

**Aufbau und Untersuchung von zwei Multicusp-Ionenquellen  
und Injektionssystemen für ein Funnelingexperiment**

**Diplomarbeit**

vorgelegt von

**Holger Zimmermann**

**am Institut für Angewandte Physik  
der  
Johann Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt am Main**

**Oktober 1998**

|  |      |
|--|------|
| 1 Einleitung                                     | -4-  |
| 2 Ionenquellen                                   | -7-  |
| 2.1 Die Ionenquellen                             | -7-  |
| 2.2 Hochladungs-Ionenquellen                     | -8-  |
| 2.2.1 EZR-Ionenquelle                            | -8-  |
| 2.2.2 EBIS-Ionenquelle                           | -8-  |
| 2.2.3 Die MEVVA-Ionenquelle                      | -9-  |
| 2.3 Umladungs-Ionenquellen                       | -9-  |
| 2.4 Filamentfreie Ionenquellen                   | -10- |
| 2.4.1 Penning-Ionenquellen                       | -10- |
| 2.4.2 Hochfrequenz-Ionenquellen                  | -11- |
| 2.4.3 Funken-Ionenquellen                        | -12- |
| 2.5 Hochstrom-Ionenquellen                       | -12- |
| 2.5.1 Plasmatron und Duoplasmatron               | -12- |
| 2.5.2 Multicusp-Ionenquellen                     | -13- |
| 3 Plasmaeigenschaften                            | -17- |
| 3.1 Die Plasmadichte                             | -17- |
| 3.2 Die Plasmatemperatur                         | -17- |
| 3.3 Die Plasmafrequenz                           | -18- |
| 3.4 Ionisationsprozesse                          | -18- |
| 3.4.1 Elektronenstoß Ionisation                  | -18- |
| 3.4.2 Oberflächeneffekte                         | -18- |
| 3.4.3 Photoionisation                            | -18- |
| 3.5 Die Plasma-Grenzschicht                      | -19- |
| 4 Emittanzen                                     | -20- |
| 4.1 Die Bewegung im Phasenraum                   | -20- |
| 4.2 Die Emittanz eines Ionenstrahls              | -20- |
| 4.3 Der Satz von Liouville                       | -21- |
| 4.4 Rand- und effektive Emittanz                 | -23- |
| 4.5 Normierte Emittanzen                         | -24- |
| 4.6 Die Brillanz eines Ionenstrahls              | -24- |
| 4.7 Die RMS-Emittanz                             | -25- |
| 4.8 Die allgemeine Gleichung der Phasenellipse   | -27- |
| 4.9 Gaußverteilung im Ionenstrahl                | -30- |
| 4.10 Die KV-Verteilung                           | -31- |
| 5 Emittanzmessung                                | -33- |
| 5.1 Meßprinzipien                                | -33- |
| 5.2 Prozentuale Emittanzen                       | -35- |
| 6 Vakuum   | -36- |
| 6.1 Die Druckbereiche und ihre Charakterisierung | -36- |
| 6.2 Vakuumpumpen                                 | -37- |
| 6.3 Druckmessung                                 | -38- |
| 7 Das Funneling-Experiment                       | -40- |
| 7.1 Die Ionenquellen mit Linsensystem            | -40- |
| 7.2 Der Versuchsaufbau                           | -40- |
| 7.3 Die Multicusp-Ionenquellen und deren Betrieb | -40- |

|      |   |      |
|------|---|------|
| 7.4  | Das elektrostatische Linsensystem   | -43- |
| 7.5  | Der RFQ-Beschleuniger   | -46- |
| 7.6  | Der Funneling-Deflektor   | -48- |
| 7.7  | Beschreibung der Emittanzmeßanlage  | -49- |
| 7.8  | Die Emittanzmessung   | -51- |
| 7.9  | Der Emittanzmeßstand  | -52- |
| 7.10 | Messung des Strahlstromes mit einer Faradaytasse  | -52- |
| 8    | Meßergebnisse   | -53- |
| 8.1  | Aufnahme der Kennlinie der Faradaytasse zur Bestimmung der optimalen Spannung der Sekundärelektronenunterdrückung | -53- |
| 8.2  | Erweiterung der Auslaßelektrode zur Erreichung des Designstromes von 1 mA   | -53- |
| 8.3  | Darstellung der Emittanzmessungen   | -54- |
| 8.4  | Die Emittanz des Injektionssystems  | -55- |
| 8.5  | Vergleichbarkeit der Messungen  | -58- |
| 8.6  | Vergleich der Emittanz beider Injektionssysteme mit Neutralteilchenstrahl   | -60- |
| 8.7  | Vergleich der Emittanzen beider Ionenquellen ohne Neutralteilchenstrahl   | -62- |
| 8.8  | Variation der Spannung der zweiten Linse  | -65- |
| 8.9  | Messung der Emittanzen der Quellen ohne Linsensystem  | -69- |
| 8.10 | Vergleich einer Ionenquelle mit und ohne Linsensystem   | -72- |
| 8.11 | Der Betrieb der Ionenquelle bei verschiedenen Gasdrücken  | -73- |
| 8.12 | Abschließende Beurteilung der Gleichmäßigkeit der Injektionssysteme   | -75- |
| 8.13 | Messung der Emittanzen nach dem RFQ   | -76- |
| 9    | Zusammenfassung   | -78- |
| 10   | Literaturverzeichnis  | -80- |

# 1 Einleitung

Die Kernfusion wird als eine der Möglichkeiten angesehen, dem wachsenden Energieverbrauch gerecht zu werden. Der Vorteil liegt im nahezu unbegrenzt zur Verfügung stehenden Brennstoff sowie in der relativen Abfallfreiheit. Bei den Fusionsreaktionen werden zwei Atomkerne miteinander verschmolzen. Um diese Reaktion zu starten, muß der Coulomb-Wall überwunden werden, damit die kurzreichweitigen Kernkräfte wirken können. Die dazu notwendige Energie von einigen MeV kann zwar von Teilchenbeschleunigern erreicht werden, doch ist die Ausbeute aufgrund des zu kleinen Reaktionsquerschnittes niedrig. Daher kommt zur Energieerzeugung nur die thermische Kernfusion in Frage. Obwohl die mittlere thermische Energie der Teilchen selbst bei Temperaturen von  $10^7$  bis  $10^8$  K nur bei 1 bis 10 keV liegt. Doch schon bei diesen Energien kann der Coulomb-Wall „untertunnelt“ werden, und es können Fusionsreaktionen starten.

Unter den verschiedenen Fusionskonzepten ist die Trägheits- oder Inertialfusion eines der diskutierten Modelle. Hier wird ein gefrorenes Gemisch aus Deuterium-Tritium, das sich in einem sogenannten Pellet befindet, mit energiereichen Laser- bzw. Ionenstrahlen beschossen, komprimiert und aufgeheizt.

Eines dieser Konzepte ist die europäische HIDIF Studie (**H**heavy **I**on **D**riven **I**nertial **F**usion). Das Projekt soll die Möglichkeit eines Schwerionen-Treibers, basierend auf Hf-Beschleunigern, demonstrieren. In diesem Projekt wird am Ende der Linearbeschleuniger ein Teilchenstrom von 400 mA erwartet [24] (vgl. Abb 1.1). Ein solch hoher Ionenstrom bei einer Emittanz von 1 mm mrad kann nicht von einer einzigen Ionenquelle erzeugt werden. Außerdem ist der Strahltransport bei niedrigen Energien aufgrund der großen Raumladungskräfte schwierig. Statt dessen erzeugen mehrere Ionenquellen Teilströme, die nach separaten Beschleunigungsstrecken zusammengeführt werden (Funneling). Dabei addieren sich die Ionenströme idealerweise ohne Emittanzwachstum, die Brillanz vergrößert sich. Bei HIDIF erzeugen in der untersten Stufe 48 Ionenquellen drei verschiedene Ionenstrahlen (Bi, Ti, Hg), welche in Linearbeschleunigern vorbeschleunigt und jeweils zwei Strahlen in Funnelingabschnitten zusammengeführt werden. Dabei erreicht der Strahlstrom am Pellet 50 kA im Strahlpuls bei einer Energie von 10 GeV (48 MeV/u für Bi als schwerstes Element). Zur Komprimierung auf die kurzen Pulse von 10 ns dient ein System aus Speicherringen mit einem Linac Injector mit 400 mA Strahlstrom.

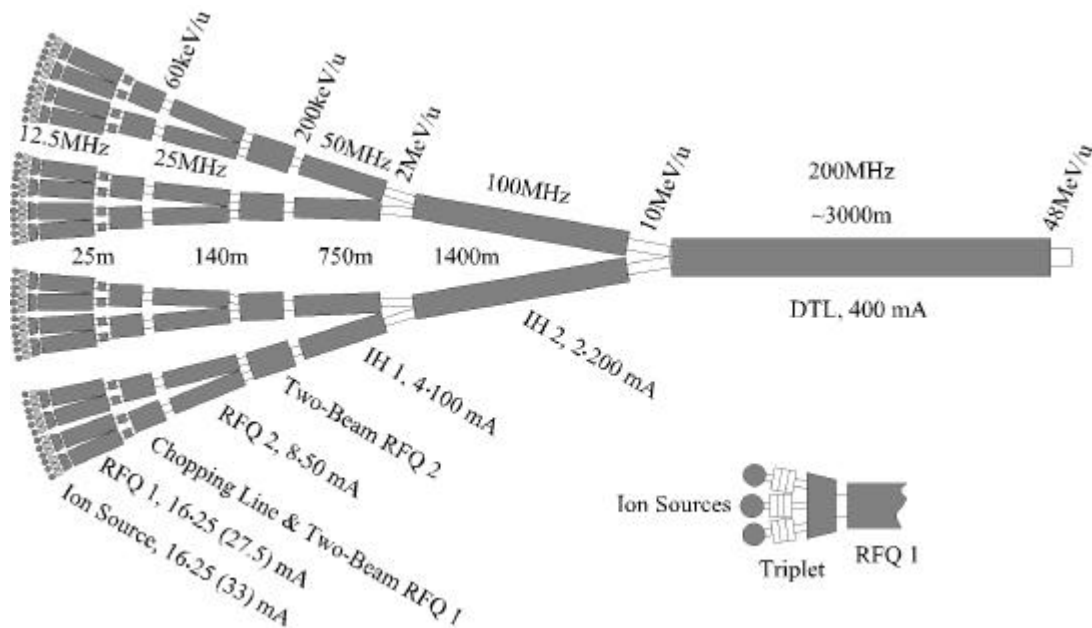


Abb. (1.1): Dargestellt sind 48 Ionenquellen des HIDIF Projekts, die zur Strahlerzeugung dienen. Jeweils zwei von Ionenquellen erzeugte Ionenstrahlen werden nach einer Vorbeschleunigung in Funnellingstationen zusammengeführt. Dadurch verdoppelt sich der Strom ohne Emittanzwachstum, die Brillanz verdoppelt sich.

Nach dieser Funnelling-Strecke beschleunigt ein weiterer Beschleuniger den „gefunnelten“ Ionenstrahl. Dieser Beschleuniger wird gegenüber dem letzten mit doppelter Frequenz betrieben. Zwei dieser Strahlen werden nach einer Beschleunigung wieder in einer weiteren Funnelling-Strecke vereinigt, bis der Strahlstrom zur erwünschten Stromstärke und Energie erhöht wurde. Im Anschluß an die RFQ-Beschleuniger (**R**adio **F**requency **Q**uadrupole) folgen IH-Beschleuniger und eine Alvarez-Driftröhren Struktur, welche den längsten Teil des Linac ausmachen.

Am Institut für **A**ngewandte **P**hysik (IAP) wurde ein Modell mit zwei Ionenquellen, zwei Beschleunigern und einem Funnelling Deflektor zur Untersuchung der Struktur und der Teilchendynamik errichtet. Dabei befinden sich als Neuheit zwei Beschleuniger in einer gemeinsamen Struktur. Als Injektionssystem dienen zwei identische Multicusp-Ionenquellen mit einem elektrostatischen Linsensystem. Diese Injektionssysteme erzeugen einen hochbrillanten Ionenstrahl kleiner Emittanz, der jeweils in einen Zweistrahl-RFQ eingeschossen und beschleunigt wird. Nach der Beschleunigung „biegt“ ein sogenannter „Funnelling-Deflektor“ die aufeinander zulaufenden Ionenstrahlen wieder auf eine gemeinsame Strahlachse (vgl. Abb. 1.2).

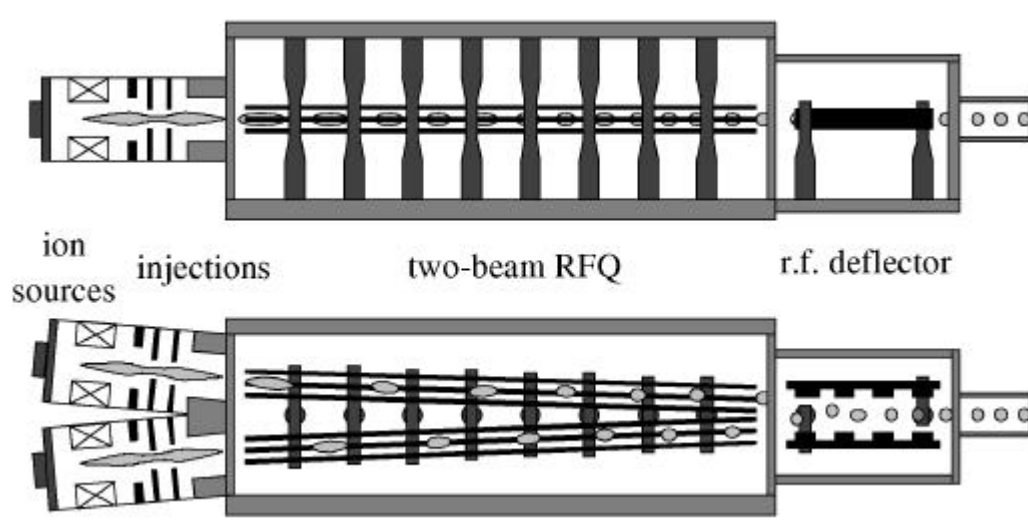


Abb. (1.2): Experimenteller Aufbau des Funneling-Projekts. Das obere Bild ist eine Seitenansicht, das untere eine Ansicht von oben. Auf der linken Seite erzeugen die beiden Multicusp-Ionenquellen die Ionenstrahlen. Diese werden in den RFQ eingeschossen und beschleunigt. Der Funneling-Deflektor bringt die beiden Ionenstrahlen auf eine gemeinsame Strahlachse.

Um die Bunche in weiteren Beschleunigern verlustfrei beschleunigen zu können, sollten sich die einzelnen Bunche nach dem ersten Funneling-Abschnitt weder im Strahlstrom noch in der Emittanz unterscheiden. Dies setzt unter anderem neben zwei identisch arbeitenden Beschleunigern auch zwei identische Ionenstrahlen des Injektionssystems voraus. Im Idealfall mit identischen Bunchen würde sich der Strahlstrom bei gleicher Emittanz verdoppeln.

Eine wichtige Aufgabe meiner Diplomarbeit war einen Synchronbetrieb der beiden Injektionssysteme zu ermöglichen.

In Kapitel 2 werden neben der im Experiment verwendeten Multicusp-Ionenquelle auch andere Arten von Ionenquellen vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt Eigenschaften des z.B. in Ionenquellen vorkommenden Plasmas. In Kapitel 4 wird der Begriff „Emittanz“ erläutert, Kapitel 5 zeigt das verwendete Schlitz-Gitter Prinzip zur Emittanzmessung. Kapitel 7 stellt den Aufbau des Funneling-Experimentes dar. Kapitel 8 stellt die gemessenen Emittanzen nach der Ionenquelle, dem Injektionssystem sowie nach dem Beschleuniger vor.

## 2 Ionenquellen

Der Einsatzbereich von Ionenquellen ist weit verzweigt. Sie werden überall dort eingesetzt, wo ein Strom geladener Teilchen benötigt wird. In der Beschleunigerphysik dienen sie als Teilchenquelle für viele Arten von Beschleunigern. In der Medizin findet man Elektronenquellen z.B. in Röntgenapparaten, wo sie schnelle Elektronen erzeugen. Als Anwendung in der Industrie sei das Härten von Oberflächen genannt. Dort wird eine Erwärmung der Oberfläche durch Beschuß mit schnellen Teilchen erreicht. Das in der Vakuumtechnik eingesetzte Massenspektrometer besitzt eine Ionenquelle zur Ionisation der Restgasteilchen.

Für verschiedene Einsatzgebiete wurden unterschiedliche Quellen entwickelt.

### 2.1 Die Ionenquellen

In diesem Kapitel wird auf die grundsätzlichen Ionenerzeugungsarten in Ionenquellen eingegangen.

Die Aufgabe der Ionenquellen ist das Erzeugen und Aufrechterhalten eines Plasmas. Die eigentliche Ionisation und damit die Plasmaerzeugung der Teilchen findet z.B. durch Elektronenstoß, Anregung mittels Gammaquanten, elektromagnetischen Wellen (Licht, Laser, UV-Licht etc.) oder durch Anregung mit Hochfrequenzfeldern statt. Für die Elektronenstoßionisation wird in einigen Ionenquellen ein Glühdraht, auch Filament genannt, durch einen elektrischen Strom zum Glühen gebracht. Die Glühkathode besteht meistens aus Wolfram. Durch Erhöhen der Temperatur erreichen alle Elektronen zwar nicht die nötige Austrittsarbeit von Wolfram mit 4,54 eV [28], die mittlere thermische Energie der Elektronen ist nämlich bei Zimmertemperatur mit  $\frac{3}{2} kT = 6 \cdot 10^{-21} \text{ J} = 3,8 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$  zur Ablösung eines Elektrons zu gering (das gilt auch bei Rotglut). Es gibt jedoch einige Teilchen mit der nötigen Austrittsenergie. Diese liegen im fernen „Schwanz“ der Maxwell-Verteilung und bilden eine „Dampfathmosphäre“ freier Elektronen um die Glühkathode. Mit steigender Temperatur wächst der Anteil austrittsfähiger Elektronen schnell an. Diese freien Elektronen können durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden und ihrerseits Teilchen ionisieren. Die dabei entstehenden Elektronen erhöhen die Elektronendichte. Durch Änderung der Elektronenenergie kann der Ladungszustand der Ionen geändert werden. Ohne Glühkathode können mit einer Hochspannung von einigen kV vorhandene Elektronen und Ionen im elektrischen Feld beschleunigt werden und führen ihrerseits Ionisationen aus.

Beschleunigt, oder aus der Ionenquelle gezogen, werden die Teilchen durch Anlegen einer Beschleunigungsspannung, wobei die Höhe der Beschleunigungsspannung die Energie des Teilchenstrahls bestimmt.

Zur Ionisation muß das zu ionisierende Medium in geeigneter Weise in die Ionenquelle gelangen. Bei gasförmigen Stoffen kann dies einfach durch eine Öffnung in der Ionenquelle erfolgen. Soll ein bei Zimmertemperatur fester Stoff ionisiert werden, kann dieser z.B. durch eine Heizung oder mit einem Laser verdampft werden.

Durch Änderung des Gasdruckes in der Ionenquelle ändert man die mittlere freie Weglänge der Elektronen und der Ionen (vgl. Kapitel 6). Steigt die mittlere freie Weglänge über die Abmessung der Plasmakammer, sinkt die Stoßwahrscheinlichkeit zwischen Elektronen und Neutralteilchen. Durch Magnetfelder verlängert sich die Bahnlänge der Elektronen, worauf die Elektronendichte steigt. Als weiteren Grund hält das Magnetfeld das Plasma von den Gehäusewänden fern. Damit verliert das Plasma weniger Energie an die Umgebung.

## 2.2 Hochladungs-Ionenquellen

### 2.2.1 EZR-Ionenquelle

In der EZR-Ionenquelle (Elektron Zyklotron Resonanz) wird die Ionisation durch Einstrahlung von Mikrowellen in eine Vakuumkammer erreicht. Ein Spulenpaar erzeugt ein magnetisches Spiegelfeld für den axialen Plasmaeinschluß. Ein weiteres Magnetfeld eines Multipolmagneten (meist Hexapol) schließt das Plasma radial ein [23]. Die EZR-Quelle kann hohe Ladungszustände erzeugen.

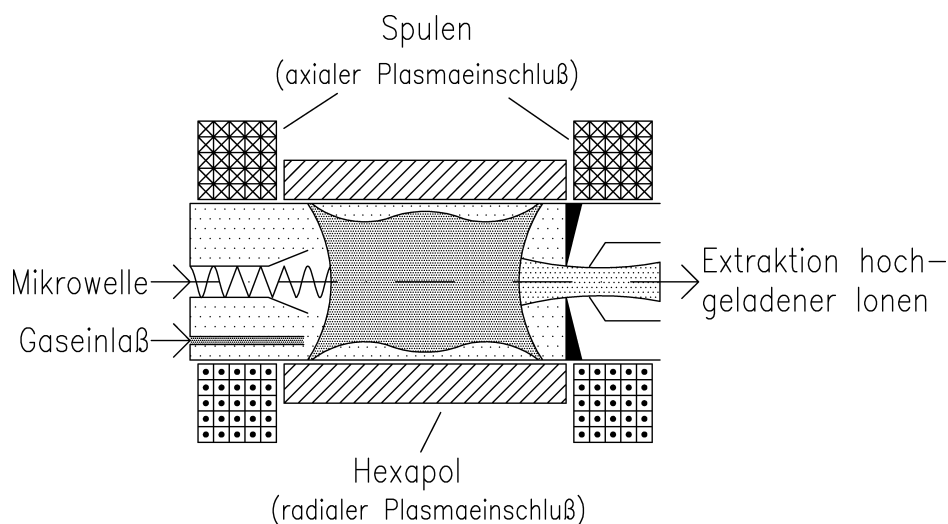


Abb. (2.1): Prinzipieller Aufbau einer EZR-Quelle.

### 2.2.2 EBIS-Ionenquelle

In der EBIS (**E**lectron-**b**eam **i**on **s**ource) schießt eine meist externe Elektronenkanone einen vom Durchmesser dünnen Strahl mit hoher Stromdichte, fokussiert von einem starken magnetischen Feld eines Solenoid, in die Ionisationszone, die mit den erwünschten Ionen gefüllt ist [20]. Die Atome werden durch Elektronenstoß stufenweise ionisiert, bis das „stripping-limit“ der Elektronenenergie erreicht ist, oder die Ionen extrahiert werden. Typische Ionisationszeiten sind einige Millisekunden bis zu hundert Sekunden, je nach gewünschtem Ion und Ladungszustand. Die Extraktionszeit variiert zwischen 2-50  $\mu$ s, die EBIS kann aber auch einen Gleichstrom liefern [21].



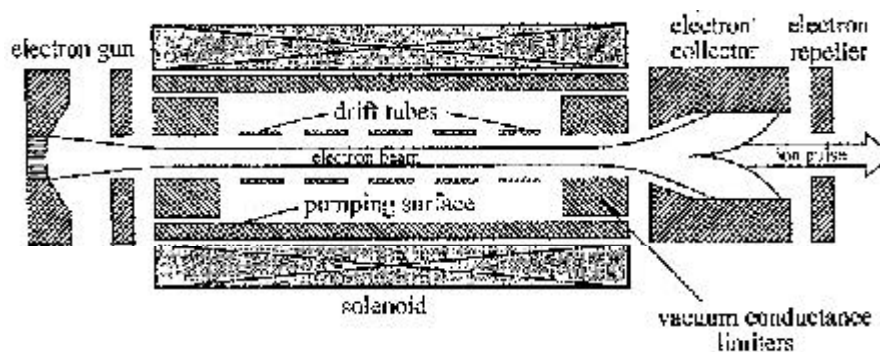


Abb. (2.2): Schematische Zeichnung einer EBIS-Ionenquelle.

Die EBIS ist eine Quelle für sehr hochgeladene Ionen. Am Institut für Angewandte Physik in Frankfurt wurde hochgeladenes  $\text{Ar}^{18+}$  sowie  $\text{Ba}^{46+}$  ionisiert [27]. Am Lawrence Livermore National Laboratory wurde mit einer EBIS vollständig ionisiertes  $\text{U}^{92+}$  erzeugt [26].

Die EBIS arbeitet bei sehr niedrigen Gasdrücken von ca.  $10^{-10}$  mbar [20], die mit Kryo-Vakuumpumpen entlang der Magnete erreicht werden [21] (vgl. Abb. 2.2).

### 2.2.3 Die MEVVA-Ionenquelle

Die Mewa-Ionenquelle (**M**etal **V**apor **V**acuum **A**rc) liefert einen hohen Strom von vielfach ionisierten Metallionen. Der „Metall Dampf Vakuum Bogen“ befindet sich zwischen einer heißen Kathode sowie einer kalten Anode. Der Vakuum Bogen wird durch einen Hochspannungsfunken zwischen Kathode und Anode gezündet. Der Bogenstrom liegt zwischen 50-500 A [23]. Das Material wird von der Kathode verdampft um danach ionisiert zu werden. Extrahiert und beschleunigt werden die Ionen aus dem Plasma durch Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen den Extraktionselektroden, wobei die typische Ionenenergie zwischen 50 und 500 keV beträgt [23].

Der Vakuum Bogen läuft zur Verringerung der thermischen Belastung im Pulsbetrieb, mit einer Pulslänge von 250  $\mu\text{s}$  [23]. Mit einer großen und gut gekühlten Kathode kann die MEVVA jedoch auch einen Dauerstrom liefern [22].

MEVVA-Ionenquellen liefern einen Strom kleiner Emittanz von Metallionen, die für Partikelbeschleuniger oder Ionenimplantationen genutzt werden können.

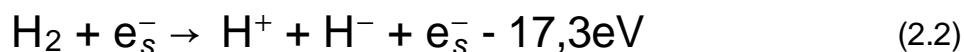
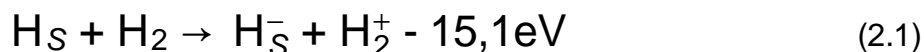
## 2.3 Umladungs-Ionenquellen

Mit diesem Ausdruck werden Quellen für negative oder hochionisierte positive Ionen zusammengefaßt, in denen die Erzeugung der gewünschten Ionensorte durch Umladung aus einfach positiv geladenen Ionen erfolgt.

Die Umladung der Ionen findet in einer dünnen Folie oder in einer Gaskammer statt, wobei Gaskammern eine längere Lebensdauer als Folien haben. Die Umladungs-Ionenquellen benötigen eine Hilfs-Ionenquelle hoher Ergiebigkeit. Sie erfordern jedoch

Vakuumpumpen hohen Saugvermögens, um das in den Beschleunigungsraum austretende Umladungsgas abzusaugen.

Die Prozesse der Gasentladung können folgender Art sein:



mit  $\text{H}_S$  = schneller Wasserstoff

Negative Ionen entstehen durch Anlagerung langsamer Elektronen an Neutralteilchen, wie z.B. an ein Sauerstoffmolekül [14]:



Teilweise ist die Elektronenanlagerung mit einer Dissoziation des betreffenden Moleküls verbunden:



Allerdings ist die Konzentration negativer Ionen äußerst gering.

Mehrfach geladene Ionen nutzen Beschleunigerspannungen besser aus. Diese erhält man z.B. bei Funken-Ionenquellen (2.4.3), sowie beim Durchgang einfach geladener Teilchen bei Energien ab 100 keV pro Nukleon durch Gase oder Folien. Hier werden ein oder sogar mehrere Elektronenhüllen abgestreift („stripping“). Die erreichte Ladungszahl hängt von der Ionenenergie ab.

## 2.4 Filamentfreie Ionenquellen

### 2.4.1 Penning-Ionenquellen

Die leichte Zerstörbarkeit der Glühkathode, auch Filament genannt, und die damit schlechte Langzeitstabilität hatten zur Entwicklung von glühkathodenfreien Quellen geführt. Eine dieser Quellen ist die Penning-Ionenquelle.

Legt man bei hohen Drücken um 1 mbar zwischen zwei Platten eine Spannung  $U_e$  von einigen kV an, so findet zwischen beiden Platten eine Glimmentladung statt. Durch das elektrische Feld werden Ionen und Elektronen beschleunigt und ionisieren ihrerseits Teilchen. Durch Reduzierung des Druckes sowie Anlegen eines axialen Magnetfeldes kann die Spannung  $U_e$  auf einige 100 Volt erniedrigt werden (s. Abb. 2.3). Die ionisierenden Elektronen stammen teilweise aus vorherigen Ionisationen, sie werden aber auch durch den Aufschlag energiereicher Teilchen auf die Platten frei (Sekundärelektronen).

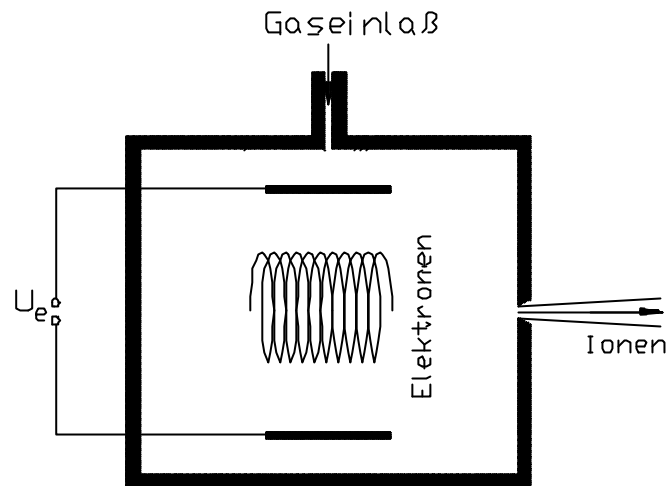


Abb. (2.3) Schematische Darstellung einer Penning-Ionenquelle.

Die Penning-Ionenquelle zeichnet sich durch lange Lebensdauer (mehrere 100 Stunden) und niedrigen Leistungsbedarf (insbesondere bei der Benutzung von Permanentmagneten) aus.

Hauptnachteil der Penning-Ionenquelle ist der niedrige Extraktionsstrom sowie die zeitliche Instabilität des Ionenstromes.

#### 2.4.2 Hochfrequenz-Ionenquellen

Bringt man einen Rezipienten bei einem Druck von  $10^{-2}$  mbar zwischen zwei Hochfrequenzelektroden, oder schiebt man über den Rezipienten eine von einem hochfrequenten Wechselstrom durchflossene Senderspule, so entsteht eine selbständige elektrodenlose Hochfrequenzentladung mit elektrischer bzw. magnetischer Anregung. Die Beschleunigung der Elektronen erfolgt durch das Hochfrequenzfeld des Schwingkreiscondensators oder dem von der Schwingspule induzierten elektrischen Wirbelfeld.

Die Ionen bilden an der Extraktionskathode eine Plasmagrenzschicht, die die Ionen ins Extraktionssystem fokussieren (vgl. Abb. 2.4).

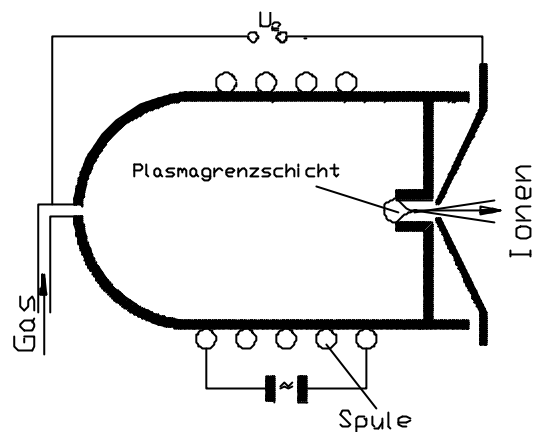


Abb. (2.4): Schematische Darstellung einer Hochfrequenzquelle mit angelegter Plasmagrenzschicht.

### 2.4.3 Funken-Ionenquellen

Bei Funken-Ionenquellen findet zwischen zwei Elektroden  $E_1$  und  $E_2$  Funkenentladung statt. Die dazu nötige Hochspannung wird durch einen Hochfrequenz-generator Hf erzeugt, ähnlich der Hf-Ionenquelle (Abschnitt 2.4.2). Im Gegensatz zur Hf-Ionenquelle sind aber die Hochfrequenz führenden Elektroden der Entladung ausgesetzt.

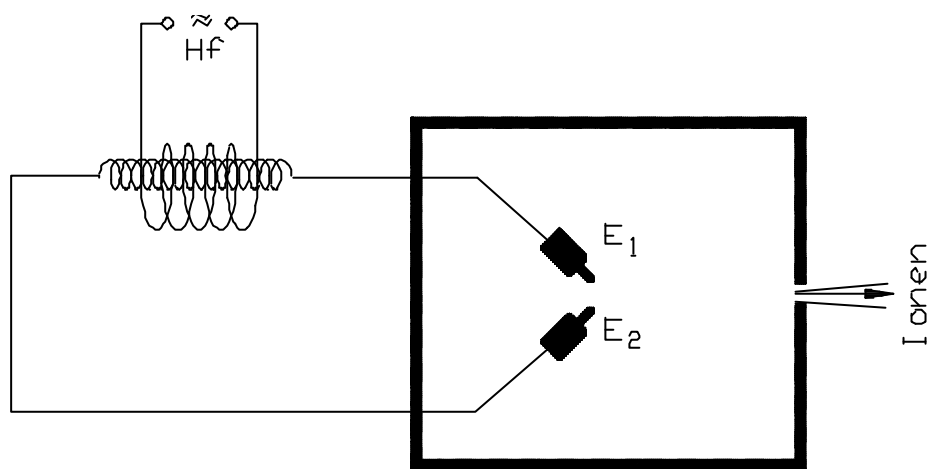


Abb. (2.5): Schematische Darstellung einer Hochfrequenzfunkenquelle.

Das zu ionisierende Gas befindet sich im Entladungsraum oder ist im Elektrodenmaterial gebunden. Zur Ionisation von Feststoffen (Metalle, Legierungen, Salze) fertigt man eine der Elektroden aus der zu ionisierenden Substanz. Handelt es sich um einen Nichtleiter, preßt man ihn zusammen mit einem Leiter zu einer Pille. In diesem Fall ist die zweite Elektrode aus einem schwer schmelzbaren Material gefertigt [14]. Extrahiert wird wiederum durch Anlegen einer Extraktionsspannung  $U_0$  mehrerer kV. Funken-Ionenquellen sind universelle Ionenquellen, da sie sowohl für Gase als auch Feststoffe zu gebrauchen sind. Störend ist die hohe Energiestreuung der Ionen. Funken-Ionenquellen liefern mehrfach geladenen Ionen.

Als Nachteil ist die kurze Lebensdauer zu nennen, die mäßige Ergiebigkeit sowie die zeitliche Instabilität des Ionenstromes (s. Abb. 2.5)

## 2.5 Hochstrom-Ionenquellen

### 2.5.1 Plasmatron und Duoplasmatron

Beim Plasmatron werden die Elektronen durch Erhitzen einer Glühkathode erzeugt (vgl. Abb. 2.6). Durch Anlegen einer Entladungsspannung  $U_e$  von einigen 100 V zwischen Glühkathode und Anode A werden die Elektronen zur Anode beschleunigt. In einer Zwischenelektrode Z werden die Elektronen eingeschnürt. Es bildet sich eine Plasmablase, die die Elektronen in den Kathodenraum fokussiert. Zwischen Zwischenelektrode und Anode findet die eigentliche Ionisation des eingelassenen Gases statt. Durch Anlegen einer Extraktionsspannung von einigen kV werden die Ionen aus der Anode abgesaugt. Das Magnetfeld der Magnete M schnürt das Plasma weiter ein.

Ein Plasmatron mit zwei Kammern nennt man Duoplasmatron [14].

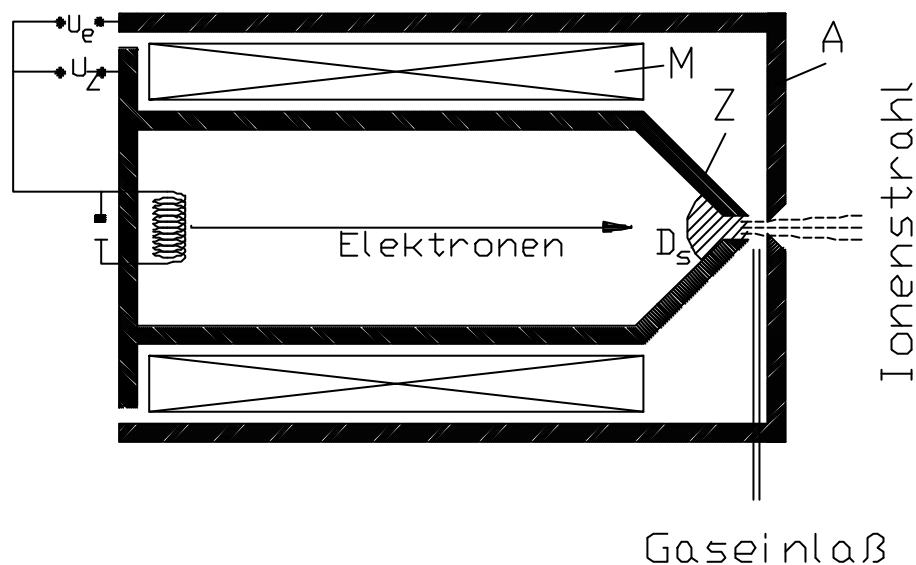


Abb. (2.6) Schematische Darstellung einer Duoplasmatron-Ionenquelle. A ist die Anode,  $U_Z$  die Zwischenelektroden-Spannung,  $U_e$  die Entladungsspannung, M sind die Magnete,  $D_s$  ist die Plasmablase.

Die Plasmatron-Ionenquellen, insbesondere das Duoplasmatron, liefern einen hohen Ionenstrom. Nachteilig ist die die Kühlung, die Anfälligkeit der Glühkathode, sowie die Instabilität des Ionenstromes.

## 2.5.2 Multicusp-Ionenquellen

Die Multicusp-Ionenquellen sind die im Experiment verwendeten Ionenquellen. Multicusp-Ionenquellen zeichnen sich durch zeitlich stabile Ionenstrahlen niedriger Emittanz und hoher Brillanz aus. Dies lässt sich auf das gleichmäßig brennende Plasma zurückführen.

Multicusp-Ionenquellen bestehen im wesentlichen aus vier Bauteilen. Der Glühkathode, auch Filament genannt, der Anode, dem Magneten sowie der Auslaßelektrode. Die Glühkathode besteht meistens aus Wolfram. Sie emittiert die für die Ionisation notwendigen Elektronen. Als Anode dient in der Regel die Gehäusewand der Ionenquelle, die rechtwinklig, quadratisch oder rund sein kann (s. Abb. 2.7).

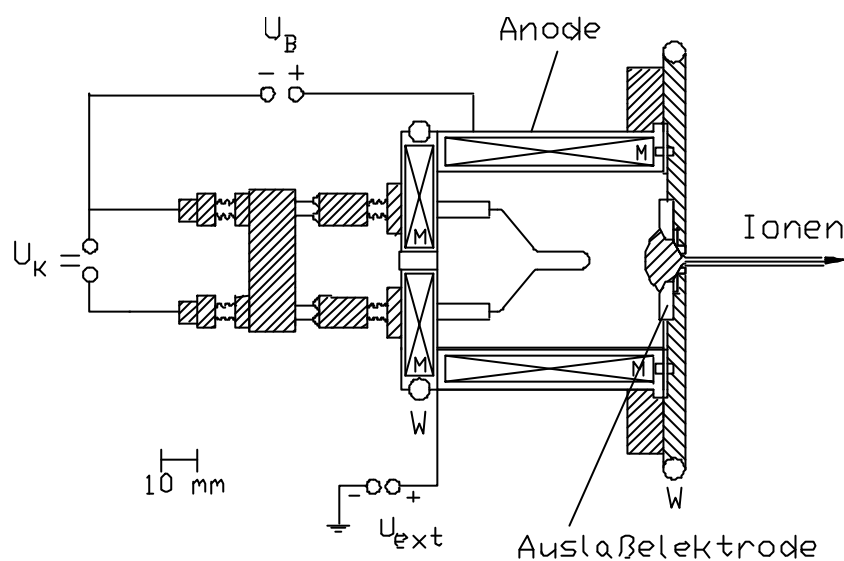


Abb. (2.7) Schematische Darstellung einer Multicusp-Ionenquelle. Dabei ist  $U_k$  die Kathodenspannung,  $U_B$  die Bogenspannung,  $U_{ext}$  ist die Extraktionsspannung, M sind die wassergekühlten Permanentmagnete und W die Kühlschleifen der Wasserkühlung.

Die Permanentmagnete M sind z.B. aus Samarium-Cobalt oder Neodymium-Eisen gefertigt [1]. Abb. 2.8 zeigt eine schematische Zeichnung des Multicusp- Magnetfeldes. Das besondere an diesem Magnetfeld ist die Feldfreiheit auf der Strahlachse.

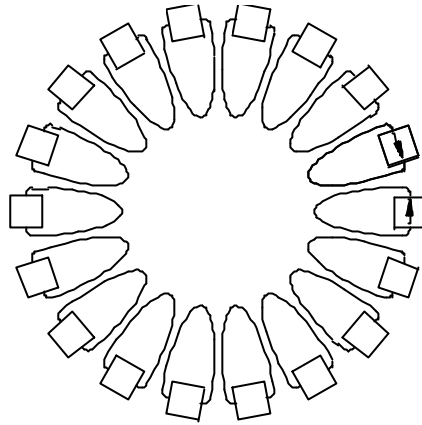


Abb. (2.8): Multipol-Magnetfeld der Multicusp-Ionenquelle. Die Pfeile markieren die Richtung der Magnetfeldlinien mit alternierender Polarität.

Die Aufgabe der Magneten ist es, die Bahn der Elektronen zu verlängern und damit die Elektronendichte zu erhöhen. Bei einem Gasdruck von  $10^{-2}$  mbar liegt die mittlere freie Weglänge der Elektronen bei ca. 2 cm und somit im Bereich der Gehäuseabmessungen. Die Elektronen treffen damit auf Ihrem Weg zur Anode mit wenigen Teilchen zusammen, die Ionisationsrate ist gering.

Die Bewegung der Elektronen im Magnetfeld kann mit dem Prinzip der „magnetischen Flasche“ erklärt werden. So nennt man ein Magnetfeld, das in der Mitte relativ schwach ist, aber nach beiden Seiten in Richtung der Feldlinien stärker wird. Die Feldlinien konvergieren gegen die beiden Enden der Flasche, der magnetische Fluß wird größer.

$$\Phi_m = \int_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.5)$$

mit  $\vec{B}$  Vektor der magnetischen Induktion,  
ds Flächenelement

Die Geschwindigkeit des Elektrons kann in eine Komponente  $v_{\parallel}$  parallel und eine Komponente  $v_{\perp}$  senkrecht zum Magnetfeld zerlegt werden. Nur auf die senkrechte Komponente wirkt die Lorentz-Kraft und verändert diese. Die parallele Bewegung wird bis zum Anstieg des magnetischen Flusses ungehindert fortgesetzt. Das Teilchen beschreibt eine Spiralbahn um die Feldlinien und folgt diesen auch bei einer Krümmung. Im Bereich der Pole nimmt der magnetische Fluß zu. Das Teilchen muß in den Trichter aus Feldlinien hineinlaufen, und es entsteht eine rücktreibende Kraft in ein Gebiet geringerer Feldstärke. Das Teilchen läuft dann zum anderen Pol, wo es auch reflektiert wird. Es ist in der „magnetischen Flasche“ gefangen und pendelt zwischen den Polen.

Je parallel die Bahn des Teilchen zum Feld ist, um so größer ist  $v_{\parallel}$  und kleiner ist  $v_{\perp}$ . Damit wird die Rücktreibende Kraft kleiner. Gegen solche Teilchen, die fast in Achsrichtung fliegen, ist die Flasche „undicht“.

Das offene Ende der Plasmakammer bildet die Auslaßelektrode. Diese kann gegenüber der Gehäusewand isoliert sein und floaten. Man kann die Auslaßelektrode aber auch mit einem Pol der Glühkathode verbinden.

Die Plasmaproduktion geschieht über Elektronenstoß der von der Kathode emittierten Elektronen. Die Kathode selbst ist gegenüber der Anode negativ gepolt. Die Plasmadichte in der Ionenquelle und damit der extrahierte Strahlstrom hängen vom Magnetfeld, dem Bogenstrom und -spannung, der Spannung der Plasmaelektrode (teilweise gefloatet), dem Gasdruck in der Ionenquelle und der Länge der Plasmakammer ab.

Das einfachste System für die Extraktion der Ionen aus dem Plasma ist ein Diodensystem, bestehend aus der Plasmaelektrode (Anode) und einer Ziehelektrode (Kathode). Zwischen diesen Elektroden liegt eine Beschleunigungsspannung  $U_b$  an. Im Übergangsbereich zwischen elektrischem Feld und Plasma bildet sich die Plasmagrenzschicht aus, die die eigentliche „Geburtsstätte“ der Ionen ist. Die Plasmagrenzschicht wird auch Plasmameniskus genannt.

Für die Extraktion besteht für das Diodensystem, bestehend aus zwei unendlich ausgedehnten parallelen Platten mit dem Abstand  $d$ , ein analytischer Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und der Stromdichte  $j$ .

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2ei}{m}} \frac{U_b^{3/2}}{d^2} \quad (2.6)$$

mit

$U_b$  Spannung zwischen Anode und Kathode

$i$  Ladungszustand

Dieses Gesetz wird auch Child-Langmuir-Gesetz genannt und gilt streng nur bei Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeit der Ionen. Für die Extraktion von hohen Strahlströmen braucht man damit eine hohe Spannung bei geringem Abstand.

Die Form des Plasmameniskus hängt neben anderen Faktoren von der Plasmadichte ab. Ist bei fester Spannung  $U_b$  die Plasmadichte zu gering, zieht sich der Plasmameniskus zurück. Die Form des Meniskus wird konkav und führt zu einer starken Fokussierung, aber auch zu einer Überfokussierung, der Ionen. Für hohe Plasmadichten biegt sich der Meniskus zum Extraktor hin. Durch den entstehenden konvexen Meniskus entsteht ein divergenter Strahl. Ist der Meniskus eben starten die Ionen „laminar“. Eine optimale Einstellung findet sich bei einem leicht konkaven Meniskus, der den Strahl leicht fokussiert.

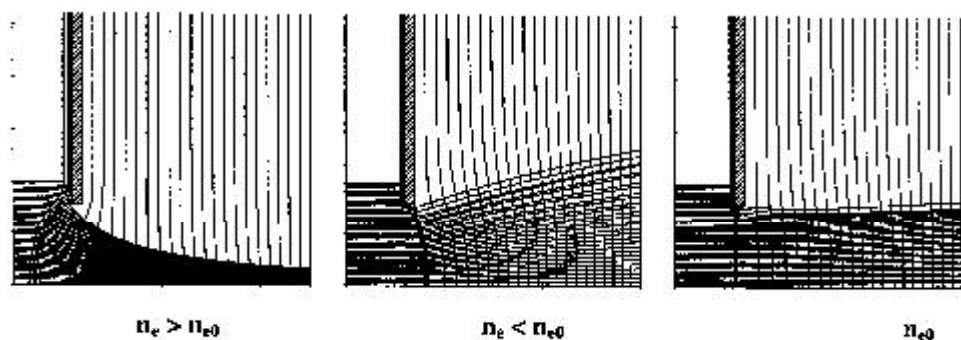


Abb. (2.9): Strahlverlauf bei verschiedenen Plasmadichten.



Die Multicusp-Ionenquelle kann zur Produktion positiver wie negativer Ionen benutzt werden. Als positive Gase seien He, Ne, Ar, Kr, Xe genannt. Zur Ionenimplantation oder Oberflächenveränderung werden  $B^+$ ,  $P^+$ ,  $As^+$  und  $N^+$  benutzt. Als negative Ionen sind  $H^-$  und  $D^-$  zu nennen [1].

## 3 Plasmaeigenschaften

Das Plasma ist der vierte Aggregatzustand nach fest, flüssig und gasförmig. Der eingenommene Aggregatzustand bestimmt sich nach der Temperatur des Materials bei konstantem Druck. Mit steigender Temperatur ändert sich der Zustand des Körper von fest nach flüssig, danach zu gasförmig und letztendlich zum Plasma. Im Plasma haben die Atome einige ihrer äußeren Elektronen verloren, man findet drei Teilchenarten: Neutralteilchen, Ionen und Elektronen.

Plasmen finden sich überall dort, wo die Temperaturen entsprechend hoch sind. So z.B. in der Sonne, der Ionosphäre und in Sternen oder auf der Erde in Blitzen. Technisch erzeugte Plasmen gibt es in Neonröhren oder in Hochspannungsfunken. Dünne Plasmen findet man bei kleiner Energiezufuhr, z.B. im Weltall, dichte Plasmen z.B. bei hoher Energiezufuhr in Ionenquellen.

### 3.1 Die Plasmadichte

Im einfachsten Fall enthält das Plasma positive Ionen und negative Elektronen. Die Ionendichte  $n_i$  ist definiert als Anzahl der Teilchen pro Volumen, die Elektronendichte  $n_e$  wird entsprechend definiert. Ein einfach positiv geladenes Teilchen wird mit  $q_i=+1$  gekennzeichnet. Das Plasma selbst ist Ladungsneutral. Damit ist die Ionendichte gleich der Elektronendichte,  $n_i=n_e$ . Im Falle mehrfacher Ionisationen mit  $q_i=+1,+2,+3,\dots$ , oder negativer Ionen  $q_i=-1$ , sowie beim Vorhandensein neutraler Teilchen  $n_n$ , entspricht die Elektronendichte nicht mehr der Ionendichte. Die Ladungsneutralität ist aber noch immer gewährleistet. Es gilt:

$$\sum q_i \cdot n_i = n_e \quad (3.1)$$

Der Ionisationsgrad  $\alpha_i$  gibt das Verhältnis der Zahl von ionisierten Teilchen zu ihrer Gesamtheit an.

$$\alpha_i = \frac{n_i}{n_i + n_n} \quad (3.2)$$

Je nach dem Ionisationsgrad spricht man von einer vollständigen Ionisation ( $\alpha = 100\%$ ), einer mittelstarken Ionisation ( $\alpha$  beträgt einige Prozent) oder einer schwachen Ionisation ( $\alpha \approx 1\%$ ).

### 3.2 Die Plasmatemperatur

Die Plasmatemperatur charakterisiert die mittlere kinetische Energie der Teilchen, wobei eine MAXWELL'sche Energieverteilung angenommen wird. Die Ionentemperatur  $T_i$ , die Elektronentemperatur  $T_e$  und die Neutralteilchentemperatur  $T_n$  müssen nicht unbedingt gleich sein. So ist die mittlere Energie der Neutralteilchen wesentlich geringer als die mittlere kinetische Energie der Elektronen.

### 3.3 Die Plasmafrequenz

Treten Störungen der Neutralität im Plasma auf, schwingen die aus dem Gleichgewicht gebrachten Elektronen mit einer bestimmten Frequenz. Diese Oszillationsfrequenz wird als Plasmafrequenz bezeichnet. Aufgrund der geringeren Masse und damit verbundenen größeren Beweglichkeit der Elektronen haben diese eine höhere Frequenz als die Ionen. Die Frequenz der Elektronen errechnet sich nach [1] aus der Elektronendichte sowie deren Masse.

$$\omega_{pe}^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \quad (3.3)$$

Die Frequenz der Ionen unterscheidet sich von der der Elektronen.

$$\omega_{pi}^2 = \frac{q^2 e^2 n_i}{\epsilon_0 m_i} \quad (3.4)$$

mit  $q$  als Ladungszustand.

### 3.4 Ionisationsprozesse

#### 3.4.1 Elektronenstoß Ionisation

Die Elektronenstoß Ionisation ist die fundamentalste Art der Ionisation. Dabei ionisieren freie Elektronen vorhandene Neutralteilchen. Die Elektronen müssen zuvor von einem geeigneten elektrischen Feld auf eine zur Ionisation ausreichende Energie beschleunigt werden. Bei der Ionisation entstehen wiederum Elektronen. Dadurch steigt die Elektronendichte und die Entladungsrate.

Zur Ionisation der Neutralteilchen müssen die Elektronen eine bestimmte Mindestenergie besitzen. Dies ist die Ionisierungsenergie, die notwendig ist, um eines der äußeren Elektronen der Neutralteilchen zu entfernen.

Dabei steigt die Ionisierungswahrscheinlichkeit mit wachsender Energie der Elektronen bis zu einem Maximum, das ungefähr beim drei bis vierfachen der Ionisierungsenergie liegt.

#### 3.4.2 Oberflächeneffekte

Atome können durch den Kontakt mit heißen Metalloberflächen ionisiert werden. Als Metalle benutzt man vor allem die Alkali- und Erdalkalimetalle (Li, Na, K, Rb, Cs, Ca, Sr, Ba, etc). Die Temperaturen liegen bei ca. 2000 K [1].

#### 3.4.3 Photoionisation

Ein Gas kann durch einen Strahl hochenergetischer Photonen ionisiert werden. Dazu muß die Energie der Photonen  $h\nu$  die Ionisierungsenergie der Atome überschreiten.

Da diese durchschnittlich zwischen 5 und 15 eV liegt, setzt man ultra- violettes Licht oder weiche Röntgenstrahlung zur Ionisation ein.

### 3.5 Die Plasma-Grenzschicht

Die elektrisch geladenen Teilchen des Plasmas üben über ihr elektrisches Feld einen Einfluß auf andere Teilchen aus. Diese Fernwirkung ist jedoch räumlich begrenzt. Die Länge, auf der das Potential eines Teilchens einen Einfluß auf entfernte Teilchen ausüben kann, wird Debye-Länge genannt.

Diese läßt sich aus der Elektronentemperatur und der Elektronendichte berechnen.

$$\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \quad (3.5)$$

mit  $\lambda_D$  als Debye-Länge,  $T_e$  als Elektronentemperatur in eV,  $n_e$  als Elektronendichte

Ähnlich verhält sich das Plasma beim Anlegen eines externen elektrischen Feldes. Das Feld wirkt nicht bis in innere Regionen des Plasmas, ähnlich dem Verhalten bei Metallen.

Zwischen der das Plasma umfassenden metallischen Wand und dem Plasma bildet sich eine Grenzschicht aus. Zunächst können die sich schneller bewegenden Elektronen das Plasma besser verlassen und laden die das Plasma umgebende Wand negativ auf. Damit ist das Plasma gegenüber dem Metallbehälter positiv geladen. Im Gleichgewicht können die Elektronen das Plasma jedoch nicht mehr ungehindert verlassen. Sie werden vom positiven Plasma wieder angezogen. Nur die Ionen fallen ungehindert auf die Wand.

## 4 Emittanzen

Die Emittanz ist eine der wichtigen Größe zur Beurteilung der Strahlqualität. Zwei Ionenstrahlen sind unter anderem dann gleich, wenn sie den gleichen Strahlstrom bei gleicher Emittanz haben.

Da ein wesentlicher Punkt der Diplomarbeit die Messung von Emittanzen der Ionenstrahlen war, wird im folgenden Kapitel auf die Emittanz genauer eingegangen.

### 4.1 Die Bewegung im Phasenraum

Für die Bewegung eines Teilchens im Ionenstrahl sind drei Orts- und drei Impulskoordinaten nötig. Diese Koordinaten spannen einen 6-dimensionalen Phasenraum auf.

$$f_6 = f_6(x, y, z, p_x, p_y, p_z) \quad (4.1)$$

Die z-Achse ist definitionsgemäß die Strahlachse.

Durch Integration der 6-dimensionalen Funktion  $f_6$  nach den komplementären Koordinaten  $k_j$  des 6-dimensionalen Raumes, mit  $k_j \neq k_i$ , lassen sich die Verteilungen in den n-dimensionalen Unterräumen der Koordinaten  $k_i$ ;  $i=1, \dots, n$  bestimmen. Dabei sind die 2-dimensionalen Unterräume  $f_2(x, p_x)$  sowie  $f_2(y, p_y)$  insbesondere für die Emittanzmessung von besonderer Bedeutung.

$$f_4(x, p_x, y, p_y) = \int f_6 dz dp_z \quad (4.2)$$

$$f_3(x, y, z) = \int f_6 dp_x dp_y dp_z \quad (4.3)$$

$$f_2(x, p_x) = \int f_6 dy dp_y dz dp_z \quad (4.4)$$

$$f_2(y, p_y) = \int f_6 dx dp_x dz dp_z \quad (4.5)$$

Diese Integrationen entsprechen anschaulich einer Projektion der 6-D Ladungsverteilung auf n-dimensionale Unterräume.

### 4.2 Die Emittanz eines Ionenstrahls

Im folgenden sind mit der Emittanz die Emittanz der 2-dimensionalen Unterräume  $f_2(x, p_x)$  sowie  $f_2(y, p_y)$  gemeint.

Die  $xx'$ -Emittanz ist definiert als die belegte Phasenraumfläche  $V_2(x, p_x)$  in der  $x, p_x$ -Ebene geteilt durch  $\pi$ . Analog wird die  $yy'$ -Emittanz als  $V_2(y, p_y)$  definiert.

$$\varepsilon = \frac{|V_2(x, p_x)|}{\pi} \quad (4.6)$$

$X'$  und  $y'$  sind die Winkel zwischen Teilchenbahn und Strahlachse. Da die Messung von Impulsen schwieriger ist als die Messung von Winkeln, werden anstelle der Impulse  $p_x, p_y$  üblicherweise die Winkel  $x'$  und  $y'$  verwendet. In einem beschleunigten Ionenstrahl

ist die Teilchengeschwindigkeit in Strahlrichtung deutlich größer als die transversalen Geschwindigkeiten. Daher sind auch die Winkel  $x'$  bzw.  $y'$  sehr klein (s. Abb. 4.1).

$$x' \approx \tan x' = \frac{dx}{dz} = \frac{dp_x}{dp_z} \quad (4.7)$$

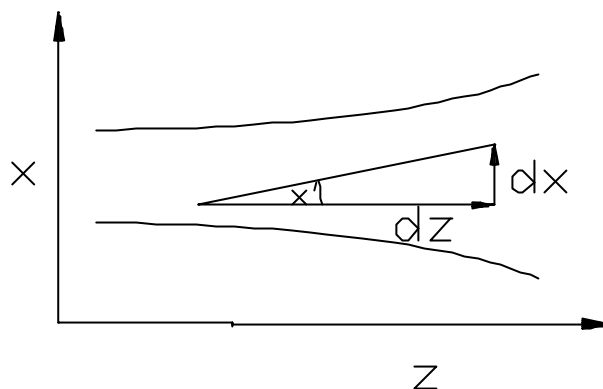


Abb. (4.1): Der Winkel  $x'$  im Ionenstrahl.

Die Emittanz ist das Halbachsenprodukt aus Strahlradius  $x$  und Winkel  $x'$ . Vielfach wird die Fläche der Ellipse angegeben. Dabei ist das Produkt  $xx'$  mit  $\pi$  zu multiplizieren.

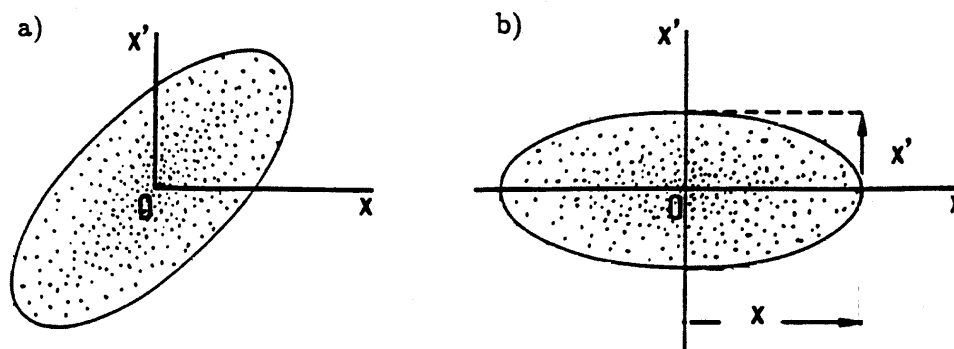


Abb. (4.2): Dargestellt ist eine Emittanz im 2-dimensionalen Phasenraum  $(x, x')$  sowie der Strahlradius  $x$  und Winkel  $x'$ .

### 4.3 Der Satz von Liouville

Für eine eindimensionale Bewegung nicht wechselwirkender Teilchen in einem Kraftfeld  $F_x = F(x, p_x, t)$ , gilt folgende Hamiltonfunktion:

$$H = f(x, p_x, t) \quad (4.8)$$

Nach der Kontinuitätsgleichung ist die zeitliche Änderung der Teilchendichte  $D$  in einem Volumenelement gleich dem Fluß der Teilchen durch die Oberfläche:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \operatorname{div}(D \cdot v) = 0 \quad (4.9)$$

mit

$D(x, p_x)$  = Phasenraumdichte;

$v(\dot{x}, \dot{p}_x)$  = Geschwindigkeit im Phasenraum;

$\frac{\partial D}{\partial t}$  = zeitliche Dichteänderung in einem stationären Volumenelement

Bewegt sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit  $v(\dot{x}, \dot{p}_x)$  im Phasenraum, so beschreibt das totale Differential  $dD/dt$  die Dichteänderung im Volumenelement:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial D}{\partial p_x} \dot{p}_x \quad (4.10)$$

Durch umformen von 4.9 folgt:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(D\dot{x}) + \frac{\partial}{\partial p_x}(D\dot{p}_x) = 0 \quad (4.11)$$

In ausführlicher Form:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial D}{\partial p_x} \dot{p}_x + D \left( \frac{\partial \dot{x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{p}_x}{\partial p_x} \right) = 0 \quad (4.12)$$

Die Hamiltonschen Bewegungsgleichungen lauten:

$$\dot{p}_x = -\frac{\partial H}{\partial x} \quad ; \quad \dot{x} = \frac{\partial H}{\partial p_x} \quad (4.13)$$

Unter Einbeziehung der Hamiltonschen Bewegungsgleichungen folgt:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial D}{\partial p_x} \dot{p}_x + D \left( \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial p_x} - \frac{\partial^2 H}{\partial p_x \partial x} \right) = 0 \quad (4.14)$$

Nach dem Satz von Schwarz (vgl. [11]) gilt:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial p_x} = \frac{\partial^2 H}{\partial p_x \partial x} \quad (4.15)$$

Daraus folgt mit Gleichung 4.14 und unter Ausnutzung des Satzes von Schwarz [9]:

$$\frac{dD}{dt} = 0 \quad (4.16)$$

Dies ist der Satz von Liouville.

Er besagt, daß bei der Bewegung einer Gruppe von Teilchen unter dem Einfluß konservativer Kräfte die Teilchendichte in einem mitbewegten Phasenvolumen konstant bleibt. Aus der konstanten Dichte der Teilchengruppe folgt der konstante Betrag der die Gruppe umhüllenden Phasenoberfläche.

#### 4.4 Rand- und effektive Emittanz

Wirken nicht-lineare Kräfte, wie z.B. bei elektrostatischen Linsen, auf den Ionenstrahl, so kann die Emittanz Filamentierungen zeigen:

Die Teilchen schwingen im Transportkanal um die Strahlachse herum. Ist die einwirkende Kraft linear, so besitzen alle Teilchen die gleiche Winkelgeschwindigkeit im Phasenraum. Die Phasenbahn ist elliptisch. Die Phasenverteilung bleibt zeitlich konstant, und deckt sich nach einem Umlauf wieder.

Sind die Kräfte nicht-linear, so besitzen weiter von der Strahlmittelechse entfernte Teilchen im Phasenraum eine höhere Winkelgeschwindigkeit als sich näher am Zentrum befindende Teilchen. Nach einigen Schwingungen überholen äußere Teilchen die Inneren. Die Phasenraum Diagramme erhalten somit die typische S-Form. Die effektive Emittanz wird dadurch größer (s. Abb. 4.3).

Die effektive Emittanz bestimmt Strahlapertur und Winkel des Strahls.

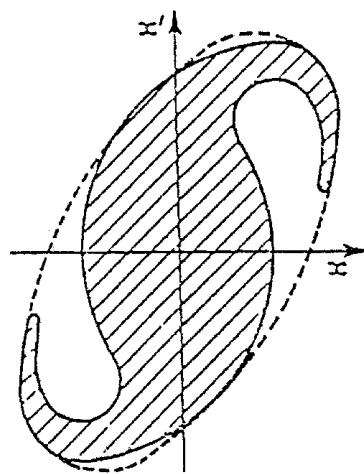


Abb. (4.3): effektive (Fläche innerhalb der gestrichelten Linie) und Randemittanz (schraffierte Fläche).

Die kleinste Ellipse, die belegte Phasenraumelemente umschließt, ist die Effektive Emittanz. Die Randemittanz berücksichtigt nur belegte Phasenraumelemente.

Allgemein gilt:

$$\varepsilon_{Rand} \leq \varepsilon_{effektiv} \quad (4.17)$$



## 4.5 Normierte Emittanzen

Mit der Einführung der normierten Emittanz werden wieder die Impulse der Teilchen berücksichtigt.

Normierte Emittanzen dienen der Vergleichbarkeit der Emittanzen verschiedener Ionenstrahlen bei unterschiedlichen Energien oder unterschiedlichen Ruhemassen. Innerhalb der Literatur findet man verschiedene Vorschriften zur Normierung der Emittanz.

Die gebräuchlichste Normierung ist die über die Teilchenenergie bei gleicher Teilchenart.

$$\varepsilon_n = \varepsilon \cdot \beta_z \cdot \gamma_z = \varepsilon \cdot \frac{v_z}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{c^2}}} \quad (4.18)$$

mit

$\varepsilon_n$  = normierte Emittanz

$\varepsilon$  = unnormierte Emittanz

$\beta_z$  = relativistischer Faktor ( $v_z/c$ ) in Strahlrichtung ( $v$  Geschwindigkeit des Teilchens,  $c$  Lichtgeschwindigkeit)

$\gamma_z = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{c^2}}}$  relativistischer Faktor,  $z$ =Strahlrichtung;

Unterscheiden sich Strahlen durch die Teilchenart bei gleicher relativistischer Geschwindigkeit, werden sie durch die impulsnormierte Strahlenergie [4] normiert.

$$\varepsilon_{Im} = \varepsilon m_0 c \beta_z \gamma_z \quad (4.19)$$

Bei nicht-relativistischen Strahlen verschiedener Ionensorten kann mit der Wurzel der Strahlenergie normiert werden.

$$\varepsilon_{En} = \varepsilon \sqrt{E_{Kin}} \quad (4.20)$$

Obwohl gebräuchlich haben die Normierungsfaktoren  $\beta$  und  $\gamma$  keine Gemeinsamkeit mit den Ellipsenparametern  $\beta$  und  $\gamma$ . Die Ellipsenparametern  $\beta$  und  $\gamma$  werden im Kapitel 4.8 hergeleitet.

## 4.6 Die Brillanz eines Ionenstrahls

Die Brillanz  $B$  ist der Quotient des Stromes  $I$  und der transversalen Emittanzen  $\varepsilon_{x/y}$ .

$$B = \frac{I}{\varepsilon_x \cdot \varepsilon_y \cdot \pi^2} \quad (4.21)$$

$I$ =Strahlstrom,  $\varepsilon_x$  =Emittanz (x,x'),  $\varepsilon_y$  =Emittanz (y,y')

Die Brillanz ist ein Maß der mittleren Ladungsdichte im 4-dimensionalen Phasen- raum (x,x',y,y').

Bei einem rotationssymmetrischen Strahl mit  $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon$  gilt:

$$B = \frac{I}{\varepsilon^2 \cdot \pi^2} \quad (4.22)$$

Entsprechend der normierten Emittanzen können die normierten Brillanzen definiert werden.

$$B_{norm} = \frac{I}{(\varepsilon_{x\ norm}) \cdot (\varepsilon_{y\ norm}) \pi^2} \quad (4.23)$$

$$B_{lm(norm)} = \frac{I}{(\varepsilon_{x\ lm}) \cdot (\varepsilon_{y\ lm}) \pi^2} \quad (4.24)$$

$$B_{En(norm)} = \frac{I}{(\varepsilon_{x\ En}) \cdot (\varepsilon_{y\ En}) \pi^2} \quad (4.25)$$

Die Emittanz selbst ist nicht unabhängig vom transportierten Strahlstrom. So stellt man bei steigendem Strahlstrom einer Ionenquelle ein Ansteigen der Emittanz fest. Aus diesem Grund mißt man die besten Brillanzen bei kleinen Strahlströmen.

#### 4.7 Die RMS-Emittanz

Die 1971 von P. Lapostolle eingeführte RMS-Emittanz („root mean square“) ist eine statistische Definition, die sich aus dem zweiten Moment einer Verteilung ableitet (vgl. [9]). Sie ist damit die Standardabweichung.

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\overline{x^2} \cdot \overline{x'^2} - (\overline{xx'})^2} \quad (4.26)$$

mit

$$\overline{x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2, \quad \overline{x'^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i'^2, \quad \overline{xx'} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i x_i'$$

Diese Definitionen dienen zum Vergleichen verschiedener Emittanzen. Stimmen alle Momente zweier Verteilungsfunktionen überein, so sind die Emittanzen praktisch gleich.

Die RMS-Emittanz ist nützlich, um aus gemessenen Orts-Winkelverteilungen mittels Computer eine Emittanz zu berechnen.

Für die Ellipsenparameter der RMS-Emittanz gilt:

$$\alpha = -\frac{\overline{xx'}}{\varepsilon_{rms}} \quad (4.27)$$

$$\beta = \frac{\overline{x^2}}{\varepsilon_{rms}} \quad (4.28)$$

$$\gamma = \frac{\overline{x'^2}}{\varepsilon_{rms}} \quad (4.29)$$

Als Produkt von Ort und dem Ort zugehörigen Winkel  $x'$  gibt der Betrag von  $\alpha$  die Steilheit der Ellipse an. Ist  $\alpha = 0$ , steht die Ellipse in Hauptachsenlage. Das Vorzeichen gibt Auskunft, ob der Strahl divergent oder konvergent ist.

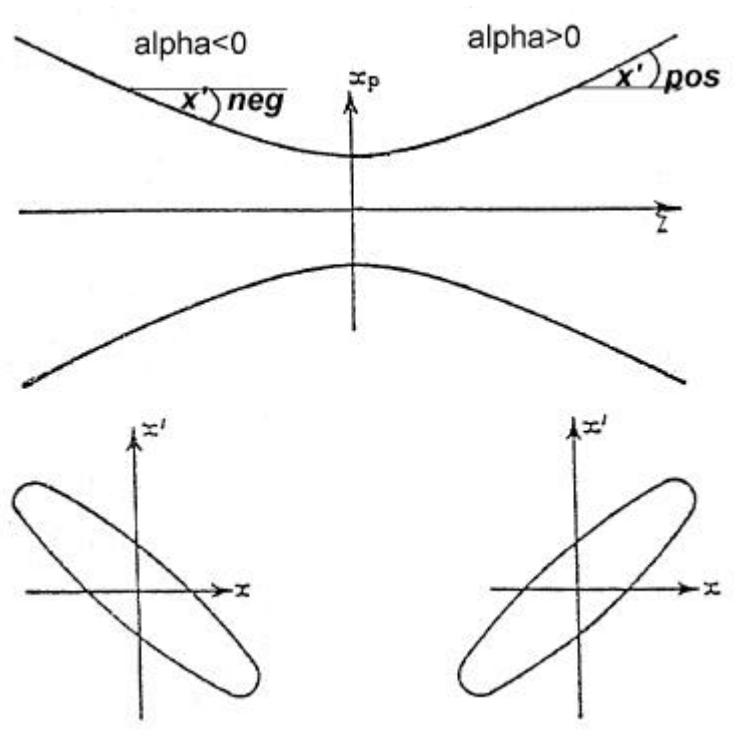


Abb. (4.4: Konvergenter und divergenter Strahl und seine zugehörigen Emittanzen.

Bei einem konvergenten Strahl ist das Produkt aus  $x \cdot x'$  negativ, womit auch die Summe negativ wird. Damit ist  $\alpha$  positiv. Entsprechend ist das Vorzeichen von  $\alpha$  bei einem divergenten Strahl negativ.

Der Ellipsenparameter  $\beta$  ist mit dem Strahlradius verknüpft. Der Strahlradius errechnet sich mit  $r = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta}$ .

Beschleuniger können nicht jeden beliebigen Ionenstrahl transportieren. In Analogie zur Emittanz definiert man die Akzeptanz des Beschleunigers, die der Emittanz des Teilchens mit der größtmöglichen Phasenellipse entspricht, die von Beschleunigern akzeptiert und beschleunigt wird.

$$A = \frac{r^2}{\beta} \quad (4.30)$$

$A$  = Akzeptanz des Beschleunigers

wobei  $r$  und  $\beta$  an der optisch engsten Stelle im Beschleuniger angenommen werden. Für einen verlustfreien Transport muß die Akzeptanz des Beschleunigers größer sein als die Emittanz des Strahls.

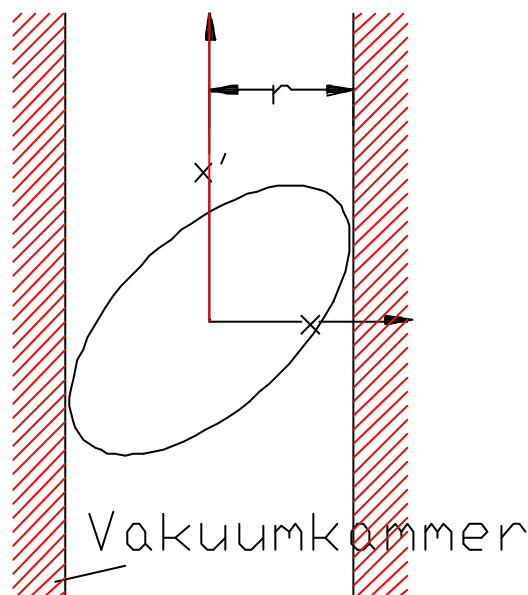


Abb. (4.5) : Größtmöglicher Strahlradius in einem Beschleuniger.

## 4.8 Die allgemeine Gleichung der Phasenellipse

Im folgenden soll die allgemeine Gleichung einer beliebig im Phasenraum  $xx'$  gedrehten Ellipse hergeleitet werden. Dabei werden  $a, \beta$  und  $\gamma$ , sowie der Strahlradius und der Divergenzwinkel definiert.

Für eine Ellipse in Hauptachsenlage gilt die Mittelpunktgleichung der Ellipse:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (4.31)$$

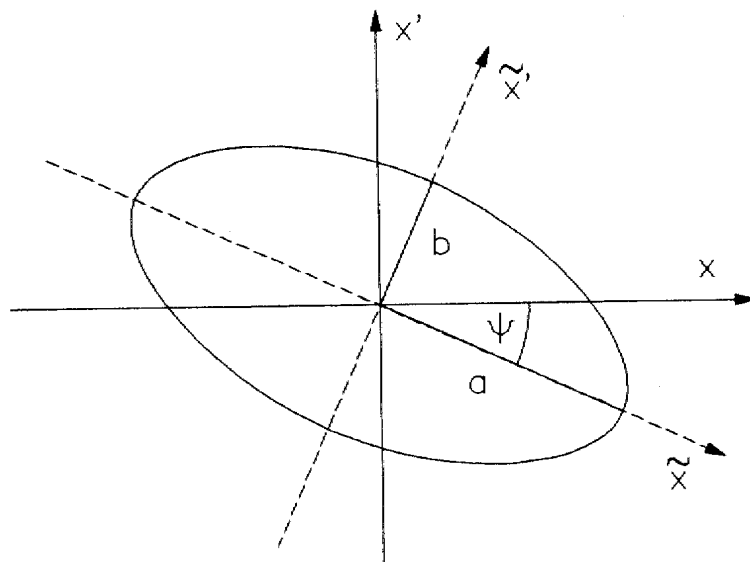


Abb. (4.6): Eine um den Winkel  $\psi$  gedrehte Ellipse im Phasenraum  $xx'$ .

Eine im Koordinatensystem  $xx'$  um den Winkel  $\psi$  gedrehte Ellipse kann durch die Parameterdarstellung

$$\tilde{x} = a \cos \varphi \quad (4.32)$$

$$\tilde{x}' = b \sin \varphi \quad (4.33)$$

mit  $a, b$  als Hauptachsen der Ellipse und  $\tilde{xx}'$  als gedrehtes Koordinatensystem, dargestellt werden. Der Winkel  $\varphi$  durchläuft das Intervall von  $[0; 2\pi]$ . Wendet man eine Drehmatrix auf die obige Gleichung an, so folgt:

$$x = a \cos \varphi \cos \psi + b \sin \varphi \sin \psi \quad (4.34)$$

$$x' = -a \cos \varphi \sin \psi + b \sin \varphi \cos \psi \quad (4.35)$$

Nach Auflösen der Gleichungen nach  $\cos \varphi$  bzw.  $\sin \varphi$  erhält man:

$$\frac{x - b \sin \varphi \sin \psi}{a \cos \psi} = \cos \varphi \quad (4.36)$$

$$\frac{x - a \cos \varphi \cos \psi}{b \sin \psi} = \sin \varphi \quad (4.37)$$

$$\frac{x' - b \sin \varphi \cos \psi}{(-a \sin \psi)} = \cos \varphi \quad (4.38)$$

$$\frac{x' + a \cos \varphi \sin \psi}{b \cos \psi} = \sin \varphi \quad (4.39)$$

Nach Gleichsetzen der Gleichungen ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\frac{x' \cos \psi + x \sin \psi}{b} = \sin \varphi \quad (4.40)$$

sowie

$$\frac{x \cos \psi - x' \sin \psi}{a} = \cos \varphi \quad (4.41)$$

Nach quadrieren und addieren der Gleichungen unter Ausnutzung der Beziehung  $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$  folgt:

$$\begin{aligned} a^2 b^2 &= b^2 (x \cos \psi - x' \sin \psi)^2 + a^2 (x \sin \psi + x' \cos \psi)^2 = \\ &= (b^2 \sin^2 \psi + a^2 \cos^2 \psi) x'^2 + 2(a^2 - b^2) \cos \psi \sin \psi x x' + \\ &+ (b^2 \cos^2 \psi + a^2 \sin^2 \psi) x^2 \end{aligned} \quad (4.42)$$

Dadurch ist der Parameter  $\varphi$  eliminiert.

Nach dividieren der Gleichung durch  $a$  und  $b$  kann man die Ellipsenparameter  $\alpha, \beta$  und  $\gamma$  definieren.

$$\beta := \frac{b}{a} \sin^2 \psi + \frac{a}{b} \cos^2 \psi \quad (4.43)$$

$$\alpha := \left( \frac{a^2 - b^2}{ab} \right) \cos \psi \sin \psi \quad (4.44)$$

$$\gamma := \frac{b}{a} \cos^2 \psi + \frac{a}{b} \sin^2 \psi \quad (4.45)$$

Mit den Definitionen sowie der Fläche der Ellipse mit  $F = \pi ab$  folgt die allgemeine Ellipsengleichung

$$\left( \frac{F}{\pi} \right) = \beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon = ab \quad (4.46)$$

Zwischen den Ellipsenparametern gilt folgende Beziehung:

$$\gamma = \left( \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \right) \quad (4.47)$$

Setzt man in der allgemeinen Ellipsengleichung die Variablen  $x=0$  bzw.  $x'=0$ , so bestimmt man die Schnittpunkte mit den Koordinatenachsen.

$$x = \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{\gamma}\right)} \quad (4.48)$$

$$x' = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}} \quad (4.49)$$

Zur Bestimmung der Extrema der Ellipsengleichung löst man die Gleichung 4.46 nach  $x$  bzw.  $x'$  auf.

$$x_{1/2} = -\frac{ax'}{\gamma} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma} - \frac{x'^2}{\gamma^2}} \quad (4.50)$$

$$x'_{1/2} = -\frac{ax}{\beta} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta} - \frac{x^2}{\beta^2}} \quad (4.51)$$

Durch Ableiten der Funktion erhält man als Extrema

$$x = \pm a \sqrt{\frac{\varepsilon}{\gamma}} \quad \text{und} \quad x' = \pm a \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}} \quad (4.52)$$

Einsetzen der Gleichung ergibt:

$$x_{\text{Extr}} = \pm \sqrt{\varepsilon\beta} \quad \text{und} \quad x'_{\text{Extr}} = \pm \sqrt{\varepsilon\gamma} \quad (4.53)$$

Dies sind zum einen der Strahlradius bzw. der maximal auftretende Winkel des Strahls. Liegt die Ellipse in Hauptachsenlage, so ist  $a = 0$ .

## 4.9 Gaußverteilung im Ionenstrahl

Die Teilchen eines Ionenstrahls führen unterschiedliche Bewegungen aus. Durch die unterschiedlichen Bahnvektoren  $\vec{r} = \vec{r}(x, x')$  unterscheiden sich auch die Flächen der Phasenraumellipse. Daher stellt sich die Frage, welche mittlere Emittanz den vielen Teilchen zugeordnet werden kann.

Um zu einer Definition der Strahlemittanz zu kommen, geht man von einer Gleichgewichtsverteilung aller Teilchen aus, die zeitunabhängig ist. Diese kann nach [8] in guter Näherung durch eine Gaußverteilung beschrieben werden.

$$\rho(x, y) = \left( \frac{Ne}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \right) e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} \right)} \quad (4.54)$$

mit  $N$ =Teilchenanzahl;

$\sigma_x, \sigma_y$  horizontale bzw. vertikale Strahlbreite;

Mit  $z=0$  erhält man die horizontale Verteilung  $\rho(x)$ . Die Größen  $\sigma_x$  bzw.  $\sigma_y$  werden als Strahlbreite in horizontaler bzw. vertikaler Richtung bezeichnet. Dies ist der Punkt, an

dem die Ladungsdichte auf den Wert  $\exp(-0,5)=0,607$  abgefallen ist. Nach kann man allen Teilchen, die gerade eine Standardabweichung  $\sigma$  von der Strahl- achse entfernt sind, eine Emittanz zuordnen.

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta} \quad (4.55)$$

oder

$$\varepsilon = \frac{\sigma^2}{\beta} \quad (4.56)$$

In Tabelle 4.1 ist die Wahrscheinlichkeit dargestellt ,mit der sich ein Teilchen inner- halb einer bestimmten Standardabweichung befindet.

| Intervall                                | Wahrscheinlichkeit |
|--|--------------------|
| $[\bar{x} - \sigma; \bar{x} + \sigma]$   | 68,3%              |
| $[\bar{x} - 2\sigma; \bar{x} + 2\sigma]$ | 95,4%              |
| $[\bar{x} - 3\sigma; \bar{x} + 3\sigma]$ | 99,7%              |
| $[\bar{x} - 4\sigma; \bar{x} + 4\sigma]$ | 99,99%             |

Tab. (4.1): Prozentualer Anteil der Teilchen um das Strahlzentrum  $\bar{x}$  .

#### 4.10 Die KV-Verteilung

Kapchinskij und Vladimirkij führten die nach Ihnen benannte KV-Verteilung ein. Die KV-Verteilung ist im 4-dimensionalen Phasenraum definiert und hat dort eine homogene Ladungsverteilung. Sie ist selbstkonsistent, d.h. die beschreibende Funktion ändert sich nicht entlang der Strahlachse [3].

Die KV-Verteilung läßt sich als Deltafunktion beschreiben

$$f_4(x, x', y, y') = f_4(r) = \frac{1}{2\pi^2 R^3} \delta(r - R) \quad (4.57)$$

mit  $r^2 = x^2 + y^2 + x'^2 + y'^2$

Anschaulich belegen die Ionen dabei die „Oberfläche“ einer 4-dimensionalen Kugel mit dem Radius R. Durch eine Integration von  $f_4$  über die Koordinaten  $x'$  und  $y'$  zeigt sich die homogene Ladungsdichte von  $f_2(x,y)$ .

Nur die 4-dimensionale KV-Verteilung ist selbstkonsistent. Für entsprechende 2- und 6-dimensionale Verteilungen ( $f_2(x,x')$ ,  $f_6(x,x',y,y',z,z')$ ) kann die Selbstkonsistenz nicht mehr gewährleistet werden.



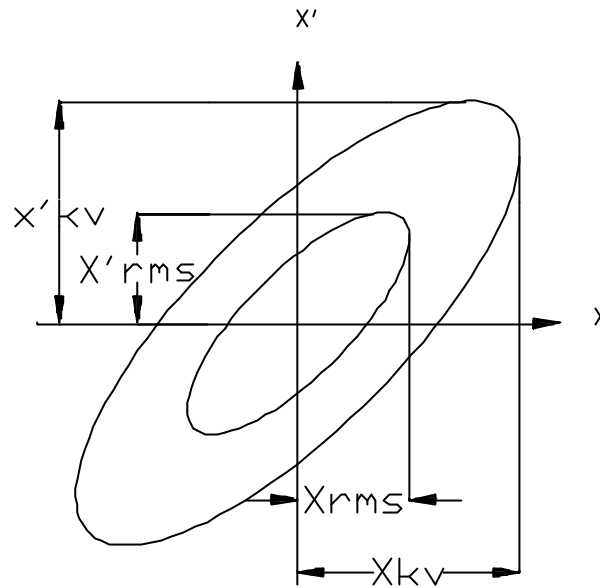


Abb. (4.7): Vergleich zwischen KV und RMS-Verteilung.

Zwischen KV-Verteilung und RMS-Verteilung besteht folgender Zusammenhang [3].

$$X_{r-KV} = 2 X_{RMS} \text{ bzw. } X'_{r-KV} = 2 X'_{RMS} \quad (4.58)$$

Damit gilt:

$$\varepsilon_{RMS} = \frac{\varepsilon_{KV}}{4} \quad (4.59)$$

Die 4-dimensionale „Waterbag-Verteilung“ ist eine Ladungsverteilung mit homogener Ladungsdichte bis zum Phasenrand  $r=a$ . Sie ist durch eine Sprungfunktion  $f(r) = \theta(a - r)$  mit  $r = \sqrt{x^2 + x'^2 + y^2 + y'^2}$  definiert. Für das Verhältnis zur RMS-Emittanz gilt [3]

$$\varepsilon_{RMS} = \frac{\varepsilon_{WB}}{6} . \quad (4.60)$$

Im Gegensatz zur KV-Verteilung ist die Ladungsdichte der 2-dimensionalen Projektionsverteilung nicht homogen.

## 5 Emittanzmessung

### 5.1 Meßprinzipien

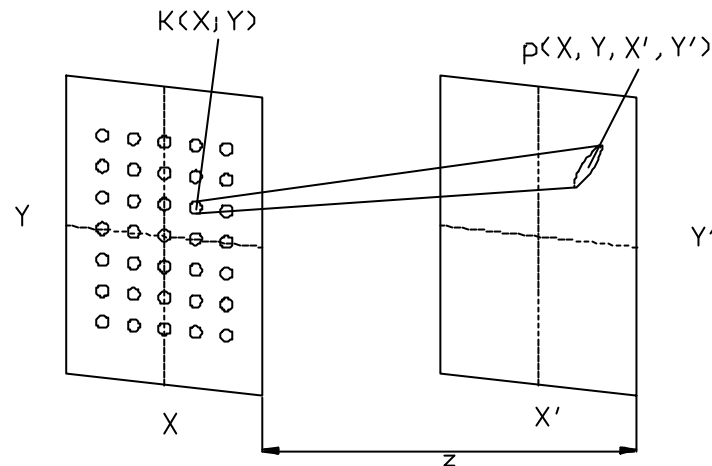


Abb. (5.1): Darstellung der Punkt Punkt Messung. Durch eine vollständige Ausmessung des Phasenraumes erhält man die 4-dimensionale Emittanz  $\varepsilon_4(x, y, x', y')$ .

Bei der Punkt-Punkt Messung wird der Strahl durch eine Lochblende bis auf einen Punkt ausgeblendet. Durch die Position des Loches sind die Koordinaten  $K(x, y)$  bestimmt. Auf einer im Abstand  $z$  angeordneten zweiten Lochblende werden die Teilchen registriert. Aus dem Abstand  $z$  und der Position auf der zweiten Lochblende bestimmen sich die Winkel  $x', y'$ . Diese Daten liefern die 4-dimensionale Emittanz  $\varepsilon_4(x, y, x', y')$ .

Auf die Vor- und Nachteile der einzelnen Meßprinzipien wird am Ende des Kapitels eingegangen.

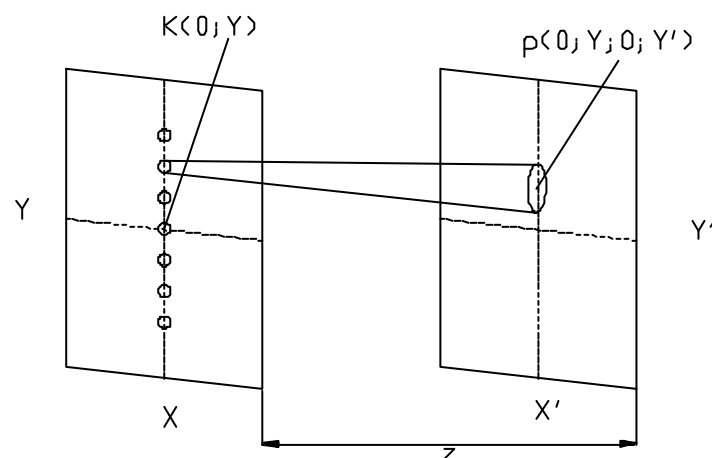


Abb. (5.2): Punkt-Punkt Anordnung bei Einschränkung der Phasenraumkoordinaten  $x, x'$  auf  $x=x'=0$ .

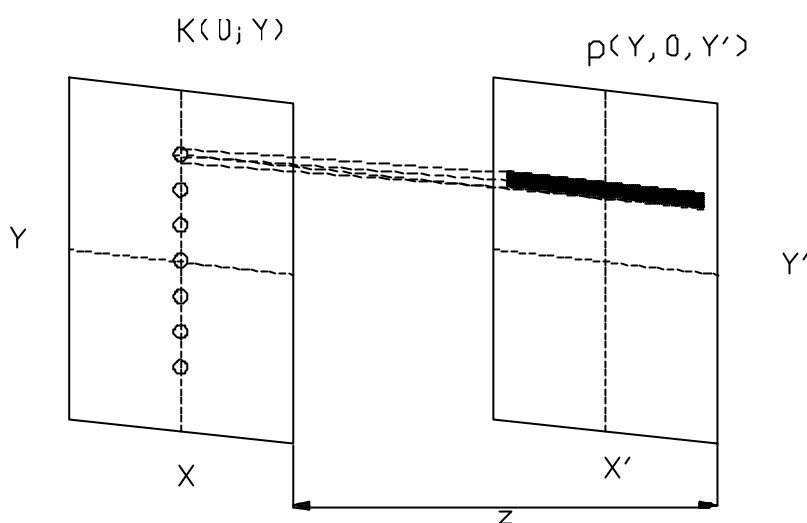


Abb. (5.3): Darstellung einer Punkt-Schlitz Anordnung. Über die  $x'$ -Koordinate wird integriert.

Bei der Punkt-Schlitz Anordnung wird der Strahl wie bisher über eine Lochblende ausgeblendet, die Registrierung erfolgt über einen Schlitz. Durch die räumliche Ausdehnung des Schlitzes in  $x'$ -Richtung kann keine Aussage mehr über den Winkel  $x'$  getroffen werden.

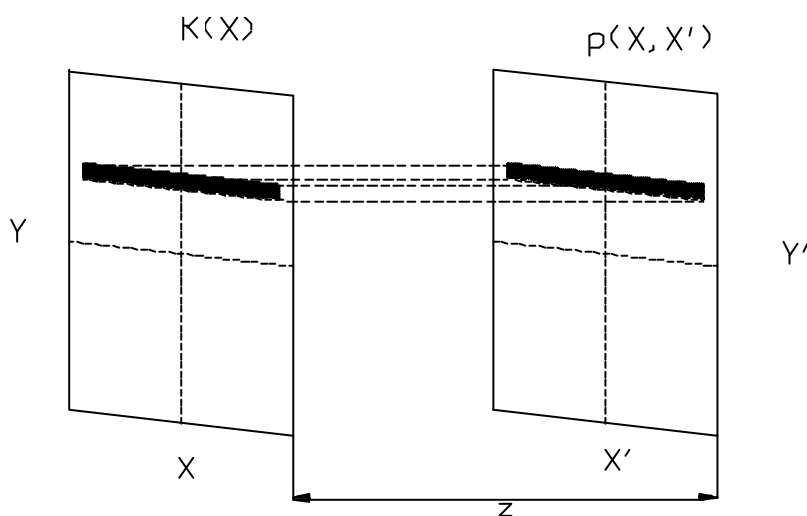


Abb. (5.4): Schlitz-Schlitz Anordnung. Bei dieser Anordnung findet eine Integration über  $x$  und  $x'$  statt.

Bei der Schlitz-Schlitz Anordnung wird der Strahl in der  $xy$ -Ebene durch einen Schlitz ausgeblendet, die Registrierung findet auch auf einem Schlitz statt. Durch die Anordnung eines Schlitzes anstatt eines Punktes findet eine Integration über die Ortskoordinate  $x$  sowie die Winkelkoordinate  $x'$  statt. Die entstehende Verteilung ist die 2-dimensionale Emittanz  $\varepsilon(y, y')$ .

Durch die Integration gehen bei der Schlitz-Schlitz Messung Informationen des Strahles verloren. Dagegen ist durch die Art der Anordnung dieses Meßprinzip leicht in der

Praxis zu realisieren. Meist wird der zweite Schlitz durch ein Gitter ersetzt (vgl. Foto 7.5). Dies ist dann die im Experiment benutzte Schlitz-Gitter Anordnung.

Punkt-Punkt Messungen sind in der Praxis aufwendiger und zeitintensiver als die Schlitz-Schlitz Messungen. Gegenüber der Schlitz-Schlitz Messung wird der Strahl stärker ausgeblendet. Das damit verbundene schwächere Signal erfordert eine stärkere Verstärkung bei der Registrierung. Die Konstruktion der registrierenden Lochblende einer Punkt-Punkt Messung ist gegenüber der eines Gitters der Schlitz-Gitter Messung komplexer. Durch die Aufnahme aller Winkel müssen mehr Daten mit einer größeren Anzahl von Signalverstärkern aufgenommen werden. Dadurch wird die Anlage nicht nur teurer, sondern auch empfindlicher und stör anfällig. So sind z.B. die Verstärker gegenüber Spannungsspitzen empfindlich, wie sie z.B. nach Hochspannungsüberschlägen vorkommen können.

Bei der vorliegenden Arbeit wurden die Emittanzen nach dem Schlitz-Gitter Prinzip gemessen.

## 5.2 Prozentuale Emittanzen

Bei einer Emittanzmessung werden auch außerhalb der Phasenraumellipse Teilchen registriert. Diese Registrierungen können zum einen auf gestreute Strahlen zurückgeführt oder von einem „Rauschen“ der Verstärker erzeugt werden. Diese Teilchen verfälschen die Emittanz.

Zur Berichtigung werden prozentuale Emittanzen eingeführt. Eine 90% Emittanz entspricht z.B. der Fläche der Ellipse, die 90% der Teilchen beinhaltet. Da dabei 10% der Teilchen unberücksichtigt werden, muß auch der Strom mit dem Faktor 0,9 multipliziert werden.

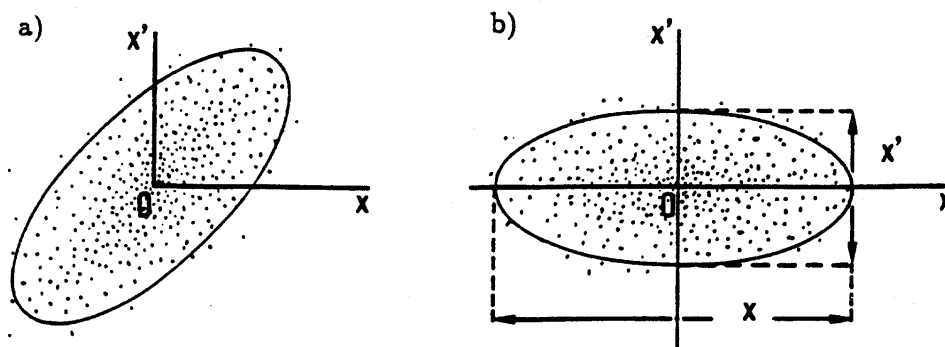


Abb. (5.5): Bei einer 90% Emittanz liegen 90% der Teilchen innerhalb der Ellipse. Dadurch bleiben Teilchen, die weit außerhalb der Ellipse liegen, unberücksichtigt.

## 6 Vakuum

In dem meisten Ionenquellen sowie Beschleunigern ist der Druck gegenüber dem Atmosphärendruck reduziert. Innerhalb der verwendeten Multicusp-Ionenquellen herrscht ein Druck von ca.  $10^{-2}$  mbar, im RFQ-Beschleuniger oder der Emittanzmeßanlage im Betrieb der Multicusp-Ionenquellen ein Druck von  $10^{-5}$ - $10^{-7}$  mbar, je nach Betriebszustand. Mit diesen Drücken sind auch unterschiedliche Strömungen im Vakuum verbunden, die Auswirkungen auf das Betreiben von Beschleuniger und Ionenquellen haben. Auf einige dieser Grundlagen sowie die verwendeten Vakuum- pumpen und Druckmeßgeräte wird im folgenden Kapitel eingegangen.

### 6.1 Die Druckbereiche und ihre Charakterisierung

#### Grob- und Feinvakuum

Die mittlere freie Weglänge im Grob- und Feinvakuum liegt unterhalb der Leitungs- oder Gehäuseabmessung des Rezipienten. Deshalb wechselwirken die Teilchen hauptsächlich untereinander, Stöße mit der Gehäusewand sind selten. Die Strömungsart wird Viskose- oder Kontinuitätsströmung genannt, sie ist mit der unter Atmosphärenbedingungen vergleichbar.

#### Hoch- und Ultrahochvakuum

In diesem Druckbereich ist die Strömung molekular. Die mittlere freie Weglänge übersteigt die Abmessungen des Rezipienten. Die Teilchen fliegen hauptsächlich von Wand zu Wand, Teilchenstöße untereinander sind selten. Treffen die Teilchen auf eine Wand, so verweilen sie eine Weile auf der Oberfläche. Beim Verlassen der Oberfläche können die Teilchen in jede beliebige Richtung fliegen, wobei Winkel senkrecht zur Oberfläche am wahrscheinlichsten sind.

Die unterschiedlichen Drücke in Ionenquelle und Emittanzmeßanlage wirken auf das Strömungsverhalten des Strahls. Die Ionenquelle wird mit einem Druck von  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar betrieben. Nach dem Injektionssystem herrscht bei Strahlbetrieb ein Druck von  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar. In der Plasmakammer der Ionenquelle stoßen die Teilchen viskos aneinander. Die Teilchenstöße untereinander überwiegen, Stöße mit der Quellenwand sind selten. Durch Änderung des Druckes kann man die Stoßrate variieren.

Nach dem Injektionssystem bei einem Druck  $p < 10^{-5}$  mbar strömt das Gas molekular. Der Strahl kann jedoch nicht wie in der Atmosphäre auseinander strömen. Im Strahl kann auch bei niedrigem Umgebungsdruck die Strömung durchaus noch viskos sein. Doch mit abnehmendem Druck nach außen nimmt die molekulare Strömung zu.

## 6.2 Vakuumpumpen

Die verschiedenen Arten von Vakuumpumpen unterteilt man in zwei Gruppen, die Gastransfer-Vakuumpumpen sowie Gasbindende Pumpen. Bei den Gastransfer-Vakuumpumpen wird durch eine Oszillations- oder Rotationsbewegung Gas aus dem Schöpfraum befördert.

In den folgenden Kapiteln wird die im Funneling-Experiment verwendete Zweistufige-Drehschieberpumpe sowie die Turbomolekularpumpe, im folgenden mit TMP abgekürzt, beschrieben.

### Drehschieberpumpe

Drehschieberpumpen bestehen aus einem zylindrischen Gehäuse, in dem ein exzentrischer Rotor rotiert. Im Rotor befinden sich zwei Schieber, die durch Fliehkräfte bzw. durch Federkräfte an die Gehäusewand gedrückt werden. Durch die Rotationsbewegung des Rotor wird das Gas angesaugt, transportiert und zum Ausstoßen komprimiert. Beim Kompressionsvorgang nimmt das Öl der Drehschieberpumpe Gasteilchen auf. Bei einem anschließenden Ansaugvorgang „entgast“ dieses Öl und verschlechtert den Enddruck der Pumpe. Aus diesem Grund entwickelte man zweistufige Drehschieberpumpen.

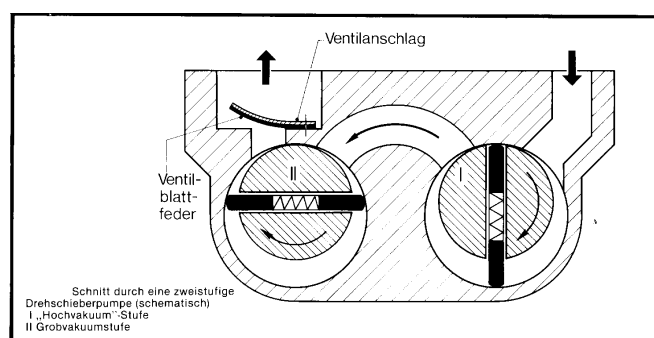


Abb. (6.1): zweistufige Drehschieberpumpe

Bei diesen Pumpen wird der zweiten Stufe entgastes Öl zugeführt. Der Enddruck der Drehschieberpumpe wird weitgehend vom Dampfdruck des Schmiermittels bestimmt. Dieser liegt bei ca.  $10^{-4}$  mbar.

### Turbo-Molekularpumpe (TMP)

In der Turbo-Molekularpumpe dreht sich ein mit Turbinenschaufeln besetzter Rotor mit hoher Drehzahl, die je nach Pumpe bis  $95000 \text{ min}^{-1}$  betragen kann. Ein Stator mit entgegengesetzt im Winkel abgebrachten Rotorblättern ist zwischen den Turbinenschaufeln angebracht.

Die Funktionsweise der Turbo-Molekularpumpe beruht auf der Tatsache, daß die Teilchen eine höhere Wahrscheinlichkeit besitzen im Hauptstrom durch die Pumpe zu fliegen. Bewegen sich die Teilchen in Richtung des Vorvakuums, so fliegen sie vor dem

Rotor weg. Versuchen Teilchen im Gegenstrom, d.h. von der Vorvakuum- seite in Richtung der Hochvakuumseite, so treffen sie mit hoher Wahrscheinlichkeit auf den Rotor. Treffen Teilchen auf den Rotor, so bleiben Sie für einen Zeitraum auf diesem haften und verlassen diesen. Betrachtet man Abbildung 6.2, so sieht man, daß nach dem Cosinusgesetz die Teilchen eine höhere Wahrscheinlichkeit besitzen, den Rotor in Richtung des Vorvakuums zu verlassen.

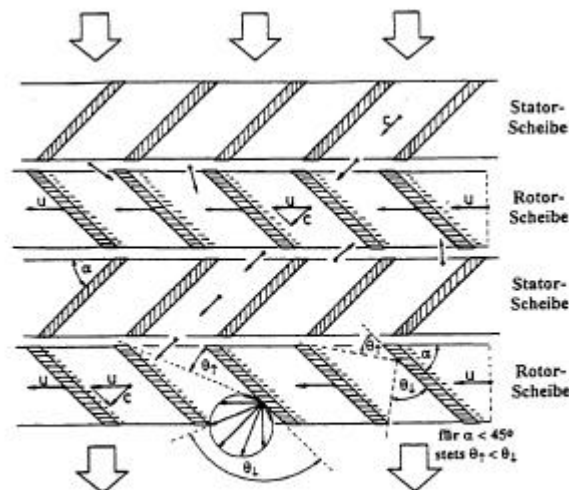


Abb. (6.2): Pumpwirkung von Turbo-Molekularpumpen

### 6.3 Druckmessung

Die Ionenquelle wird mit einem Druck von  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar betrieben. Hinter der Ionenquelle herrscht beim Funneling-Experiment im Betrieb ein Druck von  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar. Diese Druckbereiche können nicht von einem einzigen Druckmeßgerät abgedeckt werden. Die Funktion der benutzten Geräte wird im folgenden Kapitel erklärt. Man unterscheidet zwischen direkter und indirekter Druckmessung. Bei direkter Druckmessung wird direkt die Kraft auf eine durch das Vakuum beeinflusste Fläche gemessen. Indirekte Messungen nutzen andere Eigenschaften des Vakuums (Wärmeleitfähigkeit, Ionisierbarkeit, Reibungen etc.).

#### Das Wärmeleitungs-Vakuummeter

Das Wärmeleitungs-Vakuummeter, auch Pirani-Vakuummeter genannt, wird vor allem in der Ionenquelle verwendet. Es nutzt die in gewissen Druckbereichen sich mit dem Druck ändernde Wärmeleitfähigkeit. Ein stromdurchflossener Draht gibt die in ihm erzeugte Wärme an das umgebende Gas ab (Abb. 6.3). Hält man den Draht auf einer konstanten Temperatur, dient der durch den Draht fließende Strom als Maß für den Gasdruck.

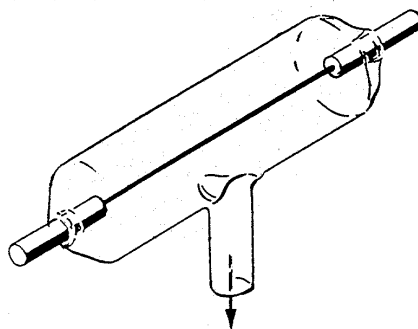


Abb. (6.3): Schematische Darstellung eines Wärmeleitungs-Vakuummeters. Dargestellt ist der Heizdraht sowie der Anschluß an den Rezipienten.

Die Anzeige des Meßgerätes ist Gasartabhängig und für Stickstoff oder Luft kalibriert. Wird der Druck bei anderen Gasen bestimmt, so ist der wahre Druck Kalibrierkurven zu entnehmen.

Mit dem Wärmeleitungs-Vakuummeter wird der Druck in der Ionenquelle gemessen.

### Ionisations-Vakuummeter

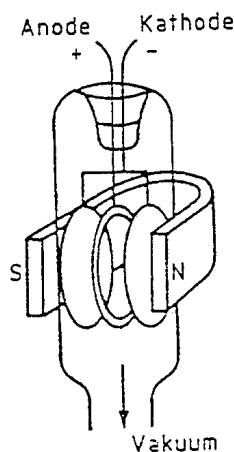


Abb. (6.4): Penning Ionisations-Vakuummeter

Ionisations-Vakuummeter messen den Druck über die Teilchenanzahl. Hier wird zwischen einer Kathode und einer Anode eine Hochspannung in der Größenordnung von 2 kV angelegt. Ionen werden in diesem elektrischen Feld beschleunigt und ionisieren Restgasteilchen (Abb. 6.4). Der entstehende Ionenstrom dient als Maß für den vorhandenen Druck.



## 7 Das Funneling-Experiment

### 7.1 Die Ionenquellen mit Linsensystem

Zur Erzeugung der Ionenstrahlen wurden zwei identische Multicusp-Ionenquellen benötigt. Diese Quellen wurden von K. N. Leung (Lawrence Berkeley National Laboratory) entwickelt und gebaut.

Das elektrostatische Linsensystem wurde von R. Keller, LBNL, entworfen, berechnet und in der institutseigenen Werkstatt gefertigt.

### 7.2 Der Versuchsaufbau

Zur Versorgung der Ionenquelle mit Strom müssen sich die Netzteile und alle anderen mit der Ionenquelle verbundenen Geräte auf der Extraktionsspannung von 4 kV befinden. Zum Schutz der bedienenden Person sowie zur Vermeidung von Überschlügen stehen alle Netzteile in einem isolierten Rahmen, dieser in einem Metallkäfig. Damit ist gewährleistet, daß während des Betriebs der Ionenquelle niemand in Kontakt mit der Extraktionsspannung kommt.

Die Spannungsversorgung der Netzteile übernimmt ein Trenntransformator, dessen eine Wicklung auf die Extraktionsspannung gelegt wird (vgl. Foto 7.1).

### 7.3 Die Multicusp-Ionenquellen und deren Betrieb

Die Plasmakammer der benutzten Multicusp-Ionenquelle hat einen Durchmesser von 50 mm und eine Länge von 64 mm. Diese Ionenquelle ist damit von den Abmessungen sehr klein, um nebeneinander am RFQ für die Strahlerzeugung zu sorgen.

In der Multicusp-Ionenquelle wird eine Glühkathode (Filament) durch einen Strom von bis zu 40 A erhitzt. Die aus Wolfram bestehende Glühkathode hat einen Durchmesser von 0,5 mm und eine Länge von 6,5 cm. Beschleunigt werden die Elektronen durch Anlegen einer elektrischen Spannung mit dem positiven Pol auf der Plasmakammerwand. Diese Spannung wird in unserem Fall auf 100 V gehalten. Gesteuert wird der Strahlstrom der Ionenquelle unter anderem durch Regelung des Kathodenstromes.

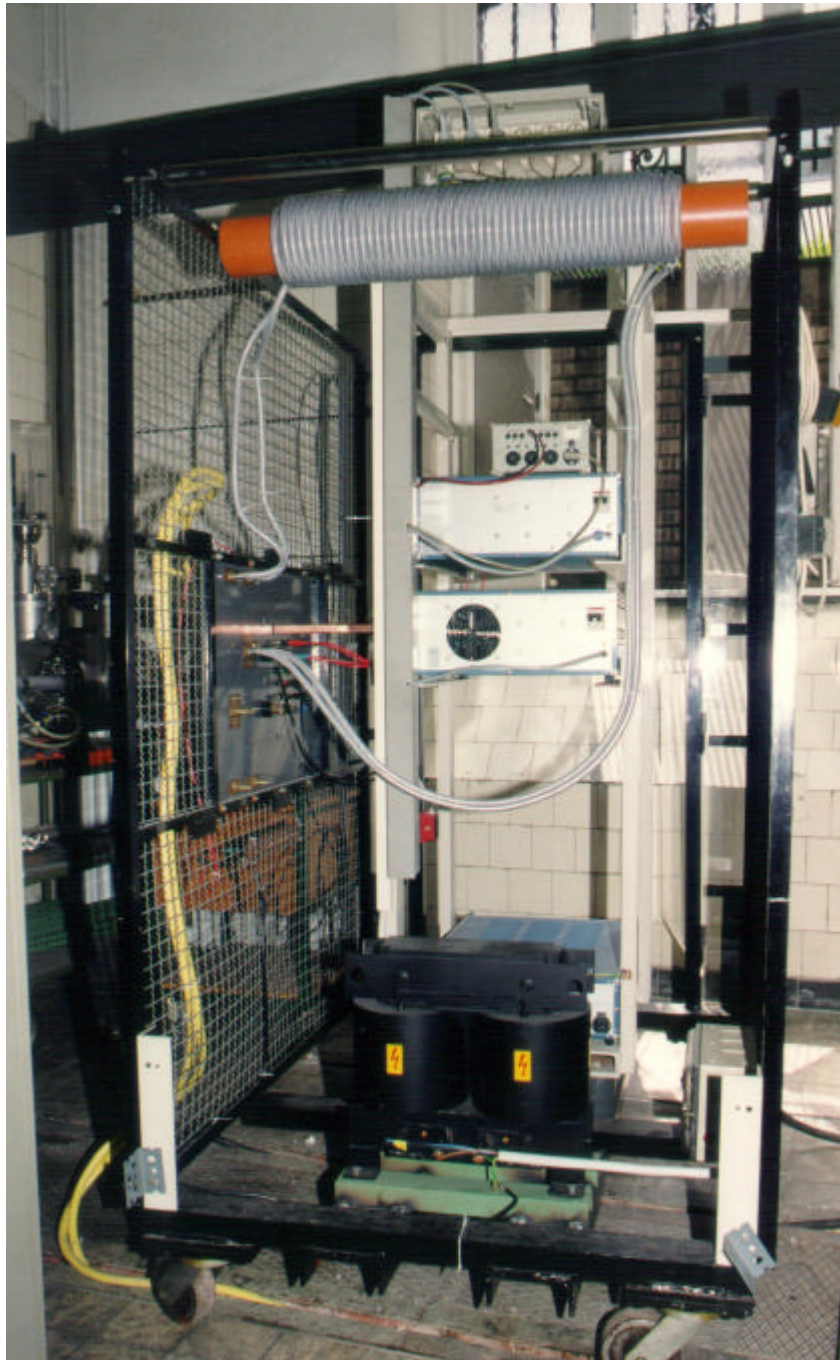


Foto (7.1) mit dem sogenannten Quellenturm. Der innere weiße Metallrahmen ist gegenüber dem Turm isoliert aufgestellt und kann durch ein externes Netzteil auf die Extraktionsspannung von 4 kV gelegt werden. Im Metallrahmen befinden sich die Netzteile für den Kathoden- und Bogenstrom. Im oberen Teil ist die lange Kunststoffleitung der Wasserversorgung aufgewickelt. Diese gestattet im Kühlwasser einen Spannungsabfall über eine große Strecke. Im unteren Teil des Turmes erkennt man den Trenntransformator, der die im Turm auf Extraktionsspannung liegenden

Netzteile und andere Geräte mit Strom versorgt. Bedient werden die Netzteile an der vom Betrachter abgewandten Seite des Fotos mittels PVC Stangen.

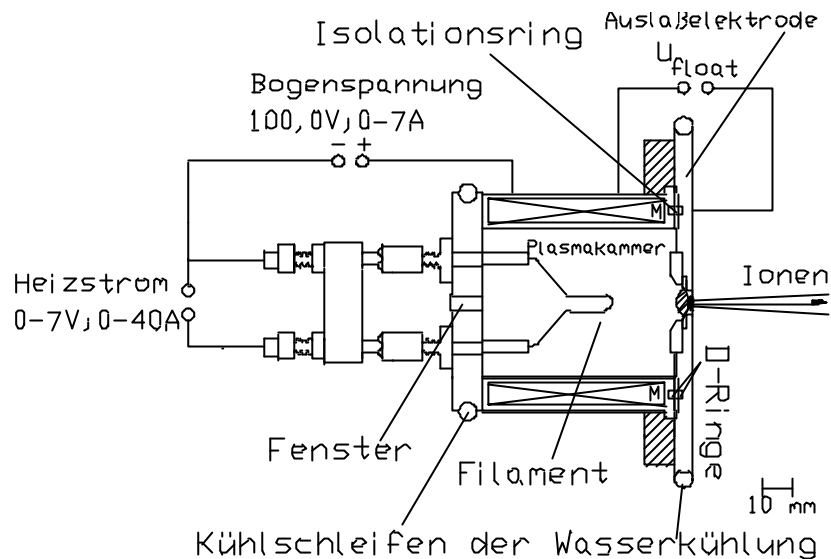


Abb. (7.1): Schematische Darstellung der Multicusp-Ionenquelle. Zu erkennen sind die Stromversorgung der Glühkathode sowie die Bogenstromversorgung von 100 V. Um die Plasmakammer sind die wassergekühlten Magnete, im Bild mit M abgekürzt, angeordnet. Zwischen Plasmakammer und Auslaßelektrode befindet sich ein Isolationsring, wodurch die Auslaßelektrode floaten kann. Diese Spannung  $U_{float}$  beträgt bis zu -110 V. Im hinteren Flansch der Ionenquelle befindet sich ein Fenster, durch das das Plasma beobachtet werden kann.

Besonders die Magnete der Multicuspquelle sind gegenüber hohen Temperaturen empfindlich. Zur Kühlung werden die Magnete, die Auslaßelektrode sowie die Stromzufuhr der Glühkathode von Wasser durchströmt. Dieses Kühlwasser liegt wie die Ionenquelle auf einer Spannung von 4 kV. Damit haben die einfach geladenen Ionen eine Energie von 4 keV. Dies ist die Eingangsenergie, die der Beschleuniger erwartet. Um die Ionenquelle mit dem auf Erdpotential liegenden Wasserleitungen zu verbinden, werden wie im Foto 7.1 dargestellt, Wasserleitungen zu langen Wicklungen verbunden.

Die Multicusp-Ionenquellen wurden mit Helium als Quellengas betrieben. Als gasförmiger Stoff braucht es in der Quelle nicht verdampft zu werden und kann auch an keinem Ort kondensieren. Helium ist ungiftig, reaktionsunfreudig und nicht explosiv. Die Heliumionen sind mit  $q=+1$  einfach geladen. Um ein Heliumatom zweifach zu ionisieren, muß ein einfach geladenes Helium-Ion ein zweites mal getroffen werden. Diese Trefferwahrscheinlichkeit ist zu klein.

Zur Regelung des Quellendruckes wurde an einem der hinteren KF-Flansche der Ionenquelle mit einem Piranidruckmeßkopf der Druck gemessen. Das Quellendruckanzeigergerät gibt je nach dem angezeigten Druck eine Spannung zwischen 0 und 10 Volt ab. Diese Spannung wird dem Druckregelgerät RVG 040 der Firma Balzers zugeführt, das ein Regelventil an der Ionenquelle öffnet und schließt. Bei einem Druck in der Plasmakammer von  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar oder 1,5 Pa wurde ein maximaler Strahlstrom festgestellt.

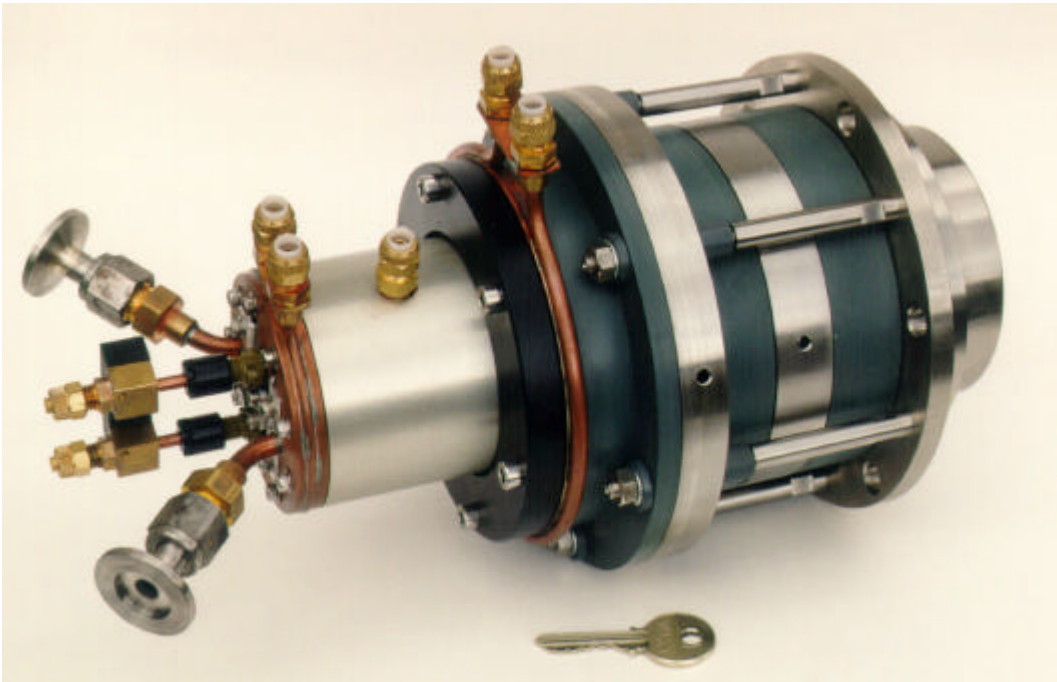


Foto (7.2) mit der im Experiment verwendeten Muticusp-Ionenquelle mit Linsensystem. Die fünf nach oben stehenden Anschlüsse dienen der Wasserversorgung. Die KF-Flansche werden zur Versorgung der Ionenquelle mit Heliumgas sowie zur Gasdruckmessung verwendet. Zwischen den KF-Flanschen sieht man die wassergekühlte Stromversorgung für die Glühkathode. Im vorderen Bildteil sieht man das Linsensystem. Die 4 mm Bohrungen dienen als Aufnahme für Bananenstecker, die die Spannungsversorgung der Linsen übernehmen. Der im Bild rechte Flansch dient zur Montage an den Emittanzmeßstand sowie zur Befestigung an den Beschleuniger.

#### 7.4 Das elektrostatische Linsensystem

Zur Strahlextraktion wird ein elektrostatisches Diodensystem verwendet (vgl. Abb. 7.2). Die technischen Daten sind in Tab. 7.1 dargestellt.

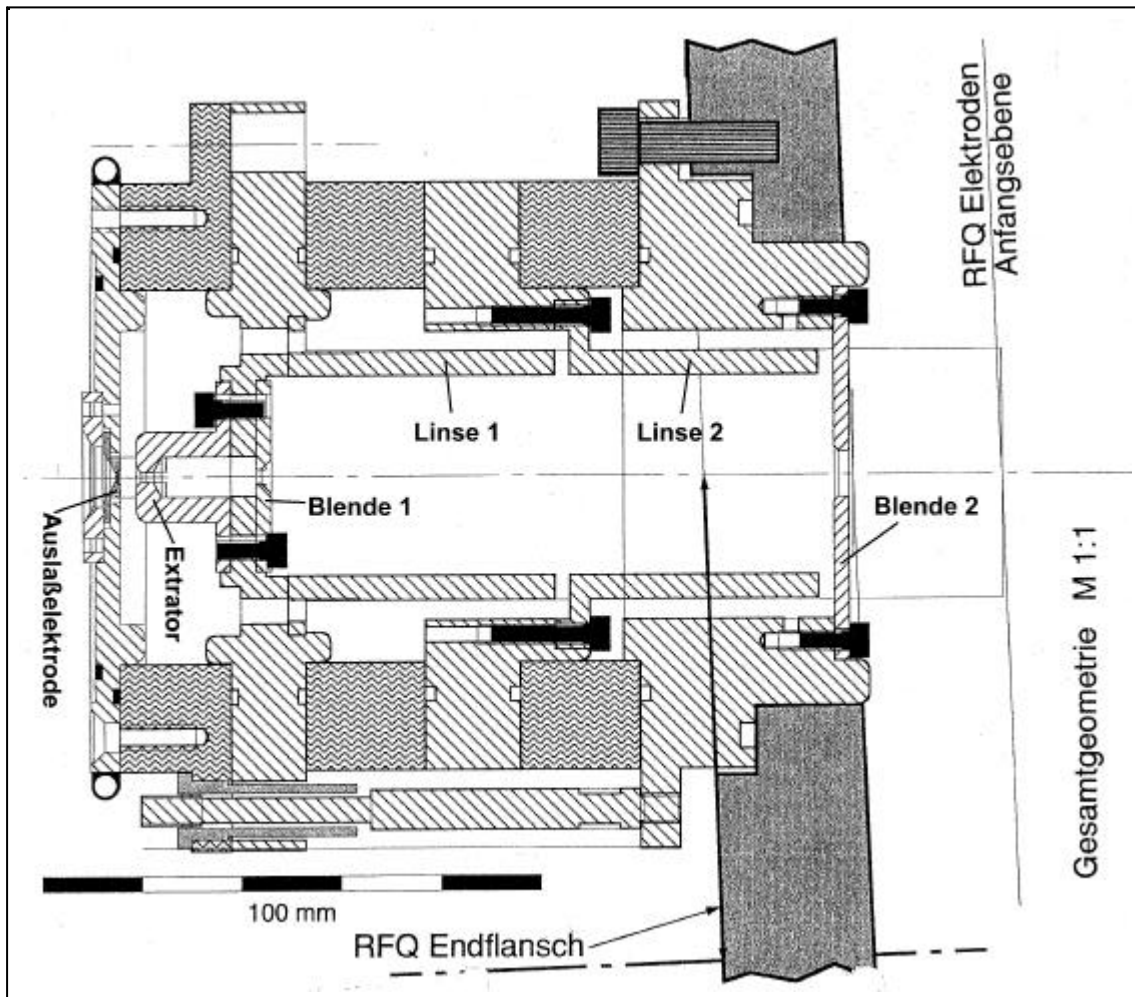


Abb. (7.2): Technische Zeichnung des elektrostatischen Linsensystems

|   |                  | Material |
|---|------------------|----------|
| Durchmesser der Auslaßelektrode               | 3 mm             | Elkonite |
| Durchmesser des Extrators                     | 2mm              | Elkonite |
| Abstand zwischen Auslaßelektrode und Extrator | 3,54 mm          |          |
| Eingangsdurchmesser von Blende 1              | 3,8 mm           | Elkonite |
| Innendurchmesser der Linse 1                  | 40 mm            | Kupfer   |
| Länge Linse 1                                 | 53 mm            | Kupfer   |
| Innendurchmesser der Linse 2                  | 40 mm            | Kupfer   |
| Länge Linse 2                                 | 50 mm            | Kupfer   |
| Eingangsdurchmesser Blende 2                  | 9 mm             | Kupfer   |
| Spannung Extrator/Linse 1                     | -1,5...-5 kV     |          |
| Spannung Linse 2                              | + 3,67...+3,69kV |          |

Tab. (7.1): Technische Daten des Linsensystems. Elkonite ist eine Legierung aus Wolfram und Kupfer (70%W / 30% Cu)

Der Strahlverlauf im Linsensystem wurde mit IGUN nachgerechnet. IGUN ist ein Simulationsprogramm, mit dem man Strahlenverläufe in elektrostatischen Linsensystemen simulieren kann. Dies ermöglicht, ohne Anfertigung von Prototypen, Modelleigenschaften der Geometrie zu erkennen.

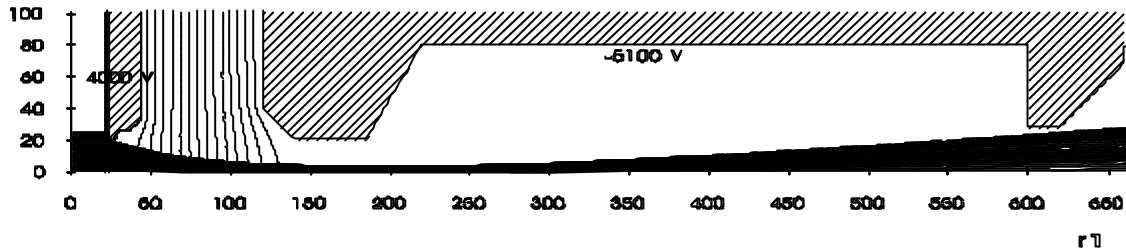


Abb. (7.3): IGUN-Rechnung des Strahlverlaufs im elektrostatischen Linsensystem. Die Strahlenergie beträgt 4 keV, der Strahlstrom 1,25 mA. Die Spannung am Extrator beträgt -5,1 kV. Abbildung 7.4 zeigt die Anschlußrechnung

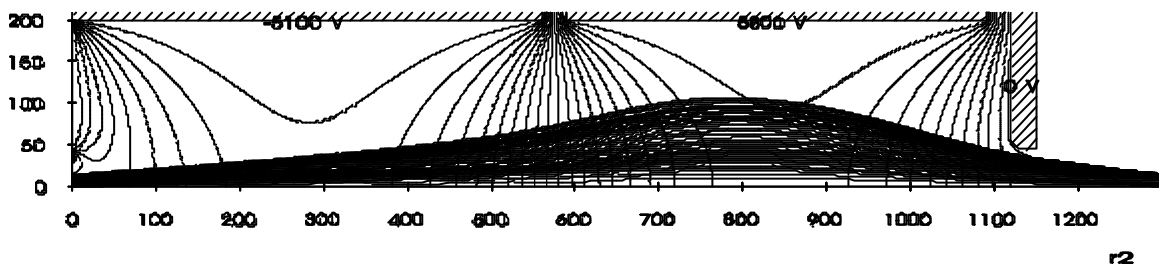


Abb. (7.4): Anschlußlauf der oberen IGUN-Rechnung. Die Spannung an der Linse 1 beträgt -5,1 kV, die der Linse 2 +5,8 kV.

Abb. 7.3 und 7.4 stellen den Strahlverlauf im elektrostatischen Linsensystem dar. Der Strahl wird vom Extrator beschleunigt und weitet sich nach Verlassen von Blende 1 auf. Nach einer Verzögerung durch Blende 2 wird der Strahl wieder auf die geometrische Symetrieachse beschleunigt und in den Fokus fokussiert. Zur Ausblendung eines Großteils des Strahlhalos ist am Ende des Extrators die Blende 1 eingebracht, die einen Eingangsdurchmesser von 3,8 mm hat.

Nach [19] sind elektrostatische Linsensysteme leichter zu handhaben und kostengünstiger als magnetische Linsensysteme. Bei den elektrostatischen Linsensystemen ergeben sich jedoch Probleme durch Aberrationen bei einem hohen Füllgrad der Linsen. Sie entstehen durch nicht lineare Felder und führen zu den auch später gemessenen Filamentierungen im Phasenraum. Im 2-dimensionalen Phasenraum bilden sich Spiralfiguren aus (vgl. Abb. 8.2), welche die RMS-Emittanz vergrößern.

Zur Darstellung des extrahierten Ionenstrahls im Rezipienten der Emittanzmeßanlage wurde Argon bis zu einem Druck von  $10^{-5}$  mbar in das Restgas eingelassen. Der Ionenstrahl wurde durch ein Vakuumfenster fotografiert. Foto 7.3 zeigt die Aufnahme des Restgasleuchten. Der Strahl verläßt auf der linken Seite das Injektionssystem. Deutlich zu erkennen ist der Fokus des Ionenstrahls. Die Driftlänge beträgt 15 cm.

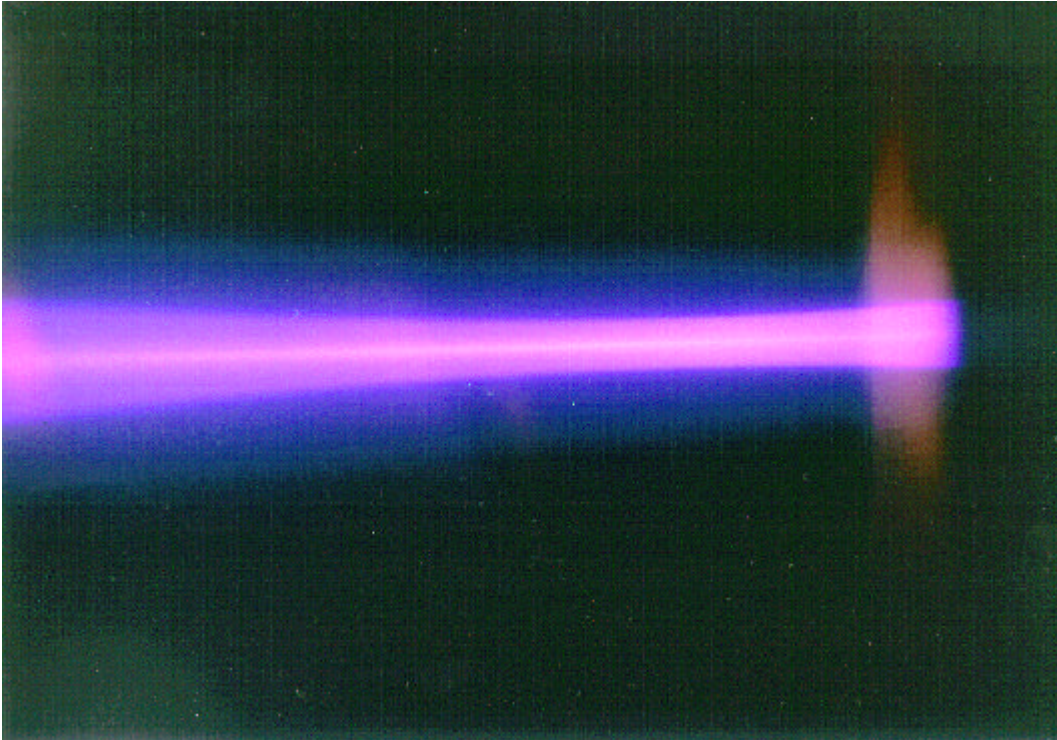


Foto (7.3): Aufnahme des extrahierten He<sup>+</sup>-Strahls mit Argon als Restgas. Der Strahl bewegt sich von links nach rechts auf seinen Fokus zu. Die Aufnahme wurde durch ein Vakuumfenster bei einem Vakuumdruckdruck von 10<sup>-5</sup> mbar aufgenommen. Die Länge des Strahls beträgt etwa 15 cm.

## 7.5 Der RFQ-Beschleuniger

Der **R**adio **F**requenz **Q**uadrupole (RFQ) Beschleuniger wird aufgrund seiner gleichzeitigen Beschleunigung und Fokussierung vor allem im niederenergetischen Bereich eingesetzt. Beschleunigt und fokussiert werden die Teilchen durch ein elektrisches Feld, das durch vier modulierte Elektroden hervorgerufen wird. Die Elektroden sind dabei parallel zur Strahlachse angeordnet, wobei sich gegenüberliegende Elektroden auf gleichem, benachbarte auf entgegengesetztem Potential befinden (vgl. Abb. 7.5).

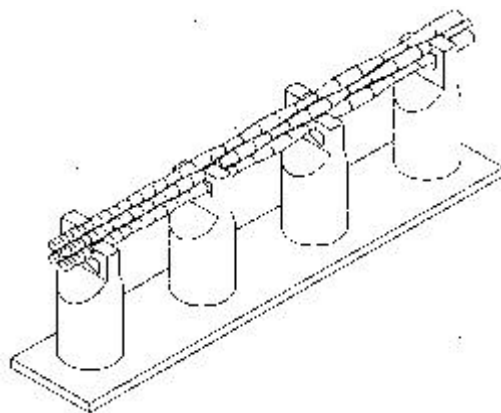


Abb. (7.5): Four-Rod-RFQ

Beispiele für diese Beschleuniger sind die von A. Schempp am IAP in Frankfurt entwickelten Four-Rod-RFQ Beschleunigertypen [25]. Sie bestehen im wesentlichen aus einer Grundplatte, auf die Stützen befestigt werden. An diesen Stützen befinden sich die modulierten Elektroden. Dieses System aus Grundplatte, Stützen und Elektroden bildet ein schwingungsfähiges System, vergleichbar dem eines elektrischen RLC-Schwingkreises mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ .

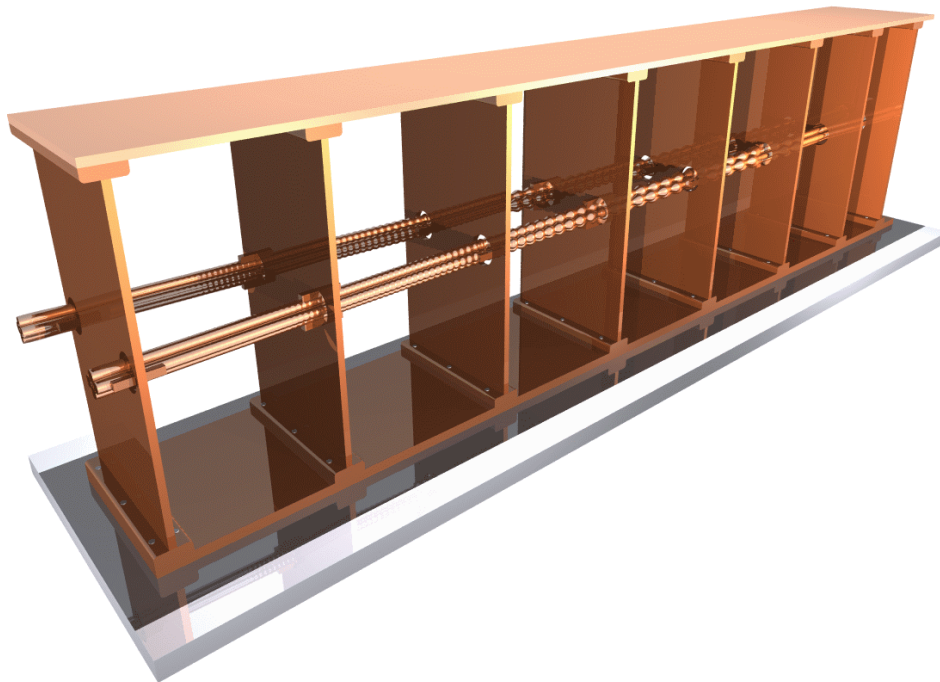


Abb. (7.6) zeigt eine Zeichnung des Zweistrahl RFQ. Die Beschleunigung erfolgt von links nach rechts. Die Strahlachsen des RFQ laufen mit einem Winkel von 76 mrad zueinander, um die Ionenstrahlen in den Funneling-Deflektor zu fokussieren.

Abbildung 7.6 zeigt eine Zeichnung des Zweistrahl RFQ. Er besteht aus zwei Beschleunigern, die auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert sind. Zur besseren Symmetrie sind die Stützen des RFQ am oberen wie unteren Ende auf Platten befestigt. Das Injektionssystem wird direkt am Vakuumtank befestigt (vgl. Foto 7.4) und schießt den Strahl im einem Winkel von 76 mrad in den RFQ ein. Die technischen Daten des RFQ sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt.



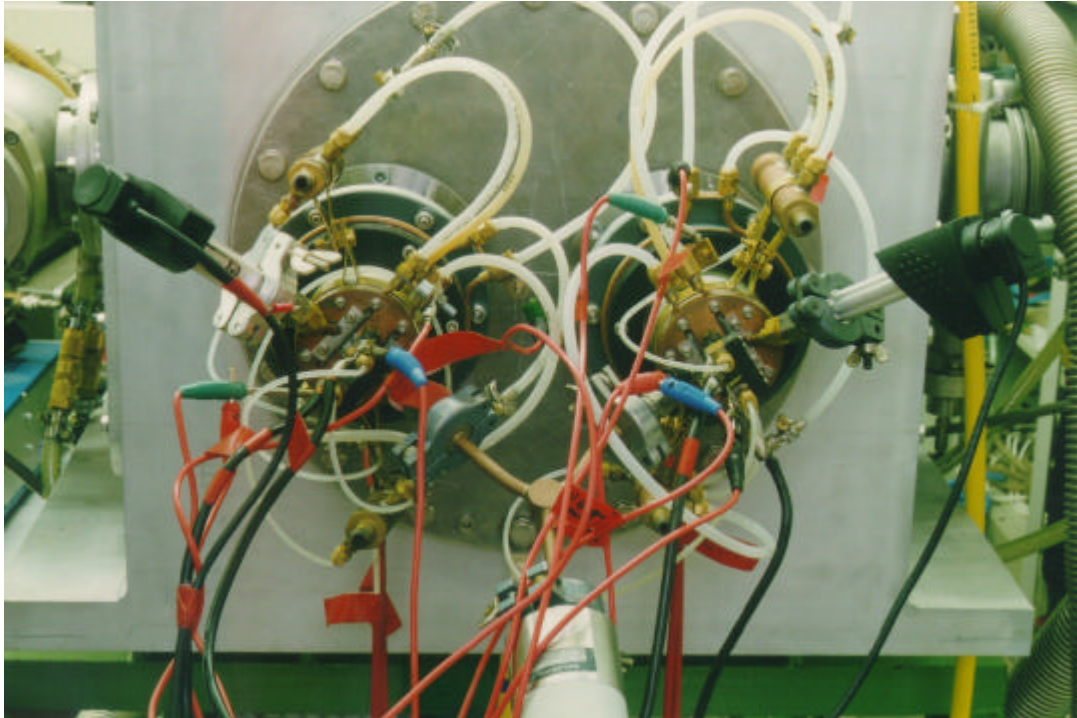


Foto. (7.4): Zu erkennen sind die beiden an den Rezipienten des RFQ geschraubten Multicusp-Ionenquellen. Im unteren Teil ist das Regelventil der Quellendruckregelung zu erkennen, dahinter die Gasverteilung. Links und rechts erkennt man die Pirani-Druckmeßgeräte.

Foto 7.4 zeigt den experimentellen Aufbau der Multicusp-Ionenquellen an den RFQ. Beide Quellen werden von einem Regelventil mit Heliumgas versorgt. Damit ist für gleichen Druck in den Ionenquellen gesorgt.

## 7.6 Der Funneling-Deflektor

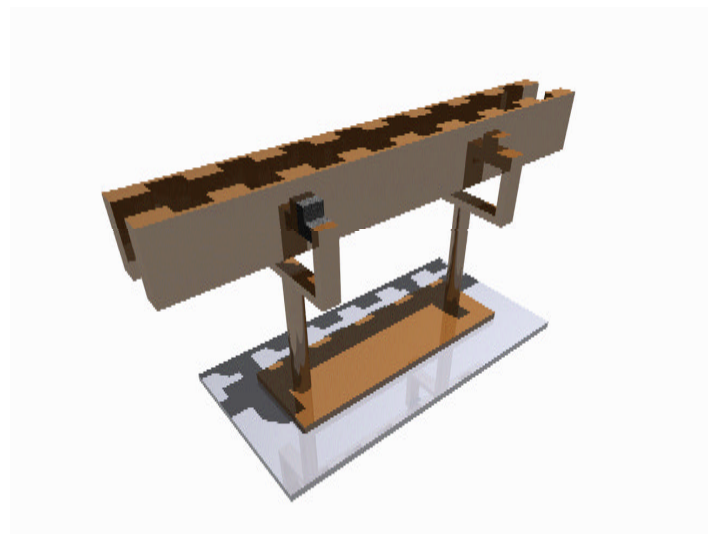


Abb. (7.7): Zeichnung des Funneling-Deflektors. Durch die Hochfrequenz von 54 Mhz sind die Platten des Deflektors entgegengesetzt geladen. Ein vom linken Strahlkanal

des RFQ kommender Bunch wird durch die positive Ladung der Platte zurückgedrängt.  
Die Bunche gehen auf eine gemeinsame Bahn.

Abbildung 7.7 zeigt den Funneling-Deflektor. Er wird mit der gleichen Frequenz des Beschleunigers von 54 MHz betrieben. Durch die Hochfrequenz sind die Platten des Deflektors entgegengesetzt geladen. Ein aus dem linken Strahlkanal des RFQ kommender Bunch sieht damit ein elektrisches Feld, das ihn auf die Symmetrie- achse „biegt“.

Tabelle 7.2 zeigt die Parameter des Zweistrahl RFQ und des Funneling-Deflektors. Das Funneling Experiment wird am IAP mit Helium als Ion verwendet. Die Realisierung der HIDIF-Studie geschieht mit Wismut.

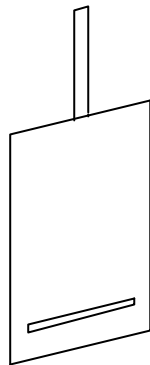
| <b>Zweistrahl RFQ</b>      | <b>He<sup>+</sup></b> | <b>Bi<sup>+</sup></b> |
|----------------------------|-----------------------|-----------------------|
| Resonanzfrequenz [MHz]     | 54                    | 27                    |
| Elektrodenspannung [kV]    | 10,5                  | 180                   |
| Q <sub>0</sub> -Wert       | 2.000                 | 3.000                 |
| T <sub>in</sub> [keV]      | 4                     | 230                   |
| T <sub>out</sub> [MeV]     | 0,16                  | 12,54                 |
| Länge [m]                  | 2                     | 16                    |
| Winkel der Achsen [mrad]   | 76                    | 76                    |
| <b>Funneling-Deflektor</b> |                       |                       |
| Resonanzfrequenz [MHz]     | 54                    | 27                    |
| Voltage [keV]              | 6                     | 273                   |
| Länge [cm]                 | 54                    | 233                   |

Tab. (7.2): Parameter des RFQ und des Funneling-Deflektor

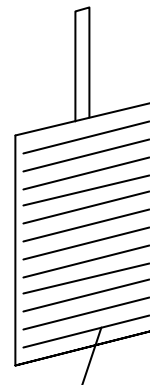
## 7.7 Beschreibung der Emittanzmeßanlage

Zur Bestimmung der Emittanz der von den Ionenquellen erzeugten Ionenstrahlen wurde eine Messung nach dem Schlitz-Schlitz Prinzip vorgenommen, wobei der zweite Schlitz zur Registrierung von Ionen durch Drähte ersetzt wurde.

Schlitz



Gitter



einzelner Draht

Abb. (7.8): Schematische Darstellung von Schlitz und Gitter der Emittanzmeßanlage

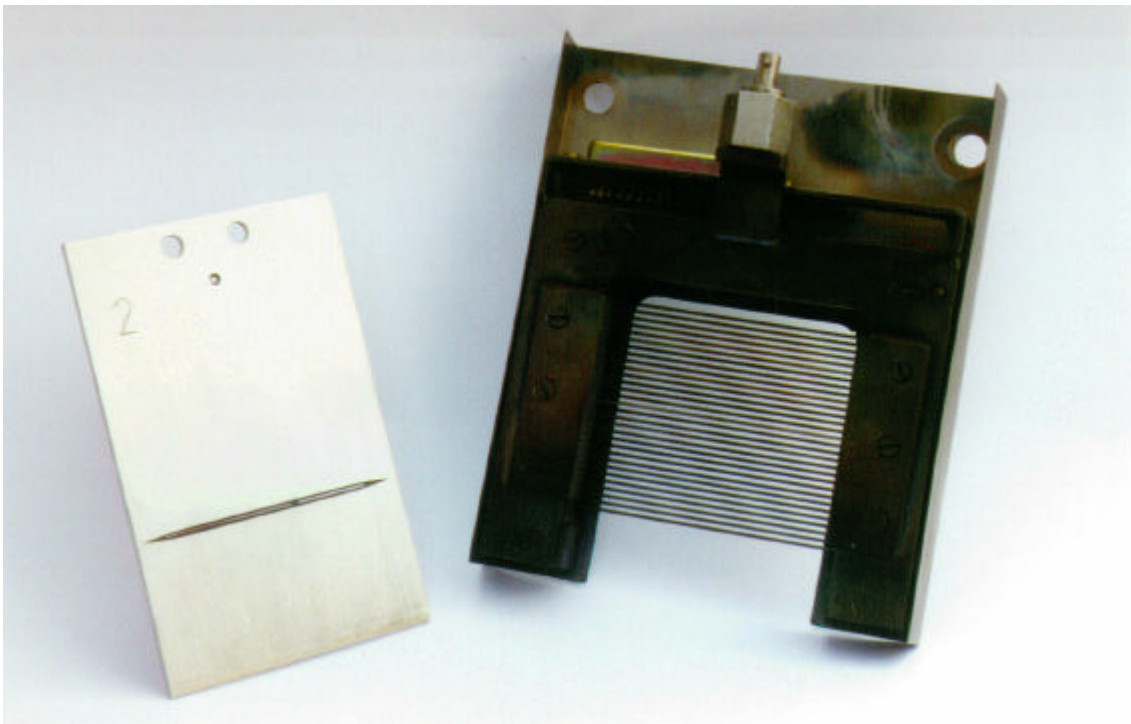


Foto (7.5): Fotografie von Schlitz (links) und Gitter (rechts). Das dargestellte Gitter besitzt 30 Drähte mit 1 mm Drahtdurchmesser und diente nur fotografischen Zwecken. Das im Experiment verwendete Gitter hatte 60 Drähte bei 0,1 mm Durchmesser und einem Drahtabstand von 1 mm.

Bei dieser Anordnung werden Schlitz und Gitter in diskreten Schrittweiten von oben nach unten durch den Strahl gefahren. Schlitz und Gitter befinden sich an der Emittanzmeßanlage des IAP an zwei separaten Vakuumdurchführungen. Diese werden von Schrittmotoren angetrieben.

Die Software der Emittanzmeßanlage steuert die gesamte Messung. Zuvor müssen die Parameter der Anlage im Softwareprogramm eingestellt werden. Diese sind unter

anderem die Schlitzhöhe, die Anzahl der Drähte, der Drahtabstand, der Drahtdurchmesser sowie der Abstand von Schlitz und Gitter (vgl. Abb. 7.9).

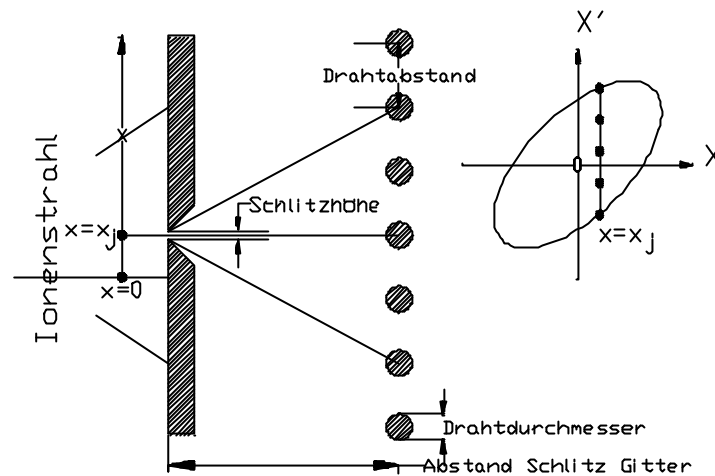


Abb. (7.9): Dargestellt ist der Schlitz am Meßpunkt  $x_j$  sowie das Gitter. Als Parameter für den Schlitz ist die Schlitzhöhe zu nennen, für das Gitter der Drahtdurchmesser und deren Abstand

## 7.8 Die Emittanzmessung

Der Schlitz fährt zu Beginn der Messung an eine Position  $x_i$ . Dort blendet er den Ionenstrahl bis auf einen Teilstrahl, der der Schlitzhöhe entspricht, aus. Der Strahl bewegt sich nun, nach dem Satz von Liouville (vgl. Kap. 4.3) ohne seine Emittanz zu ändern, in Richtung des Gitters.

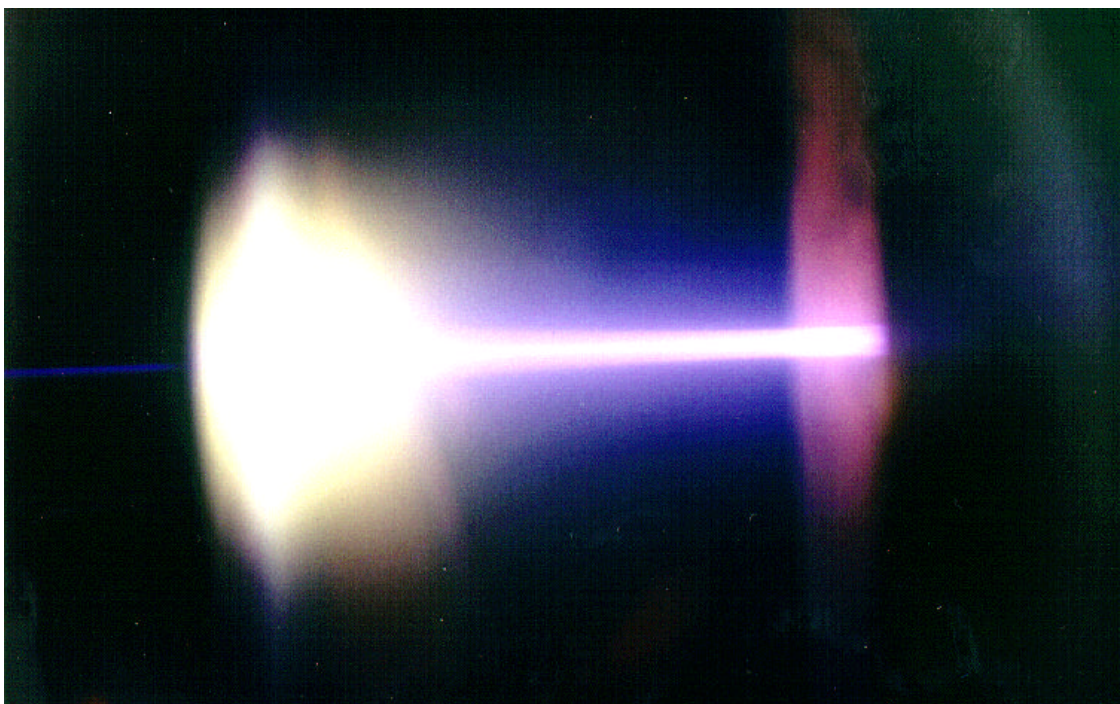


Foto (7.6): Das Bild zeigt den auf den Schlitz von rechts auftreffenden Ionenstrahl. Hinter dem Schlitz erkennt man den Teilstrahl, der in Richtung des Gitters driftet.

Trifft ein geladenes Teilchen auf einen Draht auf, fließt Ladung zur Neutralisation nach. Dieser Neutralisationsstrom ist ein Maß für den Ionenstrom. Durch die Position des Drahtes, der durch den Drahtabstand, den Drahtdurchmesser sowie den Abstand zwischen Schlitz und Gitter definiert wird, bestimmt die Anlage den Winkel  $x'_j$ .

Der Strahl wird von oben nach unten durchfahren. An jeder Stelle  $x_j$  des Schlitzes werden alle Winkel bestimmt, an denen geladene Teilchen auf einen Draht auf-treffen. Daraus ergeben sich die später dargestellten Emittanzbilder.

Treffen neutrale Teilchen genügend hoher Energie auf das Gitter, so lösen diese Sekundärelektronen aus dem Draht aus. Diese werden registriert und im Emittanzdiagramm als Neutralteilchenstrahl dargestellt.

Um den Phasenraum vollständig auszumessen, sollte die Schrittweite des Schlitzes der Schlitzhöhe entsprechen. Ist die Schrittweite kleiner, werden Teile des Phasen-raumes doppelt gemessen. Die Software erlaubt die Veränderung der Schrittweite des Schlitzes. Die Schlitzhöhe läßt sich durch Austausch des Schlitzes variieren. Mit zunehmender Schlitzhöhe steigt der Strom auf dem Gitter. Dies kann bei hohen Strömen zu einer Überhitzung und damit zu einer Zerstörung des Gitters führen. Außerdem sinkt die Auflösung der Anlage.

Auch der Schlitz ist thermischen Belastungen ausgesetzt. Diese können zu einer Ausdehnung des Schlitzes und damit zu einer undefinierten Schlitzhöhe führen, welche die Messung verfälschen. Aus diesem Grund stehen teilweise wassergekühlte Schlitzze zur Verfügung.

Zur Abschirmung des Schlitzes besteht außerdem die Möglichkeit, eine Blende vor den Schlitz zu montieren. Diese nimmt einen Großteil des Strahles auf, der Schlitz ist thermisch weniger belastet (vgl. [12]).

Grundsätzlich sollte vor Beginn der Messung überprüft werden, ob der Schlitz und die Drähte des Gitters parallel zueinander sind. Dies kann durch die hintere Öffnung der Emittanzmeßanlage kontrolliert und durch Ausrichten des Schlitzes eingestellt werden. Haben Schlitz und Drähte einen Winkel zueinander, so würde ein Teilstrahl mit einem Winkel  $x'_j$ , der nur einen einzigen Draht treffen würde, auf mehrere Drähte auftreffen. Statt eines Winkels würden mehrere angezeigt, die gemessene Emittanz wird zu groß.

## 7.9 Der Emittanzmeßstand

Die Schlitzhöhe des verwendeten Schlitzes betrug 0,15 mm. Das Gitter hat 60 Drähte mit 0,1 mm Durchmesser und einen Drahtabstand von 1 mm. Der Abstand zwischen Ende des Linsensystems und dem Schlitz betrug 5 cm.

Evakuiert wurde die Emittanzmeßanlage durch eine luftgekühlte Turbomolekularpumpe Typ 5400 der Firma Alcatel mit einem Saugvermögen von 430 l/s für Stickstoff. Als Vorpumpe wurde eine zweistufige Drehschieberpumpe von Balzers verwendet. Der Enddruck wurde nach 5-7 Tagen Pumpzeit mit  $1,5 \cdot 10^{-7}$  mbar mit einem Penning Vakuummeter gemessen.

## 7.10 Messung des Strahlstromes mit einer Faradaytasse

Zur Messung des Strahlstromes wurde eine sogenannte Faradaytasse verwendet. Diese war an einem Vakuumflansch des Emittanzmeßstandes befestigt, und konnte zur Messung mittels eines Preßluftzylinders in den Strahlengang gefahren werden.

Trifft der Ionenstrahl auf die Faradaytasse, so lädt sich diese auf. Die Faradaytasse ist über eine Leitung geerdet. Ist ein Strommeßgerät in die Leitung zwischen Tasse und Erde in Reihe eingebaut, so ist der Neutralisationsstrom in erster Näherung der Strahlstrom der Ionenquelle.

Diese Schaltung hat den Nachteil, daß bei einer Unterbrechung der Erdleitung sich Teile der Meßleitung bis auf die Extraktionsspannung aufladen können. Aus diesem Grund wurde im Experiment der Strom über den Spannungsabfall an einem  $10\text{k}\Omega$  Widerstand gemessen. Bei einer Unterbrechung der Leitung fließt die Ladung der Tasse immer über den Widerstand ab. Damit werden gefährliche Spannungen vermieden.

Treffen Ionen genügend hoher Energie auf die Tasse, so werden Sekundärelektronen ausgelöst. Dieser Strom vergrößert den gemessenen Strahlstrom. Durch Anlegen einer negativen Spannung von ca.  $-700\text{ V}$  schiebt man Elektronen in die Tasse zurück.

## 8 Meßergebnisse

### 8.1 Aufnahme der Kennlinie der Faradaytasse zur Bestimmung der optimalen Spannung der Sekundärelektronenunterdrückung

Zur Aufnahme der Kennlinie der Faradaytasse lieferte ein Injektionssystem den Designstrom von 1 mA sowie einen kleineren Strahlstrom mit 0,53 mA. Die Spannung der Sekundärelektronenunterdrückung, im folgenden mit SED abgekürzt, wurde erhöht, bis sich der gemessene Strahlstrom nicht mehr änderte.

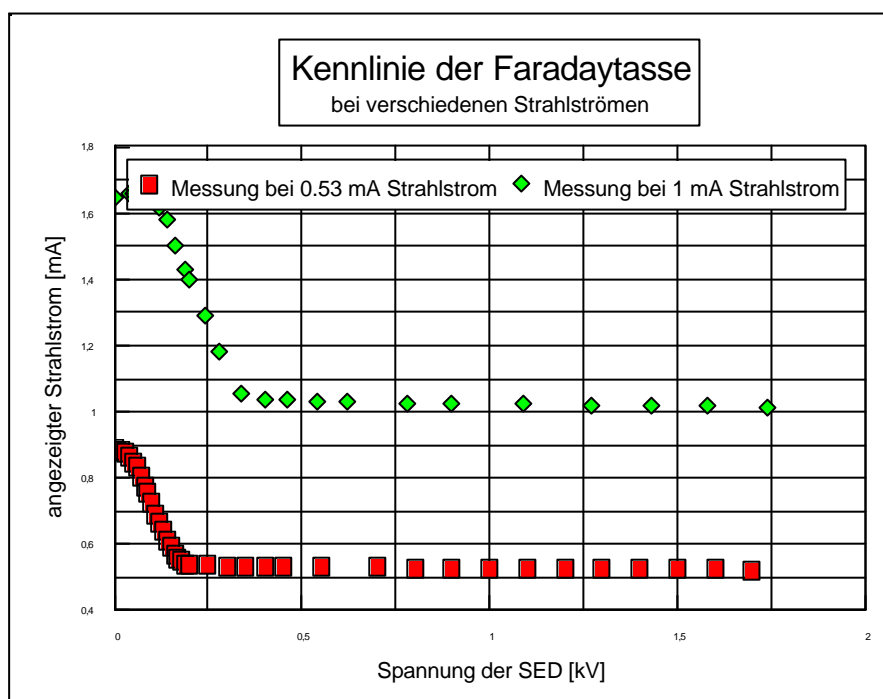


Abb. (8.1): Kennlinie der Faradaytasse bei 0,53 und 1 mA Strahlstrom.

Wie Abbildung 8.1 verdeutlicht, nähert sich der gemessene Strahlstrom ab einer SED-Spannung von -500 V seinem Endwert. Zur Sicherheit wurden jedoch die weiteren Strahlströme mit einer SED-Spannung von -700 V aufgenommen.

### 8.2 Erweiterung der Auslaßelektrode zur Erreichung des Designstromes von 1 mA

Der maximal erwartete Ionenstrom der Ionenquellen betrug 1 mA bei 4 kV Extraktionsspannung. Dieser wurde mit der gegebenen Anordnung nicht erreicht. Ab einem Kathodenstrom von 37 A erreichte das Bogenstromnetzteil seinen Maximalstrom mit 10 A. Die Lebensdauer der Glühkathode betrug bei diesen hohen Strömen nur wenige Minuten.

Aus diesem Grund wurde die Auslaßelektrode der Ionenquelle von 2 auf 3 mm sowie die Blende 1 des Linsensystem von 2,8 mm auf 3,8 mm (vgl. Abb. 7.2) erweitert. Danach wurden Strahlströme von bis zu 1,2 mA erreicht.

### 8.3 Darstellung der Emittanzmessungen

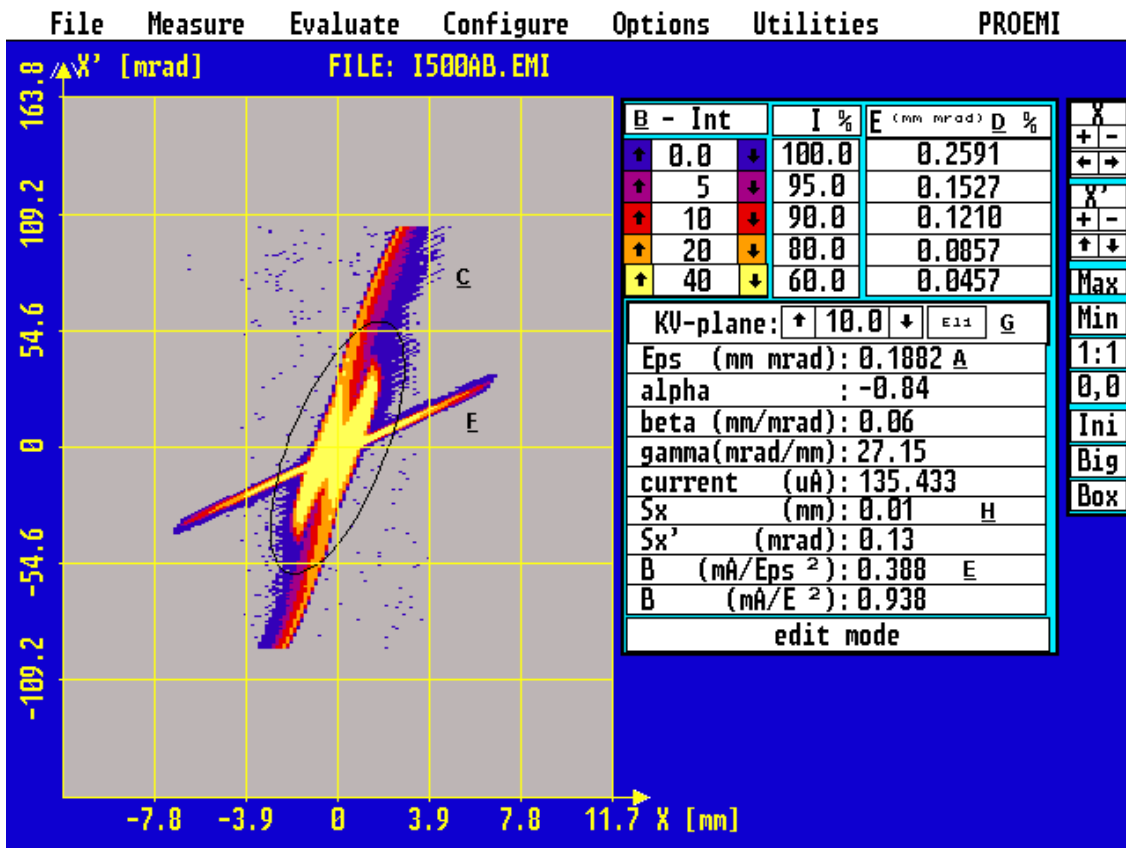


Abb. (8.2): 2-dimensionales Emittanzbild. Zu erkennen ist die normierte KV-Emittanz  $\underline{A}$  mit den Ellipsenparametern alpha, beta und gamma, die Schnittebenen-Leiste  $\underline{B}$ ,  $\underline{C}$  ist der Ionenstrahl,  $\underline{D}$  ist die Randemittanz mit prozentalem Verhältnis,  $\underline{E}$  ist die Brillanz berechnet aus der KV-Emittanz bzw. der Rand-Emittanz,  $\underline{F}$  ist der Neutralteilchenstrahl,  $\underline{H}$  oder  $S_x$ ,  $S_x'$  sind die Schwerpunktskoordinaten der Ellipse.

Abb. 8.2 zeigt ein 2-dimensionales Emittanzbild. Zu erkennen ist der am Ort der Messung divergente Ionenstrahl  $\underline{C}$  sowie der Neutralteilchenstrahl  $\underline{F}$ .  $\underline{A}$  ist die KV-Emittanz in der bei  $\underline{G}$  zu erkennenden Prozentzahl als Differenz zu 100 (10 bedeutet 90% Emittanz etc.).  $\underline{B}$  ist die Prozentangabe der Randemittanz  $\underline{D}$ .  $\underline{H}$  markiert die Schwerpunktskoordinaten der Ellipse und  $\underline{E}$  ist die Brillanz des Strahls.

Zur Demonstration der Stromverteilung im Strahl kann man die 3-dimensionale Verteilung nutzen (siehe Abb. 8.3).



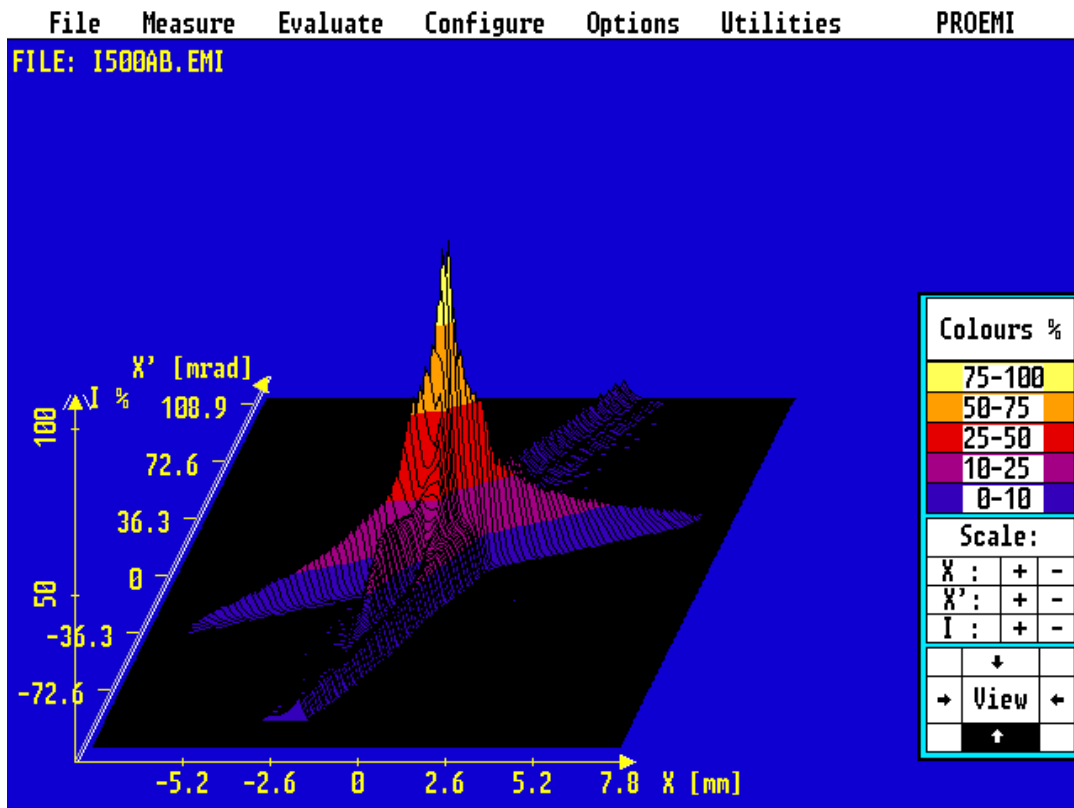


Abb. (8.3): 3-dimensionale Emittanzverteilung

Der Strom ist im geometrischen Zentrum des Strahls am größten und nimmt nach außen ab. Zu erkennen sind auch die Filamentierungen durch das elektrostatische Linsensystem.

#### 8.4 Die Emittanz des Injektionssystems

In Abb. 8.2 und 8.3 ist die Emittanz mit Neutralteilchenstrahl dargestellt. Die Emittanzmeßanlage kann den Ionen- und Neutralteilchenstrahl nicht unterscheiden. Aus diesem Grund vergrößert sich der gemessene Wert der Emittanz des Ionenstrahls. Das Programm der Emittanzmeßanlage bietet die Möglichkeit, den Neutralteilchenstrahl „wegzurechnen“. Damit verkleinert sich die Emittanz von Abb. 8.2 mit  $\varepsilon_{KV} = 0,1882$  mm mrad auf  $\varepsilon_{KV} = 0,0964$  mm mrad. Die Emittanz mit Neutralteilchenstrahl ist somit als Vergleich mit der Akzeptanz des Beschleunigers unbrauchbar, da dieser den Neutralteilchenstrahl nicht beschleunigen kann. Die eigentlich wichtige Emittanz ist die ohne Neutralteilchenstrahl. Dazu wurde im folgenden der Neutralteilchenstrahl mittels der Software der Emittanzmeßanlage entfernt. Da der Neutralteilchenstrahl und der Ionenstrahl sich im Ursprung überschneiden, kann der Neutralteilchenstrahl dort nicht entfernt werden. Die folgenden Emittanzen stellen damit die Emittanzen des Ionenstrahls dar.

Zur Messung der Emittanz des Injektionssystems wurde der Bogenstrom zur Erhöhung des Strahlstromes stufenweise in 0.5 A Schritten erhöht. Danach wurden die Spannungen an den elektrostatischen Linsen optimiert, bis der Strom in der Faradaytasse maximal wurde.

Das Ergebnis der Messung zeigt Abbildung 8.4.

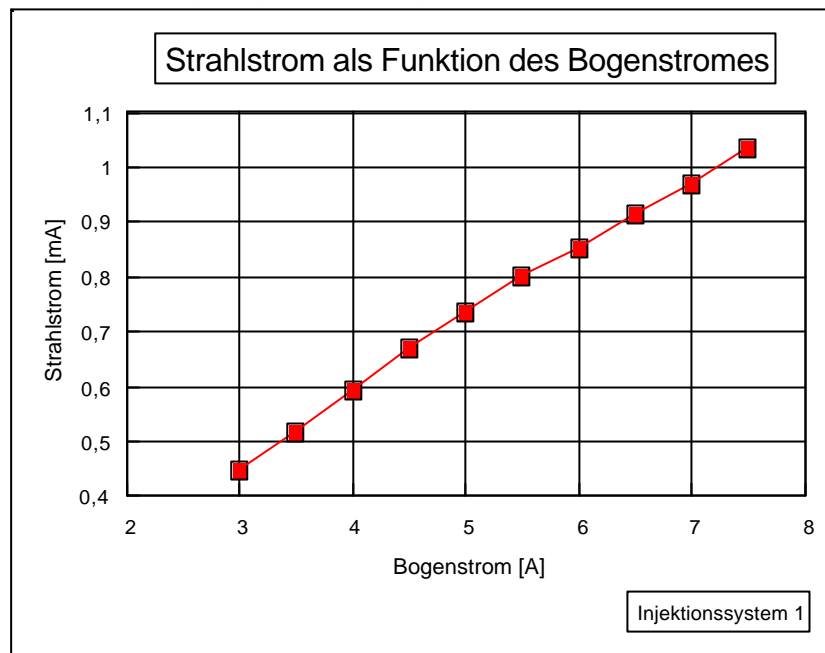


Abb. (8.4): Darstellung des Strahlstromes als Funktion des Bogenstrom von Injektionssystem 1

Der Strahlstrom steigt linear mit dem Bogenstrom an. Zum Erreichen eines Bogenstromes von 7,5 A wurde die Glühkathode von einem Strom von ca. 31 A durchflossen. Ab diesem Strom brannte die Glühkathode nach wenigen Minuten durch. Aus diesem Grund wurde die Messung ab einem Bogenstrom von 7,5 A abgebrochen. Würde dieser Strom nicht überschritten betrug die Lebensdauer der Glühkathode mehrere Stunden. Durch Abdampfen von Wolfram nach einem Einsatz von mehreren Stunden bei mittleren Bogenströmen von 4-5 A wurde der Durchmesser der Glühkathode kleiner. Erkennbar wurde dies durch den kleineren Strom, der nötig war, um die Glühkathode auf die gleiche Temperatur zu erwärmen.

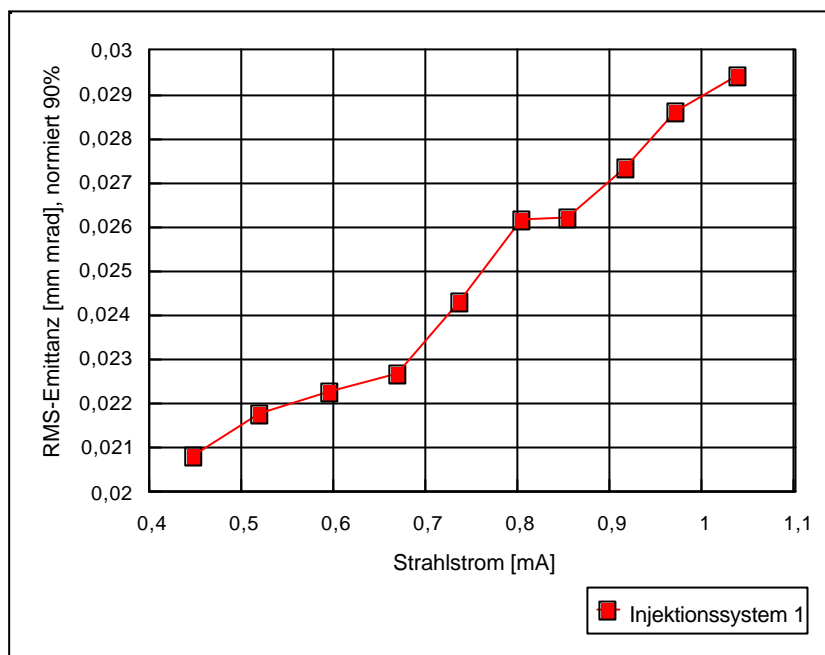


Abb. (8.5): RMS-Emittanz als Funktion des Strahlstromes. Dargestellt ist die normierte 90% RMS-Emittanz ohne Neutralteilchenstrahl

Abbildung 8.5 zeigt, daß die Emittanz mit dem Strahlstrom ansteigt. Dies ist auf den größeren Füllgrad der Linsen im Linsensystem sowie auf die stärkeren Raumladungskräfte zurückzuführen. Kleine Emittanzen stellt man bei kleinen Strömen fest.

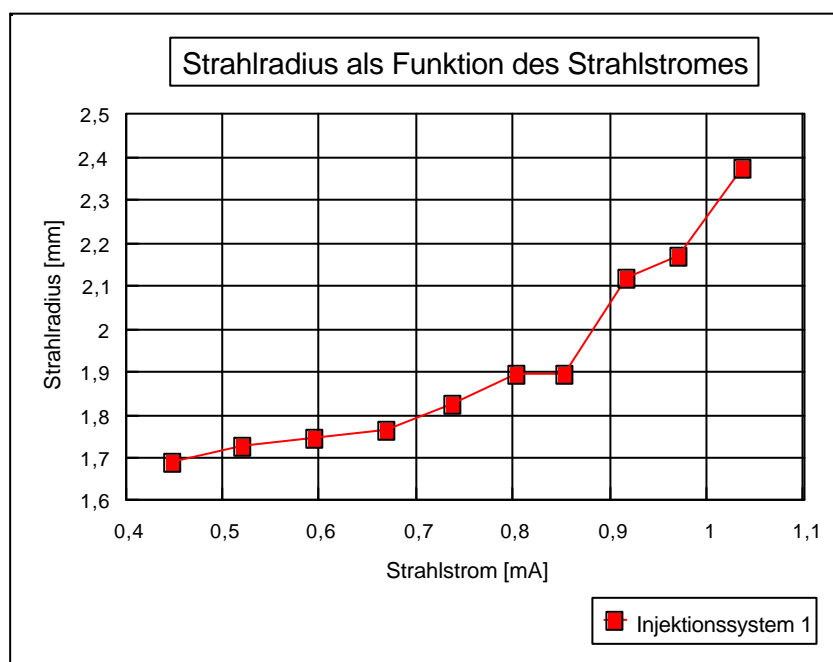


Abb. (8.6): Strahlradius bei steigendem Strahlstrom

Der Strahlradius wird mit steigendem Strahlstrom größer. Der Anstieg gleicht der einer Exponentialfunktion. Es soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß dies der gemessene Strahlradius am Ort des Schlitzes ist. Wird die Position des Schlitzes verändert, so variiert der gemessene Strahlradius.

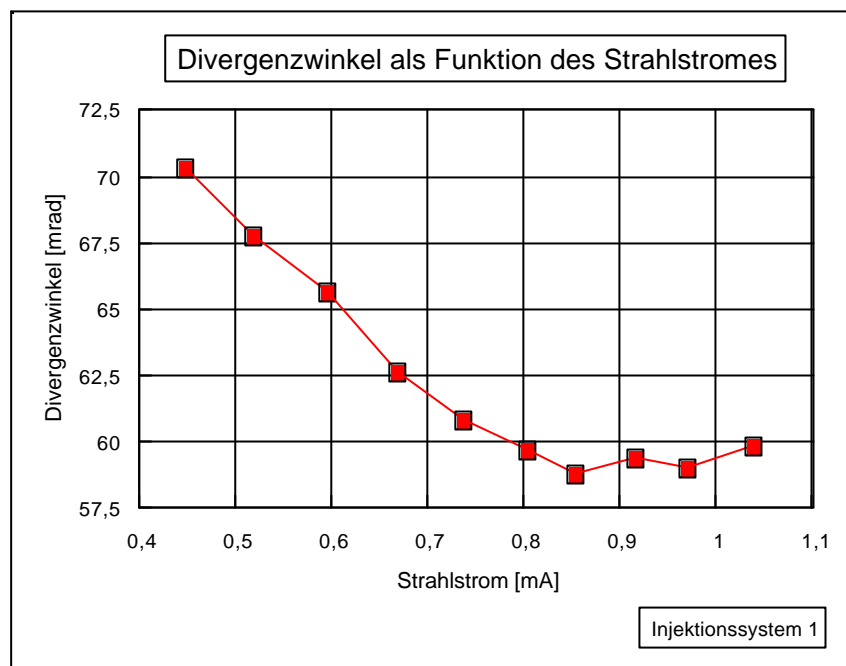


Abb. (8.7): Divergenzwinkel bei steigendem Strahlstrom

Der Divergenzwinkel nimmt mit dem Strom ab. Die Messung findet hinter dem Fokus statt. Der Strahl ist damit divergent. Wäre die Messung vor dem Brennpunkt des Strahles aufgenommen worden, wäre der Divergenzwinkel ein Konvergenzwinkel.

## 8.5 Vergleichbarkeit der Messungen

Aufgabe der vorliegenden Diplomarbeit war der Betrieb und Vergleich zweier Injektionssysteme. Die Injektionssysteme sollen bei gleichem Strom auch gleiche Emittanzen haben.

Um die Genauigkeit einer Messung sowie Effekte wie Demontage von Ionenquelle und Linsenssystem oder wechseln der Glühkathode, etc. abzuschätzen, wurde eine Meßreihe im Abstand von zwei Monaten wiederholt. Dabei wurde das Injektionssystem mit den gleichen Betriebsparametern betrieben.

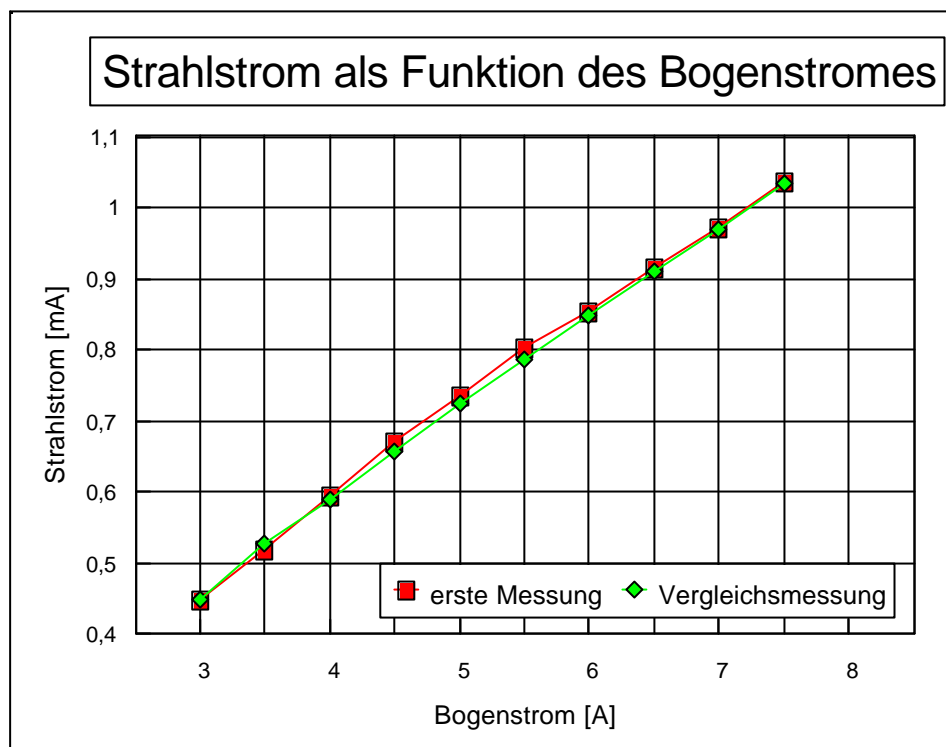


Abb. (8.8): Vergleich zweier Meßreihen im Abstand von zwei Monaten an einem Injektionssystem. Dargestellt ist die Strahlstrommessung bei ansteigendem Bogenstrom.

Abb. 8.8 verdeutlicht die zeitliche Konstanz des Strahlstromes der Injektionssysteme über zwei Monate. Sogar eine Demontage und Montage der Ionenquelle mit Wechseln der Glühkathode sowie des Linsensystems änderten den Strahlstrom kaum.

Abb. 8.9 zeigt den Vergleich der Emittanzen.

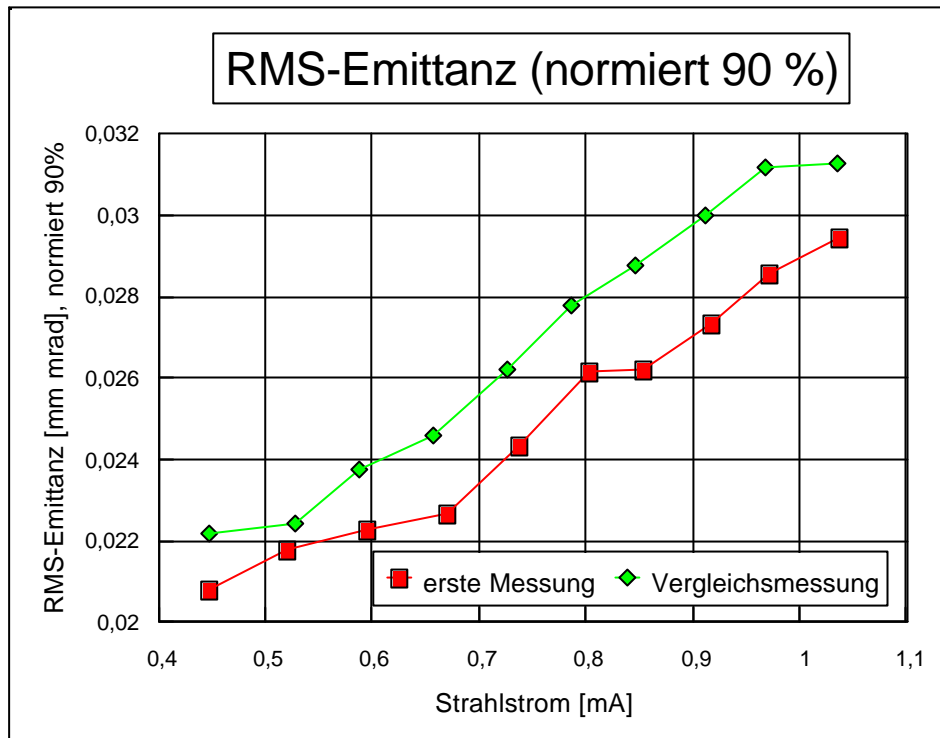


Abb. (8.9): Vergleich der Emittanzen bei zwei Meßreihen an einem Injektionssystem.

Man erkennt Meßunsicherheiten zwischen 3 und 7%. Im Vergleich zur Strahlstrommessung zeigt die Emittanzmessung eine ungleich größere Unsicherheit. Dies ist bei dem späteren Vergleich der Emittanzen beider Injektionssysteme zu berücksichtigen. Auf mögliche Ursachen wird in der Zusammenfassung eingegangen. Abbildung 8.10 zeigt den Vergleich der Strahlradien.

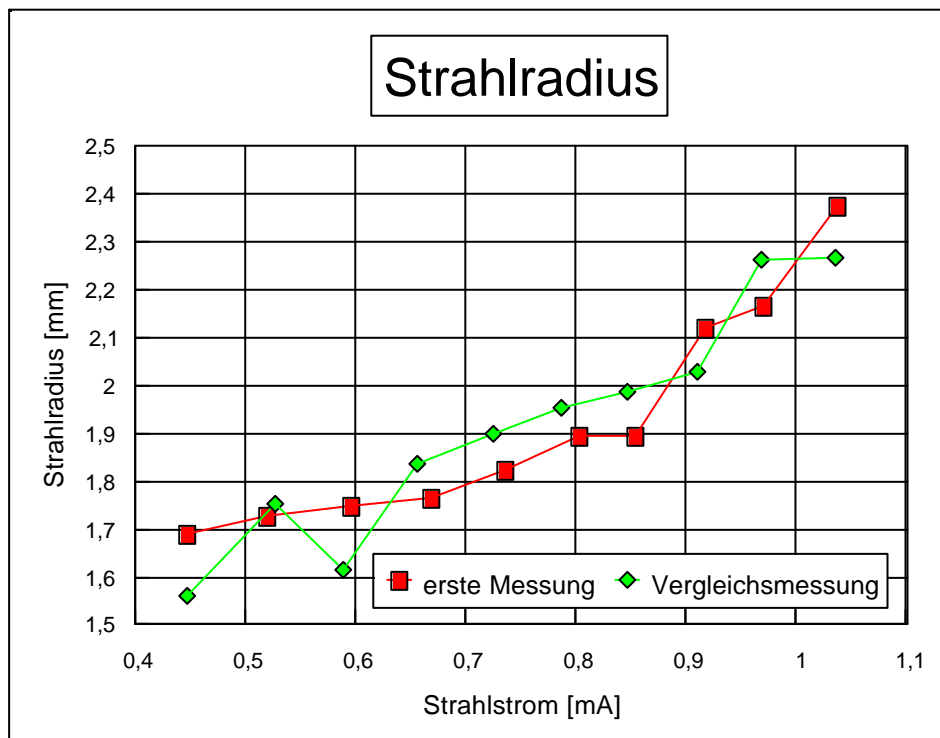


Abb. (8.10): Vergleich der Strahlradien zweier Messungen an einem Injektionssystem

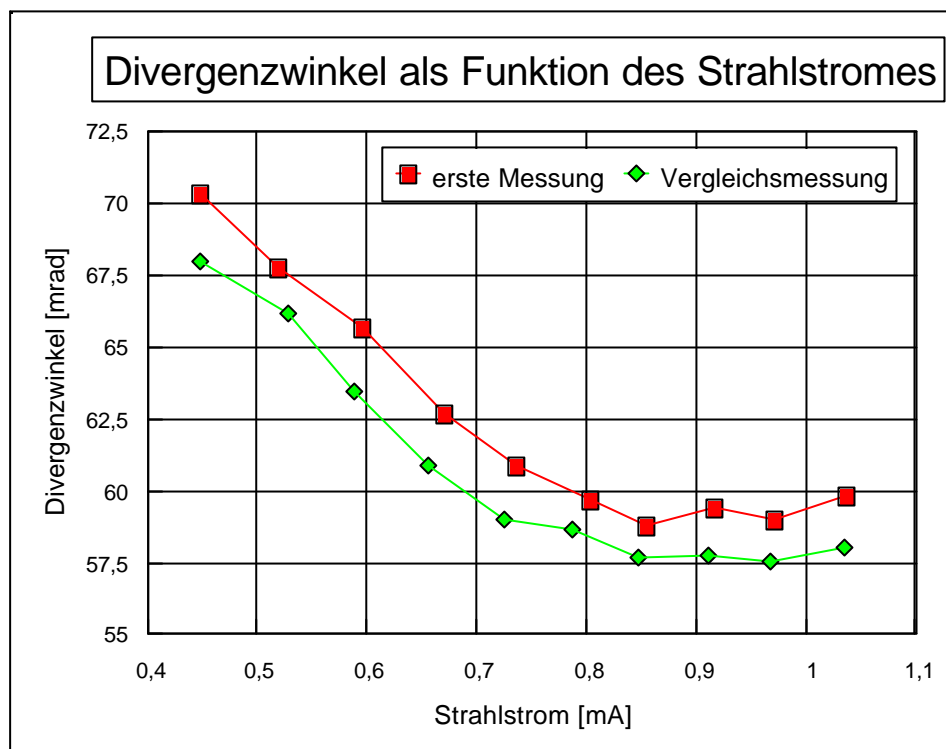


Abb. (8.11): Divergenzwinkel bei steigendem Strahlstrom

Der in Abbildung 8.11 gezeigte Divergenzwinkel zeigt nur einen systematischen Fehler.

Strahlradien und -winkel wurden mit den Gleichungen 4.53 errechnet. Dabei zeigte sich der Wert von  $\beta$  mit 0,06 mm/mrad als sehr klein. Ändert sich  $\beta$  auf 0,07 mm/mrad ist dies eine Änderung von 16%. Die Anzeige einer weiteren Stelle nach dem Komma im Emittanzprogramm wäre hier hilfreich (vgl. Abb. 8.12).

Eine weitere Fehlerquelle ist die Bearbeitung des Emittanzbildes, d.h. das Weglöschen des Neutralteilchenstrahles, weit außerhalb der Ellipse liegender Teilchen sowie des Rauschens. Diese führt schon bei gleichen Messungen zu Abweichungen.

Auf ein unterschiedliches Meßverhalten der Emittanzmeßanlage hat man keinen Einfluß.

## 8.6 Vergleich der Emittanz beider Injektionssysteme mit Neutralteilchenstrahl

Zum Vergleichen der Injektionssysteme wurden die Daten von Injektionssystem 1 mit den Daten von Injektionssystem 2 verglichen. Dabei war es vor allem wichtig, das zweite Injektionssystem möglichst mit den gleichen Parametern des ersten Injektionssystem zu betreiben.

Beide Injektionssysteme lieferten bei einem Gasdruck in der Plasmakammer von  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar ihren größten Strom. Damit schied der Gasdruck als Änderungsfaktor aus. Später beim Betrieb am RFQ können auch beide Quellen mit dem gleichen Gasdruck betrieben werden.

Im Linsensystem zeigen sich jedoch Unterschiede. Zur Optimierung des Strahlstromes mußten an den beiden Linsensystemen unterschiedliche Spannungen zum Erlangen des maximalen Strahlstromes angelegt werden.

Vergleicht man die Emittanzen beider Injektionssysteme mit Neutralteilchenstrahl, so sind die Emittanzen fast gleich. Abbildung 8.12 und 8.13 zeigen einen Vergleich der Emittanzen beider Injektionssysteme bei gleichem Strahlstrom. Zur Erzeugung des gleichen Strahlstromes muß das Injektionssystem 1 mit 6 A Bogenstrom arbeiten, Injektionssystem 2 nur mit 5 A.

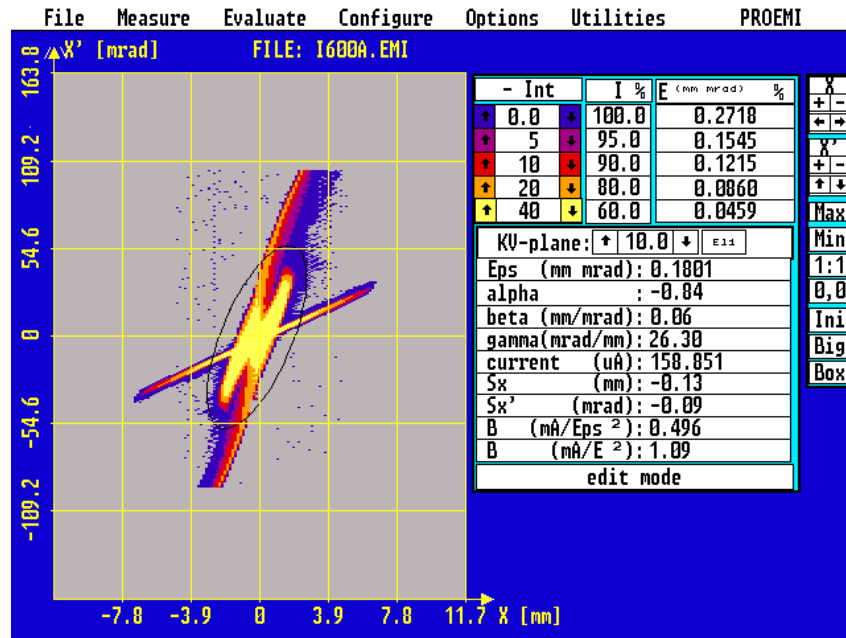


Abb. (8.12): Dargestellt ist die KV-Emittanz von Injektionssystem 1 bei 0,85 mA Strahlstrom

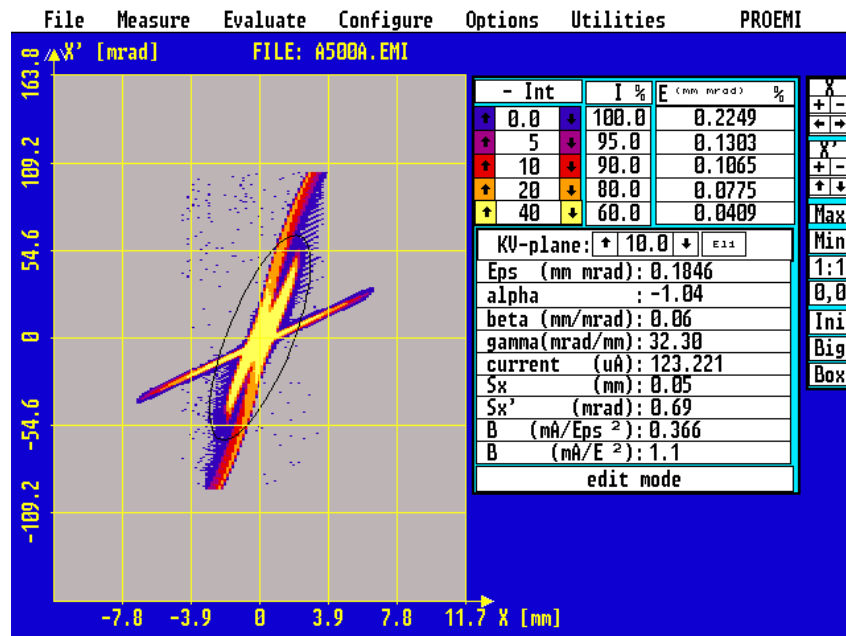


Abb. (8.13): Dargestellt ist die KV-Emittanz von Injektionssystem 2 bei 0,85 mA Strahlstrom

Abbildungen 8.12 und 8.13 zeigen die gemessenen Emittanzen mit Neutralteilchenstrahl. Vergleicht man beide Phasenräume, so sind sie fast identisch. Unterschiede



stellt man hauptsächlich innerhalb der Ellipsen fest. Diese werden vor allem vom Ionenstrahl und nicht vom Neutralteilchenstrahl erzeugt. Will man die Emittanzen genauer vergleichen, muß man den Neutralteilchenstrahl wegeditieren.

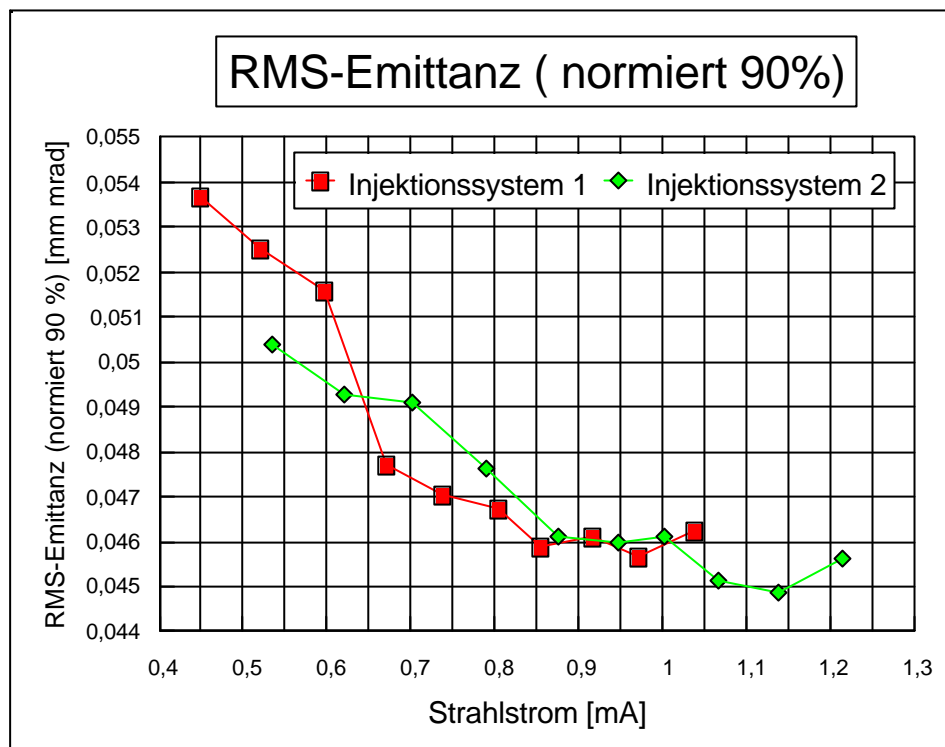


Abb. (8.14): Die RMS-Emittanzen beider Injektionssysteme mit Neutralteilchenstrahl.

Abbildung 8.14 zeigt die RMS-Emittanz mit Neutralteilchenstrahl. Diese unterscheiden sich bei kleineren Strömen, um sich bei größeren einander anzugleichen. Das Verhalten bei kleineren Strahlströmen deckt sich mit den festgestellten Schwierigkeiten, dort den Strahl mit dem elektrostatischen Linsensystem zu optimieren.

## 8.7 Vergleich der Emittanzen beider Ionenquellen ohne Neutralteilchenstrahl

Abbildung 8.15 zeigt die Strahlströme beider Injektionssysteme.

Beim Vergleich der Strahlströme zeigen beide Injektionssysteme einen gleichen Anstieg des Strahlstromes gegenüber dem Bogenstrom. Das zweite Injektionssystem liefert jedoch gegenüber dem ersten einen größeren Strom.

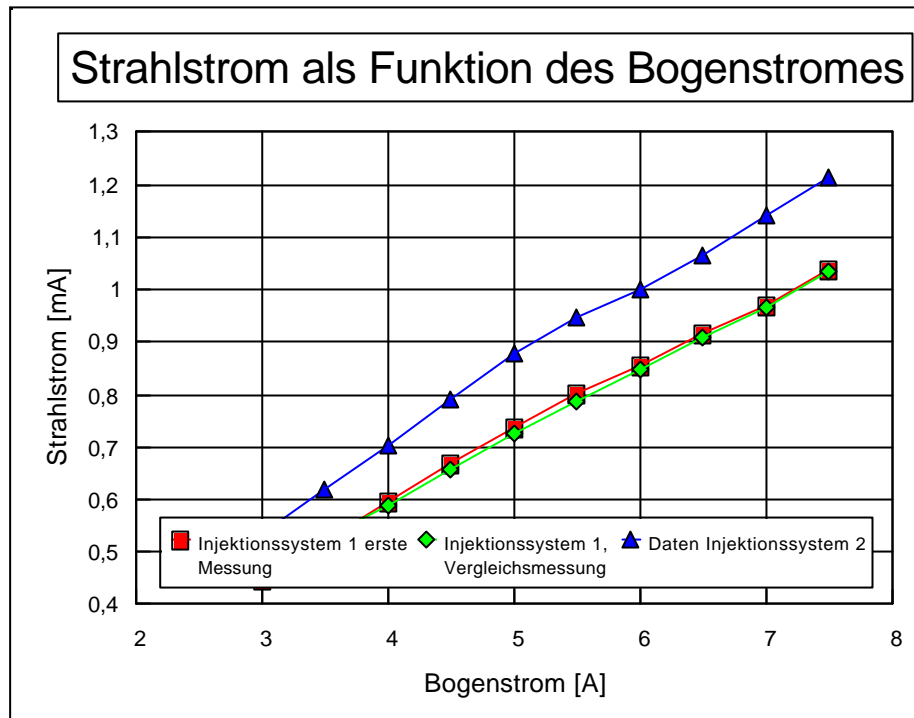


Abb. (8.15): Der Strahlstrom beider Injektionssysteme bei steigendem Bogenstrom. Dargestellt ist eine Messung am ersten Injektionssystem und eine Vergleichsmessung, sowie der Strom des zweiten Injektionssystem

Zur Klärung, ob die unterschiedlichen Strahlströme schon ab der Ionenquelle oder erst nach dem Linsensystem vorhanden sind, wurde im folgenden Abschnitt 8.9 nur die Ionenquelle ohne das Linsensystem ausgemessen. Dabei zeigt sich, daß auch dann die Ionenquelle 2 einen höheren Strom liefert.

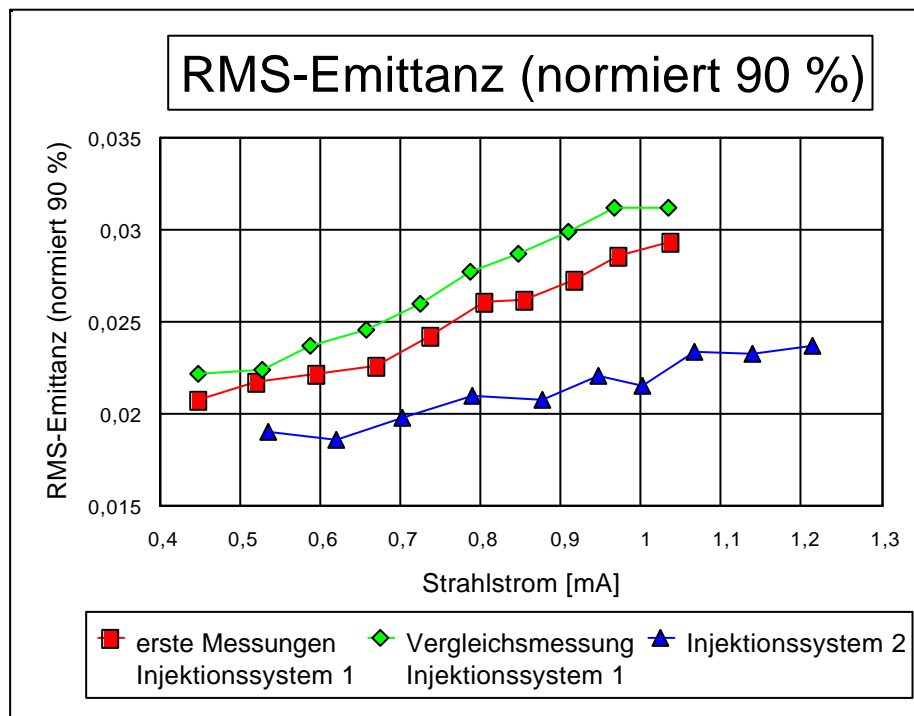


Abb. (8.16): Dargestellt sind zwei Meßreihen von Injektionssystem 1 sowie die Emittanz des zweiten Injektionssystem

Injektionssystem 2 liefert bei gleichem Strahlstrom eine kleinere Emittanz. Injektionssystem 1 wird, um den gleichen Strahlstrom zu liefern, mit einem stärkeren Bogenstrom betrieben und damit stärker thermisch belastet (vgl. Abb. 8.15). Damit steigt seine Emittanz an.

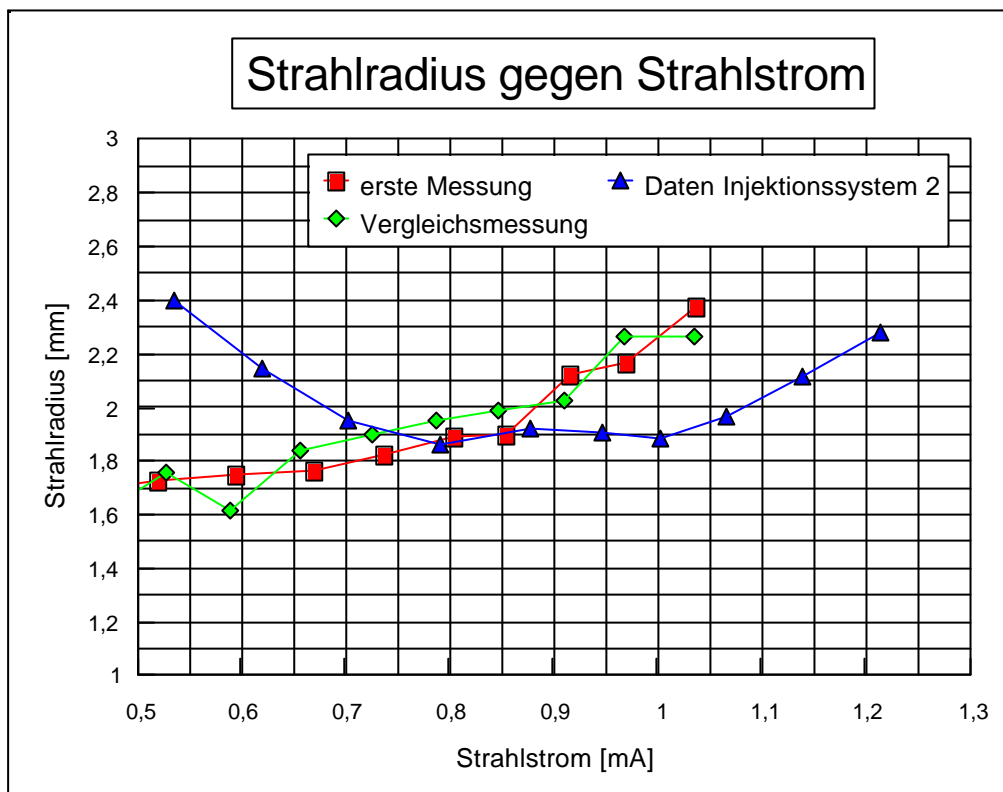


Abb. (8.17): Dargestellt ist der Vergleich der Strahlradien zwischen beiden Injektionssystemen

Die Strahlradien unterscheiden sich. Die Unterschiede können jedoch aufgrund der kleinen Werte vernachlässigt werden. Injektionssystem 2 zeigt beim Strahlradius ein Minimum bei mittleren Strahlströmen. Dieser Effekt wird auch bei weiteren Messungen beobachtet.

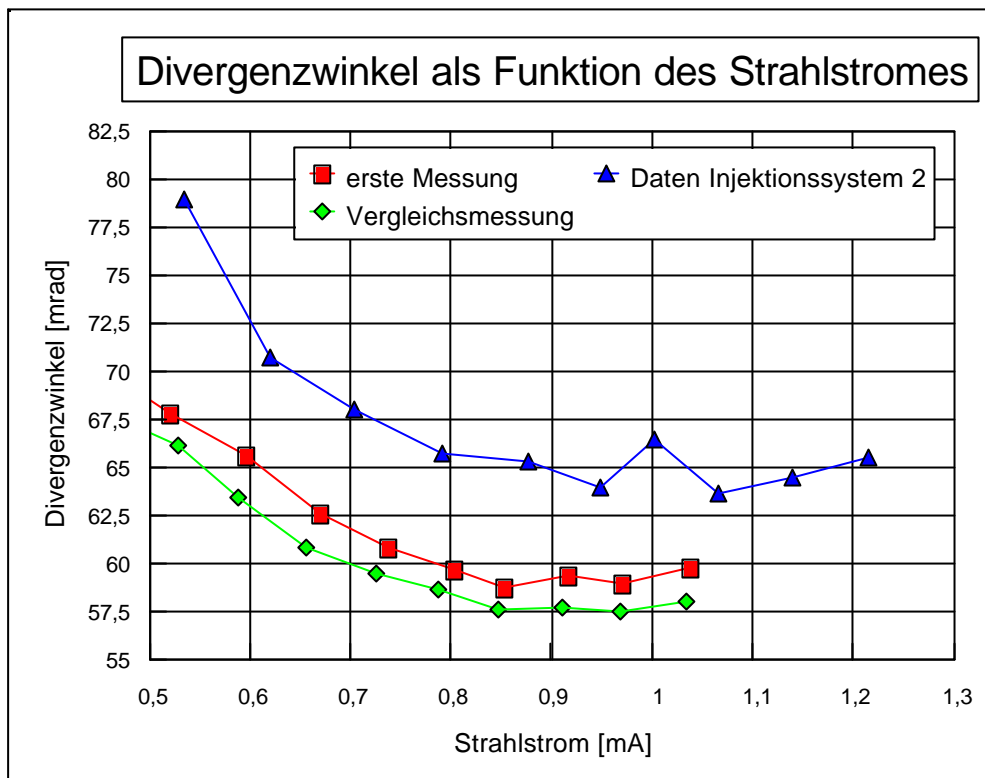


Abb. (8.18): Dargestellt ist der Divergenzwinkel im Vergleich der Injektionssysteme. Die unteren Kurven sind die des Injektionssystems 1 mit einer Vergleichsmessung. Die obere Kurve zeigt das Injektionssystem 2.

Die Abweichungen im Divergenzwinkel zeigen einen systematischen Fehler auf. Die Unterschiede liegen zwischen 8 und 12%.

## 8.8 Variation der Spannung der zweiten Linse

Als eine Möglichkeit zur Änderung des Strahlstromes kann die Spannung der zweiten Linse (vgl. Abb. 7.2) variiert werden.

Um die Auswirkungen dieser Spannungsänderung zu ermitteln, wurde das Injektionssystem bei einem konstanten Strahlstrom betrieben, und dabei die Spannungen der Linsen optimiert. Nun wurde die zweite Linsenspannung um die vermutete optimale Spannung variiert.

Durch die Änderung der Linsenspannung wird die Ellipse im 2-dimensionalen Phasenraum gedreht. Dies verdeutlichen die Abbildungen 8.19 und 8.20.

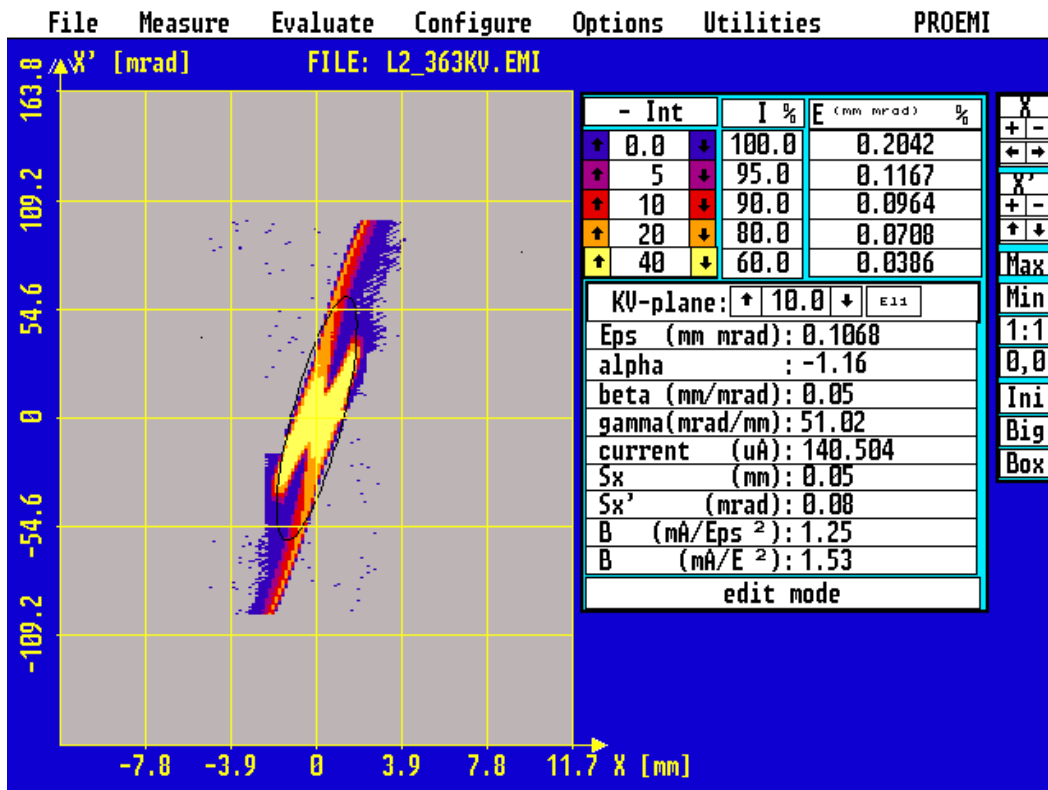


Abb. (8.19): Ellipse im Phasenraum bei +3,63 kV Linsenspannung

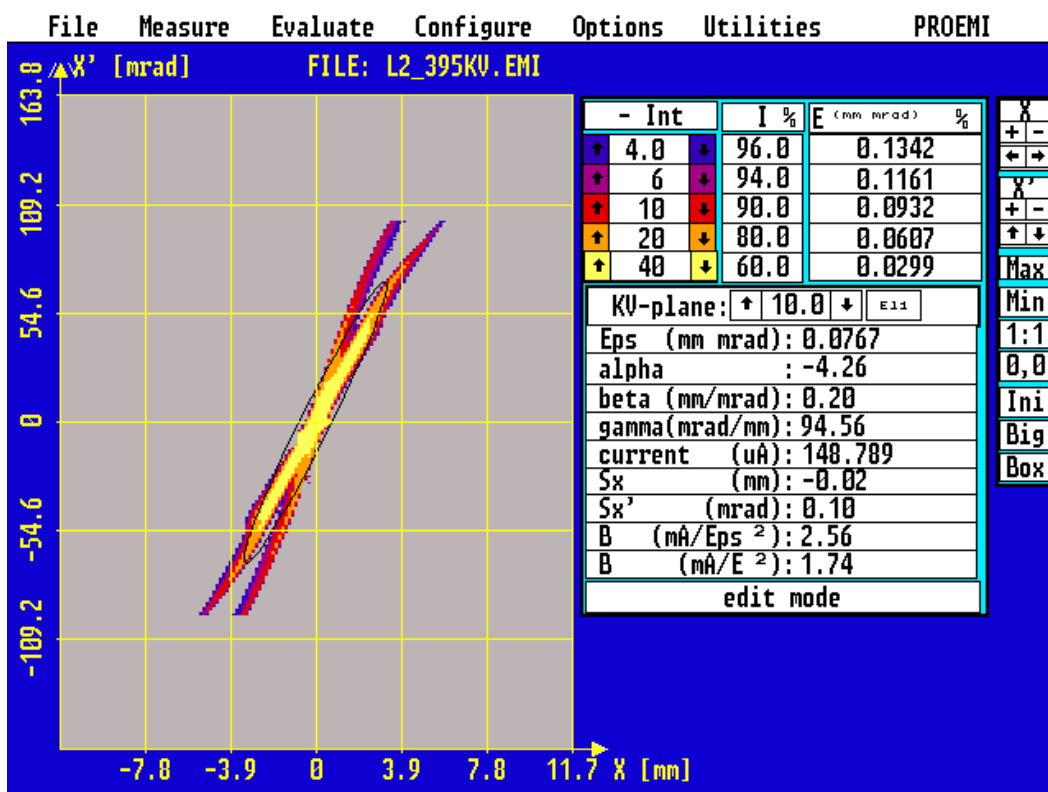
Abb. (8.20): Ellipse im Phasenraum bei +3,95 kV Linsenspannung. Gegenüber Abb. 8.19 ist die Ellipse im Phasenraum gedreht, was man auch an der Änderung von  $\alpha$  von -1,16 auf -4,26 erkennen kann.

Abb. 8.21 zeigt den Strahlstromverlauf bei Variation der Linsenspannung. Im angepaßten Fall ist der Stromverlust an den Blenden und Linsen des Linsensystems am kleinsten, der Strahlstrom maximal. Wird der Strahlverlauf im Linsensystem durch Veränderung der Spannung an der Linse 2 geändert, so fließt ein größerer Strom über die Blenden und Linsen ab, der dem Ionenstrahl verloren geht. Der Strom ist damit im angepaßten Fall am größten. Vor allem der große Gradient bei kleineren Spannungen als im angepaßten Fall kann später zum Einstellen des maximalen Strahlstromes ohne Faradaytasse genutzt werden.

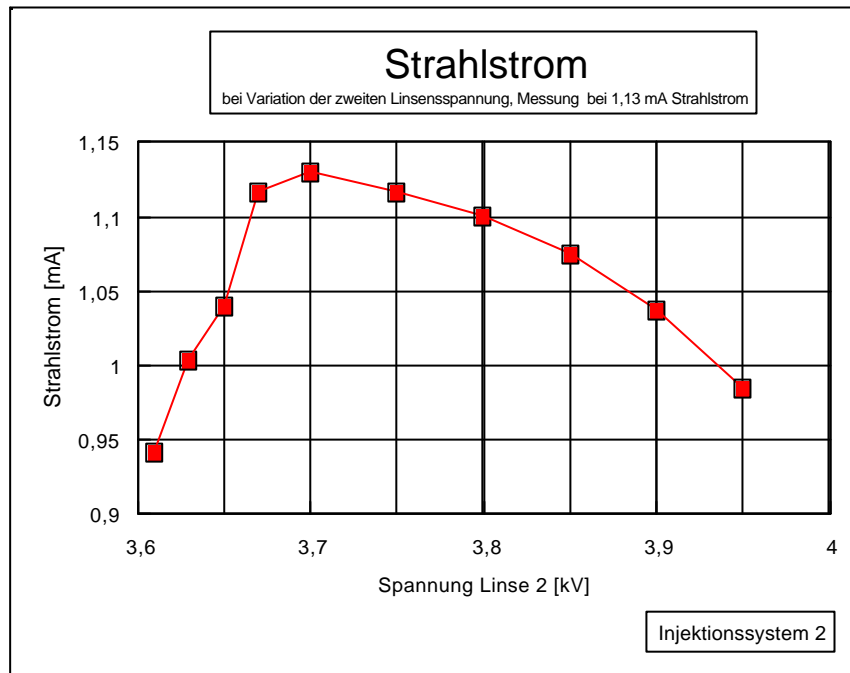


Abb. (8.21): Variation der Linsenspannung, bei +3,70 kV ist der Strahl angepaßt, der Strom maximal

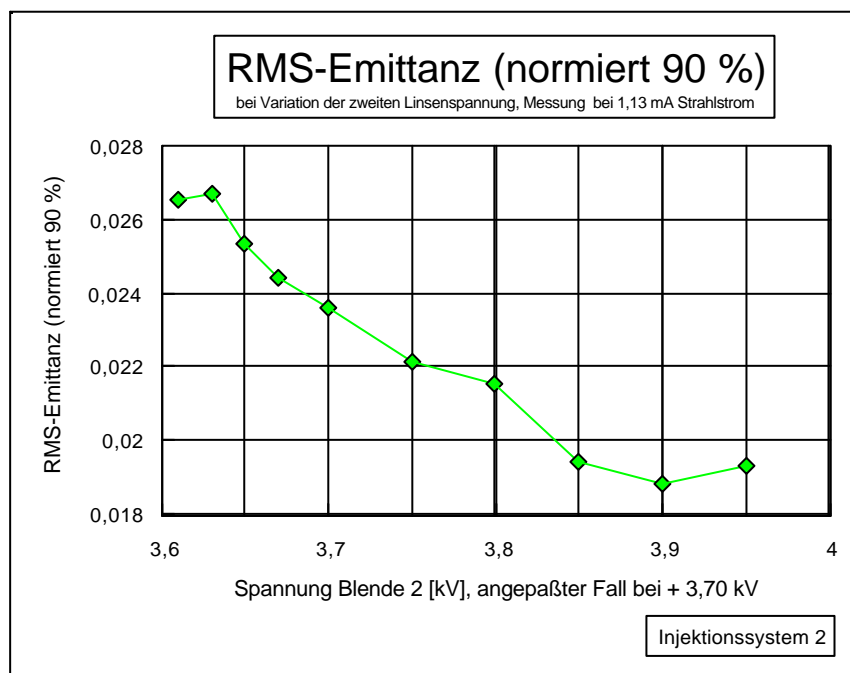


Abb. (8.22): Die RMS-Emittanz beim durchfahren der Spannung der zweiten Linse

Die Emittanz wird zu größeren Spannungen als +3,70 kV kleiner (vgl. Abb. 8.22). Dies hängt mit dem geänderten Füllgrad der Linsen zusammen. Diesen Effekt kann man zur Reduzierung der Strahlemittanz nutzen. Erkauft wird dies jedoch mit einer Reduzierung des Strahlstromes.

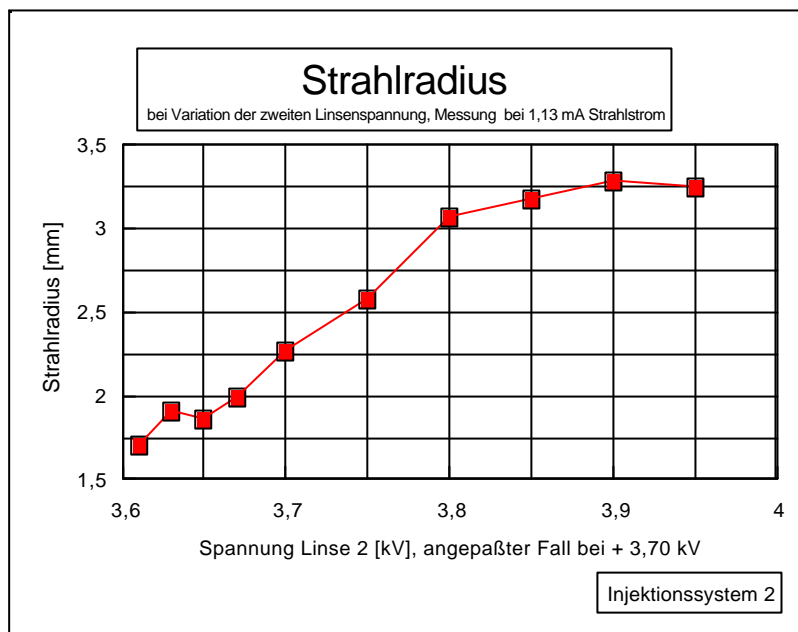


Abb. (8.23): Strahlradius bei der Variation der Spannung der zweiten Linse

Die Verminderung der Emittanz ist jedoch aufgrund der Ellipsendrehung mit einem Anstieg des Strahlradius verbunden.

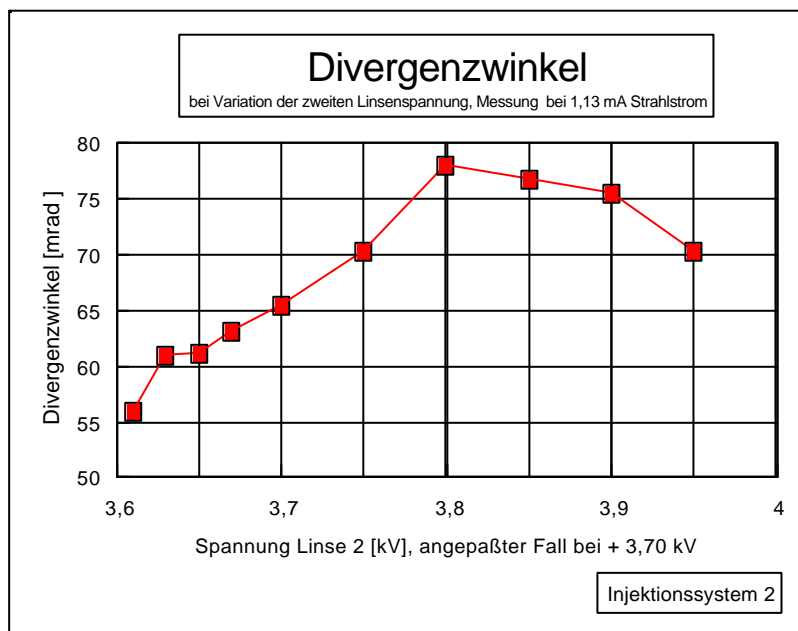


Abb. (8.24): Der Divergenzwinkel bei der Variation der Spannung der zweiten Linse

Auch der Divergenzwinkel wächst mit steigender Spannung bis zu seinem Maximum bei 3,8 kV an.

## 8.9 Messung der Emittanzen der Quellen ohne Linsensystem

Die Emittanzen der Ionenstrahlen nach dem Linsensystem sind nach Kapitel 8.7 unterschiedlich. Um zu entscheiden woher die Abweichungen kommen, wurden nur die Ionenquellen mit geerdetem Extraktionssystem ausgemessen.

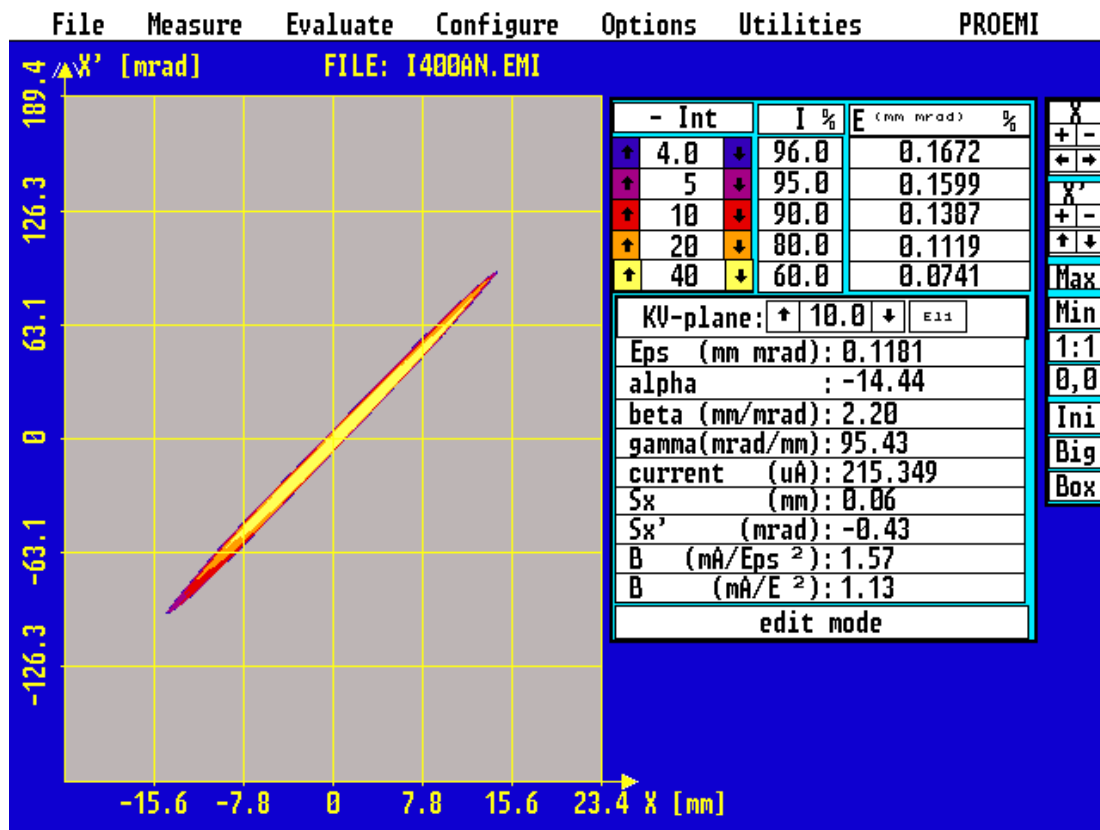


Abb. (8.25): 2-dimensionale Darstellung des Ionenstrahls ohne Linsensystem. Die Emittanz hat eine Ellipsenform. Die S-Form, welche die Emittanzfiguren nach dem Linsensystem haben, sind noch nicht vorhanden.

Abbildung 8.25 stellt die Emittanz nach der Ionenquelle dar. Die gemessene Emittanz ist ideal elliptisch. Die sonst vorhandenen S-Form-Verzerrungen an der Emittanz, gemessen nach dem Linsensystem, kommen durch das elektrostatische Linsensystem.



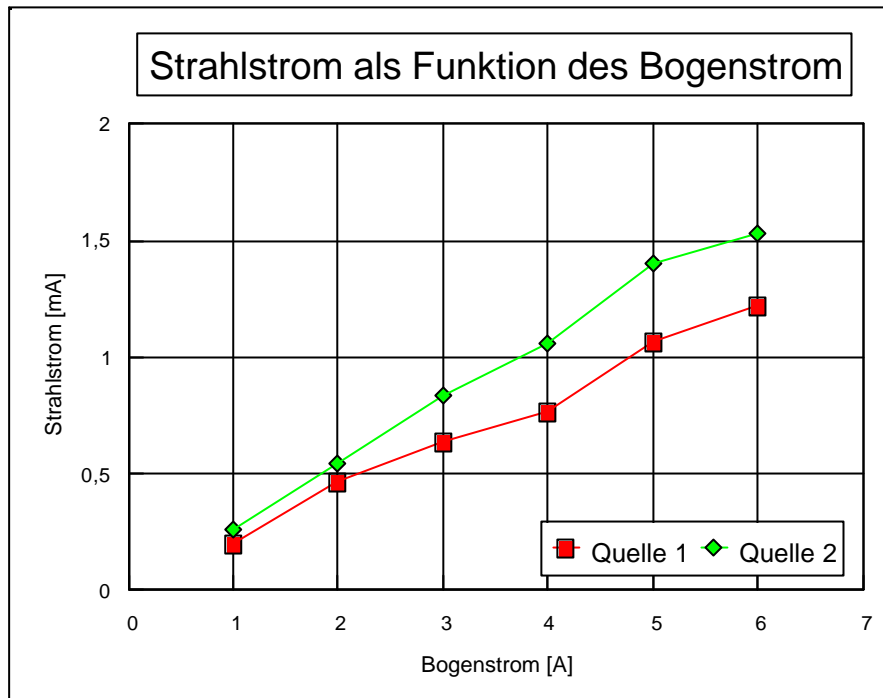


Abb. (8.26): Strahlstrom der Quellen ohne Linsensystem

Abbildung 8.26 verdeutlicht, daß die Ionenquelle 2 bei gleichen Quellenparametern einen höheren Strahlstrom liefert. Eine mögliche Ursache können Unterschiede in den Quellen wie z.B. unterschiedlich starke Permanentmagnete sein. Einen stärkeren Einfluß hat aber die Auslaßelektrode. Deren 3 mm große Öffnung weist eine Fertigungstoleranz von 0,01 mm auf. Produktionsunterschiede bei den zwei Auslaßelektroden sowie eine Vergrößerung durch Abbrennen im Strahlbetrieb sind als größere Faktoren anzusehen.

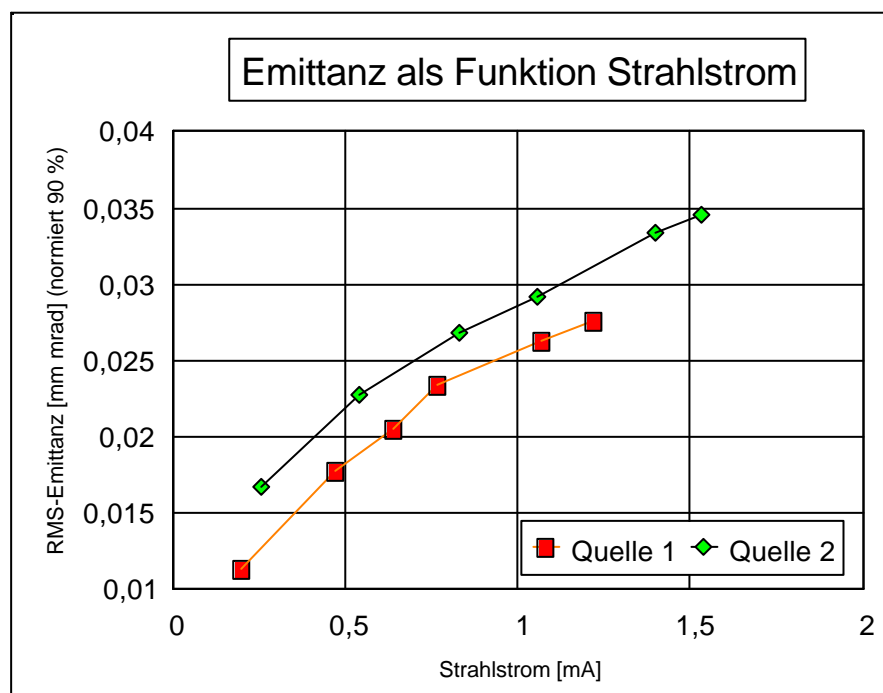


Abb. (8.27): Die Emittanzen der Ionenquellen ohne Linsensysteme

Abbildung 8.27 zeigt die Emittanzkurve bei steigendem Strahlstrom. Die leicht größere Emittanz der Ionenquelle 2 ist auf den größeren Strahlstrom zurückzuführen. Sie kann auf die größeren Raumladungskräfte zurückgeführt werden.

Vergleicht man die Emittanzen der Injektionssysteme vor und nach dem Linsensystem, so findet man stärkere Unterschiede nach dem Linsensystem. Das Linsensystem ändert den Strahl stärker als die Quellen. Mit den vielen Bauteilen sowie den beiden Blendenspannungen hat man auch mehr Fehlerquellen, die den Strahl beeinflussen.

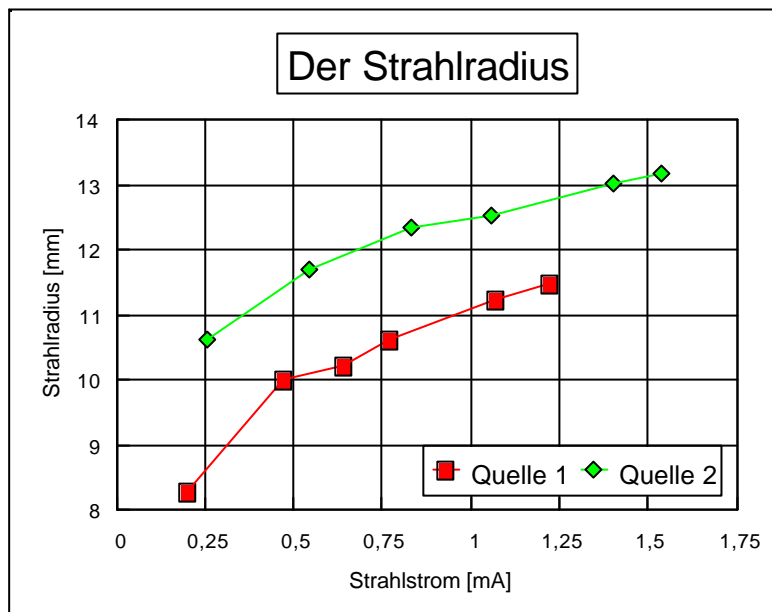


Abb. (8.28): Der Strahlradius ohne Linsensysteme

Der Strahlradius ist, wie die meisten Werte der zweiten Ionenquelle, gegenüber den Werten der ersten Ionenquelle größer.

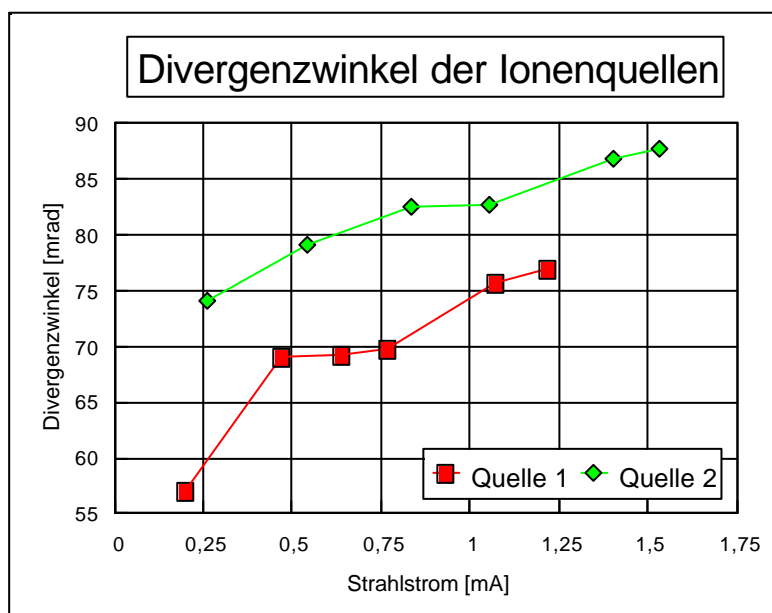


Abb. (8.29): Divergenzwinkel der Ionenquellen ohne Linsensysteme

Dies kann man auch am Divergenzwinkel der Ionenquelle 2 erkennen.

### 8.10 Vergleich einer Ionenquelle mit und ohne Linsensystem

Der Strahlstrom, der direkt nach der Ionenquelle gemessen wird, ist größer als der nach dem Linsensystem. Der Strahl hat auf seinem Weg durch das Linsensystem an jeder Blende Verluste. Diese kann man an den Hochspannungsnetzteilen als Strom zu oder von den Blenden ablesen. Sie summieren sich zu der in Abbildung 8.30 zu erkennenden Minderung des Strahlstromes

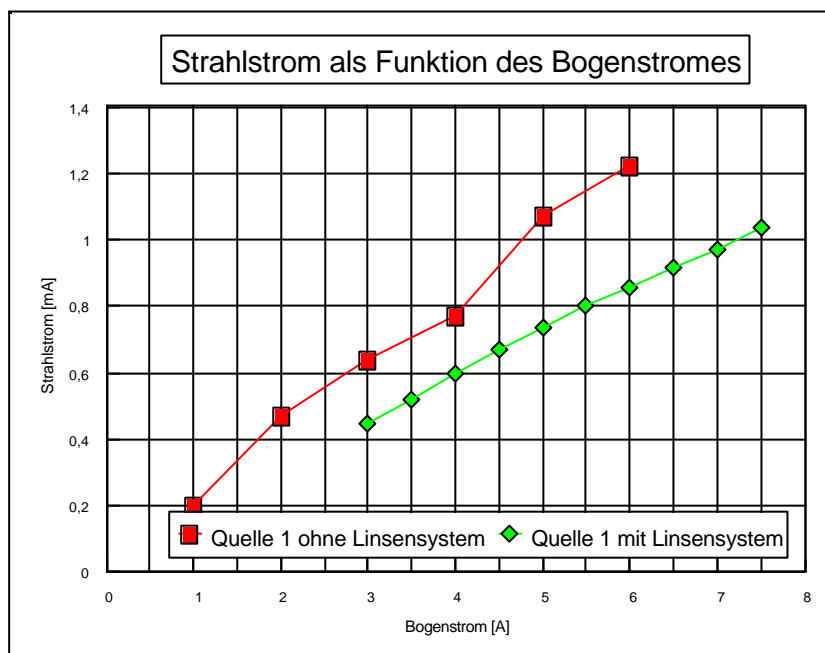


Abb. (8.30): Strahlstromvergleich zwischen Ionenquelle mit und ohne Linsensystem

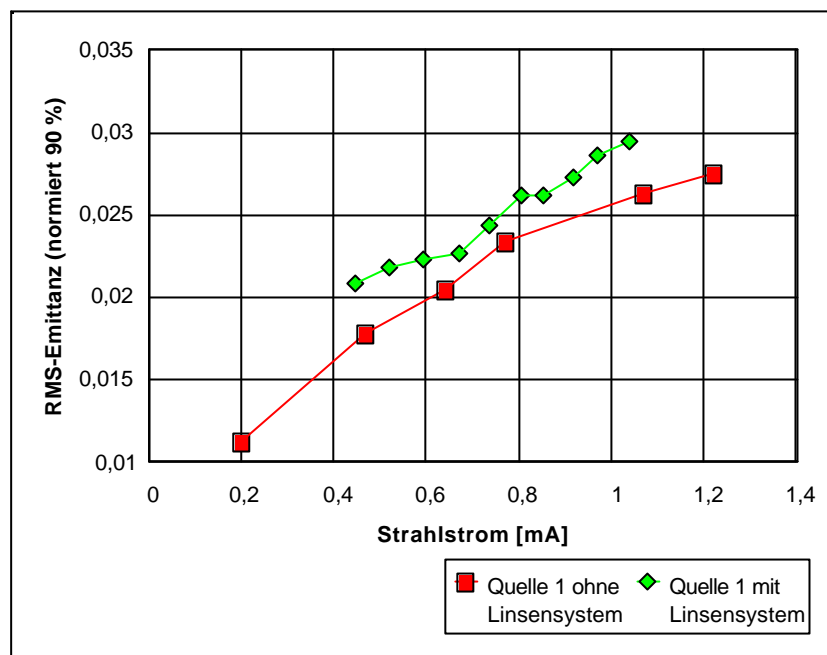


Abb. (8.31): Emittanzvergleich zwischen Ionenquelle mit und ohne Linsensystem

Vergleicht man die Emittanz nach dem Linsensystem mit der Emittanz direkt nach der Ionenquelle, so bleibt diese nahezu konstant. Das Linsensystem ist so konstruiert, daß sich die Emittanz des Strahls kaum verschlechtert.

### 8.11 Der Betrieb der Ionenquelle bei verschiedenen Gasdrücken

Ein weiterer Parameter beim Betreiben von Ionenquellen ist der Gasdruck. Bei einem Druck von  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar wird der größte Strahlstrom gemessen. Abweichend von diesem optimalen Druck wurde der Druck um 0,5 mbar vergrößert und verkleinert und der Strahlstrom bei steigendem Bogenstrom aufgenommen. Bei jeder Druckänderung in der Ionenquelle wurde das Linsensystem wieder durch Optimieren der Linsenspannungen auf die geänderten Verhältnisse eingestellt.

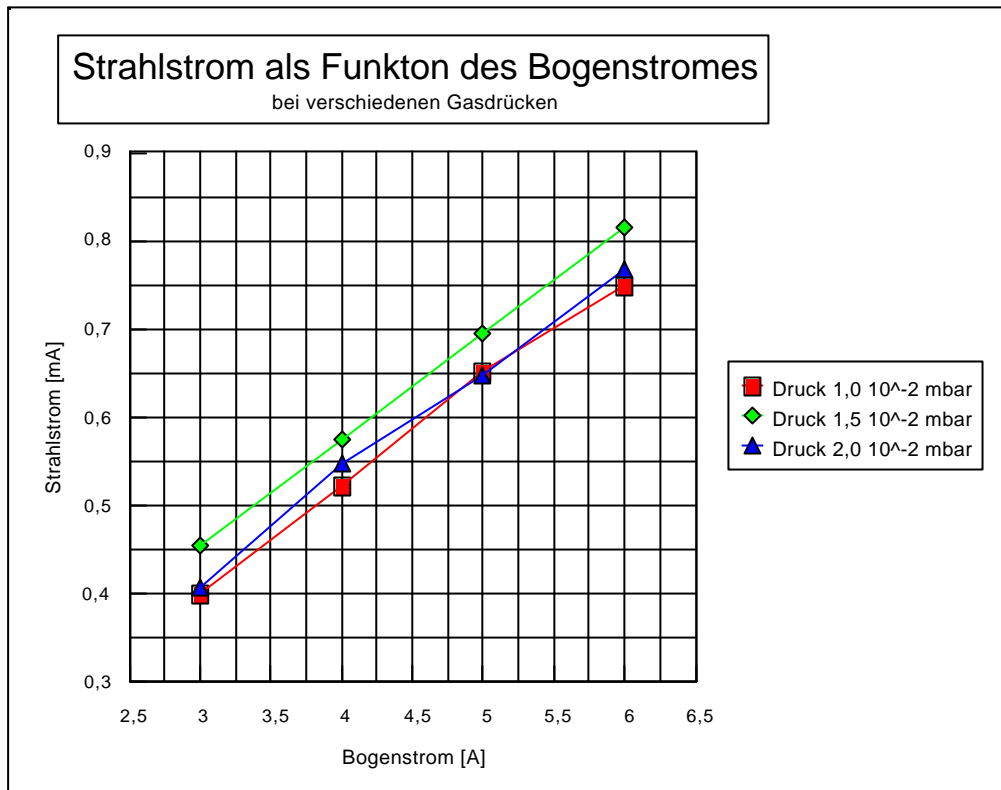


Abb. (8.32): Strahlstrom bei verschiedenen Helium-Gasdrücken in der Ionenquelle. Bei einem Druck von  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar wird der größte Strahlstrom erreicht.

Beide Druckänderungen um 0,5 mbar gegenüber dem optimalen Druck haben ungefähr die gleiche Strahlstromänderung zur Folge. Der größte Strom wird bei einem Druck von  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar gemessen.

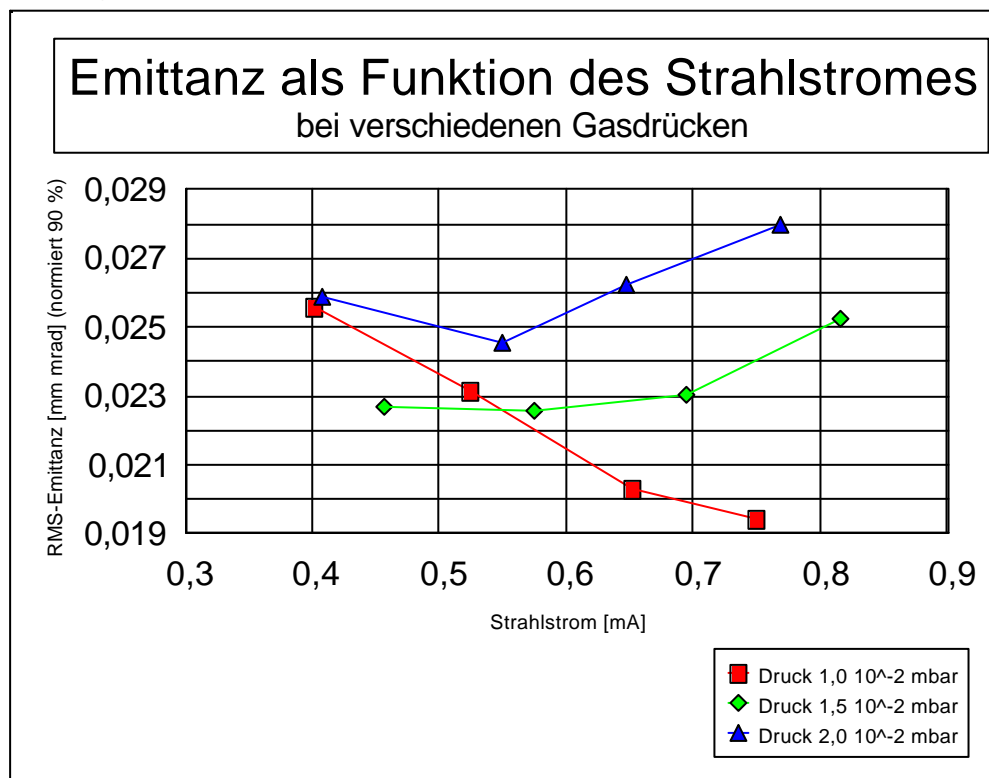


Abb. (8.33): Die Emittanz bei variiertem Gasdruck

Die Emittanzkurven bei  $1,5 \cdot 10^{-2}$  mbar und  $2,0 \cdot 10^{-2}$  mbar zeigen ein Minimum bei ca. 0,6 mA und ein Anwachsen der Emittanz bei größeren Strahlströmen. Dies deutet auf den schon erwähnten mittleren Strahlstrom hin, bei dem die Verluste im Linsensystem minimal sind.

Durch die Änderung der Plasmadichte ändert sich die Form des Plasmameniskus (vgl. Abb. 2.9). Ist die Plasmadichte zu klein, zieht sich der Plasmameniskus zurück, der Strahl wird stark fokussiert bzw. überfokussiert. Bei einer zu hohen Plasmadichte biegt sich der Plasmameniskus zur Ziehelektrode hin, der Strahl ist nach der Auslaßelektrode divergent. Damit treffen mehr Ionen auf Teile des Linsensystems, der Strahlstrom nimmt ab. Durch die größere Divergenz des Strahls wird auch seine Emittanz größer.

Durch den höheren Gasdruck in der Plasmakammer der Ionenquelle nimmt der Anteil von Neutralteilchen im Strahlstrom zu. Diese Neutralteilchen fliegen im Strahlkanal durch Stoß unbeirrt von allen elektrischen Feldern im Strahl weiter. Die Neutralteilchen können später im Linsensystem mit Ionen wechselwirken und selbst zu Ionen werden, die Ionen rekombinieren zu Neutralteilchen. Die durch die Wechselwirkung entstandenen Ionen haben eine andere Startbedingung als Ionen, die in der Ionenquelle gestartet sind. Durch den Start an einer beliebigen Stelle im Linsensystem oder später erscheinen sie in der Emittanzmessung an einem anderem Ort des Phasenraums. Dies kann zu einem Emittanzwachstum führen. Als weiterer Grund kann der schlechtere Druck im Rezipienten und die damit verbundenen häufigeren Zusammenstöße mit Restgasteilchen ein Emittanzwachstum erzeugen.

Durch dieselben Effekte in umgekehrter Richtung ist die kleinere Emittanz bei dem kleineren Gasdruck von  $1,0 \cdot 10^{-2}$  mbar zu erklären.

## 8.12 Abschließende Beurteilung der Gleichmäßigkeit der Injektionssysteme

Es wurden Unterschiede im Strahlstrom sowie der Emittanz der Ionenstrahlen festgestellt. Diese können mehrere Gründe haben. Zum einen sind die Fertigungstoleranzen in Ionenquelle und Linsensystem zu nennen. Kapitel 8.9 zeigt, daß der Strahlstrom der einen Ionenquelle schon vor dem Linsensystem größer ist. Das bedeutet, daß nicht nur das elektrostatische Linsensystem Unterschiede in den Ionenstrahlen erzeugt. In der Ionenquelle ist vor allem die Auslaßelektrode von 3 mm mit einer Fertigungstoleranz von 0,01 mm ein entscheidendes Bauteil. Hier können unterschiedliche Durchmesser verschiedene Strahlströme erzeugen.

Die Justierungen von Auslaßelektrode und Linse 2 des Linsensystems sind weitere Fehlerquellen. Das Linsensystem wird mit einem Dorn justiert. Dabei können unterschiedliche Drehmomente an den Schrauben des Linsensystems (vgl. Foto 7.2) unterschiedliche Abstände im Linsensystem hervorrufen. Vergleichsmessungen des Kapitels 8.5 haben allerdings gezeigt, daß die Strahlströme sich durch Demontage und Neumontage von Linsensystem und Ionenquellen kaum ändern.

Ob die Emittanz dabei unverändert bleibt, ist schwer abzuschätzen, obwohl sich diese bei den Vergleichsmessungen sehr wohl geändert hat. Eine Fehlerquelle ist die Emittanzmeßanlage selbst. Hier kann sich durch das Verdrehen des Schlitzes gegen das Gitter im Laufe der Messungen (vgl. Kapitel 7.8) die gemessene Emittanz ohne

Änderung der eigentlichen Strahlemittanz verändern. Auch die 60 Verstärker für die 60 Drähte des Gitters können unterschiedlich verstärken. Die Verstärker der Emittanzmeßanlage erwärmen sich während einer Meßdauer von 2-3 Stunden. Deshalb mißt die Anlage nicht zu allen Zeitpunkten gleich. Vergleicht man verschiedene Emittanzmeßwerte, so müßte man auch den Zeitpunkt nach Starten der Emittanzmeßanlage berücksichtigen. Dies ist jedoch eine Vorgabe, die durch unterschiedliche Raumtemperaturen während der verschiedenen Messungen nicht zu bewerkstelligen ist.

Zur Maximierung des Strahlstromes werden die Spannungen an den Linsensystemen optimiert. Bei diesen Spannungen wird die Emittanz gemessen. Dabei zeigt z.B. die Blende 1 (vgl. Abb. 7.2) ein Spannungsintervall von 200 V, in der keine Strahlstrom- aber eine Emittanzänderung festzustellen ist. Beim Betreiben des zweiten Injektionssystems müssen die Spannungen an den Linsen neu gesucht werden. Auch bei diesem Linsensystem ist eine Spannungsdifferenz von 200 V an der Blende 1 festzustellen. Diese 200 V Spannungsdifferenz können ohne Strahlstromänderung abweichende Emittanzen hervorrufen. Da der Vergleich der Injektionssysteme bei identischen Strahlströmen stattfindet, kann diese Spannungsdifferenz bei gleichem Strahlstrom unterschiedliche Emittanzen erzeugen.

Auch das den Ionenstrahl umgebende Vakuum hat seinen Beitrag zur Emittanzänderung. So wurden die einzelnen Messungen immer erst nach 3-7 Tagen Pumpzeit durchgeführt. Emittanzmessungen, die zwei Stunden nach Anschalten der Vakuumpumpen vorgenommen wurden, führten zu anderen Ergebnissen, als nach langem evakuieren. Die einzelnen Teilchen des Ionenstrahls treffen bei einem schlechteren Druck im Vakuum auf mehr Restgasteilchen und werden stärker gestreut. Vergleichsmessungen sollten somit nur nach ähnlich langen Pumpzeiten durchgeführt werden.

### 8.13 Messung der Emittanzen nach dem RFQ

Zur Messung der Strahlqualität nach dem RFQ wurde eine Emittanzmessung am Kreuzungspunkt der Strahlachsen aufgenommen. Abb. 8.34 zeigt die 2- und 3-dimensionale Ansicht der KV-Emittanz.

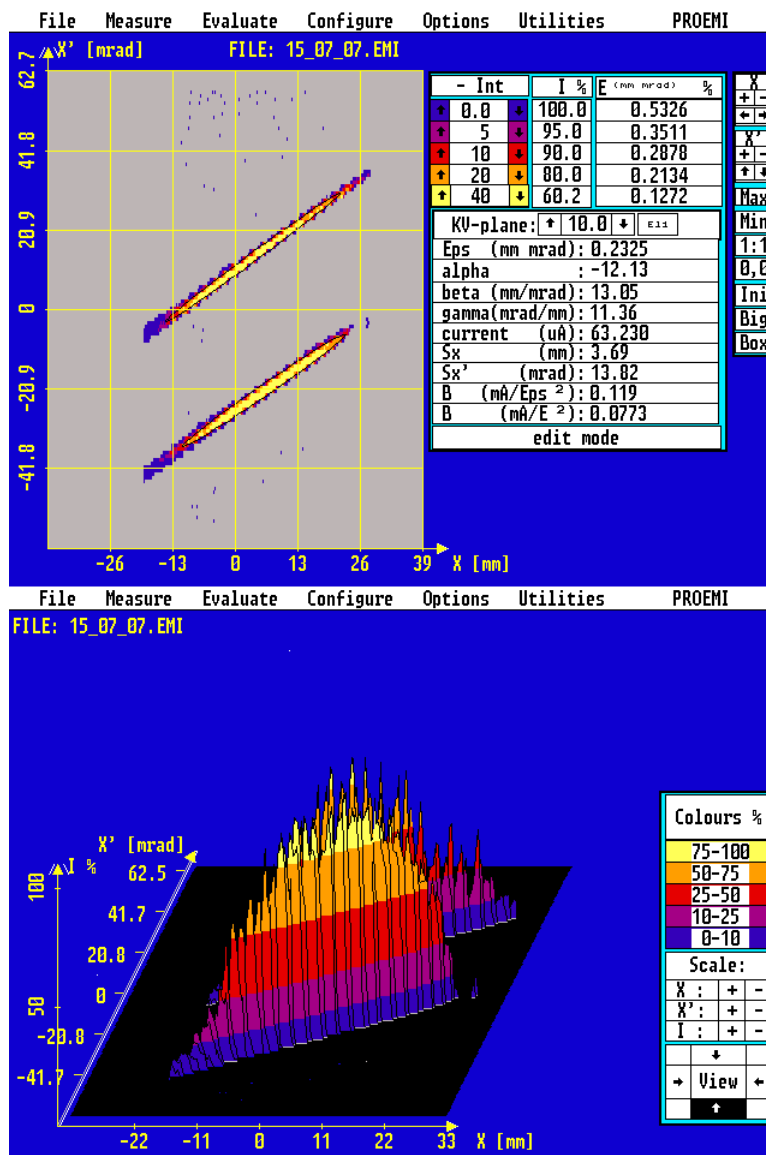


Abb. (8.34): 2- und 3-dimensionale Emittanz nach dem RFQ. Die KV-Emittanzen wurden am Kreuzungspunkt der Strahlachsen aufgenommen.

Die Emittanzen der Strahlachsen betragen normiert 90% 0,057 mm mrad und 0,0625 mm mrad, der Unterschied ist kleiner 9%. Die Emittanzen der Injektions-systeme, die während des Testbetriebs aufgenommen wurden, können nicht zur Ermittlung des Emittanzwachstums nach dem RFQ genutzt werden. Durch eine geänderte Resonanzfrequenz des RFQ benötigt dieser eine auf 4,15 keV erhöhte Strahlenergie der Injektionssysteme. Diese wurden im Testbetrieb bei 4 keV ausgeführt. Außerdem mußten durch geänderte Einschußbedingungen in den RFQ die Linsenspannungen gegenüber dem Testbetrieb variiert werden.

Die Strahlenergie wurde mit einem Umlenkmagneten, der hinter dem RFQ montiert wird, überprüft. Je nach Stärke des Magnetfeldes wird der Strahl mehr oder weniger stark abgelenkt. Bei bekanntem Magnetfeld kann somit die Energie des Strahls ermittelt werden. Abb. 8.35 zeigt das Energiespektrum nach dem RFQ.



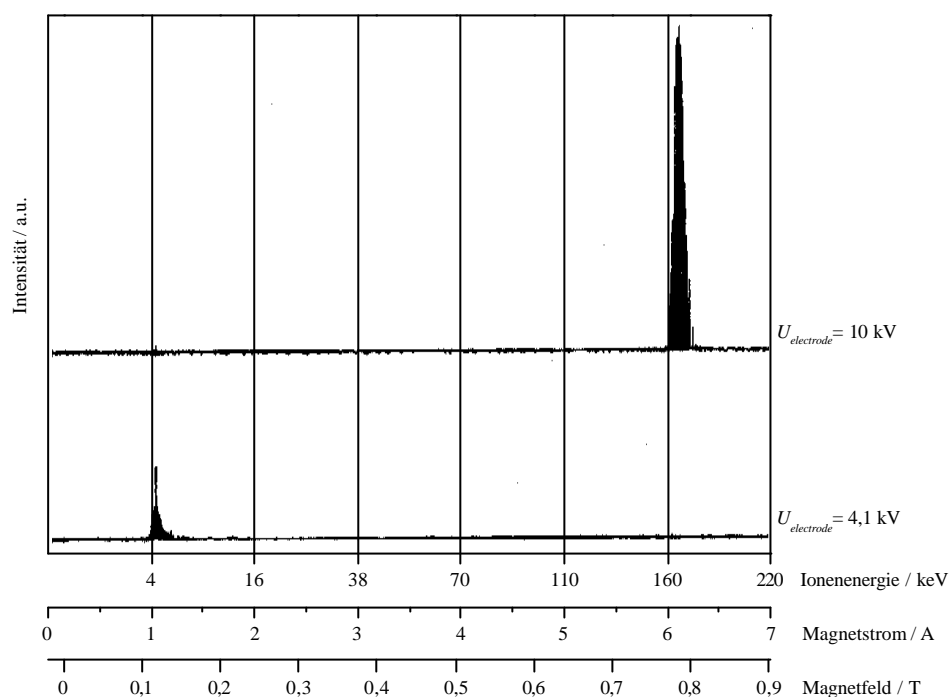


Abb. (8.35): Energiemessung hinter dem RFQ. Bei einer Elektrodenspannung von 4 kV wird der Ionenstrahl nur transportiert. Wird die Elektrodenspannung auf 10 kV erhöht, beschleunigt der RFQ die Ionen auf eine Energie von 166 keV.

Abb. 8.35 zeigt die Energiemessung hinter dem RFQ. Beträgt die Spannung an den Elektroden 4 kV wird der Strahl nur transportiert und hat die Einschussenergie, die im Experiment auf 4,15 keV erhöht wurde. Bei einer Elektrodenspannung von 10 kV werden die Teilchen auf eine Energie von 166 keV beschleunigt. Aufgrund der mit 4,15 keV erhöhten Einschussenergie in den RFQ haben damit die Teilchen die erwartete Energie des RFQ.

## 9 Zusammenfassung

Diese Arbeit entstand im Zusammenhang mit dem Funneling-Experiment am Institut für Angewandte Physik. Dieses Experiment soll die praktische Umsetzung des für das HIDIF-Projekt benötigte „Funneln“ zur Ionenstrom-Erhöhung demonstrieren. Dabei stand die Erzeugung zweier identischer Ionenstrahlen mit einer Energie von 4 keV im Vordergrund. Diese Ionenstrahlen werden in zwei aufeinander zulaufenden RFQ-Beschleunigern auf eine Energie von 160 keV beschleunigt. Der noch in Planung stehende Funneling-Deflektor bringt die beiden Ionenstrahlen auf eine gemeinsame Strahlachse.

Zu Beginn der Diplomarbeit stand der Umbau der Emittanzmeßanlage auf eine PC-Plattform. Gleichzeitig wurde ein sogenannter Quellenturm zum Betrieb der Ionenquellen aufgebaut (vgl. Kapitel 7.2). Die Multicusp-Ionenquellen wurden von K. N. Leung vom Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) entwickelt und gebaut. Das elektrostatische Linsensystem wurde von R. Keller (LBNL) entworfen und berechnet. Die beiden Linsensysteme wurden in unserer Werkstatt gefertigt. Der erste Teil des Testbetriebs der Injektionssysteme, bestehend aus der Multicusp-Ionenquelle sowie dem elektrostatischen Linsensystem auch LEBT (**L**ow **E**nergy **B**eam **T**ransport) genannt, bestand aus der Messung des Strahlstromes sowie der zugehörigen Emittanz. Zum Messen des Strahlstromes stand eine durch Preßluft in den Ionenstrahl fahrbare Faradaytasse zur Verfügung. Von dieser Faradaytasse wurde eine Kennlinie zur Bestimmung der Spannung der Sekundärelektronen- unterdrückung aufgenommen (vgl. Kapitel 8.1). Zur Messung der Strahlemittanz wurde eine Emittanzmessung nach dem Schlitz-Gitter Prinzip vorgenommen (vgl. Kapitel 5, Kapitel 7.7-7.9).

Beim Betreiben der Injektionssysteme stand vor allem der Synchronbetrieb im Vordergrund. Dabei wurde festgestellt, daß eine der beiden Ionenquellen auch ohne Linsensystem einen größeren Strahlstrom liefert (vgl. Kapitel 8.9). Der Unterschied zwischen den Ionenquellen beträgt bei einem Bogenstrom von 6 A über 20 %. Dies bedeutet für den späteren Strahlbetrieb am RFQ, daß zum Erzeugen gleicher Strahlströme eine Ionenquelle immer mit einem kleineren Bogenstrom betrieben werden muß. Die dadurch unterschiedlichen Plasmadichten sowie thermischen Belastungen der Plasmakammer und unterschiedlichen Füllgrade der elektrostatischen Linsen tragen zu den festgestellten Emittanzunterschieden bei.

Zum späteren Vergleich der Injektionssysteme wurde ein Injektionssystem durch verschiedene Bogenströme, variierte Spannungen an den elektrostatischen Linsen sowie unterschiedlichen Gasdrücken in der Plasmakammer ausgemessen. Diese Messungen wurden nach Wechseln der Glühkathode sowie Demontage und Neumontage von Ionenquelle und Linsensystem wiederholt. Dabei wurde festgestellt, daß sich der Strahlstrom bei der Vergleichsmessung kaum, die Emittanz der Injektionssysteme aber bis ca. 10% ändert (vgl. Kapitel 8.5). Diese Unterschiede müssen bei dem späteren Vergleich mit dem zweiten Injektionssystem einbezogen werden.

Beim Betrieb des zweiten Injektionssystems wurden im direkten Vergleich der Injektionssysteme Unterschiede zwischen dem Strahlstrom sowie der Emittanz festgestellt. Auch hier lieferte das zweite Injektionssystem den schon nach der Ionenquelle festgestellten größeren Ionenstrom. Die gemessenen normierten 90 % RMS-Emittanzen bei einem Strahlstrom von 1 mA betragen am Injektionssystem 1  $\varepsilon_1 = 0,0288$  mm mrad, beim Injektionssystem 2  $\varepsilon_2 = 0,0216$  mm mrad, bei einer Strahlenergie von 4 keV. Die Emittanzunterschiede betragen bis zu 30 %.

Im Betrieb mit dem RFQ können die Linsensysteme nicht mit den identischen Spannungen betrieben werden. Dies ist zum einen auf die fertigungsbedingten Unterschiede zurückzuführen, zum anderen auf die abweichenden Plasmadichten zum Erreichen gleicher Strahlströme.

Im geplanten HIDIF-Projekt sollen 48 Ionenquellen drei unterschiedliche Teilchenströme erzeugen. Bei dieser Anzahl an Ionenquellen für drei unterschiedliche Ionensorten wird das Erzeugen identischer Teilchenströme sicher noch schwerer zu bewältigen sein.

Am Funneling-Experiment ist der Vergleich der beiden Injektionssysteme abgeschlossen. Der Doppelstrahl RFQ-Beschleuniger ist aufgebaut, es wurde bereits ein Ionenstrahl in den RFQ eingeschossen (vgl. Kapitel 8.13). Die normierten 90 % RMS-Emittanzen nach dem RFQ betragen 0,057 mm mrad sowie 0,0625 mm mrad für die beiden Strahlachsen. Der Emittanzunterschied ist kleiner 9 %. Die Emittanzen nach dem RFQ können nicht direkt mit den im Testbetrieb gemessenen Emittanzen der Injektionssysteme verglichen werden. Im Strahlbetrieb mit dem RFQ wurde eine Strahlenergie der Injektionssysteme von 4,15 keV benötigt. Außerdem mußten durch geänderte Einschußbedingungen in den RFQ die Linsenspannungen gegenüber dem Testbetrieb variiert werden.

Mit dem Aufbau des Funneling-Deflektors wird zur Zeit begonnen. Nach der Erprobung wird der Einbau in die Strahlachse erfolgen.

## 10 Literaturverzeichnis

- [1] Ian Brown, *Handbook of Ion sources*, Edited by Bernhard Wolf
- [2] R. Wolpert, *Untersuchung eines neuartigen, kompakten RFQ-Injektionssystems*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1995)
- [3] G. Riehl, *Emittanzmessung am Radio-Frequency-Quadrupole*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1985)
- [4] W. Bart, T. Ludwig, *Über den Einfluß der Auflösung auf die gemessene Strahlemittanz*, Interner-Report 92-10, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (1992)
- [5] K. Volk, *Entwicklung einer effizienten Ionenquelle zur Produktion intensiver, hochbrillanter, atomarer, einfach geladener Ionenstrahlen*, Dissertation, Universität Frankfurt (1993)
- [6] J. Buon, *Beam Phase Space and Emittance*, CERN Accelerator School Proceedings (Editor: S. Turner), CERN 94-01, Vol. I, page 89-115 (1994)
- [7] W. Nolting, *Grundkurs: Theoretische Physik 2, Analytische Mechanik*, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen (1990)
- [8] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Stuttgart (1996)
- [9] Bronstein Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 25. Auflage, Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig und Verlag Nauka, Moskau 1991
- [10] Leybold AG, *Grundlagen der Vakuumtechnik, Berechnungen und Tabellen*, Auflage 09/87
- [11] Kurt Endl / Wolfgang Luh, *Analysis 2, Eine integrierte Darstellung*, 7. Auflage, AULA-Verlag Wiesbaden
- [12] J. Rathke, M. Peacock, J. Sredniawski, *Thermo-Mechanical Design of a CW Plate Emittance Scanner*, Proceeding of the XVIII International Linac Conference, Linac 96, Geneva, August 1996
- [13] P. Junior, H. Deitinghoff, H. Klein, *Influence of space charge on axial motion in heavy-ion Linacs*, Lin. Acc., 1979

- [14] Clausnitzer, Dupp, Hanle, Kleinheins, Löb, Reich, Scharmann, Schneider, Schwertführer, Wölchen, *Partikel-Beschleuniger*, Verlag Karl Thiemig KG München, August 1966
- [15] M. Sarstedt, *Untersuchungen zu Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und Ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger*, Dissertation, Universität Frankfurt (1994)
- [16] A. Firjahn-Andersch, *Einige Grundlagen zur Kernfusion*, Int.-Rep. 97-1, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt (1997)
- [17] A. Firjahn-Andersch, J. Madlung, A. Schempp, H. Zimmermann, *Progress of the Two-Beam Funneling Experiment*,
- [18] Gerthsen, Vogel, *Physik*, 17. Auflage, Springer-Verlag
- [19] Achim Kipper, *Untersuchungen an einem 27 MHz-Spiral-RFQ-Prototypen für das Hochstromprojekt der GSI*, Dissertation, Universität Frankfurt (1994)
- [20] N. Angert, *ION SOURCES*, CERN Accelerator School Proceedings (Editor: S. Turner), CERN 94-01, Vol. II, page 619-642 (1994)
- [21] R. Becker, *EBIS/EBIT: ELECTRON BEAM ION SOURCE/TRAP*, Ian Brown, *Handbook of Ion sources*, Edited by Bernhard Wolf
- [22] B. H. Wolf, *VACUUM ARC ION SOURCES*, Ian Brown, *Handbook of Ion sources*, Edited by Bernhard Wolf
- [23] S. Runkel, *Entwicklung und Aufbau eines Elektronenstrahl-Extraktionssystems für die Frankfurter EZR-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1998)
- [24] A. Firjahn-Andersch, H. Liebermann, A. Schempp, J. Thibus, H. Vormann, E. Windschuh, H. Zimmermann, *FIRST RESULTS OF THE TWO-BEAM FUNNELING EXPERIMENT*, Proceeding of the LINAC 1998 conference
- [25] A. Schempp, *Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenz-Quadrupol (RFQ)-Beschleuniger*, Habilitationsschrift, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt am Main, 1990
- [26] R.E. Marrs, S.R. Elliott, D.A. Knapp, *Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare Uranium Ions in an Electron Beam Ion Trap*, Physics Department, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, January 1994
- [27] M. Kleinod, R. Becker, H. Bongers, M. Weidenmüller, B. Zipfel, *A generation of unconventional electron beam ion sources*, Institut für Angewandte Physik,

Universität Frankfurt, September 1995

[28]Gerthsen, Vogel, *Physik*, 17. Auflage, Springer-Verlag, Seite 421

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. A. Schempp danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Ich bedanke mich bei Herrn Prof. R. Becker für die Bereitstellung von IGUN.

Für die Einführung in die Arbeitsgruppe zu Beginn meiner Arbeit danke ich Ulrike Beisel, Ralph Köbel und Till Mannsmann. Hartmut Vormann danke ich für die freundschaftliche Unterstützung, insbesondere bei organisatorischen Sachverhalten. Arne Firjahn-Andersch danke ich als Mitglied der Funneling-Gruppe für alle Hilfen zum Gelingen dieser Arbeit. Meinem jetzigen Zimmergenossen Alexander Bechtold danke ich für die gute Stimmung in Raum 9. Steffen Runkel danke ich für die Zeichnung der EZR-Ionenquelle. Ihm und Oliver Hohn danke ich für die netten Stunden an der Cern Accelerator School im Oktober '96 in Cascais, Portugal.

Ich bedanke mich bei Dr. K. Volk für die fachliche Hilfe mit den Ionenquellen und der Emittanzmeßanlage. Dieser Dank gilt auch den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe.

Einen großen Dank an Herrn I. Müller für den stets freundlichen Empfang und das Überlassen etlicher Teile. Dies hat mir einige Stunden der Suche im Keller erspart.

Der Institutswerkstatt unter der Leitung von Feinmechanikermeister G. Hausen danke ich für die Anfertigung etlicher Teile.

Ich bedanke mich bei Herrn Kronenberger und Herrn Dr. E. Palm für das Ausleihen einiger fotografischer Geräte.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern für die Unterstützung beim Studium.