



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6075

**Erzeugung und Fokussierung  
intensiver, niederenergetischer  
Protonenstrahlen mit einer  
großflächigen, gepulsten  
Ionenquelle bei Impulsdauern  
im  $\mu\text{s}$ -Bereich**

**S. Schalk**

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Kernfusion

**April 1998**

---



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6075

Erzeugung und Fokussierung intensiver, niederenergetischer  
Protonenstrahlen mit einer großflächigen, gepulsten Ionenquelle bei  
Impulsdauern im  $\mu\text{s}$ -Bereich\*

Sven Schalk

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Projekt Kernfusion

\*Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

**Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

---

## KURZFASSUNG

Ein essentielles Problem bei der Auslegung des Divertors für den ITER Fusionsreaktor ist die kurzzeitige, sehr hohe Energiedeposition auf der Oberfläche der Divertorplatten, die bei Störungen des Normalbetriebs durch Plasmaabbrüche („Disruptions“) bzw. „ELMs“ (Edge Localized Modes) erwartet wird. Obwohl numerische Simulationen vorhersagen, daß die Plasmaeinwirkung auf der Divertoroberfläche durch das Ausbilden einer Dampfabschirmung gemildert wird, bleibt die Wirksamkeit dieses Schutzmechanismus unklar, solange die numerischen Modelle nicht durch entsprechende experimentelle Untersuchungen bestätigt wurden, bei denen die derzeit favorisierten Divertormaterialien vergleichbaren Belastungen ausgesetzt sind. Untersuchungen mit Protonenstrahlen werden unter diesem Gesichtspunkt als wertvolle Ergänzung zu den aktuellen experimentellen Arbeiten mit Elektronenstrahlen und Plasmakanonen angesehen. Sollen die Ergebnisse auf ITER-Verhältnisse übertragbar sein, so muß eine entsprechende Anlage Protonenstrahlen mit einer Leistungsdichte von  $10 \text{ MW/cm}^2$  bei Pulslängen von über  $10 \mu\text{s}$  liefern, wobei die kinetische Energie der Protonen im Bereich von  $10 \text{ keV}$  liegen muß. Konzeptstudien zu einer solchen Anlage deuteten darauf hin, daß die gestellten Forderungen durch Verwendung einer großflächigen Ionenquelle in Verbindung mit ballistischer Fokussierung und nachfolgender magnetischer Strahlkompression erfüllt werden können.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der experimentellen Umsetzung der verschiedenen Komponenten und Techniken sowie der Überprüfung der theoretischen Modelle, auf denen diese Konzeptstudien basieren. Hierzu wurde die Experimentieranlage PROFA („PROton FACility“) aufgebaut, die einerseits als Testbett für die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte, großflächige Protonenquelle fungierte und andererseits aufgrund ihres modularen Aufbaus detaillierte Studien zum Strahltransport ermöglichte.

Die Erzeugung des großflächigen Anodenplasmas dieser gepulsten Protonenquelle beruht auf einer neuartigen Methode, die es erlaubt, eine große Anzahl flächig verteilter lokaler Oberflächengleitentladungen synchron zu zünden. Durch eine lineare Abhängigkeit der Plasmadichte vom Summenstrom sämtlicher Oberflächengleitentladungen läßt sich die Dichte durch geeignete Beschaltung der Quelle kontrolliert steuern. Sie liegt an der Oberfläche der Entladungseinheiten in einer Größenordnung von  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Nach der Expansion des Plasmas zur eigentlichen Emissionsoberfläche (Anodengitter) reduziert sich die für die Höhe der extrahierten Ionenstromdichte wesentliche Plasmadichte auf etwa  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Die Elektronentemperatur des emittierenden Plasmas beträgt im Mittel  $20 \text{ eV}$ . Mit diesen Werten werden Ionenstromdichten von über  $0.1 \text{ A/cm}^2$  erreicht, wobei allerdings erwähnt werden muß, daß die Ionenstromdichte über die Emissionsoberfläche nicht konstant ist, sondern zur Peripherie hin stark abfällt. Überschreitet der aus dem Plasma extrahierte Ionenstrom einen Wert von etwa  $15 \text{ A}$ , werden die erreichbaren Pulslängen von einem bisher nicht vollständig identifizierten Kurzschlußmechanismus im Extraktionssystem der Quelle eingeschränkt. Während unterhalb dieses Wertes die volle vom Hochspannungsimpulsgenerator gelieferte Pulslänge von  $40 \mu\text{s}$  ausgenutzt wird, fällt sie bei Strömen von über  $100 \text{ A}$  auf etwa  $5.5 \mu\text{s}$  ab.

Die Qualität der ballistischen Fokussierung wird vorwiegend von der Quelldivergenz des Ionenstrahls herabgesetzt, deren Ursprung im wesentlichen in der periodischen Struktur des Anodengitters zu suchen ist. Der maximal auftretende Quelldivergenzwinkel beträgt etwa  $70 \text{ mrad}$ . Zusätzlich verschlechtert sich die ballistische Fokussierung durch eine sphärische Aberration, die von einer Plasmaexpansion in den Extraktionsspalt hervorgerufen wird. Die

---

Neutralisation der positiven Raumladung des Strahls ist eine Vorbedingung für einen erfolgreichen Strahltransport. Die dazu benötigten Elektronen werden unter Anwendung eines erweiterten „accel-decel“-Prinzips durch ioneninduzierte Sekundärelektronenemission an den Kathodengittern der Quelle zur Verfügung gestellt. Eine effektive Raumladungsneutralisation beginnt etwa  $3 \div 4 \mu\text{s}$  nach Pulsbeginn. Aufgrund des magnetischen Kompressionsfeldes werden in dieser Zeit genügend Elektronen im Volumen des Transportkanals akkumuliert, wobei sich eine Streuung der Longitudinalenergie der Elektronen einstellt, die einer charakteristischen Temperatur von 100 eV entspricht. Der Ionenstrahl wird durch die hier erstmals experimentell nachgewiesene Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression mit einer Effizienz von bis zu 70 % zum Target transportiert. Allerdings wird dieser Wert erst 12  $\mu\text{s}$  nach Pulsbeginn erreicht.

Grundsätzlich ist die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Protonenquelle potentiell für eine ITER-relevante Simulation der Dampfabschirmung geeignet. Die Entwicklung der Quelle muß jedoch hinsichtlich einiger Schwächen noch weiter vorangetrieben werden.

---

## „Generation and focusing of intense, low energy proton beams using a large area, pulsed ion source with pulse duration in the $\mu\text{s}$ -regime“

### ABSTRACT

One of the subjects of major concern in present divertor tokamak research for ITER is the substantial heat load to which divertors are exposed during operational instabilities such as plasma disruptions and to lesser extent during „ELMs“ (Edge Localized Modes). Although numerical simulations predict that the plasma impact on the divertor surface is mitigated by the formation of a plasma shield (vapor shield), the efficiency of this autoprotective action remains questionable as long as the numerical models have not been validated by adequate experiments, in which divertor candidate materials are subjected to comparable load conditions. In this context, investigations using proton beams are considered to provide a valuable complement to the presently performed experiments using electron beams and plasma guns. In order to achieve ITER relevant results a proton beam facility has to deliver a power density of  $10 \text{ MW/cm}^2$  over a pulse length of no less than  $10 \mu\text{s}$ . The kinetic energy of the protons has to be in the range of  $10 \text{ keV}$ . Conceptual studies of such a facility indicated that these requirements could be fulfilled by using a large area ion source in combination with ballistic focusing and a subsequent magnetic compression.

The present work aimed at demonstrating the practical feasibility of the different components and techniques and the adequacy of the theoretical models on which these conceptual studies were based. For this purpose an experimental facility PROFA („PROton FAcility“) was built, which served as a test installation for the development of a new type of large area proton source and, owing to the modular design of the facility, allowed to investigate and optimize beam transport.

The generation of the anode plasma of the pulsed proton source is based on a novel technique, comprising synchronous ignition of a large number of individual surface flashover units, distributed over a substantial anode area. Due to a linear dependence of the plasma density from the sum current through all surface flashover units the density is easily controlled by external electronic components. The plasma density on the surface of the discharge units lies in the range of  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . After its expansion to the emission surface (anode grid) the density, which governs the extractable ion current density, drops to about  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . The average electron temperature of the emitting plasma is  $20 \text{ eV}$ . Ion current densities above  $0.1 \text{ A/cm}^2$  are obtained, although the current density profile is not homogeneous over the emission surface, but falls off towards the periphery. When the total ion current exceeds  $15 \text{ A}$ , the pulse length is limited by a breakdown mechanism in the extraction system of the source, which has yet to be identified. While below this value full use is made of the maximum pulse length of the high voltage generator, which is  $40 \mu\text{s}$ , the pulse length drops to about  $5.5 \mu\text{s}$  for currents above  $100 \text{ A}$ .

The quality of the ballistic focusing is governed mainly by the source divergence of the ion beam, which is predominantly caused by the periodic structure of the anode grid. The maximum source divergence angle is  $70 \text{ mrad}$ . Additionally the efficiency of the ballistic focusing is decreased by spherical aberration originating from a local plasma expansion into the extraction gap. The neutralization of the positive space charge of the ion beam is a precondition for a successful beam transport to the target. Applying an extended accel-decel-principle the electrons required for space charge neutralization are provided by ion induced

---

secondary electron emission on the cathode grids. Efficient neutralization appears within  $3 \div 4$   $\mu\text{s}$  after the onset of the pulse. A sufficient number of electrons can be accumulated in the volume of the transport channel during this time assisted by the presence of the magnetic compression field. In the course of this accumulation a thermalization of the electrons occurs leading to a spread in their longitudinal velocities, which corresponds to a characteristic temperature of 100 eV. For the first time it was possible to accomplish an efficient proton beam compression by a combination of ballistic focusing and magnetic compression. A maximum current transport efficiency of 70 % was attained, though this value was reached only 12  $\mu\text{s}$  after the onset of the pulse.

In general, one might conclude that the new type of proton source being developed in the frame of this work is potentially suited for ITER-relevant simulations of the vapor shield effect. However the source has to be developed further with regard to eliminating some weak points.



---

# INHALTSVERZEICHNIS

<b>1. EINLEITUNG</b>	<b>1</b>
1.1. KONZEPTSTUDIE KANDIS	3
1.2. PROTONENSTRAHLANLAGE PROFA	5
<b>2. PROFA-QUELLE</b>	<b>8</b>
2.1. GRUNDLAGEN ZUR EXTRAKTION VON IONEN AUS EINER PLASMAQUELLE	8
2.1.1. Quellbegrenzung der Ionenstromdichte	8
2.1.2. Raumladungsbegrenzung des Stromflusses in einer planaren Diode	12
2.1.3. Pierce-Elektroden	15
2.2. AUFBAU DER PROFA-QUELLE	17
2.3. ANODENPLASMA	21
2.3.1. Erzeugung des Plasmas	21
2.3.2. Eigenschaften des Plasmas	23
2.3.2.1. Spektroskopische Messungen im sichtbaren Bereich	23
2.3.2.2. Messungen mit Langmuir-Sonden	28
2.4. IONENEXTRAKTION	36
2.5. QUELLCHARAKTERISTIKEN	42
2.6. STRAHLZUSAMMENSETZUNG	48
<b>3. IONENSTRAHLTRANSPORT UND FOKUSSIERUNG</b>	<b>55</b>
3.1. GRUNDLEGENDE RESTRIKTIONEN FÜR STRAHLTRANSPORT UND FOKUSSIERUNG	56
3.1.1. Elektromagnetische Eigenfelder und Stromgrenzen	56
3.1.2. Raumladungsneutralisation im Vakuum	60
3.1.3. Divergenz	65
3.2. BALLISTISCHE FOKUSSIERUNG	67
3.2.1. Ionenstromdichteverteilung im ballistischen Fokus ohne Magnetfeld	68
3.2.2. Messungen zur Divergenz	71
3.2.3. Mögliche Ursachen der Quelldivergenz	74

---

<b>3.2.4. Raumladungsneutralisation ohne Magnetfeld</b>	<b>78</b>
<b>3.3. MAGNETISCHE KOMPRESSION</b>	<b>84</b>
<b>3.3.1. Magnetfeld</b>	<b>89</b>
<b>3.3.2. Ionenstromdichteverteilung im ballistischen Fokus mit B-Feld</b>	<b>92</b>
<b>3.3.3. Raumladungsneutralisation mit B-Feld</b>	<b>94</b>
3.3.3.1. Potentialmessungen im ballistischen Bereich	94
3.3.3.2. Energieverteilung der Neutralisationselektronen	95
3.3.3.3. Zeitliches Verhalten von Gefäß- und Targetstrom	103
<b>3.3.4. Effizienz des Strahltransports</b>	<b>105</b>
3.3.4.1. Targetstrommessungen mit Targetscheibe	106
3.3.4.2. Targetstrommessungen mit Zwei-Elektroden-Kollektor	106
3.3.4.3. Kalorimetrische Messungen	107
3.3.4.4. Transporteffizienz	109
<b>3.3.5. Numerische Simulation der Strahlfokussierung</b>	<b>110</b>
<b><u>4. DISKUSSION DER ERGEBNISSE</u></b>	<b><u>115</u></b>
<b>4.1. RESÜMEE DER ARBEIT</b>	<b>115</b>
<b>4.2. DISKUSSION UND AUSBLICK</b>	<b>118</b>
<b>4.3. ALTERNATIVE VERWENDUNG DER PROFA-IONENQUELLE</b>	<b>120</b>
<b><u>5. ANHANG</u></b>	<b><u>122</u></b>
<b>ANHANG A: HOCHSPANNUNGSIMPULSGENERATOR</b>	<b>122</b>
<b>ANHANG B: DIAGNOSTIK</b>	<b>123</b>
<b>1. Strommonitore</b>	<b>123</b>
<b>2. Drei-Elektroden-Kollektor (DEK)</b>	<b>124</b>
<b>3. Ringkollektor</b>	<b>126</b>
<b>4. Langmuir-Sonden</b>	<b>128</b>
<b>5. Drahtsonde</b>	<b>131</b>
<b>6. Kapazitive Probe</b>	<b>131</b>
<b>7. Kalorimeter</b>	<b>133</b>
<b>ANHANG C: NUMERISCHE SIMULATIONSRECHNUNGEN ZUM STRAHLTRANSPORT</b>	<b>134</b>
<b><u>6. LITERATURVERZEICHNIS</u></b>	<b><u>139</u></b>

---

## 1. EINLEITUNG

Auf dem Weg zu einer wirtschaftlich nutzbaren Energiegewinnung durch Kernfusion gibt es eine Vielzahl von physikalischen und technologischen Problemen zu bewältigen. So muß z. B. bei ringförmigen Fusionsreaktoren, die nach dem Prinzip des magnetischen Plasmaeinschlusses arbeiten, strikt vermieden werden, daß das Plasma durch Atome hoher Kernladungszahl verunreinigt wird (Strahlungsverluste). Da diese Verunreinigungen durch Plasma-Wand-Wechselwirkung freigesetzt werden, versucht man, die Reaktorgefäßwand soweit als möglich mit Niedrig-Z-Material abzudecken und die Wechselwirkung durch eine möglichst niedrige Temperatur am Plasmarand zu verlangsamen. Ferner hat sich die Verwendung eines Divertors etabliert.

Durch Zusatzspulen werden die Magnetfeldlinien am Plasmarand in eine separate Kammer gelenkt, wo das verunreinigte Randplasma abgebremst und großflächig auf die Divertorwand abgeführt wird. Im Normalbetrieb ist der Divertor einer höheren thermischen Belastung ausgesetzt als die Gefäßwand (etwa  $50 \text{ MW/m}^2$  bei ITER [Janeschitz, 1995]). Bei einem Störfall, z.B. bei Plasmaabbrüchen („Disruptions“) oder ELMs („Edge Localized Modes“) im Fusionsreaktor kommt es zu einer kurzzeitigen, sehr hohen Energiedeposition auf der Oberfläche der Divertorplatten. In ITER werden derzeit folgende Werte für diese Belastung postuliert: Teilchenenergie der Elektronen und Ionen in der Größenordnung von 10 keV, Pulsdauer größer als  $100 \mu\text{s}$  und Energiedichte bis zu  $140 \text{ MJ/m}^2$  für Disruptions bzw.  $10 \text{ MJ/m}^2$  für ELMs [Janeschitz, 1995]. Dieser hohe Energieeintrag würde zu Erosion und Verlust von Divertormaterial führen und dadurch die Standzeit der Divertorplatten erheblich einschränken. Entschärft wird diese Problematik durch den Effekt der Dampfabschirmung: verdampftes Divertormaterial bildet eine Plasmaschicht an der Oberfläche der Divertorplatten und schützt diese vor weiterer massiver Verdampfung [Sestero, 1977]. Da in existierenden Tokamaks die für ITER erwarteten hohen Energiedepositionen im Divertor nicht erreicht werden, ist man gezwungen, zur Untersuchung der Dampfabschirmung und der möglichen Erosion im Divertor auf Simulationsexperimente und numerische Modelle auszuweichen. Prinzipiell eignen sich zur experimentellen Simulation Plasma-, Elektronen- und Protonenstrahlen. Zahlreiche Experimente, bei denen derzeit favorisierte Divertormaterialien (Be, C, W) Elektronen- oder Plasma-Strahlen ausgesetzt werden, unterstützen bereits das für eine belastbare Auslegung des Divertors notwendige Verifizieren der in Arbeit befindlichen numerischen Methoden [Engelko, 1995; Kappler, 1995; Würz, 1995]. Allerdings existieren bisher keine Anlagen, die eine adäquate Simulation der Divertorbelastung im Bezug auf die ITER-typischen Parameter des Plasmaflusses erlauben.

Obwohl bei Elektronenstrahlanlagen die Möglichkeit gegeben ist, die Strahlparameter mit guter Genauigkeit zu kontrollieren und sie in einem großen Bereich zu variieren, besteht ein wesentlicher Nachteil in der relativ hohen kinetischen Energie der Teilchen. An existierenden Anlagen werden Versuche durchgeführt, bei denen die Elektronen statt der geforderten 10 keV etwa 100 keV kinetischer Energie haben [Engelko, 1995]. Es wurde festgestellt, daß eine Dampfabschirmung aufgrund der größeren Eindringtiefe der Elektronen in das Divertormaterial unter dieser Bedingung praktisch nicht stattfindet. Somit sind Elektronenstrahlexperimente in dieser Form zur Erforschung der Dampfabschirmung ungeeignet.

Bei den sogenannten Plasma-Kanonen hingegen konnte die Ausbildung einer abschirmenden Plasmaschicht bereits beobachtet werden. Allerdings gibt es auch hier Nachteile, denn die relativ geringen kinetischen Energien der Ionen und Elektronen ( $< 1 \text{ keV}$ ) erfordern zum Erreichen von relevanten Leistungsdichten sehr dichte Plasmen ( $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) [Würz, 1995]. Dadurch ist auch der Plasmafluß wesentlich höher, als er für ITER zu erwarten ist. Zusätzlich wird die Analyse der Dampfabschirmung durch die Koexistenz und räumliche Überlagerung des auftreffenden Plasmas und des Plasmas der Dampfabschirmung erschwert.

Aufgrund dieser Nachteile sind Simulationsexperimente mit Protonenstrahlen eine wertvolle Ergänzung zu den bisherigen Untersuchungen, da sie den Vorteil der einfachen Kontrolle der Parameter bei Teilchenstrahlen mit einer geringen, realistischeren Eindringtiefe vereinen. Um bei solchen Simulationsexperimenten ITER-relevante Belastungen des Targetmaterials zu erreichen, muß die Leistungsdichte am Target  $P = 10 \text{ MW/cm}^2$  betragen. Targetmaterial, das durch den auftreffenden Protonenstrahl verdampft wird, kann erst dann ein effektives Abschirmen bewirken, wenn soviel Material verdampft wurde, daß die entstehende Plasmaschicht eine direkte Wechselwirkung des einfallenden Strahls mit dem Festkörper verhindert. Dazu muß das Targetmaterial bis zur Eindringtiefe der Protonen verdampfen. Die im Festkörper zu deponierende Energiemenge berechnet sich in diesem Fall aus:

$$\Delta W = \tau_{\min} P = \Delta H_s^g \cdot \rho \cdot \lambda_{H^+} \quad (1.1)$$

Hierbei ist  $\tau_{\min}$  die Zeitspanne, über die ein Protonenstrahl mit einer zeitlich konstanten Leistungsdichte  $P$  mindestens wirken muß, um eine Dampfabschirmung hervorzurufen.  $\Delta H_s^g$  ist die zur Verdampfung des Materials benötigte spezifische latente Wärme,  $\rho$  die Dichte des Targetmaterials und  $\lambda_{H^+}$  die Eindringtiefe der Protonen. Für Graphit gilt z.B.:  $\Delta H_s^g = 68 \text{ kJ/g}$ ,  $\rho = 2.26 \text{ g/cm}^3$  und  $\lambda_{H^+} = 0.13 \mu\text{m}$  bei einer kinetischen Energie der Protonen von  $10 \text{ keV}$  (aus [Andersen, 1977]). Mit der benötigten Leistungsdichte von  $P = 10 \text{ MW/cm}^2$  ergibt sich damit  $\tau_{\min} = 0.2 \mu\text{s}$ .

Die hier aufgezeigte einfache Abschätzung für  $\tau_{\min}$  berücksichtigt keine Wärmeleitung in den Festkörper. Tatsächlich ist die Zeitspanne bis zur Ausbildung der Dampfabschirmung etwas länger und liegt im Bereich von  $\mu\text{s}$ , wie Experimente an Plasma-Kanonen gezeigt haben (siehe z.B. [Arkhipov, 1993]). Um die Physik der Dampfabschirmung hinreichend analysieren zu können, sollte ein ideal rechteckförmiger Protonenstrahlpuls daher mindestens eine Pulslänge von  $10 \mu\text{s}$  aufweisen.

Eine weitere Anforderung an den Protonenstrahl ist hinsichtlich seines Durchmessers am Target gegeben. Da die „toroidale Länge“ des einfallenden Plasmastroms die Ausdehnung der Plasmaschicht der Dampfabschirmung entlang der Magnetfeldlinien deutlich übersteigt, wird bei ITER der Energietransport zur Divertorwand im wesentlichen von ein- und zweidimensionalen Effekten geprägt. Um dreidimensionale Effekte bei der Simulation gering zu halten, sollte der Durchmesser des Protonenstrahls deshalb  $1 \text{ cm}$  nicht unterschreiten ([Federici, 1995]). Setzt man aus diesem Grund einen Strahlquerschnitt von mindestens  $1 \text{ cm}^2$  fest, muß der Protonenstrahl zur Realisierung einer Leistungsdichte von  $P = 10 \text{ MW/cm}^2$  bei einer kinetischen Energie der Ionen von  $10 \text{ keV}$  mindestens einen Strom von  $1 \text{ kA}$  tragen.

Vergleicht man bestehende Ionenstrahlkonzepte mit den oben diskutierten Anforderungen, um mögliche Kandidaten für die experimentelle Simulation der Dampfabschirmung zu identifizieren, so stellt man fest, daß keine geeigneten Anlagen existieren. Gasentladungs-Ionenquellen, die hauptsächlich für die Neutralteilcheninjektion zur Plasmaheizung in Fusionsreaktoren entwickelt wurden, wie z. B. DuoPIGatrons ([Stirling, 1977], [Menon, 1985]) oder Hohlkathoden-Ionenquellen ([Forrester, 1978], [Goebel, 1982]), liefern einen Ionenausstoß mit einem hohen Anteil an atomaren Spezies ( $\sim 80\%$ ) und sind in der Lage, Wasserstoffionenstromdichten über  $0.1\text{A}/\text{cm}^2$  zu erzeugen. Die bis heute veröffentlichten Protonenströme liegen allerdings weit unterhalb der geforderten  $1\text{ kA}$ . Im Gegensatz hierzu sind Anlagen zur Erzeugung intensiver Strahlen leichter Ionen mit Hilfe der Impulsleistungstechnik in der Lage, Protonenströme weit oberhalb der geforderten  $1\text{ kA}$  zu erreichen ([Humphries, 1980], [Bluhm, 1995]). Protonenenergien im MeV-Bereich, die typisch sind für solche Anlagen, sind jedoch viel zu hoch, während die Pulslängen um etwa einen Faktor  $10^3$  zu gering ausfallen. Eine nahezu vollständige Behandlung existierender Ionenquellen und Ionenstrahlanlagen sowie ihrer Parameter findet sich in verschiedenen Standardwerken zu diesem Thema, unter anderen bei Forrester [Forrester, 1988], Brown [Brown, 1989] und Humphries [Humphries, 1990].

## 1.1. Konzeptstudie KANDIS

Da keine geeignete Technologie vorhanden war, wurde in Kooperation zwischen dem Forschungszentrum Karlsruhe und dem Efremov Institut in St. Petersburg (Rußland) eine Konzeptstudie erarbeitet und zur experimentellen Erforschung der Dampfabschirmung eine Protonenstrahlanlage (KANDIS) angeregt ([Engelko, 1994/1]). Um den oben diskutierten Anforderungen, die in Tabelle 1.1 noch einmal zusammengefaßt sind, gerecht zu werden, wurde als Protonenquelle eine große sphärische Vakuumdiode vorgeschlagen, an deren Anode mit einer Emissionsoberfläche von  $10^4\text{ cm}^2$  eine homogene Stromdichte von mindestens  $0.1\text{A}/\text{cm}^2$  extrahiert werden kann. Der austretende Protonenstrahl soll unter der Voraussetzung vollständiger Neutralisation seiner positiven Raumladung in einer ersten Stufe ballistisch fokussiert werden und nach einer Länge von  $1.5\text{ m}$  die Fokalebene der Diode passieren. Durch die Propagation des Strahls in einem stark inhomogenen Magnetfeld wird der Strahl danach auf den geforderten Querschnitt komprimiert. Die magnetische Induktion muß dabei über die gesamte Länge des Transportkanals von  $2\text{ m}$  ansteigen. Ihr Wert sollte an der Anode etwa  $1\text{ mT}$  annehmen und am Target  $4 \div 5\text{ T}$ . Durch dieses für Ionen völlig neuartige Fokussierungskonzept, würden nicht nur die Abmessungen der Anlage

Parameter	geforderter Wert
kinetische Energie der Protonen	$10 \div 30\text{ keV}$
Pulslänge	$\geq 10\ \mu\text{s}$
Leistungsdichte am Target	$10\text{ MW}/\text{cm}^2$
Strahlquerschnitt am Target	$\geq 1\text{ cm}^2$
magnetische Induktion am Target	$4 \div 5\text{ T}$

**Tabelle 1.1:**  
**Anforderungsprofil für eine ITER-relevante experimentelle Simulation der Dampfabschirmung mit Hilfe eines Protonenstrahls.**

Parameter	Wert
Emissionsoberfläche	$10^4 \text{ cm}^2$
Stromdichte an dieser Oberfläche	$\geq 0.1 \text{ A/cm}^2$
Protonenanteil	100 %
Brennweite der sphärischen Diode	1.5 m
Gesamtlänge des Transportkanals	2 m
Flächenkompressionsverhältnis	$10^4$
magnetische Induktion an der Anode	$\sim 1 \text{ mT}$
Grad der Raumladungsneutralisation	100 %
zulässige maximale Quelldivergenz des Strahls ① wenn radiales E-Feld existiert ② ohne dieses E-Feld	$\leq 70 \text{ mrad}$ $\leq 30 \text{ mrad}$
Effizienz des Strahltransports ① ②	100 % 50 %

**Tabelle 1.2:**  
**Eckwerte der zur Simulation der Dampfabschirmung vorgeschlagenen Protonenstrahlanlage KANDIS.**

in einem vertretbaren Rahmen bleiben, sondern es wäre mit der hohen magnetischen Induktion am Target auch den Magnetfeldverhältnissen im ITER Divertor Rechnung getragen.

Zur Auslegung des Magnetfeldverlaufs und zur Beurteilung der Effizienz des Strahltransports wurden im Rahmen der Studie umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt ([Würz, 1997]). Dabei wurde festgestellt, daß die Transporteffizienz bei einem maximal auftretenden Quelldivergenzwinkel von 30 mrad (dieser Wert wurde in experimentellen Voruntersuchungen an einer kleinen Testanlage ermittelt [Schultheiss, 1992]) etwa 50% beträgt. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß eine vollständige Raumladungsneutralisation im gesamten Strahlvolumen stattfindet (z.B. durch ein Hintergrundplasma). Berücksichtigt man hingegen die eingeschränkte translatorische Beweglichkeit der Neutralisationselektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien, ist es aufschlußreich, auch von einer Raumladungsneutralisation auszugehen, die auf einen Bereich beschränkt ist, der durch die Magnetfeldlinien definiert ist, die durch die äußerste Kante der Emissionsfläche gehen. Setzt man außerdem voraus, daß die Anzahl der positiven und negativen Ladungsträger im jeweils betrachteten Strahlquerschnitt gleich ist, erreicht die Transporteffizienz 100%, wenn der maximal auftretende Quelldivergenzwinkel 70 mrad nicht überschreitet. Der wesentlich effektivere Strahltransport ist dabei

auf radiale E-Felder zurückzuführen, die die Protonen viel wirkungsvoller an die Magnetfeldlinien binden, als dies das Magnetfeld alleine kann. Tabelle 1.2 gibt einen Überblick über die wichtigsten Ergebnisse der KANDIS-Studie.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der experimentellen Umsetzung und Überprüfung der Konzepte der KANDIS-Studie. Insbesondere wird eine neuartige großflächige Protonenquelle vorgestellt, die Realisierung der Raumladungsneutralisation besprochen und erstmals die Kompression eines Protonenstrahls durch eine Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression nachgewiesen. Die Experimente hierzu wurden hauptsächlich an der Protonenstrahlanlage PROFA („PROton beam FACility“) durchgeführt, deren Dimensionierung bewußt nicht auf das Erreichen einer Leistungsdichte von  $P = 10 \text{ MW/cm}^2$  abzielt, da die Anlage zunächst Auskunft über die grundlegenden physikalischen Vorgänge geben soll.

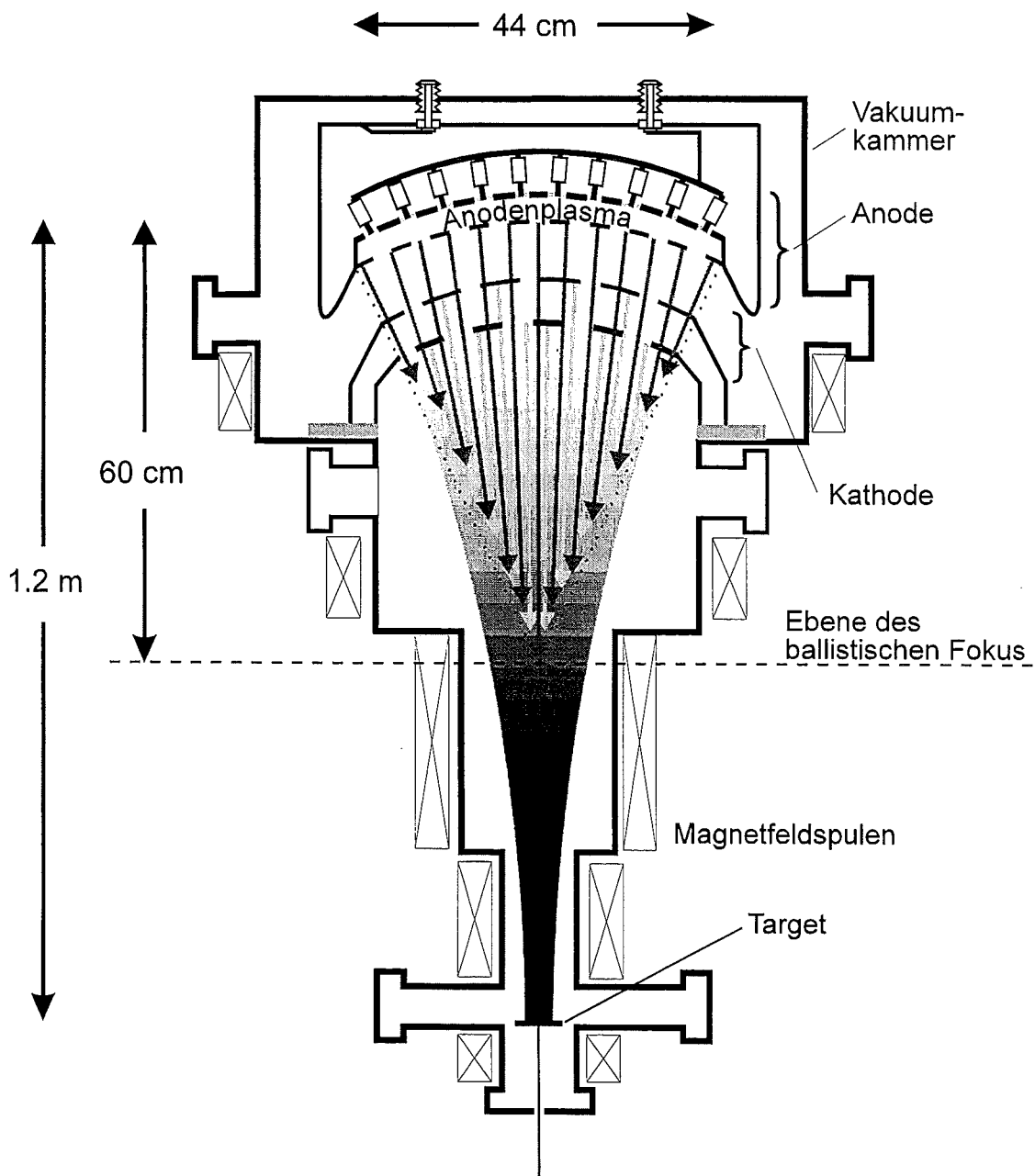
## 1.2. Protonenstrahlanlage PROFA

Die Protonenstrahlanlage PROFA wurde so konzipiert und aufgebaut, daß sie im wesentlichen den Vorschlägen der KANDIS-Studie entspricht. Allerdings wurde die Anlage lediglich für eine etwa 6 mal kleinere Emissionsoberfläche von annähernd  $1600 \text{ cm}^2$  (Durchmesser: 44cm) ausgelegt. Um zur KANDIS-Studie identische Winkelverhältnisse zu erhalten, wurde eine entsprechend geringere Länge der ballistischen Stufe gewählt. Sie beträgt anstelle von 1.5 m nur 60 cm.

Abb. 1.1 zeigt eine schematische Darstellung der Protonenstrahlanlage PROFA. Im oberen Teil der Abbildung ist die sphärisch gekrümmte Anode angedeutet, die speziell für diese Anwendung entwickelt wurde. Die Erzeugung des Anodenplasmas, das als Quelle für die Protonen dient, beruht auf einer neuartigen Methode, die es erlaubt, eine große Anzahl flächig verteilter lokaler Oberflächengleitentladungen synchron zu zünden. Ein wichtiger Aspekt dieser Methode ist die Tatsache, daß sie sich ohne weiteres auch auf eine größere Emissionsoberfläche von  $10^4 \text{ cm}^2$  anwenden läßt. Durch eine zwischen Anode und Kathode angelegte Beschleunigungsspannung werden die im Plasma enthaltenen Ionen in den Transportkanal, der hinter der Kathode beginnt, beschleunigt. In Abb. 1.1 ist dies durch die dunklen Pfeile angedeutet. Um im Transportkanal Elektronen zur Neutralisation der positiven Raumladung des Ionenstrahls zur Verfügung zu stellen, erfolgt die Ionenextraktion und Beschleunigung nach einem erweiterten „accel-decel“-Prinzip, das eine Kathode aus zwei Gittern erfordert. Der Elektronenfluß in den Transportkanal, der durch ioneninduzierte Sekundärelektronenemission erzeugt wird, ist Abb. 1.1 durch helle Pfeile dargestellt. Eine genaue Beschreibung der Komponenten der PROFA-Quelle (Anode, Kathode) und ihrer Funktionsweise wird in Kapitel 2 gegeben, wo auch die Parameter des Anodenplasmas sowie einige weitere Charakteristiken der Quelle diskutiert werden. Zuvor wird in Kapitel 2 auf einige Grundlagen zur Extraktion von Ionen aus einer Plasmaquelle eingegangen.

Entsprechend der KANDIS-Studie wird der Ionenstrahl der PROFA durch die sphärische Krümmung der Anode und Kathode zunächst ballistisch fokussiert. Die Effektivität dieser Fokussierung und des Strahltransports hängt dabei vor allem von zwei Faktoren ab. Erstens führt eine mangelnde Raumladungsneutralisation einerseits zu einem longitudinalen

Raumladungseffekt, der den maximal transportierbaren Ionenstrom einschränkt, und andererseits zu einem transversalen Raumladungseffekt, dessen Auswirkung eine Strahlexpansion ist.



**Abb. 1.1: Schematische Darstellung der Protonenstrahlanlage PROFA.**

Die dunklen Pfeile deuten den Ionenfluß von der Anode in den Transportkanal an. Die hellen den Elektronenfluß von den Kathodengittern in den Transportkanal. Die genauen Abmessungen der Vakuummkammer können aus Abb. 3.16 entnommen werden.

Zweitens wird die Fokussierbarkeit und damit der Strahldurchmesser in der Ebene des ballistischen Fokus durch die Quelldivergenz des Strahls eingeschränkt. Kapitel 3 beginnt daher



mit der theoretischen Behandlung dieser grundlegenden Restriktionen für den Transport und die Fokussierung von Ionenstrahlen. Danach werden die experimentellen Ergebnisse der rein ballistischen Fokussierung (d.h. das magnetische Kompressionsfeld ist ausgeschaltet) diskutiert. Sie geben Aufschluß über den Grad der Raumladungsneutralisation und die Quelldivergenz des Strahls.

Nachdem der Strahl die Ebene des ballistischen Fokus passiert hat, wird er durch die ansteigende magnetische Induktion zum Target hin zusätzlich komprimiert. Die Notwendigkeit und das Prinzip dieser Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression werden ebenfalls in Kapitel 3 erörtert. In diesem Zusammenhang wird auch die exakte Konfiguration des gepulsten Magnetfeldes und deren technische Umsetzung, die in Abb. 1.1 durch die angedeuteten Magnetfeldspulen symbolisiert wird, dargelegt.

Auch bei aktivierter magnetischer Kompression haben die Raumladungsneutralisation und die Quelldivergenz erheblichen Einfluß auf den Transport und die Fokussierbarkeit des Strahls. Während die Quelldivergenz durch das longitudinale magnetische Kompressionsfeld unverändert bleibt, kann sich die Neutralisation aufgrund der eingeschränkten translatorischen Beweglichkeit der Neutralisationselektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien im Vergleich zur rein ballistischen Fokussierung stark unterscheiden. In Kapitel 3 wird der Prozeß der Raumladungsneutralisation analysiert und diese Unterschiede werden aufgezeigt. Abschließend befaßt sich Kapitel 3 mit den Messungen zur Effizienz des Strahltransports, die eine Beurteilung der Wirksamkeit der kombinierten Strahlfokussierung erlauben.

Kapitel 4 faßt schließlich die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen, diskutiert offene gebliebene Fragen und weist auf weitere Perspektiven hin.

Im Anhang werden hauptsächlich die verwendeten Meßsysteme beschrieben. Darüber hinaus wird der Aufbau des Hochspannungsimpulsgenerators dargelegt und die Methode zur computerunterstützten numerischen Simulation des Strahltransports erläutert.

---

## 2. PROFA-QUELLE

In diesem Kapitel wird die Ionenquelle der PROFA behandelt, zu der neben der eigentlichen Quelle - dem Anodenplasma - auch das Extraktionssystem gezählt wird. Zunächst werden einige Grundlagen zur Extraktion von Ionen aus einer Plasmaquelle diskutiert. Hierzu gehören die maximal aus einem Plasma extrahierbare Ionenstromdichte, die Raumladungsbegrenzung des Stromflusses bei Beschleunigung der Ionen im Extraktionssystem und die Auslegung der Fokussierelektroden, die unerwünschte Effekte am Strahlrand kompensieren.

Im Anschluß daran folgt die Beschreibung des Aufbaus der PROFA-Quelle und ihrer elektrischen Beschaltung.

Der Rest des Kapitels ist der Charakterisierung der Quelle gewidmet. Nachdem kurz auf die Erzeugung des Anodenplasmas eingegangen wird, werden die Plasmaparameter erörtert, die mit spektroskopischen Methoden und Langmuir-Sonden untersucht wurden. Bei der Ionenextraktion, die nach einem erweiterten „accel-decel“-Prinzip erfolgt, spielt das Potential der Kathodengitter eine entscheidende Rolle. Der experimentellen Bestimmung der richtigen Spannungsbereiche wurde daher ein eigenes Unterkapitel zugedacht. Bevor abschließend die Strahlzusammensetzung besprochen wird, sind einige weitere Charakteristiken der Quelle, wie z.B. der extrahierte Ionenstrom, die Ionenstromdichte und die Pulslänge sowie deren Abhängigkeiten Gegenstand des Kapitels.

### 2.1. Grundlagen zur Extraktion von Ionen aus einer Plasmaquelle

Eine aus zwei Elektroden bestehende Anordnung zur Beschleunigung geladener Teilchen im Vakuum wird in Anlehnung an die Verhältnisse in einer Vakuumelektronenröhre als Diode bezeichnet. Wie bei der Elektronenröhre müssen die zu beschleunigenden Teilchen auf der ihrer Polarität entsprechenden Elektrode zur Verfügung stehen. Bei einer Ionenstrahlröhre muß die Anode daher entweder mit einem Plasma bedeckt sein, das die gewünschte Ionenart enthält, oder es muß hinter der transparenten Anode ein entsprechendes Plasmareservoir zur Verfügung stehen. Der Ionenfluß aus der Plasmaquelle ist dabei begrenzt.

#### 2.1.1. Quellbegrenzung der Ionenstromdichte

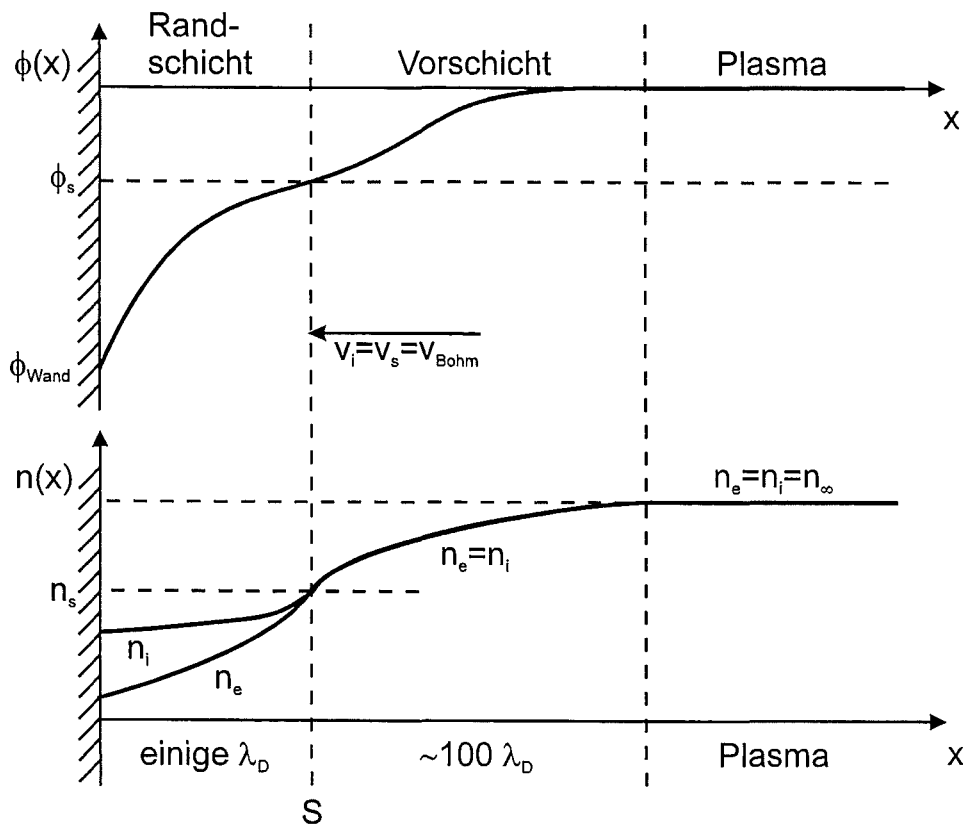
Tritt ein Plasma in Kontakt mit einer begrenzenden Wand (z.B. der transparenten Anode), so bildet sich zwischen diesen eine Raumladungsschicht, deren Eigenschaften die Energie und den Fluß der Ionen und/oder Elektronen bestimmt, die auf die Wand auftreffen. Im klassischen Bild dieser Randschicht ist die Ionendichte über die Schichtdicke konstant und die Elektronendichte fällt nach der elektrostatischen Boltzmann-Gleichung exponentiell ab. Ohne Raumladungsschicht treffen wegen den höheren Energien und den viel höheren Geschwindigkeiten der Elektronenpopulation in den meisten Laborplasmen wesentlich mehr Elektronen als Ionen auf die Wand. Werden diese Elektronen von einer Elektrode abgeführt, bilden sie eine Oberflächentladung oder rekombinieren sie an der Oberfläche, bauen die langsameren Ionen, die im Plasma zurückgeblieben sind, relativ zur Wand ein positives Plasmapotential auf und es bildet sich eine Raumladungsschicht aus. Die Größenordnung des Plasmapotentials liegt üblicherweise im Bereich der Elektronentemperatur (in Elektronenvolt). Die relative negative

Polarität der Wand führt dazu, daß alle Ionen, die das Plasma durch die Raumladungsschicht verlassen, die Wand erreichen und außer den höchstenergetischen Elektronen alle Elektronen reflektiert werden. Besitzen die Ionen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, wird die Ionenstromdichte durch den thermischen Fluß bestimmt:

$$j_i = \frac{1}{4} Z e n_i \sqrt{\frac{8 k T_i}{\pi m_i}} \quad (2.1)$$

Hierbei bedeuten  $Z$  der Ionisationsgrad der Plasmateilchen,  $e$  die Elementarladung,  $n_i$  die Ionendichte im Plasma,  $T_i$  die Ionentemperatur,  $m_i$  die Ionenmasse und  $k$  die Boltzmannsche Konstante.

Die gerade besprochene Analyse der Randschicht ist eine sehr grobe Näherung, da unter anderem die Beschleunigung der Ionen in der Raumladungsschicht vernachlässigt wird. Außerdem ist die Schichtgrenze nicht scharf, sondern es existiert eine quasi-neutrale Zone zwischen dem ungestörten Plasma und der eigentlichen Raumladungsschicht. Diese sogenannte Vorschicht ist Teil des Bohmschen Schicht Modells, das in Abb. 2.1 schematisch dargestellt ist und aus dem sich das Bohmsche Grenzschichtkriterium ableiten läßt, das für ein



**Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Bohmschen Schichtmodells**  
 Potential und Dichten der geladenen Teilchen in der Randschicht und Vorschicht eines quasi-neutralen Plasmas in Kontakt mit einer Wand. Details werden im Text gegeben.

stationäres Plasma die erreichbaren Stromdichten bestimmt. In diesem Modell wird das Potential tief im Inneren des Plasmas gleich null gesetzt. Das Potential fällt zur Wand hin ab und erreicht an der Grenze zwischen Vorschicht und Schicht das Potential  $\varphi_s$  und nach einem weiteren Abfall das (negative) Wandpotential  $\varphi_{\text{wand}}$ . Die Dicke der Randschicht ist wegen der Debyeschen Abschirmung auf wenige Debyelängen

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}} \quad (2.2)$$

beschränkt ( $T_e$  ist die Elektronentemperatur und  $n_e$  die Elektronendichte). Die Teilchendichte und das Potential in der Vorschicht ändern sich nur sehr langsam über einen großen Bereich von etwa 100 Debyelängen.

Geht man davon aus, daß in der Randschicht keine Ionisation stattfindet, gilt für die Ionendichte in der Schicht:

$$n_i(x) = \frac{j_i}{Ze v_i(x)} \quad (2.3)$$

wobei  $j_i$  die Ionenstromdichte ist und  $v_i$  die ortsabhängige Normalkomponente der Ionengeschwindigkeit in der Schicht. Da bis zur Grenzfläche Vorschicht/Schicht Quasi-Neutralität herrscht, erhält man unter Verwendung der Dichte  $n_s$  und der Ionengeschwindigkeit  $v_s$  an dieser Grenzfläche:

$$n_i(x) = n_s \cdot \frac{v_s}{v_i(x)} \quad (2.4)$$

Die Temperatur der Ionen im Plasma ist im allgemeinen bedeutend geringer als die Elektronentemperatur. Sie ist klein genug, um die Energie der Ionen tief im Inneren des Plasmas vernachlässigen zu können. Damit ist die Ionengeschwindigkeit  $v_i = (-2Ze\varphi/m_i)^{1/2}$  und es ergibt sich für die Ionendichte:

$$n_i(x) = n_s \cdot \left(\frac{\varphi_s}{\varphi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

Die Elektronendichte in der Randschicht folgt der Boltzmann-Gleichung:

$$n_e(x) = n_\infty \cdot \exp\left(\frac{e\varphi}{k T_e}\right) = n_s \cdot \exp\left(\frac{e(\varphi - \varphi_s)}{k T_e}\right) \quad (2.6)$$

Die Poissongleichung lautet folglich:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{Z e n_s}{\varepsilon_0} \left[ \left( \frac{\varphi_s}{\varphi} \right)^{\frac{1}{2}} - \exp\left( \frac{e(\varphi - \varphi_s)}{k T_e} \right) \right] \quad (2.7)$$

Sie ist analytisch nicht lösbar mit Ausnahme des Bereichs nahe an der Grenze zwischen Vorschicht und Schicht. Unter der Annahme, daß  $\varphi \ll k T_e/e$  ist, führt eine Taylorentwicklung um  $\varphi = \varphi_s$ , bei der nur Terme erster Ordnung berücksichtigt werden, auf:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{Z e n_s}{\varepsilon_0} \left[ -\frac{1}{2\varphi_s} - \frac{e}{k T_e} \right] (\varphi - \varphi_s) \quad (2.8)$$

Ist der Ausdruck in der eckigen Klammer negativ, sind die Lösungen in diesem Bereich monoton (exponentiell) und ein kontinuierlicher Übergang zwischen Vorschicht und Schicht ist möglich. Ist der Ausdruck jedoch positiv, oszillieren die Lösungen (sinusförmig) und eine Lösung des Randschichtproblems ist nicht möglich. Es kann sich also nur dann eine Randschicht etablieren, wenn der Betrag des Potentials an der Grenzfläche von Schicht und Vorschicht einen Mindestwert erreicht:

$$-\varphi_s \geq \frac{k T_e}{2e} \quad (2.9)$$

Der physikalische Inhalt dieser als Bohm Kriterium bezeichneten Beziehung läßt sich folgendermaßen verstehen: In der Schichtregion muß die Ionendichte die Elektronendichte übertreffen, damit sich nach der Poissongleichung eine nach unten gekrümmte Potentialverteilung ergibt. Nur diese erfüllt die Forderung, daß die Elektronen von der Schicht abgestoßen werden. Je höher die Geschwindigkeit ist, mit der die Ionen in die Randschicht eintreten, um so langsamer fällt ihre Dichte dort ab, da ihr relativer Geschwindigkeitszuwachs durch das Potentialgefälle in der Randschicht geringer wird. Würde die Eintrittsgeschwindigkeit der Ionen einen kritischen Wert unterschreiten, so würden die Ionen stärker verdünnt als die Elektronen, wodurch ein negativer Ladungsträgerüberschuß in der Schicht entstehen würde, die Elektronen würden nicht mehr reflektiert werden. Da in den meisten Laborplasmaquellen die Elektronentemperatur sehr viel höher als die Iontemperatur ist, liegt die thermische Geschwindigkeit zumeist unterhalb des kritischen Wertes. Das Bohmsche Kriterium postuliert nun, daß es im Plasma einen Mechanismus gibt, der die Ionengeschwindigkeit in Richtung der Randschicht erhöht. Die Beschleunigung der Ionen auf diese notwendige Geschwindigkeit findet in der Vorschicht statt.

Betrachtet man die Lösung der Potentialverteilung in der Vorschicht nahe an der Grenzfläche zur Schicht, so kann man aus der Quasineutralitätsbedingung  $n_e(x) = n_i(x)$  nach Anwendung einer Taylorentwicklung um  $\varphi = \varphi_s$  und Differenzieren der Gleichung folgende Bedingung ableiten:

$$n_s \left( \frac{e}{k T_e} + \frac{1}{2\varphi_s} \right) \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (2.10)$$

Da die elektrische Feldstärke an der Grenze zwischen Schicht und Vorschicht nicht zwingend verschwinden muß, ist Gleichung (2.10) allgemein nur erfüllt, wenn der Ausdruck in der Klammer Null ist. Deshalb wird im folgenden das Gleichheitszeichen in (2.9) verwendet.

Die Bohmsche Geschwindigkeit der Ionen beim Eintritt in die Randschicht ist daher durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$v_s = v_{\text{Bohm}} = \sqrt{\frac{Z k T_e}{m_i}} \quad (2.11).$$

Die Elektronendichte beim Übergang von der quasi-neutralen Vorschicht zur Randschicht ist geringer als im ungestörten Plasma und kann aus Gleichung (2.6) bestimmt werden:

$$n_s = n_\infty \cdot \exp\left(\frac{e \varphi_s}{k T_e}\right) = n_\infty \exp\left(-\frac{1}{2}\right) = 0.61 n_\infty \quad (2.12)$$

Damit ergibt sich für die an der Randschicht verfügbare Ionenstromdichte (die Bohmsche Ionenstromdichte) nach Gleichung (2.3):

$$j_{\text{Bohm}} = 0.61 Z e n_\infty \sqrt{\frac{Z k T_e}{m_i}} \quad (2.13)$$

bzw. für  $Z=1$ :

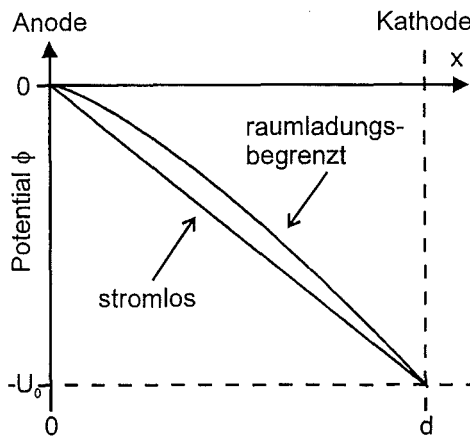
$$j_{\text{Bohm}} = 0.61 e n_\infty \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}} \quad (2.14)$$

Man beachte, daß hier zwar die Ionenmasse aber nicht die Ionen- sondern die Elektronentemperatur auftauchen. Bei  $T_e \gg T_i$  übersteigt daher die Ionenstromdichte, die aus einem Plasma extrahiert werden kann, den thermischen Fluß.

Nachdem die quellseitige Begrenzung der Ionenstromdichte aus einer Plasmaquelle abgehandelt wurde, wendet sich die folgende Diskussion den Restriktionen für die Ionenstromdichte in einem Extraktionssystem zu, die aufgrund der positiven Raumladung existieren, die der Ionenfluß selbst verursacht.

### 2.1.2. Raumladungsbegrenzung des Stromflusses in einer planaren Diode

Der maximale Strom, der aus einer Diode extrahiert werden kann, wird durch das Child-Langmuirsche Gesetz für raumladungsbegrenzten Stromfluß beschrieben. Analysiert man zunächst den idealisierten Fall, in dem Ionen zwischen planaren, unendlich ausgedehnten Elektroden fließen, und nimmt an, daß die Emissionsgeschwindigkeit der Ionen sehr klein ist, erhält man den in Abb. 2.2 skizzierten Potentialverlauf. Der Emitter (Anode) bei  $x = 0$  ist geerdet, während der Kollektor (Kathode) bei  $x = d$  auf dem negativen Beschleunigungs-



**Abb. 2.2: Potential in einer planaren Diode**  
 Elektrostatistisches Potential zwischen zwei planaren, unendlich ausgedehnten Elektroden. Die Ionen werden durch die Spannungsdifferenz  $U_0$  zur Kathode hin beschleunigt.

tential  $\varphi = -U_0$  gehalten wird. Erhöht sich der Stromfluß von Null ausgehend (stromloser Grenzfall), verursacht die positive Raumladung eine Erhöhung der Kurve, bis das elektrische Feld bei  $x = 0$  verschwindet (Raumladungsbegrenzung). Dies entspricht bei unbegrenzter Emissionsfähigkeit einem stabilen Gleichgewichtszustand, wie man durch folgende Betrachtung leicht einsehen kann: Bei negativer Feldstärke vor der Anode würden von ihr startende Ionen reflektiert werden, und ein Stromfluß in der Diode würde verhindert werden. Eine positive Feldstärke indes hätte eine Erhöhung der Anzahl der Ionen von der Anode zur Folge. Dadurch würde die positive Raumladung solange ansteigen, bis wiederum die Feldstärke Null erreicht wäre.

Der Gleichgewichtszustand bestimmt also den maximalen Strom, dessen Herleitung im folgenden aufgezeigt wird.

Ist der Stromfluß in der Diode unipolar (nur Ionen) und kontinuierlich, zeigt die Stromdichte  $j_i$  in der Diode keine Ortsabhängigkeit von  $x$ . Die eindimensionale Poissongleichung lautet daher:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{j}{\epsilon_0 v_i} = -\frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{-2Ze\varphi/m_i}} \quad (2.15)$$

mit den Randbedingungen:

$$\varphi(0) = 0 \quad \text{und} \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad (2.16).$$

Nach einmaliger Integration der Gleichung (2.15) erhält man:

$$\left( \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = 4 \frac{j_i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{-m_i \varphi}{2Ze}} \quad (2.17)$$

Die Integrationskonstante wurde dabei entsprechend der Randbedingungen (2.16) Null gesetzt. Nach Variablenseparation und erneuter Integration folgt:

$$-\varphi = \left( \frac{j_i}{\varepsilon_0} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{m_i}{2Ze} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{3x}{2} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (2.18)$$

Auch hier verlangt die Bedingung (2.16), daß die Integrationskonstante Null ist. Wegen  $\varphi(d) = -U_0$  ergibt sich schließlich für die maximale Ionenstromdichte:

$$j_i = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2Ze}{m_i}} \frac{U_0^{3/2}}{d^2} = j_{CL} \quad (2.19)$$

Dies ist die bekannte Child-Langmuir Gleichung für Ionen. Die Herleitung für Elektronen bereitet keinerlei Schwierigkeiten, so daß die beiden folgenden, nützlichen Berechnungsformeln angegeben werden können:

$$j_i = 5.45 \cdot 10^{-8} \left( \frac{Z}{A} \right)^{1/2} \frac{U_0^{3/2}}{d^2} \quad (2.20)$$

$$j_e = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{U_0^{3/2}}{d^2} \quad (2.21)$$

Hier sind  $U_0$  in V und  $d$  in cm einzusetzen, um  $j$  in A/cm<sup>2</sup> zu erhalten.

Auch in nicht planarer Geometrie, wie z.B. für koaxiale Zylinderelektroden oder konzentrische Kugelelektroden, bleibt die Proportionalität  $j \sim U_0^{3/2}$  erhalten. Die Lösung für die Child-Langmuirsche Stromdichte läßt sich jedoch in diesen Fällen nicht mehr geschlossen darstellen, kann aber durch Verwendung von Hilfsfunktionen, die von der Geometrie abhängen, annähernd in der Form von Gleichung (2.19) wiedergegeben werden. Für die Hilfsfunktionen existieren Reihenentwicklungen und umfangreiche Tabellen (siehe z.B. [Humphries 1990] oder [Forrester 1988]). Da Gleichung (2.19) auch für nicht planare Geometrien eine gute Approximation darstellt, solange der Krümmungsradius der Elektroden groß gegenüber ihrem Abstand ist, wird an dieser Stelle auf eine ausführliche Behandlung solcher Geometrien verzichtet.

Bisher wurde der raumladungsbegrenzte Stromfluß in einer Diode nur für den unipolaren Fall, also den Fluß von nur einer Spezies geladener Teilchen, behandelt. Von bipolarem Fluß spricht man, wenn es zum gleichzeitigen raumladungsbegrenzten Fluß von Ionen und Elektronen kommt, die auf den gegenüberliegenden Seiten einer Diode emittiert werden. Der bipolare Stromfluß spielt vor allem bei Hochleistungsendioden eine Rolle, in denen es durch die hohen elektrischen Felder auf der Kathode zur Ausbildung eines dichten Plasmas mit praktisch unbegrenzter Elektronenemissionsfähigkeit kommt [Bлум 1995].

Die Herleitung der raumladungsbegrenzten Ionenstromdichte bei bipolarem Fluß geschieht ganz analog zur Herleitung der Child-Langmuir Gleichung. Es muß lediglich die zusätzliche negative Raumladung der Elektronen berücksichtigt werden und die Tatsache, daß das elektrische Feld sowohl an der Anode als auch an der Kathode verschwindet [Humphries 1990]. Es ergibt sich der einfache Zusammenhang:



$$j_i(\text{bipolar}) = 1.86 \cdot j_i(\text{unipolar}) \quad (2.22)$$

Da das elektrische Feld auf beiden Seiten des Beschleunigungsspalt Null ist, impliziert der Gaußsche Satz, daß die Anzahl von Ionen und Elektronen in der Diode gleich sein muß. Der Verlauf von Ionen- und Elektronendichte im Spalt ist gerade spiegelbildlich zueinander. Der Faktor 1.86 in Gleichung (2.22) wird Verstärkungsfaktor genannt und ist darauf zurückzuführen, daß die Elektronen die positive Raumladung an der Anode teilweise kompensieren. Auch wenn die Elektronenemission auf der Kathode nicht ausreicht, um den raumladungsbegrenzten Elektronenfluß zu erreichen, findet eine Erhöhung des Ionenflusses statt, dessen Verstärkungsfaktor aber geringer als 1.86 ausfällt. Dies ist z. B. gegeben, wenn Ionen in einer Diode mit geringer Feldstärke durch ein transparentes Kathodengitter extrahiert werden. Die auf das Gitter auftreffenden Ionen lösen dort Sekundärelektronen aus, deren Stromdichte zur Anode von der Gittertransparenz und dem Koeffizienten der Sekundärelektronenemission abhängt.

### 2.1.3. Pierce-Elektroden

Zur Herleitung der Child-Langmuir Stromdichte wurde von einem Ionenstrahl ausgegangen, dessen Stromdichte über einen unendlich ausgedehnten Querschnitt konstant ist. Will man im praktischen Fall einer endlich ausgedehnten Diode ebenfalls einen parallelen Strahl extrahieren, müssen die Bedingungen am Strahlrand so manipuliert werden, daß die Ionen in der Nähe des Rands dieselben Potentialverhältnisse vorfinden wie beim Fluß zwischen unendlich ausgedehnten Elektroden. Dazu werden am Rand der Elektroden sogenannte Pierce- oder Fokussierelektroden angeordnet, die das elektrische Feld so krümmen, daß am Strahlrand Fokussierungskräfte auftreten. Diese Kräfte kompensieren die strahleigenen, defokussierend wirkenden Kräfte, wodurch die Konstanz der Stromdichte über den Querschnitt und der laminare Fluß erhalten bleiben.

Die dazu benötigte Form der Fokussierelektroden läßt sich nach Pierce [Pierce, 1954] für den Strahl eines langen Schlitzes analytisch herleiten. Dazu wird der Fluß in einer planaren Diode betrachtet, die nur in einer Halbebene parallel zur Ausbreitungsrichtung eine unendliche Ausdehnung hat, z.B. für  $y < 0$ . Der Strahlrand befindet sich dann bei  $y = 0$ . In der positiven Halbebene muß dann die zweidimensionale Laplace-Gleichung

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (2.23)$$

mit den folgenden Randbedingungen gelöst werden:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \text{ bei } y = 0 \quad (2.24)$$

und

$$\varphi(x, 0) = f(x) \quad (2.25)$$

wobei

$$f(x) = -\left(\frac{j_i}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m_i}{2Ze}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{3x}{2}\right)^{\frac{4}{3}} = -\left(\frac{j_i}{\chi}\right)^{\frac{2}{3}} (x)^{\frac{4}{3}} \quad (2.26)$$

$f(x)$  beschreibt den Potentialverlauf nach Gleichung (2.18) in der unteren Halbebene ( $y < 0$ ). Die Größe  $\chi = 4\varepsilon_0/9 \cdot \sqrt{2Ze/m_i}$  wurde zur Vereinfachung der Schreibweise eingeführt.

Eine elegante Lösung des Problems erreicht man, wenn man das Potential als Realteil der komplexen Funktion

$$f(x + iy) = \varphi + i\psi \quad (2.27)$$

eingeführt. Da  $(x + iy)^{4/3}$  eine analytische bzw. holomorphe Funktion ist, erfüllen sowohl Realteil als auch Imaginärteil die Laplace-Gleichung [Peschl, 1983]. Ersetzt man in (2.27)  $i$  durch  $-i$ , hat dies keinerlei Einfluß auf  $\varphi$ , womit das gleiche auch für einen Austausch von  $y$  durch  $-y$  zutrifft. Die komplexe, holomorphe Funktion  $f$  ist damit in  $y$  gerade und Randbedingung (2.24) automatisch erfüllt. Auch Randbedingung (2.25) ist offensichtlich erfüllt. Es ergibt sich folglich für den Potentialverlauf in der oberen Halbebene:

$$\varphi(x, y) = -\left(\frac{j_i}{\chi}\right)^{\frac{2}{3}} \operatorname{Re}(x + iy)^{\frac{4}{3}} \quad (2.28)$$

Unter Verwendung von Polarkoordinaten im Komplexen kann diese Gleichung auch in anderer Form dargestellt werden:

$$\varphi(x, y) = -\left(\frac{j_i}{\chi}\right)^{\frac{2}{3}} (x^2 + y^2)^{\frac{2}{3}} \cos\left(\frac{4}{3} \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right)\right) \quad (2.29)$$

Für die Equipotentiallinie mit  $\varphi = 0$  muß  $\frac{4}{3} \tan^{-1}(y/x) = \pi/2$  gelten, so daß sie durch eine planare Pierce-Elektrode an der Anode repräsentiert wird, die mit der Ausbreitungsrichtung des Strahls einen Winkel von  $3\pi/8$  oder  $67.5^\circ$  einschließt. Der Verlauf der Equipotentiallinie bzw. die Form der Fokussierelektrode an der Kathode folgt der Parametergleichung

$$\left(\frac{x^2 + y^2}{d^2}\right)^{\frac{2}{3}} \cos\left(\frac{4}{3} \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right)\right) = 1 \quad (2.30)$$

Damit steht sie am Strahlrand senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Obwohl die Berechnung nur für die spezielle Geometrie des Strahls eines langen Schlitzes gilt, der durch ein Gitter extrahiert wird, lassen sich die Ergebnisse unter bestimmten Voraussetzungen auch auf andere Geometrien übertragen. Eine analytische Behandlung

mit der Methode der komplexen Funktionen ist für zylindrische oder sphärische Strahlen nicht möglich. Allerdings zeigen computergestützte numerische Rechnungen, daß die Form der Fokussierelektroden auch in diesen Fällen denen des langen Schlitzes entsprechen, wenn der Abstand zwischen Anode und Kathode wesentlich geringer ist als der Strahldurchmesser.

## 2.2. Aufbau der PROFA-Quelle

Die sich aus der KANDIS-Studie ergebenden besonderen Anforderungen an eine großflächige Protonenquelle, wie sie in Tabelle 1.2 aufgeführt sind, führten zur Entwicklung einer Vakuumplasmaquelle, wie sie in Abb. 2.3 schematisch dargestellt ist.

Die Quelle ist in einem zylindrischen Vakuumgefäß mit einem Durchmesser von 1.1 m und einer Höhe von 0.8 m installiert, in dem üblicherweise ein Vakuum von  $10^{-5}$  mbar herrscht (Restgasdrucke im Bereich von  $10^{-6}$  bis  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar wurden ohne wesentlichen Einfluß auf die Funktion ebenfalls benutzt).

Das Anodenplasma wird durch eine Matrix aus 750 individuellen Entladungseinheiten gebildet, die gleichmäßig verteilt in die Oberfläche einer gemeinsamen Elektrode (Anodenentladungselektrode) aus rostfreiem Stahl eingepaßt sind (mittlerer Abstand 20 mm). Jede Entladungseinheit besteht aus einem axial durchbohrten Polyäthylenstopfen, der zwei abgestufte Radien von  $r_1 = 3$  bzw.  $r_2 = 5$  mm hat, einer 1 mm starken Nadelelektrode (ebenfalls aus Stahl), die die Bohrung ausfüllt und einem Widerstand  $R_0$  ( $R_0 = 1 \text{ k}\Omega$ ), der die Nadelelektrode mit einem gemeinsamen Stromkollektor verbindet. Die Stopfen der Entladungseinheiten sind so in die passenden Bohrungen in der Anodenentladungselektrode eingesetzt, daß der

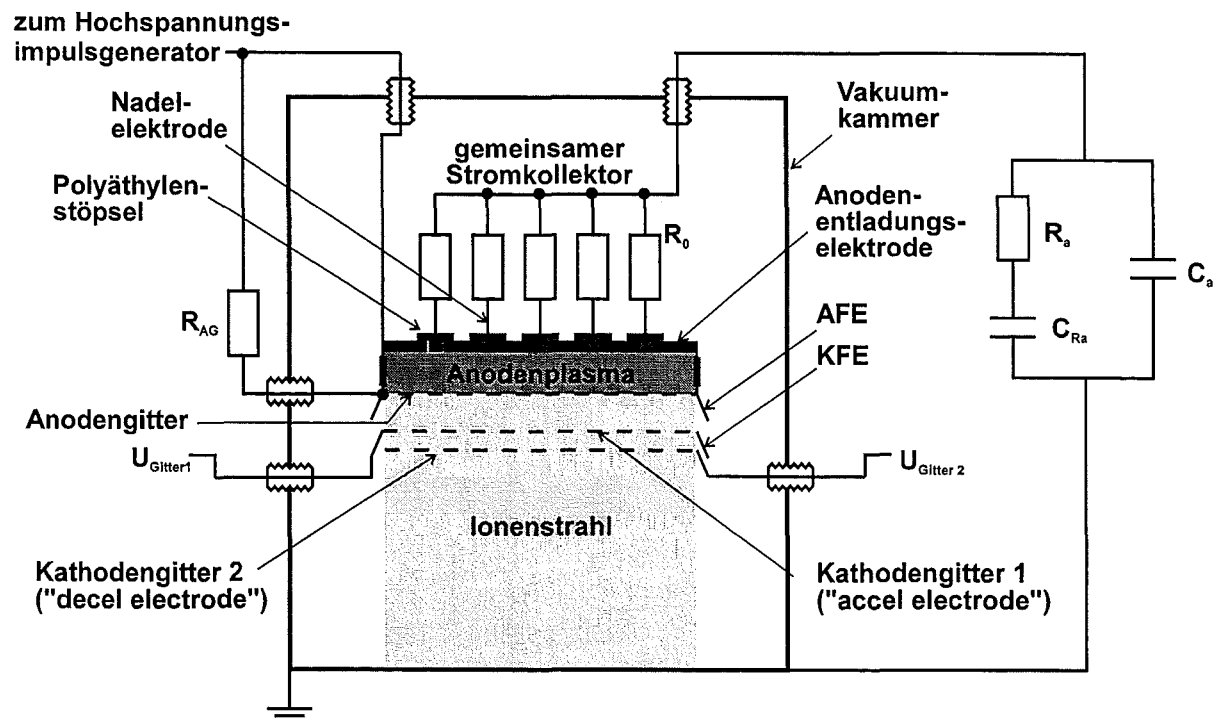


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der großflächigen Vakuumionenquelle der PROFA.

größere Radius zu den Serienwiderständen  $R_0$  hin zeigt.

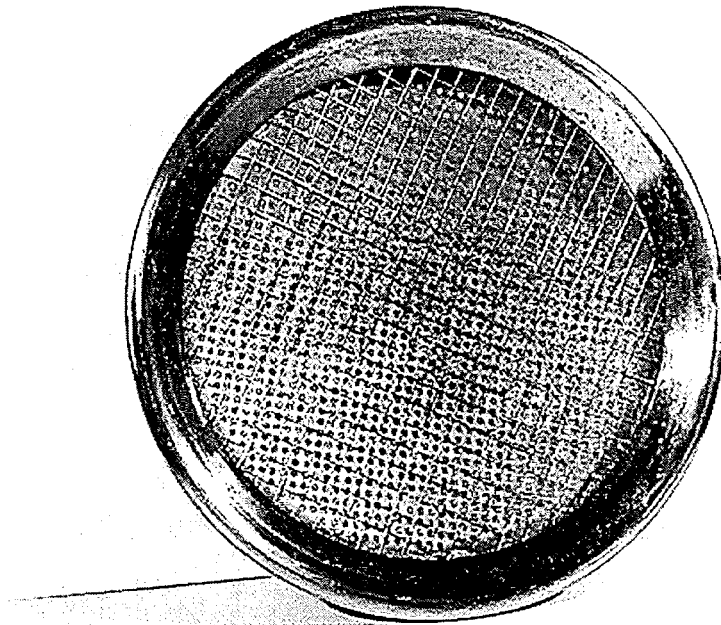
Fünf Hochspannungsdurchführungen ermöglichen den Anschluß der äußeren Beschaltung, zu der neben einem RC-Netzwerk zur Kontrolle der Plasmaparameter und einem speziellen Anodengitterwiderstand  $R_{AG}$  (auf ihn wird in Kapitel 2.3.2 näher eingegangen), die Zuführung vom Hochspannungsimpulsgenerator zählt. Der Hochspannungsimpulsgenerator ist ein zweistufiger Marxgenerator mit integrierter Pulsformung, der Spannungspulse von maximal  $40 \mu\text{s}$  Dauer mit Spannungen von 10 bis 100 kV liefert (siehe Anhang A). Ein besonderer Vorteil der Quelle ist, daß sowohl die Plasmaerzeugung als auch die anschließende Beschleunigung der Ionen von nur diesem einen Impulsgenerator gespeist werden. Dies vermindert den technischen Aufwand erheblich, da sich zusätzlich eine inhärente Synchronisation zwischen Plasmaerzeugung und Ionenextraktion ergibt.

Zur Extraktion der Ionen wird ein Satz von Gittern verwendet. Das erste dieser Gitter trennt das vorgesehene Plasmavolumen vom Beschleunigungsspalt und wird im folgenden als Anodengitter bezeichnet. Es besteht aus 1 mm starken Drähten aus rostfreiem Stahl, die mit einem Abstand von 2 cm zu einem festen Gitter sphärischer Form mit einem Krümmungsradius von 60 cm geformt sind. Der Durchmesser beträgt 44 cm, so daß die Oberfläche  $1580 \text{ cm}^2$  beträgt. Auf dieses formgebende Gitter ist ein feines Maschengewebe (Maschenweite:  $m = 1 \text{ mm}$ , Drahtstärke:  $d = 0.11 \text{ mm}$ ) aus rostfreiem Stahl gespannt, womit eine Gesamttransparenz von  $\sim 72\%$  entsteht. Am äußeren Rand wird diese Konstruktion von zwei Stahlringen mit einem Außendurchmesser von 50 cm gehalten. Die sphärische Form führt zur ballistischen Fokussierung, auf die in Kapitel 3.2 näher eingegangen wird. Neben dem Anodengitter sind die Anodenentladungselektrode sowie die im folgenden beschriebenen Gitter ebenfalls mit einer entsprechenden sphärischen Form versehen. Zur Vereinfachung sind die dazugehörigen Krümmungen in Abb. 2.3 nicht dargestellt. Seitlich wird das Plasmavolumen durch einen Ring aus Kapton-Folie definiert, der ebenfalls einen Durchmesser von 50 cm hat.

Abb. 2.4a und b zeigen den Anodenteil der Quelle aus unterschiedlichen Perspektiven. In Abb. 2.4a blickt man durch das Anodengitter, von dem man nur das formgebende Gitter aus 1mm starken Drähten erkennt, auf die Anodenentladungselektrode mit den eingelassenen Entladungseinheiten. Der äußere Ring ist die Anodenfokussierelektrode. Abb. 2.4b stellt den Anodenteil der Quelle von der Seite dar. Man sieht die 750 Kontrollwiderstände  $R_0$ , die oben über den gemeinsamen Stromkollektor verbunden sind und unten in den Polyäthylenstopfen enden, die in die Anodenentladungselektrode eingelassen sind. Am äußeren Rand der Anodenentladungselektrode schließt sich zur seitlichen Begrenzung des Plasmas der Ring aus Kapton-Folie an.

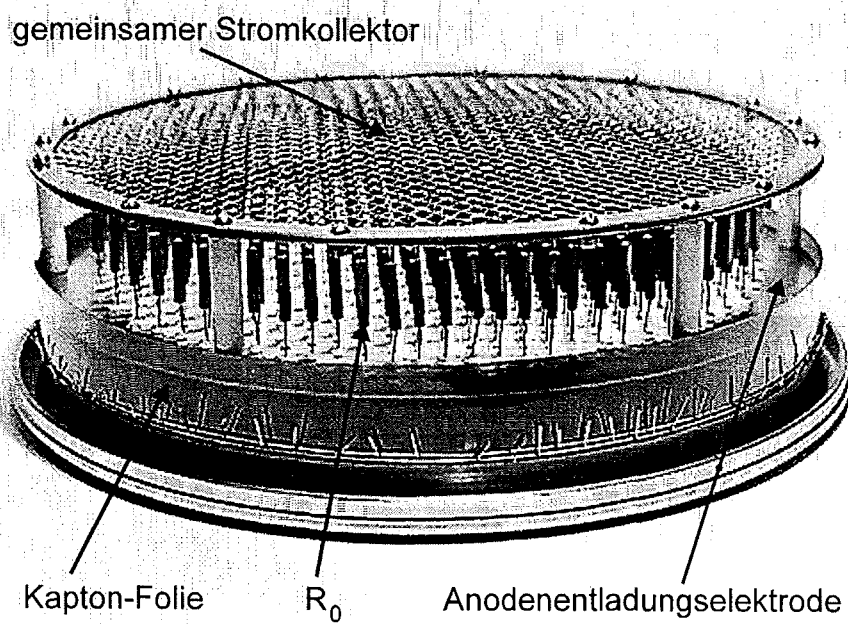
Der Kathodenteil der PROFA-Quelle ist als Doppelgitter ausgeführt. Das erste Kathodengitter gleicht dem Aufbau nach dem Anodengitter, jedoch hat der formgebende Teil eine Gitterkonstante von 1 cm, der Krümmungsradius ist 55.5 cm und das darübergespannte Maschengewebe ist feiner ( $m = 0.48 \text{ mm}$ ,  $d = 0.028 \text{ mm}$ ). Die Gesamttransparenz ist wieder  $\sim 72\%$ . Das zweite Kathodengitter ist analog aufgebaut, jedoch mit einem galvanischen Überzug aus Nickel und ohne Maschengewebe, so daß die Transparenz der Kathode insgesamt  $\sim 58\%$  ist. Beide Gitter können unabhängig voneinander mit einer Vorspannung ( $U_{\text{Gitter1}}$ ,  $U_{\text{Gitter2}}$ ) belegt werden, um Einfluß auf das Verhalten von Sekundärelektronen zu nehmen, die unter Einwirkung der Strahlionen auf den Gittern erzeugt werden.

Ergänzt werden Anodengitter und erstes Kathodengitter noch durch jeweilige Fokussierelektroden (AFE bzw. KFE), die nach der Theorie von Pierce ausgelegt wurden. Ihre Funktion wurde bereits in Kapitel 2.1.3 erläutert.



**Abb. 2.4a: Frontansicht des Anodenteils der Quelle**

Sicht durch das Anodengitter auf die Anodenentladungselektrode mit den Entladungseinheiten. Der äußere Ring ist die Anodenfokussierelektrode.



**Abb. 2.4b: Seitenansicht des Anodenteils der Quelle**  
Der Anodenteil liegt auf der Anodenfokussierelektrode.

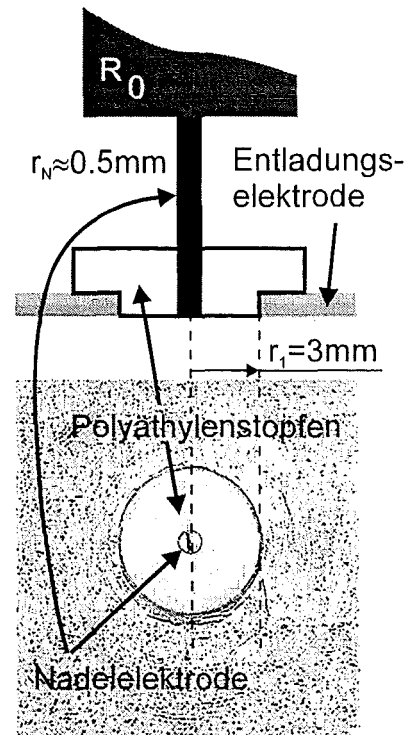
## 2.3. Anodenplasma

### 2.3.1. Erzeugung des Plasmas

Ein von dem Hochspannungsimpulsgenerator gelieferter positiver Hochspannungspuls wird der Anodenentladungselektrode und dem Anodengitter zugeführt. Das Auftreten der Hochspannung an der Entladungselektrode führt zur Ausbildung von elektrischen Oberflächenentladungen entlang der Polyäthylenstopfen zwischen der Elektrode selbst und den in den axialen Bohrungen installierten Nadelelektroden. Der Radius  $r_1$  der Stopfen ist so gewählt, daß bei Anlegen der Anodenspannung  $U_{\text{Anode}}$  die für Polyäthylen für einen elektrischen Durchbruch erforderliche Feldstärke von  $E_b = 3.2 \cdot 10^6 \text{ V/m}$  [Ohki, 1975] überschritten wird. Der größere Radius  $r_2$  verhindert ein Ausbilden der Entladungen auf der Rückseite der Anodenentladungselektrode.

Nach Gray [Gray, 1985] läßt sich die Ausbildung einer Oberflächenentladung auf Isolatoren im Vakuum für DC Spannungen und Spannungspulse im  $\mu\text{s}$ -Bereich in 6 Phasen einteilen:

1. Anlegen einer hohen Spannung quer zu einem Isolator;
2. Auftreten eines Oberflächenleckstroms entlang des Isolators, der eine thermische Desorption von Adsorbaten von der Oberfläche auslöst;
3. Elektronenemission vom sogenannten Tripelpunkt<sup>1</sup>, die eine Ionisation des freigesetzten Gases verursacht und eine townsendähnlichen Entladung mit Kurzschluß nach sich zieht;
4. Auftreffen der Elektronen auf die Isolatoroberfläche, durch die es zur Auslösung von Sekundärelektronen und elektronenstimulierter Desorption von Adsorbaten, sowie weiterer Ionisation kommt;
5. UV-Strahlung und Ionen aus dem entstandenen Plasma, die auf die Isolatoroberfläche auftreffen, führen zur Verdampfung des Isolatormaterials und damit zur Erhöhung der Neutralteilchendichte in der Entladungszone;



**Abb. 2.5: Entladungseinheit**  
Stark vergrößerte Aufnahme einer in der Anodenentladungselektrode sitzenden Entladungseinheit und schematische Darstellung des Querschnitts.

<sup>1</sup> Der Tripelpunkt ist die Grenzfläche zwischen Elektrodenmaterial, Isolator und Vakuum.

6. durch weitere Ionisation in der Gasphase entsteht schließlich eine voll ausgebildete Oberflächenentladung.

Die Hauptkomponenten der desorbierten Adsorbate sind Wasserstoff, Stickstoff, Kohlenmonoxid und Wasserdampf. Die relative Menge dieser Substanzen variiert über einen großen Bereich und hängt von der Struktur, der Zusammensetzung und der Vorgeschichte des Isolators ab. Das Adsorbat enthält aber mindestens 30-60% Wasserstoff [Avdienko, 1977]. Da die Adsorbate nur in der Anfangsphase der Oberflächenentladung eine Rolle spielen, die Verdampfung des Isolatormaterials aber während der gesamten Entladungsdauer stattfinden kann, spiegelt sich die Zusammensetzung des Isolatormaterials in der Plasmakomposition wieder. Zur Erzeugung eines protonenhaltigen Plasmas sollte daher ein Isolatormaterial mit einem möglichst hohen Wasserstoffgehalt gewählt werden - Polyäthylen ( $[-CH_2-CH_2-]_n$ ) weist hier das beste Verhältnis auf. Die Höhe des Oberflächenentladungsstroms pro Entladungseinheit ist maßgeblich für die Ionisationsrate des verdampften Isolatormaterials, und hat somit auch einen entscheidenden Einfluß auf die Dichte des Plasmas.

Der besondere Zweck der Serienwiderstände  $R_0$  in den Zuleitungen der Drahtelektroden liegt darin, durch Strombegrenzung auch dann noch einen zum Zünden weiterer Entladungsstrecken ausreichenden Spannungsunterschied zwischen der Entladungselektrode und den Drahtelektroden aufrechtzuerhalten, wenn schon eine signifikante Anzahl von Entladungen gezündet hat. Das Einfügen und richtige Dimensionieren dieser Widerstände garantiert somit ein gleichmäßiges Zündverhalten auch für große Flächen.

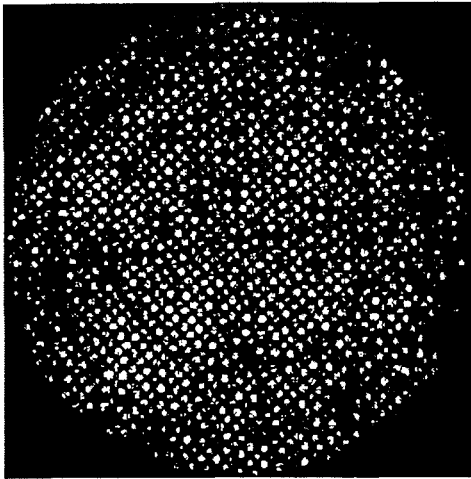
Um zu verhindern, daß während der Zündphase ein signifikanter Teil der Anodenspannung über den Anodenaußenwiderstand  $R_a$  abfällt, wird dieser mit einem Kondensator  $C_a$  überbrückt. Der Wert dieses Kondensators wird einerseits groß genug gewählt, daß er erst dann vollständig geladen ist, wenn der Zündvorgang abgeschlossen ist, andererseits aber klein genug, damit er nach abgeschlossenem Zündvorgang den Entladestrom der Anode nicht mehr beeinflusst:

$$7 \mu\text{F} \approx \frac{T}{R_a R_{0,\parallel} / (R_a + R_{0,\parallel})} \gg C_a \geq \frac{\tau}{R_a R_{0,\parallel} / (R_a + R_{0,\parallel})} \approx 0.07 \mu\text{F} \quad (2.31)$$

wobei  $\tau$  die notwendige Zeitspanne zur Ausbildung der Oberflächenentladungen ist ( $\tau \approx 100$  ns),  $T$  die Länge des Hochspannungspulses und  $R_{0,\parallel}$  der Widerstandswert der Parallelschaltung aller gezündeter Entladungseinheiten (Zahlenwerte für  $R_a = 8 \Omega$ ).

Abb. 2.6 zeigt eine zeitintegrale Aufnahme der Oberflächenentladungen auf der Anodentladungselektrode, die während dem Betrieb der Quelle durch ein Fenster im Boden des Vakuumgefäßes gemacht wurde. Man sieht, daß die Verteilung von gezündeten Entladungseinheiten über der Oberfläche der Anodentladungselektrode recht homogen ist und etwa 65-75 % der Entladungseinheiten zünden. Dieser Wert stimmt mit der Anzahl von gezündeten Entladungseinheiten überein, die sich bei Bestimmung von  $R_{0,\parallel}$  aus den Messungen der Systemströme ableiten läßt.





**Abb. 2.6: Entladungsverteilung**  
Zeitintegrale Aufnahme der Entladungen auf der Oberfläche der Anodenentladungselektrode.

Da der gesamte Entladungsstrom nach Zünden der Entladungseinheiten proportional zu dem Quotienten  $U_{\text{Anode}}/(R_a + R_{0,\parallel})$  aus angelegter Hochspannung und der Serienschaltung aus Anodenaußenwiderstand und Widerstandswert der Parallelschaltung aller gezündeter Entladungseinheiten ist, wird der Entladungsstrom bei Vernachlässigung von  $R_{0,\parallel}$  im wesentlichen von  $R_a$  bestimmt. Somit ist es auf einfache Art möglich, die Plasmadichte zu steuern. Der in Abb. 2.3 gezeigte zusätzliche Kondensator  $C_{R_a}$  wurde eingeführt, um kleinere Korrekturen an der Pulsform des Gesamtentladungsstromes zu ermöglichen.

Nach Ausbildung des Plasmas expandiert es in den Raum zwischen der Anodenentladungselektrode und dem Anodengitter und erreicht schließlich das Anodengitter, wo es unter den Einfluß des bereits seit dem Anlegen des Hochspannungspulses bestehenden elektrischen Feldes gerät. Die Feldkräfte extrahieren die im Plasma enthaltenen Ionen und beschleunigen diese in Richtung auf die Kathodengitter.

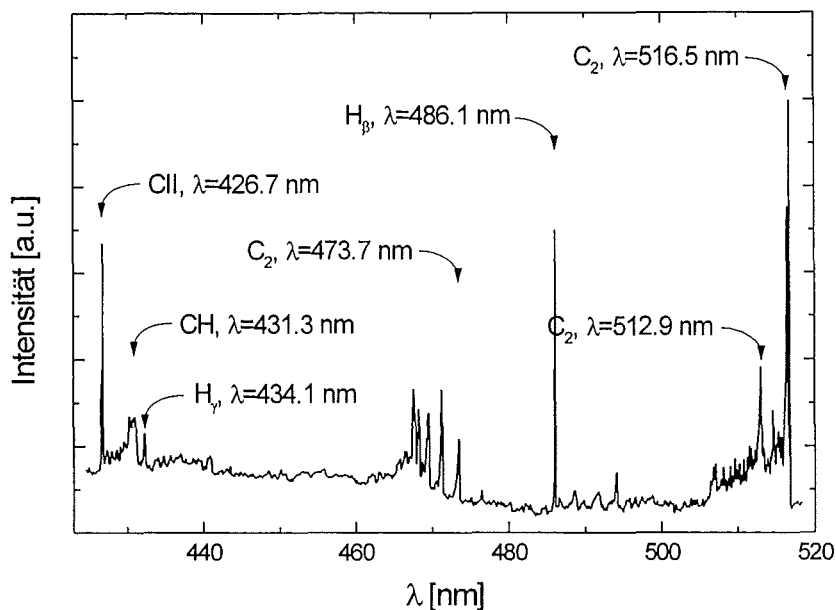
### 2.3.2. Eigenschaften des Plasmas

Da sich das beim Zünden der Entladungseinheiten ausgebildete Plasma rasch in den Bereich zwischen Anodenentladungselektrode und Anodengitter ausbreitet und sich dabei vor allem seine Dichte stark verändert, lassen sich dem Plasma bezogen auf das gesamte Volumen keine einheitlichen Parameter zuordnen. Beschränkt man sich bei der Betrachtung des Plasmas jedoch auf die beiden interessantesten Bereiche - das Plasma an der Oberfläche der Entladungseinheiten, in denen das Plasma entsteht, sowie das Plasmavolumen an der Grenzfläche zum Extraktionsspalt, wo Plasmadichte und -temperatur maßgeblich sind für die extrahierbare Ionenstromdichte können dem Plasma charakteristische Größen zugeordnet werden.

#### 2.3.2.1. Spektroskopische Messungen im sichtbaren Bereich

Zur Untersuchung des Plasmas der Oberflächengleitentladungen eignet sich das Emissionsspektrum des Plasmas im sichtbaren Bereich. Da ein Spektrometer im wesentlichen nur das Plasma einer Entladungseinheit erfassen kann, reicht ein kleiner Teststand mit 7 Entladungseinheiten für die Versuche hierzu aus. Durchgeführt wurden die Experimente von Dr. Lyublin am Efremov Institut in St. Petersburg. Damit die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die PROFA-Quelle gewährleistet ist, wurde der Entladungsstrom pro Entladungseinheit ( $I_{\text{Ent}}$ ) gemäß

$$I_{\text{Ent}} = \frac{U_{\text{Anode}}}{N \cdot (R_a + R_{0,\parallel})} \quad (2.32)$$



**Abb. 2.7: Emissionsspektrum**

Ausschnitt aus einem typischen Emissionsspektrum des Plasmas an der Oberfläche der Entladungseinheiten.

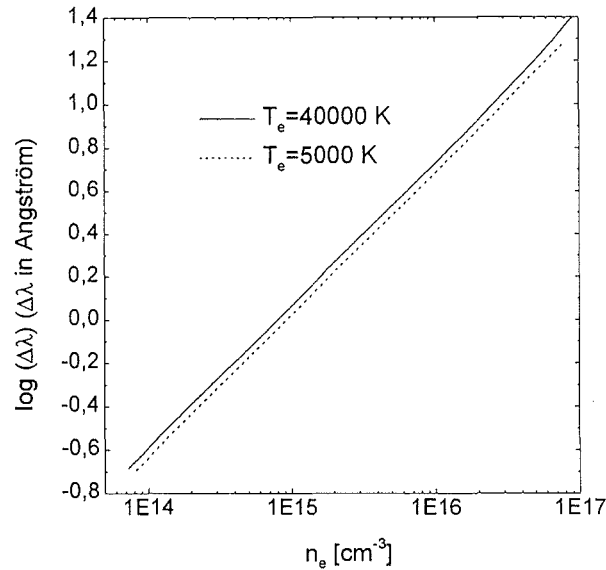
(wobei  $N$  die Anzahl der Entladungseinheiten ist) durch geeignete Wahl von  $R_a$  und  $R_0$  so gewählt, daß er im gleichen Bereich liegt wie bei den Experimenten an der PROFA Anlage. So entsprechen die verwendeten Widerstände mit  $R_a = 1\text{ k}\Omega$  und  $R_0 = 360\Omega$  Werten von  $R_a = 11.5\Omega$  und  $R_0 = 1\text{ k}\Omega$  bei PROFA. Die Anodenspannung betrug  $U_{\text{Anode}} = 17\text{ kV}$ .

Das Spektrum des Plasmas wurde mit einem DFS-452 Gitterspektrographen (LOMO-Leningrad Optical-Mechanical Enterprises) im sichtbaren Bereich zwischen 380 und 600 nm auf einem Kodak-3600er Film aufgenommen. Um eine ausreichende Linienintensität zu erhalten, wurden bei einer reziproken linearen Dispersion von  $D_1 = 1.6\text{ nm/mm}$  1000 Pulse benötigt und mit  $D_2 = 0.8\text{ nm/mm}$  etwa 2000 Pulse. Zur Intensitätsanalyse der mit dem erwähnten Film registrierten Spektrallinien wurde ein Mikrophotometer IFO-451 (Kasan Optical Mechanical Plant) eingesetzt. Mit Hilfe eines Monochromators MDR-2 (LOMO), der jeweils auf die Wellenlänge einer bestimmten Spektrallinie eingestellt wurde, konnte zusätzlich das zeitliche Verhalten der Intensität einiger Spektrallinien mit einem Photomultiplier und einem Oszilloskop beobachtet werden.

In Abb. 2.7 ist ein Ausschnitt eines typisches Spektrums des Anodenplasmas dargestellt. Die Wellenlängenzuordnung erfolgte nach der Kalibrierung des Spektrometers mit einer Quecksilberdampfampe. Das Spektrum enthält Linien von molekularem Kohlenstoff ( $C_2$ ), CH-Radikalen und einfach ionisiertem Kohlenstoff (CII). Von den Wasserstofflinien der Balmerreihe tauchen nur  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  auf. Da die Empfindlichkeit des Kodak-3600er Films im

roten Spektralbereich rapide abfällt, wurde die  $H_{\alpha}$ -Linie (656.3) trotz ihrer höheren Intensität nicht registriert.

Die Detailanalyse der Intensitätsprofile der  $H_{\beta}$ -Linie und der Linie des einfach ionisierten Kohlenstoffs bei  $\lambda = 426.7 \text{ nm}$  zeigte, daß die Halbwertsbreite<sup>2</sup> der CII-Linie durch die apparativ bedingte Halbwertsbreite des Spektrometers von  $0.025 \text{ nm}$  bestimmt ist, während die Halbwertsbreite der  $H_{\beta}$ -Linie mit  $\Delta\lambda = 0.05 \div 0.055 \text{ nm}$  deutlich darüber liegt. Da die Temperatur von Neutralteilchen für gewöhnlich nahe der Raumtemperatur liegt, kann der Beitrag des Dopplereffekts zur gemessenen Linienverbreiterung der  $H_{\beta}$ -Linie vernachlässigt werden. Die Verbreiterung der  $H_{\beta}$ -Linie wird daher ausschließlich vom linearen Stark Effekt im elektrischen Feld des Plasmas verursacht. Die Starkverbreiterung der  $H_{\beta}$ -Linie hängt nur schwach von der Elektronentemperatur ab [Lochte-Holtgreven, 1968]. Daher kann die Elektronendichte, nach Herausfalten der apparativen Verbreiterung, aus Abb. 2.8 abgeschätzt werden. Man erhält  $n_e \approx 5 \div 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

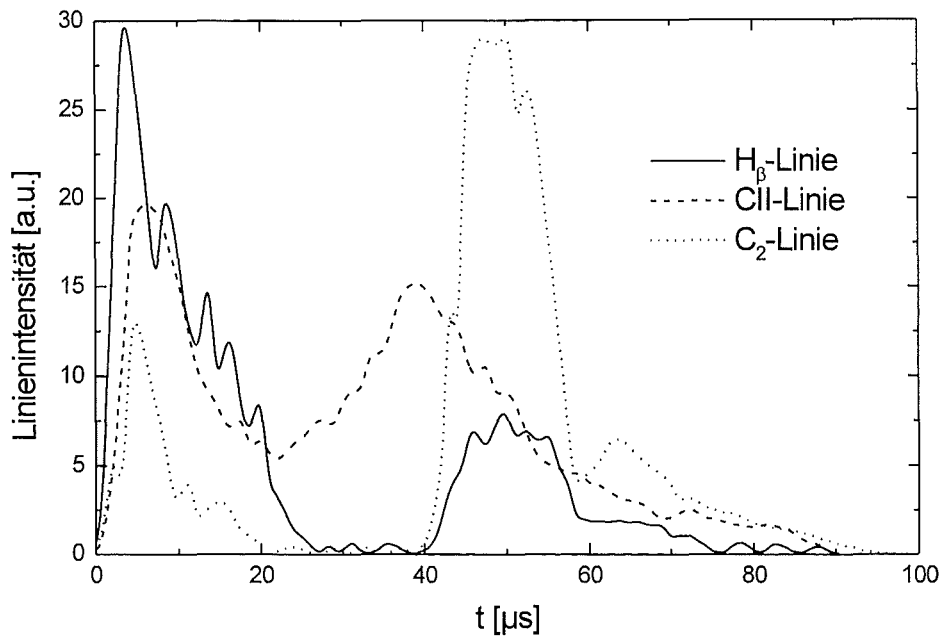


**Abb. 2.8: Linienverbreiterung der  $H_{\beta}$ -Linie**  
Halbe Halbwertsbreite der Linienverbreiterung der  $H_{\beta}$ -Linie durch den linearen Stark Effekt in Abhängigkeit von der Elektronendichte eines Plasmas für zwei unterschiedliche Elektronentemperaturen. Nach [Lochte-Holtgreven, 1968].

Die Starkverbreiterung der Kohlenstofflinien ist proportional zur Elektronendichte und liegt damit bei den hier beobachteten Dichten einige Größenordnungen unterhalb der apparativen Verbreiterung [Griem, 1974]. Nimmt man die halbe apparative Verbreiterung als obere Grenze für die Dopplerverbreiterung an, folgt aus  $\Delta\lambda_{\text{Doppler}} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \lambda_{\text{C-Linie}} / c \cdot \sqrt{2kT_C / m}$  unmittelbar, daß die Temperatur der Kohlenstoffionen  $2 \text{ eV}$  nicht übersteigt.

Der zeitliche Verlauf der  $H_{\beta}$ - und der CII-Linie sowie der  $C_2$ -Linie bei  $\lambda = 516.5 \text{ nm}$  weist, wie in Abb. 2.9 zu sehen ist, eine grundlegende Tendenz auf: nach einem anfänglichen Abfall der Intensität steigt diese wieder an. Es liegt nahe, den Intensitätsabfall mit der Ionisation der entsprechenden Teilchen in Verbindung zu bringen und den anschließende Anstieg auf Rekombination zurückzuführen. Nach etwa  $25 \mu\text{s}$  ist der vorhandene Wasserstoff praktisch vollständig ionisiert und erst nach  $40 \mu\text{s}$  setzt die Rekombination ein, die eine Folge der

<sup>2</sup> Mit der Halbwertsbreite ist hier stets die volle Breite beim halben Maximum bezeichnet.



**Abb. 2.9: Zeitlicher Verlauf der Linienintensitäten von H<sub>β</sub>, CII und C<sub>2</sub>**

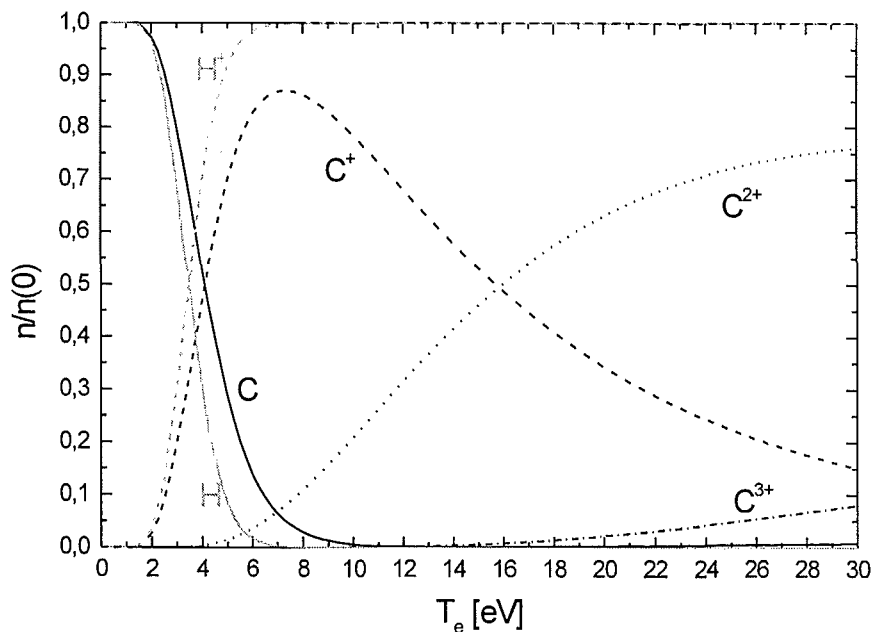
Abkühlung des Plasmas ist. Bei ca. 8 μs setzt die Ionisation von C<sup>+</sup> ein, so daß auch C<sup>2+</sup> existieren sollte.

Bis zu welchem Ionisationsgrad Ionen einer Spezies in einem Plasma vorkommen, hängt im wesentlichen von der Elektronendichte und -temperatur ab. Ist erstere bekannt, läßt sich aus der Zusammensetzung des Plasmas auf die Elektronentemperatur schließen. Dazu muß allerdings zur Beschreibung des Plasmas ein geeignetes Modell bezüglich der Ionisationsvorgänge gefunden werden („Lokales Thermodynamisches Gleichgewichts Modell“, „Corona Modell“ oder „Stoß-Strahlungs Modell“). Das hier untersuchte Plasma wird streng genommen durch keines der genannten Modelle beschrieben, da es nicht stationär ist und bezogen auf sein Volumen inhomogen ist. Um trotzdem einen groben Eindruck von der Temperaturabhängigkeit der Plasmazusammensetzung zu erhalten, wird im folgenden das bei niedrigen Dichten oft verwendete, zeitabhängige Corona Modell angewandt. In diesem Modell steht dem Prozeß der Stoßionisation nicht die entsprechende Rekombination durch Stöße als Umkehrprozeß gegenüber (wie im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht), sondern die Rekombination erfolgt ausschließlich durch Abstrahlen eines Lichtquants. Allgemein wird die Änderungsrate der Dichte eines Ions im Grundzustand mit der Ladung  $z$  durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{dn_z}{dt} = n_{z-1} \cdot n_e S_{z-1}(T_e) - n_z \cdot n_e S_z - n_z \cdot n_e \alpha_z(T_e) + n_{z+1} \cdot n_e \alpha_{z+1}(T_e) \quad (2.33)$$

wobei  $S_z(T_e)$  der Stoßionisationskoeffizient des Ions mit der Ladung  $z$  ist und  $\alpha_z(T_e)$  der entsprechende Koeffizient der Strahlungsrekombination. Beide Koeffizienten sind für einen großen Temperaturbereich hinreichend genau aus Näherungsformeln bekannt [McWhirter, 1965]. Ein Satz von gekoppelten Differentialgleichungen beschreibt folglich die Änderungsraten der Dichten aller Ionen eines Elements, wobei oftmals höhere Ionisationszustände vernachlässigt werden können. Treten weitere zeitabhängige Prozesse auf, die eine Dichteänderung von Plasmateilchen bewirken, können diese durch zusätzliche Terme in Gleichung (2.33) berücksichtigt werden. Hierzu gehören z.B. Teilcheninjektion bzw. -verlust und Plasmakompression bzw. -expansion.

Da die Plasmaproduktionsrate in den Entladungseinheiten und das Expansionsverhalten des Plasmas nicht hinreichend bekannt ist, muß auf diese Ergänzung jedoch verzichtet werden. Unter dem Vorbehalt, daß dadurch nur eine grobe Abschätzung möglich ist, wird eine zeitunabhängige Elektronendichte von  $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  angenommen. Für die Verweildauer des Wasserstoffs bzw. des Kohlenstoffs im Bereich der Entladungseinheiten wird von  $10 \mu\text{s}$  bzw.  $1 \mu\text{s}$  ausgegangen. Der erste Wert ergibt sich aus der Zeitkonstanten für den Abfall der Intensität der  $H_\beta$ -Linie in Abb. 2.9. Der zweite folgt aus der Annahme, daß die Kohlenstoffionen eine thermische Geschwindigkeit haben, die einer niedrigen Iontemperatur von  $0.1 \text{ eV}$  entspricht, und daß der Querschnitt des Entladungskanals einen Durchmesser von  $1 \text{ mm}$  hat. Die Lösung des Differentialgleichungssystems für Kohlenstoff und die einfache Exponentiallösung für Wasserstoff sind in Abb. 2.10 dargestellt. Zweifach ionisierter Kohlenstoff kommt



**Abb. 2.10: Zeitabhängiges Corona Modell**

Neutralteilchen- und Ionendichten im Plasma der Entladungseinheiten relativ zur Dichte zum Zeitpunkt  $t=0$  für H und C.

demnach für  $T_e > 4$  eV vor, dreifach ionisierter erst ab  $T_e = 14$  eV. Aus Abb. 2.10 ist außerdem zu entnehmen, daß der Wasserstoff bei Elektronentemperaturen über 7 eV vollständig ionisiert ist.

Aus den im Spektrum des Plasmas auftretenden Linien finden sich erste Hinweise auf mögliche Komponenten im extrahierten Strahl. Eine detaillierte Untersuchung der Strahlzusammensetzung wird in Kapitel 2.6 dargelegt.

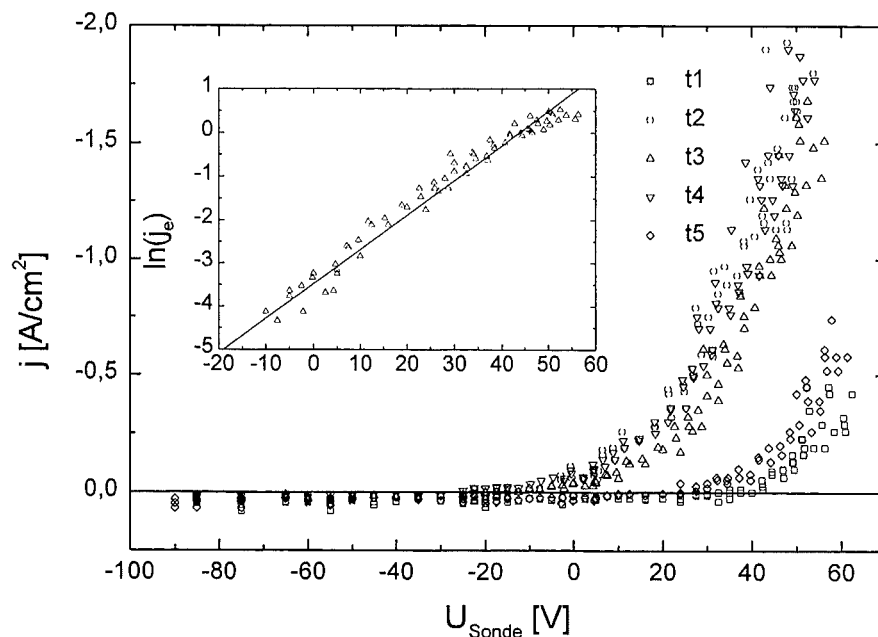
### 2.3.2.2. Messungen mit Langmuir-Sonden

Um Zugang zu den charakteristischen Größen des Plasmas im Bereich des Anodengitters zu erhalten, schließt sich die Verwendung von spektroskopischen Methoden aus, da die Plasmadichte nach der Expansion in den Raum zwischen Anodentladungsplatte und Anodengitter um einige Größenordnungen abnimmt und damit keine ausreichende Linienintensitäten mehr erreicht werden können. Es bieten sich aber als Diagnostik Langmuir-Sonden an, da mit ihnen ebenfalls die wesentlichen Plasmaparameter bestimmt werden können. Zu diesen gehören die Dichte  $n$  und die Elektronentemperatur  $T_e$  des Plasmas, die nach Gleichung (2.14) Kapitel 2.1.1 die maximal extrahierbare Ionenstromdichte aus dem Plasma bestimmen. Daneben ist das Plasmapotential  $\phi_{\text{Plasma}}$  bzw. das „floating“-Potential  $\phi_f$  von Interesse, auf deren Bedeutung für die transversale Geschwindigkeitskomponente der Ionen im Strahl in Kapitel 3.2.3 näher eingegangen wird.

Zur experimentellen Untersuchung der Plasmaparameter im Bereich des Anodengitters wurde in Zusammenarbeit mit dem Efremov Institut in St. Petersburg ein Nachbau der PROFA-Quelle mit einer geringeren Fläche und einer ebenen Geometrie erstellt. Die Anzahl der Entladungseinheiten wurde auf 180 reduziert. Auch hier wurde Gleichung (2.32) eingehalten, um die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die PROFA-Quelle zu gewährleisten. Bei  $R_0 = 1 \text{ k}\Omega$  entspricht der hauptsächlich eingesetzte Widerstand mit  $R_a = 48 \Omega$  einem Wert von  $R_a = 11.5 \Omega$  bei PROFA. Der Wert von  $C_a$  wurde nach Ungleichung (2.31) auf  $0.025 \mu\text{F}$  festgelegt.

Damit eine Diagnose der Plasmaparameter mit Langmuir-Sonden möglich war, wurden zwei Modifikationen vorgenommen. Zum einen wurde das Anodengitter durch eine Metallplatte mit Aussparungen zum Einführen der Sonden in den Plasmaraum ersetzt. Zum anderen wurde das elektrische Schema so geändert, daß die Anodentladungselektrode immer auf Erdpotential war und dafür ein negativer Hochspannungspuls an den Fußpunkt des Netzwerks  $R_a, C_a$  angelegt wurde. Mit einer solchen Beschaltung ändert sich nichts am eigentlichen Entladungsvorgang, das Potential des Plasmas und der es umgebenden Elektroden ist jedoch nahe dem Erdpotential und nicht nahe der positiven Hochspannung. Somit war es möglich, das Erdpotential als Bezugspunkt für die Vorspannung der Sonden zu verwenden. Als Hochspannungsquelle diente ein im Aufbau zur PROFA Anlage ähnlicher Hochspannungsimpulsgenerator, der an einer angepaßten Last einen Rechteckimpuls bis zu 50 kV und einer Pulslänge von  $25 \mu\text{s}$  lieferte.

Plasmaparameter können unter bestimmten Voraussetzungen auf einfache Art und Weise aus der Strom-Spannungs-Charakteristik einer Langmuir-Sonde bestimmt werden. Die theoretischen Grundlagen hierzu werden in Anhang B behandelt, wo auch der Aufbau der eingesetzten Langmuir-Sonden näher beschrieben ist. Die Charakteristiken wurden auf Einzelschußbasis ermittelt, d.h. bei jeweils fester Sondenspannung während eines Hochspannungspulses wurde der Sondenstrom gemessen und zu verschiedenen Zeitpunkten ( $t_1 = 6\ \mu\text{s}$ ,  $t_2 = 11\ \mu\text{s}$ ,  $t_3 = 16\ \mu\text{s}$ ,  $t_4 = 21\ \mu\text{s}$  und  $t_5 = 26\ \mu\text{s}$  nach Beginn des Hochspannungspulses) ausgewertet. Abb. 2.11 zeigt ein typisches Beispiel solcher Charakteristiken (hier: ohne  $R_{AG}$ ,  $U = 14.4\ \text{kV}$ , radiale Position  $r = -14\ \text{cm}$  und einen Abstand zwischen Anodenentladungselektrode und Anodenplatte von  $h = 2\ \text{cm}$ ). Man sieht deutlich den typischen Ionensättigungsstrom für niedrige Spannungen und den anschließenden Anstieg hin zu höheren Spannungen. Der Elektronensättigungsstrom, der für ausreichend große Sondenspannungen erwartet wird, konnte nicht beobachtet werden, da es in Folge von Kurzschlüssen zu Zusammenbrüchen der Sondenspannung während der Hochspannungspulse kam. Es sei jedoch ausdrücklich betont, daß der ungestörte Spannungsbereich zur Berechnung der Plasmaparameter vollkommen ausreicht (siehe auch Anhang B). Im Nebenbild von Abb. 2.11 ist der natürliche Logarithmus des Elektronenanteils des Sondenstroms im Anstiegsbereich zum Zeitpunkt  $t_3$



**Abb. 2.11: Charakteristiken einer Langmuir-Sonde**

Charakteristiken einer Langmuir-Sonde zu verschiedenen Zeiten während des Hochspannungspulses. Im Nebenbild ist der natürliche Logarithmus des Elektronenanteils der Charakteristik für den Zeitpunkt  $t_3$  über der Sondenspannung aufgetragen, sowie eine entsprechende lineare Anpassung.

aufgetragen. Die sich ergebende Gerade belegt, daß die Elektronengeschwindigkeiten im Plasma einer Maxwellverteilung unterliegen.

Bei der Auswertung der Charakteristiken wurde vorausgesetzt, daß ein reines Protonenplasma vorliegt. Der durch das Vorhandensein anderer Ionenspezies im Anodenplasma eingebrachte Fehler kann im Rahmen der vorliegenden Studie vernachlässigt werden, da der Ionensättigungsstrom nach Gleichung (5.1) im Anhang B proportional zu  $1/\sqrt{m_i}$  ist. Nimmt man z.B. einen Anteil von 10 % einfach ionisierter Kohlenstoffionen im Plasma an, fällt ihr Beitrag zum Ionensättigungsstrom mit etwa 3 % nicht ins Gewicht. Die Bestimmung der Elektronentemperatur bleibt im übrigen von einer Verunreinigung des Plasmas gänzlich unbeeinflusst (siehe Gleichung (5.3) im Anhang B).

Es wurden Charakteristiken von Sonden an verschiedenen radialen Positionen ( $r = -14 \div +14 \text{ cm}$ ), für Hochspannungsamplituden von  $U = 14.4 \text{ kV}$  und  $17.1 \text{ kV}$ , für verschiedene Abstände  $h$  zwischen Anodenentladungselektrode und Anodenplatte und für Anodengitterwiderstände von  $R_{AG} = 0 \text{ } \Omega$  und  $1.5 \text{ k}\Omega$  ermittelt. Die daraus abgeleiteten Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Elektronentemperatur  $T_e$ :

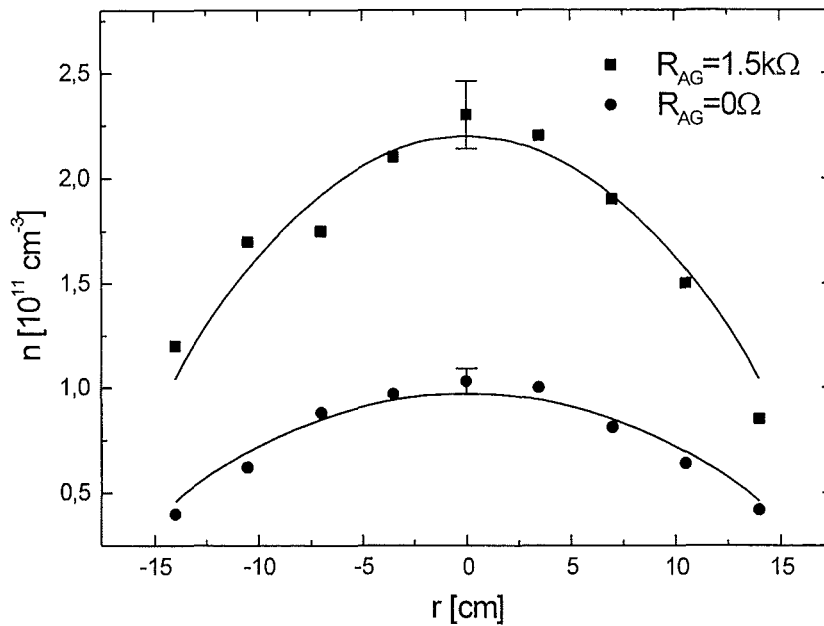
Die Elektronentemperatur liegt in einem Bereich zwischen  $10 \text{ eV}$  und  $30 \text{ eV}$  und hängt sowohl vom Zeitpunkt der Messung als auch von der radialen Position ab. In der Mitte des Hochspannungspulses und im Bereich der Symmetrieachse beträgt  $T_e$  im Durchschnitt  $20 \text{ eV}$ , während  $T_e$  zu Beginn und am Ende des Pulses einige  $\text{eV}$  niedriger liegt.

- Plasmadichte  $n$  ( $= n_e = n_{H^+}$ ):

Die Plasmadichte liegt in der Größenordnung von  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Sie zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Radius und von  $R_{AG}$ . Abb. 2.12 stellt den radialen Verlauf der Plasmadichte zum Zeitpunkt  $t_3 = 16 \mu\text{s}$  für beide Werte von  $R_{AG}$  dar. Die Plasmadichte fällt zum Rand der Anode hin ab. Sie ist für  $R_{AG} = 1.5 \text{ k}\Omega$  wesentlich größer als für  $R_{AG} = 0$ . Um den Einfluß von  $R_{AG}$  auf die Gesamtzahl der Ladungsträger im Plasma besser beurteilen zu können, kann man beide Dichteverteilungen über die Fläche integrieren und erhält in etwa eine Verdopplung der Ladungsträgeranzahl bei Verwendung von  $R_{AG} = 1.5 \text{ k}\Omega$ .

Die Plasmadichte wird auch durch den Entladungsstrom  $I_{Ent}$  in den Entladungseinheiten bzw. dessen integrales Gegenstück - den Gesamtentladungsstroms  $I_{Ent, \Sigma}$  - beeinflusst, der im wesentlichen durch  $R_a$  und die Hochspannung  $U$  bestimmt wird. Da sich eine Änderung der Elektronentemperatur mit Erhöhung der Hochspannung nicht feststellen ließ, kann davon ausgegangen werden, daß im hier betrachteten Parameterbereich  $T_e$  von  $I_{Ent, \Sigma}$  unabhängig ist und somit nach Gleichung (5.1) in Anhang B der funktionale Zusammenhang von  $I_{Ent, \Sigma}$  und Ionensättigungsstromdichte  $j_{i,0}$  wie auch  $I_{Ent, \Sigma}$  und Plasmadichte  $n$  gleich ist. Abb. 2.13 zeigt ein repräsentatives Beispiel der Plasmadichteabhängigkeit vom Gesamtentladungsstrom  $I_{Ent, \Sigma}$  zum Zeitpunkt  $t_3$ . Eine lineare Abhängigkeit ist deutlich zu erkennen, die für alle  $t \geq t_2$  gegeben ist.





**Abb. 2.12: Plasmadichte im Bereich des Anodengitters**

Plasmadichte zum Zeitpunkt  $t_3$  für  $R_{AG} = 1.5 \text{ k}\Omega$  und  $R_{AG} = 0 \Omega$  in Abhängigkeit vom Radius. Die durchgezogenen Linien zeigen jeweils eine angepaßte Kurve an die Dichteverteilungen basierend auf der Theorie der positiven Plasmasäule. ( $U = 14.4 \text{ kV}$ ,  $h = 4 \text{ cm}$ )

Bei Erhöhung des Abstands  $h$  zwischen Anodenentladungselektrode und Anodenplatte von 2 cm auf 6 cm nimmt die Plasmadichte  $n$  lediglich um etwa 20% ab, obwohl sich das Volumen verdreifacht.

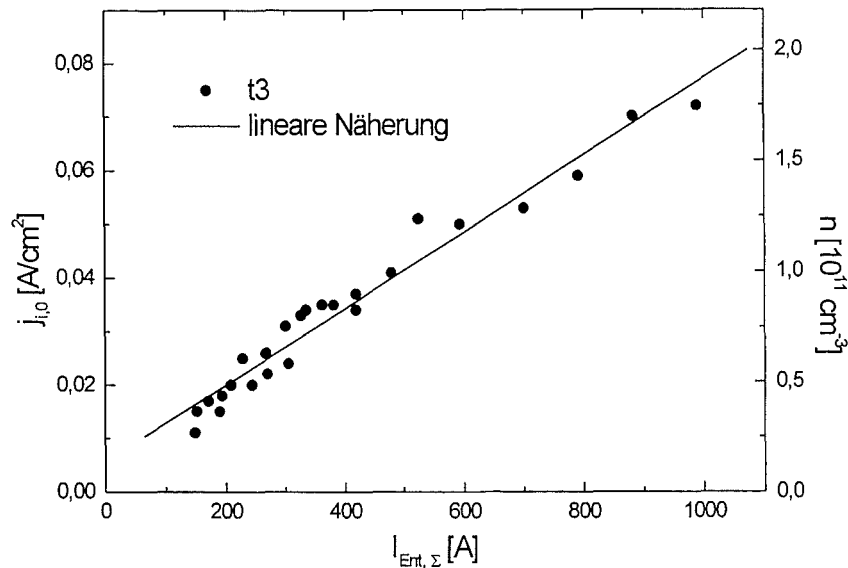
- „floating“-Potential  $\varphi_f$ :

Das „floating“-Potential nimmt Werte im Bereich von -80 bis +50 V an. Auch hier zeigt sich ein deutlicher Unterschied beim Einsatz von  $R_{AG} = 1.5 \text{ k}\Omega$ , wie das Beispiel in Abb. 2.14 veranschaulicht. Während  $\varphi_f$  im Fall  $R_{AG} = 1.5 \text{ k}\Omega$  über den gesamten Radius nahezu konstant ist und sich in der Mitte des Hochspannungspulses praktisch ein konstanter Wert etabliert, streuen die Werte für  $R_{AG} = 0 \Omega$  stark. Grundsätzlich ist  $\varphi_f$  zu Beginn und am Ende des Pulses positiver.

- Plasmapotential  $\varphi_{\text{Plasma}}$ :

Die Werte des Plasmapotentials fallen in einen Bereich von 10 bis 100 V.

Die zeitliche Entwicklung der Plasmadichte wird von 3 verschiedenen Prozessen dominiert:



**Abb. 2.13: Abhängigkeit der Dichten vom Gesamtentladungsstrom**  
 Ionensättigungsstromdichte und Plasmadichte als Funktion des Gesamtentladungsstroms zum Zeitpunkt  $t_3$ . ( $r = -7\text{cm}$ ,  $h = 2\text{cm}$ )

- Plasmaerzeugung in den Entladungseinheiten
- Rekombination an der Anodenentladungselektrode und den Seitenwänden
- Ionenfluß in den Beschleunigungsspalt (bzw. Rekombination an der Anodenplatte)

Unter der Annahme, daß die Intensität der Plasmaerzeugung in den Entladungseinheiten direkt proportional zum Entladungsstrom  $I_{\text{Ent}, \Sigma}$  ist und daß die Rekombinationswahrscheinlichkeit an Oberflächen 100% ist, kann man die zeitliche Entwicklung der Plasmadichte folgendermaßen darstellen:

$$\frac{dn}{dt} = \underbrace{\frac{\xi I_{\text{Ent}, \Sigma}}{e\pi r_0^2 h}}_{\text{Plasmaerzeugung}} - \underbrace{\frac{(r_0^2 + r_0 h)}{r_0^2 h}}_{\text{Rekombination}} v_i n, \quad (2.34)$$

wobei  $\xi$  ein Proportionalitätsfaktor ist,  $r_0$  der Radius der Anodenentladungselektrode und  $v_i$  die Schallgeschwindigkeit der Ionen ( $v_i = \sqrt{kT_e/m_i}$ , zur Vereinfachung wurde die Zeitabhängigkeit von  $T_e$  vernachlässigt). Aus Gleichung (2.34) folgt:

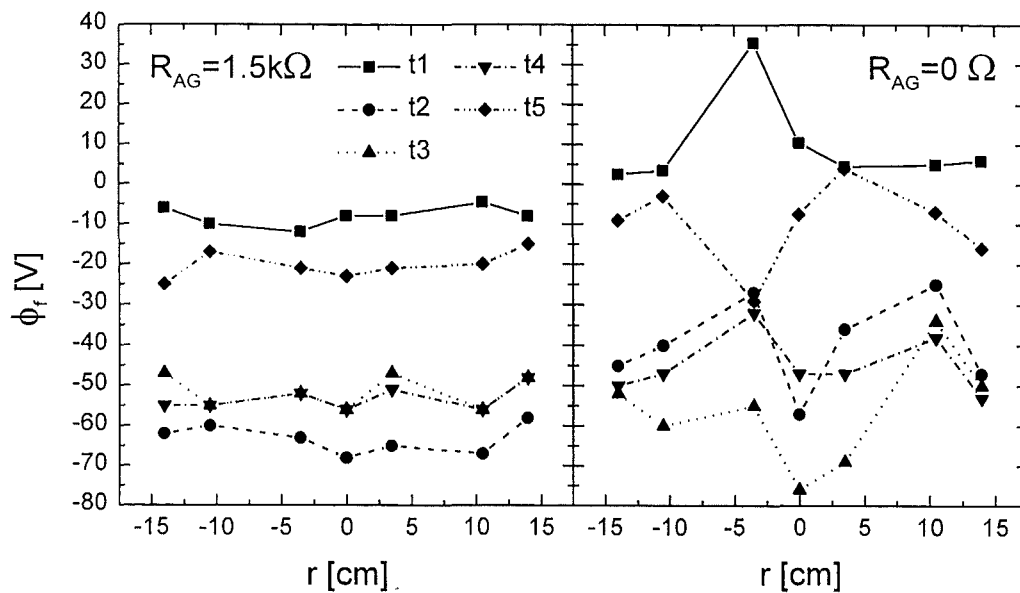
$$n \cong \frac{\xi I_{\text{Ent}, \Sigma}}{\pi (r_0^2 + r_0 h) e v_i} \left( 1 - \exp\left(-\frac{v_i (r_0 + h)}{r_0 h} \cdot t\right) \right) \quad (2.35)$$

Für  $t \gg r_0 h / v_i (r_0 + h)$  erreicht  $n$  den Sättigungswert

$$n \cong \frac{\xi I_{\text{Ent}, \Sigma}}{\pi (r_0^2 + r_0 h) e v_i} \quad (2.36)$$

der proportional zu  $I_{\text{Ent}, \Sigma}$  ist und entspricht damit der im Versuch beobachteten linearen Abhängigkeit in Abb. 2.13. Außerdem wird deutlich, warum sich die Plasmadichte mit  $h$  nur geringfügig ändert:  $n$  ist lediglich umgekehrt proportional zu  $r_0 + h$ .

Die Ionenrekombinationsprozesse an den Seitenwänden sind auch im Zusammenhang mit dem Abfallen der Plasmadichte zur Peripherie hin (Abb. 2.12) zu sehen. Zur weiterführenden Analyse dieses Effekts wird im folgenden die Theorie der positiven Plasmasäule herangezogen ([Granowski, 1955]). Bei einem nicht vollionisierten Plasma, dessen Elektronendichte im Bereich von  $10^7 \text{ cm}^{-3} \div 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  liegt, kann von einem normalen (d.h. quasi-neutralen) Plasma ausgegangen werden, bei dem Rekombination ausschließlich an der Wand des plasmabegrenzenden Rohres stattfindet. Für das zylindersymmetrische Problem wird zur Vereinfachung angenommen, daß die Plasmasäule in  $z$ -Richtung stationär und homogen ist, Strahlungsprozesse und die Existenz von angeregten Neutralteilchen vernachlässigt werden können und die Elektronentemperatur ( $T_e$ ) über den Querschnitt konstant ist. Werden nichtangeregte Atome nur durch Stoßionisation ionisiert, ist die Ionisationsrate ( $\nu_i$ ) proportional zur



**Abb. 2.14: Radiale Abhängigkeit des „floating“-Potentials**

Vergleich der radialen Abhängigkeit des „floating“-Potentials zu verschiedenen Zeiten und für  $R_{AG} = 1.5 \text{ k}\Omega$  bzw.  $0 \Omega$ . ( $U = 14.4 \text{ kV}$ ,  $h = 4 \text{ cm}$ ).

Elektronendichte und es gilt:

$$v_i = v_{e^-A} \cdot n_e \quad (2.37)$$

wobei  $v_{e^-A}$  die Stoßfrequenz des Elektron/Atom-Stoßes ist.

Bei Gasdrücken im Bereich von einigen mbar ist die mittlere freie Weglänge der Ionen ( $\lambda_i$ ) für gewöhnlich wesentlich geringer als der Außenradius (R) der Plasmasäule. Dadurch ist die Diffusion der vorherrschende Transportmechanismus und die Plasmadichteverteilung  $n(r)$  kann auf eine einfache Besselfunktion nullter Ordnung zurückgeführt werden. Gilt jedoch  $\lambda_i \gg R$ , was für das Plasma im Bereich des Anodengitters der PROFA-Quelle zutrifft, erreichen die Ionen die Rohrwand praktisch im freien Flug. Hinzu kommt, daß aufgrund der viel höheren Elektronentemperatur im Vergleich zur Ionentemperatur ( $T_e \gg T_i$ ) die thermische Geschwindigkeit der Ionen gegenüber der gerichteten radialen Geschwindigkeit ( $v_{ir}$ ) vernachlässigt werden kann. Infolgedessen berechnet sich letztere aus:

$$v_{ir}(r', r) = \sqrt{\frac{2e}{m_i} [\varphi(r') - \varphi(r)]} \quad (2.38)$$

wobei  $r'$  die radiale Koordinate des Entstehungsortes des Ions ist und  $r$  die betrachtete radiale Position.

Nach Gleichung (2.37) ist die Dichte der bei  $r'$  pro Sekunde entstehenden Ionen gleich  $v_{e^-A} \cdot n_e(r')$ . Wie man sich durch geometrische Überlegungen leicht klarmachen kann, ist der entsprechende Beitrag zur Dichte bei  $r$  deshalb durch die folgende Gleichung gegeben:

$$dn_i = v_{e^-A} n_e(r') \frac{r' dr'}{r v_{ir}(r', r)} \quad (2.39)$$

Die Gesamtionendichte bei  $r$  erhält man durch Integration:

$$n_i(r) = \int_0^r dn_i = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{v_{e^-A} n_e(r') r'}{v_{ir}(r', r)} dr' \quad (2.40)$$

Die Langmuir-Sonden-Messungen haben gezeigt, daß die Elektronengeschwindigkeiten im Plasma einer Maxwellverteilung unterliegen, daher wird die radiale Elektronendichteverteilung durch die Boltzmann-Gleichung wiedergegeben:

$$n_e(r) = n_e(0) \cdot \exp\left(\frac{e\varphi(r)}{kT_e}\right) \quad (2.41)$$

Führt man die dimensionslosen Variablen

$$\eta = -\frac{e\varphi(r)}{kT_e} \quad (2.42)$$

und

$$s = v_{e-A} \left( \frac{m_i}{2kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} r \quad (2.43)$$

ein, lautet die Poissongleichung:

$$\frac{\varepsilon_0 m_i v_{e-A}^2}{2e^2 n_e(0)} \nabla_r^2 \eta + \exp(-\eta) - \frac{1}{s} \int_0^s s' \exp(-\eta') [\eta - \eta']^{-1.2} ds' = 0 \quad (2.44)$$

Der erste Term kann aufgrund der Quasi-Neutralität des Plasmas ( $n_e \approx n_i$ ) vernachlässigt werden, sodaß sich die folgende Gleichung ergibt:

$$\exp(-\eta) - \frac{1}{s} \int_0^s s' \exp(-\eta') [\eta - \eta']^{-1/2} ds' = 0 \quad (2.45)$$

Ihre Lösung kann als Potenzreihenentwicklung dargestellt werden:

$$s = \eta^{1/2} \cdot (1 - 0.2\eta - 0.026061\eta^2 - 0.0064894\eta^3 - \dots) \quad (2.46)$$

Für  $\eta \rightarrow \eta_0 = 1.155$  und  $s \rightarrow s_0 = 0.7722$  gilt  $d\eta/ds \rightarrow \infty$ . Dieses Verhalten der Lösung spiegelt die Tatsache wieder, daß in der Randschicht des Bohmschen Schichtmodells, d.h. in unmittelbarer Nähe zur Rohrwand,  $n_e < n_i$  gilt und der erste Term in der Poissongleichung (2.44) nicht vernachlässigt werden kann. Da aber im allgemeinen die Dicke der Randschicht im Vergleich zum Rohrradius ( $R$ ) viel geringer ist, kann  $s/s_0 = r/R$  gesetzt werden. Verwendet man nun die Lösung (2.46) zusammen mit der Boltzmann-Gleichung (2.41), kann die Plasmadichteverteilung berechnet werden. In Abb. 2.12 wurden entsprechende Kurven an die gemessenen Werte angepaßt, wobei als einziger freier Parameter die Plasmadichte bei  $r = 0$  ( $n_e(0)$ ) verwendet wurde.

Besonders auffällig und zunächst nicht offensichtlich ist der starke Einfluß des Anodenwiderstands  $R_{AG}$ . Der wesentliche Unterschied zwischen  $R_{AG} = 1.5\text{ k}\Omega$  und  $0\ \Omega$  besteht im Potential des Anodengitters. Während dieses Potential für  $R_{AG} = 0\ \Omega$  gleich dem Potential der Anodenentladungselektrode ist, zwingt  $R_{AG} = 1.5\text{ k}\Omega$  das Gitter, das „floating“-Potential anzunehmen. Der deutlich höhere Wert der Plasmadichte in diesem Zustand wird so interpretiert, daß der Elektronenstrom, der vom Anodengitter absorbiert wird, wesentlich geringer ausfällt, wenn das Gitter das „floating“-Potential annimmt. Dadurch wäre dann die Elektrodendichte und damit auch die Plasmadichte höher. Damit sich am Anodengitter im Kontakt mit dem Anodenplasma das „floating“-Potential aufbauen kann, muß  $R_{AG}$  einen Mindestwert überschreiten, der sich aus dem Elektronen- und Ionenstrom auf das Anodengitter bestimmen

läßt. Die Summe beider Ströme bildet den Strom  $I_R$  durch den Widerstand  $R_{AG}$  (vergleiche auch Kapitel 2.1.1):

$$I_R = I_{i,0} - I_{e,0} \cdot \exp\left(\frac{e(\varphi_R - \varphi_{Plasma})}{kT_e}\right) \quad (2.47)$$

wobei  $I_{e,0}$  und  $I_{i,0}$  der Elektronen- bzw. Ionensättigungsstrom auf das Anodengitter sind und  $\varphi_R$  der Spannungsabfall über  $R_{AG}$  ist. Aus Gleichung (2.47) folgt direkt:

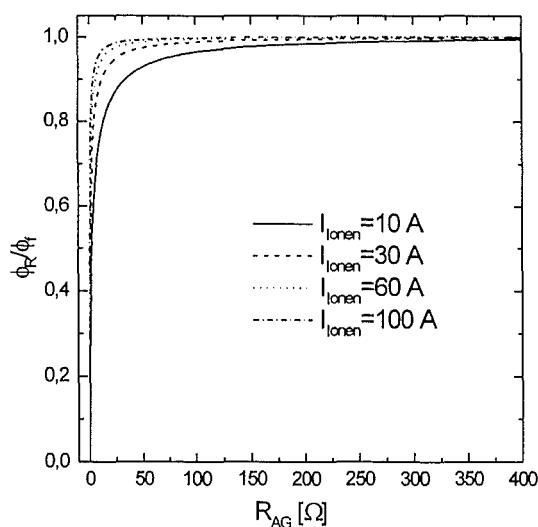
$$R_{AG} = \varphi_R / \left\{ I_{i,0} - I_{e,0} \cdot \exp\left(\frac{e(\varphi_R - \varphi_{Plasma})}{kT_e}\right) \right\} \quad (2.48).$$

Der Ionensättigungsstrom auf das Anodengitter entspricht  $I_{i,0} = (1/\alpha_{AG} - 1)I_{Ionen}$ , wobei  $\alpha_{AG}$  die Transparenz des Anodengitters ist und  $I_{Ionen}$  der extrahierte Ionenstrom. Verwendet man desweiteren das aufgrund der unterschiedlichen Massen von Elektronen und Ionen bestehende Verhältnis von Elektronen- und Ionensättigungsstrom, kann man  $\varphi_R$  als Funktion von  $R_{AG}$  bestimmen. Abb. 2.15 illustriert den auf das „floating“-Potential normierten Spannungsabfall über  $R_{AG}$  in Abhängigkeit von dessen Widerstandswert für verschiedene Ionenströme. Ist  $R_{AG} \geq 200 \Omega$ , erreicht  $\varphi_R$  einen Sättigungswert, der dem „floating“-Potential entspricht.

## 2.4. Ionenextraktion

Das Ionenextraktionssystem ist eine Kombination aus einer Anordnung von zwei feinen Gittern [Crow, 1978] und einer sogenannten „accel-decel“-Konfiguration [Forrester, 1988].

Anstelle der oft verwendeten Multiapertursysteme, die bereits ab einigen  $\text{cm}^2$  Extraktionsfläche mit erheblichem Konstruktions- und Herstellungsaufwand verbunden sind, besitzt



**Abb. 2.15: Potentialabfall über  $R_{AG}$**   
Potentialabfall  $\varphi_R$  über  $R_{AG}$  normiert auf das „floating“-Potential  $\varphi_f$  als Funktion des Widerstandswertes von  $R_{AG}$  für verschiedene Ionenströme.

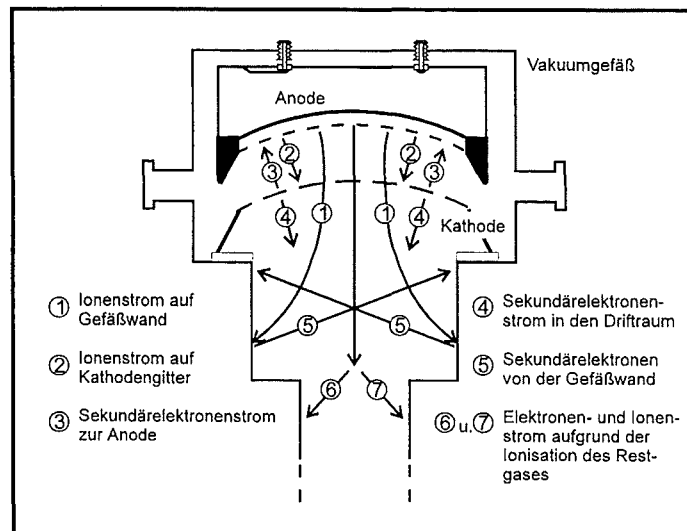
die PROFA-Quelle zwei feine Gitter, durch die der geometrische Beschleunigungsspalt definiert wird. Während Crow zum Erzielen eines parallelen Ionenstrahls lediglich plane Gitter benötigt, die einfach über die Extraktionsblende gespannt werden, muß bei der PROFA-Quelle aufgrund der ballistischen Fokussierung ein formgebendes, steifes Gitter als Träger herangezogen werden. Die feinen Gitter der Anode und der Kathode definieren die Äquipotentialflächen, zwischen denen idealerweise die Beschleunigung der Ionen stattfindet.

Werden Ionen in einem Extraktionssystem zunächst auf eine höhere als die gewünschte Energie beschleunigt und danach abgebremst, spricht man von einer „accel-decel“-Anordnung. Sie zielt im allgemeinen darauf ab, durch den sich einstellenden Potentialverlauf einen Elektronenfluß aus dem Strahlvolumen hin zur Anode (Elektronenrückfluß) zu verhindern. Dazu reicht es in den meisten Fällen aus, die Kathode auf ein negatives Potential zu legen, da sich das Strahlpotential dann automatisch so einstellt, daß die Elektronen zur Neutralisation der Raumladung im Strahlvolumen verbleiben. D.h. die Kathode ist in diesem Fall die „accel“-Elektrode und der Strahl die „decel“-Elektrode.

Beim Durchgang des Ionenstrahls durch die Kathodengitter trifft ein Teil der Ionen auf die Gitter auf, aus dem sie durch Sekundäremission Elektronen auslösen. Durch den Einsatz des zweiten Kathodengitters und das Anlegen von verschiedenen Vorspannungen an die Kathodengitter kann der Fluß dieser Sekundärelektronen im Extraktionsteil der Quelle kontrolliert werden. Bei der PROFA-Quelle wird also das „accel-decel“-Prinzip wesentlich weitreichender eingesetzt. Realisiert man einen „accel-decel“-Potentialverlauf durch geeignete Wahl der Vorspannungen, fliegen alle entstehenden Sekundärelektronen in den Transportkanal und stehen dadurch für die Kompensation der Raumladung des Ionenstrahls nach dem zweiten Kathodengitter zur Verfügung.

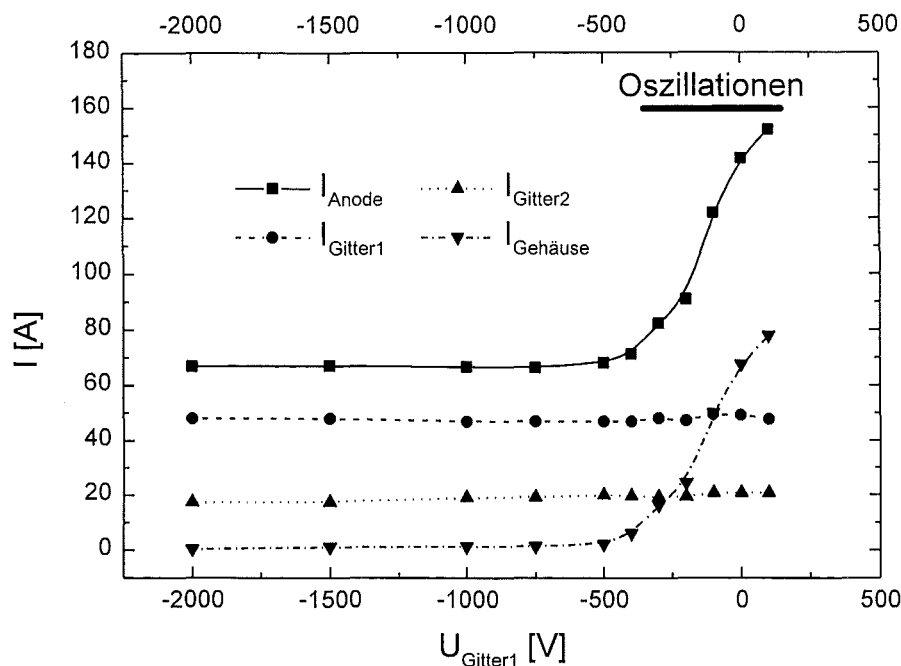
Ein weiterer positiver Effekt dieser Anordnung liegt darin, daß eine zusätzliche Last für den Hochspannungspulsgenerator durch rückfließende Elektronen verhindert wird und hochenergetischen Elektronen nicht direkt auf die Polyäthylenstopfen auftreffen können, wo sie zu einer lawinenartigen, unkontrollierten Plasmazproduktion führen würden.

Da sich die Elektronenflüsse im Extraktionssystem nicht direkt messen lassen, untersucht man den Einfluß der Kathodengitterspannungen auf die von außen meßbaren Strö-



**Abb. 2.16: Ströme im System**

Mögliche Ionen- und Elektronenströme im System, wenn die magnetische Kompression ausgeschaltet ist. Das zweite Kathodengitter wurde zur Vereinfachung weggelassen.



**Abb. 2.17a: Systemströme als Funktion des Kathodengitterpotentials (Gitter 1)**

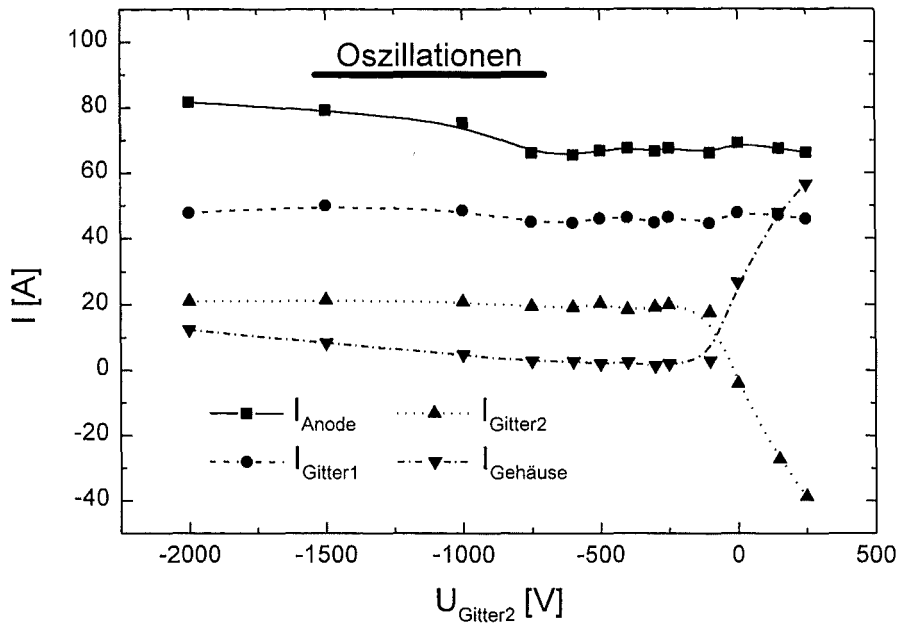
Von Außen meßbare Systemströme in Abhängigkeit von der Vorspannung am ersten Kathodengitter  $8\mu\text{s}$  nach Pulsbeginn bei  $U_{\text{Gitter2}} = -300\text{ V}$ .

$\text{me}^3$ , zu denen neben dem Anodenstrom ( $I_{\text{Anode}}$ ) und den Gitterströmen ( $I_{\text{Gitter1,2}}$ ) auch der Strom auf das Vakuumgefäß ( $I_{\text{Gefäß}}$ ) zählt. Um die Ergebnisse, die in Abb. 2.17a und b illustriert sind, interpretieren zu können, müssen zunächst die möglichen Strombeiträge im System diskutiert werden. Die schematische Darstellung in Abb. 2.16 zeigt diese Strombeiträge bei ausgeschalteter magnetischer Kompression. Im Bezug auf die von außen meßbaren Ströme sind die Beiträge ⑤, ⑥ u. ⑦ ohne Bedeutung. Der Sekundärelektronenstrom von der Gefäßwand ist nicht meßbar, da er wieder auf die Gefäßwand zurückfließt und die beiden Beiträge aufgrund der Ionisation des Restgases können beim verwendeten Arbeitsdruck vernachlässigt werden. Aus Abb. 2.16 geht hervor, daß sich die von außen meßbaren Ströme jew. aus Ionen- und Elektronenbeiträgen zusammensetzen, deren Beträge sich für den Anodenstrom addieren (① + ② + ③) und für den Strom auf das Vakuumgefäß subtrahieren (① - ④, die Sekundärelektronen, die von den Kathodengittern in den Driftraum gelangen, treffen letztendlich auch auf die Gefäßwand auf). Für die Kathodengitterströme ist die Situation durch das zweite Kathodengitter etwas komplexer, da außer den in Abb. 2.16 eingezeichneten Beiträgen ②, ③ und ④, die sich addieren, unter Umständen auch Sekundärelektronen des jeweils anderen Kathodengitters auftreten, die subtrahiert werden müssen (siehe auch Gleichung (2.52)).

<sup>3</sup> Die Ströme wurden mit Strommonitoren der Firma Pearson gemessen (siehe Anhang).



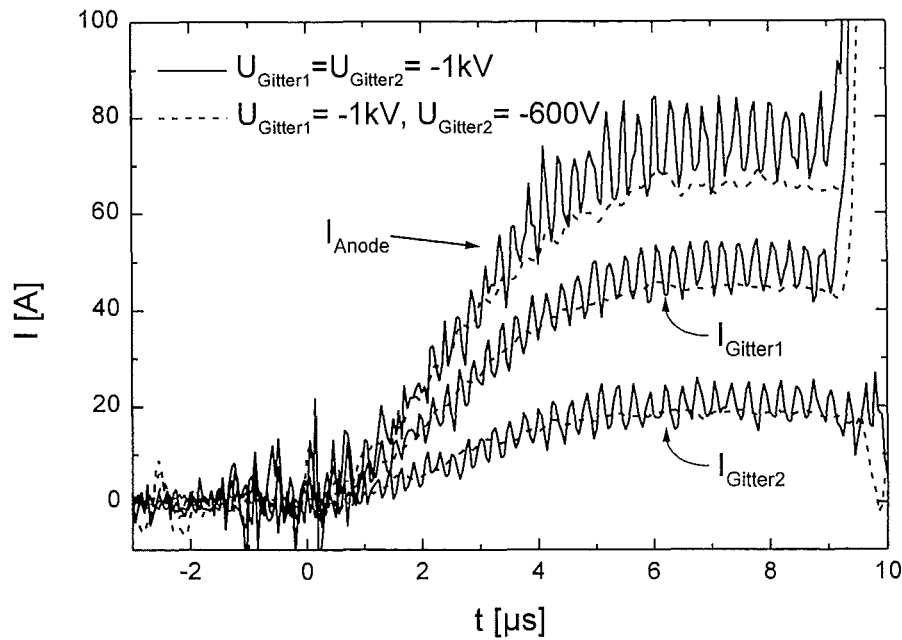
Zurück zu Abb. 2.17a: Solange die Vorspannung am ersten Kathodengitter negativ und dem Betrag nach größer als 500 V ist, sind die Systemströme unabhängig von  $U_{\text{Gitter1}}$ . Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, steigt sowohl der Anodenstrom als auch der Strom auf das Vakuumgefäß mit positiv werdender Gitter-1-Spannung stark an, während die Kathodengitterströme weiterhin konstant bleiben. Daraus folgt, daß bei unverändertem Ionenfluß Teile der Sekundärelektronen von den Kathodengittern zur Anode fließen und dadurch der Ionenstrom auf dem Vakuumgefäß, der zuvor Null war, nicht mehr aufgehoben wird.



**Abb. 2.17b: Systemströme als Funktion des Kathodengitterpotentials (Gitter 2)**  
Systemströme in Abhängigkeit von der Vorspannung am zweiten Kathodengitter  $8\mu\text{s}$  nach Pulsbeginn bei  $U_{\text{Gitter1}} = -1 \text{ kV}$ .

Wird bei gleicher Vorspannung am ersten Kathodengitter die Spannung des Zweiten Kathodengitters geändert, so erkennt man in Abb. 2.17b einen Spannungsbereich, der zwischen Erddpotential und  $U_{\text{Gitter1}}$  liegt und in dem die Systemströme praktisch unabhängig von  $U_{\text{Gitter2}}$  sind. Für negativere Spannungen steigen der Anodenstrom und der Strom auf die Gefäßwand wiederum an, was auf Elektronenfluß zur Anode hindeutet. Während der Anodenstrom und der Gitter-1-Strom für positivere Spannungen fast unverändert bleiben, steigt der Strom auf die Gefäßwand stark an und der Gitter-2-Strom fällt deutlich. Die Ursache hierfür ist, daß das zweite Kathodengitter bereits bei Erddpotential eigene Sekundärelektronen zurückhält und bei höheren Spannungen zusätzlich Elektronen aus seiner Umgebung absaugt.

Sind die Vorspannungen der Kathodengitter in etwa gleich oder ist die Spannung am ersten Kathodengitter positiver als am zweiten, können Oszillationen der Systemströme beobachtet werden, wie sie in Abb. 2.18 im Vergleich zu normalen Stromsignalen abgebildet sind. Die entsprechenden Spannungsbereiche in Abb. 2.17 sind durch schwarze Balken gekennzeichnet.



**Abb. 2.18: Oszillationen der Systemströme**

Oszillationen der Systemströme bei ungeeigneter Wahl der Kathodengittervorspannungen im Vergleich zu den Strömen bei einer wirksamen „accel-decel“-Konfiguration.

zeichnet. Da das Auftreten dieser Schwingungen völlig unabhängig von der verwendeten Anodenspannung ist und nur vom Verhältnis der Kathodengittervorspannungen abhängt, wird es auf Elektronen zurück geführt, die bei ungeeigneter Wahl dieser Vorspannungen im Extraktionssystem oszillieren.

Die in Abb. 2.17 dargestellten Daten wurden ohne Verwendung der magnetischen Kompression ermittelt. Bei eingeschalteter Kompression ändert sich das Verhalten der Sekundärelektronen im Extraktionsbereich nur unwesentlich. Der Targetstrom muß aber zusätzlich berücksichtigt werden.

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß für eine effektive „accel-decel“-Konfiguration bei PROFA strenge Bedingungen für die Vorspannungen der Kathodengitter eingehalten werden müssen, die wie folgt lauten:

$$U_{\text{Gitter1}} < 0\text{V} \quad \cap \quad |U_{\text{Gitter1}}| \geq 1000\text{V} \quad (2.49)$$

$$U_{\text{Gitter2}} < 0\text{V} \quad \cap \quad |U_{\text{Gitter1}}| > |U_{\text{Gitter2}}| \geq 100\text{V} \quad (2.50)$$

Aus der Messung des Anodenstroms und der Kathodengitterströme lassen sich unter der Voraussetzung, daß alle Sekundärelektronen in Strahlrichtung fliegen (der Anodenstrom entspricht dann dem reinen Ionenstrom  $I_i$ ), die Koeffizienten der Sekundärelektronenemission für die Kathodengitter ( $\kappa_{1,2}$ ) berechnen:

$$I_{\text{Gitter1}} = \underbrace{(1 - \alpha_1) \cdot I_i}_{\text{Ionenstrom auf Gitter 1}} + \underbrace{\kappa_1 (1 - \alpha_1) \cdot I_i}_{\text{Sekundärelektronen weg vom Gitter 1}} \quad (2.51)$$

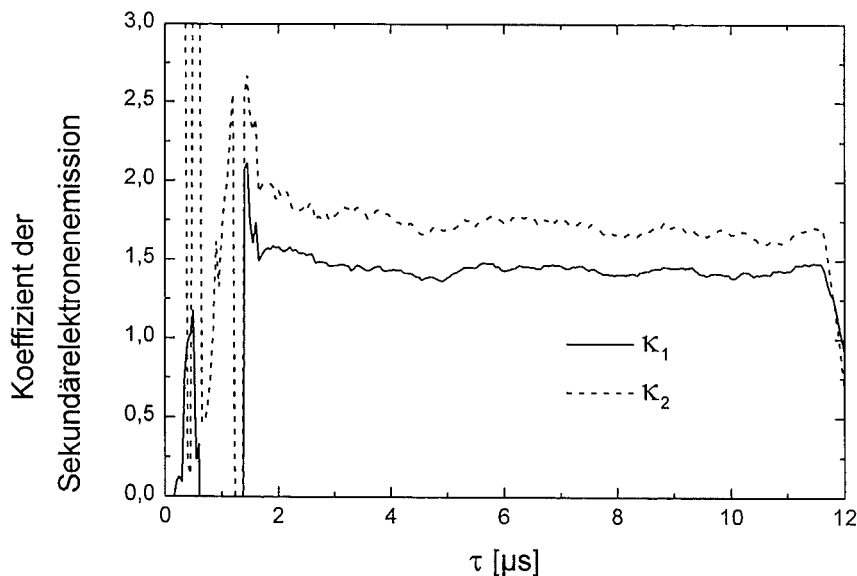
$$I_{\text{Gitter2}} = \underbrace{\alpha_1 (1 - \alpha_2) \cdot I_i}_{\text{Ionenstrom auf Gitter 2}} + \underbrace{\kappa_2 \alpha_1 (1 - \alpha_2) \cdot I_i}_{\text{Sekundärelektronen weg vom Gitter 2}} - \underbrace{\kappa_1 (1 - \alpha_1) (1 - \alpha_2) \cdot I_i}_{\text{Sekundärelektronen von Gitter 1 auf Gitter 2}} \quad (2.52)$$

wobei  $\alpha_{1,2}$  die Transparenzen der Kathodengitter sind. Daraus folgt für die Koeffizienten:

$$\kappa_1 = \frac{I_{\text{Gitter1}}}{(1 - \alpha_1) \cdot I_i} - 1 \quad (2.53)$$

$$\kappa_2 = \frac{(1 - \alpha_2)(I_{\text{Gitter1}} - I_i) + I_{\text{Gitter2}}}{\alpha_1 (1 - \alpha_2) \cdot I_i} \quad (2.54)$$

Abb. 2.19 zeigt die berechneten Koeffizienten für einen typischen Puls bei  $U_{\text{anode}} = 16$  kV. Für



**Abb. 2.19: Sekundärelektronenemissionskoeffizienten der Kathodengitter**

Koeffizienten der Sekundärelektronenemission für Kathodengitter 1 und 2 während eines typischen Pulses.

die ersten 2  $\mu\text{s}$  ist die Bestimmung von  $\kappa_{1,2}$  nicht möglich, da Störsignale die Strommesssignale überlagern. Danach sind die Koeffizienten praktisch konstant und es ergibt sich:

$$\kappa_1 \approx 1.4 \text{ und } \kappa_2 \approx 1.7 \quad (2.55)$$

In der Literatur findet man recht unterschiedliche Werte für die Koeffizienten der ioneninduzierten Sekundärelektronenemission, je nachdem ob die Werte an hochreinen Oberflächen oder an Oberflächen mit einer Schicht aus Adsorbaten ermittelt wurden. Je verunreinigter eine Oberfläche ist, um so höher ist der Sekundärelektronenkoeffizient. Bei einem Vakuumdruck von  $10^{-6}$  mbar bildet sich auf einer reinen Oberfläche innerhalb von etwa 10 s eine Monolayerschicht aus Adsorbaten. Da die Zeit zwischen zwei Pulsen an der PROFA bei einigen Minuten liegt, sind die Kathodengitter also immer verunreinigt. Die Koeffizienten hängen zusätzlich von der kinetischen Energie der Ionen ab. Für Stahl, das Material des ersten Kathodengitters, gibt Alonso bei 16 keV Protonen Werte von  $\kappa = 1$  bis  $\kappa = 2$  an [Alonso, 1979]. Bei Nickel (Kathodengitter 2) wurden von Cawthron Koeffizienten bis  $\kappa = 2.7$  gemessen [Cawthron, 1969]. Die obigen Werte stimmen also sehr gut mit diesen Ergebnissen überein.

## 2.5. Quellcharakteristiken

Die Leistungsfähigkeit der PROFA-Quelle wird durch den aus dem Plasma extrahierten Ionenstrom ( $I_i$ ) und die Pulslänge ( $\tau$ ) charakterisiert, wobei  $\tau$  hier als die Zeitspanne zwischen dem Anstieg der Anodenspannung und dem Zusammenbruch der Quellimpedanz (erkennbar am sprunghaften Anstieg des Ionenstroms) definiert wird. Diese charakteristischen Größen werden durch die Anodenspannung ( $U_{\text{Anode}}$ ), den geometrischen Anoden-Kathoden-Abstand ( $d_{\text{AK}}$ ), den Anodenwiderstand ( $R_a$ ) und das Potential des Anodengitters bestimmt. Ein weiteres Merkmal der Quelle ist die Ionenstromdichteverteilung am Ausgang des Extraktionssystems.

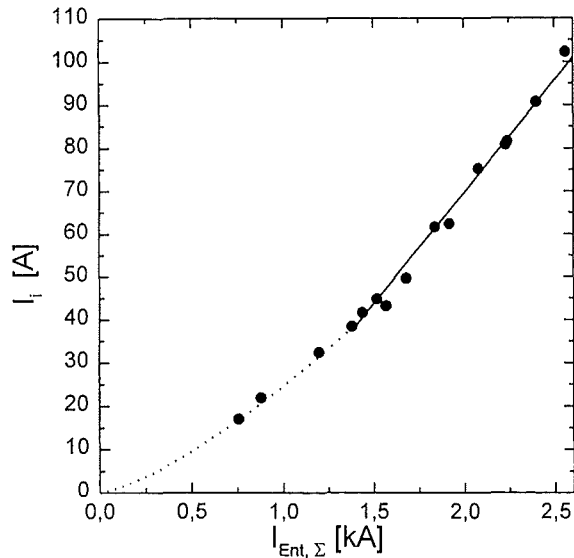
In Kapitel 2.3.2 wurde gezeigt, daß die Anodenplasmadichte einen Sättigungswert erreicht der proportional zum Gesamtentladungsstrom  $I_{\text{Ent},\Sigma}$  ist. Nach dem Bohmkriterium (Kapitel 2.1.1) und Gleichung (2.36) gilt für die aus dem Plasma extrahierbare Ionenstromdichte:

$$j_i = 0.6 \cdot e n v_i = 0.6 \cdot \frac{\alpha_{\text{AG}} \xi I_{\text{Ent},\Sigma}}{\pi (r_0^2 + r_0 h)} \quad (2.56)$$

wobei  $\alpha_{\text{AG}}$  die Transparenz des Anodengitters ist. Für  $h \ll r_0$ , folgt für den Ionenstrom:

$$I_i \approx 0.6 \cdot \alpha_{\text{AG}} \xi I_{\text{Ent},\Sigma} \quad (2.57)$$

Folglich erwartet man eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Ionenstrom und dem Gesamtentladungsstrom. Abb. 2.21 bestätigt diese Voraussage, allerdings mit der Einschränkung, daß ein linearer Zusammenhang erst ab einem Gesamtentladungsstrom von etwa 1.25 kA besteht. Unterhalb dieses Wertes verringert sich die Anzahl der gezündeten Entladungseinheiten, da sonst pro Entladungseinheit nicht mehr genügend Strom fließen kann, um eine oberflächengleitende Entladung zu initiieren bzw. aufrecht zu erhalten. Der erforderliche Mindeststrom in

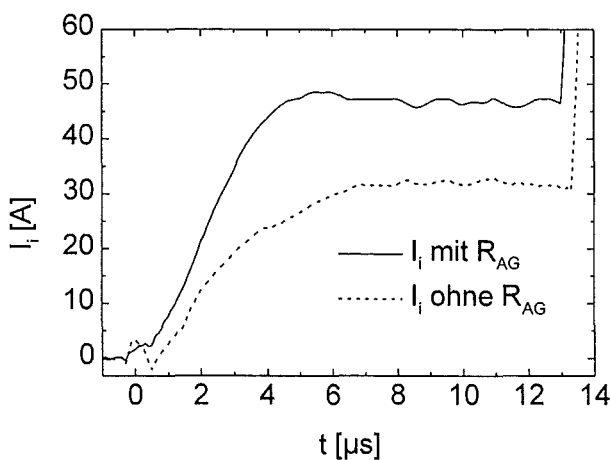


**Abb. 2.21: Ionenstrom als Funktion des Entladungsstroms**

Aus dem Anodenplasma extrahierter Ionenstrom in Abhängigkeit vom maximalen Gesamtentladungsstrom der Entladungseinheiten ( $h = 3.5$  cm,  $d_{AK} = 1.5$  cm).

diesem Zusammenhang ist etwa 2.5 A. Bei den beiden niedrigsten Stromwerten in Abb. 2.21 zündeten weniger als 50 % aller Entladungseinheiten. Die Steigung im linearen Teil der Kurve von Abb. 2.21 beträgt lediglich 0.05 und manifestiert den geringen elektrischen Wirkungsgrad ( $I_i/I_{Ent, \Sigma}$ ) der Quelle, der damit in einem Bereich liegt wie er auch für Plasmaquellen, die auf Vakuumbogenentladungen beruhen, typisch ist (siehe z.B. [Brown, 1994]).

Der Anodengitterwiderstand  $R_{AG}$  bewirkt nach Kapitel 2.3.2 bei richtiger Auslegung des Widerstandswertes, daß das Anodengitter das „floating“-Potential des Plasmas annimmt. Die Folge ist eine Erhöhung der Plasmadichte um einen Faktor 2, was auch zu einer Zunahme des extrahierten Ionenstroms führen muß. Abb. 2.20 illustriert diesen Effekt für einen Anodengitterwiderstand von 1 k $\Omega$ . Die Steigerung liegt in etwa bei einem Faktor 1.5 und somit etwas niedriger im Vergleich mit obigem Faktor 2. Aufgrund des höheren Ionenstroms wurden die meisten Experimente mit  $R_{AG} = 1$  k $\Omega$  durchgeführt. Für die nachfolgenden experimentellen Ergebnisse gilt deshalb stets  $R_{AG} = 1$  k $\Omega$ , falls  $R_{AG}$  nicht ausdrücklich erwähnt wird.

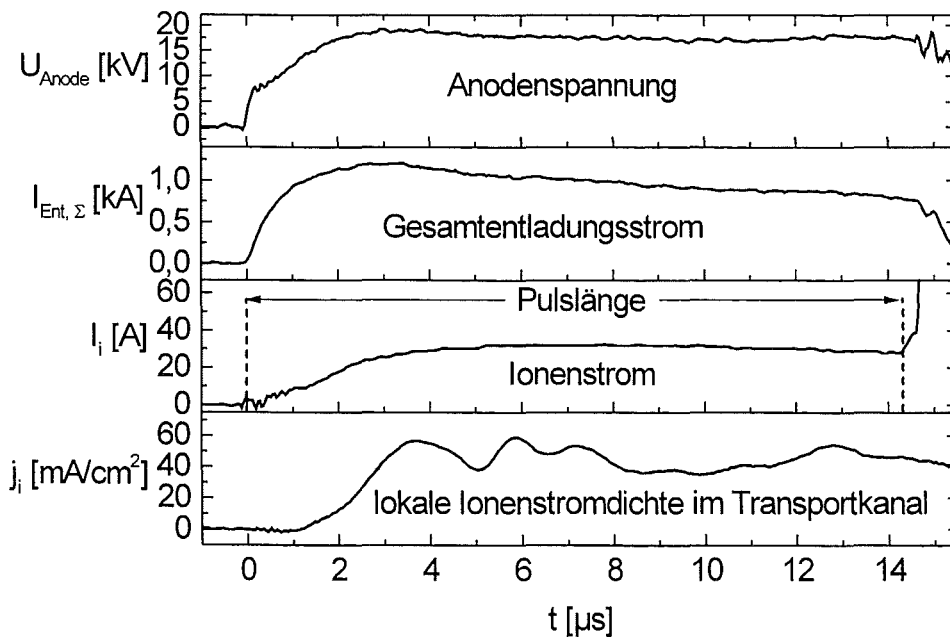


**Abb. 2.20: Auswirkung von  $R_{AG}$**

Erhöhung des extrahierten Ionenstroms bei Verwendung eines Anodengitterwiderstandes mit  $R_{AG} = 1$  k $\Omega$  ( $U_{Anode} = 17.6$  kV,  $R_a = 8$   $\Omega$ ).

Einen typischen Puls zeigt Abb. 2.22. Die Anodenspannung erreicht ihr Plateau nach etwa  $3 \mu\text{s}$ . Im gleichen Zeitraum erreicht auch der Gesamtentladungsstrom seinen Maximalwert. Der Ionenstrom steigt etwas langsamer an und erreicht nach  $4 - 5 \mu\text{s}$  ein Plateau, bevor er für größere Zeiten entsprechend dem Gesamtentladungsstrom abfällt (für größere Pulsdauern ist dies deutlicher als hier zu sehen). Da der Ionenstrom durch Messung der Differenz zwischen dem Strom vom Hochspannungsimpulsgenerator und dem Strom im Entladungskreis bestimmt wurde (siehe Anhang B), zeigt das Ionenstromsignal in Abb. 2.22 beim Einsetzen des Zusammenbruchs der Quellimpedanz eine Überlagerung aus Kurzschlußstrom und Ionenstrom an. Der Ionenstrom bricht also nicht unmittelbar zusammen, was man auch deutlich an der lokalen Ionenstromdichte sieht, die über die definierte Pulslänge hinaus aufrecht erhalten wird. Die Ionenstromdichte wurde mit einem „Drei-Elektroden-Kollektor“ (DEK, siehe Anhang B) auf der Strahlachse gemessen in einem Abstand von  $7 \text{ cm}$  hinter dem zweiten Kathodengitter. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die Stromdichte eine lokale Größe ist. Dies macht sich besonders in einem relativ großen statistischen Fehler bemerkbar, der sich bei einer Reihe von Einzelpulsen ergibt. Die relative Standardabweichung liegt bei  $10 - 15 \%$ , während der Ionenstrom als integrale Größe lediglich eine relative Standardabweichung von  $5 - 7 \%$  aufweist. Eine weitere Auswirkung zeigt sich darin, daß die Ionenstromdichte kein ausgezeichnetes Plateau erreicht, sondern um einen mittleren Wert variiert.

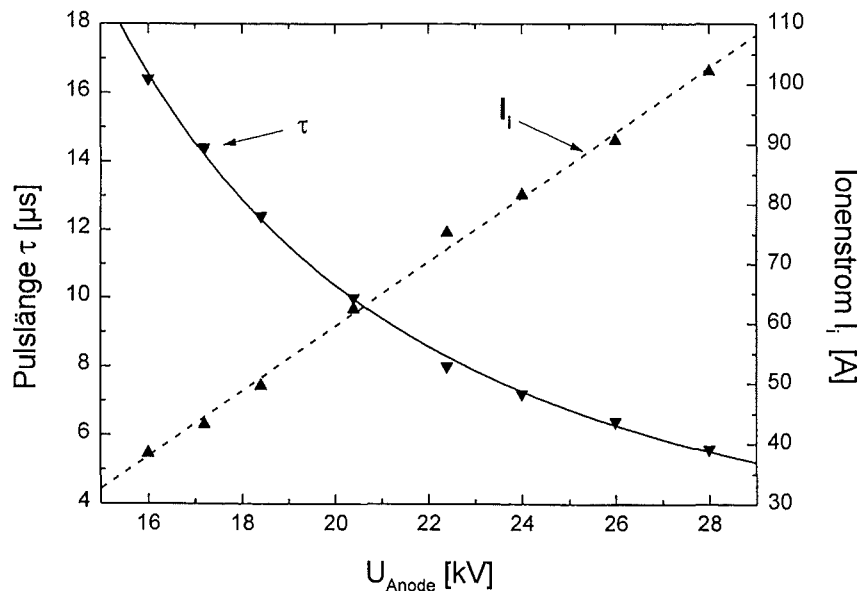
Zwei repräsentative Beispiele für die Abhängigkeit der Pulslänge  $\tau$  und des Ionen-



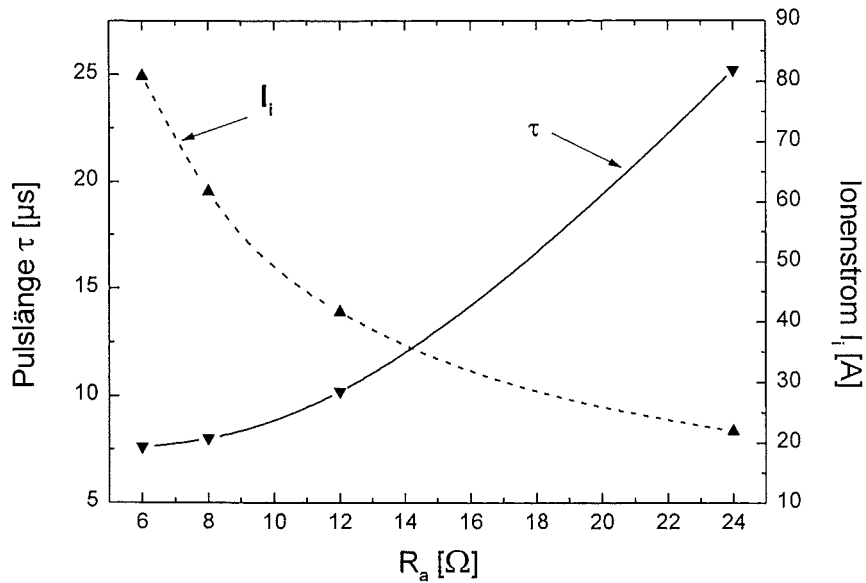
**Abb. 2.22: Typischer Puls**

Typischer Puls mit Anodenspannung, Gesamtentladungsstrom, Ionenstrom und Ionenstromdichte auf der Strahlachse  $7 \text{ cm}$  hinter dem zweiten Kathodengitter ( $R_a = 12 \Omega$ ,  $h = 3.5 \text{ cm}$ ,  $d_{\text{AK}} = 1.5 \text{ cm}$ ).

stroms  $I_i$  von der Anodenspannung  $U_{\text{Anode}}$  bzw. dem Anodenwiderstand  $R_a$  sind in Abb. 2.23 und Abb. 2.24 gegeben. Man sieht, daß der Ionenstrom bei  $U_{\text{Anode}} = 28 \text{ kV}$   $100 \text{ A}$  übersteigt. Während für niedrige Ionenströme ( $I_i \leq 15 \text{ A}$ ) Pulslängen von bis zu  $40 \mu\text{s}$  beobachtet wurden, die nur durch die Möglichkeiten des Hochspannungsimpulsgenerators beschränkt waren (Anhang A), fällt die Pulslänge bei großen Ionenströmen auf lediglich  $5.5 \mu\text{s}$ . Der genaue Kurzschlußmechanismus, der mit Zunahme von  $U_{\text{Anode}}$  (bzw. Verminderung von  $R_a$ ) zur Pulslängenabnahme führt, konnte nicht abschließend identifiziert werden. Wie bereits erwähnt wurde, tragen die Kathodengitter (und alle anderen Oberflächen im Vakuumgefäß) stets eine Schicht aus Adsorbaten. Während des Pulses kommt es nicht nur zur Erzeugung von Sekundärelektronen auf den Kathodengittern, sondern auch zur Freisetzung dieser Adsorbate. Ein Grund für die Pulslängenbegrenzung könnte daher eine Gasentladung infolge der Expansion dieser Neutralteilchen in den Beschleunigungsspalt sein. Vergleichbares gilt für die Neutralteilchen, die beim Zündprozess aus den Anoden-Entladungseinheiten (PE-Stopfen) freigesetzt werden. Eine weitere mögliche Erklärung für die Pulslängenbegrenzung sind lokale Plasmaexpansionen in den Beschleunigungsspalt.

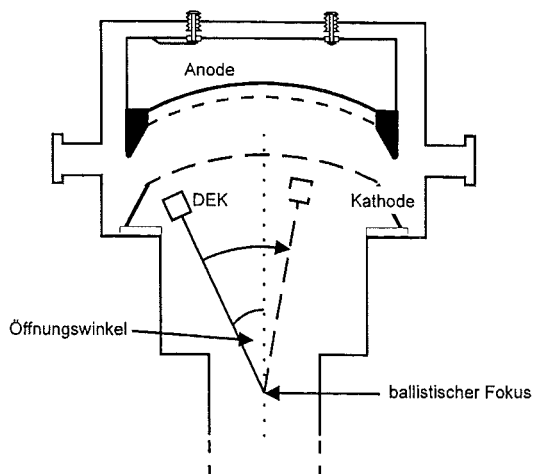


**Abb. 2.23: Pulslänge und Ionenstrom als Funktion der Anodenspannung für  $R_a = 8 \Omega$**   
Die gestrichelte Linie ist eine lineare Anpassung für den Ionenstrom ( $h = 3.5 \text{ cm}$ ,  $d_{\text{AK}} = 1.5 \text{ cm}$ ).



**Abb. 2.24: Pulslänge und Ionenstrom in Abhängigkeit vom Anodenwiderstand  $R_a$**   
Die Abhängigkeiten gelten für  $U_a = 20.4 \text{ kV}$ ,  $h = 3.5 \text{ cm}$ ,  $d_{AK} = 1.5 \text{ cm}$ .

Zur Messung der Ionenstromdichteverteilung der Quelle am Ausgang des Extraktionssystems wurde ein „Drei-Elektroden-Kollektor“ DEK auf einem schwenkbaren Arm montiert, dessen Schwenkachse mit dem ballistischen Fokus zusammenfällt (siehe Abb. 2.25). Die Ionenstromdichte stellt sich demnach als Funktion des Öffnungswinkels dar und ist in Abb. 2.26 für zwei unterschiedliche Bedingungen abgebildet. Beide Verteilungen wurden in einem Abstand von 7 cm hinter dem zweiten Kathodengitter gemessen mit  $U_{\text{Anode}} = 19 \text{ kV}$ ,  $R_a = 8 \Omega$ ,  $d_{AK} = 1.5 \text{ cm}$  und einem Kathodengitterabstand von 3 cm. Während Verteilung 1 mit der gleichen Anodenkonfiguration wie in Abb. 2.3 ermittelt wurde ( $h = 3.5 \text{ cm}$ ), war bei Verteilung 2 ein zusätzliches Gitter mit einer Transparenz von 35 % in der Mitte zwischen Anodenentladungselektrode und Anodengitter eingebaut. In dieser Konstellation waren die Anodenentladungselektrode, das Zwischengitter und das Anodengitter leitend miteinander verbunden.



**Abb. 2.25: Meßaufbau schwenkbarer DEK**  
Skizze des Aufbaus zur Messung der Ionenstromdichteverteilung am Ausgang des Extraktionssystems. Das zweite Kathodengitter wurde zur Vereinfachung weggelassen.



Verteilung 1 zeigt eine Gaußverteilung der Ionenstromdichte  $j_i$ , deren Maximalwert  $0.1 \text{ A/cm}^2$  überschreitet. Berücksichtigt man die Auswirkung der ballistischen Fokussierung und die Kathodengittertransparenzen, entspricht dies einem Wert von  $0.11 \text{ A/cm}^2$  an der emittierenden Grenzfläche. In der Abnahme der Ionenstromdichte mit zunehmendem Radius spiegelt sich das entsprechende Verhalten der Dichte im Quellplasma wieder, das in Abb. 2.12 dargestellt ist und auf Rekombinationseffekte an den Seitenwänden der Quelle zurückgeführt wird. Integriert man Verteilung 1 nach

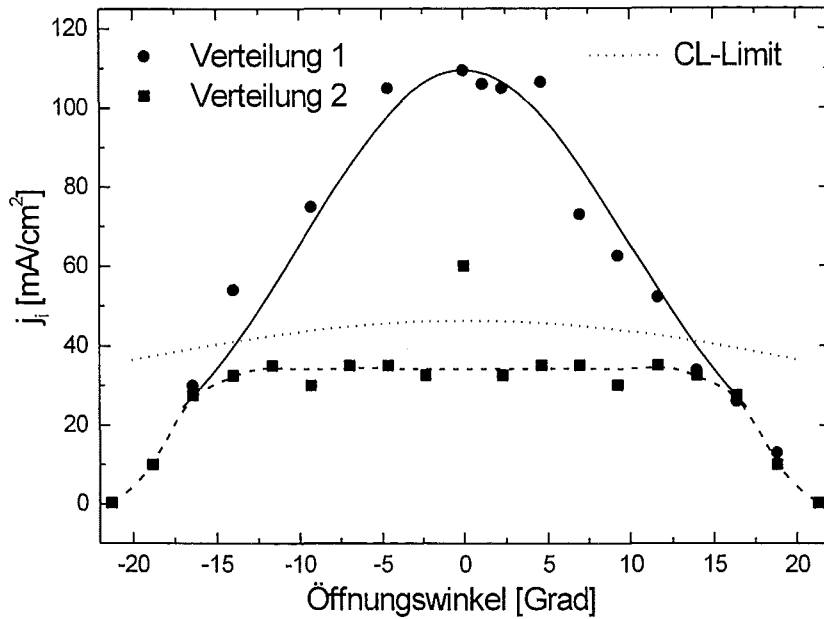
$$I = 2\pi R^2 \int_0^{\eta_{\max}} \sin(\eta) \cdot j_i(\eta) d\eta \quad (2.58),$$

mit  $R$  = radialer Abstand zwischen dem ballistischen Fokus und dem DEK und  $\eta_{\max}$  = Öffnungswinkel, erhält man einen Gesamtionenstrom im Transportkanal von  $36 \text{ A}$ , der gut mit dem direkt gemessenen Ionenstrom von  $55 \text{ A}$  übereinstimmt, wenn die kombinierten Kathodengittertransparenzen einbezogen werden ( $55\text{A} \xrightarrow{\cdot 0.58} 32\text{A}$ ).

Die gepunktete Linie in Abb. 2.26 repräsentiert die raumladungsbegrenzte Ionenstromdichte nach Child-Langmuir  $j_{\text{CL}}$  (Kapitel 2.1.2), die basierend auf dem geometrischen Extraktionsspalt und der Beschleunigungsspannung in diesem Spalt ( $U_{\text{Anode}} + |U_{\text{Gitter1}}|$ ) für einen reinen Protonenfluß<sup>4</sup> berechnet wurde. Da die Kathodengitterkrümmungen ursprünglich für einen Anoden-Kathoden-Abstand von  $4.5 \text{ cm}$  ausgelegt waren, nimmt der Extraktionsspalt für  $d_{\text{AK}} = 1.5 \text{ cm}$  (bezogen auf die Strahlachse) nach Außen hin monoton zu. Es ist klar zu erkennen, daß die Stromdichten der Verteilung 1 für einen großen Bereich oberhalb der Child-Langmuir Grenze liegen. In Kapitel 2.4 wurde gezeigt, daß bei effektiver „accel-decel“-Konfiguration ein Rückfluß von Elektronen zur Anode verhindert wird. Daher erfolgt die Ionenextraktion hier im unipolaren Modus. Eine Erhöhung der raumladungsbegrenzten Stromdichte durch einen sich zumindest teilweise etablierenden bipolaren Fluß kann daher ausgeschlossen werden. Die Child-Langmuir-Stromdichte ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Breite des Extraktionsspalt. Expandiert das Quellplasma durch das Anodengitter hindurch in den Extraktionsspalt, wird der effektive Beschleunigungsspalt verringert und die durch Raumladungseffekte maximal mögliche Ionenstromdichte erhöht. Das Anodenplasma breitet sich dabei so lange in den Extraktionsspalt aus, bis die aus dem Plasma extrahierte Bohmstromdichte gleich der Child-Langmuir-Stromdichte ist.

Das zusätzliche Gitter mit einer Transparenz von  $35 \%$  zwischen Anodentladungselektrode und Anodengitter bewirkt ein Homogenisieren des Plasmaprofils auf Kosten der Ionenstromdichte, wie Verteilung 2 in Abb. 2.26 veranschaulicht. Ursache ist nicht nur eine einfache Senkung der Quellplasmadichte, sondern die zusätzliche Plasmarekombination am Zwischengitter über den gesamten Querschnitt, so daß in der Nähe des Anodengitters die Rekombination an den Seitenwänden nicht mehr so stark zum Tragen kommt. Da die Ionenstromdichten deutlich unterhalb der Child-Langmuir Grenze liegen, erfolgt die Ionenextrakti-

<sup>4</sup> Würde man neben den Protonen auch noch einen geringen Anteil an Kohlenstoffionen berücksichtigen, wären die berechneten Child-Langmuir Stromdichten noch geringer.



**Abb. 2.26: Ionenstromdichteverteilungen am Ausgang der Quelle**  
Zwei gemessene Ionenstromdichteverteilungen am Ausgang des Extraktionssystems (7 cm hinter Kathodengitter 2) und die berechnete Child-Langmuir Stromdichte. Details werden im Text gegeben.

on aus dem Anodenplasma bei Verwendung des zusätzlichen Gitters quellbegrenzt. Auch für Verteilung 2 ist die Übereinstimmung zwischen dem direkt gemessenem und dem aus der Integration ermittelten Gesamtionenstrom im Transportkanal gut (21 A gegenüber 22 A).

## 2.6. Strahlzusammensetzung

Es ist allgemein bekannt, daß Gleitendladungen an Polyäthylenoberflächen zu Plasmen mit einem hohem Wasserstoffanteil führen. Deshalb wurde dieser Typ von Plasmaquelle in der Vergangenheit oft in Protonenstrahlanlagen eingesetzt, die in der Mehrheit in einem Pulslängenbereich von Einhundert ns liegen [Kolomensky, 1986]. Da sich die PROFA-Quelle in den Details der Oberflächenentladung und der Pulslänge wesentlich von diesen früheren Anwendungen unterscheidet, ist eine direkte Projektion der Ergebnisse dieser Quellen bzgl. der Strahlzusammensetzung nicht möglich. Aus diesem Grund wurde in Zusammenarbeit mit Dr. Tsybin und Dipl. Phys. Mischin von der St. Petersburg State Technical University an einem verkleinerten Nachbau der PROFA-Quelle mit Hilfe eines Flugzeitmassenspektrometers die Strahlzusammensetzung untersucht.

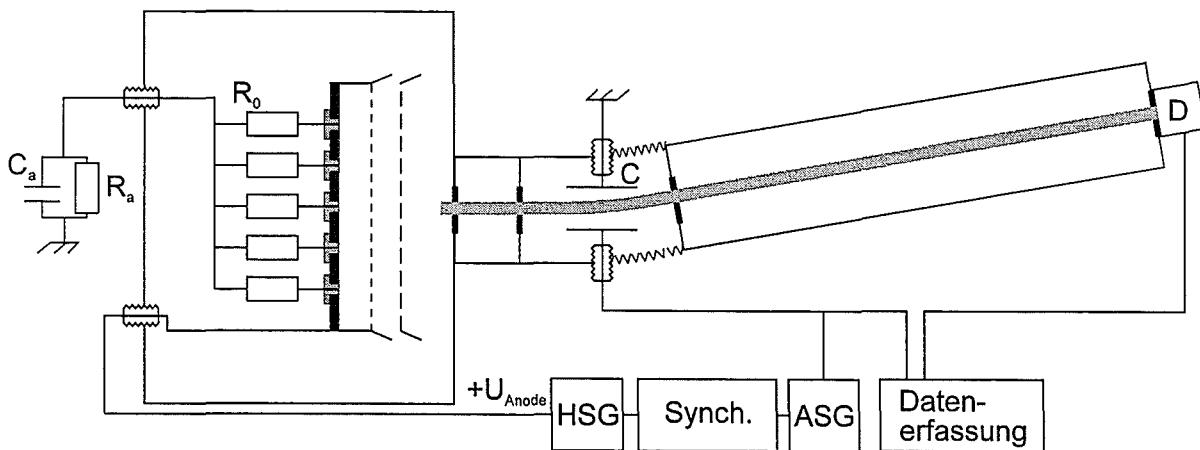
Ein Schema des verkleinerten Nachbaus der PROFA-Quelle, die mit 12 Entladungseinheiten ausgestattet ist und in ebener Geometrie gestaltet wurde, und des angeschlossenen Flugzeitmassenspektrometers ist in Abb. 2.27 gegeben. Das Flugzeitmassenspektrometer besteht aus zwei gegeneinander schwenkbaren Kanälen mit einem Satz Blenden, einer Vorrichtung zur Strahlablenkung (C) und einem Detektor (D). Ein Bruchteil des Strahls tritt durch die erste Blende in den Flugzeitmassenspektrometer ein. Die Orientierung des Flugkanals, der eine Länge von 1 m hat, ist so gewählt, daß Ionen nur während der Anstiegsflanke ( $t_{\text{Anstieg}} \leq 1 \mu\text{s}$ ) der gepulsten Ablenkspannung in den Flugkanal eintreten können und den Detektor erreichen. Eine Synchronisier-Einheit erlaubt es, die Ablenkspannung gegenüber der Anodenspannung der Quelle um eine Zeitspanne  $\Delta t$  verzögert an die Ablenkplatten anzulegen und somit Strahlproben zu verschiedenen Zeiten auszukoppeln.

Da die Stromdichten des extrahierten Ionenstrahlanteils sehr gering sind, wurde als Detektor ein Sekundärelektronenvervielfacher eingesetzt. Ein Nachteil dieses Detektortyps liegt in der Tatsache, daß der Sekundärelektronenemissionskoeffizient für die unterschiedlichen Ionentypen nicht exakt bekannt ist [Rogaschewski, 1976] und deshalb die registrierten Ionenstromdichten der verschiedenen Ionentypen unterschiedlich verstärkt werden. Die nachfolgenden Ergebnisse haben also zunächst nur qualitativen Charakter.

Anhand der zeitlichen Verzögerung  $t_i$  zwischen dem Auslösen der Ablenkspannung und Ausschlagen des Detektorsignals erfolgte die Identifikation der Ionen gemäß:

$$\frac{m_i}{Z} = 1.8 \cdot 10^{-4} \frac{1}{V \mu\text{s}^2} \cdot k(\Delta t) \cdot U_{\text{Anode}} \cdot t_i^2 \quad (2.59)$$

wobei  $m_i/Z$  die Ionenmasse pro Ladungszustand ist und  $k(\Delta t)$  ein Koeffizient der relativen Empfindlichkeit des Detektors in Abhängigkeit von  $\Delta t$  ist, der den zeitlichen Verlauf von

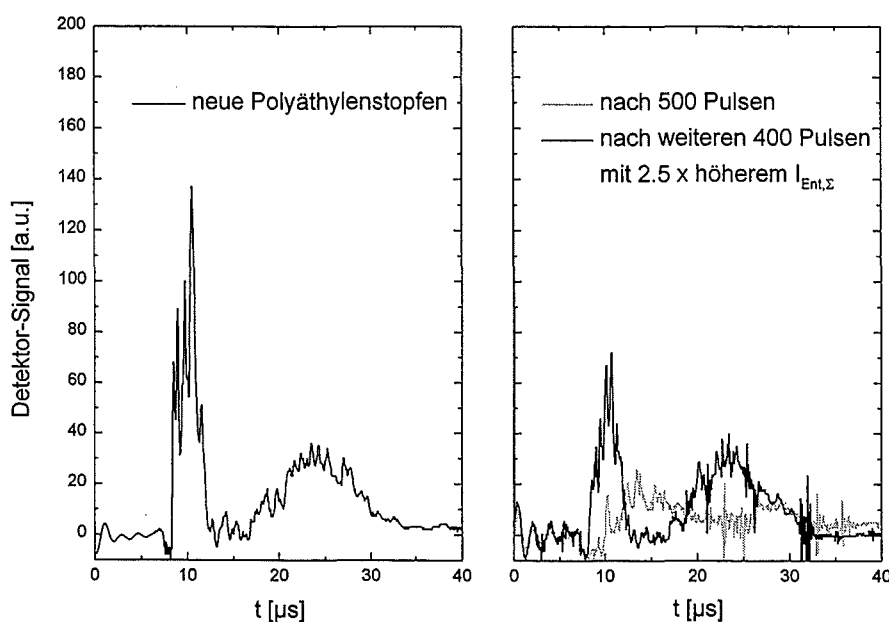


**Abb. 2.27: Aufbau der Apparatur zur Messung der Strahlzusammensetzung**

Schematische Darstellung des verkleinerten Nachbaus der PROFA-Quelle und des Flugzeitmassenspektrometers. C - Ablenkplatten; HSG - Hochspannungsgenerator; Synch. - Synchronisierer/Verzögerungsgenerator, ASG - Ablenkspannungsgenerator; D - Detektor.

$U_{\text{Anode}}$  berücksichtigt.<sup>5</sup>

Zu Beginn der Messungen wurden neue Polyäthylenstopfen verwendet, die durch kontinuierlichen Betrieb der Anlage mit einer Pulsfrequenz von 0.2 Hz fortschreitender Abnutzung ausgesetzt waren. Ein typisches Massenspektrum, das beim Einsatz neuer, mit Alkohol gereinigter Polyäthylenstopfen aufgenommen wurde, zeigt die linke Seite in Abb. 2.28. Man kann deutlich eine Gruppe leichter Ionen und schwerer Ionen unterscheiden, wobei erstere deutlich überwiegt. Die Gruppierung der Ionen kommt durch die relativ hohe Beschleunigungsspannung von  $U_{\text{Anode}} \approx 20 \text{ kV}$  zustande, die das zeitliche Auflösungsvermögen begrenzt, so daß es zu Überlappungen der einzelnen Ionensignale kommt. Der Gesamtentladungsstrom der 12 Entladungseinheiten betrug bei diesen Messungen  $I_{\text{Ent},\Sigma} = 20 \text{ A}$  ( $U_{\text{Anode}} \approx 20 \text{ kV}$ ). Nach 500 Pulsen haben sich die Amplituden der leichten und



**Abb. 2.28: Massenspektren ausgehend von neuen Polyäthylenstopfen**

Links: Massenspektrum für neue Polyäthylenstopfen. Rechts: Massenspektren nach 500 Pulsen und weiteren 400 Pulsen mit einem 3 mal höheren Gesamtentladungsstrom  $I_{\text{Ent},\Sigma}$ .

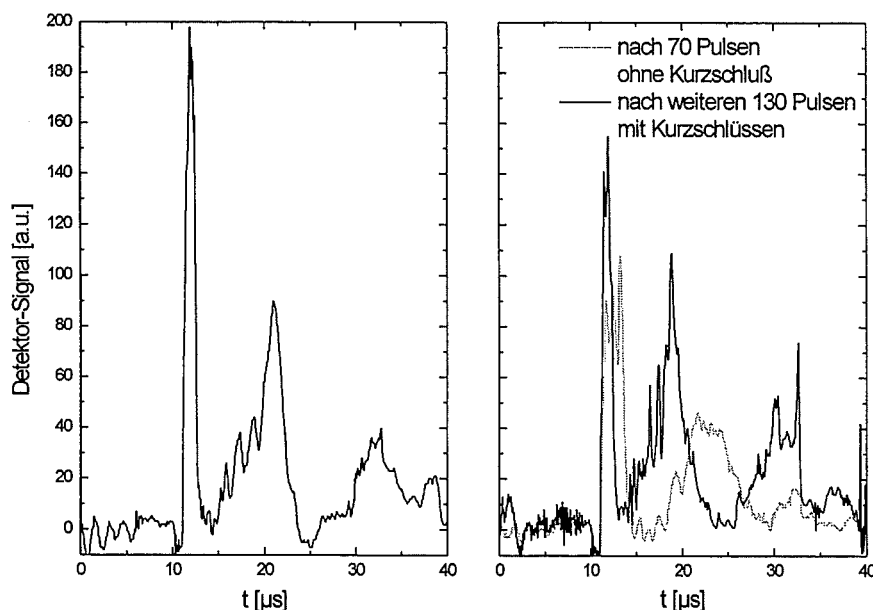
schweren Komponenten wesentlich verringert und der Gesamtionenstrom hat um einen Faktor 2 abgenommen. Betreibt man die Plasmaquelle mit einem höheren Gesamtentladungsstrom,

<sup>5</sup> Aus Gründen der apparativen Vereinfachung erfolgte die Hochspannungsversorgung der Ionenquelle in diesem Versuchsaufbau nicht aus einem Pulsgenerator mit über die Pulsdauer konstanter Spannungsamplitude, sondern aus einem einzelnen Kondensator. Die Betriebsspannung der Ionenquelle fiel somit mit der Zeit exponentiell ab.

kommt es zu einer teilweisen Wiederherstellung des Massenspektrums und zu einer Verlangsamung des Alterungsprozesses der Polyäthylenstopfen, wie die rechte Seite in Abb. 2.28 darstellt. Hier wurde das Massenspektrum nach weiteren 400 Pulsen mit einem 2.5 mal höheren Gesamtentladungsstrom ermittelt.

In der Absicht, eine möglichst reine Oberfläche der Polyäthylenstopfen zu erhalten, wurden nacheinander Oberflächenschichten von 0.1 mm und 0.5 mm mechanisch mit Hilfe eines Schneidwerkzeugs ohne Einwirkung von Schmierflüssigkeiten abgetrennt. Während im ersten Fall keine sichtbare Verbesserung der Massenspektren auftrat, konnten im zweiten Fall direkt nach der Behandlung ausgeprägte Signale leichter Ionen beobachtet werden (siehe Abb. 2.29, links), die den Massenzahlen (Ionenmasse in Atommasseneinheiten (a.m.u.) pro Ladungszustand)  $m_i/Z = 1, 2$  und 4 entsprechen.

Obwohl die in Abb. 2.28 und Abb. 2.29 gezeigten Spektren aufgrund der schlechten energetischen Auflösung zugegebenermaßen nur relativ grobe qualitative Aussagen über die Plasmakomponenten zulassen, so erscheint in diesem Zusammenhang doch folgende Tatsache bemerkenswert: Vergleicht man die linken Hälften in Abb. 2.28 und Abb. 2.29, so erkennt man deutlich, daß der Peak kleiner Massenzahlen nach dem Abschneiden einer ausreichend starken Oberflächenschicht deutlicher hervortritt, als bei den als „neu“ designierten Stopfen. Es hat somit den Anschein, als hätten schon die „neuen“ Stopfen eine verunreinigte Oberflä-



**Abb. 2.29: Massenspektren ausgehend von Polyäthylenstopfen mit reiner Oberfläche**

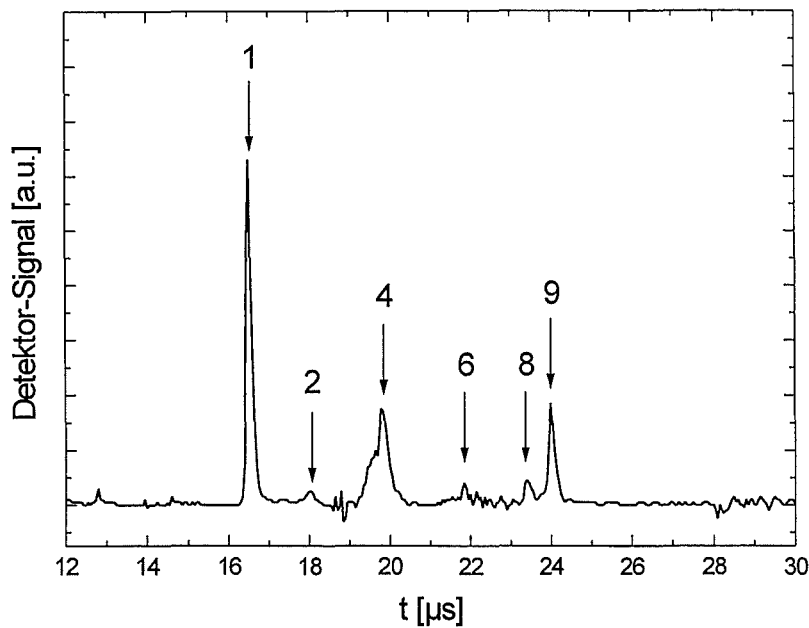
Links: Massenspektrum unmittelbar nach dem Entfernen einer 0.5 mm dicken Oberflächenschicht. Rechts: Massenspektren nach 70 Pulsen ohne Kurzschlüsse und weiteren 130 Pulsen mit Kurzschlüssen.

che, die zu einer gewissen Spektrumsdegeneration führt. Eine solche Verunreinigung könnte z.B. durch das Eindringen von Bohrwasser in die PE-Oberfläche beim Bearbeiten derselben auf der Drehbank verursacht worden sein.

Eine weitere interessante Erkenntnis, die sich aus den hier beschriebenen Versuchsreihen ergab, lag darin, daß Kurzschlüsse (also Hochspannungsüberschläge) innerhalb der Quelle einen günstigen Einfluß auf die Spektrumskomposition haben. Kommt es zu keinerlei Kurzschlüssen im Extraktionsteil der Quelle, nimmt die Amplitude der leichten Ionen nach etwa 50 - 70 Pulsen ab, während nach dem Auftreten von Kurzschlüssen eine Erhöhung des Anteils an leichten Ionen zu vermerken war. Dieser Effekt ist auf der rechten Seite von Abb. 2.29 illustriert, wo Massenspektren nach 70 Pulsen ohne Kurzschlüsse und weiteren 130 Pulsen mit Kurzschlüssen dargestellt sind. Die Spektrumsverbesserung ist in diesem Fall vermutlich darauf zurückzuführen, daß die während der Kurzschlüsse fließenden sehr hohen Entladeströme durch Materialabtrag einen „reinigenden Effekt“ auf die Oberfläche der PE-Stopfen ausüben.

Als Alternative zur Verbesserung der Oberflächenreinheit durch Materialabtrag wurde nach einem Verfahren gesucht, das regelmäßiges Auftragen eines wasserstoffhaltigen Materials auf der Stopfenoberfläche erlaubt. Da es für Polyäthylen keine gängigen Lösungsmittel gibt, wurde das Konzept zunächst mit geschmolzenem Paraffin verfolgt. Eine Behandlung der Polyäthylenstopfen mit Paraffin nach einem Arbeitszyklus von 250 Pulsen brachte im Vergleich zum Materialabtrag einen vergleichbaren Anstieg der leichten Ionenkomponente im Strahl, jedoch mit zwei wesentlichen Unterschieden. 1) Ein ausgeprägtes Detektor-Signal der leichten Ionen wurde erst relativ spät im Puls festgestellt ( $\Delta t \geq 40 \mu\text{s}$ ). 2) Die Verbesserung des Massenspektrums bestand lediglich über einen Zeitraum von 20 Pulsen, nach denen der Anteil leichter Ionen zu Gunsten schwererer Ionen rasch abnahm. Die leichte und schnelle Verdampfung des Paraffins wird für diese kurzlebige Spektrumsverbesserung verantwortlich gemacht.

Die bisher vorgestellten Messungen der Massenzusammensetzung im Strahl ließen keine genaue Zuordnung der Massenzahlen für die leichtesten Ionentypen zu, da in der PROFA-Quelle zur Plasmaerzeugung und Ionenbeschleunigung dieselbe Spannung  $U_{\text{Anode}}$  verwendet wird, die normalerweise im Bereich 10 - 30 kV liegt. Deshalb wurde ein Teil der geschilderten Untersuchungen mit einer modifizierten Anodenbeschaltung durchgeführt, in der der Anodenentladungskreis von der Ionenbeschleunigung entkoppelt wurde. Eine zusätzliche, externe DC-Niedervoltspannungsquelle lieferte die Beschleunigungsspannung  $U_{\text{Besch.}}$ , mit der bei geeigneter Wahl eine wesentlich bessere zeitliche Auflösung erzielt wurde. Ein Beispiel für solch ein „hochaufgelöstes“ Massenspektrum ist in Abb. 2.30 gezeigt. Die Messung wurde ausgehend von neuen Polyäthylenstopfen nach etwa 100 Pulsen mit einer Beschleunigungsspannung von  $U_{\text{Besch.}} = 400\text{V}$  und einer zeitlichen Verzögerung von  $\Delta t = 12.8 \mu\text{s}$  gemacht. Die jeweiligen Maxima in Abb. 2.30 sind mit Massenzahlen bezeichnet, die aus den entsprechenden Flugzeiten gemäß Gleichung (2.59) mit  $k = 1$  und  $U_{\text{Anode}} = U_{\text{Besch.}}$  ermittelt wurden. Tabelle 2.1 gibt die Ionenspezies an, die für das Auftreten der Maxima mit entsprechender Massenzahl im Spektrum verantwortlich gemacht werden können. Diese Zuordnung legt den Schluß nahe, daß Kohlenstoffionen, die bei den Oberflächengleitentladungen entlang der Polyäthylenstopfen ebenfalls entstehen, hauptsächlich im Ladungszustand  $\text{C}^{3+}$  auftauchen. In Abb. 2.30 ist deutlich zu erkennen, daß Protonen die vorherrschende Strahlkomponente repräsentieren.



**Abb. 2.30: Zeitlich hochaufgelöstes Massenspektrum**

Massenspektrum mit verbesserter Zeitauflösung für  $\Delta t = 12.8 \mu\text{s}$ .

Die Zahlen geben die Ionenmasse in Atommasseneinheiten (a.m.u.) pro Ladungszustand an.

Um diese qualitative Aussage zu untermauern, kann der Protonenanteil im Strahl aus den Verhältnissen der Flächen unter den Massenpeaks abgeschätzt werden. Die wesentlichen Beiträge zur Gesamtfläche liefern der erste und dritte Peak. Geht man davon aus, daß der dritte Peak durch  $\text{C}^{3+}$  verursacht wurde, müssen zur Bestimmung des Protonenanteils noch die unterschiedlichen Sekundärelektronenemissionskoeffizienten des Detektors für  $\text{H}^+$  und  $\text{C}^{3+}$  einbezogen werden. Wie bereits erwähnt wurde, sind genaue Werte für diese Koeffizienten nicht bekannt. Es findet sich in der Literatur aber zumindest das Verhältnis der Sekundärelektronenemissionskoeffizienten von  $\text{C}^+$  und  $\text{H}^+$ , das bei gleicher Beschleunigungsspannung bei etwa 1.5 : 1 liegt ([Alonso, 1980], [Rogaschewski, 1976]). Da der höhere Ladungszustand des  $\text{C}^{3+}$  den Sekundärelektronenemissionskoeffizienten im Vergleich zum  $\text{C}^+$  noch verstärkt, kann zumindest eine untere Grenze für den Protonenanteil angegeben werden. Es ergibt sich ein Protonenanteil im Strahl über 70 %.

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß ein hoher Anteil von Protonen im Strahl durch folgende Faktoren begünstigt wird:

- Die Höhe des Entladungsstroms pro Entladungseinheit sollte mindestens 4 A betragen.
- Die Polyäthylenoberfläche sollte durch periodisches Abtragen einer 0.5 mm dicken Oberflächenschicht möglichst rein gehalten werden.

Massenzahl in a.m.u. $m_i/Z$	1	2	4	6	8	9
mögliche Ionenspezies	$H^+$	$H_2^+$ $D^+$ $He^{2+}$ $C^{6+}$	$He^+$ $D_2^+$ $C^{3+}$	$C^{2+}$ $H_2O^{3+}$	$He_2^+$ $O^{2+}$ $CH_4^{2+}$	$H_2O^{2+}$

**Tabelle 2.1: Zuordnung möglicher Ionen zu den im Spektrum auftretenden Massenzahlen.**



---

### 3. IONENSTRAHLTRANSPORT UND FOKUSSIERUNG

Für den erfolgreichen Transport eines Ionenstrahls durch ein Fokussierungssystem ist es unabdingbar, daß die positive Raumladung des Strahls ausreichend neutralisiert wird. Das vorliegende Kapitel beschäftigt sich daher zunächst mit den sich aus der positiven Raumladung ergebenden grundlegenden Restriktionen für den Ionenstrahltransport und die Fokussierung. Dabei wird detailliert auf die Raumladungsneutralisation im Vakuum eingegangen, die aufgrund der niedrigen kinetischen Energie der Strahlionen als einzige der gängigen Neutralisationsmethoden in Frage kommt. Auf die Strahldivergenz, die sich neben der positiven Raumladung vor allem auf die Fokussierbarkeit des Strahls einschränkend auswirkt, wird ebenfalls eingegangen.

Wie bereits in der Einleitung angesprochen wurde, ist die PROFA Anlage die erste Ionenstrahlanlage, bei der der Ionenstrahl durch eine Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression fokussiert wird. Die ballistische Fokussierung war Gegenstand von gesonderten experimentellen Untersuchungen, um die Strahlqualität zu bestimmen und ein tieferes Verständnis für die Neutralisationsvorgänge zu erhalten. Neben verschiedenen Messungen zur Quelldivergenz wurde der rein ballistische Strahltransport mit einem numerischen Modell simuliert und aus dem Vergleich der Ergebnisse mit der gemessenen Ionenstromdichteverteilung am ballistischen Fokus auf die Quelldivergenz und den Grad der Raumladungsneutralisation geschlossen. Desweiteren werden in diesem Kapitel die möglichen Beiträge zur Quelldivergenz diskutiert. Zur Identifikation des Mechanismus der Raumladungsneutralisation bei der rein ballistischen Fokussierung konnten Potentialmessungen mit einer kapazitiven Probe und die Bestimmung der Verteilung der longitudinalen, kinetischen Energie der Neutralisationselektronen beitragen.

Für die Realisierung der magnetischen Kompression ist die richtige Auslegung des Magnetfeldes essentiell. Eine Abschätzung hierzu veranschaulicht das Prinzip der Kombination aus ballistischer Fokussierung und adiabatischer, magnetischer Kompression. Die exakte Magnetfeldkonfiguration wurde durch numerische Simulationsrechnungen ermittelt, deren Ergebnis und technische Umsetzung dargelegt werden. Um den magnetischen Fluß entlang des Strahltransports nahezu konstant zu halten und damit eine drastische Zunahme der transversalen Geschwindigkeitskomponente der Ionen zu verhindern, muß die magnetische Induktion bereits vom Beginn des ballistischen Bereichs an ansteigen. Der Prozeß der Raumladungsneutralisation bei aktiviertem magnetischem Kompressionsfeld wird analysiert und Unterschiede zur Neutralisation bei rein ballistischer Fokussierung werden aufgezeigt. Abschließend befaßt sich das Kapitel mit der Effizienz des Strahltransports, wobei sowohl experimentelle Ergebnisse als auch Simulationsrechnungen herangezogen werden.

### 3.1. Grundlegende Restriktionen für Strahltransport und Fokussierung

#### 3.1.1. Elektromagnetische Eigenfelder und Stromgrenzen

Intensive Ionenstrahlen können im Vakuum ohne die Präsenz von Elektronen nicht über längere Distanzen propagieren. Eine wesentliche Einschränkung ist durch longitudinale Raumladungseffekte gegeben. Tritt ein Ionenstrahl in einen evakuierten Driftraum ein, baut er dort eine positive Raumladung auf und das entstehende elektrische Feld bremst die nachströmenden Ionen ab. Wurde der Strahl unter Child-Langmuir-Grenzbedingungen in einer planaren Extraktionsanordnung mit einem Anoden-Kathoden-Abstand  $d$  erzeugt, kann der Strahl zu einem geerdeten Kollektor maximal den Abstand  $2d$  zurücklegen. Andernfalls erreicht das elektrostatische Potential im Abstand  $d$  von der Kathode einen der kinetischen Energie der Ionen entsprechenden Wert und die Ionen werden an dieser sogenannten virtuellen Anode zurückreflektiert.

Diese vom Strahlstrom unabhängige, strikte Ausbreitungsgrenze beruht jedoch auf einer eindimensionalen Betrachtungsweise, die eine unendlich ausgedehnte Ionenquelle annimmt. Das klassische Beispiel eines zylindrischen Ionenstrahls, der durch ein geerdetes Gitter oder eine dünne, geerdete Folie in ein ebenfalls geerdetes, metallisches Driftrohr mit Radius  $R$  eintritt, ist wesentlich realistischer und läßt zumindest in Näherung die Berechnung eines maximal transportierbaren Grenzstroms zu. Um die Analyse auf longitudinale Raumladungseffekte zu beschränken, wird ein axiales Magnetfeld angenommen, dessen Feldstärke groß genug ist, um eine radiale Expansion des Strahls zu unterdrücken. Nachdem die Ionen mit einheitlicher Geschwindigkeit  $v_0$  (und daher mit der Energie  $mv_0^2/2$ ) und konstanter radialer Stromdichteverteilung in den Driftraum eingetreten sind, werden sie über eine Entfernung in der Größenordnung des Rohrradius durch die positive Raumladung des Strahls abgebremst. In großer Entfernung vom Strahleintritt  $z \gg R$  etabliert sich ein stationärer Zustand, in dem Stromdichte und Potential nur noch radiale Abhängigkeiten zeigen und sich in Strahlrichtung nicht mehr verändern. Nach Bogdankevich [Bogdankevich, 1971] läßt sich die Stromgrenze basierend auf Energie- und Impulserhaltung unter Hinzunahme der Poissongleichung in zylindersymmetrischen Koordinaten berechnen<sup>6</sup>:

$$\frac{m}{2} v^2 = Ze\varphi \quad (3.1)$$

$$j = Zevn = \text{const.} \quad (3.2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = \frac{Zen}{\epsilon_0} \quad (3.3)$$

Eliminiert man die Ionendichte  $n$  aus der Poissongleichung erhält man:

---

<sup>6</sup>  $\varphi$  wird in den Gleichungen bzgl. der Anode angegeben, d.h.  $\varphi=0$  für  $v=0$ .

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = \frac{j}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze\varphi}{m}}} \quad (3.4)$$

Diese Gleichung gilt nur innerhalb des Strahls, d.h. für  $r \leq r_0$  ( $r_0$ =Strahlradius). Außerhalb ist die rechte Seite von (3.4) gleich Null.

Zur Bestimmung des im System maximal transportierbaren Stroms muß die Poissongleichung mit folgenden Randbedingungen gelöst werden:

$$\varphi \Big|_{r=0} = \varphi_0 \quad \varphi \Big|_{r=R} = \frac{mv_0^2}{2Ze} \quad (3.5)$$

Außerdem muß das Potential an der Stelle  $r = r_0$  stetig differenzierbar sein. Man erhält in diesem Fall den Strahlstrom als Funktion des Achsenpotentials und muß das Maximum von  $I(\varphi_0)$  bzgl.  $\varphi_0$  finden. Da Gleichung (3.4) nicht linear ist, ist eine Lösung streng genommen nur numerisch möglich. Bogdankevich gibt jedoch eine analytische Näherung an, die für  $R/r_0 \leq 10$  sehr gut mit numerischen Berechnungen übereinstimmt. Verwendet man die folgende, spezielle Lösung der Differentialgleichung (für die  $\varphi_0 = 0$  ist):

$$\varphi = \left( \frac{9}{16\pi\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2Ze}} \cdot I \right)^{2/3} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{4/3} \quad \text{für } 0 \leq r \leq r_0 \quad (3.6)$$

erhält man unter Einbeziehung der Randbedingungen:

$$\varphi = \left( \frac{9}{16\pi\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2Ze}} \cdot I \right)^{2/3} \left( 1 + \frac{4}{3} \ln \left( \frac{r}{r_0} \right) \right) \quad \text{für } r_0 \leq r \leq R \quad (3.7)$$

und damit für den Grenzstrom des Systems:

$$I = \frac{8}{9} \pi\varepsilon_0 \frac{mv_0^3}{Ze} \left( 1 + \frac{4}{3} \ln \left( \frac{R}{r_0} \right) \right)^{-3/2} \quad (3.8)$$

Nimmt man  $r_0 = R$  an, bedeutet das für einen Protonenstrahl mit einer kinetischen Energie von 10 keV einen Grenzstrom von  $I \approx 0.7$  A. D.h. die Raumladung eines entsprechenden Protonenstrahls mit einem für PROFA anvisierten Gesamtstrom von 150 A muß bis auf weniger als ein Hundertstel reduziert werden, damit ein Transport durch das Driftrohr möglich wird. Den vorangegangenen Betrachtungen zufolge ist in diesem Fall die Geschwindigkeit der Ionen auf der Strahlachse nahezu Null. Dies ist in der Praxis unerwünscht, so daß eine weitreichendere Bedingung nötig ist. Man fordert, daß die Geschwindigkeit der Ionen im gesamten Strahlquerschnitt annähernd der Eintrittsgeschwindigkeit entspricht. Diese Forderung wird erfüllt, wenn die elektrostatische Energie, die der Potentialdifferenz zwischen Strahlachse und Rohrwandung entspricht, viel kleiner ist als die kinetische Eintrittsenergie der Ionen:

$$Ze \Delta\varphi \ll \frac{mv_0^2}{2} \quad (3.9)$$

Ändert sich die Ionengeschwindigkeit mit dem Radius nur geringfügig, so kann man nach Gleichung (3.2) zur Vereinfachung eine vom Radius unabhängige Dichte annehmen und erhält die Potentialdifferenz aus der zweimaligen Integration der Poissongleichung:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \underbrace{\frac{Zen_0}{\epsilon_0} \int_0^{r_0} \frac{1}{r} \left( \int_0^r \tilde{r} d\tilde{r} \right) dr}_{\text{Differenz zw. Achse u. Strahlrand}} + \underbrace{\frac{Zen_0}{\epsilon_0} \int_{r_0}^R \frac{1}{r} \left( \int_0^{r_0} r dr \right) dr}_{\text{Differenz zw. Strahlrand u. Rohrwand}} \\ &= \frac{Zen_0}{4\epsilon_0} r_0^2 \left( 1 + 2 \ln \left( \frac{R}{r_0} \right) \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Ersetzt man mit Hilfe von Gleichung (3.2) die Dichte durch den Strahlstrom  $I$  und die Ionengeschwindigkeit  $v_0$  durch die Beschleunigungsspannung  $U$ , erhält man schließlich die Bedingung:

$$\frac{I}{U^{3/2}} \ll 4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m}} \cdot \left( 1 + 2 \ln \left( \frac{R}{r_0} \right) \right)^{-1} \quad (3.11)$$

bzw. für Protonen und  $r_0=R$ :

$$\frac{I}{U^{3/2}} \ll 1.5 \cdot 10^{-6} \quad (3.12)$$

Führt man die Größe  $f_i$  für den Grad der Raumladungsneutralisation ein ( $f_i = \rho_e / \rho_i$ ), so ergibt sich für das oben gewählte Beispiel mit  $I=150$  A und  $U=10$  kV:

$$(1 - f_i) \ll 10^{-2} \text{ oder } f_i \gg 0.99$$

Neben den longitudinalen Raumladungseffekten können auch transversale elektrostatische und magnetische Eigenfelder des Ionenstrahls einschränkend auf den Strahltransport wirken. Anhand eines zylindrischen, paraxialen Ionenstrahls, der trotz der teilweisen Kompensation der eigenen Raumladungskräfte in einem Driftraum expandiert, wird dies im folgenden erläutert. Die paraxiale Eigenschaft des Strahls bedeutet, daß die Teilchenbahnen mit der Strahlachse nur sehr kleine Winkel aufspannen und daher Veränderungen der Strahlgrößen über Entfernungen stattfinden, die den Strahlradius wesentlich übersteigen. Zudem gilt  $v_r \ll v_z$ , wodurch die longitudinale Teilchengeschwindigkeit praktisch von  $r$  und  $z$  unabhängig ist. Setzt man weiterhin voraus, daß der Strahl divergenzfrei in den Driftraum eintritt ( $v_{r,0}=0$ ) und die Stromdichte über dem Strahlquerschnitt konstant ist, sind die radialen Nettokräfte linear. Es reicht daher aus, nur die Teilchenbahnen auf der Strahleinhüllenden zu betrachten.

Die elektrische Feldstärke  $E_r$  und die magnetische Feldstärke  $B_\theta$  am Radius  $r$  im Strahl sind gegeben durch:

$$E_r(r) = \frac{Zen_0}{2\epsilon_0} r \cdot (1 - f_i) \quad (3.13)$$

$$B_\theta(r) = \frac{Zen_0 v_z \mu_0}{2} r \cdot (1 - f_m) \quad (3.14)$$

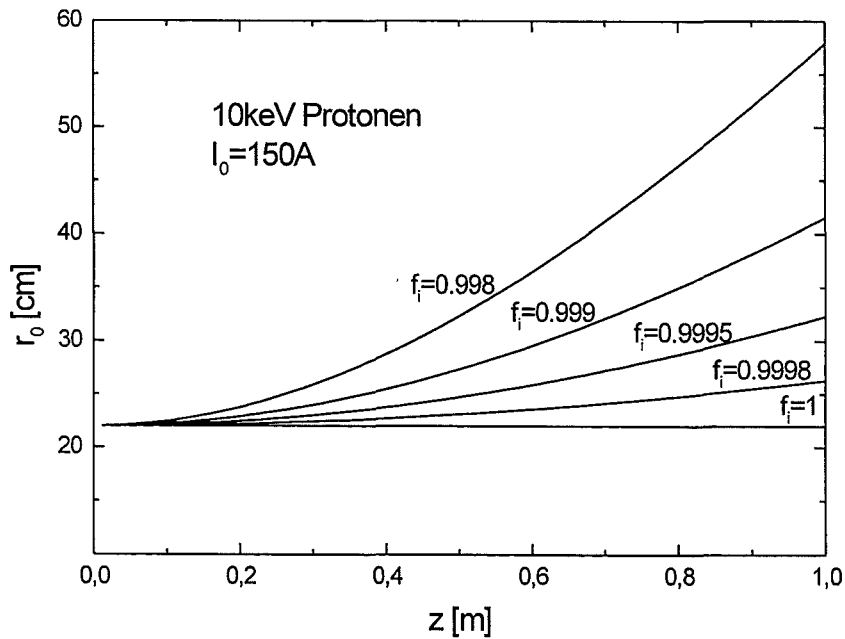
wobei  $f_m$  der Grad der Stromneutralisation ist ( $1 - f_m = \text{Nettostrom/Ionenstrom}$ ). Am Strahlrand ( $r = r_0$ ) gilt daher:

$$E_r(r_0) = \frac{Zen_0}{2\epsilon_0} r_0 \cdot (1 - f_i) = \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 v_z} \frac{1}{r_0} \cdot (1 - f_i) \quad (3.15)$$

$$B_\theta(r_0) = \frac{Zen_0 v_z \mu_0}{2} r_0 \cdot (1 - f_m) = \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 c^2} \frac{1}{r_0} \cdot (1 - f_m) \quad (3.16)$$

Aus der radialen Bewegungsgleichung erhält man nach Anwendung der Kettenregel  $d/dt \rightarrow v_z d/dz$  die entsprechende Gleichung der Strahleinhüllenden:

$$r_0'' = \frac{ZeI_0}{2\pi\epsilon_0 m v_z^3} \frac{1}{r_0} \cdot [(1 - f_i) - \beta^2(1 - f_m)] \quad (3.17)$$



**Abb. 3.1: Strahlverlauf für unterschiedliche Neutralisationsgrade**  
Verlauf der Strahleinhüllenden eines zylindrischen, paraxialen Protonenstrahls mit einem Gesamtstrom von 150 A und Teilchenenergien von 10 keV für verschiedene Grade der Raumladungsneutralisation.

Für Protonen mit einer kinetischen Energie von 10 keV ist  $\beta^2 = (v_z/c)^2 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ , so daß die rechte Seite in der eckigen Klammer in diesem Energiebereich für gewöhnlich vernachlässigbar ist. Die Lösung von Gleichung (3.17) ist nur numerisch möglich. Abb. 3.1 zeigt den Verlauf der Strahleinhüllenden für einen Protonenstrahl mit einem für PROFA angestrebten Gesamtstrom von 150 A bei unterschiedlichen Raumladungsneutralisationsgraden. Es wird deutlich, daß bei diesem Beispiel mit einem für die PROFA typischen Eintrittsradius des Strahls von 22 cm, je nach geforderter Propagationslänge, die Raumladung auf weniger als 1 % kompensiert sein sollte. Im folgenden wird diskutiert, welche Konzepte es zur Realisierung einer solch effektiven Neutralisation grundsätzlich gibt. Die für PROFA relevante Methode der Vakuumneutralisation wird ausführlich behandelt.

#### 3.1.2. Raumladungsneutralisation im Vakuum

Die Raumladungsneutralisation eines intensiven Ionenstrahls erfolgt durch die Präsenz von freien Elektronen im Transportraum. Aufgrund ihrer geringen Masse sind die Elektronen sehr mobil und können schnell in das Strahlvolumen eindringen, um Raumladungsgefälle auszugleichen. Ferner können niederenergetische Elektronen einem höherenergetischen Ionenstrahl zum Zwecke der Neutralisation folgen.

Es gibt zwei prinzipiell verschiedene Ansätze, freie Elektronen in einem Driftraum zur Verfügung zu stellen:

1. Der Driftraum ist mit einem Hintergrundgas bzw. -plasma gefüllt. Tritt der Strahl in den Driftraum ein, kommt es zur Ionisation von Gasmolekülen und es entsteht ein Plasma. Die freien Elektronen des Plasmas arrangieren sich so, daß die positive Raumladung des Strahls kompensiert wird.
2. Elektronen werden bei einem Strahltransport durch Vakuum außerhalb oder am Rand des Transportbereichs erzeugt. Die Elektronen können ihren Ursprung an einem Eintrittsgitter, an Driftröhrwänden, in einer virtuellen Kathode oder in einer anderen aktiven Elektronenquelle haben. Die Anzahl der bereitgestellten Elektronen muß hoch genug sein, um eine Elektronendichte zu erreichen, die idealerweise gleich der Ionendichte ist.

Die erste Vorgehensweise setzt voraus, daß der Driftraum z.B. durch eine dünne Folie von der Strahlerzeugung getrennt ist. Hochenergetische Ionen (z.B. 1 MeV Protonen) durchdringen eine solche Folie ohne signifikanten Energieverlust. Für Ionenenergien von etwa 10 keV, wie sie hier von Interesse sind, stellt jedoch auch eine sehr dünne Folie ein undurchdringbares Hindernis dar, was eine Anwendung dieser Methode ausschließt. Im folgenden wird daher nur auf den Mechanismus der Neutralisation im Vakuum eingegangen<sup>7</sup>.

---

<sup>7</sup> Zur Vereinfachung wird die theoretische Behandlung der Neutralisation im Vakuum auf reine Ionenstrahlen, d.h. Ionenstrahlen einer einzigen Ionenspezies, beschränkt. Die Ionen sollen zudem einfach ionisiert sein. Für gemischte Ionenstrahlen und höhere Ladungszustände ändern sich zwar die quantitativen Aussagen, das grundlegende physikalische Modell der Neutralisationsprozesse im Vakuum bleibt davon jedoch unberührt.

Ein durch mitfliegende Elektronen ideal neutralisierter Ionenstrahl zeichnet sich dadurch aus, daß die Elektronen- und Ionendichten gleich sind und die Elektronen sich mit der Geschwindigkeit der Ionen bewegen. In diesem Fall ist der Strahl sowohl raumladungs- als auch stromneutralisiert<sup>8</sup>. Die naheliegendste Strategie, um diese ideale Neutralisation im Vakuum zu realisieren, ist die Beschleunigung von Elektronen am Strahleintritt. Bei dieser sogenannten aktiven Neutralisation treten die Ionen mit der Energie  $W_i$  durch einen Satz Gitter in den Driftraum ein. Je nach Strahlintensität und Größe von  $W_i$  entstehen auf dem ersten Gitter (der Kathode) Sekundärelektronen oder es bildet sich eine Plasmaschicht. Beträgt die Spannungsdifferenz zwischen den Gittern  $U_0 = (m_e/m_i)W_i/e$ , haben die Elektronen beim Austritt am zweiten Gitter (der Anode) die gleiche Geschwindigkeit wie die Ionen. Vollständige Strom- und Raumladungsneutralisation wird erreicht, wenn die Elektronenstromdichte am zweiten Gitter den Wert der Ionenstromdichte annimmt. Analysiert man das Problem unter dem Aspekt einer eindimensionalen raumladungsbegrenzten Elektronenextraktion (Kapitel 2.1.2) zwischen zwei Gittern mit Abstand  $d$ , hat man für die stationäre Lösung der eindimensionalen Poissongleichung folgende Randbedingungen:  $\varphi(0) = 0$ ,  $\varphi(d) = U_0$ ,  $d\varphi(0)/dx = 0$  und  $n_e(d) = n_0$ , wobei  $n_0$  die Ionendichte am Strahleintritt ist. Die Elektronenstromdichte ist dann gegeben durch (siehe z.B. [Humphries, 1990])<sup>9</sup>:

$$j_e = 1.46 \cdot \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_0^{3/2}}{d^2} \quad (3.18)$$

Da  $U_0$  bereits festgelegt ist, wird die benötigte Stromdichte über den Gitterabstand  $d$  angepaßt.

Nimmt man als Beispiel Protonen mit  $W_i = 10 \text{ keV}$  und einer Strahlstromdichte von  $100 \text{ mA/cm}^2$  an, beträgt der benötigte Gitterabstand lediglich  $0.2 \text{ mm}$ . Obwohl das Prinzip der aktiven Neutralisation offensichtlich erscheint, ist die technische Umsetzung der Erzeugung eines Elektronenflusses mit hoher Stromdichte in einem Gitterpaar, das einerseits eine hohe Transmission für den intensiven Ionenstrahl aufweisen muß und andererseits einen über den gesamten Querschnitt konstanten und äußerst geringen Gitterabstand besitzen muß, sehr schwierig.

Im Gegensatz zur aktiven Neutralisation wird bei der passiven Variante, die auch Autoneutralisation genannt wird, die Beschleunigung der Elektronen nicht durch eine Spannungsdifferenz zwischen zwei Gittern bewirkt, sondern durch das positive Raumladungspotential des Ionenstrahls selbst. In einer eindimensionalen Geometrie läßt sich der Prozeß folgendermaßen beschreiben: ein transversal unendlich ausgedehnter Ionenstrahl tritt durch eine geerdete Elektronen- oder Plasmaschicht bei  $z=0$  ins Vakuum ein. Macht man die realistische Annahme, daß die Elektronentemperatur klein gegenüber der kinetischen Energie der Ionen ist, werden solange Elektronen durch die positive Raumladung des Strahls in einer Rand-

<sup>8</sup> Ein raumladungsneutralisierter Ionenstrahl muß aber nicht zwangsläufig auch stromneutralisiert sein!

<sup>9</sup> Die Stromdichte ist wegen der positiven Raumladung der Ionen im Spalt um den Faktor 1.46 höher als die Child-Langmuir Stromdichte für eine einzige Teilchensorte.

schicht der Dicke  $z_s$  beschleunigt, bis Ionen- und Elektronendichte im Driftraum gleich sind. Ein Potentialgefälle von  $U_0 = m_e v_i^2 / 2e$  muß sich in der Schicht etablieren, damit die Elektronen auf Ionengeschwindigkeit beschleunigt werden, wodurch der Strahl aufgrund gleicher Ionen- und Elektronenstromdichten wieder ideale neutralisiert ist. Hinzu kommt, daß das elektrische Feld an den Rändern der Schicht jeweils verschwindet, da zum einen der Elektronenfluß raumladungsbegrenzt ist und zum anderen das elektrische Feld am Schichtaustritt gleich dem Feld im Strahl ist. Diese Randbedingungen zur Lösung der Poissongleichung lassen sich nicht gemeinsam und widerspruchsfrei erfüllen.

Humphries [Humphries 1978 bzw. 1981] hat jedoch gezeigt, daß sich eine stationäre Lösung finden läßt, wenn Potentialänderungen nicht auf die Randschicht begrenzt bleiben, sondern sich ins Unendliche fortsetzen können und somit alle Randbedingungen am Schichtende entfallen. Hält man an der Forderung eines stromneutralisierten Strahls fest (d.h. gleiche Stromdichten), ist die Elektronenstromdichte im stationären Fall unabhängig von  $z$  und es gilt für die Elektronendichte im Strahl:

$$n_e(z) = n_i v_i \cdot (2e\varphi(z)/m_e)^{-1/2} = n_i \left( \frac{U_0}{\varphi(z)} \right)^{1/2} \quad (3.19)$$

Die Poissongleichung lautet dann in dimensionslosen Variablen:

$$\frac{d^2\Phi}{dZ^2} = \Phi^{-1/2} - 1 \quad (3.20)$$

wobei  $\Phi = \varphi/U_0$  ist und  $Z = z \cdot (U_0 \varepsilon_0 / en_i)^{-1/2}$ . Die Lösung der Gleichung (3.20) lautet:

$$Z = \sqrt{2} \left\{ \sin^{-1}(\Phi^{1/2} - 1) - \left[ \Phi^{1/2} (1 - \Phi^{1/2}/2) \right]^{1/2} + \pi/2 \right\} \quad (3.21)$$

Die durchgezogene Linie in Abb. 3.2 a) zeigt die gefundene Lösung  $\Phi(Z)$ . Das Potential schwankt periodisch zwischen  $\varphi = 0$  und  $\varphi = 4U_0$ , d.h. die Elektronen unter- und überneutralisieren den Strahl, wobei Elektronengeschwindigkeiten zwischen  $v_e = 0$  und  $v_e = 2v_i$  auftreten. Das erste Maximum erreicht das Potential bei  $z_s = \pi (2U_0 \varepsilon_0 / en_i)^{1/2}$ .

Anscheinend ist Autoneutralisation keine geeignete Methode zur effektiven Raumladungsneutralisation. Im Widerspruch hierzu stehen jedoch experimentelle Untersuchungen zur Autoneutralisation bei denen weder ein oszillierendes Strahlpotential noch eine schlechte Raumladungsneutralisation festgestellt wurden.

Warum das gewählte Modell zur Beschreibung der Autoneutralisation ungeeignet ist, wird klar, wenn man sich den grundlegenden Charakter eines effektiven Neutralisationsprozesses vor Augen führt: die zunächst von einander getrennten und unabhängigen Ionen und Elektronen bilden im Endzustand eine homogene Mischung, d.h. die Neutralisation wird von einem Entropiezuwachs im System begleitet. Alle Modelle, in denen die Elektronenverteilung



kein thermodynamisches Gleichgewicht erreichen kann, ergeben daher zwangsläufig eine unzureichende Neutralisation. Zwei Annahmen im obigen Modell sind daher nicht zulässig:

1. Ein Gleichgewichtszustand existiert für  $z > 0$  zu allen Zeiten, womit zeitabhängige Prozesse, z. B. beim Eintritt der Ionen und Elektronen in den Driftraum, keine Berücksichtigung finden.
2. Die Elektronenbewegung ist eindimensional und die longitudinale Energie der Elektronen ist eine Deltafunktion.

Nach Humphries [Humphries, 1978] läßt sich das ursprünglich definierte und überbestimmte Randwertproblem in der Randschicht widerspruchsfrei lösen, wenn man die Bedingung, daß sich die Elektronen exakt mit der Geschwindigkeit der Ionen im Strahl bewegen, fallen läßt und zeitabhängige Prozesse miteinbezieht. Wird  $\varphi_s = \varphi(z_s) > U_0$  zugelassen, überholen die Elektronen die Strahlfront und bilden eine fortlaufende, virtuelle Kathode, von der die Elektronen mit reduzierter kinetischer Energie reflektiert werden. Neben den Ionen und den beschleunigten Elektronen müssen nun also auch diese reflektierten Elektronen bei der Lösung der Poissongleichung herangezogen werden.

Da eine analytische Berechnung der Verteilung der reflektierten Elektronen im allgemeinen Fall recht schwierig ist, wird zur Vereinfachung angenommen, daß die Energie der reflektierten Elektronen im Vergleich zu den beschleunigten Elektronen niedrig ist. Treten die Elektronen mit der Geschwindigkeit  $v_e$  in den Driftraum ein, so folgt unmittelbar aus der Impulserhaltung, daß ihre Geschwindigkeit nach der Reflexion an der virtuellen Kathode  $-v_e + 2v_i$  ist. Die Forderung nach niedriger kinetischer Energie ist also für  $\varphi_s \cong 4U_0$  erfüllt.

Während sich die injizierten Elektronen bis zur Strahlfront mit der Geschwindigkeit  $2v_i$  bewegen, werden mit Fortschreiten der Strahlfront quasi ruhende Hintergrundelektronen gleichmäßig zurückgelassen. Aus der Gleichheit der Ionen- und Elektronenstromdichte bei  $z_s$  ergibt sich, daß die Anzahl von Ionen und Elektronen zwischen  $z_s$  und der Strahlfront immer identisch ist. Somit führt die Forderung eines feldfreien Strahls unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung direkt auf konstante Elektronendichten in diesem Bereich, für die gilt:

$$n_{er} = n_e(z_s) = \frac{n_i}{2} \quad (3.22)$$

wobei  $n_{er}$  die Dichte der reflektierten Elektronen ist und  $n_e(z_s)$  die der injizierten.

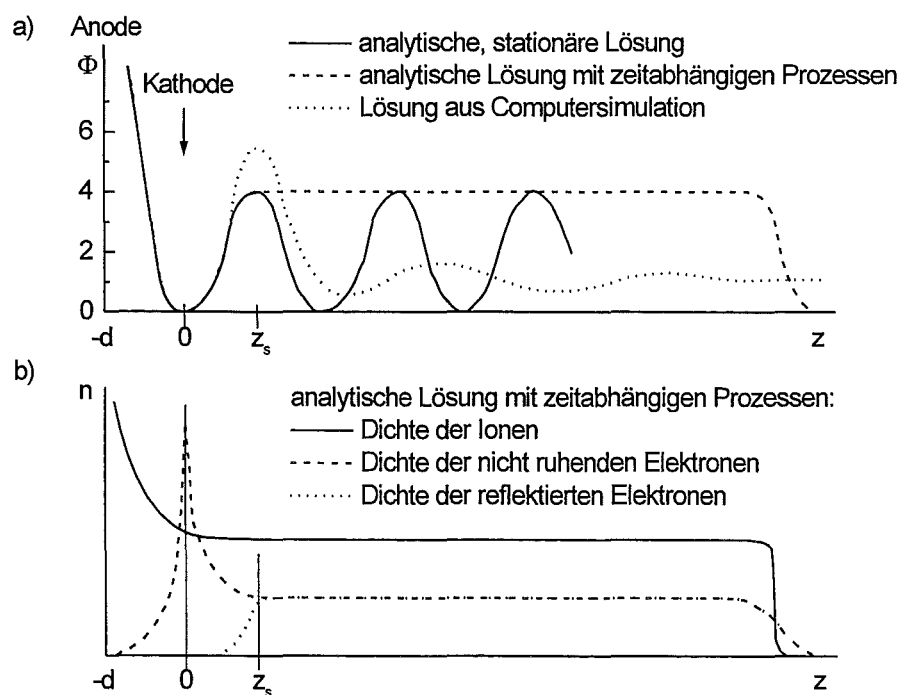
Der entscheidende Unterschied zum ursprünglichen Randwertproblem in der Randschicht liegt nun darin, daß die Dichte der bei  $z_s$  eintretenden Elektronen niedriger als die Ionendichte ist. Die Lösung der Poissongleichung in der Schichtregion entspricht Gleichung (3.21) mit einer Schichtdicke von  $z_s = \pi(2U_0\epsilon_0/en_i)^{1/2}$ . Im Bereich  $z > z_s$  befinden sich an jeder Position  $n_i/2$  Elektronen mit der Geschwindigkeit  $2v_i$ , die den Ionenstrom kompensieren und  $n_i/2$  ruhende Elektronen, die zusammen mit der vorherigen Elektronengruppe die Raumladung kompensieren. Die mittlere Elektronengeschwindigkeit ist  $v_i$ . Die gestrichelte Linie in

Abb. 3.2 a) illustriert den Potentialverlauf im Schichtbereich und im Strahl. In Abb. 3.2 b) sind die Dichten aufgezeigt.

Für einen 10 keV Protonenstrahl mit einer Stromdichte von  $100 \text{ mA/cm}^2$  ergibt sich eine Schichtdicke von ca. 1.15 mm, womit das eindimensionale Modell eine gute Näherung darstellen sollte.

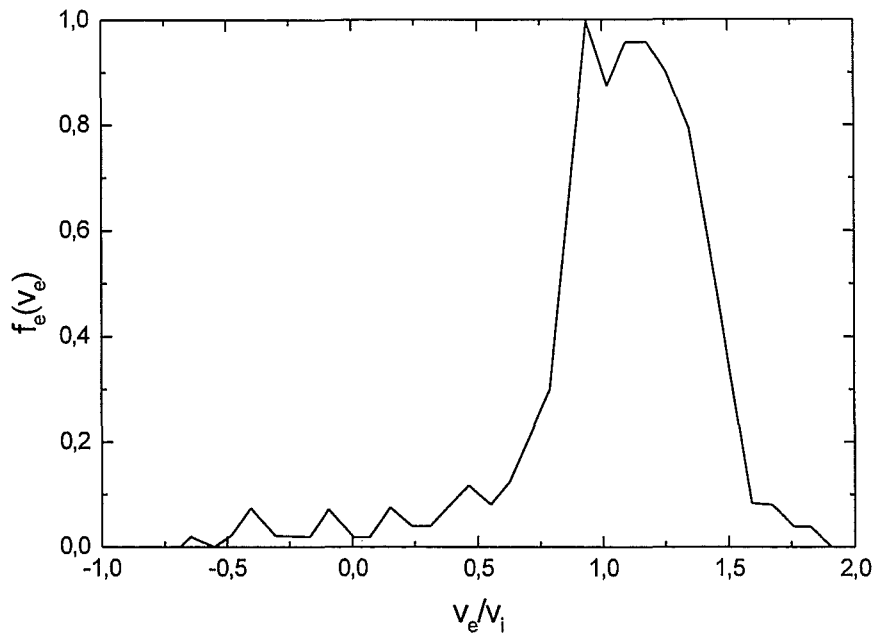
Betrachtet man einen Ionenstrahl, der auf ein Target trifft, so hat die gefundene Lösung unter zwei Voraussetzungen Bestand. Ist die Strahllänge kürzer als der Abstand zwischen Elektronenquelle und Target, werden die ruhenden Elektronen am Strahlende durch das Potential des Strahls wieder beschleunigt und die Verhältnisse im Strahl bleiben unverändert. Hat der Strahl jedoch Kontakt zu beiden Oberflächen, stellt sich das entsprechende Strahlpotential nur ein, wenn die Potentialdifferenz der beiden Oberflächen klein gegen  $U_0$  ist.

Humphries und später auch Sudan [Sudan, 1984] haben darauf hingewiesen, daß die aus zwei Deltafunktionen bei  $v=0$  und  $v=2v_i$  bestehende Elektronengeschwindigkeitsverteilung im Strahl potentiell gegen die Zweistrahlinstabilität anfällig ist. Diese Instabilität zieht eine Thermalisierung der Verteilung nach sich, deren Auswirkung auf die Geschwindigkeits-



**Abb. 3.2: Raumladungsnutralisation im Vakuum**

a) Lösungen der Poisson-Gleichung für die Autoneutralisation eines durch eine Elektronenquelle ins Vakuum eintretenden Ionenstrahls. (Details werden im Text gegeben.) b) Teilchendichten für die analytische Lösung mit zeitabhängigen Prozessen. Aus [Sudan, 1984].



**Abb. 3.3: Ergebnis der Computersimulation der Autoneutralisation**

Relative Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen nachdem sich das thermodynamische Gleichgewicht eingestellt hat. Aus [Humphries, 1981].

verteilung und den Potentialverlauf mit einer eindimensionalen Computersimulation bestimmt werden kann. Die gepunktete Linie in Abb. 3.2 a) zeigt das Ergebnis einer numerischen Particle-In-Cell Simulation mit dimensionslosen Variablen ([Humphries, 1981]). Das Strahlpotential folgt zunächst annähernd der Lösung aus Gleichung (3.21) und erreicht ebenfalls bei  $z_s$  das erste Maximum. Danach oszilliert das Potential ähnlich der stationären Lösung, bis nach einigen Schichtdicken das thermodynamische Gleichgewicht erreicht wird und das Potential nahezu konstant  $U_0$  ist. Die entsprechende Geschwindigkeitsverteilung ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die mittlere Geschwindigkeit ist immer noch  $v_i$ , aber mit einer Varianz von  $\Delta v \approx 0.61v_i$ .

### 3.1.3. Divergenz

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß eine ausreichende Raumladungneutralisation eine Grundvoraussetzung für den Transport und die Fokussierung von Ionenstrahlen ist. Bei der im folgenden diskutierten Einschränkung für die Fokussierbarkeit eines Ionenstrahls wird daher davon ausgegangen, daß die Eigenfelder des Ionenstrahls innerhalb des Extraktionssystems vernachlässigt werden können und außerhalb vollständig neutralisiert worden sind.

Die geladenen Teilchen eines idealen Ionenstrahls bewegen sich auf laminaren Trajektorien, d.h. die Teilchenbahnen verlaufen in Schichten, die sich niemals überkreuzen. Ein

laminarer Strahl ist durch zwei Besonderheiten gekennzeichnet, die die zur Strahlpropagationsrichtung transversale Geschwindigkeitskomponente der Teilchen betreffen.

1. Alle Teilchen eines bestimmten Ortes haben identische transversale Geschwindigkeiten, da sich sonst zwei Teilchen, die eine gemeinsame Startposition haben, trennen und später kreuzen könnten.
2. Der Betrag der Transversalkomponente der Teilchengeschwindigkeiten ist proportional zum Abstand der Teilchen von der Symmetrieachse des Strahls.

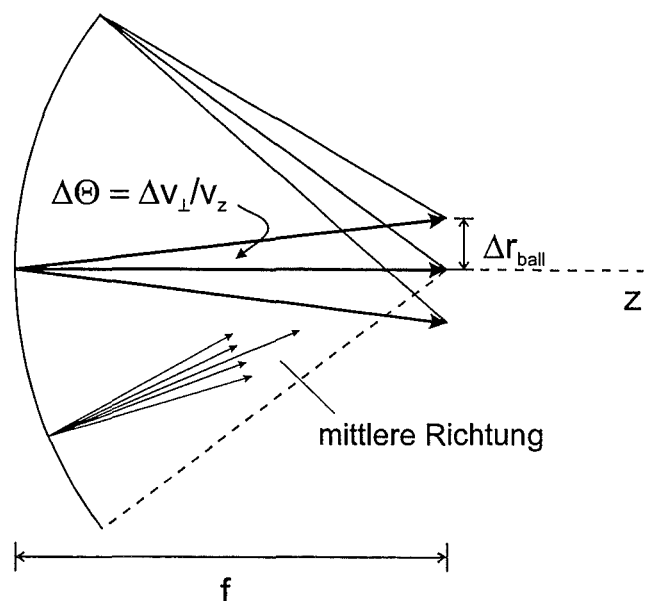
Aufgrund dieser Eigenschaften kann ein laminarer Ionenstrahl in einem idealen ballistischen Beschleunigungssystem oder durch eine ideale magnetische Linse auf einen dimensionslosen Punkt fokussiert werden.

In der Praxis begegnet man ausschließlich nichtlaminaren Strahlen, deren Teilchen eine stochastische Verteilung der transversalen Geschwindigkeiten aufweisen. Es tritt eine Streuung der Flugrichtungen der Ionen um eine mittlere Richtung auf, die zu einem Fokuspunkt endlicher Ausdehnung führt. In Abb. 3.4 ist dieser Effekt für eine ideale ballistische Fokussierung skizziert. Ist die Streuung der transversalen Geschwindigkeiten  $\pm \Delta v_{\perp}$ , gilt für den entsprechenden Strahlradius in der Fokalebene:

$$\Delta r_{\text{ball}} = f \cdot \Delta \Theta$$

wobei  $f$  die Brennweite der sphärisch gekrümmten Emissionsfläche ist und  $\Delta \Theta = \Delta v_{\perp} / v_z$ . Der halbe Öffnungswinkel  $\Delta \Theta$  wird als Divergenzwinkel bezeichnet.

Der Divergenzwinkel ist demnach ein Maß für die Strahlqualität im Hinblick auf die Fokussierbarkeit des Strahls. Man unterscheidet in diesem Zusammenhang zwischen Quelldivergenz und Strahl- bzw. Gesamtdivergenz. Erstere faßt alle Beiträge zur Divergenz zusammen, die ihre Ursache in der Ionenquelle haben. Dazu gehören z.B. transversale Geschwindigkeitskomponenten aufgrund der Temperatur des Anodenplasmas oder aufgrund der Welligkeit der Plasmaoberfläche. Auch beim Durchgang der Ionen durch die Kathodengitter erhöht sich die Quelldivergenz. Weitere Mechanismen, die erst im Transportraum des Strahls zur Wirkung kommen, wie



**Abb. 3.4: Divergenz und Fokussierbarkeit**  
 Streuung der Flugrichtung der Ionen eines nichtlaminaren Strahls um eine mittlere Richtung und deren Auswirkung auf die Fokussierbarkeit.  $\Delta \Theta$  ist der Divergenzwinkel,  $f$  die Brennweite der sphärisch gekrümmten Emissionsfläche.

z.B. Instabilitäten, tauchen neben der Quelldivergenz als zusätzliche Terme bei der Berechnung der Gesamtdivergenz auf.

Im Zusammenhang mit dem Divergenzwinkel wird in der Teilchenstrahloptik häufig der Begriff der Emittanz verwendet [Humphries, 1990]. Dieser Begriff ist besonders bei der Behandlung von paraxialen Strahlen (Kapitel 3.1.1) in elektrostatischen und magnetischen Fokussierungssystemen zweckmäßig, da die Emittanz eine Erhaltungsgröße ist, wenn einerseits das Liouvillesche Theorem gültig ist und andererseits nur reversible Prozesse auf den Strahl wirken<sup>10</sup>. Bezeichnet man den Neigungswinkel, den ein Teilchen mit der Symmetrieachse des Strahls bildet als  $x' = dx/dz$  bzw.  $y' = dy/dz$ , kann man für paraxiale Strahlen wegen  $v_x, v_y \ll v_z$  eine Beziehung zwischen Neigungswinkel und transversalen Geschwindigkeiten angeben:

$$x' \cong \frac{v_x}{v_z}, \quad y' \cong \frac{v_y}{v_z}$$

Die Emittanz  $\epsilon_x$  ist definiert als die effektive Fläche, dividiert durch  $\pi$ , die sich aus der Projektion des Phasenraumvolumens, das das Teilchenensemble des Strahls einnimmt, auf die Ebene  $x, x'$  ergibt, wobei die effektive Fläche durch die kleinste Ellipse festgelegt wird, die die Projektionsfläche umschreibt. Unterliegt ein Ionenstrahl in einem Fokussiersystem nichtreversiblen Prozessen, verzerrt sich die Form der Projektionsfläche und die Qualität des Strahls im Hinblick auf Parallelität und Fokussierbarkeit verschlechtert sich. Dies dokumentiert sich in einem Anwachsen der Emittanz. Da der Ionenstrahl der PROFA-Quelle nicht paraxial ist, wird die Emittanz hier nicht weiter vertieft, sondern im folgenden die Divergenz zur Beurteilung der Qualität des Ionenstrahls im Sinne seiner Fokussierbarkeit herangezogen.

### 3.2. Ballistische Fokussierung

Die ballistische Fokussierung wird bei der PROFA-Quelle durch eine sphärische Äquipotentialflächenverteilung erreicht, die aus der sphärischen Krümmung der Anoden- und Kathodengittern resultiert. Ihre Effizienz hängt im wesentlichen von der Neutralisation der positiven Raumladung des Strahls und seiner Divergenz ab. Während des Strahltransports herrscht ein Gegenspiel zwischen den Inertialkräften der Ionen, und den Raumladungskräften. Geringe Beschleunigungsspannungen, wie sie bei der PROFA-Quelle zum Einsatz kommen, implizieren geringe Inertialkräfte und begünstigen die Raumladungseffekte (Gleichung (3.17)). Auch für eine Minimierung der Divergenz sind die geringen Ionengeschwindigkeiten nicht optimal.

---

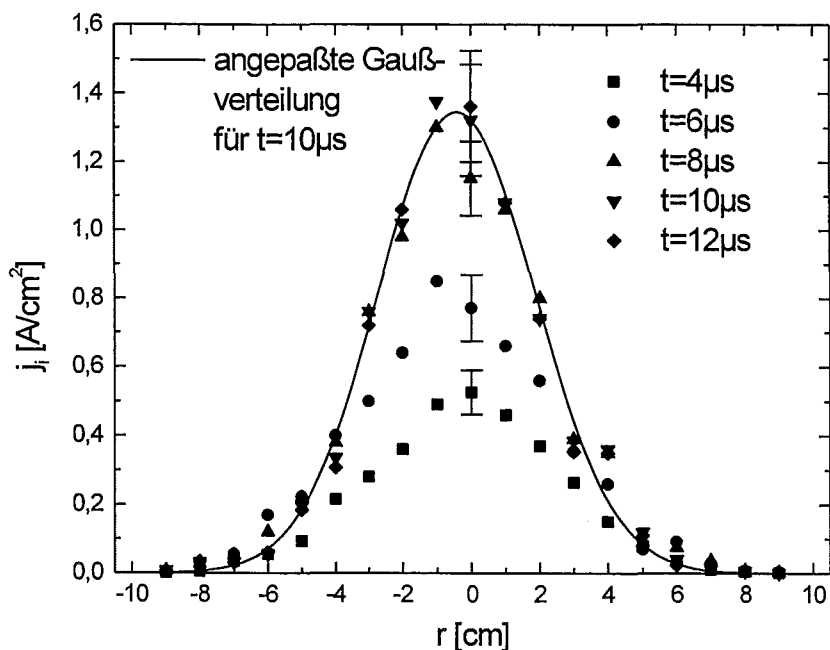
<sup>10</sup> Dies ist z.B. in einem linearen optischen Abbildungssystem der Fall, in dem die von den einzelnen Komponenten ausgeübten Kräfte linear von der Entfernung zur Achse abhängen.

### 3.2.1. Ionenstromdichteverteilung im ballistischen Fokus ohne Magnetfeld

Um Erkenntnisse über die Strahlqualität des in der PROFA-Quelle entstandenen Ionenstrahls zu gewinnen, wurde der Strahl zunächst ohne Verwendung der magnetischen Kompression untersucht.

Messungen der Ionenstromdichte als Funktion der radialen Position in der Ebene des ballistischen Fokus wurden auf der Basis von Einzelpulsen mit dem Drei-Elektroden-Kollektor (DEK) durchgeführt. Abb. 3.5 zeigt die Stromdichteverteilung zu verschiedenen Zeiten nach Pulsbeginn unter den gleichen Bedingungen wie sie für die mit „Verteilung 1“ bezeichneten Stromdichtemessungen am Ausgang des Extraktionssystems in Abb. 2.26 in Kapitel 2 galten. Die Messung der axialen Stromdichte (d.h. für  $r = 0\text{cm}$ ) wurde 7 mal wiederholt, um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu überprüfen. Die Fehlerbalken in Abb. 3.5 deuten auf die beobachtete Streuung der Werte hin und entsprechen einer relativen Standardabweichung von etwa 12%. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Stromdichteverteilungen, erkennt man, daß die Ionenstromdichte nach ungefähr  $8\mu\text{s}$  ein Plateau erreicht.

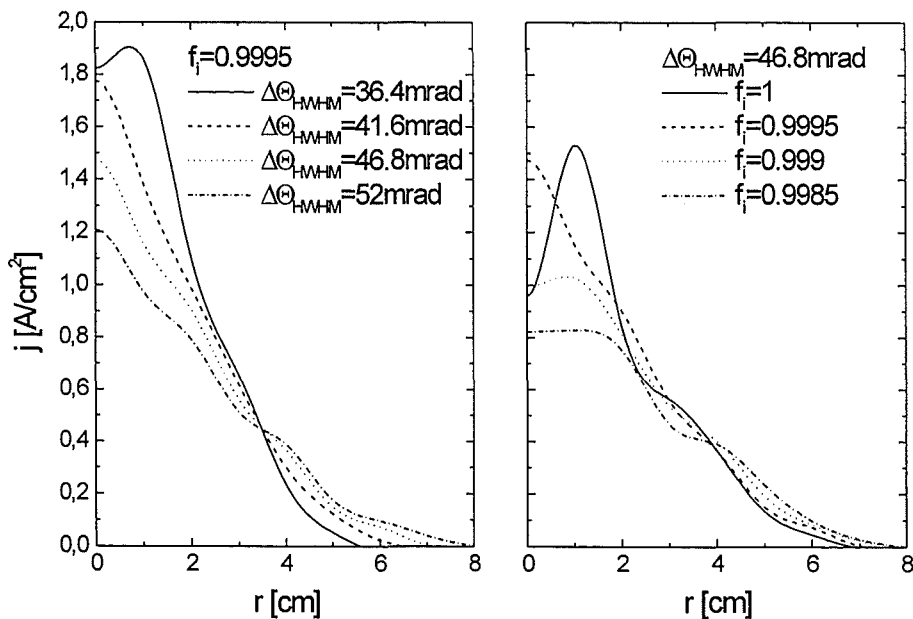
Prinzipiell könnte eine Aussage über die Gesamtdivergenz des Strahls aus einer der Verteilungen in Abb. 3.5 (z.B. der angepaßten Gaußverteilung für  $t = 10\mu\text{s}$ ) und der Brennweite des sphärisch gekrümmten Anodengitters von  $60\text{cm}$  abgeleitet werden. Es ist jedoch klar, daß das Resultat keine Schlüsse auf den eigentlich interessanten Qualitätsparameter - die



**Abb. 3.5: Ionenstromdichte in der Ebene des ballistischen Fokus**  
Ionenstromdichte als Funktion der radialen Position in der Ebene des ballistischen Fokus ( $f=60\text{cm}$ ) für verschiedene Zeiten nach dem Pulsbeginn.

Quelldivergenz - zuläßt. Unter der Annahme, daß die ballistische Fokussierung frei von Steuerfehlern ist und im Transportraum des Strahls keine Erhöhung der Divergenz stattfindet, ist die gaußförmige Stromdichteverteilung in der Fokusebene eine Folge der Überlagerung von Quelldivergenz und Strahlaufweitung aufgrund von mangelnder Raumladungsneutralisation.

Um diese beiden Anteile mit Hilfe der Information aus Abb. 3.5 extrahieren zu können, wurden computergestützte Simulationsrechnungen zum Strahltransport durchgeführt. In diesen Simulationen wird der Strahl in Strahlbündel aufgeteilt, deren jeweilige zentralen Achsen auf den gemeinsamen Fokuspunkt zielen. Entsprechend ihrer radialen Position auf der sphärischen Emissionsfläche wird den Strahlbündeln gemäß der am Ausgang des Extraktionssystems gemessenen Stromdichteverteilung (Verteilung 1 in Abb. 2.26 in Kapitel 2) ein Anteil am Gesamtstrom zugeteilt. Jedes Strahlbündel besteht wiederum aus einer Anzahl von „Stromschläuchen“, von denen insgesamt bis zu 3000 angesetzt wurden. Die Quelldivergenz, d.h. die Streuung der Transversalgeschwindigkeiten bzw. der Emissionswinkel der Teilchen, wird dadurch simuliert, daß jeder Stromschlauch in Abhängigkeit von seinem transversalen Emissionswinkel gemäß einer Gaußverteilung gewichtet wird. Charakterisiert wird diese gaußförmige Winkelverteilung (und damit auch die Quelldivergenz) durch ihre Halbwertsbreite<sup>11</sup>  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}}$ . Die Strahlaufweitung aufgrund der Raumladungskräfte wurde unter der An-

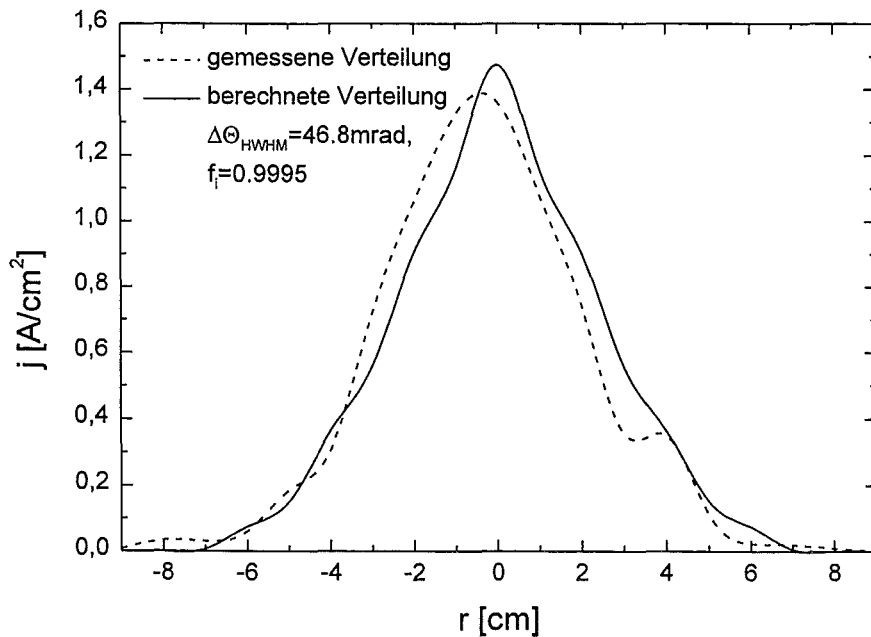


**Abb. 3.6: Ergebnisse der numerischen Berechnungen für den ballistischen Fokus**  
Einfluß der Divergenz und des Raumladungsneutralisationsgrades auf die berechneten Ionenstromdichteverteilungen in der Ebene des ballistischen Fokus.

<sup>11</sup> Als Halbwertsbreite wird hier die halbe Breite bei halber Höhe (Half Width Half Maximum) der Verteilung bezeichnet.

nahme eines über den Strahlquerschnitt homogenen Grades der Raumladungsneutralisation ( $f_i = \rho_e / \rho_i$ ) in die Rechnungen einbezogen. Details zu den computergestützten Simulationen des Strahltransports finden sich im Anhang C.

Im Rahmen einer Parameterstudie, bei der die Divergenz und die Raumladungsneutralisation systematisch in kleinen Schritten variiert wurden, zeigte sich, daß die Raumladungsneutralisation die Stromdichteverteilung in der Fokusebene für die hier in Frage kommenden Parameter hauptsächlich in der Nähe der Strahlachse beeinflusst, während die Divergenz einen deutlichen Einfluß auf den Ausläufer der Verteilung hat. Abb. 3.6 veranschaulicht dieses Verhalten. Auf der linken Seite sind 4 Stromdichteverteilungen für einen Neutralisationsgrad von 99.95% und Quelldivergenzen von  $36.4 \text{ mrad} \div 52 \text{ mrad}$  dargestellt. Die Verteilungen auf dem rechten Teilbild wurden für eine Quelldivergenz von  $46.8 \text{ mrad}$  und Neutralisationsgrade von  $99.85\% \div 100\%$  berechnet. Das für einen Neutralisationsgrad von 100% berechnete Hohlstrahlprofil erscheint zunächst nicht verständlich, weil man für eine homogene Stromdichteverteilung von der Quelle und eine gaußförmige Verteilung der Quelldivergenzwinkel in der Ebene des ballistischen Fokus eigentlich ebenfalls eine nahezu gaußförmige Stromdichteverteilung erwartet. Es darf jedoch nicht vergessen werden, daß bei den hier diskutierten numerischen Berechnungen die an der PROFA gemessene Stromdichteverteilung der Quelle verwendet wurde, die nicht homogen ist, sondern zur Peripherie hin stark abfällt. Ob diese Tatsache allein ausreicht, um das berechnete Hohlstrahlprofil vollständig zu erklären, muß



**Abb. 3.7: Ergebnis der Parameterstudie**

Beste Übereinstimmung der berechneten Stromdichteverteilung mit der gemessenen Stromdichteverteilung für  $t = 12 \mu\text{s}$ .



allerdings noch abschließend geklärt werden.

Dank der hohen Empfindlichkeit der berechneten Stromdichteverteilung in der Fokusebene gegenüber Parametervariation ist es möglich, den gemessenen Stromdichteverteilungen aus Abb. 3.5 eine Quelldivergenz und einen Raumladungsneutralisationsgrad zuzuordnen, die in engen Grenzen mit den Strahlparametern übereinstimmen sollten. Abb. 3.7 zeigt die Stromdichteverteilung, die am besten mit der gemessenen Stromdichteverteilung für  $t = 12 \mu\text{s}$  übereinstimmt. Sie wurde für eine Quelldivergenz von  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$  und eine Raumladungsneutralisation von  $f_i = 99.95\%$  berechnet.

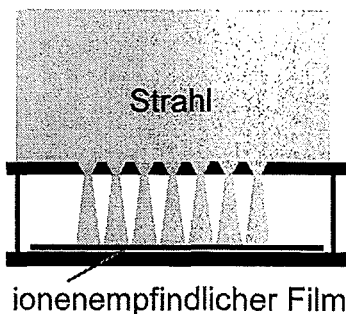
Die Ergebnisse der Parameterstudie machen ferner deutlich, daß eine Verbesserung der Effizienz der ballistischen Fokussierung ohne Magnetfeld nur durch eine Verringerung der Quelldivergenz zu erreichen ist.

### 3.2.2. Messungen zur Divergenz

Neben der Bestimmung der Divergenz aus der radialen Ionenstromdichteverteilung im ballistischen Fokus wurden zwei weitere Meßmethoden verwendet.

Ein weitverbreitetes Instrument zur Bestimmung der Strahldivergenz ist die Shadow-Box. Dabei handelt es sich um eine Mehrlochkamera, wie sie in Abb. 3.8 skizziert ist. Der Strahl trifft auf eine Frontplatte mit einer zweidimensionalen Matrix von Aperturblenden. Durch jede dieser Blenden tritt ein feines Strahlbündel ein, das nach einer festgelegten Distanz von einem dem jeweiligen Experiment angepaßten Detektor registriert wird (hier ist ein ionenempfindlicher Film angedeutet). Im allgemeinen können dadurch eine Reihe von Informationen gewonnen werden:

1. Das Integral über die Intensität des jeweiligen Strahlflecks gibt Auskunft über die relative Stromdichte des Strahls, so daß ein Stromdichteprofil des Strahls in der Ebene der Aperturblenden erstellt werden kann.



**Abb. 3.8: Shadow-Box**  
Schematische Darstellung einer Shadow-Box.

2. Die Verschiebung des Zentrums des Strahlflecks relativ zur Position der entsprechenden Aperturblende, enthält Informationen über das Konvergenzverhalten des Strahls.

3. Die Ausdehnung des Strahlflecks ist ein Maß für die Strahldivergenz.

Diese Informationen sind aber nur dann zugänglich, wenn der verwendete Detektor eine detaillierte Analyse der Intensitätsverteilung eines jeweiligen Strahlflecks zuläßt. An der PROFA wurden verschiedene Nachweismedien getestet, die jedoch aufgrund der geringen kinetischen Energie der Strahlionen keine befriedigenden Ergebnisse lieferten. So wurden z.B. ionenempfindliche Filme vom Typ „Kodak LR 115, Typ 1“ und „Kodak CN 85“ eingesetzt. Beide basieren auf einer Cellulose-Nitrat-Schicht, deren innermolekulare Bindungen durch auftreffende Ionen zerstört wer-

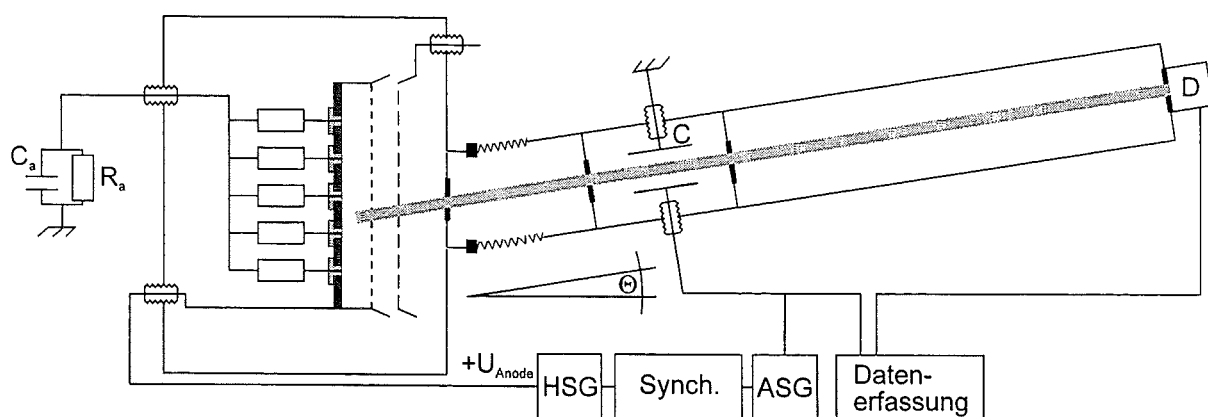
den. Bei einem sich anschließenden Ätzzvorgang in Natronlauge, ist die Ätzzgeschwindigkeit an den zerstörten Stellen höher, so daß die einzelnen Ionenspuren sichtbar werden. Ihre höchste Empfindlichkeit haben diese Filme bei Ionenenergien im Bereich von MeV und GeV, womit sich bei den Experimenten an der PROFA nur ein geringer Kontrast einstellen, der die Auswertung der Divergenzmessungen sehr schwierig machte. Neben den ionenempfindlichen Filmen kam auch Thermopapier zum Einsatz, mit dem aber ebenfalls aufgrund der geringen Ionenenergien kein guter Kontrast erzielt wurde.

Messungen in der ballistischen Fokusebene ergaben in etwa eine maximale Divergenz von 100 mrad. Nimmt man für die Intensitätsverteilung der Strahlflecken eine Gaußverteilung an, erhält man  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} \approx 60\text{mrad}$ . Dabei ist zu bedenken, daß auch hier Raumladungseffekte eine Rolle spielen, deren Beiträge zur Strahlaufweitung nicht differenziert werden können. Unter diesem Gesichtspunkt steht das hier gefundene Ergebnis nicht im Widerspruch zu der aus der radialen Stromdichteverteilung bestimmten Quelldivergenz.

Der bereits in Kapitel 2 beschriebene Aufbau zur Messung der Strahlkomposition kann durch eine einfache Modifikation zur Bestimmung der Strahldivergenz verwendet werden. Schwenkt man das gesamte Flugzeitmassenspektrometer relativ zur Ausbreitungsrichtung des Strahls, erhält man bei ausgeschalteter Ablenkspannung die Winkelverteilung des Strahls. In Abb. 3.9 ist diese Veränderung an der Apparatur schematisch dargestellt. Das Zentrum der Schwenkbewegung liegt direkt am Strahleintritt. Das Winkelauflösungsvermögen dieser Anordnung beträgt 2 mrad.

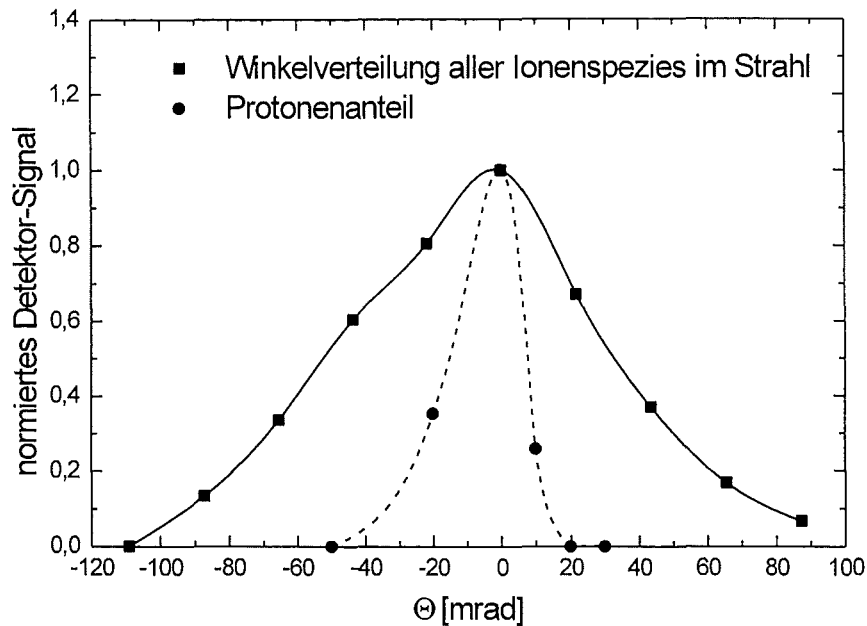
Setzt man zusätzlich das Flugzeitmassenspektrometer in seiner ursprünglichen Funktion ein, d.h. verwendet man die gepulste Ablenkspannung mit einer entsprechenden Orientierung des Flugkanals des Flugzeitmassenspektrometers, kann der Divergenzanteil der einzelnen Ionenspezies im Strahl ermittelt werden. Von besonderem Interesse ist hierbei der Anteil der Protonen.

Abb. 3.10 vergleicht die gemessenen Winkelverteilungen für den Gesamtstrahl und die Komponente der Protonen bei  $U_{\text{Anode}}=20\text{kV}$ ,  $C_a=4.7\text{ nF}$  und  $R_a=375\ \Omega$ . Das normierte Detektor-Signal des Sekundärelektronenvervielfachers ist als Funktion des Auslenkwinkels aufge-



**Abb. 3.9: Aufbau des Flugzeitmassenspektrometers zur Messung der Strahldivergenz**

tragen, wobei die Verteilung der Protonenkomponente zum Zeitpunkt  $10\mu\text{s}$  nach Pulsbeginn gewählt wurde.



**Abb. 3.10: Winkelverteilung des Gesamtstrahls und der Protonenkomponente**

Winkelverteilung für den Gesamtstrahl und die Komponente der Protonen, wie sie mit dem modifizierten Aufbau des Flugzeitmassenspektrometers gemessen wurden.

Zieht man in Betracht, daß das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente (und damit auch die Divergenz) massenunabhängig ist, wenn die transversale Geschwindigkeitskomponente durch transversale elektrische Felder oder die Temperatur des Plasmas verursacht wird, so ist die wesentlich geringere Breite der Verteilung der Protonenkomponente zunächst unerwartet. Dieser scheinbare Widerspruch relativiert sich jedoch, wenn Raumladungskräfte als Beitrag zur Winkelverteilung betrachtet werden. Ausgehend von der Differentialgleichung für die Strahleinhüllende eines paraxialen Strahls (Gleichung (3.17)), der bei dieser Versuchsanordnung vorliegt, und unter Vernachlässigung des zweiten Terms in der eckigen Klammer, erhält man für die erste Ableitung der Strahleinhüllenden:

$$\frac{dr_0}{dz} = \left( \frac{I_0 \cdot (1 - f_i)}{\pi \epsilon_0 (2U_{\text{Beschl.}})^{3/2}} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{m}{Ze} \right)^{1/4} \left( \ln[r_0(z)/r_0(0)] \right)^{1/2} \quad (3.23)$$

wobei  $U_{\text{Beschl.}}$  die Beschleunigungsspannung der Ionen ist. Die numerische Lösung dieser Gleichung zeigt bei festem  $z$  ein Anwachsen des Strahlradius  $r_0$  für Ionen mit höheren Massenzahlen. Damit gilt nach Gleichung (3.23) aber auch, daß die Flugrichtung von Ionen mit höheren Massenzahlen bei sonst gleichen Bedingungen mit der Strahlachse größere Winkel einschließt. In einem paraxialen Strahl mit konstanter Stromdichte über den Strahlquerschnitt sind die radialen Kräfte linear, so daß größere Winkel mit Ausnahme der Strahlachse über den gesamten Querschnitt auftreten. Dieser Effekt kommt hier besonders zum Tragen, da aus Gründen der apparativen Vereinfachung das Kathodengittersystem geerdet war und somit keine optimale Raumladungsneutralisation gewährleistet war.

Aufgrund der Raumladungsabstoßung können die aus den Winkelverteilungen abgeleiteten Divergenzwinkel nur als obere Grenze angesehen werden. Aus Abb. 3.10 folgt für den Gesamtstrahl  $\Delta\Theta_{\text{HWHM,gesamt}} \leq 55 \text{ mrad}$  und für die Protonen  $\Delta\Theta_{\text{HWHM,Protonen}} \leq 16 \text{ mrad}$ . Der hier im Experiment als Detektor verwendete Sekundärelektronenvervielfacher führt dazu, daß Ionenspezies mit höherer Massenzahl stärker gewichtet werden, als dies gemäß ihrem Anteil an der Gesamtionenstromdichte der Fall sein sollte. In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß Protonen die vorherrschende Strahlkomponente sind. Daher ist für die tatsächliche Quelldivergenz des Strahls nur der durch die Protonen verursachte Anteil relevant. Im Vergleich zur Quelldivergenz, die aus der gemessenen radialen Stromdichteverteilung mit Hilfe der numerischen Simulation bestimmt wurde, ist die hier gefundene obere Grenze wesentlich geringer. Dies liegt an der ebenen Geometrie der hier verwendeten Quelle. Wie weiter unten noch dargelegt wird, verursacht die periodische Struktur des Anodengitters einen wesentlichen Anteil der Quelldivergenz. Im Gegensatz zum sphärisch gekrümmten Anodengitter kann in der ebenen Anordnung das feine Maschengewebe des Anodengitters wesentlich planer gespannt werden, wodurch eine viel geringere Welligkeit entsteht und die Quelldivergenz ebenfalls geringer ausfällt.

#### 3.2.3. Mögliche Ursachen der Quelldivergenz

Im folgenden werden mögliche Ursachen der Quelldivergenz diskutiert, wobei jeweils der maximal mögliche Divergenzbeitrag abgeschätzt wird. Liegt eine Maxwellverteilung zugrunde wird die entsprechende Halbwertsbreite angegeben, ansonsten das halbe Maximum.

##### 1. Iontemperatur im Plasma:

Aufgrund der Iontemperatur im Plasma haben die Ionen eine transversale Geschwindigkeitskomponente. Diese transversalen Geschwindigkeiten sind maxwellverteilt. Da  $\Theta = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$  ist, gilt für eine Iontemperatur von  $T_i \leq 2 \text{ eV}$  sowie eine Beschleunigungsspannung von  $U_{\text{Beschl.}} = 20 \text{ kV}$ :

$$\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = \frac{v_{\perp,\text{HWHM}}}{v_{\parallel}} \leq \frac{\sqrt{\ln 2 \frac{2kT_i}{m_i}}}{\sqrt{\frac{2eU_{\text{Beschl.}}}{m_i}}} \approx \frac{1.6 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{2 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}} \approx 8 \text{ mrad} \quad (3.24).$$

## 2. räumliche Welligkeit der Plasmaoberfläche:

Die periodische Struktur des formgebenden, steifen Teils des Anodengitters überträgt sich auf die Oberfläche des Anodenplasmas. Einerseits ist das feine Maschengewebe des Anodengitters auf der dem Plasma abgewandten Seite befestigt und andererseits konnten kleine Verwerfungen dieses Maschengewebes zwischen den Drähten des formgebenden Gitters nicht vermieden werden. Die dadurch entstehende räumliche Welligkeit der Plasmaoberfläche führt zu einer Winkelstreuung. Die Ionen können dadurch im Extremfall auf eine transversale Geschwindigkeit beschleunigt werden, die dem vollen Potentialabfall  $\Delta U$  in der Plasmagrenzschicht entspricht. Ist das Anodengitter geerdet, entspricht dieser Abfall dem Plasmapotential. Wird der Anodengitterwiderstand  $R_{AG}$  eingesetzt, nimmt das Anodengitter das „floating“-Potential an und der Potentialabfall ist gleich der Differenz zwischen Plasmapotential und „floating“-Potential. In beiden Fällen gilt  $\Delta U \leq 100 \text{ V}$  und es folgt für  $U_{\text{Beschl.}} = 20 \text{ kV}$ :

$$\Delta\Theta_{\text{max}} = \frac{v_{\perp, \text{max}}}{v_{\parallel}} = \frac{\sqrt{\Delta U}}{\sqrt{U_{\text{Beschl.}}}} \leq 70 \text{ mrad} \quad \text{bzw.} \quad \Delta\Theta \leq 35 \text{ mrad} \quad (3.25).$$

## 3. transversale Feldkomponenten in der Nähe der Gitterdrähte der Kathodengitter:

Eine Erhöhung der Quelldivergenz tritt beim Durchgang des Ionenstrahls durch die Kathodengitter ein. Die transversalen Feldkomponenten in der Nähe der Gitterdrähte der Kathodengitter verursachen dabei eine Erhöhung der Transversalgeschwindigkeiten der Ionen. Die Abschätzung für den Beitrag des ersten Kathodengitters erfolgt durch Einbeziehen des elektrostatischen Linseneffekts einer Aperturblende, wenn jede Gittermasche als Einzelapertur betrachtet wird, die jeweils unabhängig voneinander wirken [Forrester, 1988].

Die Brennweite einer Einzelapertur ist gegeben durch

$$f = -4 \frac{U_{\text{Beschl.}}}{U'_{\text{Beschl.}}} \quad (3.26)$$

wobei  $U_{\text{Beschl.}}$  die Beschleunigungsspannung der Ionen zwischen dem Anodengitter und dem ersten Kathodengitter ist und  $U'_{\text{Beschl.}}$  der Potentialgradient auf der Anodengitterseite des Kathodengitters<sup>12</sup>. Der maximale Divergenzbeitrag durch den elektrostatischen Linseneffekt ist dann:

$$\Delta\Theta_{\text{max}} = \frac{b}{2 \cdot |f|} \quad (3.27)$$

<sup>12</sup> Der Potentialgradient auf der dem Anodengitter abgewandten Seite wurde hier vernachlässigt.

wobei  $b$  die Maschenweite ist. Nimmt man zur Berechnung von  $4 U_{\text{Beschl.}}/U'_{\text{Beschl.}}$  näherungsweise die Child-Langmuir-Gleichung, erhält man  $f = 3d_{\text{AK}}$ , wobei  $d_{\text{AK}}$  der Anoden-Kathoden-Abstand von 1.5 cm ist.

Man erhält:

$$\Delta\Theta_{\text{max}} = \frac{b}{6 \cdot d_{\text{AK}}} = \frac{0.48 \text{ mm}}{6 \cdot 15 \text{ mm}} \approx 5 \text{ mrad} \quad \text{bzw.} \quad \Delta\Theta \approx 2.5 \text{ mrad} \quad (3.28).$$

Diese Abschätzung verdeutlicht auch, warum das feine Maschengewebe des ersten Kathodengitters so bedeutend ist. Würde nur das formgebende Gitter verwendet, wäre die Divergenzerhöhung durch das erste Kathodengitter eine Größenordnung höher.

Der Beitrag des zweiten Kathodengitters zur Divergenz kann durch eine einfache Abschätzung ermittelt werden, in der für die Feldkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $E_{\perp} \approx \Delta U_{\text{G1,2}} \cdot b / 2 \cdot d_{\text{G1,2}}^2$  angenommen wird, wobei  $\Delta U_{\text{G1,2}}$  die Potentialdifferenz zwischen Kathodengitter 1 und 2 ist und  $d_{\text{G1,2}}$  der Abstand zwischen diesen Gittern. Man erhält:

$$\Delta\Theta_{\text{max}} = \frac{\Delta U_{\text{G1,2}}}{U_{\text{Beschl.}}} \cdot \frac{b}{2d_{\text{G1,2}}} \quad (3.29)$$

Für  $\Delta U_{\text{G1,2}} = 700 \text{ V}$ ,  $U_{\text{Beschl.}} = 20 \text{ kV}$ ,  $d_{\text{G1,2}} = 3 \text{ cm}$  sowie  $b = 1 \text{ cm}$  findet man für  $\Delta\Theta = 1/2 \cdot \Delta\Theta_{\text{max}} \approx 3 \text{ mrad}$ .

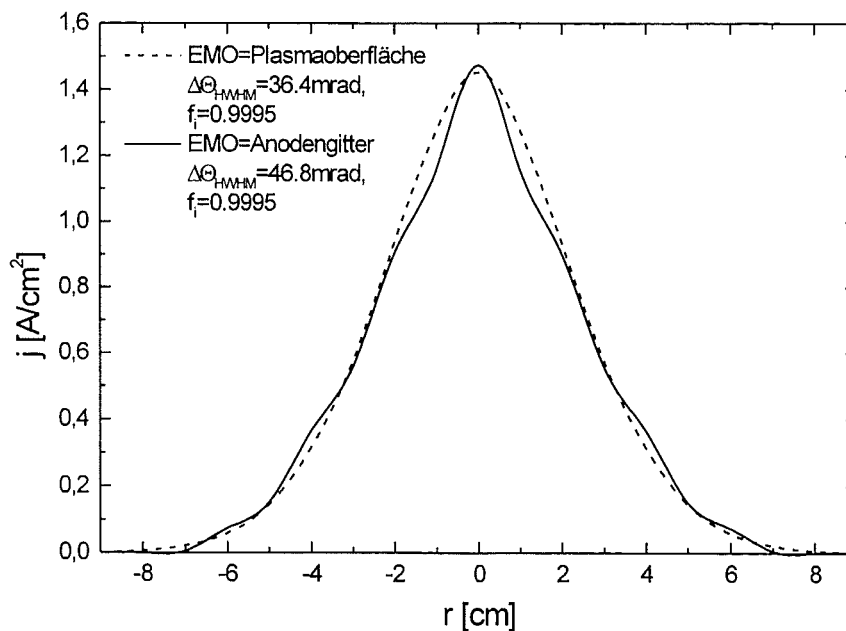
Da die oben diskutierten Beiträge zur Quelldivergenz unabhängig voneinander sind, ergibt sich ihre Summe durch quadratische Addition zu:

$$\Delta\Theta_{\text{Quelle}} \leq 36 \text{ mrad}$$

Dieser Wert ist deutlich geringer als die aus der Simulation gefundenen 46.8 mrad. Ein wichtiger Aspekt wurde jedoch bisher außer acht gelassen. Durch die in Kapitel 2.5 diskutierte Plasmaexpansion in den Extraktionsspalt wird die Emissionsfläche nicht länger durch das Anodengitter definiert, sondern durch die Grenzfläche des Plasmas. Dabei hängt der Krümmungsradius dieser Emissionsfläche davon ab, wie weit das Plasma in den Extraktionsspalt expandiert. Setzt man die aus dem Plasma extrahierten, gemessenen Stromdichten gleich der Child-Langmuir-Stromdichte für Protonen, kann man direkt den geringeren, effektiven Beschleunigungsspalt bestimmen und daraus den Krümmungsradius der Plasmaoberfläche für den Bereich, in dem es zur Plasmaexpansion kommt. Der größere Krümmungsradius führt zu einer sphärischen Aberration, bei der, analog zur Erscheinung in der Optik, Strahlen, die das fokussierende System an verschiedenen Radien verlassen, die Achse an unterschiedlichen Orten schneiden. Dabei kommt es in der Ebene des ballistischen Fokus zu Abweichungen der Strahlen vom Fokuspunkt von bis zu 4cm.

Um den Beitrag der sphärischen Aberration zur Gesamtdivergenz des Strahls bzw. den Anteil der Quelldivergenz zu ermitteln, wurden die Injektionsrichtungen für die einzelnen Strahlenbündel bei der Simulationsrechnung zum Strahltransport entsprechend dem berechneten Krümmungsradius der Plasmaoberfläche angepasst. Abb. 3.11 zeigt einen Vergleich zwischen der Stromdichteverteilung, die basierend auf dem Anodengitter als Emissionsfläche als beste Übereinstimmung zur gemessenen Stromdichteverteilung gefunden wurde (siehe auch Abb. 3.7), und der berechneten Stromdichteverteilung, die bei Berücksichtigung der Plasmaoberfläche den gemessenen Werten am nächsten kommt. Während beide Verteilungen für einen Raumladungsneutralisationsgrad von 99.95% berechnet wurden, ist bei letzterer die Halbwertsbreite der Quelldivergenz mit 36.4 mrad um etwa 10 mrad geringer als bei der Berechnung ohne sphärische Aberration.

Abschließend läßt sich also feststellen, daß die Quelldivergenz der PROFA-Quelle hauptsächlich durch die periodische Struktur des Anodengitters verursacht wird und bei  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} \approx 36$  mrad liegt. Dies entspricht in etwa einem maximal auftretendem Divergenzwinkel von 70 mrad.



**Abb. 3.11: Vergleich der Berechnungen mit und ohne Plasmaexpansion**  
Vergleich der in der Simulation des Strahltransports berechneten Stromdichteverteilung aus Abb. 3.7, bei der als Emissionsoberfläche (EMO) das Anodengitter zugrunde gelegt wurde, mit dem entsprechenden Resultat, bei dem die Plasmaoberfläche berücksichtigt wurde.

### 3.2.4. Raumladungsneutralisation ohne Magnetfeld

Im folgenden werden einige Aspekte und Messungen zur Raumladungsneutralisation bei rein ballistischer Fokussierung diskutiert. Obwohl diese Betriebsart der Anlage ohne Einsatz der magnetischen Kompression nicht zu einem Transport des Strahls bis zum Target führt, ist die Untersuchung dieses Falls neben den bereits genannten Gründen für ein tieferes Verständnis der Neutralisationsvorgänge lohnend.

Eine ausreichende Anzahl freier Elektronen im Transportkanal des Ionenstrahls ist eine der Grundvoraussetzungen für eine effektive Raumladungsneutralisation. Sollen diese Elektronen ausschließlich durch Sekundäremission an den Kathodengittern bereitgestellt werden, ist zunächst dafür zu sorgen, daß alle Sekundärelektronen in den Transportkanal eintreten. Dies wurde, wie bereits in Kapitel 2.4 diskutiert wurde, durch die Anwendung einer „accel-decel“-Konfiguration erreicht. Die Anzahl der erzeugten Sekundärelektronen im Vergleich zur Anzahl der in den Transportkanal eintretenden Ionen läßt sich anhand der Sekundärelektronenemissionskoeffizienten der Kathodengitter ( $\kappa_1, \kappa_2$ ) bestimmen, die aus der Messung der Anoden- und Kathodengitterströme berechnet wurden (Kapitel 2.4). Die genauen Werte von  $\kappa_1, \kappa_2$  lauten:

$$\kappa_1 = 1.43 \pm 0.1, \quad \kappa_2 = 1.71 \pm 0.15 \quad (3.30)$$

Die Elektronenströme von den Kathodengittern in den Transportkanal sind gegeben durch:

$$\text{Kathodengitter 1: } I_{e,1} = \kappa_1 (1 - \alpha_1) \alpha_2 \cdot I_{\text{Anode}}$$

$$\text{Kathodengitter 2: } I_{e,2} = \kappa_2 \alpha_1 (1 - \alpha_2) \cdot I_{\text{Anode}}$$

wobei  $\alpha_1, \alpha_2$  die Gittertransparenzen sind. Unter Verwendung der Werte aus (3.30) erhält man demnach für den Gesamtelektronenstrom in den Transportkanal:

$$I_{e,\Sigma} = (0.56 \pm 0.04) \cdot I_{\text{Anode}}$$

Dabei stammen etwa 58% der Elektronen vom ersten Kathodengitter und etwa 42% vom zweiten Kathodengitter.

Da der Ionenstrom in den Transportkanal gerade  $I_i = 0.58 \cdot I_{\text{Anode}}$  ist, folgt unmittelbar, daß Ionen- und Elektronenstrom in den Transportkanal im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch sind. Dieses Ergebnis wird auch durch den fehlenden Nettostromfluß auf das Vakuumgefäß bestätigt, der bei entsprechender Wahl der Kathodengittervorspannungen für eine effektive „accel-decel“-Konfiguration festgestellt wurde (Abb. 2.17a und b in Kapitel 2.4). Wie die vorangehende Ableitung zeigte, stellen die Sekundäremissionsprozesse an den Kathodengittern also im Prinzip eine für vollständige Strom- und Raumladungsneutralisation ausreichende Anzahl von Elektronen zur Verfügung. Die nachfolgende Detailbetrachtung wird allerdings zeigen, daß diese im Fall der hier zunächst betrachteten rein ballistischen Fokussierung eine untergeordnete Rolle spielen, und erst bei eingeschalteter magnetischer Kompression von essentieller Bedeutung für den Strahltransport zum Target sind.



Im Gegensatz zur Autoneutralisation, wo die Geschwindigkeit der Neutralisationselektronen durch das Strahlpotential bestimmt wird, werden die Elektronen aufgrund der „accel-decel“-Konfiguration bei positivem Strahlpotential zusätzlich durch die Vorspannungen der Kathodengitter beschleunigt. Im idealen Fall sollte die Geschwindigkeit der Ionen und Elektronen gleich sein, d.h. bei einer Protonenenergie von 20 keV sollten die Elektronen eine kinetische Energie von etwa 10 eV haben. Die Sekundärelektronen des ersten Kathodengitters werden aber bei einer Potentialdifferenz von 1 kV zwischen dem ersten und zweiten Kathodengitter auf eine 10 mal höhere Geschwindigkeit beschleunigt.

Reduziert man das Problem auf eine eindimensionale Geometrie, gilt für die Ladungsdichte der Elektronen im Bereich nach dem zweiten Kathodengitter ( $z \geq 0$ ):

$$\begin{aligned} \rho_e &= -\frac{\kappa_1(1-\alpha_1)\alpha_2 j_{\text{Anode}}}{\sqrt{\frac{2e(\varphi(z) + \varphi_{\text{G1G2}})}{m_e}}} - \frac{\kappa_2(1-\alpha_2)\alpha_1 j_{\text{Anode}}}{\sqrt{\frac{2e\varphi(z)}{m_e}}} \\ &= -\frac{\alpha j_{\text{Anode}}}{v_i} \cdot \left( k_1 \sqrt{\frac{U_{\text{beschl.}}}{\varphi(z) + \varphi_{\text{G1G2}}}} + k_2 \sqrt{\frac{U_{\text{beschl.}}}{\varphi(z)}} \right) \\ \text{mit} \quad k_1 &= \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{\kappa_1(1-\alpha_1)\alpha_2}{\alpha} \\ k_2 &= \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{\kappa_2(1-\alpha_2)\alpha_1}{\alpha} \end{aligned} \quad (3.31)$$

wobei das Bezugssystem für das Potential so definiert wurde, daß am Ort des zweiten Kathodengitters  $\varphi(0) = 0$  ist.  $\varphi_{\text{G1G2}}$  ist die Potentialdifferenz zwischen dem ersten und zweiten Kathodengitter, so daß die Wurzelausdrücke im Nenner des ersten Teils der Gleichung jeweils den Geschwindigkeiten der Elektronen vom ersten und zweiten Kathodengitter entsprechen.  $\alpha$  ist die Gesamttransparenz des Kathodensystems ( $\alpha = 0.58$ ) und  $v_i$  die Ionengeschwindigkeit. Dadurch entspricht der Vorfaktor  $\alpha j_{\text{Anode}}/v_i$  gerade der Ladungsdichte  $\rho_i$  der Ionen (siehe auch nachfolgende Poissongleichung). Während Humphries in seinem eindimensionalen, stationären Modell zur Beschreibung der Autoneutralisation (Kapitel 3.1.2) von einer unerschöpflichen Elektronenquelle (z.B. einem Plasma) am Ort der Kathode ausgeht, verschwindet im hier vorliegenden Fall das elektrische Feld am zweiten Kathodengitter nicht zwangsläufig. Die Lösung der Poissongleichung in der Randschicht, die sich zwischen dem zweiten Kathodengitter und dem Ort mit  $z = z_s$ , an dem das elektrische Feld verschwindet, ausbildet, ist daher auch im stationären Fall widerspruchsfrei möglich. Die Poissongleichung lautet:

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \cdot \left( \frac{\alpha j_{\text{Anode}}}{v_i} + \rho_e \right) \quad (3.32)$$

Die Randbedingungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

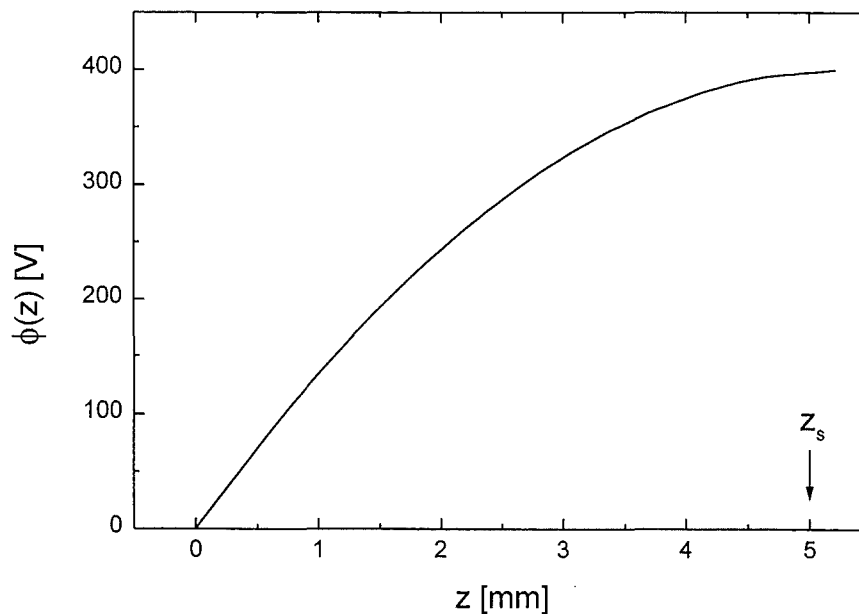
$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi(z_s) = \varphi_s, \quad \left. \frac{d\varphi}{dz} \right|_{z=z_s} = 0 \quad (3.33)$$

wobei  $\varphi_s$  die Potentialdifferenz zwischen dem zweiten Kathodengitter und dem Strahl ist. Für eine eindeutige Lösung von Gleichung (3.32) wird hier eine dritte Randbedingung benötigt, da sie den zusätzlichen unbekannt Parameter  $z_s$  festlegt. Führt man die dimensionslosen Variablen  $Z = (k_2^2 U_{\text{Beschl.}} \varepsilon_0 v_i / j_{\text{Anode}} \alpha)^{-1/2} z$  und  $\Phi = \varphi / (k_2^2 U_{\text{Beschl.}})$  ein, lautet die Poissongleichung:

$$\frac{d^2\Phi}{dZ^2} = \Phi^{-1/2} - 1 + \frac{k_1}{k_2} (\Phi + \Phi_{\text{G1G2}})^{-1/2} \quad (3.34)$$

Sie läßt sich wegen des zusätzlichen Terms im Vergleich zu Gleichung (3.20) nur numerisch lösen. Abb. 3.12 zeigt eine solche Lösung für  $j_{\text{Anode}} = 100 \text{ mA/cm}^2$ ,  $U_{\text{Beschl.}} = 20 \text{ kV}$ ,  $U_{\text{Gitter1}} = -1 \text{ kV}$ ,  $U_{\text{Gitter2}} = -300 \text{ V}$  und ein Strahlpotential von  $100 \text{ V}$ . Die geringe Dicke der Randschicht rechtfertigt nachträglich die Verwendung des eindimensionalen Modells.

Vergleicht man die Elektronenraumladung (Gleichung (3.31)) und Ionenraumladung



**Abb. 3.12: Lösung der Poissongleichung nach dem zweiten Kathodengitter**  
 Beispiel für die numerische Lösung der Poissongleichung in der Randschicht nach dem zweiten Kathodengitter. Das Bezugssystem wurde so definiert, daß  $z = 0$  der Position des zweiten Kathodengitters entspricht und das Potential dort null ist ( $\varphi(0) = 0$ ).

( $\rho_i = \alpha j_{\text{Anode}}/v_i$ ) bei  $z = z_s$ , findet man für das oben gerechnete Beispiel lediglich einen Raumladungsneutralisationsgrad von  $f_i \approx 0.1$ , der absolut unzureichend wäre. Für das Erreichen einer vollständigen Raumladungsneutralisation ( $\rho_i = \rho_e$ ) berechnet man, daß  $\varphi_s \approx 2V$  und damit das Strahlpotential nahezu das negative Potential des zweiten Kathodengitters annehmen muß.

In der Praxis wurden bei Potentialmessungen mit einer kapazitiven Probe (Anhang B), die das „floating“-Potential im Strahl mißt, jedoch positive Werte gefunden. In Abb. 3.13 ist ein typisches Spannungssignal der kapazitiven Probe dargestellt. Das gezeigte Signal wurde in diesem Beispiel 4 cm von der Strahlachse entfernt und in einem Abstand von 40 cm vom Anodengitter gemessen. Da das Strahlpotential immer positiver als sein entsprechendes „floating“-Potential ist, kann von einem positiven Strahlpotential ausgegangen werden.

Die Sekundärelektronen der Kathodengitter können daher in dem hier behandelten Fall des Strahltransports ohne Magnetfeld nicht maßgeblich zur Raumladungsneutralisation des Strahls beigetragen haben. Diese Aussage hat auch dann noch Bestand, wenn wie bei der Lösung des Randwertproblems der Autoneutralisation durch Humphries (Kapitel 3.1.2) mögliche zeitabhängige Prozesse einbezogen werden. Durch Berücksichtigung von an der Strahlfront reflektierten Elektronen konnte Humphries zeigen, daß sich durch ein entsprechendes Strahlpotential eine vollständige Raumladungskompensation einstellt. Die Geschwindigkeit der Elektronen nach einer Reflexion an der virtuellen Kathode der Strahlfront ist  $-v_e + 2v_i$ . Damit haben die Elektronen der beiden Kathodengitter auch nach einer Reflexion noch hohe

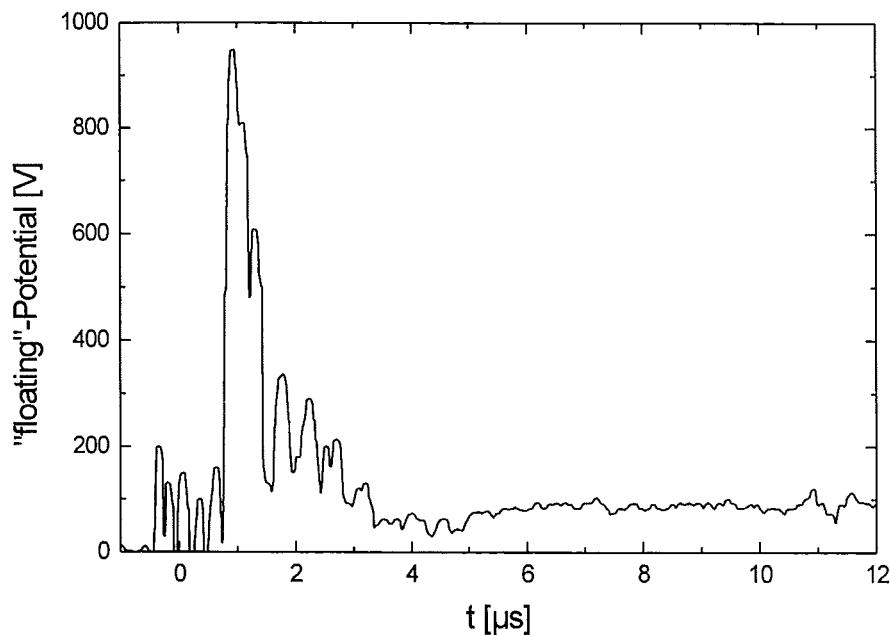


Abb. 3.13: Beispiel einer Potentialmessung mit der kapazitiven Probe

Geschwindigkeiten und oszillieren zwischen dem zweiten Kathodengitter und der Strahlfront. Sobald der Strahl in Kontakt mit der Wand des geerdeten Vakuumgefäßes kommt, verlassen diese schnellen Elektronen das Strahlvolumen. Durch die Verjüngung des Gefäßdurchmessers und die Strahlaufweitung nach dem ballistischen Fokus erfolgt dieser Kontakt in weniger als  $1 \mu\text{s}$  nach Pulsbeginn, so daß reflektierte Elektronen nicht über die gesamte Pulslänge zu einer Erhöhung der negativen Raumladung beitragen können.

Der beträchtliche Raumladungsneutralisationsgrad von 99.95% kann daher nur von Sekundärelektronen von der Wand der Vakuumkammer herrühren, die beim Auftreffen des Strahls entstehen. Es kommt gewissermaßen zu einem Austausch der schnellen Sekundärelektronen der Kathodengitter durch Sekundärelektronen von der Wand der Vakuumkammer. Durch das Raumladungspotential der Ionen werden diese auf Erdpotential „geborenen“ Elektronen in den Strahl hineinbeschleunigt. Eine vollständige Raumladungskompensation innerhalb des Ionenstrahls wird dabei nicht restlos erreicht, weil sich kein kaltes Elektronengas etabliert, sondern die Sekundärelektronen aufgrund ihrer Energieverteilung bei der Entstehung und eventueller weiterer Thermalisierung im Strahlvolumen eine endliche Temperatur haben. Sie führt zu einem positiven Restpotential im Strahl [Gabovich, 1971].

Dieses Bild des Neutralisationsmechanismus bei einem rein ballistischen Strahltransport ohne magnetisches Kompressionsfeld wird auch durch die Messung der Energieverteilung der Neutralisationselektronen bestätigt.

Zur Bestimmung der Ionenstromdichte des Strahls mit dem Drei-Elektroden-Kollektor (DEK) wird an seine Mittelelektrode eine ausreichend hohe negative Spannung ( $U_{\text{DEK}}$ ) angelegt, die in der Lage ist, alle im Strahl mitfliegenden Elektronen abzuweisen. Geht man von einer Energieverteilung der Elektronen im Strahl aus, so können bei einer Verringerung dieser Spannung zunächst hochenergetische Elektronen aus dem Ausläufer der Verteilung den Kollektor erreichen. Eine weitere Verminderung führt zu einer kontinuierlichen Abnahme des am Kollektor gemessenen Nettostroms, der sich aus der Differenz von Ionen- und Elektronenstrom ergibt. Bei  $U_{\text{DEK}} = 0$  werden schließlich alle Neutralisationselektronen erfaßt, deren longitudinale Geschwindigkeitskomponente in Ausbreitungsrichtung ausreicht, um das Potentialgefälle zwischen dem Strahl und der geerdeten Außenelektrode des DEK zu überwinden.

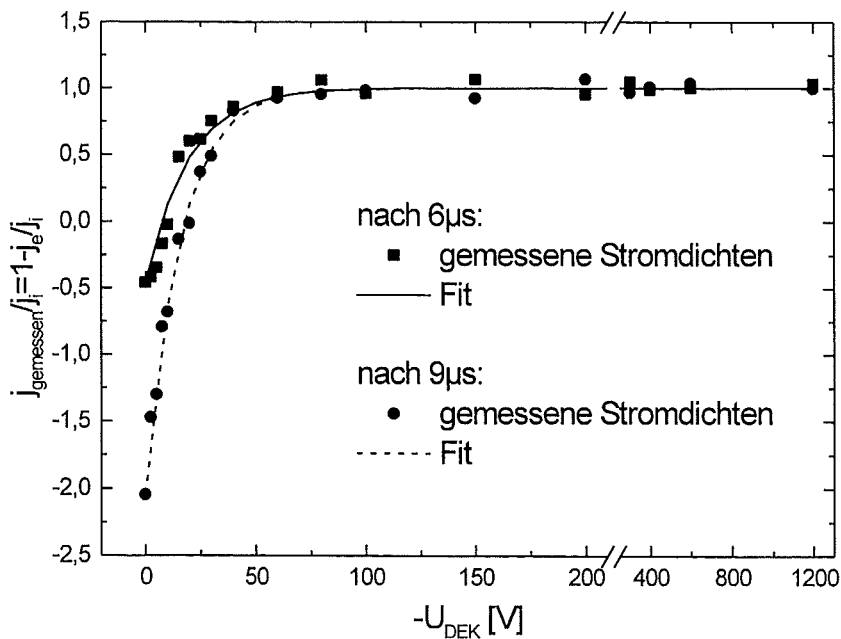
Abb. 3.14 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Nettostromdichte ( $j_{\text{gemessen}}$ ) von der negativen Spannung an der Mittelelektrode des DEK für zwei verschiedene Zeiten nach Pulsbeginn.  $U_{\text{DEK}}$  wurde dabei während eines Pulses durch einen Kondensator mit  $C = 10 \mu\text{F}$  konstant gehalten und von Puls zu Puls variiert. Der DEK befand sich in 40 cm Abstand vom Anodengitter auf der Strahlachse. Für große Vorspannungen  $|U_{\text{DEK}}| > 100\text{V}$  werden alle Elektronen abgestoßen und der reine Ionenstrom registriert (Sättigungsbereich). Um einen besseren Vergleich der beiden Kurven zu ermöglichen wurden die gemessenen Stromdichten auf die Ionenstromdichte ( $j_i$ ) normiert. Der Betrag der Elektronenstromdichte steigt mit zunehmender Pulslänge an. Es ist offensichtlich, daß trotz der hier verwendeten Kathodengitterspannungen von  $U_{\text{Gitter1}} = -1\text{kV}$  bzw.  $U_{\text{Gitter2}} = -300\text{V}$  keine Elektronen mit einer entsprechenden longitudinalen Energie auftreten.

Um eine weiterführende Analyse dieser Messungen zu ermöglichen, wird zur Vereinfachung ein eindimensionales Modell zugrunde gelegt, in dem die Neutralisationselektronen in großer Entfernung vom Ort der Messung auf Erdpotential erzeugt werden (Index:  $-\infty$ ). Für die Energieverteilung bzw. die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wird dabei eine Maxwellverteilung ( $g(v)$ ) mit einer charakteristischen Elektronentemperatur  $T_e$  angenommen:

$$g(v_{z,-\infty}) = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k T_e}} \cdot \exp\left(-\frac{v_{z,-\infty}^2}{2k T_e m_e}\right) \quad (3.35)$$

Da die Elektronen durch die geerdete Außenelektrode in den DEK eintreten, erreichen sie die Mittelelektrode des DEK (Index: DEK) und damit den Kollektor nur, falls ihre ursprüngliche Geschwindigkeit die folgende Bedingung erfüllt:

$$v_{z,-\infty} \geq \sqrt{-\frac{2eU_{\text{DEK}}}{m_e}} \quad (3.36)$$



**Abb. 3.14: Nettostromdichte als Funktion der Vorspannung am DEK**  
 Normierte Nettostromdichte, die mit dem Drei-Elektroden-Kollektor (DEK) auf der Strahlachse in 40cm Abstand vom Anodengitter gemessen wurde, in Abhängigkeit von der negativen Vorspannung an der Mittelelektrode des DEK für zwei unterschiedliche Zeiten nach Pulsbeginn. Zusätzlich sind die an die Meßwerte angepaßten Kurven nach Gleichung (3.38) wiedergegeben.

Für die gemessene Nettostromdichte gilt:

$$\begin{aligned}
 j(U_{\text{DEK}}) &= j_i - j_e(U_{\text{DEK}}) \\
 &= j_i - en_{e,\text{DEK}} \cdot \int_{v_{z,\text{DEK}}} g(v_{z,\text{DEK}}) \cdot v_{z,\text{DEK}} dv_{z,\text{DEK}}
 \end{aligned} \tag{3.37}$$

Nach dem Liouvilleschen Theorem ist die Phasenraumdichte  $n_e \cdot g(v_z)$  eine Erhaltungsgröße, so daß  $n_{e,\text{DEK}} \cdot g(v_{z,\text{DEK}}) = n_{e,-\infty} \cdot g(v_{z,-\infty})$  gilt. Aus der Energieerhaltung folgt unmittelbar  $v_{z,\text{DEK}} dv_{z,\text{DEK}} = v_{z,-\infty} dv_{z,-\infty}$  und somit:

$$\begin{aligned}
 j(U_{\text{DEK}}) &= j_i - en_{e,-\infty} \cdot \int_{\sqrt{-2eU_{\text{DEK}}/m_e}}^{\infty} g(v_{z,-\infty}) \cdot v_{z,-\infty} dv_{z,-\infty} \\
 &= j_i - \frac{1}{2} en_{e,-\infty} \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi m_e}} \cdot \exp\left(\frac{eU_{\text{DEK}}}{kT_e}\right) \\
 &= j_i - j_e(0) \cdot \exp\left(\frac{eU_{\text{DEK}}}{kT_e}\right)
 \end{aligned} \tag{3.38}$$

Mit dieser Funktion können die zu den unterschiedlichen Zeiten nach Pulsbeginn gemessenen Abhängigkeiten gefittet werden (Abb. 3.14). Die Ionenstromdichte erhält man direkt aus dem Sättigungsbereich, so daß der anzupassende Parameter die Elektronentemperatur  $T_e$  ist. Aufgrund der Streuung der gemessenen Stromdichten von Puls zu Puls ließ sich eine Anpassung mit akzeptablen Fehlergrenzen für  $T_e$  nur für Zeitpunkte  $t \geq 5 \mu\text{s}$  ermitteln. Es ergab sich unabhängig vom Zeitpunkt eine Elektronentemperatur von  $T_e \approx 20 \text{ eV}$  mit einer Standardabweichung von  $\Delta T_e \leq 2 \text{ eV}$ . Nach Cawthron [Cawthron, 1969] ist die Energieverteilung bei ioneninduzierter Sekundärelektronenemission und Einfallenergien im keV-Bereich nahezu gaußförmig mit einer mittleren Energie der Elektronen, die einer Temperatur in einer Größenordnung von 10 eV entspricht. Die gefundene Temperatur unterstützt also die Auffassung, daß die Neutralisationselektronen durch Sekundäremission an der Gefäßwand erzeugt wurden.

### 3.3. Magnetische Kompression

In der KANDIS-Studie wurde davon ausgegangen, daß eine Leistungsdichte von mindestens  $10 \text{ MW/cm}^2$  zur Simulation der thermischen Belastung bei ITER-Disruptions durch einen Protonenstrahl realisiert werden kann, der von einer Emissionsfläche von  $10^4 \text{ cm}^2$  auf etwa  $1 \text{ cm}^2$  komprimiert wird.

Um diese beachtliche Kompression zu erzielen, reicht eine reine ballistische Fokussierung, selbst wenn diese frei von sphärischer Aberration ist, nicht aus, da eine von Null verschiedene Quelldivergenz unvermeidbar ist. Zudem kann die Brennweite nicht beliebig klein gewählt werden. Unterschreitet sie eine Länge von 1 m, wird die longitudinale Geschwindigkeitskomponente der Ionen wesentlich kleiner als ihre Gesamtgeschwindigkeit. Geht man von

einem maximal auftretenden Divergenzwinkel von 30 mrad aus, beträgt der Strahlradius im ballistischen Fokus mindestens 3 cm, d.h. der Strahlquerschnitt ist mindestens 28 cm<sup>2</sup>.

Als Alternative zur reinen ballistischen Fokussierung besteht die Möglichkeit, einen raumladungsneutralisierten Ionenstrahl durch ein sich in Ausbreitungsrichtung des Strahls langsam änderndes longitudinales, konvergentes Magnetfeld zu komprimieren. Mosher hat sich theoretisch mit dieser Strahlkompression in einem magnetischen Spiegelfeld auseinandergesetzt [Mosher, 1977]. Die Ergebnisse seiner Arbeit basieren auf den folgenden Annahmen:

- Der Ionenstrahl ist laminar und paraxial und diese Eigenschaften bleiben während der Kompression weitgehend erhalten.
- Der Gyrationradius der Elektronen ist klein.
- Die Elektronentemperatur und -trägheit werden nicht berücksichtigt.
- Ein selbstkonsistentes elektrisches Feld infolge der zugrunde gelegten Quasi-Neutralität ( $n_e = Z n_i$ ) wird einbezogen.
- Die Ionen werden mit einer geringen transversalen Geschwindigkeitskomponente injiziert ( $v_r \ll v_z$ ).
- Das radiale elektrische Feld am Ort der Ioneninjektion ist im Vergleich mit dem Feld der axialen Beschleunigung gering.
- Der Ionenstrahl verhält sich wie ein starrer Rotor.

Unter diesen Voraussetzungen konnte Mosher die Gleichung für die Strahleinhüllende herleiten. Ihre Lösung belegt, daß eine adiabatische Strahlkompression, bei der die kinetische Energie der Ionen im wesentlichen in der Bewegung parallel zum angelegten magnetischen Feld steckt, erreichbar ist. Das Kompressionsverhältnis der Strahlradien hängt bei ausreichender Länge des Kompressionskanals vom Spiegelverhältnis ( $A = B_{\max}/B_0$ ) ab:

$$\frac{R_t}{R_0} = \frac{1}{\sqrt{A}} \quad (3.39)$$

wobei  $R_0$  der Strahlradius am Eintrittsort der Ionen ist und  $R_t$  der Strahldurchmesser nach erfolgter Kompression. Für die Länge des Kompressionskanals muß dabei gelten:

$$L \gg \left( \frac{3R_0^2 A^2 v_0}{\omega_0} \right)^{1/3} \quad (3.40)$$

wobei  $v_0$  und  $\omega_0$  die Ionengeschwindigkeit bzw. die Gyrationfrequenz der Ionen an der Position der Ioneninjektion sind.

Setzt man in (3.39) und (3.40) die entsprechenden Parameter der angestrebten KANDIS-Anlage ein ( $R_0 \approx 0.5\text{ m}$ ,  $R_t \approx 0.5\text{ cm}$ ,  $v_0 = 1.4 \cdot 10^6\text{ m/s}$ ,  $B_{\text{max}} = 4\text{ T}$ ), erhält man  $A \approx 10^4$  und  $\omega_0 \approx 4 \cdot 10^4\text{ s}^{-1}$  und somit  $L \gg 1000\text{ m}$ . Es ist offensichtlich, daß für solch ein Projekt ein erheblicher finanzieller Aufwand getrieben werden müßte, der in keinem Verhältnis zum Nutzen stehen würde.

Um eine hohe Flächenkompression von  $10^4$  mit einer maximalen Länge des Kompressionskanals von einigen Metern in Einklang zu bringen, wurde ein völlig neuartiges, zweistufiges Fokussierungskonzept für Ionenstrahlen entwickelt. Es sieht vor, den Ionenstrahl in einer ersten Stufe ballistisch zu fokussieren und anschließend eine adiabatische, magnetische Kompression nachzuschalten. In der ersten Stufe sind die Ionen vom Magnetfeld unbeeinflusst und werden aufgrund der sphärischen Krümmung der Emissionsoberfläche ballistisch fokussiert. Obwohl in der ersten Stufe die Gyrationbewegung der Ionen vernachlässigt werden kann, ist es von entscheidender Bedeutung, daß der magnetische Fluß durch den Strahlquerschnitt in dieser ersten Stufe konstant bleibt. Andernfalls würde die transversale Geschwindigkeit der Ionen nach dem Busch Theorem proportional zur Änderung des magnetischen Flusses anwachsen. Das Magnetfeld muß also so ausgelegt werden, daß die Ionen entlang von konvergierenden Magnetfeldlinien injiziert werden. Durch die Quelldivergenz und andere Effekte, die zu einer Strahlaufweitung führen (z.B. mangelnde Raumladungsneutralisation), kommt es zu einer Abweichung der Teilchen von den magnetischen Feldlinien. Am Ende der ersten Stufe führt dies zu einer Gyrationbewegung der Ionen, da die Stärke der magnetischen Induktion so weit angestiegen ist, daß die Abweichung der Teilchenbahnen von den Magnetfeldlinien mit ihrem Gyrationradius vergleichbar ist. Wächst die Feldstärke der magnetischen Induktion in der zweiten Stufe adiabatisch an, wird der Strahl ohne wesentliche Abweichungen der Flugbahnen der gyrierenden Ionen von den magnetischen Feldlinien weiter komprimiert.

Eine Abschätzung der Eckdaten für das beschriebene Kompressionsverfahren erhält man, wenn für das Magnetfeld zwei „konische“ Stufen angenommen werden. D.h. sowohl in der rein ballistischen Stufe als auch in der sich anschließenden Kompressionsstufe konvergieren die geradlinigen Magnetfeldlinien auf jeweils einen gemeinsamen Punkt auf der Strahlachse, indes schließen sie in der zweiten Stufe mit der Achse geringere Winkel ein. Nimmt man weiter an, daß diese Winkel in beiden Stufen klein sind und die Feldstärke der magnetischen Induktion über den Strahlquerschnitt konstant ist, gilt:

$$\Psi \approx \pi R(z)^2 B(z) \quad \text{für alle } z \quad (3.41),$$

wobei  $\Psi$  der magnetische Fluß durch den Strahlquerschnitt ist.

Wie bereits oben diskutiert wurde, müssen die magnetischen Feldlinien in der ballistischen Stufe mit den idealen, ballistischen Flugbahnen der Ionen übereinstimmen. Bezeichnet man den Winkel, den die Magnetfeldlinie durch den äußersten Rand der Emissionsfläche mit der Achse einschließt, mit  $\eta$ , gilt für die z-Abhängigkeit der Strahleinhüllenden des idealen Strahls:

$$R(z) = R_0 - z \cdot \tan \eta \quad (3.42)$$



Aus den Gleichungen (3.41) und (3.42) folgt für die magnetische Induktion:

$$B(z) = \frac{\Psi}{\pi(R_0 - z \tan \eta)^2} \quad (3.43)$$

Ist der maximal auftretende Quelldivergenzwinkel  $\Delta\Theta$ , dann beträgt die maximal auftretende Abweichung der Ionen von den magnetischen Feldlinien bzw. den idealen Trajektorien:

$$\Delta R = z \Delta\Theta \quad (3.44)$$

Ein Einsetzen der Gyrationbewegung dieser Ionen bei  $z = L_1$  ist gleichbedeutend mit:

$$\Delta R = L_1 \Delta\Theta = r_g = \frac{\Delta\Theta v_0 m_i}{e B(L_1)} \quad (3.45)$$

wobei  $L_1$  die Länge der ersten Stufe ist und  $r_g$  der Gyrationradius der Ionen. Zusammen mit Gleichung (3.43) ergibt sich damit nach Eliminierung von  $L_1$ :

$$\tan \eta = \frac{e B(L_1) R_0 \left(1 - \sqrt{\frac{B_0}{B(L_1)}}\right)}{v_0 m_i} \quad (3.46)$$

bzw. bei vorgegebenem  $\eta$ :

$$B(L_1) = \frac{1}{2} B_0 + \frac{v_0 m_i}{e R_0} \tan \eta + \frac{1}{2} \sqrt{B_0^2 + 4 B_0 \frac{v_0 m_i}{e R_0} \tan \eta} \quad (3.47)$$

Die Feldstärke der magnetischen Induktion in der zweiten Stufe ist gegeben durch:

$$B(z) = \frac{\Psi}{(R(L_1) - z \tan \gamma)^2} \quad (3.48),$$

wobei  $\gamma$  der Winkel ist, den die Magnetfeldlinie durch den Strahlrand bei  $z = L_1$  mit der Strahlachse einschließt. Eine adiabatische Kompression des Strahls in der zweiten Stufe wird genau dann erreicht, wenn die Gyrationperiode der Ionen ( $t_g$ ) wesentlich kürzer ist als die Flugzeit der Ionen durch die zweite Stufe ( $t_n$ ).

$$t_g = \frac{2 \pi m_i}{e \bar{B}} \ll t_n = \frac{L_2}{v_0 \cos \eta} \quad (3.49),$$

wobei  $L_2$  die Länge der Kompressionsstufe ist und  $\bar{B}$  die mittlere Feldstärke der Induktion in dieser Stufe. Sie berechnet sich aus:

$$\bar{B} = \frac{1}{L_2} \int_{L_1}^{z_t} B(z) dz = \frac{\Psi}{L_2} \int_{L_1}^{z_t} \frac{1}{(R(L_1) - z \tan \gamma)^2} dz = \sqrt{B(L_1) B(z_t)} \quad (3.50),$$

wobei  $z_t$  die Ortskoordinate der Targetebene ist bzw. die Gesamtlänge des Fokussierungskanals ( $z_t = L_1 + L_2$ ). Damit erhält man:

$$L_2 \gg \frac{2 \pi v_0 m_1 \cos \eta}{e \sqrt{B(L_1) B(z_t)}} \quad (3.51)$$

Die kinetische Gyrationenergie der Ionen am Target  $W_{\perp}(z_t)$  kann abgeschätzt werden durch:

$$W_{\perp}(z_t) \approx W_{\perp} \frac{B(z_t)}{B(L_1)} = \Delta \Theta^2 W_0 \frac{B(z_t)}{B(L_1)} \quad (3.52)$$

wobei  $W_{\perp}$  die transversale, kinetische Energie der Ionen in der ersten Stufe ist und  $W_0 = m_1 v_0^2/2$  die kinetische Energie ist, mit der die Ionen injiziert werden.

Verwendet man die Werte, die für die Simulation einer Disruption bei ITER angestrebt werden, also  $R_0 \approx 0.56$  m,  $R_t \approx 0.5$  cm,  $B(z_t) = 4$  T und Protonen mit  $W_0 = 10$  keV und nimmt einen maximal auftretenden Divergenzwinkel von 30 mrad an und gibt eine Brennweite für die ballistische Fokussierung von  $f = 1.5$  m vor (d.h.  $\eta = 21.5^\circ$ ), erhält man aus den Gleichungen (3.41), (3.47), (3.45), (3.51) und (3.52):  $B_0 \approx 0.4$  mT,  $B(L_1) \approx 13$  mT,  $L_1 \approx 1.2$  m,  $L_2 \gg 40$  cm und  $W_{\perp}(z_t) \approx 0.28 \cdot W_0$ .

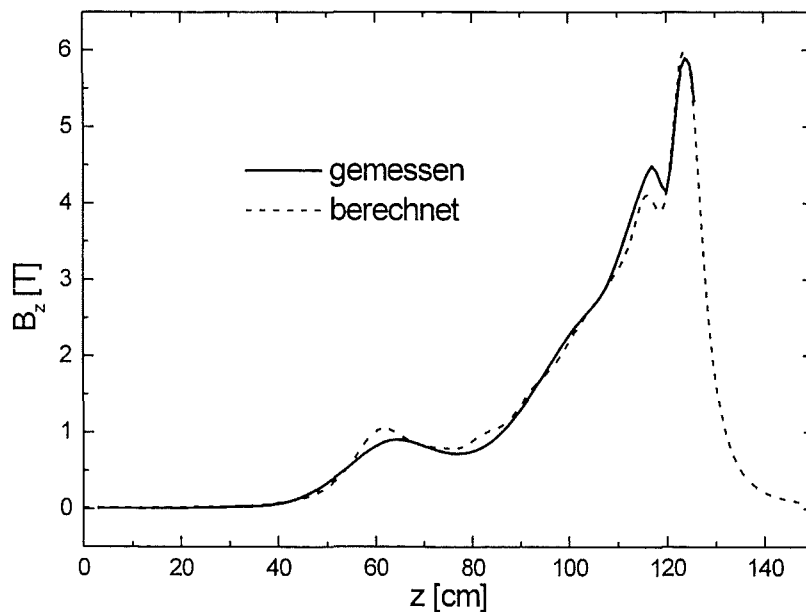
Verfolgt man die gleiche Argumentationskette für die Konfiguration des Magnetfeldes bei der PROFA, die im Vergleich zur geplanten KANDIS-Anlage eine etwa 6 mal geringere Emissionsfläche hat, sieht man sofort, daß sich durch den geringeren Radius  $R_0 = 0.22$  m lediglich ein Spiegelverhältnis von  $A \approx 2000$  ergibt. Betrachtet man den gleichen Öffnungswinkel  $\eta = 21.5^\circ$  bzw.  $f = 60$  cm, erhält man:  $B_0 \approx 2$  mT,  $B(L_1) \approx 35$  mT,  $L_1 \approx 40$  cm,  $L_2 \gg 23$  cm und  $W_{\perp}(z_t) \approx 0.1 \cdot W_0$ .

Diese einfachen Abschätzungen zeigen, daß ein Flächenkompressionsverhältnis von  $10^4$  bei einer relativ geringen Gesamtlänge des Fokussierungssystems durch eine Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression zu erreichen sein sollte. Um genauere Werte des Systems zu erhalten wurden umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt ([Würz, 1997], [Engelko, 1994/2]). Sie lassen die Schlußfolgerung zu, daß die angestrebte Leistungsdichte von  $10$  MW/cm<sup>2</sup> erreicht werden kann, wenn die Gesamtlänge des Fokussierungskanals 2 m beträgt und die Brennweite der ballistischen Fokussierung  $f = 1.5$  m ist. Die Feldstärke der magnetischen Induktion beträgt dabei im Bereich der Anode 1 mT und in der Ebene des ballistischen Fokus 0.1 T. Die berechnete Effizienz des Strahltransports hängt stark von der Art der Raumladungsneutralisation ab. Sind die Neutralisationselektronen

auf einen Bereich beschränkt, der durch die Magnetfeldlinien definiert ist, die durch die äußerste Kante der Emissionsfläche gehen, erreicht die Transporteffizienz 100%. Füllen sie dagegen das gesamte Strahlvolumen, ergibt sich lediglich eine Effizienz von 50%.

### 3.3.1. Magnetfeld

Das Magnetfeldsystem der PROFA wurde gemäß der Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die KANDIS-Anlage entwickelt. Ausgehend von einer Brennweite der ballistischen Fokussierung von  $f = 60$  cm wurde in Simulationsrechnungen die in Abb. 3.15 gezeigte  $z$ -Abhängigkeit der Feldstärke der magnetischen Induktion bestimmt. Die magnetische Induktion wird durch 10 Zylinderspulen mit unterschiedlichen Windungszahlen, Längen und Durchmessern erzeugt. Die Parameter der einzelnen Spulen sind in Tabelle 3.1 wiedergegeben.



**Abb. 3.15: Axiale Feldstärke der magnetischen Induktion**  
 $z$ -Abhängigkeit der axialen Feldstärke der magnetischen Induktion. Die durchgezogene Linie zeigt die gemessene Verteilung. Die gestrichelte Linie zeigt die mit Gleichung (3.53) berechnete Feldstärke.

Spulennummer	innerer Radius cm	äußerer Radius cm	Spulenlänge cm	Position der Spulenmitte cm	Anzahl der Windungen	Strom kA
1	50	51	2	0	10	0.9
2	8	10	4	60	120	0.9
3	5.5	6.5	10	65	44	0.9
4	5.5	6.5	10	75	66	0.9
5	3.5	4.5	10	85	44	1.5
6	3.5	5.5	10	95	88	1.5
7	3.5	6	10	105	132	1.5
8	3.5	8.5	4	112	80	1.5
9	2	9	4	116	128	1.5
10	2	8	5	124	300	1.5

**Tabelle 3.1: Parameter der Zylinderspulen zur Erzeugung der magnetischen Induktion bei der PROFA.**

Die axiale Feldstärke der magnetischen Induktion läßt sich durch die folgende Formel berechnen:

$$B_z(0, z) = \sum_i B_{z_i}(0, z) \quad (3.53)$$

$$\text{mit } B_{z_i}(0, z) = \left[ \frac{\mu_0 N_i I_i}{2L_i (r_{a_i} - r_{i_i})} \right] \cdot \{f_i^+ - f_i^-\}$$

$$\text{und } f_i^\pm = \left( z - z_i \pm \frac{L_i}{2} \right) \cdot \ln \left[ \frac{r_{a_i} + \sqrt{(z - z_i \pm L_i/2)^2 + r_{a_i}^2}}{r_{i_i} + \sqrt{(z - z_i \pm L_i/2)^2 + r_{i_i}^2}} \right]$$

wobei  $r_{a_i}$  und  $r_{i_i}$  der äußere und innere Radius der  $i$ -ten Spule sind,  $z_i$  die Position der Spulenmitte,  $L_i$  die Spulenlänge,  $N_i$  die Windungszahl der jeweiligen Spule und  $I_i$  der Spulenstrom.

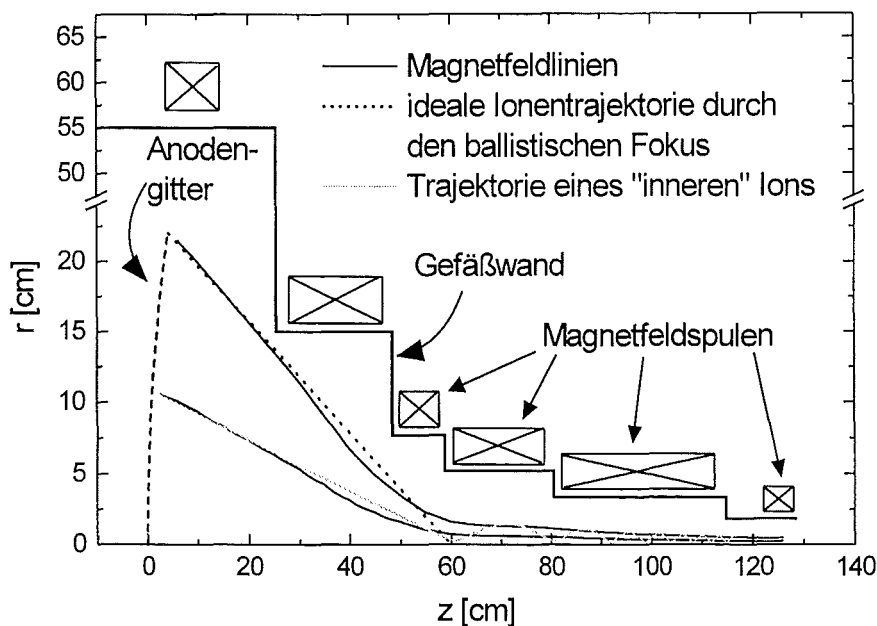
Die Spulen sind in zwei Gruppen unterteilt, innerhalb derer sie in Reihe geschaltet sind. Die erste Gruppe, die Spulen 1 ÷ 4, ist hauptsächlich für das Feld bis zum ballistischen Fokus verantwortlich, während die zweite Gruppe, die Spulen 5 ÷ 10, die magnetische Feldstärke in der Kompressionsstufe bestimmt. Das Magnetfeldsystem wird gepulst betrieben. Zur Energieversorgung dient jeder Gruppe eine Kondensatorbank, deren elektrische Kenngrößen zusammen mit einigen weiteren relevanten Daten des magnetischen Systems in Tabelle 3.2 zu finden sind. Da die Stromanstiegszeit einige Größenordnungen über der bei den PROFA-Experimenten verwendeten Pulsdauer von etwa 10  $\mu\text{s}$  liegt, kann das Magnetfeld während eines Hochspannungspulses als konstant angesehen werden. Zur Synchronisation des Maximums der magnetischen Induktion und des Hochspannungspulses wurde ein Verzögerungs-generator eingesetzt. Die Verzögerungszeiten bzw. die Stromanstiegszeiten in Tabelle 3.2 wurden experimentell ermittelt. Zum Schalten der hohen Leistungen wurden Ignitron-Schaltungen eingesetzt.

Die berechnete Feldkonfiguration wurde mit einer kleinen Meßspule (300 Windungen,  $R = 27.6 \Omega$ ) mit nachgeschaltetem Integrierglied überprüft. Diese Meßspule wurde mit einer Hallsonde kalibriert. Wie in Abb. 3.15 zu sehen ist, stimmt die gemessene Feldverteilung bis auf geringe Abweichungen sehr gut mit der aus Gleichung (3.53) erhaltenen Verteilung überein. Das lokale Minimum in der Nähe der Targetebene ( $z = 120 \text{ cm}$ ) kommt dadurch zustande, daß an dieser Stelle vier Diagnoseflansche eine durchgehende Spulenanordnung verhindern.

Um die Übereinstimmung zwischen den Magnetfeldlinien und den idealen Ionenflugbahnen im Anodenbereich zu optimieren, wurde die Position und Windungszahl der ersten Spule im Experiment solange variiert, bis eine möglichst gute Übereinstimmung der Magnetfeldlinien mit den idealen Trajektorien gefunden wurde. Die so gewonnenen Parameter für die erste Spule (siehe Tabelle 3.1) entsprechen einer magnetischen Induktion von  $B_0 = 6 \text{ mT}$  und führen zu den in Abb. 3.16 gezeigten Magnetfeldlinien. Die Magnetfeldlinie durch den Rand der Anode im Vergleich zur entsprechenden idealen Ionentrajektorie zeigt die gute Überein-

	Spulengruppe 1	Spulengruppe 2
Gesamtwiderstand	1.2 $\Omega$	1.7 $\Omega$
Induktivität	1 mH	7.2 mH
Gesamtkapazität der jew. Kondensatorbank	0.4 mF	4 mF
Ladespannung	3 kV	4 kV
gespeicherte Energie	1.8 kJ	32 kJ
maximaler Spulenstrom	0.9 kA	1.5 kA
Anstiegszeit auf maximalen Stromwert	2.2 ms	7.4 ms

**Tabelle 3.2: Elektrische Kenngrößen des magnetischen Systems der PROFA.**



**Abb. 3.16: Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression**

Schematische Darstellung der Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression. Es sind eingezeichnet: eine Magnetfeldlinie durch den Rand der Anode sowie die dazugehörige ideale Strahltrajektorie durch den ballistischen Fokus; eine weiter innen liegende Magnetfeldlinie mit der entsprechenden, berechneten Protonenflugbahn. Die Schraubenbewegung des Protons um die Magnetfeldlinie wurde ins zweidimensionale projiziert. Zusätzlich ist die sich stufenweise verjüngende Wand des Fokussierungskanals angedeutet.

stimmung.

Das Prinzip der Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression wird in Abb. 3.16 durch eine weiter innen liegende Magnetfeldlinie mit der entsprechenden, berechneten Protonenflugbahn veranschaulicht. Dabei ist die Schraubenbewegung des Protons um die Magnetfeldlinie ins zweidimensionale projiziert worden. Man sieht, daß die Gyrationbewegung des Protons nahe dem ballistischen Fokus einsetzt und es danach ohne wesentliche Abweichung der Flugbahn von der magnetischen Feldlinie weiter transportiert wird.

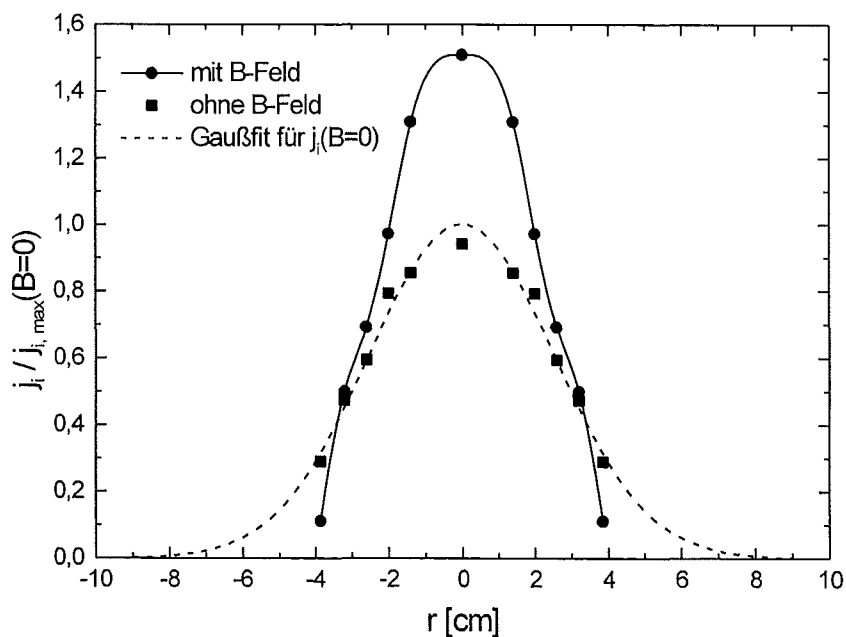
### 3.3.2. Ionenstromdichteverteilung im ballistischen Fokus mit B-Feld

Die Anwendung der magnetischen Kompression beinhaltet auch die stufenweise Verjüngung des Transportkanals, wie sie in Abb. 3.16 zusammen mit den zylindrischen Magnet-

feldspulen angedeutet ist. Dadurch beträgt der Radius des Fokussierungskanals in der Ebene des ballistischen Fokus lediglich 5 cm, so daß ein Schwenk des Drei-Elektroden-Kollektors (DEK) über den Strahlradius aufgrund der Abmessungen des DEK nicht möglich war (Anhang B). Der Einsatz einer verkleinerten Version des DEK scheiterte an Kurzschlüssen, die in diesem Mehrelektroden-System durch das Einfallen des Strahls ausgelöst wurden. Deshalb wurde ein Ringkolektor entwickelt (Anhang B), der nahezu den gesamten Querschnitt am ballistischen Fokus abdeckt. Mit ihm kann die Ionenstromdichte, gemittelt über die jeweilige Ringfläche, als Funktion der radialen Position während eines einzigen Pulses gemessen werden.

Abb. 3.17 zeigt zwei repräsentative Verteilungen, die mit dem Ringkolektor gemessen wurden. Die Versuchsparameter für die beiden Stromdichteverteilungen unterscheiden sich nur darin, daß in einem Fall ausschließlich die ballistische Fokussierung wirkte und im anderen Fall zusätzlich die magnetische Kompression aktiviert wurde. Die gestrichelte Linie in Abb. 3.17 repräsentiert die bestmögliche Anpassung einer Gaußverteilung an die ohne Magnetfeld gemessenen Stromdichten. Um den Vergleich beider Verteilungen zu vereinfachen, wurden alle Meßwerte auf den Maximalwert dieser Gaußverteilung normiert.

Wie man in Abb. 3.17 klar sieht, führt die magnetische Induktion bereits in der Ebene



**Abb. 3.17: Stromdichteverteilung im ballistischen Fokus mit und ohne B-Feld**

Vergleich der Stromdichteverteilungen 8  $\mu$ s nach Pulsbeginn in der Ebene des ballistischen Fokus mit und ohne Magnetfeld. Die Stromdichten wurden auf den Maximalwert normiert, der sich aus dem Gaußfit für die Verteilung ohne B-Feld ergab.

des ballistischen Fokus zu einer schmäleren Stromdichteverteilung mit einer 1.5 mal höheren axialen Stromdichte. Ferner verliert die Stromdichteverteilung ihren gaußschen Charakter. Dieser deutliche Effekt durch das magnetische Kompressionsfeld kann dem Umstand zugeordnet werden, daß die Gyrationbewegung der Ionen im magnetischen Feld um so früher einsetzt, je höher ihre transversale Geschwindigkeitskomponente am Ausgang des Kathodensystems ist. Wie die Berechnungen zur Magnetfeldkonfiguration im vorherigen Abschnitt gezeigt haben, beginnt die Gyrationbewegung eines Protons, das unter einem maximal auftretenden Quelldivergenzwinkel von 30 mrad das Extraktionssystem verläßt, nach etwa 40 cm, also noch deutlich vor dem ballistischen Fokus. Unter Umständen wird diese frühe Strahlkompression noch durch ein radiales elektrisches Feld unterstützt, das sich aufgrund der eingeschränkten Bewegungsmöglichkeit der Neutralisationselektronen entlang der Magnetfeldlinien einstellt.

#### 3.3.3. Raumladungsneutralisation mit B-Feld

Die Verwendung des Magnetfeldes ändert die Voraussetzungen für die Raumladungsneutralisation des Ionenstrahls im Vergleich zur rein ballistischen Fokussierung erheblich. Da der Strahl im Vakuum transportiert werden muß, ist eine Neutralisation mit Magnetfeld nur möglich, wenn Elektronen entlang der magnetischen Feldlinien zur Verfügung gestellt werden. Damit sind die einzigen möglichen Quellen für Neutralisationselektronen die Kathodengitter und das Strahltarget. Die Sekundärelektronen des Targets können allerdings erst dann zur Neutralisation beitragen, wenn zumindest ein Teil des Strahls durch eine ausreichende Raumladungsneutralisation zum Target transportiert wird.

##### 3.3.3.1. Potentialmessungen im ballistischen Bereich

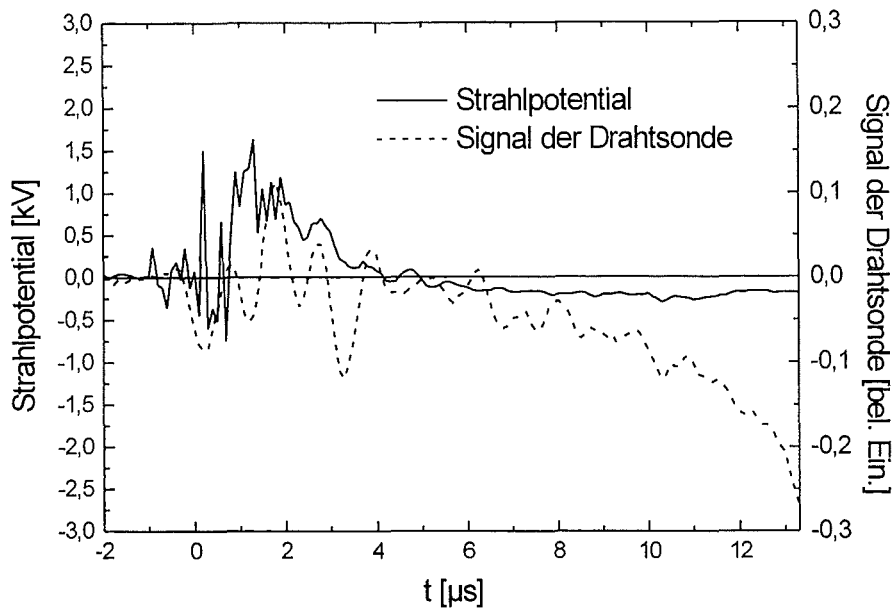
Die geänderten Bedingungen für die Raumladungsneutralisation beim Einsatz des magnetischen Kompressionsfeldes zeigten sich deutlich in den Potentialmessungen und der Energieverteilung der Neutralisationselektronen. Im Gegensatz zu dem positiven Strahlpotential, das ohne Magnetfeld gefunden wurde, ist das Strahlpotential (bzw. das „floating“-Potential) sowohl am Strahlrand als auch in der Nähe der Strahlachse negativ. Abb. 3.18 und Abb. 3.19 geben Beispiele der Potentialmessungen mit der kapazitiven Probe im ballistischen Bereich (40 cm hinter dem Kathodengitter). Am Strahlrand (Abb. 3.18) steigt das Strahlpotential<sup>13</sup> zunächst auf über +1 kV an, bevor es nach etwa  $4.5 \div 5.5 \mu\text{s}$  negativ wird. Dieser relativ lange Zeitraum zur Ausbildung einer effektiven Raumladungsneutralisation wird auch durch Messungen mit einer positiv vorgespannten Drahtsonde bestätigt, die qualitativ die negative Raumladung ermittelt (Anhang B). Das Signal der Drahtsonde, die in einem Abstand von 10.5 cm von der Achse positioniert war, was in etwa dem Strahlrand entsprach, wird erst nach  $5 \div 7 \mu\text{s}$  dauerhaft negativ.

Der zeitliche Verlauf der beiden Signale in der Nähe der Strahlachse (Abb. 3.19) ist nahezu analog. Das „floating“-Potential steigt jedoch zunächst auf deutlich höhere positive

---

<sup>13</sup> Befindet sich die kapazitive Probe außerhalb des Strahls (hier 14.5 cm von der Strahlachse), mißt sie direkt das Strahlpotential am Strahlrand (siehe auch Anhang).





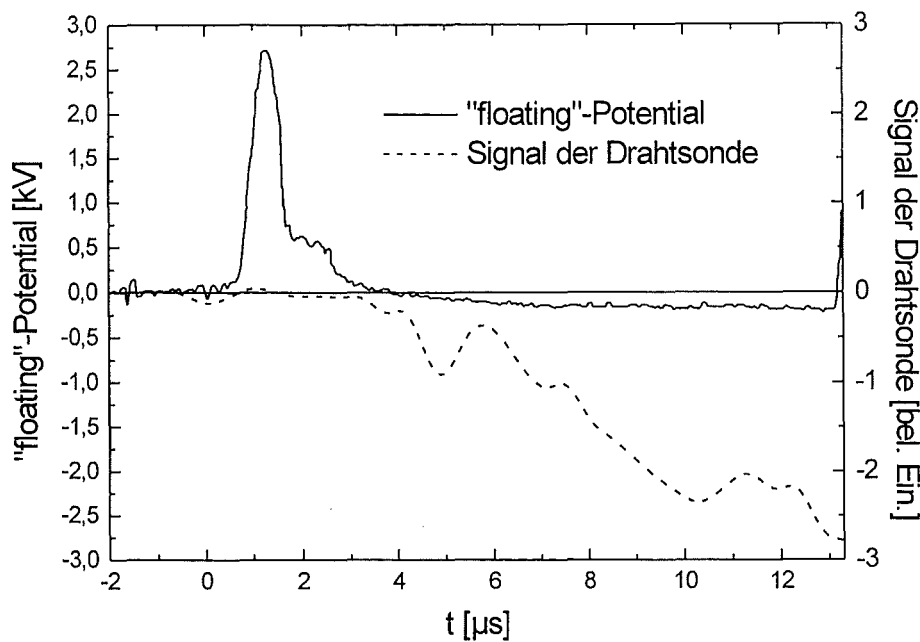
**Abb. 3.18: Strahlpotential und Drahtsondensignal am Strahlrand**  
Strahlpotential und Signal der Drahtsonde am Strahlrand im ballistischen Bereich.

Werte als am Strahlrand an und wird ab  $3.5 \div 4 \mu\text{s}$  auch etwas früher negativ. Auffallend ist, daß der Potentialabfall nicht kontinuierlich, sondern stufenweise erfolgt. Diese Stufe ist charakteristisch für den zeitlichen Verlauf des Potentials im Inneren des Strahls. Neutralisationselektronen treten an der hier betrachteten Position nach etwa  $2 \div 3.5 \mu\text{s}$  auf, wie das Signal der Drahtprobe zeigt.

### 3.3.3.2. Energieverteilung der Neutralisationselektronen

Die Messungen zur Bestimmung der Energieverteilung der Neutralisationselektronen mit dem DEK mit und ohne Magnetfeld unterscheiden sich in zwei wesentlichen Punkten, wie das Beispiel in Abb. 3.20 im Vergleich zu Abb. 3.14 veranschaulicht. Erstens treten bei Betrieb mit Magnetfeld im Strahl Elektronen mit einer höheren Longitudinalenergie auf als ohne Magnetfeld, da erst ab einer Vorspannung von etwa -400 V an der Mittelelektrode des DEK alle Elektronen abgehalten werden und der Sättigungsbereich beginnt. Zweitens zeigt die gemessene Nettostromdichte nicht über den gesamten  $U_{\text{DEK}}$ -Bereich eine einfache exponentielle Abhängigkeit von  $U_{\text{DEK}}$ , sondern weist unabhängig vom betrachteten Zeitpunkt eine Diskontinuität bei  $U_{\text{DEK}} \approx -150 \text{ V}$  auf.

Obwohl mit 400 eV höhere Longitudinalenergien der Elektronen auftreten, ist diese Energie auch unter Einbeziehung eines negativen Strahlpotentials von einigen 100 V niedriger als man aufgrund der Kathodengitterspannung von  $U_{\text{Gitter1}} = -1 \text{ kV}$  erwarten würde. Dies läßt die Schlußfolgerung zu, daß sich die longitudinale Energie der Sekundärelektronen von den Kathodengittern verringert, was nur zugunsten der Gyrationenergie der Elektronen möglich



**Abb. 3.19: „floating“-Potential und Signal der Drahtsonde in Achsennähe**  
 „floating“-Potential und Signal der Drahtsonde in Achsennähe (2 cm bzw. 3 cm entfernt) in der Ebene senkrecht zur Strahlachse mit einem Abstand von 40 cm zum Anodengitter.

ist. Geht man davon aus, daß die Neutralisationselektronen zusätzlich einer Thermalisierung unterliegen, kann auch hier ein eindimensionales Modell zur Analyse der DEK-Messungen herangezogen werden, in welchem die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen eine Maxwellverteilung ist.

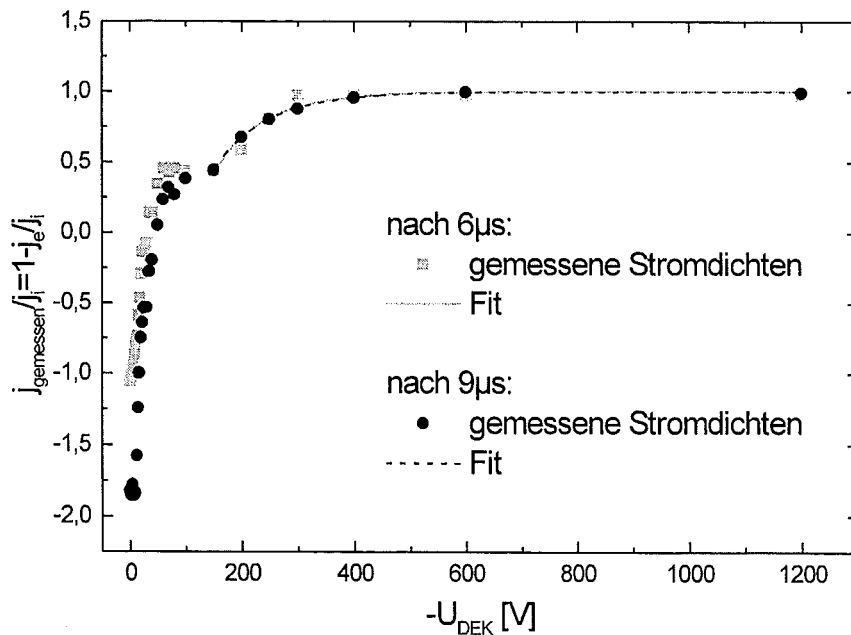
Durch das negative Strahlpotential ( $U_s$ ) scheint es naheliegend zu sein, daß man in Abb. 3.20 einen zweiten Sättigungsbereich für  $|U_{\text{DEK}}| \leq |U_s|$  vorfindet, denn bei dieser Bedingung sollten alle Neutralisationselektronen aus dem Strahl mit einer positiven Geschwindigkeitskomponente in Richtung des DEK den Kollektor erreichen können. Im Experiment konnte jedoch dieser zweite Sättigungsbereich nicht nachgewiesen werden (Abb. 3.20). Die Ursache hierfür findet sich, wenn man den Potentialverlauf zwischen dem Strahl und der Mittelelektrode des DEK, wie er in Abb. 3.21 skizziert ist, näher betrachtet. Je nachdem wie hoch die Ionen- und Elektronengeschwindigkeiten sowie deren Stromdichten sind, kann sich zwischen der Außenelektrode und der Mittelelektrode des DEK ein Potentialminimum ausbilden. Tritt dies ein, ist nicht länger die Vorspannung der Mittelelektrode  $U_{\text{DEK}}$  maßgeblich für die energetische Differenzierung der Elektronen, sondern der Wert des Potentialminimums. Hiermit läßt sich auch die Diskontinuität aus Abb. 3.20 erklären. Nimmt der Betrag von  $U_{\text{DEK}}$  ab, so zeichnet sich die Spannung, ab der ein Potentialminimum und damit auch die Diskontinuität auftritt, dadurch aus, daß das elektrische Feld am Ort der Mittelelektrode verschwindet

( $d\phi/dz = 0$ ). Zur Berechnung dieses sich auszeichnenden Potentials werden folgende Annahmen gemacht:

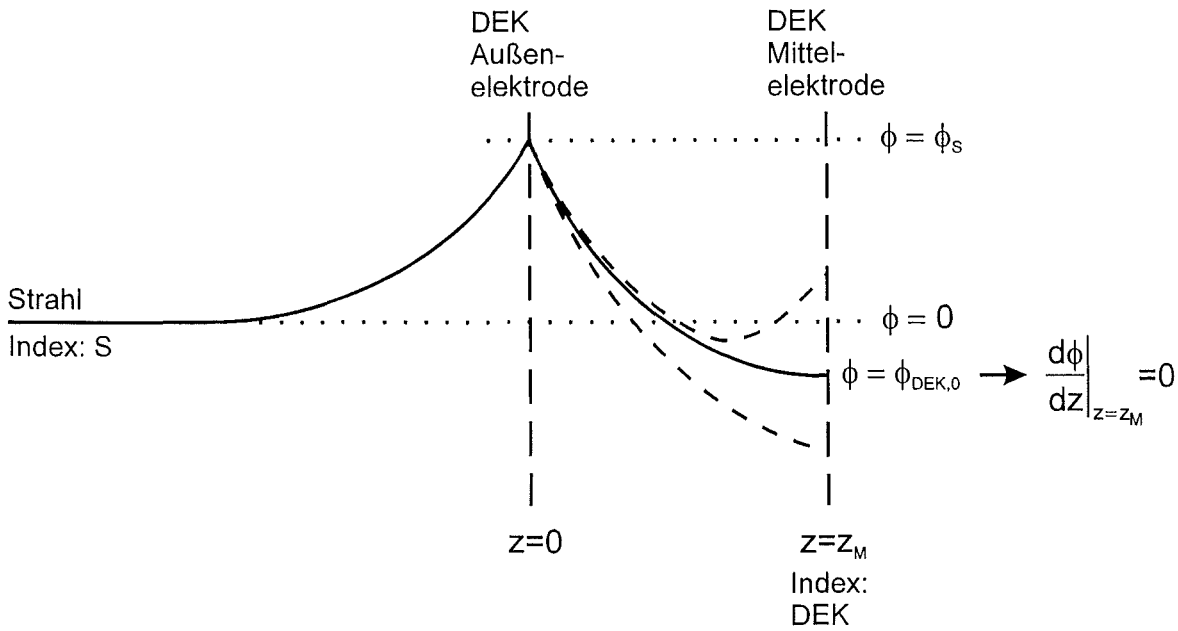
- Die Ionen sind monoenergetisch und haben eine longitudinale Geschwindigkeit  $v_i$ .
- Die Dicke der Randschicht zwischen dem Strahl und der Außenelektrode des DEK, sowie der Abstand zwischen Außen- und Mittelelektrode des DEK sind so gering, daß das B-Feld in diesem Bereich als konstant angesehen werden kann und damit im Hinblick auf die longitudinale Energie der Elektronen nicht berücksichtigt werden muß.
- Die longitudinalen Geschwindigkeiten der Elektronen im Strahl sind maxwellverteilt. Führt man zur Vereinfachung der Schreibweise die Größe  $v_T = \sqrt{2kT_e/m_e}$  ein, gilt:

$$g(v_{z,s}) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_T} \cdot \exp\left(-\frac{v_{z,s}^2}{v_T^2}\right) \quad (3.54)$$

Als Bezugspunkt für das Potential wird, wie in Abb. 3.21 dargestellt, das Strahlinnere gewählt, so daß zwischen der Vorspannung der Mittelelektrode des DEK im Labor Bezugssystem



**Abb. 3.20: Nettostromdichte als Funktion des DEK-Potentials mit B-Feld**  
 Normierte Nettostromdichte, die bei aktiviertem Magnetfeld auf der Strahlachse in 40 cm Abstand vom Anodengitter gemessen wurde, in Abhängigkeit von der negativen Vorspannung an der Mittelelektrode des DEK für zwei unterschiedliche Zeiten nach Pulsbeginn.



**Abb. 3.21: Potentialverlauf zwischen dem Strahl und der Mittelelektrode des DEK**  
 Schematische Darstellung des Potentialverlaufs zwischen dem Strahl und der Mittelelektrode des DEK für verschiedene Spannungen  $U_{\text{DEK}}$  (bzw.  $\phi_{\text{DEK}}$ ) an der Mittelelektrode. Das Bezugssystem für das Potential wurde so gewählt, daß das Strahlpotential Null ist.

stem  $U_{\text{DEK}}$  und  $\phi_{\text{DEK}}$  im neuen Bezugssystem gilt:  $\phi_{\text{DEK}} = U_{\text{DEK}} - U_S$ . Das Potential der Außen-  
 elektrode des DEK ist dann  $\phi_s = -U_S$ .

Die Elektronenstromdichte, die vom Strahl in positive axiale Richtung emittiert wird, berechnet sich aus:

$$j_{e,S} = e n_{e,S} \cdot \int_0^{\infty} g(v_{z,S}) \cdot v_{z,S} dv_{z,S} = \frac{1}{2} e \frac{v_T}{\sqrt{\pi}} n_{e,S} \quad (3.55),$$

so daß für die Elektronendichte im Strahl gilt:

$$n_{e,S} = \frac{2\sqrt{\pi} j_{e,S}}{e v_T} \quad (3.56)$$

Liegt an der Mittelelektrode gerade das Potential  $\phi_{\text{DEK},0}$  an, ab dem ein Potentialminimum auftritt, so lautet die Poissongleichung für den Bereich zwischen Außen-  
 elektrode und Mittelelektrode des DEK:

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} = -\frac{\alpha_A}{\epsilon_0} \left\{ \frac{j_i}{v_i} - e n_c \cdot \int_{v_z} g(v_z) dv_z \right\} \quad (3.57)$$

mit den Randbedingungen:  $\phi(0) = \phi_S$ ,  $\phi(z_M) = \phi_{\text{DEK},0}$  und  $\left. \frac{d\phi}{dz} \right|_{z=z_M} = 0$  (3.58),

wobei  $\alpha_A = 0.89$  die Transparenz des Maschengewebes ist, das über die Aperturblende der Außenelektrode gespannt ist. Es wird darauf hingewiesen, daß die Position  $z_M$  des Potentialminimums ein zusätzlicher unbekannter Parameter ist, der durch die dritte Randbedingung festgelegt wird. Da niederenergetische Elektronen auf ihrem Weg zur Mittelelektrode reflektiert werden, erstreckt sich die Integration über einen Geschwindigkeitsbereich von:

$$v_\phi := -\sqrt{2 \frac{e}{m_e} (\phi - \phi_{\text{DEK},0})} < v_z < \infty \quad (3.59).$$

Verwendet man das Liouvillesche Theorem ( $n_e g(v_z) = n_{e,S} g(v_{z,S})$ ) sowie die Energieerhaltung ( $v_{z,S}^2 = v_z^2 - 2e/m_e \phi$ ), erhält man:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{\alpha_A}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{j_i}{v_i} - e n_{e,S} \cdot \int_{v_\phi}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi} v_T} \cdot \exp\left(-\frac{v_z^2 - 2\phi e/m_e}{v_T^2}\right) dv_z \right\} \quad (3.60).$$

Geht man zu den folgenden dimensionslosen Variablen über:

$$V_z = \frac{v_z}{v_T} \quad \text{und} \quad \Phi = \frac{2e}{m_e v_T^2} \cdot (\phi - \phi_{\text{DEK},0})$$

gelangt man zu:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = -\frac{2e\alpha_A}{m_e v_T^2 \varepsilon_0} \left\{ \frac{j_i}{v_i} - \frac{e n_{e,S}}{\sqrt{\pi}} \exp(\Phi - \Phi_S) \cdot \int_{-\sqrt{\Phi}}^{\infty} \exp(-V_z^2) dV_z \right\} \quad (3.61),$$

wobei  $\Phi_S$  den Wert von  $\Phi$  für  $\phi = 0$  bezeichnet. Mit Gleichung (3.56) folgt daraus:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = -\frac{2e\alpha_A}{m_e v_T^2 \varepsilon_0} \left\{ \frac{j_i}{v_i} - \frac{\sqrt{\pi} j_{e,S}}{v_T} \exp(\Phi - \Phi_S) \cdot (1 + \text{erf}(\sqrt{\Phi})) \right\} \quad (3.62).$$

Substituiert man mit  $Z = \left[ \frac{4e\alpha_A j_{e,S} \sqrt{\pi}}{v_T^3 \varepsilon_0} \exp(-\Phi_S) \right]^{1/2} \cdot (z - z_M)$ , so lautet die Poissongleichung in dimensionslosen Variablen:

$$\frac{d^2\Phi}{dZ^2} = -\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{v_T}{v_i} \frac{j_i}{j_{e,S}} e^{\Phi_S} + \frac{1}{2} (1 + \text{erf}(\sqrt{\Phi})) \cdot e^\Phi \quad (3.63),$$

mit den Randbedingungen: 
$$\Phi(0) = \left. \frac{d\Phi}{dZ} \right|_{Z=0} = 0 \text{ und } \Phi(Z_0) = \Phi_0 \quad (3.64),$$

wobei  $Z_0$  der Wert von  $Z$  bei  $z = 0$  ist und  $\Phi_0$  der Wert von  $\Phi$  für  $\phi = \phi_s$ . Nach einmaliger Integration unter Berücksichtigung der ersten Randbedingung in (3.64) kommt man zu:

$$Z = - \int_0^{\tilde{\Phi}} \left[ e^{\tilde{\Phi}} \left( 1 + \operatorname{erf}(\sqrt{\tilde{\Phi}}) \right) - 1 - 2\sqrt{\frac{\tilde{\Phi}}{\pi}} - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{v_T}{v_i} \frac{j_i}{j_{e,S}} e^{\phi_s} \tilde{\Phi} \right]^{-1/2} d\tilde{\Phi} \quad (3.65).$$

Das Integral hat einen reellen Wert, wenn für die Funktion  $f(\tilde{\Phi})$  in der eckigen Klammer gilt:  $f(\tilde{\Phi}) \geq 0$ . Wie man leicht zeigen kann, besitzt  $f(\tilde{\Phi})$  höchstens ein lokales Minimum, so daß aus  $\Phi(0) = 0$  unmittelbar folgt:

$$f(\tilde{\Phi}) \geq 0 \quad \forall \tilde{\Phi} \geq 0 \Leftrightarrow f'(0) \geq 0 \quad (3.66).$$

Daraus läßt sich eine Bedingung für  $\phi_{\text{DEK},0}$  ableiten:

$$\phi_{\text{DEK},0} \geq - \frac{v_T^2 m_e}{2e} \ln \left( 2\sqrt{\pi} \frac{v_i}{v_T} \frac{j_{e,S}}{j_i} \right) := \phi_{\text{DEK},0}^{\min} \quad (3.67).$$

Die Lösung von Gleichung (3.65) ist nur numerisch möglich. Betrachtet man  $Z$  in Abhängigkeit von  $\phi_{\text{DEK},0}$ , so findet man, daß  $Z(\phi_{\text{DEK},0})$  für  $\phi_{\text{DEK},0} = \phi_{\text{DEK},0}^{\min}$  eine Polstelle mit  $Z \rightarrow -\infty$  besitzt. Für die im Experiment vorkommenden Parameter (insbesondere  $z_M = 5 \text{ mm}$ ) ergab sich ferner:  $|Z_0| \gg |Z|$  für  $\phi_{\text{DEK},0} \gg \phi_{\text{DEK},0}^{\min}$ , so daß das Randwertproblem nur für

$$\phi_{\text{DEK},0} \approx \phi_{\text{DEK},0}^{\min} \quad (3.68)$$

eine Lösung hat.

Beschränkt man sich daher auf den Bereich  $\phi_{\text{DEK}} < \phi_{\text{DEK},0}$ , erhält man analog zur Herleitung von Gleichung (3.38) für die gemessene Nettostromdichte:

$$j(\phi_{\text{DEK}}) = j_i - j_{e,S} \cdot \exp\left(\frac{e\phi_{\text{DEK}}}{kT_e}\right) \quad (3.69)$$

bzw. im Laborbezugssystem des Potentials:

$$j(U_{\text{DEK}}) = j_i - j_{e,S} \cdot \exp\left(\frac{e(U_{\text{DEK}} - U_s)}{kT_e}\right) \quad (3.70).$$

Mit dieser Gleichung können die aus den DEK-Messungen erhaltenen Abhängigkeiten der Nettostromdichte in Abhängigkeit von  $U_{\text{DEK}}$  gefittet werden, wenn nur die Stromdichten rechts von der Diskontinuität in Abb. 3.20, d.h. für  $|U_{\text{DEK}}| > 150 \text{ V}$ , verwendet werden. Aufgrund der Streuung der gemessenen Stromdichten von Puls zu Puls ließ sich auch hier eine Anpassung mit akzeptablen Fehlergrenzen für  $T_e$  nur für Zeitpunkte  $t \geq 5 \mu\text{s}$  ermitteln. Es ergaben sich Elektronentemperaturen im Bereich von  $T_e = 70 \div 100 \text{ eV}$  und positive Strahlpotentiale von bis zu  $+70 \text{ V}$ . Diese positiven Strahlpotentiale stehen im Widerspruch zu den Potentialmessungen mit der kapazitiven Probe, die nach spätestens  $4 \mu\text{s}$  ein durchweg negatives Strahlpotential ergaben. An dieser Tatsache ändert sich auch nichts, wenn man die aufgrund der relativ hohen Elektronentemperatur signifikante Potentialdifferenz zwischen Strahlpotential und „floating“-Potential ( $\Delta U_{\text{sf}}$ ) berücksichtigt, die sich wie folgt berechnet:

$$j_i = j_{e,f} = e n_{e,s} \cdot \int_{v_{\text{sf}}}^{\infty} g(v_{z,s}) \cdot v_{z,s} dv_{z,s}$$

$$\Leftrightarrow \Delta U_{\text{sf}} = \frac{k T_e}{e} \ln\left(\frac{j_{e,s}}{j_i}\right) \quad (3.71)$$

wobei  $v_{\text{sf}} = \sqrt{2 e \Delta U_{\text{sf}} / m_e}$  zur Vereinfachung der Schreibweise eingeführt wurde.

Dieser Widerspruch läßt sich auflösen, wenn man statt der einfachen Maxwellgleichung in (3.54) in Anlehnung an die Autoneutralisationstheorie von Humphries (Kapitel 3.1.2) eine um die Geschwindigkeit der Ionen ( $v_i$ ) verschobene Maxwellverteilung annimmt:

$$g(v_{z,s}) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_T} \cdot \exp\left(-\frac{(v_{z,s} - v_i)^2}{v_T^2}\right) \quad (3.72).$$

Damit folgt analog zur Herleitung von Gleichung (3.56) für die Elektronendichte im Strahl:

$$n_{e,s} = \frac{2\sqrt{\pi} j_{e,s}}{e v_T^*} \quad (3.73)$$

mit

$$v_T^* = v_T \cdot \left[ \sqrt{\pi} \frac{v_i}{v_T} \left( 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{v_i}{v_T}\right) \right) + \exp\left(-\frac{v_i^2}{v_T^2}\right) \right]$$

Die Poissongleichung läßt sich durch die verschobene Maxwellverteilung nicht länger auf eine einfache Integralgleichung reduzieren, so daß auch das Potential  $\phi_{\text{DEK},0}$ , ab dem zwischen Außenelektrode und Mittelelektrode ein Potentialminimum auftritt, nicht mehr in geschlossener Form dargestellt werden kann. Der Existenz eines solchen Potentialminimums muß aber weiterhin Rechnung getragen werden, indem man die gemessene Nettostromdichte nur für den Bereich rechts von der Diskontinuität auswertet. Die Abhängigkeit der Nettostromdichte von  $\phi_{\text{DEK}}$  lautet:

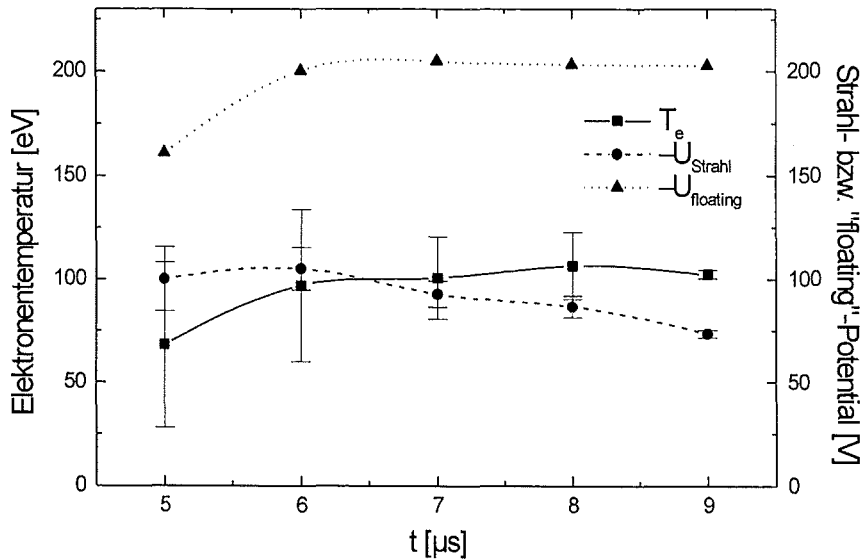
$$j(\phi_{\text{DEK}}) = j_i - j_{e,s} \frac{v_T}{v_T^*} \cdot \left[ \sqrt{\pi} \frac{v_i}{v_T} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{v_i - v_{\text{DEK}}}{v_T} \right) \right) + \exp \left( - \left( \frac{v_i - v_{\text{DEK}}}{v_T} \right)^2 \right) \right] \quad (3.74)$$

mit  $v_{\text{DEK}}^2 = -\frac{2e\phi_{\text{DEK}}}{m_e}$ , wobei hier ausdrücklich darauf hingewiesen wird, daß in diesem Bereich  $\phi_{\text{DEK}} = U_{\text{DEK}} - U_s < 0$  ist.

Die Potentialdifferenz zwischen Strahlpotential und „floating“-Potential läßt sich in diesem Fall nur numerisch berechnen und zwar aus der folgenden Gleichung:

$$\frac{j_i}{j_{e,s}} = \frac{v_T}{v_T^*} \cdot \left[ \sqrt{\pi} \frac{v_i}{v_T} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{v_i - v_{\text{sf}}}{v_T} \right) \right) + \exp \left( - \left( \frac{v_i - v_{\text{sf}}}{v_T} \right)^2 \right) \right] \quad (3.75),$$

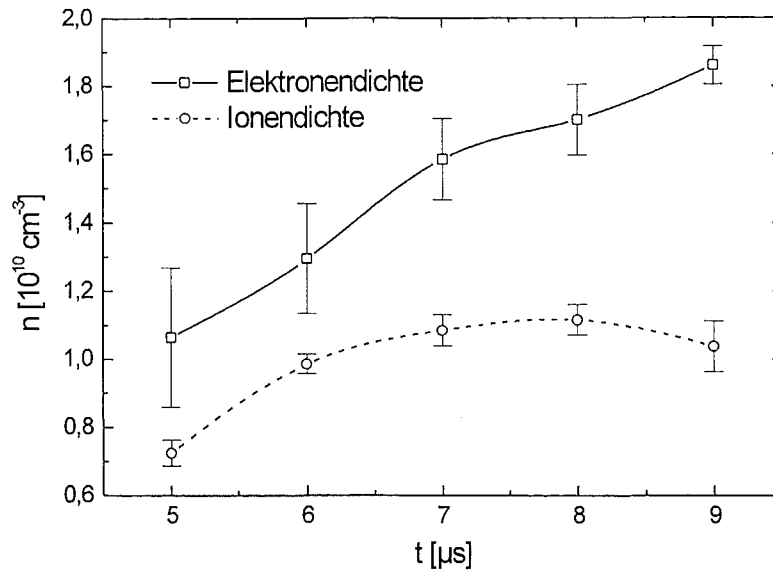
wobei  $v_{\text{sf}}^2 = 2e\Delta U_{\text{sf}}/m_e$  ist.



**Abb. 3.22: Elektronentemperatur, Strahl- und „floating“-Potential als Funktion der Zeit**

Elektronentemperatur, Strahl- und „floating“-Potential in Abhängigkeit des Zeitpunktes nach dem Pulsbeginn. Die Werte basieren auf der Auswertung der axialen Nettostromdichte-Messungen mit Magnetfeld unter Verwendung einer um die Protonengeschwindigkeit  $v_i$  verschobenen Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeiten.





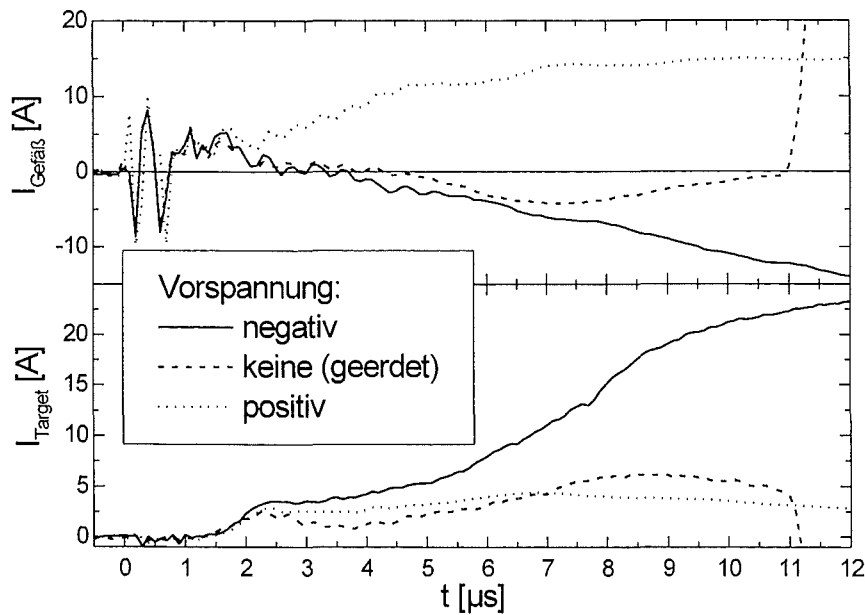
**Abb. 3.23: Vergleich von Ionen- und Elektronendichte als Funktion der Zeit**

Vergleich von Ionen- und Elektronendichte als Funktion der Zeit, wie sie sich nach der Auswertung der axialen Nettostromdichtemessungen mit Magnetfeld darstellen.

Unter der Voraussetzung eines reinen Protonenstrahls findet man aus diesen Gleichungen die in Abb. 3.22 und Abb. 3.23 dargestellten Größen als Funktion der Zeit bezogen auf den Pulsbeginn. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den aus der Fitroutine für Gleichung (3.74) errechneten Standardabweichungen bzw. den aus diesen Werten durch Fehlerfortpflanzung ermittelten Standardabweichungen. Die Elektronentemperatur  $T_e$  pendelt sich wie zuvor bei etwa 100 eV ein und ist somit, wie erwartet, unabhängig davon, ob eine gewöhnliche oder eine verschobene Maxwellverteilung zugrunde gelegt wird. Das Strahlpotential liegt zwischen -100 V und -75 V. Das „floating“-Potential erreicht einen nahezu konstanten Wert von -200 V und stimmt damit recht gut mit den Potentialmessungen der kapazitiven Probe überein. Ein Vergleich von Ionen- und Elektronendichte (Abb. 3.23) zeigt, daß der Strahl auf der Achse überneutralisiert ist. Ein Umstand, der durch das Auftreten eines negativen Nettostroms auf der Gefäßwand des Transportkanals untermauert wird, wie im folgenden erörtert wird.

### 3.3.3.3. Zeitliches Verhalten von Gefäß- und Targetstrom

Die einfachste Targetkonfiguration besteht aus einer flachen Metallscheibe, die in der Targetebene, d.h. in einem Abstand von 120 cm vom Anodengitter, installiert wird. Hier wurde eine Aluminiumscheibe mit einem Durchmesser von 28 mm verwendet. Wie bereits erwähnt, erzeugt der auftreffende Strahl am Target ebenfalls Sekundärelektronen. Diese scheinen jedoch für den Raumladungsneutralisationsprozess von untergeordneter Bedeutung zu



**Abb. 3.24: Nettoströme als Funktion der Zeit für verschiedene Targetpotentiale**  
 Nettoströme auf die Wand der Vakuumkammer und auf ein flaches Target als Funktion der Zeit für verschiedene Vorspannungen des Targets.

sein, da die oben diskutierten Messungen zur Neutralisation praktisch nicht von einer Targetvorspannung ( $U_{\text{Target}}$ ) beeinflusst werden.

Andererseits hat das Targetpotential einen wesentlichen Einfluß auf den Strom zur Wand des Vakuumgefäßes ( $I_{\text{Gefäß}}$ ). Abb. 3.24 vergleicht diesen Strom und den Strom auf das Target ( $I_{\text{Target}}$ ) für verschiedene Vorspannungen.

#### I. Geerdetes Target:

In der Anfangsphase des Pulses ( $t \leq 2.5 \mu\text{s}$ ) fließt ein Nettoionenstrom auf die Wand der Vakuumkammer. Mit abnehmendem Gefäßstrom setzt bei  $1.5 \mu\text{s}$  ein positiver Targetstrom ein. Nach etwa  $5 \mu\text{s}$  wird der Kammerstrom negativ. Die geringe Amplitude des Targetstroms ist darauf zurückzuführen, daß der Targetstrom die Summe aus Ionen- und Elektronenstrom ist.

#### II. Negative Vorspannung ( $U_{\text{Target}} = U_{\text{Gitter2}} = -300 \text{ V}$ ):

Am Anfang zeigt der Kammerstrom das gleiche Verhalten wie bei geerdetem Target. Allerdings wird er im Gegensatz zum geerdeten Target bereits nach  $3 \mu\text{s}$  negativ und nimmt dem Betrag nach während des restlichen Pulses zu. Auch der Nettoionenstrom auf das Target steigt mit zunehmender Pulsdauer an, jedoch scheint er sich im Unterschied zum Kammerstrom einem Sättigungswert anzunä-

hern. Der höhere Betrag des Targetstroms gegenüber dem geerdeten Target liegt darin begründet, daß durch die negative Targetvorspannung von -300 V nahezu alle Neutralisationselektronen aus dem Strahl abgehalten werden. Da bei den hier auftretenden kinetischen Energien eine Reflexion der Ionen durch das Target vernachlässigt werden kann [Wierzbicki, 1994], ist der gemessene Targetstrom nur dann der zum Target transportierte Ionenstrom, wenn die Sekundärelektronen des Targets nicht zum gemessenen Strom beitragen. In Anbetracht der Tatsache, daß trotz des negativen Strahlpotentials kein wesentlicher Unterschied des Neutralisationsprozesses für geerdetes und negativ vorgespanntes Target zu beobachten war und außerdem die Sekundärelektronen des Targets spätestens an den Kathodengittern aufgrund der Potentialverhältnisse reflektiert werden, erscheint es gerechtfertigt, die Sekundärelektronen des Targets unberücksichtigt zu lassen.

### III. Positive Vorspannung an Target und Kathodengitter 2 ( $U_{\text{Target}} = U_{\text{Gitter2}} = +300 \text{ V}$ ):

Während des gesamten Pulses fließt ein positiver Strom und damit ein Teil des Ionenstroms auf die Kammerwand. Diese Potentialkonstellation verhindert also den Aufbau einer effektiven Raumladungsneutralisation, da Elektronen durch das positive Potential dem Strahlvolumen entzogen werden.

Auch diese Messungen zeigen, daß eine effiziente Raumladungsneutralisation erst nach etwa  $3 \div 4 \mu\text{s}$  beginnt. Das relativ langsame Anwachsen des Targetstroms bei negativem Targetpotential deutet darauf hin, daß die Raumladungsneutralisation nicht gemeinsam über die gesamte Transportlänge aufgebaut wird, sondern von der Expansionszeit der Neutralisationselektronenwolke von den Kathodengittern zum Target durch das stark inhomogene Magnetfeld bestimmt wird. Trotzdem muß es während dieses Prozesses bereits zu einer teilweisen Überneutralisation kommen, da ein negativer Nettostrom auf die Gefäßwand wegen des longitudinalen Magnetfeldes nur dann möglich ist, wenn ein radial nach außen gerichtetes elektrisches Feld entsteht.

Für die Raumladungsneutralisation bei aktiviertem Magnetfeld läßt sich also zusammenfassend feststellen, daß dieselbe nicht sofort eintritt, sondern erst, nachdem eine ausreichende Anzahl von Neutralisationselektronen, die von den Kathodengittern stammen, im Volumen des Transportkanals akkumuliert wurden. Hierbei verlieren die Elektronen einen Teil ihrer longitudinalen, kinetischen Energie, die höchstwahrscheinlich in Gyrationenergie umgewandelt wird. Außerdem kommt es zu einer Thermalisierung der Elektronen, so daß sich im Gleichgewichtszustand eine Streuung der longitudinalen, kinetischen Energien einstellt, die einer charakteristischen Temperatur von 100 eV entspricht. Beides zusammen führt sogar zu einer Überneutralisation der positiven Raumladung des Ionenstrahls.

#### 3.3.4. Effizienz des Strahltransports

Die Effizienz des Strahltransports kann unter zwei Gesichtspunkten betrachtet werden:

1. Die Transporteffizienz bezogen auf den Ionenstrom. Sie ist definiert als:  

$$\xi_I = I_{i,\text{Target}} / I_{i,\text{Transp.}}$$
wobei  $I_{i,\text{Transp.}}$  der nach passieren der Kathodengitter in den

magnetischen Kompressionskanal (Transportkanal) eintretende Ionenstrom, und  $I_{i,Target}$  der Ionenstrom in der Targetebene ist.

2. Die Transporteffizienz bezogen auf die Energie. Sie ergibt sich aus der kinetischen Gesamtenergie der in den Transportkanal eintretenden Ionen ( $W_{Transp.}$ ) und der in einem Target deponierten Energie ( $W_{Target}$ ) zu  $\xi_W = W_{Target} / W_{Transp.}$ .

Zur Bestimmung der Transporteffizienz wurden diverse Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse im Nachfolgenden besprochen werden.

#### 3.3.4.1. Targetstrommessungen mit Targetscheibe

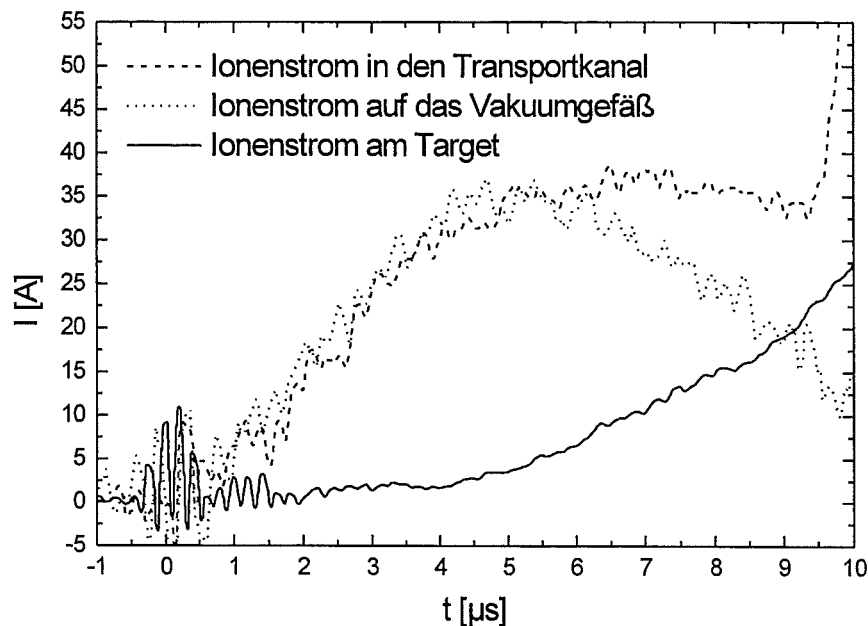
Wie bereits im vorangegangenen Kapitel diskutiert wurde, kann der Strom auf die negativ vorgespannte Aluminiumscheibe unter bestimmten Voraussetzungen als reiner Ionenstrom angesehen werden und somit direkt die Transporteffizienz für den Ionenstrom berechnet werden. Da keine experimentellen Daten über die kinetischen Energien der Ionen am Target vorliegen, wird zur Bestimmung der Transporteffizienz bezogen auf die Energie angenommen, daß die kinetische Energie der Ionen im wesentlichen der Beschleunigungsspannung entspricht. Die Transporteffizienz bezogen auf die Energie folgt dann einfach aus der zeitlichen Integration der Leistung, die in den Transportkanal fließt und die auf das Target auftrifft. Es sei hier noch angemerkt, daß bei der Berechnung der beiden Transporteffizienzen die Flugzeit der Ionen durch das Transportsystem nicht einbezogen wurde. Sie liegt für Protonen unterhalb von einer  $\mu s$ . Die Ergebnisse der Berechnungen werden weiter unten besprochen (Abschnitt 3.3.4.2).

#### 3.3.4.2. Targetstrommessungen mit Zwei-Elektroden-Kollektor

Eine direkte Messung des zum Target transportierten Ionenstroms oder gar der Ionenstromdichteverteilung mit einem Mehrelektroden-System zum kontrollierten Abstoßen der Neutralisationselektronen gestaltete sich außerordentlich schwierig, da es aufgrund der wesentlich höheren Stromdichten im Vergleich zum ballistischen Bereich zu frühzeitigen Kurzschlüssen zwischen den Elektroden des Drei-Elektroden-Kollektors kam, die auch durch zahlreiche Modifikationen des Kollektors und Änderungen in der Beschaltung nicht vermieden werden konnten. Die Häufigkeit der Kurzschlüsse konnte nur durch den Verzicht auf die Mittelelektrode soweit herabgesetzt werden, daß Messungen ohne Kurzschlüsse reproduzierbar erfolgen konnten. Bei dem so entstandenen Zwei-Elektroden-Kollektor (ZEK) werden die Neutralisationselektronen aus dem Strahl durch das Anlegen einer negativen Vorspannung an der Außenelektrode abgehalten, während der Kollektor auf einem negativen Potential gehalten wird, das vom Betrag her etwa 100 V niedriger ist. Dies hat den Vorteil, daß Sekundärelektronen, die auf dem Kollektor entstehen, von der Außenelektrode reflektiert werden und nicht zum gemessenen Kollektorstrom beitragen, ohne daß eine zu Kurzschlüssen führende Potentialdifferenz zwischen den Elektroden benötigt wird. Der Nachteil ist allerdings, daß das Abstoßungspotential nicht mehr nach Außen hin abgeschirmt wird und das Target (die Außenelektrode) daher immer negatives Potential hat.

Abb. 3.25 zeigt einen Vergleich zwischen dem Ionenstrom in den Transportkanal mit dem Ionenstrom auf die Wand des Vakuumgefäßes einerseits und dem Ionenstrom in der Targetebene andererseits. Man sieht sehr deutlich, daß bis etwa  $4 \mu\text{s}$  nach Pulsbeginn praktisch der gesamte Ionenstrom auf die Gefäßwand fließt. Erst danach beginnt der Transport des Strahls zum Target, der sich in einer Zunahme des Targetstroms bei gleichzeitiger Abnahme des Gefäßstroms manifestiert. Die Summe aus dem Ionenstrom zur Gefäßwand und dem Ionenstrom zum Target stimmt dabei recht gut mit dem in den Transportkanal geflossenen Ionenstrom überein.

Die Bestimmung der Transporteffizienzen erfolgt in gleicher Weise wie im vorherigen Abschnitt und wird ebenfalls in Abschnitt 3.3.4.4 diskutiert.



**Abb. 3.25: Beispiel einer Targetstrommessung mit dem Zwei-Elektroden-Kollektor**

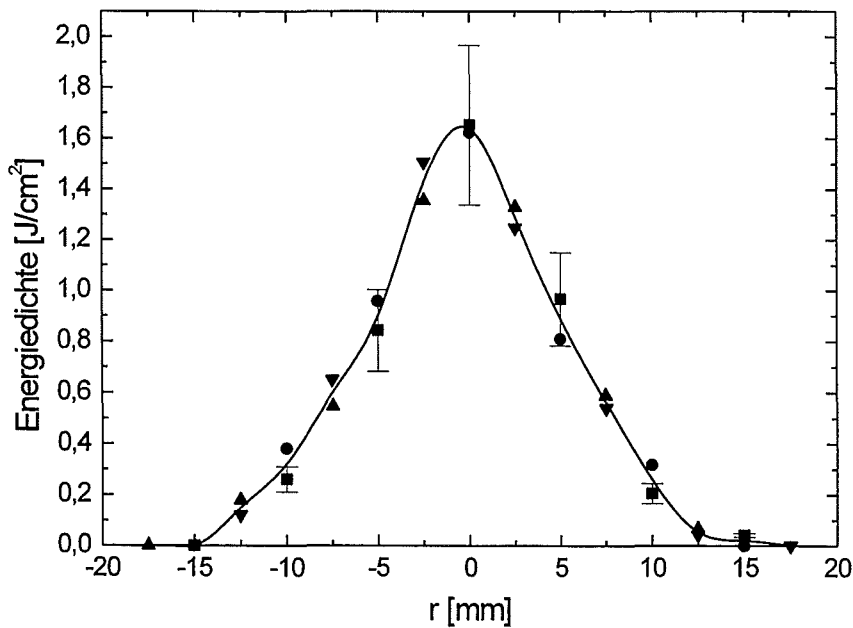
Vergleich des Ionenstroms in den Transportkanal mit dem Ionenstrom auf die Wand des Vakuumgefäßes einerseits und dem mit einem Zwei-Elektroden-Kollektor gemessenen Ionenstrom am Target.

### 3.3.4.3. Kalorimetrische Messungen

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Transporteffizienz bezogen auf die Energie besteht darin, die am Target deponierte Energie selbst zu messen. Dies hat den Vorzug, daß keinerlei Annahmen bezüglich der kinetischen Energie der Ionen von Nöten sind. Die Energiedichte des Ionenstrahls in der Targetebene wurde mit einer linearen Anordnung aus sieben Einzelkalorimetern (Anhang B) gemessen. Abb. 3.26 illustriert die Energiedichte-

verteilung in der Targetebene für vier Einzelpulse - zwei mit einer axial zentrierten Kalorimeter-Anordnung und je eine mit einem Versatz von +2.5 mm und -2.5 mm. Die Fehlerbalken für die Meßpunkte einer dieser vier Verteilungen resultieren aus der Kalibrierung der Kalorimeter-Anordnung (Anhang B). Durch flächenrichtige Integration erhält man daraus die deponierte Gesamtenergie am Target und daraus die entsprechende Transporteffizienz. Sie ist in Abb. 3.27 eingezeichnet und wird im nachfolgenden Unterkapitel diskutiert.

Neben der Transporteffizienz bezogen auf die Energie gibt die Energiedichteverteilung vor allem Auskunft über die Verteilung der im zeitlichen Mittel gesehenen Stromdichte in der Targetebene. Aus Abb. 3.26 geht hervor, daß diese Verteilung eine Halbwertsbreite (HWHM) von etwa 5.5 mm hat. Die totale Breite der Verteilung und damit der Strahldurchmesser liegt bei etwa 30 mm. Da die Ionenstromdichteverteilung am Ausgang des Extraktionssystems keine Rechteckverteilung ist, ist die Angabe eines Flächenkompressionsverhältnisses der Fokussierung im Sinne der KANDIS-Studie an dieser Stelle schwierig. Es ist aber klar, daß die Flächenkompression des Strahls deutlich geringer ausfällt, als ursprünglich angestrebt wurde, was auf die höhere Quelldivergenz und die sphärische Aberration zurückgeführt werden kann (Abschnitt 3.2.3).

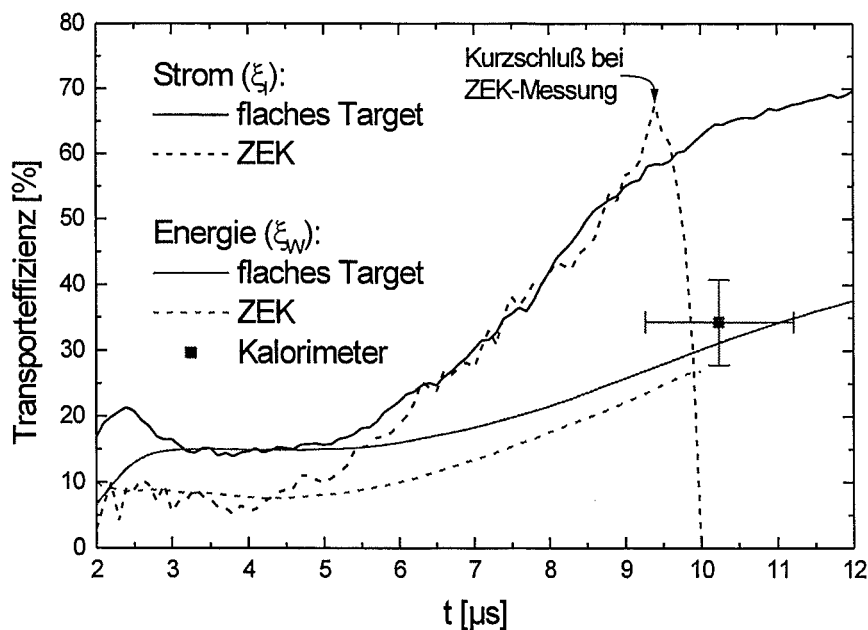


**Abb. 3.26: Energiedichteverteilung in der Targetebene**  
Energiedichte in der Targetebene als Funktion der radialen Position für vier verschiedene Pulse, wie sie mit einer linearen Kalorimeter-Anordnung ermittelt wurde.

## 3.3.4.4. Transporteffizienz

Bevor die Ergebnisse zur Transporteffizienz zusammenfassend behandelt werden, sei an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen, daß ein Ionenstrom in der Targetebene nur bei aktiviertem Magnetfeld registriert wurde. Das magnetische Kompressionsfeld ist also eine unabdingbare Grundvoraussetzung für einen effektiven Strahltransport zum Target.

Abb. 3.27 gibt einen Überblick der berechneten Transporteffizienten als Funktion der Zeit. Durch die relativ großen Signalstörungen zu Pulsbeginn ist ein Vergleich der Transporteffizienten erst ab etwa  $2 \mu\text{s}$  sinnvoll. Die durchgezogenen Linien sind die Transporteffizienzen, die auf den Messungen mit dem Aluminium-Target basieren. Die gestrichelten Kurven gehören zu den Messungen mit dem Zwei-Elektroden-Kollektor (ZEK). Das starke Einbrechen der Stromtransporteffizienz wird durch einen frühzeitigen Kurzschluß in der Ionenquelle verursacht. Obwohl die verschiedenen Messungen unter nahezu gleichen Bedingungen durchgeführt wurden, ist die Pulslänge bei der ZEK-Messung wesentlich geringer. Dies liegt vermutlich darin begründet, daß diese Meßkampagne mit einem leicht beschädigtem Maschengewebe des ersten Kathodengitters durchgeführt wurde. Kleine Löcher im Maschengewebe, die durch die hohe thermische Beanspruchung bei Kurzschlüssen zwischen dem Anodengitter und dem ersten Kathodengitter entstanden waren, sind durch die Feldüberhöhung an diesen Stellen bevorzugte Initialpunkte für Kurzschlüsse und überdecken damit den ei-



**Abb. 3.27: Vergleich der Transporteffizienzen**

Vergleich der aus den unterschiedlichen Messungen abgeleiteten Strom- und Energietransporteffizienzen.

gentlichen Kurzschlußmechanismus in der Quelle.

Die Transporteffizienz bezogen auf die Energie, die sich aus den kalorimetrischen Messungen ergab, ist als einzelner Datenpunkt eingezeichnet. Wie aus Abb. 3.27 hervorgeht, erreicht die Transporteffizienz bezüglich des Ionenstroms nach 12  $\mu\text{s}$  70 %. Außer zu Beginn des Pulses, wo die Messungen mit der Targetscheibe eine höhere Effizienz ergaben, stimmen die zeitlichen Verläufe recht gut überein. Die Diskrepanz liegt wahrscheinlich daran, daß in diesem Zeitbereich ein Beitrag der Sekundärelektronen von der Targetscheibe doch nicht vernachlässigt werden kann. Wie bereits erwähnt wurde, kann das verhältnismäßig langsame Ansteigen der Transporteffizienz damit erklärt werden, daß die Raumladungsneutralisation nicht synchron über die gesamte Transportlänge aufgebaut wird, sondern von der Expansionszeit der Neutralisationselektronenwolke von den Kathodengittern zum Target durch das stark inhomogene Magnetfeld bestimmt wird.

Durch das verhältnismäßig langsame Ansteigen der Stromtransporteffizienz fällt die Transporteffizienz bezogen auf die Energie wesentlich geringer aus. Sie erreicht nach 12  $\mu\text{s}$  nur etwa 37 %. Auch hier ist die Übereinstimmung der Energietransporteffizienzen, die aus den verschiedenen Messungen extrahiert wurden, zufriedenstellend.

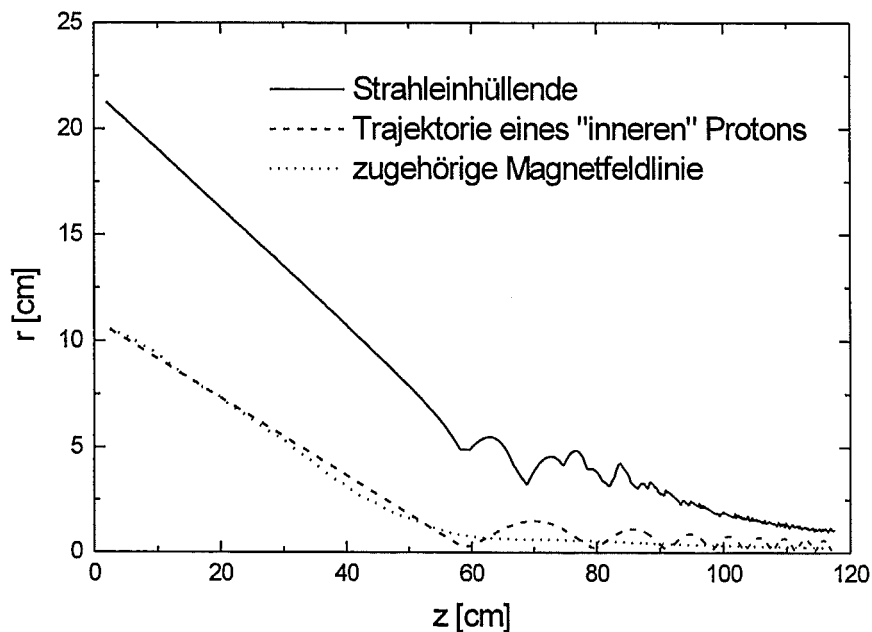
Im Kontext der Behandlung des Strahltransportes soll hier der Vollständigkeit halber noch einmal kurz auf den in Kapitel 2 angesprochenen Punkt der Strahlkomposition eingegangen werden. Bei den Untersuchungen an der dort beschriebenen Versuchsanlage wurde gefunden, daß der Ionenstrahl zwar im wesentlichen Protonen enthält, daß Kohlenstoffionen und andere aber einen durchaus meßbaren Anteil repräsentieren. Es stellt sich somit zwangsläufig die Frage, welche Fraktion des Targetstromes durch diese restlichen Ionen getragen wird. Diese Frage kann dahingehend beantwortet werden, daß der Strahl zwar im ballistischen Fokussierbereich von PROFA tatsächlich noch eine Mischkomposition aufweist, daß aber das magnetische Kompressionsfeld für Protonen ausgelegt wurde und daher die Funktion eines Massenfilters übernimmt. Der auf dem Target registrierte Strom wird daher fast ausschließlich von Protonen getragen, während die schwereren Ionen auf die Wand der Vakuumkammer treffen und damit nicht mehr zum Strahlstrom beitragen. Zieht man diesen Umstand in Betracht, kann man schlußfolgern, daß die hier genannte Transporteffizienz von 70 % einen eher pessimistischen Wert für den Protonenanteil darstellt, da sie auf der Basis des Verhältnisses des Targetstroms zum gesamten im ballistischen Bereich gemessenen Strom abgeleitet wurde.

#### 3.3.5. Numerische Simulation der Strahlfokussierung

Im Rahmen der Kooperation mit dem Efremov Institut in St. Petersburg wurden Simulationsrechnungen zur Strahlfokussierung bei der PROFA durchgeführt, deren Ziel es war, den Einfluß von Quelldivergenz und Raumladungsneutralisationsgrad auf die Effizienz der Fokussierung zu ermitteln und zwar unter Verwendung der experimentell bestimmten Magnetfeldverteilung und Ionenstromdichteverteilung am Ausgang des Extraktionssystems. Die computergestützten Simulationsrechnungen beruhen wie auch bei der KANDIS-Studie auf der Methode, den Strahl in „Stromschläuche“ zu unterteilen. Allerdings wurde das numerische Modell im Vergleich zur KANDIS-Studie weiterentwickelt und aufgrund der hohen Elektronenmobilität entlang der Magnetfeldlinien vorausgesetzt, daß keine elektrischen Felder entlang der Propagationsrichtung auftreten. Details werden im Anhang C gegeben.



Ausgehend von Raumladungsneutralisationsgraden von  $f_i = 1, 0.9995, 0.999$  und  $0.9985$  und Quelldivergenzen von  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$  und  $26 \text{ mrad}$  wurden die Strahleinhüllende, eine innere Trajektorie zusammen mit der zugehörigen Magnetfeldlinie, die Abhängigkeit der radialen Endposition von den radialen Anfangskoordinaten der einzelnen Strahlschläuche  $r(r_0)$ , die longitudinale Geschwindigkeitskomponente im Verhältnis zur Anfangsgeschwindigkeit als Funktion der radialen Position  $v_z(r)/v_0$  sowie die Ionenstromdichte  $j(r)$  und Leistungsdichte  $P(r)$  für unterschiedliche longitudinale Positionen berechnet. Auf all diese Ergebnisse im einzelnen einzugehen, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, weshalb hier nur ein Beispiel präsentiert wird und die wichtigsten Erkenntnisse kurz besprochen werden. Eine ausführliche Darstellung der Resultate findet sich in [Kuznetsov, 1996].



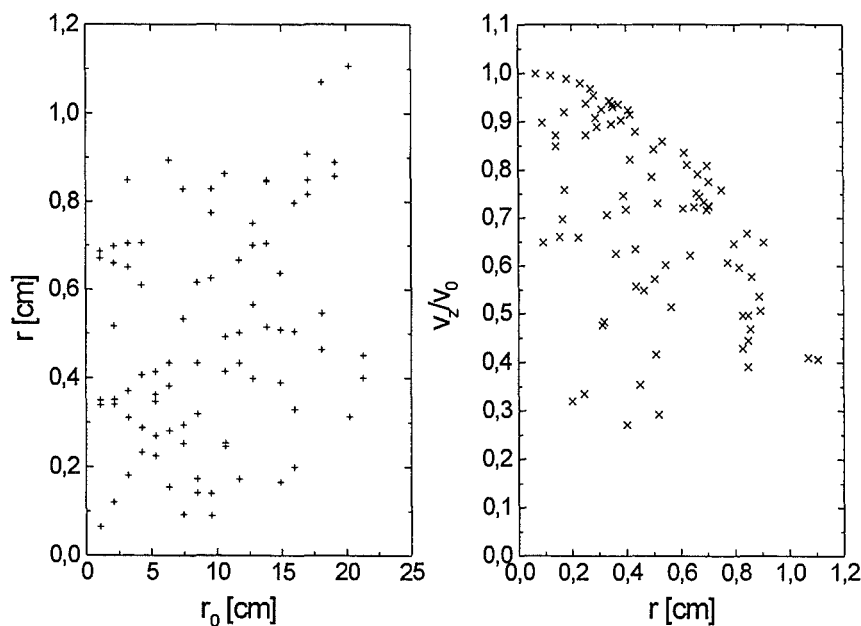
**Abb. 3.28: Illustration der magnetischen Kompression**  
Strahleinhüllende und Beispieltrajektorie eines „inneren“  
Protons mit zugehöriger Magnetfeldlinie für  $f_i = 1$  und  
 $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$ .

Abb. 3.28 zeigt die Strahleinhüllende und eine Beispieltrajektorie eines „inneren“ Protons mit zugehöriger Magnetfeldlinie für  $f_i = 1$  und  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$ . Sie veranschaulichen noch einmal die magnetische Kompression des Strahls. Der Strahlradius wird nach dem ballistischen Fokus noch erheblich verringert. Die Gyrationbewegung des entlang der Magnetfeldlinie injizierten Protons beginnt nahe dem ballistischen Fokus.

In Abb. 3.29 ist die Projektion der Anfangsradien der Stromschläuche ( $r_0$ ) auf die Targebene gezeigt zusammen mit den relativen Longitudinalgeschwindigkeiten. Man sieht, daß diese Abhängigkeiten keinerlei einfachen Gesetzmäßigkeiten folgen und daher theoretische

Berechnungen zur Fokussierung nur mit numerischen Simulationsrechnungen möglich sind. Die Verteilung der relativen longitudinalen Geschwindigkeiten macht deutlich, daß die Teilchen zum Teil mit longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten unterhalb von  $0.5 v_0$  das Target erreichen. Verwendet man Gleichung (3.52) und betrachtet Protonen, die unter einem maximalen Divergenzwinkel von  $\Delta\Theta = 90 \text{ mrad}$  (entsprechend  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$ ) am Anodengitter emittiert wurden, so kann man leicht zeigen, daß diese niedrigen, longitudinalen Geschwindigkeiten einem Einsetzen der Gyrationbewegung dieser Protonen bei einer magnetischen Induktion unterhalb von  $B(L_1) = 43 \text{ mT}$  entsprechen. Dies ist nach den theoretischen Betrachtungen am Anfang von Kapitel 3.3 durchaus realistisch.

Abb. 3.30 zeigt die Protonenstromdichteverteilung und die Leistungsdichteverteilung in der Targetebene für  $f_i = 1$  und  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$ . Vergleicht man die hier gezeigten Verteilungen mit der an der PROFA-Anlage gemessenen Energiedichteverteilung aus Abb. 3.26, so fällt unmittelbar auf, daß die berechneten Verteilungen wesentlich detailreicher sind. Dies kann zum einen darauf zurückgeführt werden, daß man von der gemessenen Energiedichteverteilung nur auf eine über die Zeit gemittelten Stromdichteverteilung schließen kann, in der solche Details möglicherweise verschmieren. Andererseits zeigen die berechneten Ver-

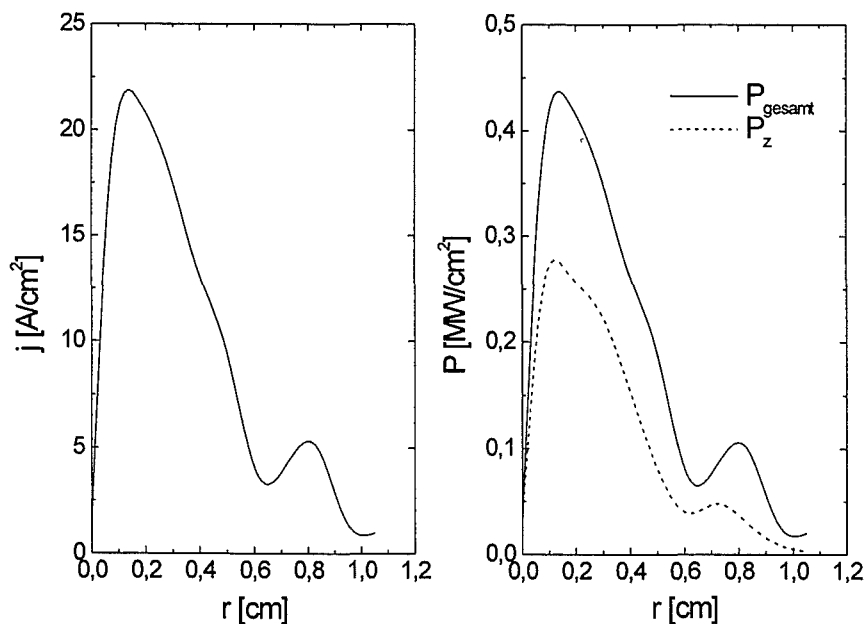


**Abb. 3.29: Radiale Positionen und relative Longitudinalgeschwindigkeiten am Target**

Abhängigkeit der radialen Endposition ( $r$ ) von den radialen Anfangskordinaten der einzelnen Strahlschläuche ( $r_0$ ) und die longitudinale Geschwindigkeitskomponente im Verhältnis zur Anfangsgeschwindigkeit als Funktion der radialen Position ( $r$ ) in der Targetebene für  $f_i = 1$  und  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$ .

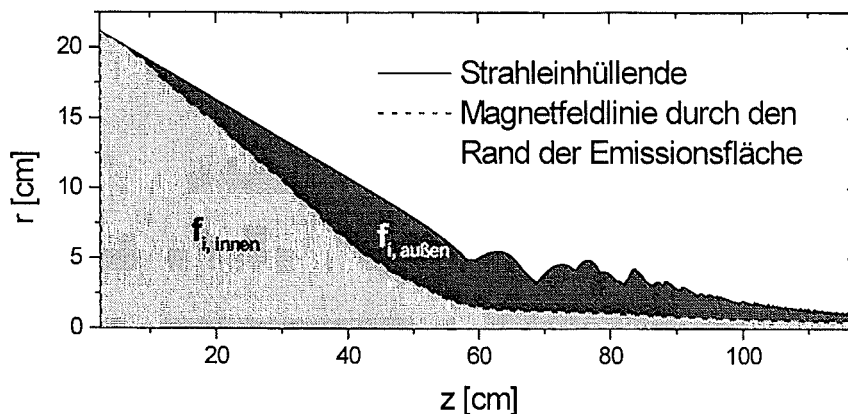
teilungen bei Variation der Parameter  $f_i$  und  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}}$  im Vergleich zu den Ergebnissen der Simulationsrechnungen für den ballistischen Fokus zum Teil extreme Veränderungen in diesen Details. So tritt bei  $f_i = 0.999$  und  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$  anstelle des Minimums bei  $r = 0 \text{ cm}$  in Abb. 3.30 ein ausgeprägtes Maximum auf. Entsprechendes kann auch für unterschiedliche Querschnitte innerhalb einer Protonengyrationslänge beobachtet werden. Dies legt die Vermutung nahe, daß es sich bei diesen Details um numerische Artefakte handelt. Diese Artefakte könnten durch eine deutliche Erhöhung der Teilchenanzahl in den Simulationsrechnungen erheblich vermindert werden. Allerdings hätte dies eine nicht akzeptable Verlängerung der Rechenzeit zur Folge. Für zukünftige Simulationen wurde deshalb eine andere Lösung gesucht. Um diese Artefakte zu reduzieren, wurde die Berechnungsroutine wie folgt geändert: Zur Berechnung der Stromdichteverteilung in einem Querschnitt wird jetzt über die Verteilungen in mehreren Querschnitten einer Protonengyrationslänge gemittelt. Ob diese Verbesserung des numerischen Modells ausreichend ist, kann jedoch abschließend erst nach einer weitergehenden Analyse beurteilt werden, bei der neue Simulationsrechnungen mit orts- und zeit aufgelösten Messungen der Stromdichteverteilung verglichen werden sollten.

Ungeachtet dieser offengebliebenen Frage erlauben die durchgeführten Simulationsrechnungen einige interessante, qualitative Aussagen. Eine Variation des Raumladungsneutralisationsgrades im hier betrachteten Parameterintervall hat wenig Auswirkung auf die Stromtransporteffizienz. Sie liegt für  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$  bei etwa 45 % und für



**Abb. 3.30: Strom- und Leistungsdichteverteilung am Target**  
 Strom- und Leistungsdichteverteilung in der Targetebene für  $f_i = 1$ ,  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$ . Es ist sowohl die Gesamtleistungsdichte  $P(r)$  als auch die „longitudinale“ Leistungsdichte  $P_z(r)$  angegeben.

$\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 26 \text{ mrad}$  bei etwa 65 %. Ändert man indessen die Annahme, daß der Neutralisationskoeffizient über dem gesamten Strahlquerschnitt konstant ist, und berücksichtigt die eingeschränkte radiale Beweglichkeit der an den Kathodengittern entstandenen Neutralisationselektronen durch das Magnetfeld, hat dies erheblichen Einfluß auf die Transporteffizienz. Abb. 3.31 illustriert die beiden Bereiche, für die der Neutralisationsgrad unterschieden wird. Die entscheidende Grenze ist dabei die Magnetfeldlinie, die durch den äußersten Rand der Emissionsfläche geht, da sie die äußerste Feldlinie ist, entlang derer die Neutralisationselektronen von den Kathodengittern eine hohe Mobilität haben. Verwendet man in den Rechnungen  $f_{i,\text{außen}} = 0$ , d.h. zwischen der Strahlhüllenden und der äußeren Magnetfeldlinie sind keinerlei Neutralisationselektronen vorhanden, findet man eine schlechtere Transporteffizienz. Sie wird qualitativ darauf zurückgeführt, daß Protonen aus dem äußeren Bereich durch die auftretenden elektrischen Felder so stark zur Strahlachse hin abgelenkt werden, daß sich ihr Gyrationradius letztendlich vergrößert. Geht man hingegen von  $f_{i,\text{innen}} = 1.05$  und  $f_{i,\text{außen}} = 0.95$  aus, d.h. einer Überneutralisation im Strahlinneren und einer Unterneutralisation am Rand, so erhöht sich die Stromtransporteffizienz bei  $\Delta\Theta_{\text{HWHM}} = 46.8 \text{ mrad}$  auf etwa 65 % ([Kuznetsov, 1997]). Dieser Wert entspricht recht gut der experimentell bestimmten Stromtransporteffizienz von 70 %.



**Abb. 3.31: Illustration der variierenden Neutralisationsgrade innerhalb des Strahls**

Unterschiedliche Raumladungsneutralisationskoeffizienten im Bereich innerhalb der äußersten Magnetfeldlinie ( $f_{i,\text{innen}}$ ) und zwischen der äußersten Magnetfeldlinie und der Strahlhüllenden ( $f_{i,\text{außen}}$ ).

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zum Strahltransport mit aktiviertem magnetischen Kompressionsfeld erlauben also folgende wichtige Schlußfolgerungen: Die Transporteffizienz wird hauptsächlich von der Quelldivergenz und der räumlichen Verteilung der Neutralisationselektronen bestimmt, während der Grad der Raumladungsneutralisation eine untergeordnete Rolle spielt.

---

## 4. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

### 4.1. Resümee der Arbeit

Ausgangspunkt der hier vorgestellten Arbeit war eine Konzeptstudie, in der in Kooperation zwischen dem Forschungszentrum Karlsruhe und dem Efremov Institut in St. Petersburg (Rußland) ein Vorschlag für eine Protonenstrahlanlage (KANDIS) zur experimentellen Erforschung des für den ITER Divertor postulierten Effekts der Dampfabschirmung erarbeitet wurde. Zur grundsätzlichen Überprüfung der entwickelten Konzepte wurde 1993 eine verkleinerte Version der vorgeschlagenen Protonenstrahlanlage vom Efremov Institut in St. Petersburg gefertigt und im Forschungszentrum Karlsruhe aufgebaut. Einige Aspekte der Protonenstrahlanlage wurden in der Konzeptstudie nicht detailliert ausgearbeitet und waren daher Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Zu ihnen gehörten die Entwicklung und Charakterisierung einer neuartigen großflächigen Protonenquelle, die Realisierung der Raumladungsneutralisation des Strahls und die Anwendung geeigneter Diagnostik.

Von den hier geschilderten, umfangreichen Arbeiten, die letztendlich zu einer zufriedenstellenden Funktion und einem eingehenden Verständnis der Gesamtanlage führten, wurden aus praktischen Gründen nur zwei Detailmessungen und bestimmte Rechnungen im Efremov Institut, bzw. in der St. Petersburg State Technical University durchgeführt. Hierbei handelte es sich um Experimente zur Erfassung der Plasmaparameter in der Quelle und zur Bestimmung der Strahlzusammensetzung, sowie um eine Reihe von Simulationsrechnungen zum Strahltransport. Alle anderen hier geschilderten Arbeiten stellen originäre Beiträge des Verfassers dar. Die wichtigsten Ergebnisse werden im Folgenden noch einmal zusammengefaßt.

Die Erzeugung des Anodenplasmas, das als Quelle für die Protonen dient, beruht auf einer neuartigen Methode, die es erlaubt, eine große Anzahl flächig verteilter lokaler Oberflächengleitentladungen synchron zu zünden. Obwohl das homogene Zündverhalten der verwendeten Entladungseinheiten hier lediglich für eine Fläche von annähernd  $1600 \text{ cm}^2$  gezeigt wurde, läßt sich diese Methode ohne weiteres auch auf eine größere Fläche - z.B. die in der KANDIS-Studie geforderten  $10^4 \text{ cm}^2$  - anwenden. Die Dichte des Anodenplasmas weist über einen weiten Bereich des Gesamtentladungsstroms durch die Entladungseinheiten eine lineare Abhängigkeit von diesem auf. Dadurch läßt sich die Plasmadichte sehr einfach durch Änderung des Wertes des im Entladungskreis der Entladungseinheiten befindlichen strombegrenzenden Widerstandes  $R_a$  kontrolliert steuern. An der Oberfläche der Entladungseinheiten wird eine Plasmadichte von etwa  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Nach der Expansion des Plasmas zur Emissionsoberfläche herrscht dort noch eine Plasmadichte in der Größenordnung von  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Dabei ist die Plasmadichte allerdings nicht über den gesamten Querschnitt konstant, sondern fällt zu den das Plasma begrenzenden Seitenwänden stark ab. Besonders bemerkenswert ist die Tatsache, daß sich die Plasmadichte in etwa verdoppelt, wenn das Anodengitter das „floating“-Potential des Plasmas annimmt. Dies kann durch Einfügen eines Widerstandes ( $R_{AG} \geq 200 \Omega$ ) zwischen Anodenentladungsplatte und Anodengitter sehr einfach erreicht werden. Die Elektronentemperatur des Anodenplasmas im Emissionsbereich liegt im Mittel bei etwa 20 eV.

Natürlich spiegeln sich die Eigenschaften des Anodenplasmas auch im extrahierten Ionenstrahl wieder. So zeigt der aus dem Anodenplasma extrahierte Ionenstrom ebenfalls eine

lineare Abhängigkeit vom Gesamtentladungsstrom der Entladungseinheiten, wobei das Verhältnis zwischen diesen Strömen (der elektrische Wirkungsgrad) bei einem für Quellen dieser Gattung typischen Wert von etwa 0.05 liegt. Während für niedrige Ionenströme ( $\leq 15$  A) die volle vom Hochspannungsimpulsgenerator zur Verfügung gestellte Pulslänge von 40  $\mu\text{s}$  erreicht wurde, kam es für höhere Werte zu Kurzschlüssen in der Quelle, so daß die Pulslänge bei Ionenströmen von über 100 A auf lediglich 5.5  $\mu\text{s}$  fiel. Der Kurzschlußmechanismus ist möglicherweise auf Neutralteilchenexpansion oder lokale Plasmaexpansionen in den Beschleunigungsspalt zurückzuführen, konnte aber nicht abschließend identifiziert werden. Entsprechend der nach Außen hin abfallenden Plasmadichte fällt auch die Ionenstromdichte im Strahlquerschnitt direkt hinter der Ionenextraktion zum Strahlrand hin ab. Der Maximalwert der Ionenstromdichteverteilung überschreitet jedoch deutlich die nach Maßgabe der KANDIS-Studie angestrebten 100 mA/cm<sup>2</sup>. Die am Ausgang des Extraktionssystems beobachteten Stromdichten liegen zum Teil erheblich über der aufgrund der Geometrie zu erwartenden Child-Langmuir-Stromdichte, was durch eine Expansion des Anodenplasmas in den Extraktionsspalt erklärt werden konnte.

Die Charakterisierung der neu entwickelten Protonenquelle wurde mit einer Analyse der Strahlzusammensetzung abgeschlossen. Wenngleich diese Analyse infolge der relativ geringen Stromdichten hauptsächlich qualitativen Charakter besaß, konnte demonstriert werden, daß Protonen die vorherrschende Strahlkomponente präsentieren und dies durch zwei Faktoren begünstigt wird. Erstens durch Einhaltung eines Mindestwertes von 4 A für den Entladungsstrom pro Entladungseinheit und zweitens durch eine möglichst reine Polyäthylenoberfläche der Entladungseinheiten, die aus einem in regelmäßigen Abständen erfolgenden Abtragen einer 0.5 mm dicken Oberflächenschicht resultiert. Das Auftreten von Kohlenstoffionen, das man aufgrund der Art der Plasmaproduktion (Gleitentladungen entlang von Polyäthylenoberflächen) eigentlich erwartet, konnte wegen des qualitativen Charakters der Messungen nicht eindeutig quantifiziert werden. Die Ergebnisse legen jedoch den Schluß nahe, daß im wesentlichen dreifach geladene Kohlenstoffionen im Strahl auftreten.

Ein weiterer Schwerpunkt der hier vorgestellten Arbeit war - neben der Protonenquelle - die Untersuchung des Ionenstrahltransports und der Fokussierung. In diesem Zusammenhang wurde die Quelldivergenz des Strahls bestimmt. Unter der Einbeziehung von experimentellen Ergebnissen und numerischen Simulationsrechnungen konnte als Hauptursache für die Quelldivergenz die periodische Struktur des Anodengitters identifiziert werden. Allerdings erhöht sich die für die Fokussierbarkeit des Strahls relevante Gesamtdivergenz des Strahls noch durch eine sphärische Aberration, die von dem in den Extraktionsspalt expandierenden Anodenplasma hervorgerufen wird. Die Gesamtdivergenz des Strahls hat in etwa eine Halbwertsbreite von 47 mrad, wobei ca. 36 mrad auf die Quelldivergenz entfallen. Dies entspricht einem maximal auftretenden Divergenzwinkel von ungefähr 90 mrad bzw. 70 mrad für die Quelldivergenz. Damit liegt die Divergenz des Strahls über der sich aus der KANDIS-Studie ergebenden Zielsetzung von maximal 70 mrad.

Eine Grundvoraussetzung für den Strahltransport ist die Neutralisation der positiven Raumladung des Ionenstrahls. Um die dazu benötigten Elektronen zur Verfügung zu stellen, wurde für den Kathodenteil der Quelle eine „accel-decel“ Konfiguration gewählt, die allerdings nicht wie allgemein üblich lediglich zur Vermeidung des Elektronenrückflusses aus dem Strahlvolumen eingesetzt wurde. Vielmehr gelang es, das „accel-decel“-Prinzip so zu erweitern, daß der Fluß der auf den Kathodengittern durch ioneninduzierte Sekundärelektronenemission ausgelösten Elektronen kontrolliert werden konnte. Diese Kontrolle wurde durch ge-

eignete Vorspannungen an den Kathodengittern erreicht. Es konnte nachgewiesen werden, daß alle entstehenden Sekundärelektronen in den Transportkanal fliegen, wenn an das erste Kathodengitter eine negative Vorspannung von mindestens - 1000 V angelegt wird und das Potential des zweiten Kathodengitters zwischen dem des ersten und - 100 V liegt. Der so erreichte Elektronenstrom ist dem Betrag nach gleich groß wie der Ionenstrom, welcher in den Transportkanal eintritt.

Unterschiedliche Messungen zur Neutralisation und deren Analyse, vor allem das eingehende mathematische Modellieren der Messung der Energieverteilung der Neutralisationselektronen, ließen das folgende Bild der Raumladungsneutralisation entstehen: Bei aktiviertem magnetischen Kompressionsfeld beginnt eine effektive Raumladungsneutralisation nicht unmittelbar sondern erst nach etwa  $3 \div 4 \mu\text{s}$ , nachdem eine ausreichende Anzahl von Elektronen im Volumen des Transportkanals akkumuliert wurde. Dabei verlieren die Elektronen einen Teil ihrer longitudinalen, kinetischen Energie und es kommt zu einer Thermalisierung, durch die sich eine Streuung der Energien mit einer charakteristischen Temperatur von 100 eV einstellt. Beides zusammen führt sogar zu einer Überneutralisation der Raumladung. Der entscheidende Einfluß des magnetischen Kompressionsfeldes auf die Neutralisationsvorgänge konnte anhand der Unterschiede bei Präsenz und ohne Magnetfeld aufgezeigt werden. Im Fall einer rein ballistischen Fokussierung können die Sekundärelektronen von den Kathodengittern das Strahlvolumen recht schnell verlassen und tragen daher praktisch nicht zur Neutralisation bei. Diese wird dann von Sekundärelektronen, die auf der Wand der Vakuumkammer freigesetzt werden, aufgebaut. Sie ist jedoch nicht vollständig.

Der experimentelle Nachweis der in der KANDIS-Studie propagierten und bisher nur theoretisch ausgearbeiteten Protonenstrahlkompression durch eine Kombination aus ballistischer Fokussierung und magnetischer Kompression erwies sich als äußerst schwierig. Der relativ geringe Strahldurchmesser in der Targetebene und die hohen Stromdichten führten zu Kurzschlußproblemen in der Strahldiagnostik, sodaß eine orts- und zeitaufgelöste Messung der Ionenstromdichte in dieser Ebene nicht durchgeführt werden konnte. Stattdessen wurde die Effizienz des Ionenstromtransports zum Target zeitaufgelöst und die Energiedichte orts- und zeitaufgelöst gemessen. Demnach ergab sich eine Transporteffizienz von bis zu 70 % bei einem Strahldurchmesser von 3 cm bezogen auf die im zeitlichen Mittel gesehene Stromdichte. Diese maximale Transporteffizienz wird dabei allerdings erst 12  $\mu\text{s}$  nach dem Beginn des Hochspannungspulses erreicht. Ein effektiver Transport des Strahls zum Target beginnt etwa 4  $\mu\text{s}$  nach Pulsbeginn. Dieses Verhalten wird dem Umstand zugeordnet, daß sich die Neutralisation nicht gleichzeitig über die gesamte Transportlänge aufbaut, sondern von der Expansionszeit der Neutralisationselektronenwolke von den Kathodengittern zum Target durch das stark inhomogene Magnetfeld bestimmt wird.

Vergleicht man den hier erwähnten Wert der Transporteffizienz von 70 % mit den in der KANDIS Studie angenommenen Verhältnissen, so muß auf folgenden Punkt hingewiesen werden: Während in der KANDIS Studie generell von einem reinen Protonenstrahl ausgegangen wurde, hat man im ballistischen Bereich von PROFA einen Protonenstrahl mit einem gewissen Anteil anderer Ionenspezies (vor allem Kohlenstoffionen) vorliegen. Im Targetbereich erhält man jedoch einen nahezu reinen Protonenstrahl, da die magnetische Kompression nur für die Protonen im Strahl wirksam ist. Kohlenstoffionen und andere Ionen treffen auf die Wand der Vakuumkammer und gehen damit dem Strahl verloren. Dadurch liegt die maximal erreichte Stromtransporteffizienz für Protonen, die streng genommen der in der KANDIS-Studie geforderten Transporteffizienz gegenübergestellt werden müßte, sogar über 70 %.

Parameter	Zielsetzung	erreicht
Beschleunigungsspannung (kV)	10 ÷ 30	14 ÷ 30
extrahierte Ionenstromdichte (A/cm <sup>2</sup> )	0.1	≥ 0.1
radiale Dichteverteilung des extrahierten Stroms	homogen	zum Strahlrand hin abfallend
Pulslänge Min./Max. (µs)	≥ 10	5.5 / 40
Strahlzusammensetzung	Protonen	hauptsächlich Protonen
maximale Strahldivergenz (mrad)	≤ 30 bzw. ≤ 70	≈ 90
Raumladungsneutralisation	100%	≥ 100%
Effizienz des Strahltransports (Strom)	100%	≤ 70%

**Tabelle 4.1: Gegenüberstellung der sich aus der KANDIS-Studie ergebenden Zielsetzungen für die Protonenstrahlanlage PROFA und der erreichten Werte.**

Tabelle 4.1 stellt die wichtigsten Zielsetzungen, die sich für die Protonenstrahlanlage PROFA aus der KANDIS-Studie ableiten lassen, den tatsächlich erreichten Werten noch einmal zusammenfassend gegenüber.

## 4.2. Diskussion und Ausblick

Betrachtet man die Eignung der im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten großflächigen Protonenquelle als Basis für eine Protonenstrahlanlage nach den Vorschlägen der KANDIS-Studie, so sind vor allem drei Kritikpunkte zu nennen:

1. Die Dichte des Anodenplasmas und damit auch die extrahierte Ionenstromdichte ist über den Querschnitt der Emissionsoberfläche nicht homogen, sondern fällt zum Rand hin ab.
2. Die Gesamtdivergenz des erzeugten Strahls ist zu hoch.
3. Die erreichbaren Pulslängen werden von einem bisher nicht eindeutig identifizierten Kurzschlußmechanismus eingeschränkt (siehe hierzu Kapitel 2.5).

Es ist daher erforderlich, die Quelle hinsichtlich dieser Unzulänglichkeiten zu verbessern, bevor die Realisierung einer KANDIS-Anlage in Angriff genommen werden kann.

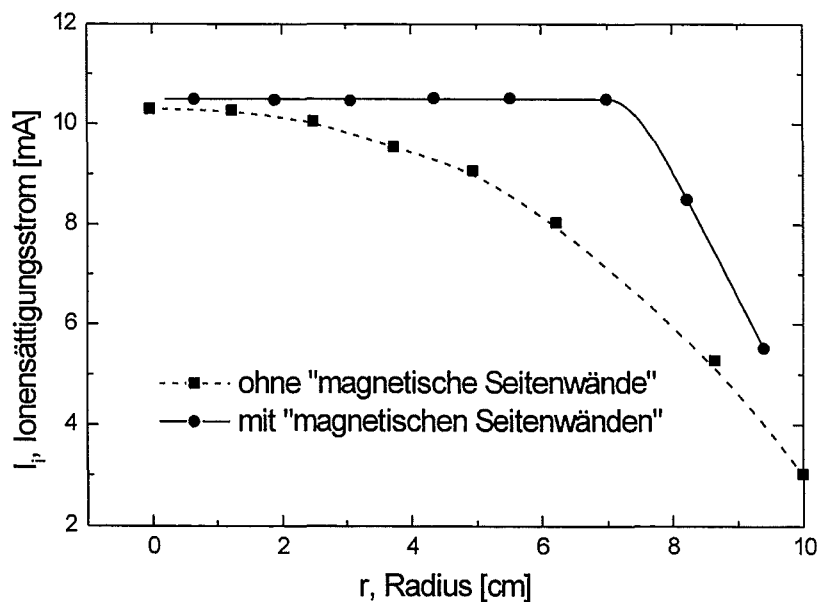
Um die Plasmadichte zu homogenisieren, können drei verschiedene Ansätze verfolgt werden:



- Anpassung des lokalen Entladestroms: Der Aufbau der Protonenquelle aus einzelnen Entladungseinheiten birgt den Vorteil in sich, daß die lokale Plasmaproduktionsrate und damit auch der lokal extrahierbare Strom durch den Wert des Widerstandes  $R_0$  kontrolliert werden kann. Das radiale Abfallen der Plasmadichte könnte daher durch die Verwendung von zur Peripherie der Quelle hin immer kleiner werdenden  $R_0$ -Werten kompensiert werden.
- Anpassung der Dichte der Entladungseinheiten: Der gleiche Effekt könnte auch erzielt werden, indem die Anzahl der Entladungseinheiten pro Flächeneinheit zum Rand der Anodenentladungselektrode hin kontinuierlich erhöht werden würde.
- Verwendung von „magnetischen Seitenwänden“: Erweitert man die Quelle durch eine Anordnung von Permanentmagneten (z.B.  $\text{SmCo}_5$ ) entlang der Seitenwände, deren magnetische Feldverteilung sich durch abwechselnde Polung der Magneten so einstellt, daß das Plasma von den Seitenwänden abgewiesen wird, kann die Rekombination des Plasmas dort deutlich herabgesetzt werden. Abb. 4.1 zeigt die signifikante Verbesserung der radialen Stromdichteverteilung, die mit dieser Methode bei einer DuoPIGatron Ionenquelle erzielt wurde ([Stirling, 1977]).

Mit diesen Maßnahmen, die natürlich auch kombiniert angewendet werden könnten, würde sich der Gesamtstrom wesentlich erhöhen. Es ist mindestens eine Verdopplung zu erwarten.

Ein weiterer Vorteil einer homogenen Plasmadichte wäre das Wegfallen der sphärischen Abberation. Das Plasma würde in diesem Fall gleichmäßig in den Extraktionspalt ein-



**Abb. 4.1: Beispiel für die Auswirkung von „magnetischen Seitenwänden“**  
Beispiel für den Effekt den „magnetische Seitenwände“ auf die radiale Ionenstromdichteverteilung einer DuoPIGatron Ionenquelle haben. Nach [Stirling, 1977].

dringen, wodurch sich die Krümmung der Emissionsoberfläche im Vergleich zum Anodengitter nicht ändern würde. Darüberhinaus ist es nur bei einer homogenen Plasmadichteverteilung möglich, die Breite des Extraktionsspalt so anzupassen, daß sich bei einem über den Querschnitt konstanten Wert eine Übereinstimmung zwischen der Bohm Ionenstromdichte und der Child-Langmuir Stromdichte ergibt. Dann würde eine Plasmaexpansion gänzlich entfallen.

Da die sphärische Aberration einen zusätzlichen Beitrag zur Strahldivergenz verursacht, impliziert eine homogene Plasmadichte folglich auch eine Verbesserung der Gesamtdivergenz des Strahls, die dann ausschließlich von der Quelldivergenz bestimmt wird. Zusätzlich kann auch diese weiter herabgesetzt werden, indem zur Herstellung des Anodengitters aufwendigere Verfahren eingesetzt werden, mit denen man erreicht, daß die Dicke der Kreuzungspunkte der Drähte des formgebenden Gitters die Einzeldrahtdicke nicht übersteigt und daß keine Verwerfungen des feinen Maschengewebes entstehen. Somit liegt also bezüglich der zu hohen Strahldivergenz ein deutliches Verbesserungspotential vor.

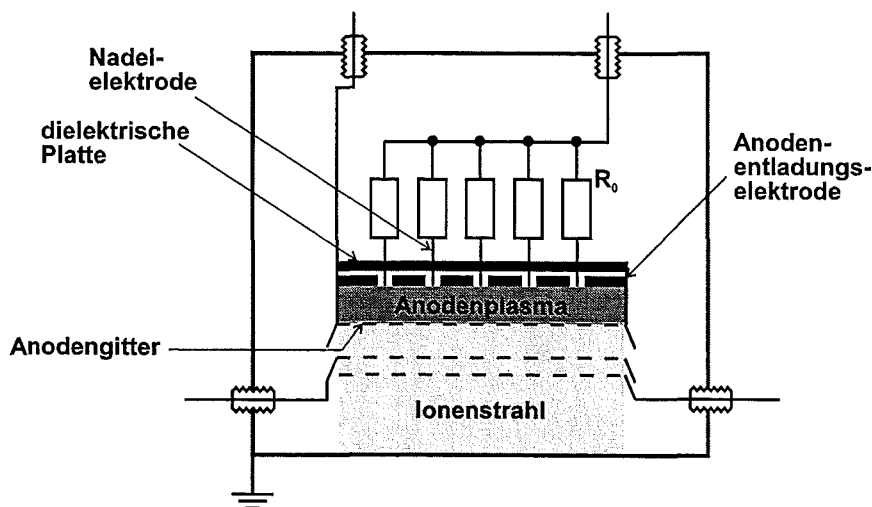
Die oben unter Punkt 3 aufgeführte Pulslängenbegrenzung durch Diodenkurzschluß ist aufgrund der Ergebnisse zur Transporteffizienz als einziger der Kritikpunkte wirklich problematisch. Da die Transporteffizienz erst nach etwa 12  $\mu\text{s}$  ihren maximalen Wert von 70 % erreicht, sollte die Pulslänge nicht nur wie ursprünglich für eine ITER-relevante Simulation der Dampfabschirmung gefordert einen Mindestwert von 10  $\mu\text{s}$  haben, sondern sollte deutlich über 20  $\mu\text{s}$  liegen. Dieser Wert konnte mit der PROFA-Quelle bisher nur für relativ geringe Strahlströme erreicht werden, die keine Simulation der Dampfabschirmung in Aussicht stellen. Daher ist eine der vordringlichsten Aufgaben, den genauen Kurzschlußmechanismus zu identifizieren und daraus resultierende Strategien zur Vermeidung der Pulslängenbegrenzung zu entwickeln.

Basierend auf den Ergebnissen der hier vorgestellten Arbeit kann die Leistungsfähigkeit einer in den Abmessungen größeren Protonenstrahlanlage nach Maßgabe der KANDIS-Studie prognostiziert werden. Bezieht man eine Erhöhung des Strahlstroms durch eine homogenisierte Plasmadichte über den gesamten Querschnitt mit ein und geht ansonsten von einem unveränderten Strahltransport aus (insbesondere 70 % Transporteffizienz), läßt sich in der Targetebene bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV eine maximale Leistung von 10 MW erwarten. Nimmt man ferner eine Leistungsdichteverteilung entsprechend der gemessenen Energiedichteverteilung mit einer totalen Breite von 3 cm an, ergibt sich eine maximale Leistungsdichte von 8 MW/cm<sup>2</sup> auf der Strahlachse. In dieser Betrachtung sind allerdings potentielle Verbesserungen der Strahldivergenz und damit eine Erhöhung der Transporteffizienz noch nicht berücksichtigt. Hinzukommend sind die Transparenzen der Anoden- und Kathodengitter der Protonenquelle noch nicht ausgereizt. Es erscheint daher durchaus im Rahmen des Möglichen, in einen Leistungsdichtebereich von 10 MW/cm<sup>2</sup> vorstoßen zu können, nachdem die diskutierten Verbesserungen vorgenommen wurden.

### 4.3. Alternative Verwendung der PROFA-Ionenquelle

Ein für die Zukunft interessant erscheinendes Anwendungsgebiet für die in dieser Arbeit entwickelte Quelle könnte die Ionenimplantation zur Oberflächenmodifikation von Materialien sein. Dank des modularen Aufbaus der Quelle ist es ohne großen Aufwand möglich, die Protonenquelle auf die Produktion von Kohlenstoffionen, Metallionen oder sogar Mischungen verschiedener Ionenspezies umzurüsten. Zu diesem Zweck werden lediglich die

Polyäthylenstopfen entfernt und eine Platte aus einem dielektrischen Material mit Bohrungen zur Durchführung der Nadelelektroden zwischen der Anodenentladungselektrode und dem Widerstandsarray installiert (Abb. 4.2). Diese Platte hält nicht nur die Nadelelektroden in einer zentralen Position, sondern verhindert eine Plasmaexpansion in den Rückraum des Anodenaufbaus. In dieser Konfiguration initiiert das Anlegen eines positiven Hochspannungspulses Vakuumbogenentladungen zwischen der Anodenentladungselektrode und den Nadelelektroden. Da jede dieser Nadeln eine Kathode repräsentiert, besteht das Anodenplasma, das durch Verdampfen und Ionisation des Kathodenmaterials entsteht, hauptsächlich aus Ionen des Nadelelektrodenmaterials ([Brown, 1994]). Daher kann die von der Quelle produzierte Ionenspezies einfach durch Austauschen der Nadelelektroden geändert werden. Mischungen verschiedener Ionenspezies erhält man ohne Schwierigkeit, wenn das Nadelelektrodenmaterial oder die Verwendung von Polyäthylenstopfen über den Querschnitt der Anodenentladungselektrode variiert wird. Erste Tests hierzu bei denen Wolframionen produziert wurden, sind vielversprechend verlaufen ([Engelko, 1997]).

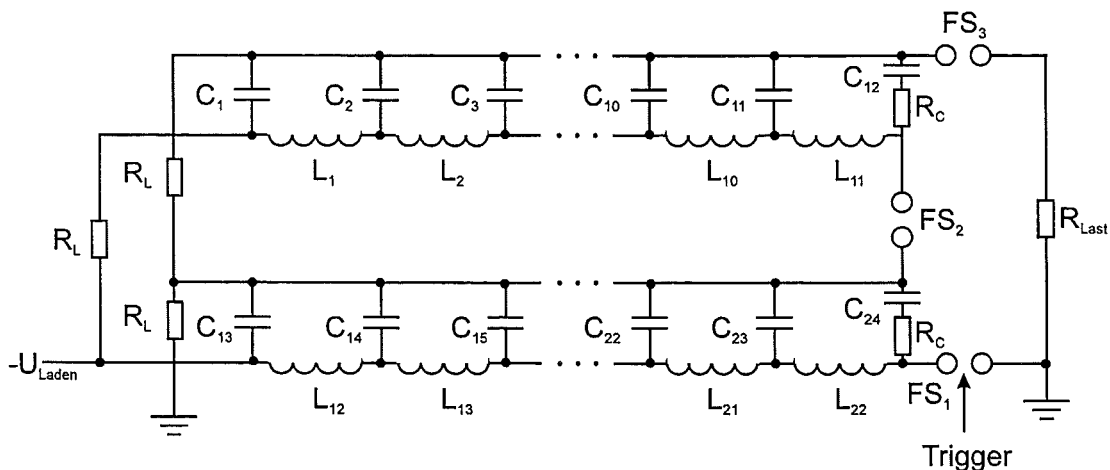


**Abb. 4.2: Erzeugung von Kohlenstoff- und Metallionen**  
Modifikation der PROFA-Quelle zur Erzeugung von Kohlenstoff- und Metallionen.

## 5. ANHANG

### Anhang A: Hochspannungsimpulsgenerator

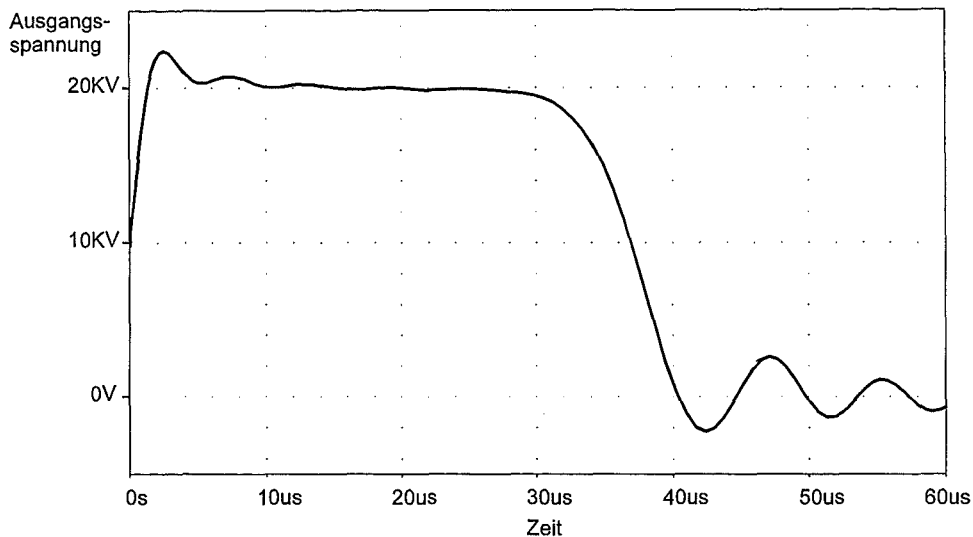
Gemäß den Anforderungen für eine ITER-relevante experimentelle Simulation der Dampfabschirmung mit Hilfe eines Protonenstrahls muß der Hochspannungsimpulsgenerator der Protonenstrahlanlage PROFA Spannungspulse mit einer Amplitude von bis zu 30 kV und einer Pulslänge von mindestens 10  $\mu\text{s}$  erzeugen. Der Puls sollte hierbei ein ausgeprägtes Plateau aufweisen. Berechnungen mit dem Netzwerksimulationsprogramm PSPICE haben gezeigt, daß diese geforderten Parameter erfüllt werden können, wenn ein zweistufiger Marxgenerator<sup>14</sup> verwendet wird. Die beiden Stufen dieses Marxgenerators sind jeweils diskrete, impulsformende Netzwerke. Abb. 5.1 zeigt den schematischen Schaltplan des Generators. Zunächst werden die Kapazitäten  $C_1 \div C_{24}$  von der negativen Ladespannung ( $-U_{\text{Laden}}$ ) über die hochohmigen Ladewiderstände ( $R_L$ ) aufgeladen. Die Triggerung des Generators erfolgt durch Anlegen eines Zündimpulses an die Hilfselektrode der ersten Luftfunkenstrecke ( $FS_1$ ). Die weiteren Funkenstrecken zünden durch die bei der Erektion des Marxgenerators entstehenden Überspannungen. Die Impedanz des Generators beträgt 7.75  $\Omega$ . Da die mittlere Ausgangsamplitude der impulsformenden Netzwerke bei angepaßter Last gerade  $U_{\text{Laden}}/2$  ist, hat der Marxgenerator in diesem Fall eine mittlere Ausgangsspannung von  $U_{\text{Marx}} = U_{\text{Laden}}$ . Der Pulsverlauf bei angepaßter Last ist in Abb. 5.2 für  $U_{\text{Laden}} = 20 \text{ kV}$  abgebildet.



**Abb. 5.1: Der Hochspannungsimpulsgenerator der PROFA**

Schematische Darstellung des Hochspannungsimpulsgenerators der Protonenstrahlanlage PROFA. Die Parameter der beiden impulsformenden Stufen des Marxgenerators lauten:  $C_1 \div C_{24} = 0.4 \mu\text{F}$ ;  $L_1 \div L_{22} = 6 \mu\text{H}$ ;  $R_C = 12 \Omega$ .

<sup>14</sup> Der Begriff Marxgenerator wird im Allgemeinen für Systeme verwendet, bei denen Kapazitäten parallel geladen und durch eine Reihe von Schaltern seriell entladen werden.



**Abb. 5.2: Zeitlicher Verlauf der Ausgangsspannung des Marxgenerators**  
Zeitlicher Verlauf der Ausgangsspannung des Marxgenerators bei angepaßter Last ( $7.75 \Omega$ ), wie er sich aus der PSPICE-Simulation ergibt.

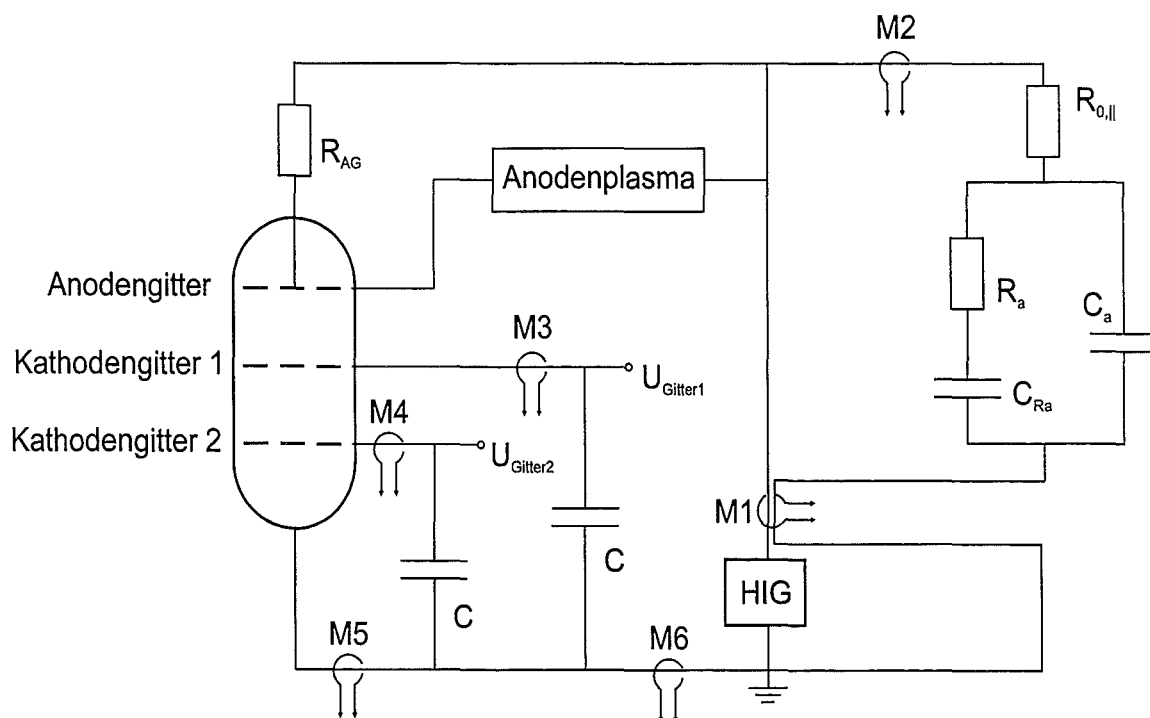
## Anhang B: Diagnostik

### 1. Strommonitore

Alle Strommessungen an der Protonenstrahlanlage PROFA wurden mit Strommonitoren der Firma „Pearson Electronics, Inc.“ durchgeführt. Diese Strommonitore arbeiten nach dem Prinzip einer Rogowski-Spule (siehe z.B. [Schwab, 1981]), bei dem ausgenutzt wird, daß ein zeitlich veränderlicher Strom mit einem zeitlich sich ändernden Magnetfeld verknüpft ist, das in einer den Strompfad umgebenden Spule eine der Stromänderung proportionale Spannung induziert. Üblicherweise werden Rogowski-Spulen in Form einer Kreuzwicklung ausgeführt. Dadurch vermeidet man einerseits, daß Magnetfelder von außerhalb der Apertur der Spule liegenden Strompfade zum Meßsignal beitragen und erreicht andererseits, daß das Meßsignal unabhängig von der Lage des Leiters innerhalb der Rogowski-Spule ist. Die Pearson Strommonitore verfügen bereits über ein passives Integrierglied, so daß das Spannungssignal am Ausgang direkt proportional zum zu messenden Strom ist. Neben einer akkuraten Strom/Spannungs-Umformung zeichnen sich diese Monitore durch ihre Abschirmung vor allem durch eine niedrige Rauschanfälligkeit aus. Ihr wichtigster Vorteil liegt jedoch darin, daß sie eine vollständige elektrische Trennung zwischen dem zu untersuchenden Stromkreis und dem Meßkreis ermöglichen, wodurch der Effekt von Erdungsschleifen ausgeschlossen werden kann. Es sei an dieser Stelle auch darauf hingewiesen, daß die zur Signalerfassung eingesetzten Oszilloskope (Tektronix TDS 540 und TLS 216) zum Zwecke der Abschirmung von elektromagnetischen Störfeldern, die bei gepulsten Hochspannungsanlagen zwangsläufig auftreten, in einer vollgeschirmten Meßkabine betrieben wurden.

Abb. 5.3 zeigt ein Ersatzschaltbild der Protonenstrahlanlage PROFA, insbesondere die Position der Strommonitore M1 bis M6. Das Extraktionssystem in der Vakuumkammer wird

durch eine Vakuumröhre mit drei Gittern symbolisiert. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde das Anodenplasma als eigenständiges „Bauteil“ eingezeichnet und das Target weggelassen. Die Bedeutungen der restlichen Bezeichnungen können Kapitel 2 entnommen werden. Da der Ionenstrom, der durch das Anodengitter aus dem Anodenplasma extrahiert wird, nicht direkt zugänglich ist (siehe Abb. 2.3 in Kapitel 2), mißt Strommonitor M1 diesen Ionenstrom als Differenz zwischen dem Strom vom Hochspannungsimpuls-generator (HIG) und dem Strom im Entladungskreis der Entladungseinheiten, der wiederum von Monitor M2 gemessen wird. Die Strommonitore M3 und M4 messen die Kathodengitterströme. Der Monitor M5 erfaßt den Nettostrom, der auf die Gefäßwand der Vakuumkammer fließt. Die Summe aus dem Ionenstrom auf die Kathodengitter und dem Ionenstrom auf die Gefäßwand wird von Strommonitor M6 registriert.



**Abb. 5.3: Ersatzschaltbild der PROFA mit den Strommonitoren M1 bis M6**

Neben den hier aufgeführten Strommonitoren wurden zusätzliche Monitore zur Messung des Targetstroms und den Strommessungen im Zusammenhang mit den Kollektormessungen herangezogen.

## 2. Drei-Elektroden-Kollektor (DEK)

Durch die Neutralisation der positiven Raumladung des Ionenstrahls der Protonenstrahlanlage PROFA führt der Strahl Neutralisationselektronen mit sich. Deshalb müssen zur Messung der Ionenstromdichte geeignete Maßnahmen getroffen werden, um diese Elektronen lokal vom Ionenfluß zu trennen. Weit verbreitet ist die Anwendung von magnetisch isolierten Faraday-Cups, bei denen durch einen integrierten Permanentmagneten ein magnetisches Feld

erzeugt wird, dessen Ausrichtung parallel zur Ebene der Eintrittsapertur ist. Eine magnetische Induktion in der Größenordnung von 0.1 T reicht dabei im allgemeinen aus, um die Neutralisationselektronen durch ihre Gyrationbewegung im Feld des Magneten aus dem Strahl zu filtern. Der Einsatz dieser magnetisch isolierten Faraday-Cups schließt sich jedoch an der PROFA bedauerlicherweise aus, da das longitudinale magnetische Kompressionsfeld (bis zu 5 T Feldstärke) die Wirkung der magnetischen Isolierung aufheben würde.

Neben der magnetischen Isolierung können die im Strahl mitgeführten Elektronen auch durch ein ausreichend hohes negatives Potential zurückgehalten werden. Die Ionenstromdichtemessungen an der PROFA wurden deshalb nach Möglichkeit mit einem Drei-Elektroden-Kollektor (DEK) durchgeführt, dessen Mittelelektrode mit einer entsprechenden negativen Vorspannung ( $U_{\text{DEK}}$ ) versehen wurde. Abb. 5.4 zeigt den Aufbau des Drei-Elektroden-Kollektors. Die einzelnen Elektroden, die aus rostfreiem Stahl gefertigt wurden, sind gegeneinander durch Polyäthylenringe und Kapton-Folie elektrisch isoliert. Die elektrische Verbindung der einzelnen Elektroden nach Außen erfolgte durch in Abb. 5.4 nicht eingezeichnete Bohrungen im Boden der Außenelektrode, die gleichzeitig eine Evakuierung des unteren Volumens des DEK ermöglichten. Um Potentialänderungen der Elektroden während eines Pulses zu verhindern, wurden die Elektroden über Kapazitäten mit  $C = 10 \mu\text{F}$  geerdet. Sowohl die Eintrittsapertur der Außenelektrode als auch die im Durchmesser größere Apertur der Mittelelektrode sind mit einem feinen Maschengewebe aus rostfreiem Stahl überspannt (Transparenz:  $\alpha_A = 0.89$ ), um die Krümmung der Äquipotentialflächen zwischen den Elektroden zu minimieren. Ein Drei-Elektroden-System bietet gegenüber einem Zwei-Elektroden-System, bei dem entweder die Außenelektrode oder der Kollektor selbst das elektronenabweisende Potential annehmen müssen, einige Vorteile:

- Das Potential der Mittelelektrode wird durch die Außenelektrode nach Außen hin abgeschirmt und kann dadurch nicht störend in das Strahlvolumen hinein wirken.
- Wählt man das negative Potential der Mittelelektrode ausreichend hoch, so können ioneninduzierte Sekundärelektronen, die beim Auftreffen des Strahls am Kollektor entstehen, diesen nicht verlassen. Berücksichtigt man die Tatsache, daß die Koeffizienten der Sekundärelektronenemission bei den hier verwendeten Beschleunigungsspannungen Werte im Bereich von 1 bis 2 annehmen können ([Alonso, 1979]), wird dadurch eine nicht unbeträchtliche Verfälschung der gemessenen Ionenstromdichten vermieden.
- Zeichnet man die Stromdichte ( $j$ ) als Funktion der negativen Vorspannung der Mittelelektrode auf, erhält man die Energieverteilung bzw. die Geschwindigkeitsverteilung der im Strahl mitgeführten Elektronen. Durch eine kleine positive Vorspannung am Ladungskollektor (etwa 100V) werden die Sekundärelektronen auch bei sehr niedrigen Spannungen an der Mittelelektrode auf dem Kollektor zurückgehalten. Damit sind die Potentialverhältnisse außerhalb des DEK und das Verhalten der Sekundärelektronen innerhalb des DEK für die verschiedenen Vorspannungen der Mittelelektrode identisch und die gemessene Nettostromdichteänderung wird ausschließlich durch die Neutralisationselektronen verursacht. Details hierzu sind in Kapitel 3 gegeben.

Die Höhe der zur Messung der reinen Ionenstromdichte notwendigen negativen Vorspannung an der Mittelelektrode läßt sich anhand des Sättigungsbereichs der  $j(U_{\text{DEK}})$ -Abhängigkeit bestimmen (siehe Abb. 3.14 und Abb. 3.20 in Kapitel 3).

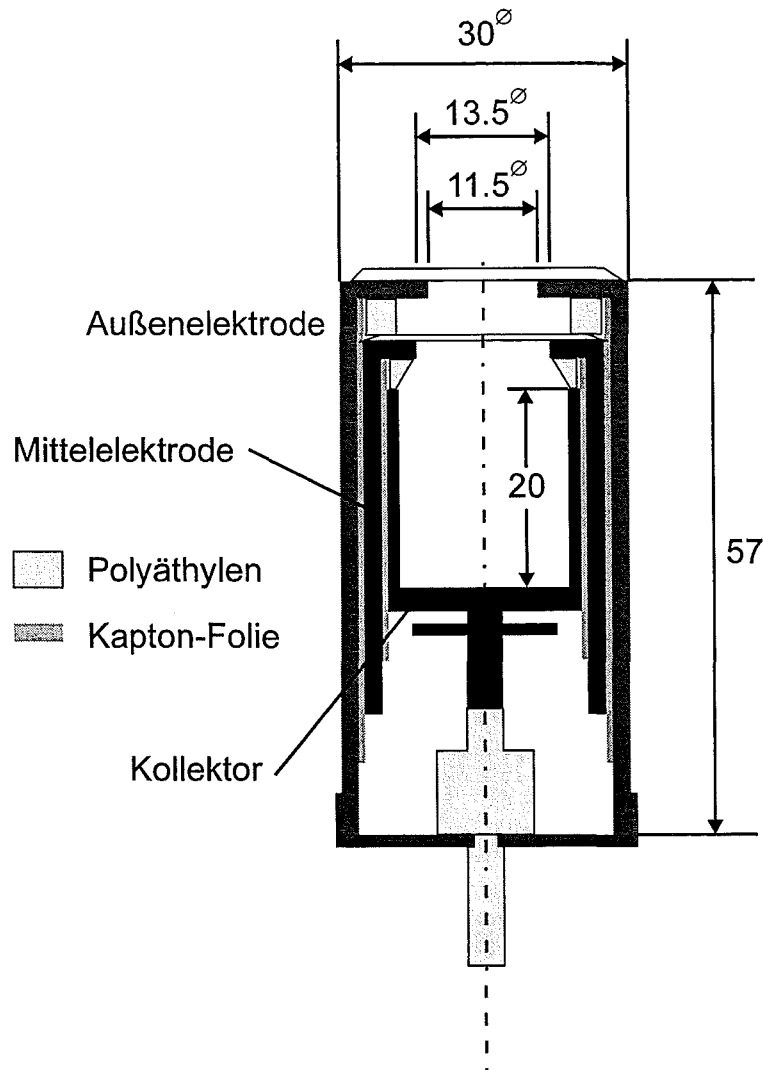


Abb. 5.4: Drei-Elektroden-Kollektor (DEK) mit einigen Abmessungen in mm

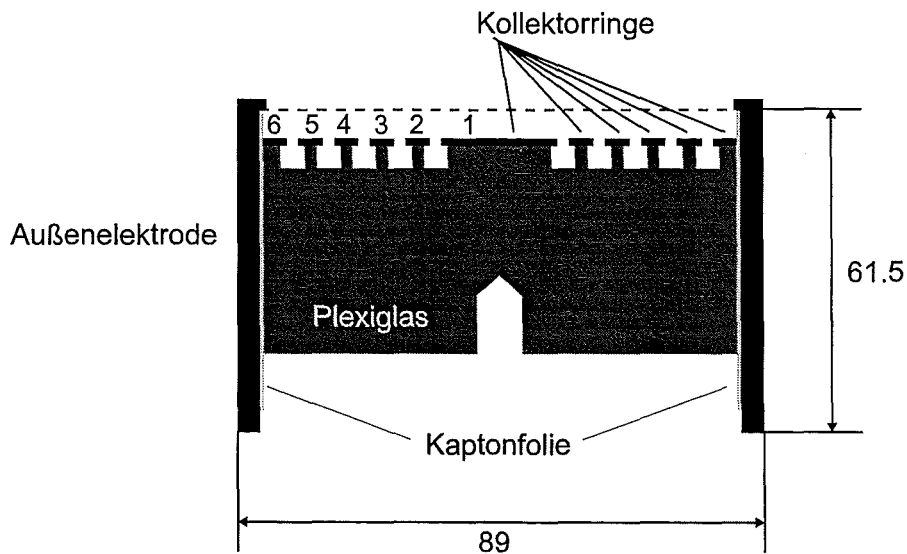
### 3. Ringkollektor

Wie bereits in Kapitel 3.3.2 erwähnt wurde, eignet sich der Drei-Elektroden-Kollektor aufgrund seiner relativ großen Abmessungen nicht für die Messung der Ionenstromdichte in der Ebene des ballistischen Fokus bei Anwendung der magnetischen Kompression. Da auch die Verwendung einer Miniaturversion des DEK an Kurzschlüssen in diesem Mehrelektroden-System scheiterte, wurde der in Abb. 5.5 dargestellte Ringkollektor gefertigt. Er repräsentiert einen Zwei-Elektroden-Kollektor, bei dem die Neutralisationselektronen im Strahl durch Anlegen einer negativen Vorspannung von -700 V an die Außenelektrode und das über die Eintrittsapertur gespannte Maschengewebe aus rostfreiem Stahl (Transparenz:  $\alpha_A = 0.79$ ) abgestoßen werden. Die Kollektorringe wurden bei den Messungen auf einem positiven Potential



von 100 V gehalten, damit ioneninduzierte Sekundärelektronen nicht zu einer Verfälschung der Ergebnisse führten. Die elektrische Verbindung der einzelnen Kollektorrings, die aus 1 mm starken Stahlblech gefertigt wurden, erfolgte durch Bohrungen im Plexiglas auf der Rückseite der Ringe. Die Radien der Ringe sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Auf den Einsatz einer Mittelelektrode im Ringkollektor wurde verzichtet, um während eines einzigen Pulses einen möglichst großen Querschnitt in der Ebene des ballistischen Fokus erfassen zu können. Obwohl sich mit dem Ringkollektor nur über die Fläche der Ringe gemittelte Ionenstromdichten bestimmen lassen, so besteht doch ein wesentlicher Vorteil dieser Vorrichtung darin, daß man bereits mit einem PROFA-Puls eine vollständige radiale Stromdichteverteilung erhält. Bei allen anderen Diagnose-Instrumenten, die zur Bestimmung der Stromdichteverteilung eingesetzt wurden, ist eine Folge von Einzelpulsen erforderlich.



**Abb. 5.5: Aufbau des Ringkollektors**

Aufbau des Ringkollektors mit den äußeren Abmessungen in mm und den durchnummerierten Kollektorrings, deren Radien in Tabelle 5.1 gegeben sind.

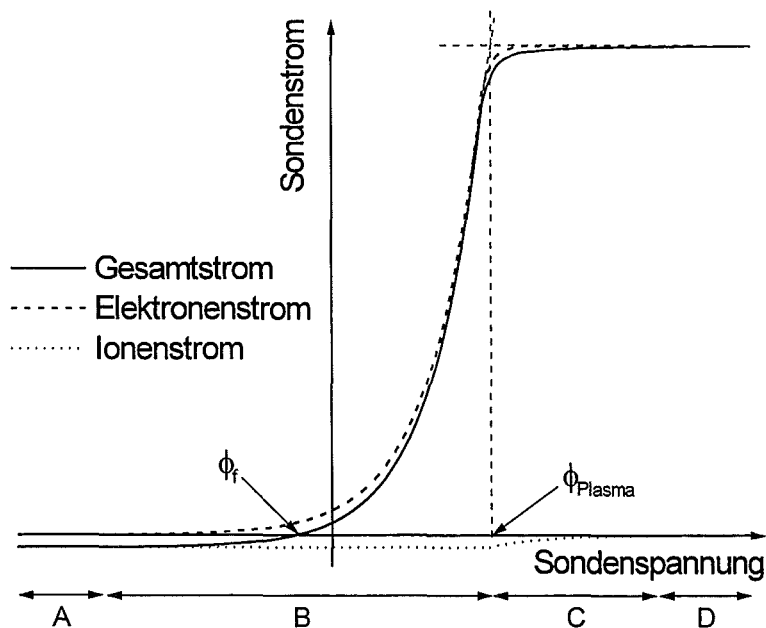
Ring-Nr.:	1	2	3	4	5	6
$r_{\text{Innen}} / \text{mm}$	0	12	18	24	30	36
$r_{\text{Außen}} / \text{mm}$	10	16	22	28	34	41

**Tabelle 5.1: Radien der Ringe des Ringkollektors.**

#### 4. Langmuir-Sonden

Aufgrund ihrer einfachen Konstruktion und einem geringen apparativen Aufwand sind Langmuir-Sonden seit ihrer Einführung in den 20er Jahren ein fester Bestandteil der Plasma-diagnostik geworden. Im Prinzip besteht eine Langmuir-Sonde einfach aus einer kleinen, metallenen Kugel, einem Draht oder einer Scheibe, die eingetaucht in ein Plasma relativ zu diesem vorgespannt werden kann. Wird der von der Sonde aufgenommene Strom in Abhängigkeit von der Vorspannung gemessen, erhält man die sogenannte Langmuir-Charakteristik. Ihr idealisierter Verlauf ist in Abb. 5.6 gezeigt.

Das qualitative Verhalten dieser Charakteristik wird folgendermaßen interpretiert: Bei hinreichend großen negativen Werten des Sondenpotentials werden alle Elektronen von der Sonde abgestoßen und es bildet sich um die Sonde eine positive Raumladungswolke. Der Sondenstrom wird ausschließlich von auf die Sonde beschleunigten Ionen getragen und daher als Ionensättigungsstrom bezeichnet. Er entspricht dem konstanten Verlauf im Gebiet A von Abb. 5.6. Verändert man das Sondenpotential hin zu positiveren Werten, setzt ein Strom von Elektronen auf die Sonde ein. Das Einsetzen des Elektronenstroms ist dadurch gekennzeichnet, daß die energiereichsten Plasmaelektronen das negative Sondenpotential überwinden können. Bei weiterer Anhebung des Sondenpotentials steigt der Elektronenstrom gemäß der Elektronenenergieverteilung im Bereich B in Abb. 5.6 an. Dabei wird auch ein Punkt durchlaufen, bei dem der Sondenstrom bei Gleichheit von Ionen- und Elektronenstrom null wird.



**Abb. 5.6: Idealisierte Langmuir-Sonden Charakteristik**

Der Gesamtstrom der Sonde ist die Summe aus Ionen- und Elektronenstrom.

Die Sonde befindet sich hier auf dem sogenannten „floating“-Potential  $\varphi_f$ , das auch von einer elektrisch isolierten Wand im Plasma eingenommen würde. Am Ende des Elektronenanstiegsbereichs erreicht die Sonde das Plasmapotential  $\varphi_{\text{Plasma}}$ , hier wird der Sondenstrom ausschließlich von den thermischen Geschwindigkeiten von Elektronen und Ionen bestimmt. Da die Elektronen aufgrund ihrer wesentlich geringeren Masse eine deutlich größere thermische Geschwindigkeit haben, dominieren sie den Sondenstrom. Wird das Sondenpotential positiver als das Plasmapotential, werden zunehmend Ionen abgestoßen (Bereich C), bis schließlich nur noch Elektronen auf die Sonde treffen. Dieser konstante Strom im Gebiet D wird daher auch als Elektronensättigungsstrom bezeichnet.

Der Potentialabfall zwischen Sonde und Plasma beschränkt sich meistens auf einen Bereich mit einer Dicke von einigen Debye Längen um die Sonde. Er wird auch als Randschicht bezeichnet. In dieser Schicht ist die Ladungsneutralität des Plasmas aufgehoben und es existiert ein starkes elektrisches Feld. Grundsätzlich müssen die Ionen- und Elektronendichten durch selbstkonsistentes Lösen der Poissongleichung unter Einbeziehung der Bewegungsgleichungen der Ladungsträger (und daher auch ihrer Dichten) bestimmt werden. Die vollständige Lösung der Bahngleichungen um eine Sonde mit einer bestimmten Form für ein Teilchenensemble mit einer Energieverteilung ist kompliziert und umfangreich. Eine Vielzahl von Autoren hat sich sowohl experimentell als auch theoretisch mit diesem Problem auseinandergesetzt und obwohl eine exakte Lösung nur mit numerischen Methoden möglich ist, kommt in der Praxis für gewöhnlich ein Formelsatz zum Einsatz, der auf Näherungen basiert [Schott, 1968; Swift, 1970; Hutchinson, 1987]. Diese Näherungen sind bei einem Großteil der diagnostischen Anwendungen zulässig und in ihrer Genauigkeit ausreichend.

Für die näherungsweise Behandlung der Sondencharakteristik muß eine Reihe von Voraussetzungen erfüllt sein:

- die Elektronengeschwindigkeiten unterliegen einer Maxwellverteilung
- die Iontemperatur ist deutlich geringer als die Elektronentemperatur ( $T_i \ll T_e$ )
- im Plasma kommt nur eine einzige Ionenspezies vor und mehrfach geladene Ionen treten nicht auf
- die Debye Länge ist wesentlich kleiner als die Sondendimension ( $\lambda_D \ll a$ ) und die Oberfläche der Randschicht kann daher durch die Sondenoberfläche angenähert werden
- die mittlere freie Weglänge, insbesondere der Elektronen, ist groß gegenüber der Sondendimension, so daß in der Schicht Stöße der Teilchen untereinander vernachlässigbar sind
- die Sonde ist „inert“, d.h. sie emittiert selbst keinen elektrischen Strom ins Plasma (z.B. durch Elektronen induzierte Sekundärelektronenemission), sie verändert ihre Form während der Messung nicht, sie emittiert keine Verunreinigungsspezies ins Plasma und sie ist in ihren Abmessungen und damit in ihrem Einfluß so klein, daß die lokalen Plasmaparameter durch ihr Vorhandensein nicht verändert werden

Treffen diese Bedingungen auf die entsprechende experimentelle Untersuchung zu, können aus der Langmuir-Charakteristik mit Hilfe der folgenden Gleichungen die Plasmadichte  $n$ , die Elektronentemperatur  $T_e$  und das Plasmapotential  $\varphi_{\text{Plasma}}$  bestimmt werden.

$$\text{Ionensättigungsstrom:} \quad I_{i,0} = 0.61 \cdot enA \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (5.1)$$

$$\text{Elektronensättigungsstrom:} \quad I_{e,0} = 0.25 \cdot enA \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} \text{Elektronenstrom im Bereich B:} \quad I_e &= I_{\text{Sonde}} - I_{i,0} \\ &= 0.25 \cdot enA \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \cdot \exp\left(\frac{eU_{\text{Sonde,p}}}{kT_e}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\text{„floating“-Potential relativ zum Plasma:} \quad \varphi_{f,p} = \frac{kT_e}{2e} \left\{ \ln\left(2\pi \frac{m_e}{m_i}\right) - 1 \right\} \quad (5.4)$$

wobei  $e$  die Elementarladung ist,  $A$  die Sondenoberfläche,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $m_{e/i}$  die Elektronen- bzw. Ionenmasse und  $U_{\text{Sonde,p}}$  das Sondenpotential bezüglich des Plasmas.

Zunächst ermittelt man aus der Steigung der halblogarithmischen Auftragung von  $I_{\text{Sonde}} - I_{i,0}$  über der Sondenspannung die Elektronentemperatur  $T_e$  gemäß Gleichung (5.3). Sollte sich keine Gerade ergeben, sind die Elektronengeschwindigkeiten nicht nach Maxwell verteilt und eine einfache Auswertung der Charakteristik ist nicht möglich. Danach kann die Plasmadichte entweder aus dem Ionen- oder Elektronensättigungsstrom (Gleichung (5.1) oder (5.2)) berechnet werden. Da die Sondenspannung immer relativ zu einem Bezugspunkt im System (i.A. Erdpotential) gemessen wird, ergibt sich das Plasmapotential unmittelbar aus dem gemessenen „floating“-Potential  $\varphi_f$  und Gleichung (5.4):

$$\varphi_{\text{Plasma}} = \varphi_f + \varphi_{f,p} = \varphi_f + 3.3 \cdot T_e \text{ (in eV)} \quad (5.5)$$

Die Genauigkeit der so ermittelten Plasmaparameter liegt in etwa bei 10 %.

Zur Bestimmung der Parameter des Ionenquellplasmas bei der Protonenstrahlanlage PROFA wurden zwei Typen von Langmuir-Sonden eingesetzt. Zum einen wurde ein Draht aus rostfreiem Stahl mit einer Dicke von 0.5 mm in ein dünnes Glasröhrchen eingelassen, so daß er über eine Länge von 5 mm mit dem Plasma in Kontakt kam. Die Sondenoberfläche betrug daher 0.08 cm<sup>2</sup>. Der zweite Typ bestand aus einer Kupferscheibe mit einer Dicke von 0.25 mm und einem Durchmesser von 6 mm, die auf ein Glasröhrchen entsprechenden Ausmaßes aufgeklebt war. Die Sondenoberfläche war hier 0.33 cm<sup>2</sup>. Bei den Messungen führten beide Typen zu gleichen Ergebnissen.

## 5. Drahtsonde

Die Drahtsonde entspricht dem Prinzip einer Langmuir-Sonde und zeigt auch eine ähnliche Sondencharakteristik. Da mit ihr jedoch Messungen innerhalb des Ionenstrahls durchgeführt wurden, verhindern die relativ hohen, gerichteten Geschwindigkeiten der Ionen und Elektronen eine Anwendung der einfachen Langmuir-Sonden Theorie. Deshalb wurde die Drahtsonde lediglich zu qualitativen Messungen der negativen Raumladung herangezogen. Zu diesem Zweck reicht es aus, den Strom auf den mit +200 V vorgespannten Draht der Sonde aufzuzeichnen.

Der schematische Aufbau der Drahtsonde ist in Abb. 5.7 dargestellt. Ein Wolfram-Draht mit einem Durchmesser von 0.4 mm wird von einem elektrisch isolierenden Alsint-Einlochrohr mit einem Außendurchmesser von 4.75 mm umschlossen. Diese Anordnung wiederum wird von einem Rohr aus rostfreiem Stahl mit einem Außendurchmesser von 8 mm nach außen abgeschirmt und zwar so, daß nur eine 3 mm lange Spitze des Drahtes im Versuch exponiert ist. Diese Maßnahme ist wichtig, um eine Verfälschung der Ergebnisse durch das Auslösen zusätzlicher Elektronen aus der Epoxidharzversiegelung am Kopf des Alsint-Rohrs (z.B. durch Sputtern) zu verhindern. Neben der Epoxidharzversiegelung sorgt ein O-Ring zwischen Alsint-Rohr und Stahlrohr für die Vakuumdichtigkeit des SONDENSYSTEMS.

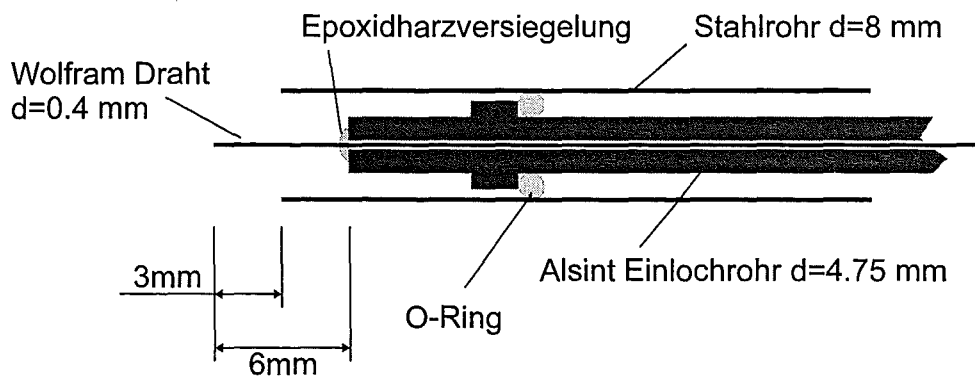


Abb. 5.7: Schematischer Querschnitt durch die Drahtsonde

## 6. Kapazitive Probe

Nakagawa zeigte in einem Neutralisationsexperiment mit einem gepulsten Ionenstrahl mit Pulslängen im 100 ns Bereich, daß das Strahlpotential, das durch die positive Restraumladung erzeugt wird, mit einer kapazitiven Probe gemessen werden kann ([Nakagawa, 1985]). Für die Protonenstrahlanlage PROFA wurde diese kapazitive Probe mit leichten Modifikationen in der Beschaltung übernommen. Sie ist schematisch in Abb. 5.8 zusammen mit ihrem Ersatzschaltbild für die Messung dargestellt. Die kapazitive Probe besteht aus einer Elektrode mit einem Durchmesser von 7 mm und einer Länge von 12 mm, die von einer Borosilikatglasröhre mit einem Außendurchmesser von 10 mm umschlossen ist. Die Elektrode wird mit einem Koaxialkabel elektrisch verbunden.

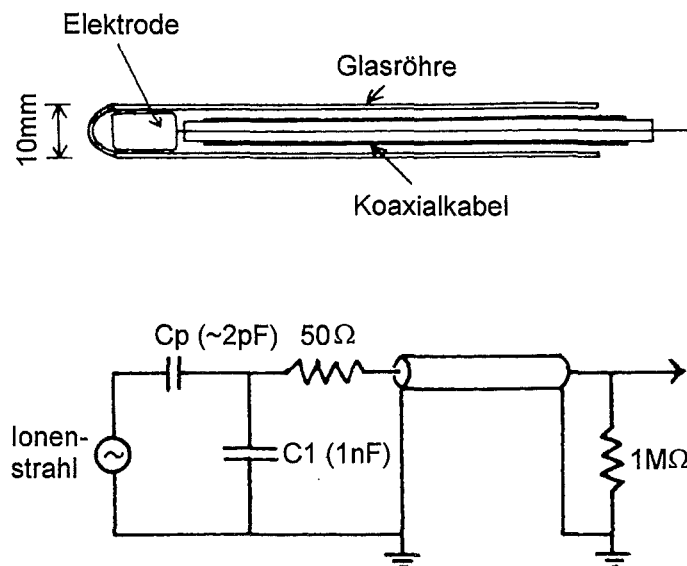
Befindet sich die kapazitive Probe im Strahl, wird das Glas aufgeladen, je nachdem, ob der Ionenfluß oder der Elektronenfluß größer ist, positiv oder negativ. Bei positiver Aufla-

derung werden zusätzliche Elektronen angezogen, bei negativer werden die Elektronen abgebremst. Dies geschieht solange, bis Elektronen- und Ionenfluß auf die Probe gleich sind, so daß das Glas analog zu einem isolierten Körper in einem Plasma das „floating“-Potential des Strahls annimmt. Die Spannung an der Probenoberfläche wird durch den in der Schaltung realisierten kapazitiven Teiler um den Faktor

$$A = \frac{C_p}{(C_p + C_1)} \quad (5.6)$$

abgeschwächt. Hierbei ist  $C_p$  die Kapazität des Probenkopfs und  $C_1$  eine Kapazität mit festem Wert. Während Nakagawa  $C_1 = 0.1 \mu\text{F}$  verwendete, wurde hier  $C_1 = 1 \text{nF}$  gewählt, um dadurch ein größeres Ausgangssignal und somit ein besseres Signal/Rauschverhältnis zu bekommen. Als zusätzliche Änderung gegenüber Nakagawas Schaltung ergab sich daraus die Notwendigkeit, das Koaxialkabel mit einer Impedanz von  $1 \text{M}\Omega$  abzuschließen anstatt mit einer angepaßten Impedanz von  $50 \Omega$ , da andernfalls das RC-Glied der Schaltung differenziert hätte. Die dadurch auftretenden Signalverzerrungen waren jedoch gering, wie spezielle Testmessungen zeigten. Die Gesamtabschwächung des Probensystems unter Versuchsbedingungen, d.h. unter Einbeziehung sämtlicher Kabel- und Streukapazitäten, wurde in Kalibrierungsmessungen ermittelt, bei denen eine Aluminiumfolie, die den Probenkopf bedeckte, mit einem Spannungsimpulsgenerator verbunden wurde. Es ergab sich eine Abschwächung von 1:500.

Neben der Messung des „floating“-Potentials im Inneren des Strahls kann die kapazi-



**Abb. 5.8: Kapazitive Probe und Ersatzschaltbild**

Schematische Darstellung der kapazitiven Probe und ihres Ersatzschaltbildes für die Messung.

tive Probe auch außerhalb des Strahls eingesetzt werden. Das Ausgangssignal beruht dann auf der kapazitiven Kopplung zwischen Strahlrand und Probenkopf, so daß das tatsächliche Potential und nicht länger das „floating“-Potential maßgeblich ist. Ein Nachteil ist allerdings, daß der Abschwächungsfaktor abhängig ist vom Abstand des Probenkopfs vom Strahlrand ( $x_{\text{KP/S}}$ ). Dies wurde bei der Kalibrierung des Probensystems berücksichtigt, indem der Abschwächungsfaktor als Funktion des Abstands des Probenkopfs von der Oberfläche eines Aluminiumkonus gemessen wurde, dessen Geometrie der Strahleinhüllenden eines ideal ballistisch fokussierten Strahls an der PROFA nachempfunden wurde. Die gefundenen Werte für unterschiedliche Abstände zeigen, wie zu erwarten war, eine lineare Abhängigkeit:

$$\frac{1}{A} = \left( 4.76 + 84.51 \frac{1}{\text{m}} \cdot x_{\text{KP/S}} \right) \cdot 10^3 \quad (5.7)$$

Obwohl aus der Kalibrierung diese einfache lineare Relation für den Abschwächungsfaktor hervorgeht, ist eine Bestimmung des tatsächlichen Potentials am Strahlrand in der Praxis nur mit einem ziemlich großen Fehler möglich, da der Ionenstrahl der PROFA keinen scharfen Strahlrand besitzt.

## 7. Kalorimeter

Das in den Experimenten eingesetzte Kalorimeter besteht aus einer linearen Anordnung aus 7 Einzelkalorimetern. Um die radiale Energiedichteverteilung in der Targetebene mit einem einzigen Puls erfassen zu können, wurden die Einzelkalorimeter mit einem Abstand von 5 mm zwischen den Mittelpunkten der Kalorimeter mit einem Keramikkleber auf ein Keramikröhrchen aufgebracht. Jedes der baugleichen Einzelkalorimeter basiert auf einem PT1000 Temperaturmeßwiderstand (DELTA Regeltechnik GmbH). Der Platinmeßwiderstand dieses PT1000 wird in Dünnschichttechnologie gefertigt, so daß sich mit dem Keramiksubstrat als Träger lediglich eine Dicke des PT1000 von 0.25 mm ergibt. Die Kantenlängen dieses rechteckigen PT1000 betragen 2 mm und 2.3 mm. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandswertes ist gegeben durch:

$$R(T) = R(0) \cdot (1 + A T + B T^2) \quad (5.8)$$

mit  $R(0) = 1 \text{ k}\Omega$ ,  $A = 3.9 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$  und  $B = -5.8 \cdot 10^{-7} \text{ 1/K}^2$ . Als Energieabsorber des Einzelkalorimeters dient eine etwa 0.1 mm dicke Silberschicht auf dem Temperaturmeßwiderstand.

Da die Silberschicht durch den Kontakt zum PT1000, der wiederum in Keramik eingebettet ist, thermisch nicht ausreichend isoliert ist, kann die Wärmekapazität des Kalorimeters nur unzureichend berechnet werden. Deshalb wurde die Kalorimeter-Anordnung mit Hilfe der gepulsten Elektronenstrahlanlage GESA ([Müller, 1996]) des Forschungszentrums Karlsruhe kalibriert. Die GESA-Anlage erzeugt einen Elektronenstrahl, dessen Parameter über weite Bereiche variiert werden können. So liegt die kinetische Energie der Elektronen in einem Bereich von 50 keV bis 150 keV, die Stromdichte zwischen  $1 \text{ A/cm}^2$  und  $12 \text{ A/cm}^2$  und die Pulslänge kann Werte von einigen  $\mu\text{s}$  bis hin zu  $40 \mu\text{s}$  annehmen. Zur Kalibrierung der Kalorimeter-Anordnung wurden die Parameter so gewählt, daß die thermische Belastung

PROFA-typische Werte erreicht, d.h. Energiedichten von einigen  $\text{J}/\text{cm}^2$  bei Pulslängen von 10  $\mu\text{s}$ . Für den Zusammenhang zwischen deponierter Energie  $\Delta E$  pro Einzelkalorimeter und der Widerstandsänderung des PT1000 je Puls  $\Delta R$  ergab sich:

$$\Delta E = (7.9 \pm 1.5) \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\Omega} \cdot \Delta R \quad (5.9)$$

In der Praxis wurde die Widerstandsänderung mittels eines Meßstroms von 0.5 mA, der aus einer Konstantstromquelle gespeist wurde, in Form der Änderung des Spannungsabfalls am Widerstand gemessen. Das Auftreffen des Ionenstrahls führte zu einer stufenförmigen Spannungsänderung auf einer Zeitskala von einigen Millisekunden. Das gepulste Magnetfeld der PROFA koppelte dabei allerdings in die Meßschaltung ein und führte zu einem dem eigentlichen Meßsignal überlagerten Spannungssignal. Diese Störung konnte jedoch durch Referenzmessungen, bei denen nur das gepulste Magnetfeld getriggert wurde, ohne einen Ionenstrahl zu erzeugen, nachträglich subtrahiert werden.

### Anhang C: Numerische Simulationsrechnungen zum Strahltransport

Da sich die Stromdichte beim Protonenstrahl der PROFA über den Strahlquerschnitt ändert, müssen zur theoretischen Untersuchung der Auswirkungen einer nicht vollständigen Neutralisation der positiven Raumladung der Protonen und der Quelldivergenz des Strahls auf den Strahltransport numerische Modelle herangezogen werden. Die in dieser Arbeit erwähnten computergestützten Simulationsrechnungen zum Strahltransport wurden von Prof. Kuznetsov und Fr. Vjazmenova am „Efremov Institute of Electrophysical Apparatus“ in St. Petersburg durchgeführt.

Die Berechnungen basieren auf den folgenden Voraussetzungen:

- Die transversalen Geschwindigkeitskomponenten der Teilchen unterliegen einer Maxwellverteilung
- Das aufgrund der nicht vollständig kompensierten Raumladung noch vorhandene elektrische Feld hat lediglich eine radiale Komponente ( $E_r$ ), d.h. die Potentialdifferenz innerhalb des Strahls hängt nicht von der longitudinalen Koordinate ab. Diese Annahme ist durch die Tatsache gerechtfertigt, daß die Neutralisationselektronen entlang der magnetischen Feldlinien eine hohe Mobilität besitzen, sodaß auftretende Potentialdifferenzen entlang der Ausbreitungsrichtung sofort ausgeglichen werden würden.

Die Bewegung des Strahls im Transportkanal bei rein ballistischer Fokussierung wird durch das folgende Gleichungssystem beschrieben. Die Bewegungsgleichungen für die radiale und azimutale Bewegung der Protonen lautet:

$$r'' = \frac{p_\theta^2}{r^3 \cdot v_z^2} + \frac{e}{m_1 v_z^2} \cdot E_r \quad (5.10)$$



und 
$$p_\theta = v_\theta \cdot r = v_{\theta 0} \cdot r_0 = \text{konst.} \quad (5.11)$$

Aus der Energieerhaltung folgt:

$$v_z = v_0 \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{v_\theta^2}{v_0^2}}{1 + r'^2}} \quad (5.12)$$

Nach einmaliger Integration der Poissongleichung ergibt sich:

$$E_r = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q(r)}{r} \quad (5.13)$$

wobei für die Ladung innerhalb eines Strahlquerschnitts mit Radius  $r$  gilt:

$$Q(r) = \int_0^r 2\pi(\rho_i - \rho_e)r \, dr \quad (5.14)$$

In diesem Gleichungssystem ist  $r$  die radiale Koordinate der Teilchen,  $r_0$  der Anfangsradius und  $r'' = d^2r/dz^2$ . Weiterhin ist  $v_0$  die Gesamtgeschwindigkeit der Protonen mit Masse  $m_i$ , sowie  $v_\theta$  und  $v_z$  die azimuthale und longitudinale Geschwindigkeitskomponente.  $p_\theta$  ist der kanonische Drehimpuls der Teilchen. Schließlich sind  $\rho_i, \rho_e$  die Ionen- bzw. Elektronendichten.

Führt man die Größe  $k_i$  ein, die ein Maß für den unkompenzierten Anteil der Raumladung ist

$$k_i = (1 - f_i) = \left(1 - \frac{\rho_e}{\rho_i}\right) \quad (5.15)$$

so kann Gleichung (5.14) wie folgt geschrieben werden:

$$Q(r) = \int_0^r 2\pi\rho_i k_i r \, dr \quad (5.16)$$

Da die Potentialdifferenz innerhalb des Strahls von  $z$  unabhängig sein soll, muß sich  $k_i$  entlang der Ausbreitungsrichtung des Strahls ändern:

$$k_i = k_{i0} \frac{\int_0^{R_0} \frac{Q_i(r_0)}{r_0} \, dr}{\int_0^R \frac{Q_i(r)}{r} \, dr} \quad (5.17)$$

wobei  $k_{i0}$  der Anfangswert von  $k_i$  ist und  $R$  der Radius der Strahleinhüllenden.

In den Simulationsrechnungen wird der Strahl zunächst in Strahlbündel aufgeteilt, denen entsprechend ihrer radialen Ausgangsposition auf der Emissionsfläche gemäß der experimentell ermittelten Stromdichteverteilung am Ausgang des Extraktionssystems ein Anteil am Gesamtstrom ( $i_0(r_0)$ ) zugeteilt wird. Jedes dieser Strahlbündel wird dann in eine endliche Anzahl von „Stromschläuchen“ unterteilt, deren Anteile am Strahlbündelstrom wiederum für unterschiedliche radiale und azimutale Geschwindigkeitskomponenten nach einer Maxwellverteilung gewichtet werden:

$$\begin{aligned} i_{n,m} &= i_0(r_0) \cdot f_r(v_r) \cdot \Delta v_r \cdot f_\theta(v_\theta) \cdot \Delta v_\theta \\ &= i_0(r_0) \left( \frac{1}{\pi v_{T_i}} \right) \cdot \exp\left(-\frac{v_r^2}{v_{T_i}^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{v_\theta^2}{v_{T_i}^2}\right) \cdot \Delta v_r \cdot \Delta v_\theta \end{aligned} \quad (5.18)$$

Hierbei ist  $v_{T_i} = \sqrt{2kT_i/m_i}$ , wobei  $T_i$  die „transversale Ionentemperatur“ ist. Die Indizes  $n$  und  $m$  beziehen sich dabei auf die diskreten radialen und azimutalen Geschwindigkeitskomponenten. Die Halbwertsbreite<sup>15</sup> der Verteilungsfunktion  $f(v)$  ist gegeben durch  $v_{\text{HWHM}} = \sqrt{\ln 2} \cdot v_{T_i}$ .

Für numerische Berechnungen ist es vorteilhafter, Verteilungen über Winkel anstatt über Geschwindigkeitskomponenten zu betrachten. Da hier nur transversale Geschwindigkeiten von Interesse sind, für die  $v_r, v_\theta \ll v_z$  gilt, hängen die transversalen Winkel und Geschwindigkeiten wie folgt zusammen:

$$\alpha_r = \frac{v_r}{v_z}, \quad \alpha_\theta = \frac{v_\theta}{v_z} \quad (5.19)$$

Die Verteilungsfunktionen können demnach folgendermaßen geschrieben werden:

$$f_r(\alpha_r) = \sqrt{\frac{1}{\pi \alpha_{T_i}}} \exp\left(-\frac{\alpha_r^2}{\alpha_{T_i}^2}\right) \quad (5.20)$$

$$f_\theta(\alpha_\theta) = \sqrt{\frac{1}{\pi \alpha_{T_i}}} \exp\left(-\frac{\alpha_\theta^2}{\alpha_{T_i}^2}\right) \quad (5.21)$$

$$\text{wobei } \alpha_{T_i} = \frac{v_{T_i}}{v_z} \quad (5.22)$$

<sup>15</sup> Als Halbwertsbreite wird hier die halbe Breite bei halber Höhe (Half Width Half Maximum) der Verteilung bezeichnet.

Damit lassen sich aus den Gleichungen (5.20) und (5.21) die jeweiligen Gewichtungsfaktoren bestimmen, die in der Berechnung den „Stromschläuchen“ mit entsprechenden Winkeln zugeordnet werden können. Als geringster Wert eines Gewichtungsfaktors, der noch in die Berechnung einging, wurde  $f(\alpha_{\max}) = 0.08 \cdot (\pi \alpha_{T_i})^{-1/2}$  festgelegt. Der zugehörige Winkel  $\alpha_{\max}$  ist gegeben durch:

$$\alpha_{\max} = 1.6 \alpha_{T_i} = 1.9 \alpha_{\text{HWHM}} \quad (5.23)$$

Da der maximale Gewichtungsfaktor  $f(0) = (\pi \alpha_{T_i})^{-1/2}$  ist, haben „Stromschläuche“ mit Winkeln, die größer sind als  $\alpha_{\max}$ , praktisch keinen Einfluß auf die Stromdichteverteilung im Strahl.

Die Stromdichte  $j(r)$  und die Ladung  $Q(r)$  innerhalb eines Strahlquerschnitts mit Radius  $r$ , die zur Ermittlung des radialen elektrischen Feldes nötig waren, wurden bei jedem Integrationsschritt der Bewegungsgleichung (5.10) wie folgt berechnet:

$$j\left(r + \frac{\Delta r}{2}\right) = \frac{\sum_n \sum_m i_{n,m}}{2\pi r \cdot \Delta r} \quad (5.24)$$

$$Q(r) = \sum_n \sum_m k_i \frac{i_{n,m}}{(v_z)_{n,m}} \quad (5.25)$$

wobei  $\Delta r$  die Intervallbreite der radialen Strahlunterteilung ist und  $(v_z)_{n,m}$  die longitudinale Geschwindigkeit des entsprechenden „Stromschlauchs“. Die Summation in Gleichung (5.24) erfolgt über alle „Stromschläuche“, deren mittlerer Radius im Intervall  $[r, r + \Delta r]$  liegt. Die Summation in Gleichung (5.25) erstreckt sich über alle „Stromschläuche“, deren mittlerer Radius kleiner als  $r$  ist.

Zur Simulation des Strahltransports mit magnetischer Kompression müssen die Gleichungen (5.10) und (5.11) entsprechend geändert werden. Sie lauten dann bei Berücksichtigung der magnetischen Induktion  $B_z$ :

$$r'' = \frac{v_\theta^2}{r \cdot v_z^2} + \frac{e}{m_i} \frac{v_\theta \cdot B_z}{v_z^2} - \frac{1}{2} \frac{e}{m_i} r r' \frac{v_\theta \cdot B_z}{v_z^2} + \frac{e}{m_i \cdot v_z^2} \cdot E_r \quad (5.26)$$

$$v_\theta = \frac{eB_z}{2m_i} r \left[ 1 - \frac{r_0^2 B_{z_0}}{r^2 B_z} \right] \quad (5.27)$$

Hierbei sind  $r_0$  und  $B_{z_0}$  die radiale Ausgangskoordinate und die magnetische Induktion an der Emissionsoberfläche.

In den Berechnungen wurde die experimentell ermittelte B-Feldverteilung entlang der z-Koordinate  $B_z(z)$  verwendet (Abb. 3.15 in Kapitel 3.3.1).

Um die Rechenzeit, die sich bei Hinzunahme des Magnetfeldes im Vergleich zur rein ballistischen Fokussierung erheblich verlängerte, zu verkürzen, wurde nur für die radialen Geschwindigkeitskomponenten eine Maxwellverteilung einbezogen, während eine Verteilung der azimuthalen Anfangsgeschwindigkeiten vernachlässigt wurde. Diese Vereinfachung ist möglich, da die azimuthalen Anfangsgeschwindigkeiten der Protonen gegenüber den Rotationsgeschwindigkeiten am Target aufgrund des anwachsenden Magnetfeldes gering sind.

---

## 6. LITERATURVERZEICHNIS

- Alonso, 1979 E.V. Alonso et al., *Electron Emission from Inconel under Ion Bombardement*,  
*Radiat. Effects* **45** (1979), 119-122
- Alonso, 1980 E.V. Alonso et al., *Z<sub>1</sub> dependence of ion-induced electron emission from aluminium*,  
*Phys. Rev. B* **22** (1980), 80-87
- Andersen H.H. Andersen, J.F. Ziegler, *Hydrogen stopping powers and ranges in all elements*,  
Pergamon Press New York, 1977
- Arkhipov N.I. Arkhipov et al.,  
unveröffentlichter Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1993
- Avdienko A.A. Avdienko and M.D. Malev, *Surface breakdown of solid dielectrics in vacuum. II Mechanism for surface breakdown*,  
*Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** (1977), 986-991
- Bluhm H. Bluhm, *Die Erzeugung gepulster Megaampere-Ionenströme für die Materie- und Trägheitsfusionsforschung*,  
Wissenschaftliche Berichte, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5528, 1995
- Bogdankevich L.S. Bogdankevich and A.A. Rukhadze, *Stability of relativistic electron beams in plasma and the problem of critical currents*,  
*Soviet Physics Uspekhi*, Vol. 14, Nr. 2 (1971), 163-179
- Brown, 1989 I.G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*,  
John Wiley & Sons New York, 1989
- Brown, 1993 I.G. Brown, *Vacuum arc ion sources*,  
*Rev. Sci. Instrum.* **65** (1994), 3061-3081
- Cawthron E.R. Cawthron, D.L. Cotterell and M. Oliphant, *The interaction of atomic particles with solid surfaces at intermediate energies*,  
*Proc. Roy. Soc. Lon.* **A314** (1969), 39-51
- Crow J.T. Crow, A.T. Forrester, and D.M. Goebel, *High Performance, Low Energy Ion Source*,  
*IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. PS-6 (1978), 535-538

- Engelko, 1994/1 V. Engelko et al., *Pulse intense proton beam facility for ITER disruptions simulation*,  
 Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Conference on High Power Particle Beams, San Diego, CA, USA, 1994, 785-788
- Engelko, 1994/2 V. Engelko et al., *Compression of intense proton beams*,  
 Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Conference on High Power Particle Beams, San Diego, CA, USA, 1994, 691-694
- Engelko, 1995 V. Engelko et al., *Test of divertor materials under simulated plasma disruption conditions at the SOM electron beam facility*,  
 Journ. of Nucl. Materials. 220-222 (1995), 1071-1075
- Engelko, 1997 V. Engelko, H. Giese und S. Schalk, *Large-Area Multiarc Ion Beam Source "MAIS"*,  
 IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. **25** (1997), 722-728
- Federici G. Federici, *Research Activity on Disruption Erosion of PFC's*,  
 work plan for ITER task T226.B to be performed under task agreement for T226-7, ITER DOC.: G A1 R1 2 95-03-29 W 1.1, 1995
- Forrester, 1978 A.T. Forrester, D.M. Goebel, und J.T. Crow, *IBIS: A Hollow Cathode Multipole Boundary Ion Source*,  
 Appl. Phys. Lett. **33** (1978), 11-13
- Forrester, 1988 A.T. Forrester, *Large Area Ion Sources*,  
 John Wiley & Sons New York, 1988
- Gabovich M.D. Gabovich, et al., *On the problem of neutralization of space charge by electrons injected into an ion beam*,  
 Ukrainian physics journal, **16** 5 (1971), 991-996
- Goebel D.M. Goebel und A.T. Forrester, *Plasma Studies on a Hollow Cathode, Magnetic Multipole Ion Source for Neutral Beam Injection*,  
 Rev. Sci. Instrum. **53** (1982), 810-815
- Granowski W.L. Granowski, *Der elektrische Strom im Gas (Band II)*,  
 Akademie-Verlag Berlin, 1955
- Gray E.W. Gray, *Vacuum surface flashover: A high-pressure phenomenon*,  
 Journ. of Appl. Phys. **58** (1985), 132-141
- Griem H.R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*,  
 Academic Press New York, 1974

- 
- Humphries, 1978 S. Humphries, Jr., *Intense ion-beam neutralization in free space*,  
Appl. Phys. Lett. **32** (1978), 792-794
- Humphries, 1980 Humphries, Jr., *Intense Pulsed Ion Beams for Fusion Applications*,  
Nuclear Fusion, **20** (1980), 1549-1612
- Humphries, 1981 S. Humphries, Jr. et al., *One-Dimensional Ion Beam Neutralization by Cold Electrons*,  
Phys. Rev. Lett. **46** (1981), 995-998
- Humphries, 1990 S. Humphries, *Charged Particle Beams*,  
John Wiley & Sons New York, 1990
- Hutchinson I.H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*,  
Cambridge University Press, 1987
- Janeschitz G. Janeschitz et al., *The ITER divertor concept*,  
Journ. of Nucl. Materials. **220-222** (1995), 73-88
- Kappler F. Kappler, I. Landmann, G. Piazza, H. Würz, *Numerical modeling of plasma shield formation and divertor plate erosion during ITER tokamak plasma disruptions* in  
H. Bluhm, *Physics of Intense Light Ion Beams and Production of High Energy Density in Matter*, FZKA 5590, 1995, 64-72
- Kolomensky A.A. Kolomensky et al., *Generation and Diagnostics of pulsed Beams of negative Hydrogen Ions*,  
Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Conference on High Power Particle Beams, Kobe, Japan, 1986, 208-210
- Kuznetsov, 1996 V. Kuznetsov, V. Engelko, G. Vjazmenova,  
unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe 1996
- Kuznetsov, 1997 V. Kuznetsov, G. Vjazmenova, Efremov Institute of Electrophysical Apparatus (St. Petersburg),  
persönliche Mitteilung 1997
- Lochte-Holtgreven W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics*,  
North-Holland Amsterdam, 1968, S. 135-213
- McWhirther R.W.P. McWhirther, *Spectral Intensities* in  
R.H. Huddleston, *Plasma Diagnostic Techniques*,  
Academic Press New York, 1965, S. 201-264

- Menon M.M. Menon et al., *Quasi-Steady-State Multimegawatt Ion Source for Neutral Beam Injection*,  
Rev. Sci. Instrum. **56** (1985), 242-249
- Mosher D. Mosher, *Magnetic compression of charge-neutralized ion beams*,  
Phys. Fluids **20** 7 (1977), 1148-1154
- Müller G. Müller et al., *Pulsed Electron Facility GESA for Surface Treatment of Materials*,  
Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Conference on High Power Particle Beams, Prag, Tschechische Republik, 1996, 267-270
- Nakagawa Y. Nakagawa, *Space charge disruption of an intense ion beam and its suppression by a fully ionized plasma during the formation of a rotating ion beam*,  
Phys. Fluids **28** 6 (1985), 1956-1961
- Ohki Y. Ohki and K. Yahagi, *Temperature dependence of surface flashover voltage of polyethylen in vacuum*,  
Journ. of Appl. Phys. **44** (1975), 3695-3696
- Peschl E. Peschl, *Funktionentheorie*,  
Bibliographisches Institut Zürich, 1983
- Pierce J.R. Pierce, *Theory and Design of Electron Beams*,  
Van Nostrand, New York, 1954  
referiert in [Forrester, 1988]
- Rogaschewski S. Rogaschewski, H. Düsterhöft, *Z1- Dependence of Kinetic Ion-Electron Emission from a Gas-Covered Stainless-Steel Surface*,  
Phys. Stat. Sol. (b) **75** (1976), K173-K175
- Schott L. Schott, *Electric Probes* in  
W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics*,  
North-Holland Amsterdam, 1968, S. 668-731
- Schultheiss Ch. Schultheiss et al., *A new vacuum diode with adsorbate anode and multipoint emission cathode for production of intense long pulse proton beams*,  
15<sup>th</sup> Int. Symp. On discharge and electrical insulation in vacuum, Darmstadt, BRD, 1992
- Schwab A.J. Schwab, *Hochspannungsmeßtechnik*,  
Springer-Verlag, Berlin, 1981



- 
- Sestero A. Sestero, *Protection of walls from hard disruptions in large tokamaks*,  
Nuclear Fusion **17** 1 (1977), 115-123
- Stirling W.L. Stirling, C.C. Tsai, und P.M. Ryan, *15cm DuoPIGatron Ion Source*,  
Rev. Sci. Instrum. **48** (1977), 533-536
- Sudan R.N. Sudan, *Neutralization of a propagating intense ion beam in vacuum*,  
Appl. Phys. Lett. **44** (1984), 957-958
- Swift J.D. Swift, M.J.R. Schwar, *Electric Probes for Plasma Diagnostics*,  
Iiffe Books London, 1970
- Wierzbicki R.J. Wierzbicki, J.P. Biersack, *Analytic Expressions for Reflection from Amorphous Targets*,  
Radiation Effects and Defects in Solids **127** (1994), 341-347
- Würz H. Würz et al., *Experimental simulations and numerical modeling of vapor shield formation and divertor material under erosion for ITER typical plasma disruptions*,  
Journ. of Nucl. Materials. 220-222 (1995), 1066-1070
- Würz H. Würz et al., *Focusing a compensated proton beam with a high compression coefficient*,  
Tech. Phys. **42** 5 (1997), 522 - 528