Region der Extraktion bei positiven Ionen.</i>	138
<i>Abbildung 8.6-16: Schematische Darstellung des Potentialverlaufes der Region der Extraktion bei negativen Ionen.</i>	139

Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 8.7-1: Spektrum eines extrahierten positiven Ionenstrahls (*) und die durch RGWW gebildeten Sekundärionen mit zugehöriger Energie und Masse.</i>	141
<i>Abbildung 8.7-2: Energieanalyse des Peakuntergrundes PU von Abbildung 8.7-1.</i>	142
<i>Abbildung 8.7-3: Magnetisches Spektrum eines extrahierten negativen Ionenstrahls bei 6 keV.</i>	142
<i>Abbildung 8.7-4: Energetischer Abstand des Nebenpeaks zum primären Peak und seine Halbwertsbreite in Abhängigkeit zur Bogen Spannung.</i>	143
<i>Abbildung 8.7-5: Durch einen negativen Strahl erzeugte positive Sekundärionen (mit und ohne Screeningpotential).</i>	144
<i>Abbildung 8.7-6: Analyse des H₂⁺-Peaks bei Variation der Screeningspannung.</i>	145
<i>Abbildung 8.8-1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zum raumladungskompensierten Transport von negativen Ionen.</i>	146
<i>Abbildung 8.8-2: Schematische Darstellung der zerstörungsfreien Strahl- und Plasmadiagnostik mit Hilfe einer CCD – Kamera.</i>	147
<i>Abbildung 8.8-3: Schematischer Aufbau des Restgasionspektrometers.</i>	148
<i>Abbildung 8.8-4: Ermittlungsmessungen der jeweiligen Foki der Strahlanteile von H⁺ (A), H₂⁺ (B), H₃⁺ (C) bei unterschiedlichen Solenoideneinstellungen.</i>	149
<i>Abbildung 8.8-5: Ermittlung der Foki der Strahlanteile von H⁺ (A), H₂⁺ (B), H₃⁺ (C).</i>	149
<i>Abbildung 8.8-6: CCD - Aufnahme vom Strahl - Restgasleuchten (links) mit zugehörigen Profildarstellung I_Z(X) (rechts) für die Einstellung der Solenoiden von oben je 0,19 T (Region H₃⁺-Fokus) und unten je 0,135 T (Region H₂⁺ - Fokus).</i>	150
<i>Abbildung 8.8-7: Aus den Intensitätsprofilen I_{Fokus}(X) berechnete Ladungsdichte ρ_{Fokus}(r), Feldstärke und Potentialverlauf für H₂⁺ (links) und H₃⁺ (rechts).</i>	151
<i>Abbildung 8.8-8: Die aus CCD - Messungen ermittelten Profildarstellungen I_Z(X) des Referenzstrahles zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid.</i>	152
<i>Abbildung 8.8-9: Aus den Intensitätsprofilen I_{Fokus}(X) berechnete Ladungsdichte ρ_{Fokus}(r) und Eigenfeld des Referenzstrahles zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid.</i>	153
<i>Abbildung 8.8-10: RGI - Energiespektren des Referenzstrahles zwischen 0.1 T und 0.2 T Feldstärke je Solenoid.</i>	153
<i>Abbildung 8.8-11: Bildung des Doppelpeaks in den RGI - Spektren am Ort der Fokusregion von H₃⁺.</i>	154
<i>Abbildung 8.8-12: Aus den Intensitätsprofilen berechnete RGI - Spektren des unkompenzierten Strahles.</i>	154
<i>Abbildung 8.8-13: Kompensationsgrad des transportierten Strahls als Funktion der Solenoidfeldstärke bei zwei verschiedenen Strahlzusammensetzungen und bei zusätzlichem Einlaß von Hilfsgasen.</i>	155
<i>Abbildung 8.8-14: Ermittlungsmessungen des extrahierten negativen Strahls (-6.5 keV) nach Transport durch das LEBT bei Fokuseinstellung H (0.1 T je Solenoid). Elektronen auf der Strahlachse (A). B-E: Elektronenstrahl wird durch die Erhöhung des Bendingmagnetfeldes aus der Strahlachse ins DS gelenkt. F: Elektronenstrahl vollständig im DS, übrig bleibt Fokus von H.</i>	156
<i>Abbildung 8.8-15: Ermittlungsbild der Startverteilung der Elektronen (links) und Simulationsstrecke (rechts). Darin abgebildet Trajektorie des jeweils äußersten Enveloppenteilchens (rot) in der Simulation.</i>	157
<i>Abbildung 8.8-16: Ermittlungsbild der Verteilung der Elektronen am Ende der Simulationsstrecke.</i>	158
<i>Abbildung 8.8-17: Ermittlung eines Strahles aus negativen Ionen nach Transport durch das LEBT (A: 0.102 T - B: 0.106 T - C: 0.11 T je LEBT - Solenoid).</i>	159
<i>Abbildung 8.8-18: Winkelverteilung des negativen Ionenstrahls, vor und hinter dem LEBT.</i>	159
<i>Abbildung 8.8-19: Ermittlung und Winkel des negativen Ionenstrahls als Funktion der Feldstärke von 0.09 T bis 0.12 T pro Solenoid und des positiven Referenzstrahles zwischen der Feldstärke von 0.1 T bis 0.22 T pro Solenoid.</i>	160
<i>Abbildung 8.8-20: CCD - Aufnahme vom Strahl - Restgasleuchten (links) mit zugehörigen Profildarstellung I_Z(X) (rechts) für die Einstellung der Solenoiden von oben je 0.1 T (Region H-Fokus).</i>	161
<i>Abbildung 8.8-21: Die aus CCD - Messungen ermittelten Profildarstellungen I_Z(X) des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid.</i>	162
<i>Abbildung 8.8-22: Aus den Intensitätsprofilen I_{Fokus}(X) berechnete Strahlionendichteprofile ρ_{Fokus}(r) des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid.</i>	162
<i>Abbildung 8.8-23: Eigenfeld des negativen Ionenstrahls zwischen 0.094 T und 0.11 T Feldstärke je Solenoid.</i>	163

Tabellen

<i>Abbildung 8.8-24: Aus dem Eigenfeld berechneter Strahlradius und Strahlpotential des unkompensierten negativen Ionenstrahls als Funktion der Feldstärke pro Solenoid.</i>	163
<i>Abbildung 8.8-25: RGI - Energiespektren des negativen Ionenstrahls zwischen 0.098 T und 0.102 T Feldstärke je Solenoid.</i>	164

12 Tabellen

<i>Tabelle 2.2-1: Existierende Spallationsneutronenquellen und ihre Neutronenleistung.</i>	4
<i>Tabelle 3.2-1: Gegenüberstellung der wichtigsten Strahlparameter aktuell diskutierter Projekte mit den in Rahmen dieser Arbeit erzielten Werten [8; 20; 21].</i>	13
<i>Tabelle 3.3-1: Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse für negative Wasserstoffionen (aus ORNL- 3113, ORNL- 5206, ORNL- 5207, ORNL- 6086).</i>	16
<i>Tabelle 4.3-1: Lösung der Differentialgleichung von Gl. 4-9 bei drei unterschiedlichen Funktionen der Durchbruchspannung.</i>	30
<i>Tabelle 6.3-1: Wechselwirkungsprozesse zwischen Strahlteilchen und Restgas, die für die Raumladungskompensation in einem mag. LEBT relevant sind ("I" = Strahlteilchen, "X" = Restgasteilchen) [62; 63].</i>	64
<i>Tabelle 8.3-1: Ermittelten Wasserstofflinien im Vergleich zu ihrem Literaturwert. Die maximalen Abweichung zum Literaturwert sind ~ 0.3 nm.</i>	100
<i>Tabelle 8.6-1: Berechneter Grenzstrom als Funktion verschiedener Experimente.</i>	136

Lebenslauf

13 Lebenslauf

- 05.10.1964 Geboren in Hanau
- 1983 Grimmelshausen Gymnasium Gelnhausen
· Allgemeine Hochschulreife
- 1983 – 1986 Universität Karlsruhe
· Studium der Informatik
- 1986 – 1993 Johann Wolfgang Goethe - Universität, Frankfurt am Main
· Studium der Physik
- 23.8.1993
· Hauptdiplom
Thema:
„Ein magnetisches Ionen-Spektrometer mit Mehrfachdurchgang als Energie- und Massenanalysator sowie als Strahlweiche und Speicher“
Note „sehr gut“
- 1993 - 1998 Johann Wolfgang Goethe - Universität, Frankfurt am Main
· Mitglied der Arbeitsgruppe Hochstromionenquellen des IAP
Arbeit am Dissertationsthema:
„Elektronendumping und Extraktion negativer Ionen“
- 1998 - 2000 Johann Wolfgang Goethe - Universität, Frankfurt am Main
· Mitglied der Arbeitsgruppe Niederenergietransport u. Diagnostik des IAP
Erweiterung des Dissertationsthemas:
„Extraktion und raumladungskompensierter Transport von hochperveanten Strahlen aus negativen Wasserstoffionen“
· Unterbrechnung der Experimente durch Brand der Experimentalhalle
· Wiederaufbau der Experimentalaufbauten
· Forschungsaufenthalt am LBNL, Berkeley
- 2001 – 2002 SimPlan AG
Projektmanager Simulation
· Modellierung und Simulation des strategischen Projektes KAP (Kundenauftragsprozeß) eines namhaften deutschen Automobilherstellers
- Seit 2003 Johann Wolfgang Goethe - Universität, Hochschulrechenzentrum
Administrator des lokalen Bibliotheksverbundsystems Frankfurt
· Administration, Entwicklung und Erweiterung von Hard- und Software des lokalen Bibliotheksverbunds Frankfurt

14 Akademische Lehrer

R. Becker, K. Bethge, J. Bliedtner, R. Dreizler, T. Elze, W. Kegel, R. Keller, H. Klein,
J. Kummer, K. N. Leung, B. Lüthi, W. Martienssen, J. Maruhn, G. Mauck, E. Mohler,
A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, T. Weis

Danksagung

15 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben:

Zuallererst danke ich Prof. Dr. Klein für die Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik. Als Doktorvater danke ich ihm für die Aufgabenstellung dieser Arbeit und Aufnahme in seine Arbeitsgruppen, die finanzielle Unterstützung im Rahmen der Projekte und die fachlichen Diskussionen, die den Inhalt dieser Arbeit mitgeprägt haben.

Den Herren Prof. Dr. Schempp und Dr. Deitinghoff danke ich für die vielen Anregungen, Ratschläge und fortwährende Unterstützung meiner Arbeit, insbesondere die Gewährung von außerplanmäßigen Geld- und Sachmitteln, ohne die nach der Zerstörung des Experimentalstandes I durch einen extern ausgelösten Brand eine Fortführung der Dissertation in dieser Qualität kaum möglich gewesen wäre.

Besonders hilfreich für die Entwicklung und den Fortgang der Arbeit waren auch die zahlreichen wertvollen Diskussionen und die außerordentlich gute Unterstützung durch Herrn Dr. J. Pozimski und O. Meusel.

Mein Dank gilt auch Herrn I. Müller. Ohne seine Erfahrung, spontane Hilfe und Beratung wäre nach dem Brand in der Experimentalhalle an einen Wiederaufbau der Experimentalaufbauten nicht so schnell zu denken gewesen.

Der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn Mechanikermeister G. Hausen bin ich ebenfalls zu Dank verpflichtet. Kleine, filigrane Elektroden wurden ebenso zuverlässig und genau gefertigt und bearbeitet wie schwere Eisenjoche.

Der Firma DEGUSSA gilt mein Dank für das Beschichten der Ionenquelle mit Platin und der Deutschen Bank für die zur Verfügung gestellte Rechenzeit.

Ein ganz herzliches Dankeschön an meine Familie und meine Freunde, ohne deren permanente Unterstützung die vorliegende Arbeit nicht hätte abgeschlossen werden können.