

Untersuchungen zum Transport
raumladungskompensierter
niederenergetischer und intensiver
Ionenstrahlen mit einer
Gabor Plasma-Linse

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Jürgen Pozimski

aus Stuttgart

Frankfurt am Main

1997

DF1

SDq 19/138

Senckenbergische Bibliothek
Frankfurt a. Main

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Theorie des raumladungskompensierten Strahltransportes	4
2.1	Perveanz und Emittanz	4
2.2	Strahltransport	6
2.3	Raumladungskompensation in der Drift	7
2.4	Raumladungskompensation und äußere Felder	10
2.5	Konzept der Gabor Plasma-Linse	10
2.5.1	Radialer Einschluß	13
2.5.2	Longitudinaler Einschluß	15
2.5.3	Verluste und Gleichgewichtszustände	17
2.5.4	Das numerische Modell	17
2.5.5	Konvergenzverhalten	29
2.6	Zusammenfassung	30
3	Messungen	31
3.1	Baugruppen	31
3.1.1	Ionenquelle	31
3.1.2	Solenoid	33
3.1.3	Gabor Plasma-Linse	35
3.1.4	Solenoidinsätze	37
3.2	Diagnostik	38
3.2.1	Druckmessung, Restgaszusammensetzung	38
3.2.2	Strommessung	39
3.2.3	Restgasionenspektroskopie	40

3.2.4	Profilmessung	43
3.2.4.1	Abeltransformation	43
3.2.4.2	Profildraht-Methode	44
3.2.4.3	Optische Profilmessung	45
3.2.5	Emittanzmessung	48
3.3	Aufbau zur Messung der Transporteigenschaften einer GPL	50
3.3.1	Ergebnisse der Messungen an einem Helium-Strahl	51
3.3.1.1	Messungen zur Strahldrift und zum Einfluß äußerer Felder	51
3.3.1.2	Einfluß des magnetischen Feldes der GPL auf den Strahltransport	53
3.3.1.3	Einfluß der Anodenspannung der GPL auf den Strahltransport	58
3.3.1.4	Zusammenfassung der Meßergebnisse	61
3.4	Aufbau zur Messung der Transporteigenschaften der Solenoide mit GPL-Einsätzen	62
3.4.1	Ergebnisse der Messungen an einem Argon-Strahl	63
3.4.1.1	Messungen mit zwei Solenoideinsätzen	63
3.4.1.2	Messungen mit einem Solenoideinsatz	66
3.4.1.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	68
4	Messungen zur Restgasionenerzeugung in der GPL	69
4.1	Messungen zur Abhängigkeit des Restgasionenstromes von GPL- und Restgasparametern.	72
4.2	Messungen zur Abhängigkeit der Emittanz und des Profils der "extrahierten" Restgasionen von GPL- und Restgasparametern.	72
4.3	Zusammenfassung	77
5	Optische Beobachtung des Restgasleuchtens der GPL	78
6	Interpretation der Meßergebnisse zum Strahltransport	82
6.1	Numerische Behandlung der Emittanz	82

6.2	Transportprogramm LINTRA	83
6.3	Programmpaket GABOR	84
6.4	Messungen am Helium-Strahl	88
6.4.1	Rechnungen mit der klassischen Theorie Gabors	88
6.4.2	Rechnungen mit der semi-klassischen (lokalen) Theorie	90
6.4.3	Rechnungen unter Verwendung thermalisierter GPL-Elektronen	91
6.5	Messungen am Argon-Strahl	93
6.6	Emittanzwachstum	96
6.6.1	Raumladungseffekte	96
6.6.2	Aberrationen	97
6.6.3	Strahlstromschwankungen	102
6.7	Transport unter Berücksichtigung der Verteilung des Restgasleuchtens	106
6.8	Auswirkungen der GPL auf den Kompensationsgrad des Strahles	109
7	Zusammenfassung	111
8	Literaturverzeichnis	115
9	Abbildungsverzeichnis	121
10	Verzeichnis der verwendeten Programme	125
11	Danksagung	126

1 Einleitung

Ionenstrahlen finden nicht nur im Bereich von Wissenschaft und Forschung zunehmend Anwendung, sondern auch auf verschiedensten Gebieten der Technik und Materialbearbeitung. Dabei werden z. B. in der Grundlagenforschung immer höhere Anforderungen an Stärke und Qualität des Strahlstroms gestellt. Der Begriff der Luminosität ist dabei ein zentrales Thema der Diskussion. Die Luminosität ergibt in Verbindung mit dem Wirkungsquerschnitt die Anzahl der Reaktionen pro Sekunde. Da bei Rentabilitätsüberlegungen neben den Kosten für den Bau der Beschleunigeranlagen auch deren Unterhaltskosten einen wesentlichen Aspekt darstellen, spielt gerade die Reaktionsrate und damit die Reaktionseffizienz der Anlage eine maßgebliche Rolle bei der politisch/finanziellen Akzeptanz eines Beschleunigerprojektes. Hierbei sind die Anzahl der Teilchen pro Puls, der mittlere Strahlstrom und die Emittanz des Strahles wesentliche Größen. Um die notwendigen Reaktionsraten zu erreichen, ist für neue Beschleunigerprojekte oftmals eine Revision aller die Strahlqualität beeinflussenden Beschleunigerelemente notwendig.

Dies gilt insbesondere für die zukünftigen Hochstrombeschleuniger, wie sie z. B. für die inertielle Kernfusion [HIBALL 81, Bock 91], für eine Spallationsneutronenquelle [Klein 96], für die Umwandlung von langlebigen Nuklearabfällen durch Teilchenbeschuss [Klein 94] oder für die Erforschung des Langzeitverhaltens von Materialien in einem Reaktor [Klein 95, IFMIF 96] diskutiert werden und in deren Umfeld die vorliegende Arbeit zu sehen ist. Ein sorgfältig optimiertes Layout des Beschleunigers ist z. B. für die ballistische Fokussierung des Ionenstrahles in einer Reaktorkammer für die inertielle Fusion unbedingt notwendig. Dabei ist es ein Ziel dieser Maßnahmen den Strahlradius auf dem Fusionspellet stabil zu halten [Hofmann 92]. Gleiches gilt auch in Hinblick auf die Minimierung der Strahlverluste entlang eines Beschleunigers, um einer Aktivierung der Strukturen bei höheren Teilchenenergien entgegenzuwirken,

Aber auch in kommerziellen Anwendungen, wie der Oberflächenveredelung oder bei der Herstellung von Halbleiterstrukturen durch Ionenimplantation, spielen die Erhöhung des Strahlstromes zur Verkürzung der Implantationszeiten sowie Fragen der Strahlhomogenität und Qualität zur Erhöhung der Produktionsausbeute eine immer bedeutendere Rolle.

Ein Teilstück einer Beschleunigeranlage, das bei diesen Optimierungsversuchen immer wieder ins Blickfeld gerät, ist die Niederenergietransportstrecke (**Low Energy Beam Transport - LEBT**) zwischen der Ionenquelle und dem ersten Beschleunigerabschnitt (i. a. **Radio Frequency Quadrupol - RFQ** [Kapchinskij 59, Schempp 90]). Dies liegt vor allem an zwei sich gegenseitig beeinflussenden Faktoren:

- 1.) Wegen der niedrigen Energie der Ionen und der gleichzeitig hohen Strahlströme wirkt sich die Raumladung in diesem Abschnitt besonders stark aus (man spricht hier auch von einem raumladungs- bzw. perveanzdominierten Strahl). Dadurch kommt es nicht nur zu erhöhten Teilchenverlusten im LEBT, sondern i. a. auch zu einem hohen Füllgrad der strahlführenden Linsensysteme. Dies führt aber wegen der damit verbundenen Aberrationen zu
- 2.) einem Anwachsen der effektiven Emittanz. Neben dem indirekten Einfluß der Raumladung durch die Linsensysteme auf die Emittanz des Ionenstrahls führen die Raumladungskräfte zusätzlich zu einer Umverteilung der Strahlionen im Phasenraum. Diese Redistribution ist wegen der Nichtlinearität der Kräfte i. a. irreversibel.

Bei der Konzeption einer LEBT-Strecke werden zwei grundsätzlich verschiedene Wege beschritten:

Bei einer elektrostatischen LEBT (bestehend aus Einzellinsen oder Quadrupolen) wird die Raumladung in vollem Umfang transportiert. Eine Optimierung ist mit konventionellen numerischen Methoden zur Simulation des Strahlverhaltens möglich. Dabei steht vor allem die Linsengeometrie und damit die Feldkonfiguration im Mittelpunkt der Bemühungen. Neben der Verfügbarkeit der Computer Codes zur Optimierung des Strahltransportes liegt ein weiterer Vorteil dieser Transportstrecken in der Möglichkeit, den Restgasdruck sehr klein zu wählen. Damit lassen sich die Teilchenverluste, die durch Wechselwirkung mit dem Restgas entstehen (z. B. durch Ionisation des Restgases oder durch Umladung), gering halten. Die genaue Kenntnis des Strahlverhaltens bei Strahlstromschwankungen (z. B. bei Pulsbetrieb der Quelle) stellt einen weiteren Vorteil bei diesen Konzepten dar.

Demgegenüber steht der Transport mit magnetischen strahlführenden Elementen [Pozimski 94, Pozimski 95], der eine Kompensation der Raumladung erlaubt. Diesem Vorteil, der eine wesentliche Erhöhung der Grenze für den transportierbaren Strahlstrom - oder damit verbunden eine Verringerung der fokussierenden Kräfte sowie eine Reduktion des Emittanzwachstums durch Reduktion des Strahlradius (Aberrationen) - erlaubt, steht eine Reihe von Nachteilen gegenüber. Ein wesentlicher Mangel besteht darin, daß eine genaue Berechnung des lokalen Kompensationsgrades und der wirksamen Kräfte bis jetzt nicht generell möglich ist. Damit ist auch eine numerische Vorhersage des Strahlverhaltens im Detail ausgeschlossen. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist, daß die Kompensationsteilchen oftmals durch Restgasionisation gewonnen werden und deshalb ein Mindestdruck nicht unterschritten werden darf. Damit verbunden sind Strahlverluste, die durch Wechselwirkung der Strahlionen mit den Restgasatomen auftreten. Gerade für den Betrieb des Beschleunigers mit gepulsten Strahlen ist noch nicht hinreichend geklärt, wie sich die Aufbauzeit der Kompensation auf den Transport auswirkt.

Im Rahmen der Arbeitsgruppe 'Raumladungskompensierter Strahltransport' im Institut für Angewandte Physik in Frankfurt wurde an unterschiedlichen Gesichtspunkten der Raumladungskompensation und des Strahltransportes gearbeitet. Neben Arbeiten zur Entwicklung hochauflösender, störungsfreier (bzw. störungsarmer) Diagnosemethoden [Weis 92] (z. B. Elektronenstrahlsonden [Black 74, Groß 90], Restgasionenenergiespektrometer sowie Langmuir- [Jakob 94] und Hochfrequenzsonden) sollen hier vor allem die Beschreibung eines driftenden positiven Ionenstrahles unter Raumladungskompensation [Dölling 94], die Messungen zum Aufbau der Raumladungskompensation [Reidelbach 94, 96/1, 96/2] sowie die Messungen und Simulationen zum Emittanzwachstum bei raumladungskompensiertem Transport [Groß 93, Groß 97] genannt werden.

In diesem Zusammenhang steht die vorliegende Arbeit. Sie ist ein Bindeglied zwischen der Beschreibung des Verhaltens der Kompensationselektronen (KE) in einer Driftstrecke durch die selbstkonsistente Simulation der Verteilung der KE im Potential des Ionenstrahles unter Berücksichtigung des Einflusses der Restgasionen und der Simulation des Strahltransportes in einer magnetischen LEBT. Ziel der vorliegenden Arbeit war es eine geeignete Beschreibung für die Verteilung von Elektronen in einer Gabor Plasma-Linse (GPL) und damit in einer in Feldkonfiguration, die typisch für den kompensierten Strahltransport in einer LEBT Strecke ist zu finden und an Messungen zu verifizieren. Dabei sollte die Eignung der GPL für den Niederenergiestrahtransport, gerade auch für den Einsatz bei hohen Ionenmassen, bei dem Solenoidstrecken nicht mehr einsetzbar sind, gezeigt werden. Eine Analyse der Verteilung der

Kompensationselektronen und damit verbunden des Strahltransportes in magnetischen Strahlelementen unter Einfluß des Eigenfeldes des Strahles ist meßtechnisch und theoretisch sehr schwierig. Die GPL wurde zur Untersuchung der Verteilung und des Verhaltens von Elektronen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern in einer magnetischen LEBT herangezogen, da hierbei die erreichbaren Elektronendichten und damit die Wirkung auf den Ionenstrahl wesentlich höher sind als bei kompensiertem Transport. Dies ist für die Auswertung der Messungen von großem Vorteil. Zudem wurde damit ein weiteres für den Transport hochintensiver Ionenstrahlen einsetzbares ionenoptisches Element untersucht und auf seine Eignung getestet.

Im ersten Teil des zweiten Kapitels der vorliegenden Arbeit werden die wesentlichen Begriffe des raumladungskompensierten Transportes eingeführt und im Anschluß daran das Konzept der GPL vorgestellt. Dabei wurde ausgehend von der klassischen Theorie Gabors [GABOR 47] ein Modell entwickelt, das die wesentlichen Einflüsse der Umgebungsparameter auf das nichtneutrale Elektronenplasma beschreibt. Die Berücksichtigung von Verlust- und Erzeugungsmechanismen, die den sich einstellenden Gleichgewichtszustand definieren ist hierbei wesentlich. Darauf aufbauend wurde ein Modell entwickelt, auf dessen Basis die sich einstellende Elektronenverteilung numerisch selbstkonsistent berechnet wird. Damit ist es möglich, die resultierenden Felder in der Linse zu bestimmen, um damit Simulationen des Strahltransportes vorzunehmen.

Im dritten Kapitel wird der verwendete Meßaufbau, die Strahldiagnostik sowie die Ergebnisse der Messungen zum Strahltransport für Helium- sowie Argonionen beschrieben. Im vierten Kapitel wird eine Besonderheit der GPL gegenüber konventionellen Linsensystemen vorgestellt. Die Linse erzeugt (ähnlich einer Penning Quelle) durch Wechselwirkung der Elektronen mit den Restgasatomen Restgasionen. Diese werden durch die Linsenfelder extrahiert und können zu erheblichen Ionenströmen führen. Im fünften Kapitel wird auf die Verteilung des Restgasleuchtens eingegangen. Das Restgasleuchten entsteht bei inelastischen Stößen der eingeschlossenen Elektronen (deren Energie bis zu einigen 100 eV beträgt) mit den Restgasatomen und Ionen. Es gibt indirekt Aufschluß über die Verteilung der Elektronen. Im sechsten Kapitel werden dann die Ergebnisse der Messungen aus Kapitel 3 mit den Simulationen der GPL und des Strahltransportes verglichen. Dabei wird auf die Besonderheiten der untersuchten Fälle eingegangen sowie die möglichen Ursachen für das gemessene Emittanzwachstum analysiert. Im abschließenden siebten Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen zusammengefaßt und einzelne Aspekte nochmals beleuchtet. Dabei wird auch auf mögliche weitere Messungen sowie auf zukünftige Entwicklungen eingegangen.

2 Theorie des raumladungskompensierten Strahltransportes

Dieses Kapitel, in dem verschiedene theoretische Aspekte des raumladungskompensierten Transports von Ionenstrahlen beschrieben werden, gliedert sich wie folgt: Im ersten Abschnitt werden die Begriffe Perveanz, d. h. die Größe, die die Raumladung beschreibt, und Emittanz, d. h. das vom Strahl eingenommene Phasenraumvolumen, definiert sowie deren Bedeutung für den Niederenergietransport anhand der aktuell diskutierten Projekte aufgezeigt. Es folgt ein Unterkapitel, in dem über die Enveloppengleichung ein Zusammenhang zwischen der Emittanz, der Perveanz, den fokussierenden Kräften und der Entwicklung der Strahlenvelope aufgezeigt wird. Hierbei werden auch die Grenzen dieses Verfahrens sowie die sich daraus im Rahmen dieser Arbeit ergebenden weiteren Schritte besprochen. Nachfolgend wird das in der Arbeitsgruppe weiterentwickelte Modell der selbstkonsistenten Verteilung von Strahlionen, Kompensationselektronen und Restgasionen beschrieben, welches für das weitere Verständnis der Theorie notwendig ist. Dabei wird auch kurz auf die zeitlichen Vorgänge beim Aufbau der Kompensation eingegangen. Im folgenden wird über den aktuellen Status bei der Beschreibung des Transportes eines raumladungskompensierten Ionenstrahles in einer realen Transportstrecke mit äußeren Feldern und der sich daraus ergebenden Schwierigkeiten der Bestimmung der für die Berechnung des Transportes notwendigen Nettoladungsdichteverteilung berichtet. Weiterhin wird auf das Konzept der Gabor Plasma-Linse eingegangen und deren Theorieansatz in Verbindung zu dem zuvor Beschriebenen gebracht und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Erweiterungen der Theorie vorgestellt. Dabei wird gezeigt, daß die GPL durchaus als Spezialfall für das allgemeine Problem des raumladungskompensierten Transportes in äußeren (magnetischen) Feldern dienen kann. Wegen der in einer GPL erreichbaren hohen Nettoladungsdichte und den daraus resultierenden Feldstärken, ist sie besonders für einen ersten Test dieser Theorie in der Praxis geeignet. In den folgenden Unterkapiteln wird dann im Detail auf die Bedingungen zum radialen Einschluß der Elektronen, dem longitudinalen Einschluß, der Elektronenverluste sowie der möglichen Gleichgewichtszustände eingegangen und das den weiteren Berechnungen zugrundeliegende numerische Modell vorgestellt. Abschließend wird der bisherige Stand der Arbeiten, deren Grenzen sowie mögliche Erweiterungen und Verbesserungen zusammengefaßt.

2.1 Perveanz und Emittanz

Betrachtet man zur Abschätzung der Raumladungswirkung auf einen Ionenstrahl den einfachsten Fall eines ursprünglich parallelen, zylindersymmetrischen Strahles mit homogener radialer Ladungsdichteverteilung im Innern eines (langen) zylindersymmetrischen Strahlrohres (dabei entspricht die Strahlachse der Strahlrohrachse), so ergibt sich unter der Voraussetzung einer im Verhältnis zur Strahlenergie kleinen Potentialdifferenz im Strahl ($\Delta\Phi_{KV}$) und damit unter Vernachlässigung axialer Raumladungsfelder die radiale, defokussierende (Coulomb-) Kraft zu

$$F_{el}(r) = \frac{N(e\zeta)^2 r}{2\pi r_s^2 \epsilon_0} \quad \text{für } r \leq r_s \quad (2.1)$$

Mit r_s dem Strahlradius, e der Elementarladung, ζ dem Ladungszustand, N der Teilchenzahl bei sonst üblicher Größenbezeichnung. Der Vollständigkeit halber soll hier die durch das Magnetfeld des Strahles bewirkte, bei LEBT Anwendungen ($\beta = v/c < 0.1$) i. a. vernachlässigbare, fokussierende Kraft

$$F_{mag}(r) = -\frac{N(e\zeta)^2 r}{2\pi r_s^2 \epsilon_0} \beta^2 = -F_{el}(r) \beta^2 \quad (2.2)$$

erwähnt werden. Die korrespondierende Bewegungsgleichung für den Strahlrand ergibt sich bei entsprechender Umformung zu

$$r_s \cdot r_s'' \equiv K \quad (2.3)$$

mit K als der von Lawson [Lawson 58] eingeführten generalisierten Perveanz, die im nichtrelativistischen Fall durch

$$K = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{Am}{2e\zeta}} \right) \frac{I}{U^{3/2}} \quad (2.4)$$

gegeben ist (dabei ist U die von den Strahlionen durchfallene Beschleunigungsspannung).

Zur Bestimmung des Verhaltens von Teilchenstrahlen in einer Transportstrecke ist neben der Kenntnis der äußeren und inneren (Raumladungs-) Kräfte auch das vom Strahl belegte Phasenraumvolumen von entscheidender Bedeutung. Dabei wird, im Rahmen der formalen Mechanik, die räumliche und zeitliche Entwicklung eines Ionenstrahles aus n Teilchen durch die Bewegung eines Punktes im $6-n$ dimensionalen Phasenraum Γ_{6n} vollständig beschrieben. In der Praxis wird jedoch fast immer die Entwicklung der Dichteverteilung $f_6 = f(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t)$ des 6 dimensionalen Phasenraumes Γ_6 betrachtet, wobei oftmals bei verschwindender longitudinaler Energieverschmierung und konstanter Teilchengeschwindigkeit die Angabe der transversalen Verteilungsfunktion $f_4 = f(x, y, x', y', z)$ unter paraxialer Näherung und Substitution der Zeit t durch den longitudinalen Ort z ausreichend ist.

Als normierte Randemittanzen werden die um den Faktor π korrigierten und mit den Faktoren β und γ normierten von den Projektionen der Dichteverteilung auf die Unterräume belegten Flächen $F(x, x')$ bzw. $F(y, y')$ bezeichnet.

$$\epsilon_{n,x} = \beta\gamma \frac{F(x, x')}{\pi} \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{n,y} = \beta\gamma \frac{F(y, y')}{\pi} \quad (2.5)$$

Für die so definierte Emittanz ist zu bemerken, daß auch für Systeme mit konservativen Kräften der Satz von Liouville nur bei einer vollständigen Entkoppelung der Unterräume gültig ist. Dies ist im allgemeinen schon wegen der Raumladungskräfte nicht der Fall.

Zur Beurteilung des Emittanzwachstums in einer Beschleunigersektion wird jedoch i. a. eine Definition der Emittanz nach dem sog. **root mean square (rms)** Formalismus verwendet. Dabei ist die rms-Emittanz definiert durch die Momente der Teilchenverteilung. Diese Momente sind gegeben durch:

$$\langle x_i^n \rangle = \int \dots \int x_i^n \cdot f_k dx_1 \dots dx_k. \quad (2.6)$$

Im Rahmen dieser Arbeit findet die Definition der rms-Emittanz von Sacherer [Sacherer 71]

$$\varepsilon \equiv \varepsilon_{x,rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.7)$$

entsprechend normiert

$$\varepsilon_{n,rms} = \beta \gamma \varepsilon \quad (2.8)$$

Anwendung.

2.2 Strahltransport

In Tabelle 2.1 sind die für einen Strahltransport wichtigsten Strahlparameter verschiedener aktueller Beschleunigerprojekte und der im Rahmen dieser Arbeit gemachten Messungen (mit IAP gekennzeichnet) vergleichend gegenübergestellt.

		I[mA]	W[keV]	β	K	$\Delta\Phi_{KV}$ [V]	$\varepsilon_{n,rms}$ [π mmrad]
ESS	H ⁻	70	55	0.0108	0.0035	193.8	0.1
IFMIF	D ⁺	140	100	0.0103	0.0041	406.5	0.1
ICF-LEBT	Bi ⁺	40	522.5	0.0023	0.0010	519.7	0.1
IAP	He ⁺	4.8	10	0.0023	0.0063	62.4	0.008
	Ar ⁺	1.6	10	0.00036	0.0130	129.8	0.01

Tabelle 2-1 : Gegenüberstellung der wichtigsten Strahlparameter verschiedener aktuell diskutierter Projekte mit den im Rahmen dieser Arbeit erzielten Werten.

Die vorgestellten Werte belegen, daß die für die Messungen verwendeten Ionenstrahlen mit denen der aktuell diskutierten Projekte hinsichtlich ihrer Perveanz mindestens gleichwertig sind. Die von der verwendeten Ionenquelle gelieferte Emittanz ist deutlich geringer als die in den Projekten erlaubte maximale Emittanz. Dies gestattet aufgrund der Konstanz des absoluten Emittanzwachstums eine detailliertere Analyse des Emittanzwachses. Einzig die LEBT-Linie für die Schwerioneninduzierte Kernfusion (**Inertial Confinement Fusion-ICF**) könnte wegen der höheren Masse und Energie der Strahlionen nicht mit den in der Arbeitsgruppe vorhandenen Mitteln realisiert werden. Für diesen Einsatzzweck wären nur magnetische Quadrupole oder Gabor Plasma-Linsen geeignet (siehe auch Seite 113 Tabelle 7-1).

Die Qualität einer LEBT-Strecke hinsichtlich ihrer Transporteigenschaften kann nur durch die Lösung der Summe der Einzelteilchenbewegungsgleichungen bestimmt werden. Bei Beschränkung auf die x -Koordinate und auf lineare äußere Felder ergibt sich

$$x'' + k_x^2 x - \frac{\zeta e}{Am\beta^2 c^2} E_x = 0 \quad (2.9)$$

Folgt man der Argumentation von Sacherer [Sacherer 71], so ergibt sich daraus mit

$$X \equiv \sqrt{\langle x^2 \rangle} \quad (2.10)$$

die sog. rms-Enveloppengleichung (in x)

$$\frac{d^2}{dz^2} X + k_x^2 X - \frac{K}{2(X+Y)} - \frac{\langle \epsilon_{rms,x} \rangle^2}{X^3} = 0. \quad (2.11)$$

Ist für rotationssymmetrische Strahlen D , definiert durch

$$D \equiv \frac{KX^2}{4\langle \epsilon \rangle^2}, \quad (2.12)$$

größer 1, so spricht man von einem perveanzdominierten Strahl. Dies ist bei den im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Messungen (für $X > 0.1$ mm) der Fall.

2.3 Raumladungskompensation in der Drift

Zur Verringerung der Raumladungskräfte in einer Transportstrecke und damit zur Erhöhung der Stromtransportgrenze eines Beschleunigerabschnittes kann das Mittel der Raumladungskompensation verwendet werden. Dies ist jedoch nur bei Abwesenheit äußerer dekompenzierender elektrischer Felder möglich. Dabei wird durch die Anwesenheit von Ladungsträgern anderen Vorzeichens im Strahl die für die Raumladungskraft entscheidende Nettoladungsdichte (siehe Formel 2.14) verringert. Hierbei können verschiedene Konzepte unterschieden werden [Evans 71, Holmes 79, Weis 90/1, Weis 91, Becker 93]. Bei positiven Ionenstrahlen werden zur Raumladungskompensation i. a. Elektronen verwendet. Neben der Möglichkeit einen Ionenstrahl mit einem Elektronenstrahl zusammenzuführen (z. B. in einem Elektronenkühler), was zu einer gleichzeitigen Raumladungs- und Stromkompensation führt, ist vor allem die Raumladungskompensation durch Restgasionisation im Niederenergiebereich eines Beschleunigers bedeutend. Dies liegt an dem in diesem Bereich relativ hohen Restgasdruck und den bei diesen Energien hohen Wirkungsquerschnitten.

Zur Erzeugung von sog. Kompensationselektronen wird die Wechselwirkung der Strahlionen mit den Restgasatomen verwendet. Tabelle 2.2 zeigt die für diesen Vorgang wesentlichen Reaktionen. Hierbei sind die Prozesse, die die Elektronenerzeugung und deren Thermalisierung beschreiben, von besonderer Bedeutung [Dölling 88]. Eine ausführliche Analyse der Vorgänge zur Raumladungskompensation eines positiven Ionenstrahles in einer Driftstrecke findet man

bei R. Dölling [Dölling 94]. Da jedoch bei der späteren Beschreibung der Dichteverteilung der Elektronen in der GPL auf die Erfahrung in der numerischen Beschreibung der selbstkonsistenten Zustände des freien Strahlplasmas zurückgegriffen wird, soll hier eine kurze Einführung erfolgen [Pozimski 91, Pozimski 93/1, Pozimski 93/2].

Reaktion	σ [m ²] (für He ⁺ , 10 keV auf He)
Ionisation des Restgases	$5.2 \cdot 10^{-21}$
Umladung der Strahlionen am Restgas	$5.9 \cdot 10^{-20}$
Höherionisation des Projektils	—————
Ionisation des Restgases durch schnelle Neutralteilchen	$2.4 \cdot 10^{-21}$
Heizung von Kompensationselektronen durch Strahlionen	—————
Streuung von Strahlionen am Restgas	—————
Elektroneneinfang der Strahlionen	—————
Elektroneneinfang der Restgasionen	—————
Ionisation des Restgases durch Kompensationselektronen	$3.8 \cdot 10^{-21}$
Thermalisierung der Kompensationselektronen	—————

Tabelle 2-2: Liste der für die Raumladungskompensation durch Restgasionisation in einer LEBT wichtigen Wechselwirkungen im Strahlplasma (die nicht angegebenen Wirkungsquerschnitte sind für die Kompensation nur von geringerer Bedeutung, bzw. eine Angabe ist nicht sinnvoll).

Für den radialen Potentialverlauf gilt bei Betrachtung eines zylindersymmetrischen Strahl im Zentrum eines ebensolchen Strahlrohres :

$$\Phi(r) = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_0^r \frac{1}{r'} \int_0^{r'} \rho_{\text{netto}}(r'') r'' dr'' dr' \quad (2.13)$$

(hierbei indizieren die Striche die Reihenfolge der Integration). Wobei die Nettoladungsdichte ρ_{netto} durch

$$\rho_{\text{netto}}(r) = \rho_{SI}(r) + \rho_{KE}(r) + \rho_{RGI}(r) \quad (2.14)$$

gegeben ist. Die Ladungsdichteverteilung der Strahlionen $\rho_{SI}(r)$ wird als durch das Experiment gegeben angenommen. Der Verlauf der Ladungsdichte der Restgasionen kann unter Annahme einer Produktionsrate der Restgasionenladungsdichte von

$$\dot{\rho}_{RGI}(r) = \rho_{SI}(r) \cdot v_{SI} \cdot n_{RGA} \cdot \sigma_{RGI} \quad (2.15)$$

und einer Geschwindigkeit der Restgasionen

$$v_{RGI}(r) = \sqrt{\frac{2q_{RGI}[\Phi(r^*) - \Phi(r)]}{m_{RGI}}} \quad (2.16)$$

(mit $\Phi(r^*)$ dem Potential am Entstehungsort r^*) approximiert werden durch

$$\rho_{RGI}(r) = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{\dot{\rho}_{RGI}(r^*) r'}{v_{RGI}(r', r^*)} dr'. \quad (2.17)$$

Ist die Aufenthaltsdauer der Kompensationselektronen (τ_{auf}) im Strahlpotential lang gegenüber der Zeitdauer τ_{th} , die zur Thermalisierung der Elektronen benötigt wird, so kann unter Annahme einer Boltzmannverteilung der radiale Verlauf der Elektronendichte $\rho_{KE}(r)$ mit

$$\rho_{KE}(r, z) = \rho_{KE}(\Phi_{max}) \cdot e^{\left[-\frac{e(\Phi_{max} - \Phi(r))}{kT_{KE}} \right]} \quad (2.18)$$

angesetzt werden (für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen ist $\tau_{auf} / \tau_{th} \approx 1$, dies stellt jedoch keine wesentliche Einschränkung hinsichtlich der Elektronenverteilung dar). Dieses Gleichungssystem kann numerisch selbstkonsistent für eine vorgegebene Strahlionendichteverteilung bei Variation der beiden freien Parameter ($\rho_e(r=0)$ und T_e) gelöst werden [Pozimski 93/1]. Durch Vergleich des 2-dimensionalen Lösungsraumes mit Meßgrößen (z. B. Strahlachs- und Strahlrandpotential) kann dann der Zustand des Strahlplasmas eindeutig bestimmt werden. Abb. 2-1 zeigt das Ergebnis einer solchen Simulation. Dabei wurde in Anlehnung an die Ergebnisse der Messungen die radiale Strahlionenverteilung als gaußförmig (He^+ , 10 keV, 3.35 mA, $r=15$ mm (Abschneideradius bei Dichte < 1%)) angenommen. Das

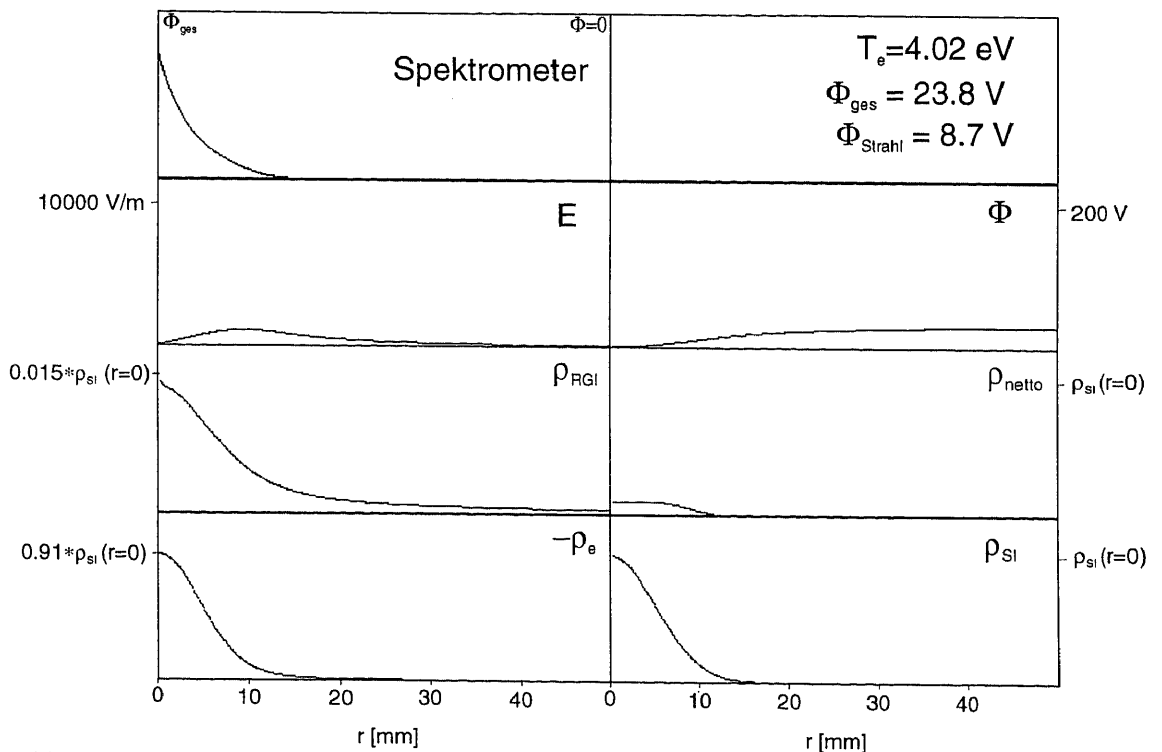


Abbildung 2-1 : Selbstkonsistente numerische Berechnung des Zustandes eines kompensierten driftenden Strahles. Die Strahlparameter entsprechen im wesentlichen den im Rahmen dieser Arbeit gemachten Messungen am driftenden Ionenstrahl. Zur Festlegung des Zustandes wurden das Strahlpotential und das Strahlrandpotential einem gemessenen Restgasionenenergiespektrum entnommen.

berechnete Strahlrandpotential beträgt 8.7 V, das Achspotential 23.8 V. Dieser Zustand entspricht den Bedingungen des driftenden Strahles bei den Messungen. Die Ergebnisse der Simulation geben die gemessenen Potentialverhältnisse (7.7 V und 20.4 V) gut wieder. Die für die Rechnung angenommene -auf die Strahlionendichte normierte- Elektronendichte auf der Achse betrug 0.91, die Temperatur der Elektronen betrug ca. 4 eV.

Die vorgestellte Methode wurde zur Erklärung der Vorgänge beim Aufbau der Raumladungskompensation [Jakob 97] sehr erfolgreich angewendet. Dazu werden die für eine Simulation erforderlichen Größen mit hoher Zeitaufösung (typ. 2 μs bei einer Aufbauzeit von typ. 400 μs) gemessen und für jedes Zeitintervall der Zustand des Strahlplasmas durch Vergleich mit den Ergebnissen der selbstkonsistenten Rechnungen bestimmt. Der bei dieser Methodik notwendige Aufwand ist jedoch so beträchtlich, daß ein Einsatz nur dann als lohnend erscheint, wenn zum Beispiel zur Klärung von Strukturdetails in der Phasenraumverteilung die Annahme eines globalen Kompensationsgrades für Teilchentransportrechnungen eine zu große Vereinfachung darstellt. Für die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Transportrechnungen war dies wegen der intrinsischen Unsicherheit bei der Simulation der GPL nicht notwendig.

2.4 Raumladungskompensation und äußere Felder

Die Beschreibung des Verhaltens der Kompensationselektronen in äußeren Feldern ist aufgrund der Vielzahl zu berücksichtigender Prozesse sehr schwierig. Wurden bei der theoretischen Betrachtung der Raumladungskompensation in der Drift nur der Einfluß des radialen Eigenfeldes des Ionenstrahles auf die Verteilung der Kompensationselektronen berücksichtigt, so wirken bei Anwesenheit (magnetischer) äußerer Felder eine Vielzahl von Einflüssen auf die Verteilung der Kompensationselektronen ein [Paul 88, Hausner 92, Fenger 93, Dölling 96]. Hierbei sind bereits für den einfachsten Fall von Solenoiden neben den vor allem radial einschließend wirkenden axialen (B_z) Feldern auch die den longitudinalen Fluß an Kompensationselektronen beeinflussenden Magnetfeldgradienten zu nennen. Zum bisherigen Zeitpunkt existiert keine Theorie, die eine Beschreibung der sich einstellenden Verteilung der Kompensationselektronen in einer Anordnung von Magnetfeldern hinreichend beschreibt. Dies stellt den gravierendsten Nachteil bei der Simulation des Teilchentransportes in einer LEBT-Strecke mit magnetischen Strahlführungselementen unter Verwendung der Raumladungskompensation dar. Kann der Strahltransport hinsichtlich der Entwicklung der Strahlenveloppe durch Einführung eines globalen Kompensationsgrades noch hinreichend abgeschätzt werden, so ist für eine detaillierte Analyse die genaue Kenntnis der longitudinalen und transversalen Verteilungsfunktion der Kompensationselektronen notwendig. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete numerische Beschreibung der Elektronenverteilung in den gekreuzten magnetischen und elektrischen Feldern einer GPL stellt einen Einstieg in die Beschreibung des kompensierten Strahltransportes in Solenoidstrecken dar.

2.5 Konzept der Gabor Plasma-Linse

Bei einer Gabor Plasma-Linse wird im Gegensatz zu einer Z-Pinch Plasmalinse [Boggasch 87, Boggasch 91] ein nichtneutrales Plasma (i. a. Elektronen) durch ein axiales magnetisches Feld radial eingeschlossen [Borries 32]. Der longitudinale Einschluß wird durch eine elektrostatische

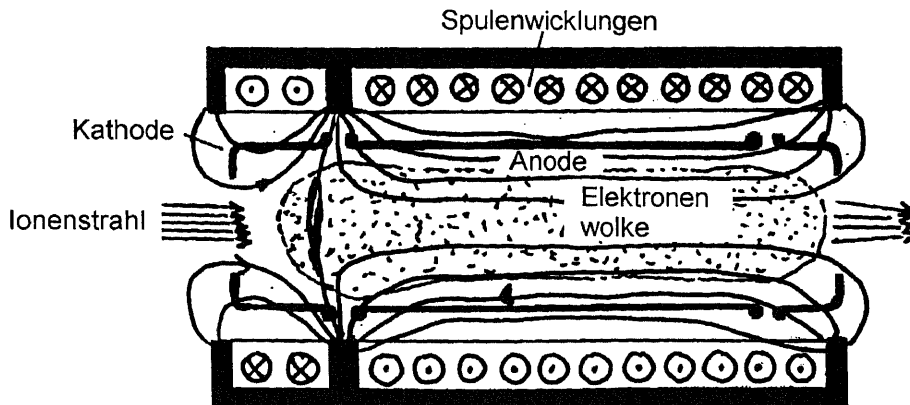


Abbildung 2-2 : Schematische Darstellung einer Gabor Plasma-Linse (angelehnt an die Originaldarstellung von D. Gabor). Die Elektronenwolke wird radial durch das magnetische Feld der Spulen, longitudinal durch das Potential der Anode eingeschlossen.

Potentialwanne erreicht, die durch eine zentrale Anode und longitudinal begrenzende Erdelektroden gebildet wird (siehe Abb. 2-2). Die sich durch das nichtneutrale Plasma ausbildende Raumladung wirkt fokussierend auf Teilchenstrahlen umgekehrten Vorzeichens (hier positive Ionen) [Mobley 73, Nobel 88, Palkovic 89, Pozimski 92]. Der Vorteil eines solchen Konzeptes liegt in der hohen sich ausbildenden Ladungsdichte und der starken zylindersymmetrischen Fokussierung, die sonst mit keinem konventionellen Linsensystem erreicht wird. D. Gabor [Gabor 47] konnte zeigen, daß unterhalb einer (homogenen) Grenzdichte $\rho_{e,max}$ die Elektronen nicht unmittelbar (d. h. ohne Berücksichtigung der Wirkung von Stößen) radial entkommen können. Es gilt (für Elektronen [Pozimski 90]):

$$\rho_{e,max,rad} = \frac{e\epsilon_0 B_z^2}{2m_e} \quad (2.19)$$

Messungen haben gezeigt, daß die theoretische maximal Dichte $\rho_{e,max,rad}$ im Experiment nicht erreicht wird [Booth 78, Reiser 89]. Durch Einführung eines empirischen Füllfaktors κ ($0 < \kappa < 1$ mit $\kappa = N_{e,real} / N_{e,th,klass}$) ist es möglich, die Brennweite einer GPL in Anlehnung an den bei Quadrupolen verwendeten Formalismus [Glaser 52] durch

$$f = \frac{1}{d \cdot k \cdot \sin k} \quad (2.20)$$

mit d der Linsenlänge und k gegeben durch

$$k = \left(\kappa \frac{eB_z^2}{8U_{SI}m_e} \right)^{1/2} \quad (2.21)$$

abzuschätzen.

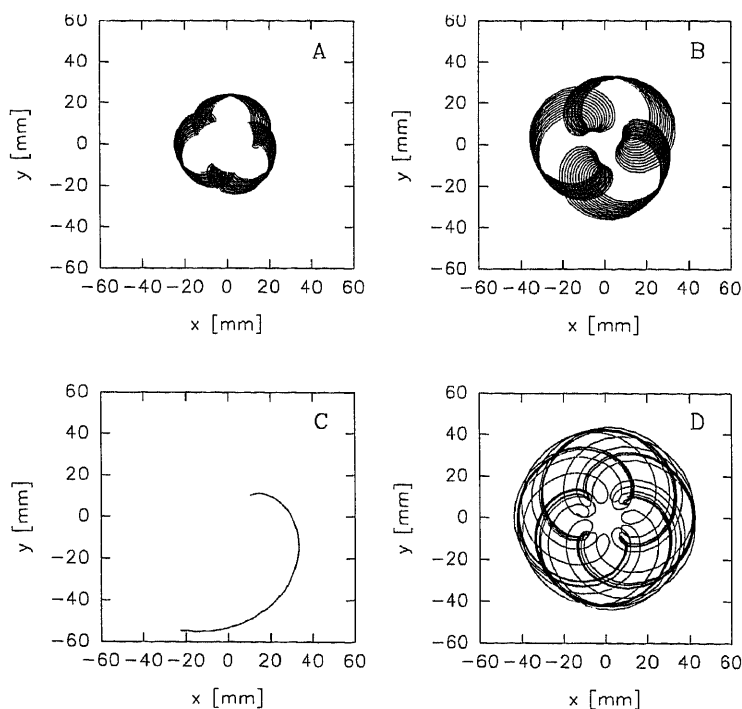


Abbildung 2-3 : Simulation von Elektronentrajektorien in der x-y Ebene einer GPL für verschiedene Anfangsbedingungen (siehe Text).

Die Gültigkeit der dieser Berechnung zugrundeliegenden Annahme von $\rho_{e,max,rad}$ unter idealisierten Bedingungen läßt sich durch numerische Simulation einzelner Elektronentrajektorien im Feld der Ladungsverteilung verifizieren. Abb. 2-3 zeigt die Trajektorien eines einzelnen Elektrons in der x-y Ebene für verschiedene Anfangsbedingungen. In Abb. 2-3 A wurde das Elektron ruhend bei $x=10\text{mm}$ und $y=10\text{mm}$ gestartet. Es wurde eine homogene Elektronendichte mit 65 % der Maximaldichte (bei 0.008 T ergibt sich $\rho_{e,max,rad}$ zu $4.96 \cdot 10^{-5}\text{ As/m}^3$) angenommen. Das Elektron beschreibt eine geschlossene ($r_{min} < r < r_{max}$) Zykloidenbewegung mit einem maximalen Radius von ca. $r=25\text{ mm}$. In Abb 2-3 B wurde das Elektron bei sonst gleichen Anfangsbedingungen mit einer Anfangsgeschwindigkeit, die einer Elektronentemperatur von 150 eV entspricht, gestartet. Der maximale Radius erhöht sich bei sonst gleichem Verhalten auf $r=36\text{ mm}$. In Abb. 2-3 C wurde das Elektron ruhend gestartet, die homogene Elektronendichte aber auf die Grenzdichte erhöht. Die Elektronenbahn ist nicht mehr radial stabil, die Rechnung wurde bei Überschreitung des Anodenradius ($r=60\text{ mm}$) abgebrochen. In Abb. 2-3 D wurde eine monoton fallende Elektronendichte mit $\rho=\rho_{e,max,rad}$ ($r=0$) angenommen. Die Elektronenbahn stabilisiert sich bei höherem Radius, das Teilchen geht nicht verloren. Damit wurde gezeigt, daß der im Experiment beobachtete Füllfaktor κ weder auf eine unzureichende Beschreibung der Elektronendichte in der klassischen Theorie (unter idealisierten Bedingungen) noch auf eine in dieser Theorie nicht berücksichtigte Anfangsgeschwindigkeit zurückzuführen ist. Einzig bei der Beschreibung der Elektronendichte in der Nähe der Achse, wenn der Lamorradius größer als der Abstand des Bewegungszentrums von der Achse ist, kann die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen direkten Einfluß auf die Elektronendichte nehmen (siehe auch Abb. 6-48).

Bei dieser Betrachtungsweise bleiben jedoch der Einfluß der Tiefe der Potentialwanne auf den longitudinalen Einschluß wie auch sämtliche Diffusions- und Stoßprozesse unberücksichtigt. Dies führt zu einer Überschätzung der Elektronendichte und folglich zu einer Überschätzung der

Brennweite. Geht man von der Annahme einer longitudinal vollständig gefüllten Linse ($\Phi(r=0) = 0$) aus, ergibt sich die maximale Ladungsdichte (homogene Verteilung angenommen) zu

$$\rho_{e,max,long} = \frac{4U_A \epsilon_0}{r_A^2} \quad (2.22)$$

mit U_A der Anodenspannung und r_A dem Radius der Anode. Damit ist k gegeben durch

$$k = \left(\frac{4U_A}{r_A^2 U_{SI}} \right)^{1/2} \quad (2.23)$$

Wie bisherige Experimente zeigten, ist auch dies eine zu optimistische Annahme. Die drastische Reduktion (um den Faktor 4 bis 5) der beobachteten Plasmadichten gegenüber den theoretisch vorhergesagten (Gleichungen 2.18 und 2.22) wurde in der Literatur schon für verschiedene Plasmasäulen beschrieben [Connolly 85, Xi 89]. Ein Grund für die mangelhafte Vorhersagequalität liegt in dem wesentlichen Einfluß der gerade bei vollständiger Linsenfüllung das Verhalten dominierenden Verlustmechanismen auf die Plasmadichte. Dabei sind radiale wie auch longitudinale Verluste aus der Linse zu berücksichtigen. Die dabei ablaufenden Vorgänge sollen in den beiden folgenden Unterkapiteln -soweit analytisch möglich- beschrieben werden.

2.5.1 Radialer Einschluß

Neben den radialen Verlusten aus der Gaborlinse, die bei Erreichen des radialen elektrischen Grenzfeldes auftreten und bei denen sich die Bahn der einzelnen Elektronen von einer geschlossenen Zykloide in eine Spiralbahn ändert, sind auch Verluste durch Diffusion der Elektronen (verursacht durch Stöße mit anderen Elektronen) möglich. Im folgenden sollen zwei dieser Mechanismen beschrieben werden [Arcimovic 83].

Im ersten betrachteten Fall führt der Dichtegradient der Elektronen, der z. B. durch Verluste von Elektronen an der Anode entsteht, zu einer radialen Drift. Dies ist auf die unterschiedliche Wahrscheinlichkeit von Stößen entlang des Dichtegradienten zurückzuführen. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist proportional dem Dichtegradienten. Eine genaue analytische Beschreibung erscheint jedoch, wegen der dafür notwendigen Kenntnis der Verlustprozesse an der Wandung, im Moment als nicht möglich.

Im zweiten, aufgrund der hohen Driftgeschwindigkeiten für die radialen Verluste wesentlichen Fall, wird ein Elektron in einem homogenen Elektronenplasma mit konstanter Temperatur T_e angenommen. Das Elektron führt im magnetischen Feld B_z eine Kreisbewegung entsprechend seiner Geschwindigkeit aus. Durch das überlagerte elektrische Feld E_r erfährt das Elektron eine radiale beschleunigende Kraft. Dies führt zu einer Zykloidenbewegung (siehe auch Abb. 2-3). Bei dieser Zykloidenbewegung besitzt das Elektron im Punkt des größten Radius eine kinetische Energie, die größer ist als die thermische Energie. Im Punkt des kleinsten Radius ist die kinetische Energie kleiner als es der thermischen Energie entspricht. Durch Wechselwirkung mit dem Elektronenensemble in der Linse kommt es dabei zu einem Energieaustausch durch

Coulombstöße. Dabei verliert das betrachtete Elektron im Mittel Energie an das Teilchenensemble, wenn seine kinetische Energie über der thermischen Energie liegt. Es gewinnt Energie aus dem Teilchenensemble, nachdem es durch das elektrische Feld gebremst wurde. Im Mittel behält das Elektron seine thermische Energie bei. Durch den Energieübertrag wird jedoch das Zentrum der Zykloidenbewegung in Richtung des elektrischen Feldes verschoben. Es kommt zu einer Diffusion über die Feldlinien hinweg. Die Geschwindigkeit dieser Driftbewegung ist abhängig vom elektrischen Feld, dem magnetischen Feld und der Wirksamkeit des Energieaustausches mit der Umgebung. Das Verhältnis E_r/B_z gibt dabei den während eines Umlaufes realisierbaren maximalen Energiehub wieder. Die Wirksamkeit des Energieaustausches gibt zusammen mit dem maximalen Energiehub die dadurch im Mittel verursachte Lageveränderung des Zentrums der Zykloidenbewegung wieder. Dabei ist die Diffusionsgeschwindigkeit des Bewegungszentrums gegeben durch:

$$v_{diff,z} = \eta_E \frac{E_r}{B_z} \quad (2.24)$$

mit η_E dem Wirkungsgrad des Energieaustausches während eines Zyklus.

Dieser Wirkungsgrad ist sehr gering, was zwei Überlegungen belegen sollen. Die maximale Diffusionsgeschwindigkeit läßt sich aus den Feldern berechnen. Damit ist es möglich unter Annahme der maximalen Elektronendichte gemäß dem radialen Einschlußkriterium auf den Diffusionsstrom zu schließen. Für den betrachtenden Fall ergibt sich ein Wert von 0.6 A.

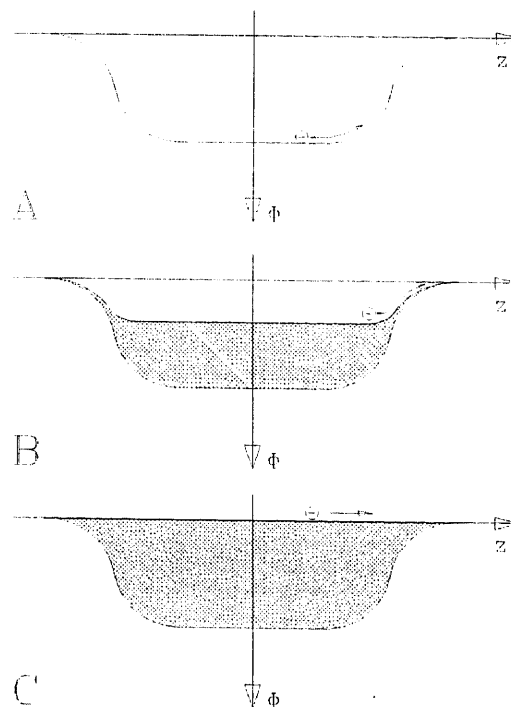


Abbildung 2-4 : Veranschaulichung der longitudinalen Füllung der Linse. Fall A - Linse ungefüllt - entstehende Elektronen werden in die Linse eingeschlossen und an den Wänden des Potentialtopfes reflektiert. Fall B - teilweise Füllung der Linse - die Tiefe des Potentialtopfes wird verringert, ein Teil der Elektronen bleibt eingeschlossen, ein Teil kann longitudinal verloren gehen. Fall C - vollständige Füllung des Potentialtopfes - jedes weitere Elektron geht verloren.

Demgegenüber steht ein experimenteller Befund von typischen Linsenströmen im Bereich von 1 mA. Daraus errechnet sich ein Wirkungsgrad η_E von ca. 1 %. Dies kann durch den Vergleich zwischen der Zeit die, ein Teilchen für eine Zykloide (aus den numerischen Simulationen von Abb. 2-3 ergibt sich eine typische Zeit von 10 ns) benötigt, und der zur Thermalisierung eines Testteilchenensembles benötigten Zeitdauer (siehe auch nächstes Unterkapitel, typisch 1 ms) erklärt werden. Eine genaue Bestimmung des Wirkungsgrades wäre jedoch mit erheblichen systematischen Fehlern belastet, so daß in der im Kapitel 2.5.4 beschriebenen numerischen Simulation darauf verzichtet wurde. Es läßt sich jedoch sagen, daß, unter Annahme eines konstanten Wirkungsgrades des Energieaustausches (η_E) innerhalb der Linse, die Diffusionsgeschwindigkeit linear mit dem Radius steigt. Daraus ergibt sich dann ein im wesentlichen linearer Abfall der Elektronendichte (eine ursprünglich homogene Dichteverteilung vorausgesetzt).

2.5.2 Longitudinaler Einschluß

Zur Bestimmung des Verhaltens der eingeschlossenen Elektronen in longitudinaler Richtung wird angenommen, daß die Elektronen entlang einer Magnetfeldlinie frei beweglich sind, d. h. sie bewegen sich entlang einer Feldlinie entsprechend ihrer Gesamtenergie. Wird longitudinal der Punkt erreicht, an dem die kinetische Energie vollständig in potentielle Energie umgewandelt wurde, so kehren die Elektronen auf der Feldlinie um und laufen in die Linse zurück. Ist ihre kinetische Energie höher als die Potentialdifferenz in der Linse (entsprechend auf ihrer Feldlinie), so entkommen die Elektronen aus der Linse (siehe auch Abb. 2-4).

Zwei Fälle sind dabei weiterhin zu unterscheiden,

A: Die Elektronen verweilen nicht lange genug in der Linse, um sich durch Stöße untereinander zu thermalisieren.

oder

B: Die Elektronen, die sich entlang einer Feldlinie bewegen, haben die Möglichkeit sich durch Stöße untereinander gemäß Boltzmann zu verteilen.

Im ersten Fall kann keine weitere Aussage über die Verteilung der Elektronen getroffen werden, da diese in erster Linie von dem Potential am Entstehungsort der Elektronen und deren Anfangsgeschwindigkeit abhängig ist. Dieser erste Fall ist jedoch nicht sehr wahrscheinlich, da ohne äußere Einflüsse die Elektronen i. a. so tief in der Potentialwanne der GPL geboren werden, daß trotz einer nicht verschwindenden kinetischen Anfangsenergie die Wahrscheinlichkeit für ein Entkommen der Elektronen aus dem Potentialtopf ohne Stöße sehr gering ist. Erst durch Akkumulation der Elektronen im Potentialtopf der Linse und die damit verbundene Verringerung der Potentialtiefe bei gleichzeitiger Thermalisierung der Elektronen durch Stöße untereinander ist es für die Elektronen im Maxwellschwanz möglich, aus der Linse zu entkommen. Die Elektronen können dann sich thermalisieren, wenn die Aufenthaltsdauer τ_{auf} der Elektronen in der Potentialmulde der GPL größer ist als die sog. thermische Relaxationszeit τ_{th} , die angibt, wie lange ein kleines Testteilchenensemble der Temperatur T_T braucht, um in einem großen Feldteilchenensemble der Temperatur T die Temperaturdifferenz auf den e-ten Teil abfallen zu lassen.

Es gilt :

$$\frac{\tau_{auf}}{\tau_{th}} > 1 \quad (2.25)$$

Die Zeitdauer zur Thermalisierung kann nach [Hübner 82] abgeschätzt werden durch :

$$\tau_{th} = \frac{\epsilon_0^2 \sqrt{18\pi^3 m_e}}{e^4} \cdot \frac{1}{\ln \Lambda} \cdot \frac{[k_b T_r + k_b T]^{3/2}}{n} \quad (2.26)$$

Mit

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{12\pi}{\sqrt{n}} \left[\frac{\epsilon_0 k_b T}{e^2} \right]^{3/2} \right) \quad (2.27)$$

dem sog. Coulomb-Logarithmus. Die Aufenthaltsdauer ist gegeben durch:

$$\tau_{auf} = \frac{\int \rho_e(r, z) dV}{I_{Verlust}} \quad (2.28)$$

das heißt sie ist definiert durch die Ladung innerhalb des betrachteten Volumens dividiert durch den Strom aus diesem Volumen. Dabei ist noch keine Aussage getroffen über die Richtung der Verluste (radial bzw. longitudinal). Der Elektronenverluststrom aus der Linse ist gegeben durch

$$I_{Verlust} = \pi \cdot v_e \int \rho_e(\Phi = 0) \cdot r dr \quad (2.29)$$

d. h. durch den Fluß an Elektronen der Dichte ρ_e und der Geschwindigkeit v_e durch die Oberfläche. Es gilt die Boltzmannverteilung :

$$\rho_e(z) = \rho_e(r = \Phi_{max.}) \cdot e^{-\left[\frac{e(\Phi(r=\Phi_{max.}) - \Phi(r))}{k_b T} \right]} \quad (2.30)$$

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist dabei wiederum definiert durch die Temperaturverteilung

$$v_e \equiv \sqrt{\frac{2k_b T}{m_e}} \quad (2.31)$$

2.5.3 Verluste und Gleichgewichtszustände

Betrachtet man die GPL im Gleichgewichtszustand, d. h. nach Aufbau des nichtneutralen Plasmas in der Linse, so ist die Gesamtladung in der Linse

$$Q = \text{konst.} \quad (2.32)$$

konstant und damit gilt (unter ausschließlicher Berücksichtigung von Neutralteilchen - Elektron-Stößen) :

$$\dot{\rho}_{I,erz} = \dot{\rho}_{e,erz} = F(\rho_e(r,z), n_{RGA}, \sigma_{RGI}, T_e, \Phi(r,z)). \quad (2.33)$$

Dabei entspricht die Erzeugungsrate an Restgasionen $\dot{\rho}_{I,erz}$ in der Linse der Erzeugungsrate an Elektronen $\dot{\rho}_{e,erz}$. Entsprechend gilt für die Verluste :

$$\dot{\rho}_e = \dot{\rho}_{e,rad} + \dot{\rho}_{e,long} = \dot{\rho}_{RGI} \quad (2.34)$$

Und entsprechend für die meßtechnisch besser zugängliche Größe des Anodenstromes I_{GPL}

$$I_{GPL} = I_{e,r} - I_{e,l} + I_{RGI} \quad (2.35).$$

Dabei gliedern sich die radialen Elektroneverluste auf in

$$I_{e,r} = I_{e,Direkt} + I_{e,Diff1} + I_{e,Diff2}. \quad (2.36)$$

Hierbei ist $I_{e,Direkt}$ der Verluststrom bei Überschreitung der klassischen Einschlußbedingung (Formel 2.18), $I_{e,Diff1}$ der Diffusionsstrom aufgrund eines Ladungsdichtegradienten und $I_{e,Diff2}$ der Diffusionsstrom verursacht durch das elektrische Eigenfeld. Eine Bestimmung der radialen Verluste ist wegen der in Kapitel 2.5.3 dargestellten Zusammenhänge im Moment nicht möglich [Hübner 82, Krall 86], einzig die longitudinalen Verluste sind unter Annahme einer Thermalisierung der Elektronen numerisch abschätzbar. Die Abb. 2-5 zeigt prinzipiell den Verlauf der verschiedenen analytisch berechenbaren Prozesse für ein beliebiges Volumenelement in der Linse (lokal). Die von den Grenzbedingungen aufgespannte Fläche gibt die von der GPL einnehmbaren (lokalen) Zustände wieder. Der von der Linse global eingenommene Zustand wird aus der Schnittmenge aller lokalen Zustände (sowie der nicht berücksichtigten longitudinalen Verluste) gebildet.

2.5.4 Das numerische Modell

Bei der Entwicklung eines numerischen Modells der GPL war von vornherein klar, daß wegen der komplexen Zusammenhänge der verschiedenen, sich gegenseitig beeinflussenden Größen in der Linse eine vollständige selbstkonsistente Beschreibung unter Einschluß aller Parameter nicht möglich ist. Daher wurde schrittweise das Modell erweitert. Ausgehend von der klassischen Theorie Gabors wurde in einem ersten Schritt die Einschlußbedingung so umformuliert, daß ein

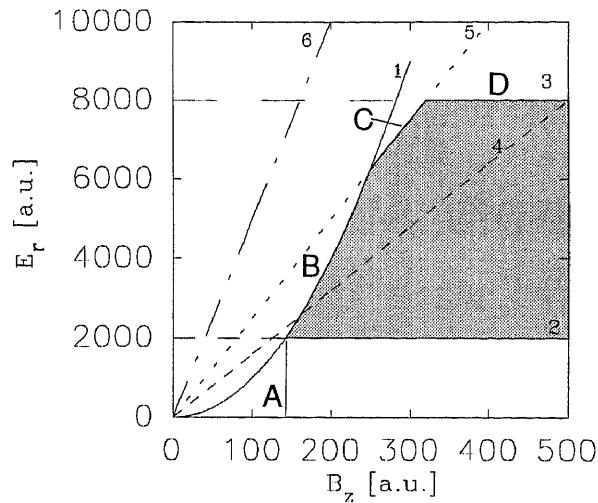


Abbildung 2-5 : Schematische Darstellung der analytisch abschätzbaren (lokalen) Grenzbedingungen in der GPL, sowie der daraus resultierenden möglichen Zustände. • 1) klassische Grenzbedingung von Gabor; • 2) Feld innerhalb der GPL verursacht durch das Potential der Anode (ohne Elektronen), • 3) Feld unter Einbeziehung der Linsenelektronen berechnet nach der semi-klassischen Theorie ($\Phi(r=0)=0$), • 4) - 6) Linien konstanter radialer Elektronendriftgeschwindigkeit. Die (z. B.) unter den Bedingungen 1, 2, 3, 5 in der GPL möglichen Zustände sind durch die graue Fläche gekennzeichnet. Der Punkt A gibt das für einen Betrieb der GPL notwendige Mindestmagnetfeld an, darunter werden keine Elektronen eingeschlossen. Im Abschnitt B dominiert die klassische Bedingung, im Abschnitt C die radiale Diffusion. Im Bereich D ist die Linse longitudinal gefüllt. Der Einfluß der longitudinalen Verluste kann in dieser Darstellung nicht wiedergegeben werden, da hierbei der Übergang von einer lokalen zu einer globalen Betrachtungsweise sowie eine genaue Kenntnis der Heizprozesse notwendig ist. Jedoch bewirken die zunehmenden longitudinalen Verluste eine Verschiebung des Zustandes hin zu geringeren radialen Verlusten (z. B. von 5 nach 4).

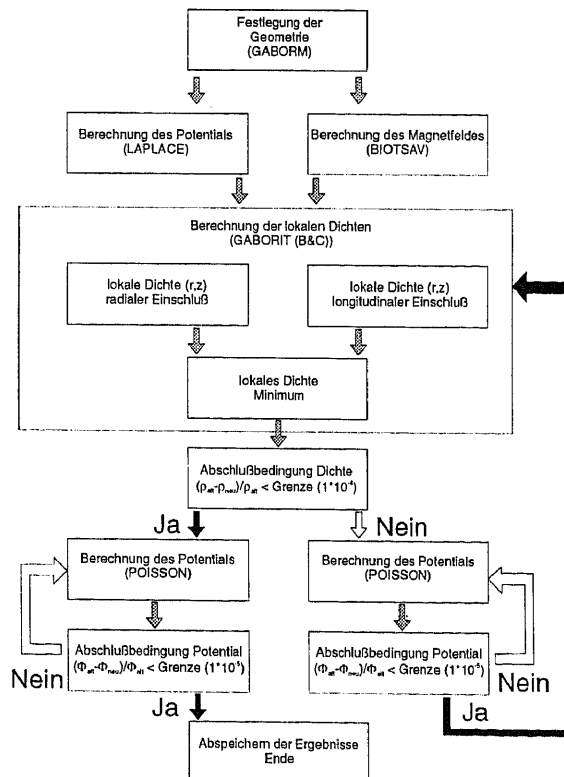


Abbildung 2-6 : Flußdiagramm zur Berechnung der lokalen Elektronendichte in der GPL.

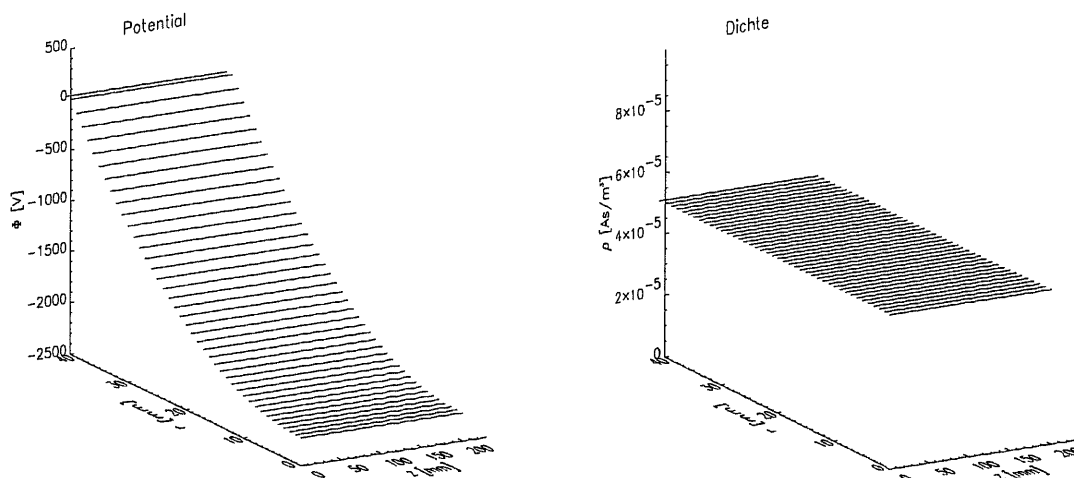


Abbildung 2-7 : Ergebnis einer iterativen Bestimmung der Elektronendichte. Das Ergebnis diente der Beurteilung der Qualität des verwendeten Algorithmus und wurde mit der analytischen Lösung verglichen.

Zusammenhang zwischen lokaler Ladungsdichte und dem lokalen Feld besteht. Der verwendete numerische Algorithmus zur iterativen Bestimmung der Ladungsdichte lautet:

$$\rho_{n+1}(r, z) = \rho_n(r, z) + \Gamma_{mag} \left(2\epsilon_0 \frac{(E_{max}(r, z) - E_r(r, z))}{r} \right) \quad (2.37)$$

Mit $\rho_{n+1}(r, z)$ der neuen Dichte am Ort (r, z) und ρ_n der aktuellen Dichte, Γ_{mag} einem numerischen Relaxationsfaktor ($0 < \Gamma < 1$), $E_{max}(r, z)$ der aus der klassischen Einschlußbedingung erlaubten maximalen Feldstärke und $E_r(r, z)$ der tatsächlichen Feldstärke. Die Abb. 2-6 (Seite 18) zeigt das zum Programmablauf zugehörige Flußdiagramm.

Dabei werden ausgehend von einer vorgegebenen Geometrie für Elektroden und Spulen in einem ersten Schritt die externen Felder durch die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programme BIOTSAV und LAPLACE berechnet und abgespeichert. Im Hauptprogramm wird dann iterativ so lange nach obigem Algorithmus (2-37) jeweils eine neue Dichteverteilung und der dazugehörige Potentialverlauf bestimmt, bis die Änderung der lokalen Dichte in einem Iterationsschritt einen Grenzwert unterschreitet. Dieses Verfahren wurde an den Ergebnissen der klassischen Theorie (idealisierte Felder - homogenes Magnetfeld und keine äußeren elektrischen Felder) getestet. Abbildung 2-7 zeigt das Ergebnis eines solchen Laufes. Dabei wird die Elektronendichte der klassischen Theorie nach 60 Iterationsschritten bis auf eine Abweichung von relativ $1 \cdot 10^{-5}$ erreicht. Damit ist dieses Verfahren prinzipiell für eine Simulation geeignet.

In einem zweiten Schritt wurde zusätzlich eine longitudinale Einschlußbedingung eingeführt. Dabei wurde für den Fall eines lokalen Potentials kleiner Null, d. h. die Elektronen können in jedem Fall longitudinal entkommen, die Elektronendichte radial entsprechend reduziert, bis das Potential an jedem Punkt positiv ist. Dies wird mit dem folgenden Algorithmus, der eine Abschätzung der dafür notwendigen Dichteänderung erlaubt, erreicht :

$$\rho_{n+1}(r, z) = \rho_n(r, z) + \Gamma_{por} \left(\frac{4\epsilon_0 \Phi(r=0, z)}{r^2} \right) \quad (2.38)$$

Das hierfür entwickelte Programm (GABORITB) wird im Kapitel 6 dazu verwendet, zu zeigen, daß trotz realer Felder und lokaler Behandlung der Dichten sowie der Einführung einer longitudinalen Einschlußbedingung die Vorhersage der Transporteigenschaften der GPL nicht wesentlich verbessert wird. Abbildung 2-8 zeigt das Ergebnis eines solchen Laufes. Die Dichteverteilung der Elektronen spiegelt die lokalen Potentialverhältnisse wider, der resultierende Potentialverlauf die longitudinale Einschlußbedingung. Die in der Darstellung der Dichtefunktion sichtbare Abweichung der longitudinalen Elektronendichtefunktion von einer monotonen Funktion stellt ein numerisches Artefakt, ausgelöst durch den Potentialsprung an den Blenden, dar. Dieser nichtphysikalische Effekt ist jedoch für die Vorhersage der Linseneigenschaften völlig unerheblich.

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß für eine realistische Simulation der Dichteverteilung der Elektronen in der Linse die Erzeugungs- und Verlustmechanismen eine entscheidende Rolle spielen. Dabei stellt eine modifizierte longitudinale Einschlußbedingung den einzigen zum gegenwärtigen Zeitpunkt gangbaren Weg dar. Zur Vereinfachung der numerischen Beschreibung der thermischen Dichteverteilung entlang einer Feldlinie wurde angenommen, daß das Magnetfeld der Bedingung

$$B_z = \text{const.} \quad \forall \quad r = \text{const.} \quad (2.39)$$

genügt. Dadurch ist eine Beschreibung der Elektronendichte als Funktion von r durch

$$\rho_e(r, z) = \rho_{e, \text{max}}(r) \cdot e^{-\left(\frac{\Phi_{\text{max.}}(r, z) - \Phi(r, z)}{k_b T_e(r)}\right)} \quad (2.40)$$

möglich.

In der Simulation wird die Elektronentemperatur auf einem Radius (d. h. einer Feldlinie) durch die Höhe der erlaubten Verluste (freier Parameter) gegeben. Dabei wird, ausgehend von der zur

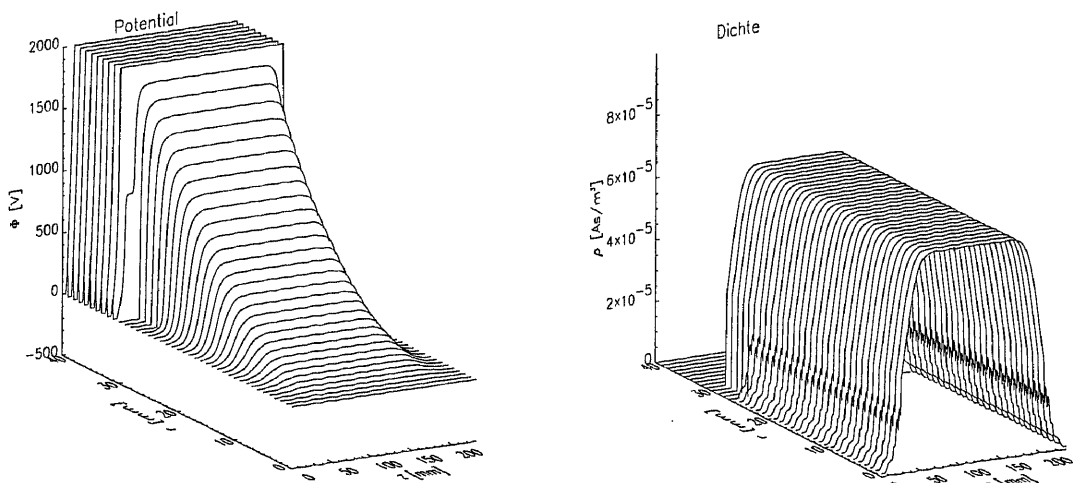


Abbildung 2-8 : Ergebnis einer lokalen numerischen Beschreibung der Elektronendichte unter Berücksichtigung einer vereinfachten longitudinalen Einschlußbedingung ($\Phi > 0$).

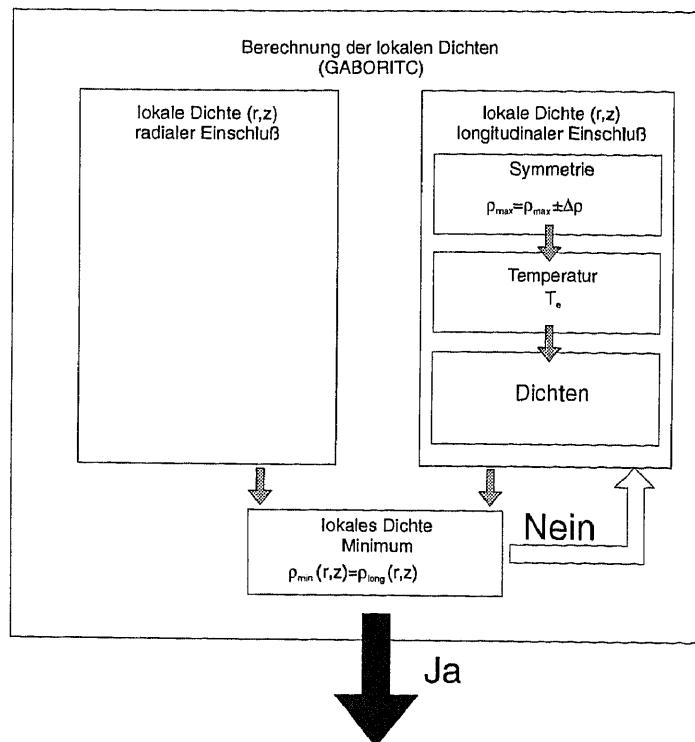


Abbildung 2-9 : Flußdiagramm der Kernroutine zur iterativen Bestimmung der Elektronendichte in der GPL unter Berücksichtigung der longitudinalen Verluste bei Annahme thermisch verteilter Elektronen.

Thermalisierung notwendigen Zeitdauer (τ_{th}), die notwendige Aufenthaltsdauer der Elektronen in der Linse festgelegt (τ_{auf}) und dann aus der Elektronendichte unter Annahme von radial konstanten Verlusten pro (longitudinalem) Flächenelement der lokal erlaubte Verluststrom berechnet. Daraus wird dann, zusammen mit der maximalen Elektronendichte auf diesem Radius und dem dazugehörigen maximalen Potential, die maximal erlaubte Elektronentemperatur iterativ bestimmt. Abbildung 2-9 zeigt das Flußdiagramm der Kernroutine zur Berechnung der lokalen Elektronendichte des dafür entwickelten Programmes GABORITC.

Zur Bestimmung der auf einem Radius erlaubten maximalen Elektronendichte wird als Obergrenze die klassische Einschlußbedingung gewählt (muß für alle $\rho_e(r,z)$ gelten). Darüber hinaus zeigten die ersten Simulationen, daß bei Überschreitung einer Grenzdichte die Simulation hinsichtlich der örtlichen Elektronendichteverteilung instabil wird. Eine genaue Analyse des Problems zeigt, daß es sich hierbei nicht um eine mangelnde Konvergenz des Algorithmus ausgelöst durch eine nicht angepaßte numerischen Beschreibung des Problems handelt, sondern daß eine tiefere physikalische Ursache Grundlage für dieses Verhalten ist.

Das folgende Beispiel soll zeigen, daß die verwendete Theorie, bei der gleichzeitig die Poisson-Gleichung und die Boltzmann-Verteilung erfüllt sein müssen, nicht für alle maximalen Elektronendichten lösbar ist. Der Geltungsbereich der Theorie ist hinsichtlich der erlaubten Elektronendichten nach oben beschränkt. Wesentlich dabei ist die gleichzeitige Verkopplung von Potential und Dichte durch die Boltzmann-Verteilung und die Poisson-Gleichung. Im Fall der GPL führt eine (hohe) Elektronendichte zu einer (lokalen) Depression des Potentials. Solange sich für eine einzige Temperatur gleichzeitig die Poisson-Gleichung und die Boltzmann-Verteilung erfüllen läßt, ist eine Lösung innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Theorie möglich. Erst wenn der Zusammenhang zwischen Potential und Dichte für keine Temperatur mehr

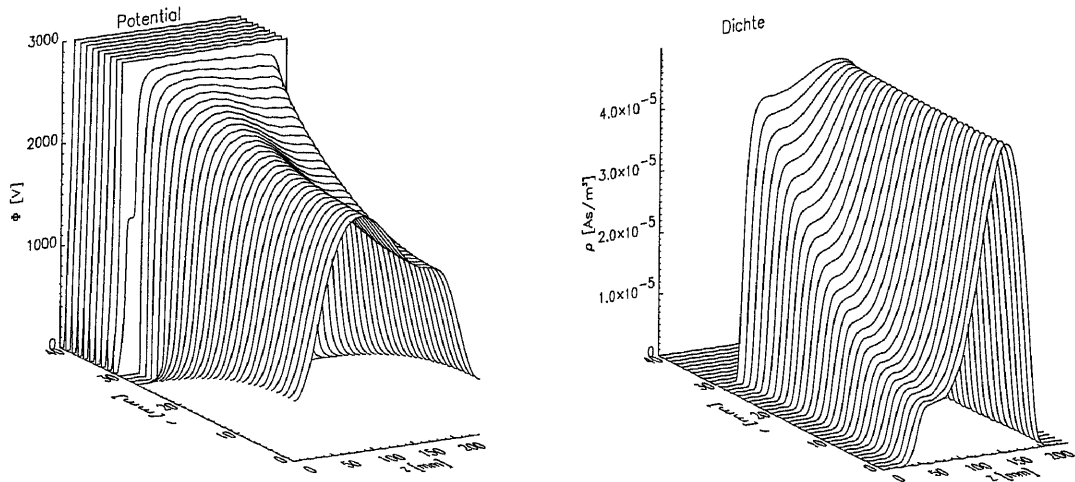


Abbildung 2-10 : Ergebnis einer Simulation bei der die zulässige Grenzdicke (Gültigkeitsbereich der Theorie) überschritten wurde. Der durch die Boltzmann-Verteilung gegebene Zusammenhang zwischen Elektronendichte und Potential ist für keine Temperatur der Elektronen erfüllbar.

erfüllbar ist, ist der Gültigkeitsbereich der Theorie überschritten. Interessanterweise ist der Gültigkeitsbereich der (kombinierten) Theorie eine Funktion der longitudinalen Teilchenverluste. Je höher die erlaubten Verluste, desto höher kann die maximale Temperatur angenommen werden und entsprechend breiter wird die Dichteverteilung in der Linse.

Abbildung 2-10 zeigt das Ergebnis eines Laufes, bei dem der Gültigkeitsbereich der Theorie verlassen wurde. Die Dichte wurde so hoch gewählt ($\rho_{e,max} = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{ As/m}^3$), daß die Poisson-Gleichung und Boltzmannverteilung nicht mehr für dieselben Parametersätze gelten können (das Maximum der Elektronendichte in Abb. 2-10 entspricht nicht dem Maximum des Potentials !). Die Abbildung stellt eine Momentaufnahme für einen Iterationsschritt dar. Die Dichte und Potentialverteilung wechseln in jedem Iterationsschritt deutlich. Diese auftretende Instabilität zeigt sich in einem Verlust der Spiegelsymmetrie und wird programmtechnisch (in GABORITC) dazu genutzt, den Grenzbereich der Theorie zu bestimmen.

Nachfolgend werden die Ergebnisse verschiedener Simulationen unter Verwendung des Programmes GABORITC mit unterschiedlichen äußeren Parametern vorgestellt und diskutiert. Den Simulationen liegt die Geometrie der Solenoideinsätze (siehe Kapitel 3.1.4) zugrunde. Diese zeichnet sich durch eine geringere Komplexität gegenüber der für die Messungen verwendeten GPL aus. Der Verlauf des magnetischen Feldes wurde longitudinal einer Messung auf der Achse entnommen und radial vervielfältigt (homogen im Radius). Abbildung 2-11 zeigt die Entwicklung der Elektronendichte und des Potentials in der GPL für verschiedene angenommene Verlustströme aus der Linse ($B_z = 500 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, $U_A = 3 \text{ kV}$, A: $I_V = 1 \mu\text{A}$, B: $I_V = 100 \mu\text{A}$, C: $I_V = 10 \text{ mA}$, eine Thermalisierung ist bis zum Fall B möglich). Bei diesen Simulationen wurde B_z so gewählt, daß die radialen Verluste gegenüber den longitudinalen Verlusten zu vernachlässigen sind. Die erlaubte Elektronendichte steigt erwartungsgemäß mit dem Teilchenumsatz (den Verlusten) an. Die Elektronenverteilung ist im Kernbereich der Linse in radialer Richtung homogen. Erst beim Radius der Berandungselektroden, die auf Erdpotential liegen, wird die Elektronendichte wegen des hohen Feldes im Bereich zwischen den Elektroden rasch null.

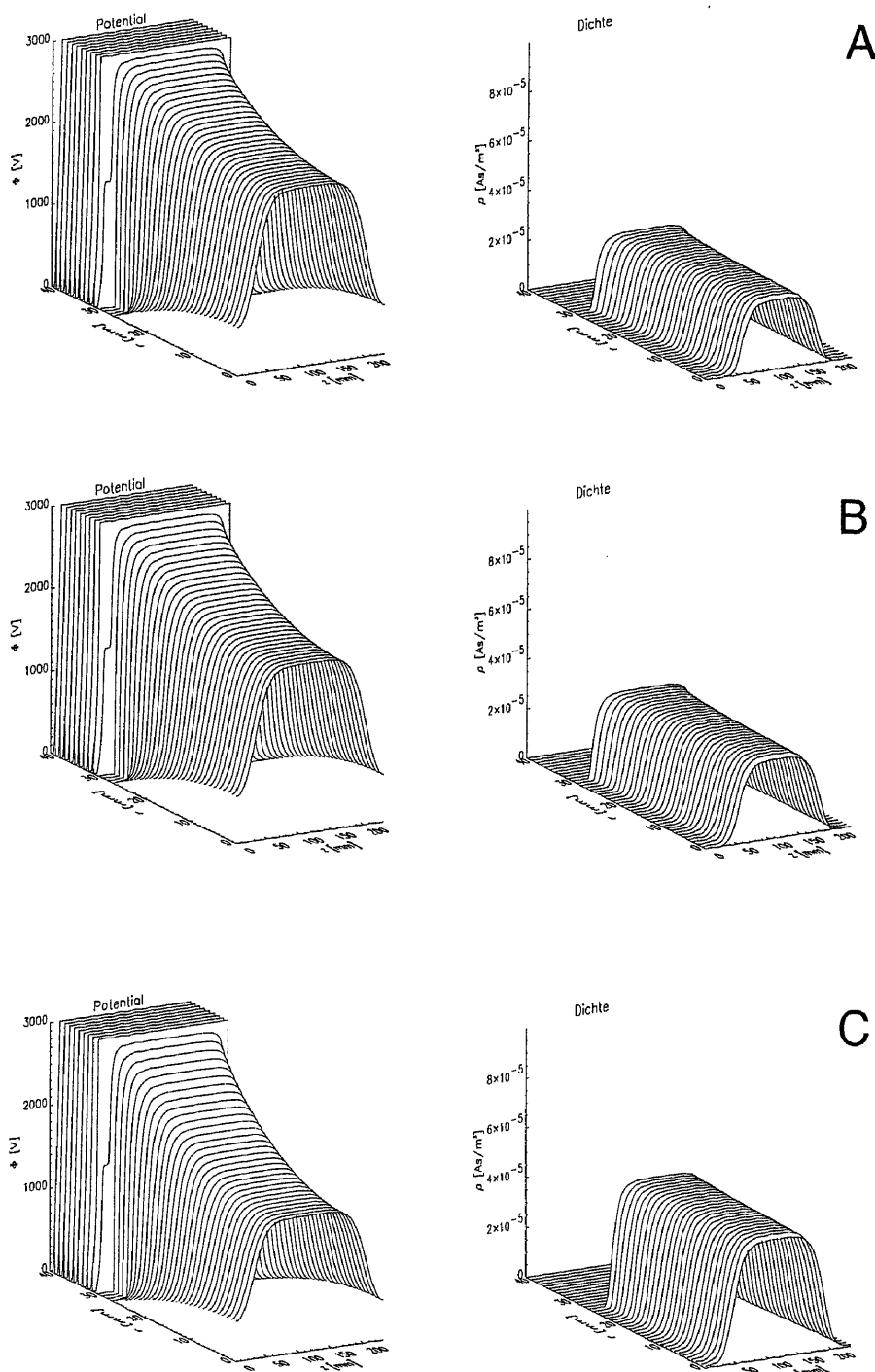


Abbildung 2-11 : Entwicklung des Potentials (links) und der Elektronendichte (rechts) als Funktion der Elektronenverluste (A - $1 \mu\text{A}$, B - $100 \mu\text{A}$, C - 10 mA) berechnet mit dem Programm GABORITC.

Abbildung 2-12 zeigt die Entwicklung verschiedener Größen der Simulation (Potential, Dichten, Elektronentemperatur,...) als Funktion des Teilchenumsatzes (entsprechend Abb. 2-11). Abbildung 2-12 A zeigt die Entwicklung des Potentials und die erreichte Potentialdifferenz im Vergleich zur ungefüllten Linse im Zentrum der Linse ($r=0$, $z=115 \text{ mm}$). In Folge der höheren Verluste kann die Temperatur (T_e ($r=0$)) entsprechend höher gewählt werden (Abb. 2-12 C). Dadurch sind bei gleichem Potential die Elektronen longitudinal breiter verteilt. Dies führt

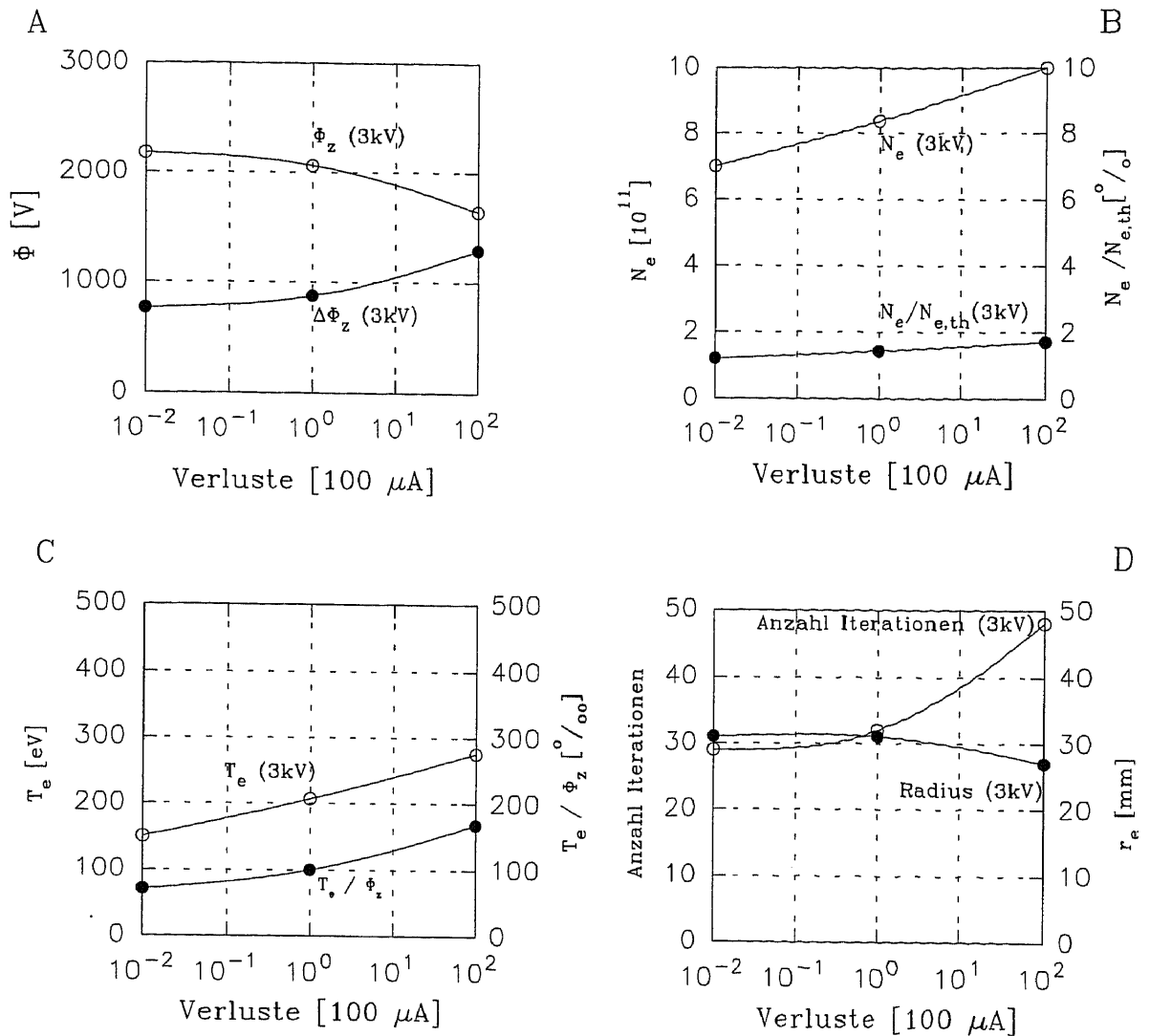


Abbildung 2-12 : Entwicklung verschiedener Linsengrößen als Funktion der Elektronenverluste (entsprechend Abb. 2-9).

unmittelbar zu einem Ansteigen der Anzahl an eingeschlossenen Elektronen (Abb. 2-12 B) und des erreichbaren Füllfaktors κ ($N_e/N_{e,th}$). Der Füllfaktor beträgt ca. 2 % und kann durch das hohe Magnetfeld erklärt werden. Der Füllfaktor spiegelt dabei die Dominanz der longitudinalen Verluste wider. In Abb. 2-12 D wird der Radius der Elektronenverteilung und die Anzahl der zur Berechnung notwendigen Iterationsschritte wiedergegeben. Die bei höheren Verlusten höhere Dichte im Innern der Linse führt dazu, daß schon bei einem etwas geringeren Radius die Grenzbedingung für den radialen Elektroneneinschluß erreicht wird. Es zeigt sich, daß dieser zusätzliche Einfluß der eingeschlossenen Elektronen auf das elektrische Feld direkte Auswirkung auf die Anzahl der benötigten Iterationen hat. Für eine hohe Ausleuchtung der Linse (Strahlradius ist größer als der Radius der Elektronenwolke) ist mit einem Anstieg der Aberrationen zu rechnen.

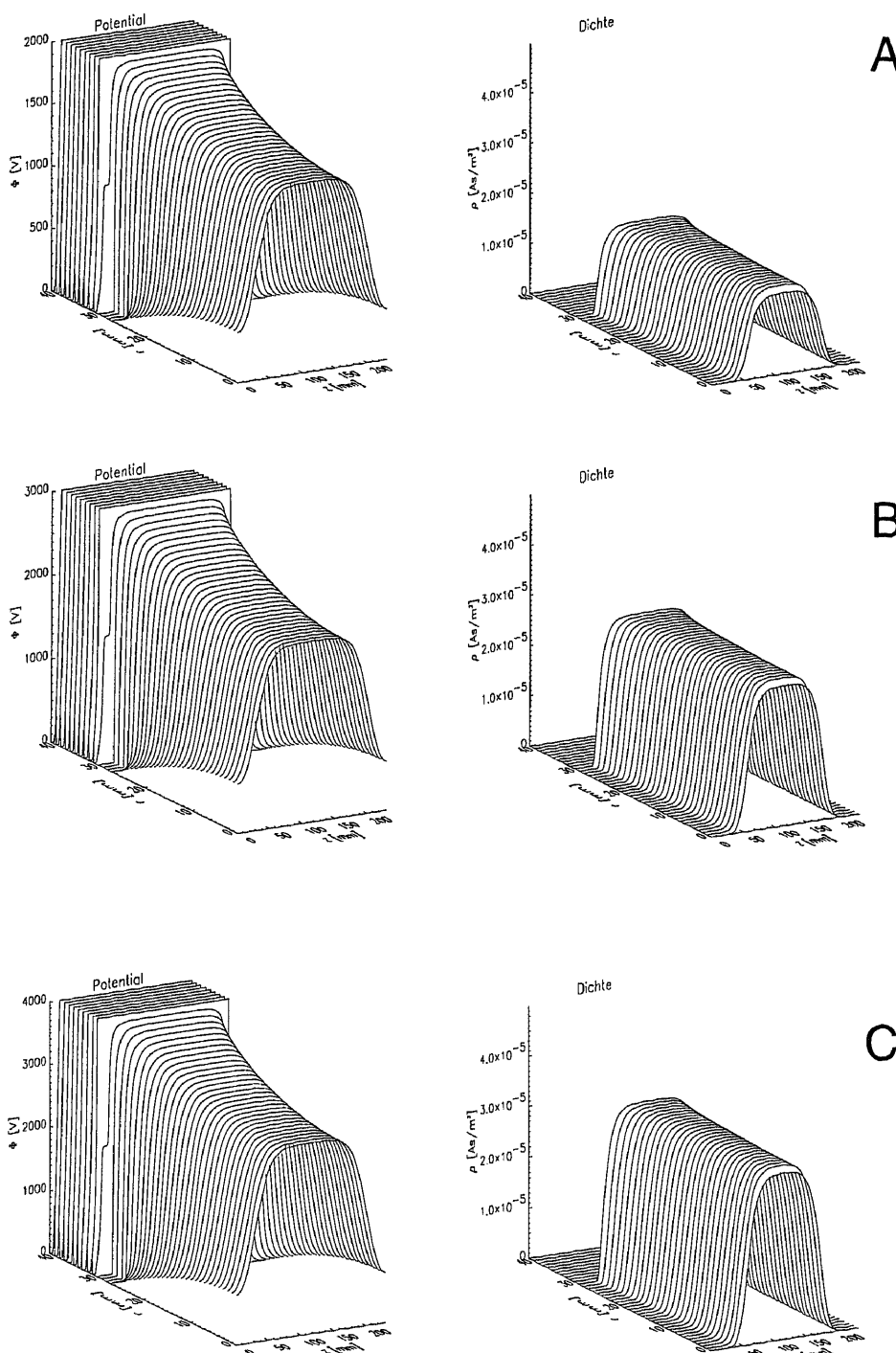


Abbildung 2-13 : Entwicklung des Potentials (links) und der Elektronendichte (rechts) als Funktion des Anodenpotentials (A - 2 kV, B - 3 kV, C - 4 kV) berechnet mit dem Programm GABORITC.

Abbildung 2-13 zeigt für einen konstanten Verluststrom von $I_V = 1 \mu\text{A}$ und für ein konstantes magnetisches Feld $B_z = 500 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ die Entwicklung der Elektronendichte und des Potentials in der Linse für verschiedene Anodenspannungen (A: $U_A = 2 \text{ kV}$, B: $U_A = 3 \text{ kV}$, C: $U_A = 4 \text{ kV}$). Die Maximaldichte der Elektronenverteilung steigt dabei fast linear mit der Anodenspannung an. Die Breite des homogenen Bereiches in der Linse (in z Richtung) nimmt dagegen ab.

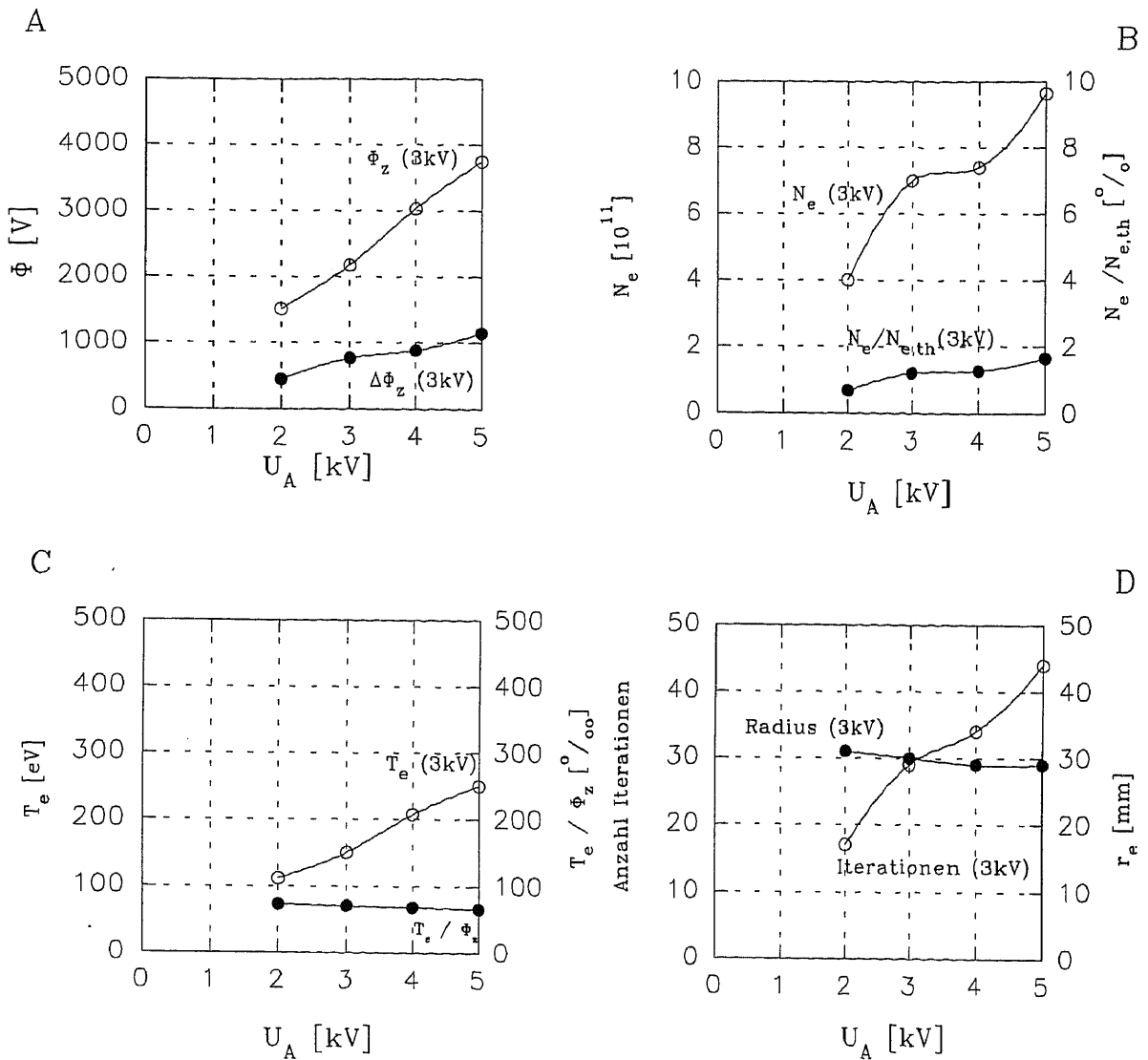
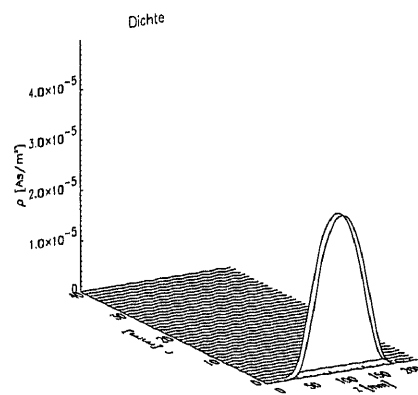
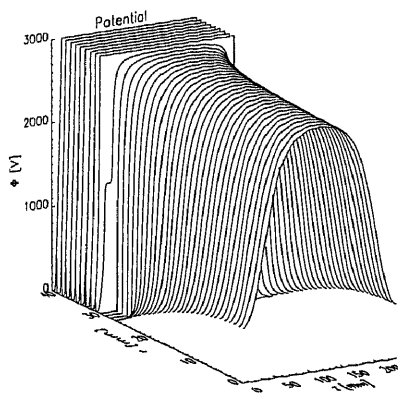
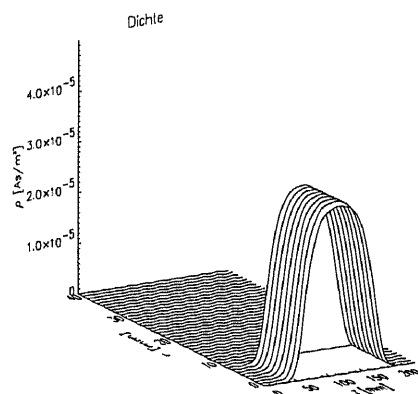
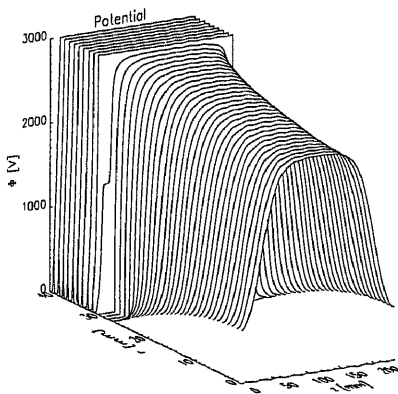


Abbildung 2-14 : Entwicklung verschiedener Linsengrößen als Funktion der Anodenspannung (entsprechend Abb. 2-11).

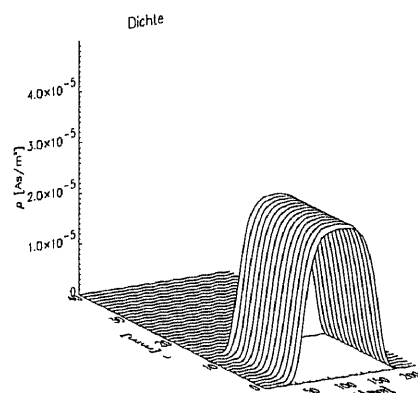
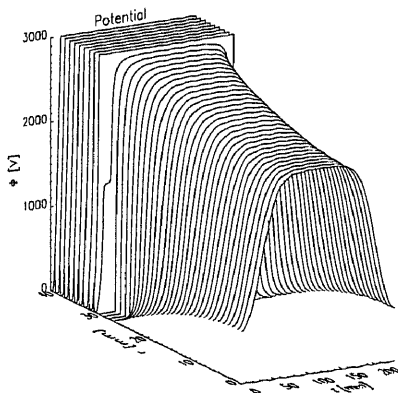
Abbildung 2-14 A spiegelt dieses Verhalten wider. Das zentrale Potential in der Linse sowie die Potentialdepression steigen linear an (siehe auch Abb. 3-55, die lineare Abnahme des gemessenen Strahlradius, der in erster Näherung umgekehrt proportional der Elektronendichte ist, mit der Anodenspannung). Das gleiche gilt für die Elektronentemperatur (Abb. 2-14 C). Demgegenüber fällt das Verhältnis aus Elektronentemperatur und zentralem Potential leicht ab. Dies ist auf die konstanten Verluste zurückzuführen. Bei einer geringfügigen Verringerung des Exponenten der Boltzmannverteilung kann der Anstieg der Elektronendichte und der Elektronengeschwindigkeit (proportional $T_e^{0.5}$) ausgeglichen werden. Abbildung 2-14 B zeigt dabei einen monotonen Anstieg der Anzahl an Elektronen in der Linse. Der Füllfaktor κ steigt ebenfalls monoton. Der Einfluß der äußeren und inneren Felder auf die Breite der Elektronenverteilung wird in Abb. 2-14 D wiedergegeben. Entsprechend der höheren Felder wird die radiale Einschlußbedingung schon bei geringerem Radius überschritten. Die radiale Breite der Elektronenverteilung sinkt, die zur Berechnung notwendige Anzahl der Iterationen steigt.



A



B



C

Abbildung 2-15 : Entwicklung des Potentials (links) und der Elektronendichte (rechts) als Funktion der magnetischen Feldes (A - $80 \cdot 10^{-4}$ T, B - $90 \cdot 10^{-4}$ T, C - $100 \cdot 10^{-4}$ T) berechnet mit dem Programm GABORITC.

Die Abb. 2-15 zeigt für einen konstanten Verluststrom von $I_v = 1 \mu\text{A}$ und einer konstanten Anodenspannung (3 kV) die Entwicklung der Elektronendichte und des Potentials in der Linse für verschiedene Stärken des Magnetfeldes ($B_z = 80 \cdot 10^{-4}$ T, $90 \cdot 10^{-4}$ T, $100 \cdot 10^{-4}$ T). Für eine magnetische Flußdichte kleiner $80 \cdot 10^{-4}$ T ist überall in der Linse die klassische radiale Einschlußbedingung erreicht. Die Elektronendichte wird durch direkte radiale Verluste bestimmt. Wird die magnetische Flußdichte gesteigert, füllt sich ausgehend von der Linsenachse

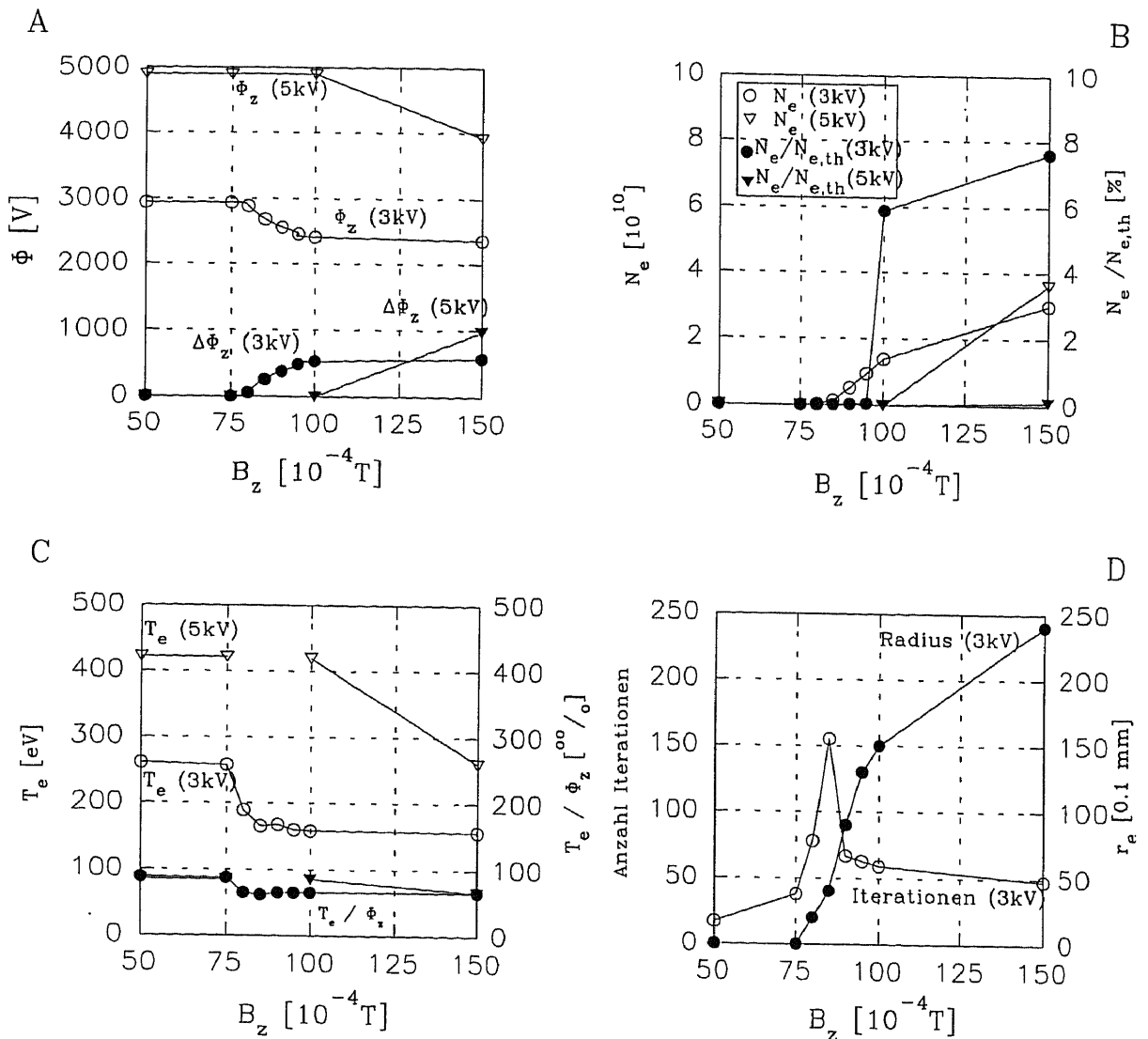


Abbildung 2-16 : Entwicklung verschiedener Linsengrößen als Funktion des magnetischen Feldes (entsprechend Abb. 2-13) für zwei verschiedene Anodenspannungen.

(Abb. 2-15 A) die GPL mit Elektronen. Dabei werden durch die akkumulierten Elektronen die Felder der Linse so verändert, daß ein Übergang von einem, durch longitudinale Verluste dominierten Zustand (in Nähe der Achse) zu einem, durch radiale Verluste dominierten Zustand in der Linse stattfindet. Durch ein größeres magnetisches Feld (Abb. 2-15 B und Abb. 2-14 C) wird die Einschlußbedingung erhöht, der Übergangsbereich wandert radial nach außen. Eine genaue Analyse der aus der Simulation gewonnenen Daten zeigt, daß der longitudinale Ort, der diesen Übergang bestimmt ($z \approx 45 \text{ mm}$ bzw. $z \approx 185 \text{ mm}$), durch einen starken longitudinalen Anstieg des Potentials gekennzeichnet ist. Dies ist wiederum auf die Geometrie der Blenden und auf den Einfluß der für den Feldverlauf essentiell werdenden Elektronendichte zurückzuführen.

Abbildung 2-16 zeigt die Entwicklung der relevanten Linsendaten als Funktion des magnetischen Feldes für zwei verschiedene Anodenspannungen ($U_A = 3 \text{ kV}$ und $U_A = 5 \text{ kV}$) bei konstanten Verlusten ($I_V = 1 \mu\text{A}$). In Abb. 2-16 A ist die Entwicklung des zentralen Potentials sowie der

Potentialdepression ausgelöst durch die Elektronen als Funktion der Stärke des magnetischen Feldes dargestellt. Unterhalb eines magnetischen Grenzfeldes ist der Zustand durch direkte radiale Verluste dominiert. Es werden nur sehr wenige Elektronen eingeschlossen. Das Potential in der Linse bleibt unbeeinflusst. Das elektrische Grenzfeld wird mit dem Magnetfeld erhöht, dies führt unmittelbar zu einer größeren Elektronendichte und damit auch zu einer höheren Potentialdepression. Dies ist solange möglich, bis die Linse gefüllt ist und der Zustand allein durch longitudinale Verluste bestimmt wird; danach bewirkt eine Erhöhung des magnetischen Feldes keine Änderung des Zustandes mehr (da bei der Simulation die radialen Verluste durch Diffusion vernachlässigt wurden). Daß hierbei das Verhältnis E_r/B_z^2 wesentlich ist, zeigen die Simulationen mit höherer Anodenspannung (5 kV). Dabei wird das gleiche E_r/B_z^2 -Verhältnis wie für 3 kV Anodenspannung bei ca. $100 \cdot 10^{-4}$ T erreicht. Erst dann beginnt sich die Linse zu füllen. Dieses prinzipielle Verhalten zeigt sich auch in Abb 2-16 B. Bemerkenswert ist dabei, daß die Entwicklung des Füllgrades der Linse (κ) als Funktion des magnetischen Feldes gewonnen aus den Messungen (siehe Abb. 6-12) das gleiche Verhalten zeigt.

Die Entwicklung der Elektronentemperatur als Funktion des magnetischen Feldes (Abb. 2-16 C) zeigt eine deutliche Reduktion, die mit der Akkumulation der Elektronen verbunden ist. Der Einbruch des Verhältnisses von Elektronentemperatur zu zentralen Potential gibt den Übergang von einem Zustand, der durch direkte radiale Verluste dominiert ist, in einen durch longitudinale Verluste dominierten Zustand an (der angegebene Wert bezieht sich auf die Achse ($r=0$)).

Die Abb. 2-16 D zeigt einen Anstieg der radialen Breite der Elektronenverteilung sowie den Einfluß eines Zustandswechsels auf die Anzahl der notwendigen Iterationsschritte. Dabei beschreibt die zunehmende Breite der Elektronendichte die radiale Verschiebung der Übergangsfrent.

2.5.5 Konvergenzverhalten

Bei der Beurteilung der Qualität numerischer Algorithmen ist es notwendig, das Verhalten verschiedener für die Simulation relevanter Größen als Funktion der zur Berechnung dieses Zustandes notwendigen Anzahl an Schritten zu betrachten. Im vorliegenden Fall sind dies für die semi-klassische Theorie (GABORITB) die Elektronendichte und das Potential. Exemplarisch für die Entwicklung dieser Größen wurde für jeden Iterationsschritt die Dichte im Zentrum der Linse, der relative Fehler der Dichteänderung pro Iterationsschritt sowie das Potential abgespeichert. Abb. 2-17 zeigt in halblogarithmischer Darstellung die Entwicklung des Potentials (Φ) und des relativen Fehlers des Betrages der Dichteänderung als Funktion der Iterationsschritte. Das nicht-monotone Verhalten hat seine Ursache im unterschiedlichen Konvergenzverhalten der verwendeten Algorithmen, die jeweils für verschiedene Potentiale und Dichteverhältnisse zur Anwendung kommen. Das Gesamtsystem zeigt eine gute Konvergenz. Das Ergebnis der Simulation wird unterrelevant vom Konvergenzverhalten beeinflusst. Eine weitergehende Aussage über die systematischen Fehler ist aus diesen Daten nicht zu gewinnen.

Entsprechend ist in Abb. 2-18 für das Programm GABORITC die Entwicklung der Elektronentemperatur, des Potentials und des Betrages der relativen Dichteänderung als Funktion der Iterationsschritte dargestellt. Es ist eine befriedigende, wenn auch langsamere Konvergenz als im Programm GABORITB festzustellen. In Anbetracht der komplexen Zusammenhänge ist die Konvergenz des Algorithmus erstaunlich schnell. Dies gilt insbesondere für das

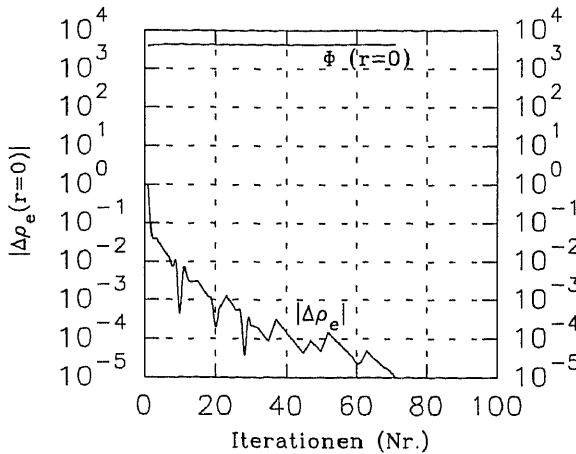


Abbildung 2-17 : Konvergenzverhalten des Programmes GABORITB.

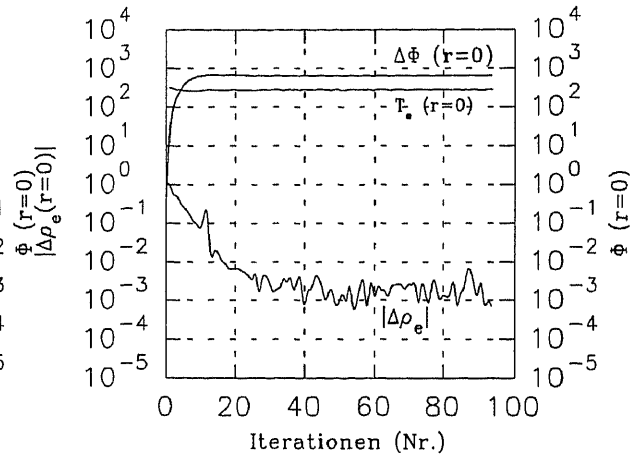


Abbildung 2-18 : Konvergenzverhalten des Programmes GABORITC.

Achspotential, das für den Strahltransportes relevant ist. Nur durch eine genauere Vorhersage der für den nächsten Iterationsschritt notwendigen Dichteänderungen (siehe Formel 2.37 und 2.38) ließe sich eine Verbesserung erzielen.

2.6 Zusammenfassung

Die selbstkonsistenten numerischen Simulationen des Verhaltens der Elektronen in der GPL zeichnen, auch unter Vernachlässigung der radialen Verluste an Elektronen durch Diffusion, ein wesentlich detaillierteres Bild der Vorgänge in der GPL, als dies bei klassischer Betrachtungsweise möglich ist. Bei der weitergehenden Analyse der Daten aus Simulationsrechnungen bei Übergangsbedingungen muß berücksichtigt werden, daß gerade hier die Diffusionsprozesse wesentlichen Einfluß gewinnen. Dies wird auch in der Vorhersagequalität des Strahltransportes im Vergleich mit Messungen deutlich (siehe Kapitel 6). Es ist jedoch zu beachten, daß mit diesem Vorgehen die Übergangsbedingungen zwischen den verschiedenen Zuständen, deren Elektronendichten und Verteilungen unter Berücksichtigung realer geometrischer Verhältnisse erstmals nachgebildet werden können. Insbesondere die Notwendigkeit eines magnetischen Mindestfeldes, wie in den Messungen beobachtet, kann durch diese Betrachtungsweise gezeigt werden. Auch sind dadurch Aussagen über Linsenaberrationen gerade bei hohem E_r / B_z^2 -Verhältnis möglich. Es sei hier nochmals angemerkt, daß die vorgestellte Simulationstechnik durchaus verbesserungsfähig ist; die dazu erforderlichen Arbeiten sind jedoch so umfangreich, daß hierauf verzichtet werden mußte. Ebenso sollte nicht unerwähnt bleiben, daß es, ohne große Veränderung im verwendeten Programm, möglich ist die Felder der Anode durch die Eigenfelder eines Ionenstrahles zu ersetzen. Damit ist eine Aussage über die Verteilung von Kompensationselektronen in einem Solenoiden zu gewinnen und damit die Simulationen zum Strahltransport unter raumladungskompensierten Bedingungen wesentlich zu verbessern.

3 Messungen

Zur Untersuchung des Transports raumladungskompensierter niederenergetischer und intensiver Ionenstrahlen mit einer GPL wurde eine LEBT-Strecke (siehe Abb. 3-22) aufgebaut. Im folgenden Kapitel werden zuerst die für die Meßstrecke verwendeten wesentlichen Baugruppen vorgestellt. Es folgt eine Beschreibung der verschiedenen Diagnosetechniken, die in den Versuchen Anwendung fanden. Hierbei werden auch die für das Verständnis dieser Techniken notwendigen theoretischen Zusammenhänge beschrieben sowie die daraus resultierenden Grenzen der Verfahren (z. B. Meßauflösung, Meßbereich) diskutiert. Im Anschluß daran werden die zwei verwendeten Aufbauten der Meßstrecke vorgestellt und die damit gewonnenen Meßergebnisse präsentiert.

3.1 Baugruppen

Die im folgenden vorgestellten Baugruppen der Meßstrecke bestehen, neben der zu untersuchenden Gabor Plasma-Linse (Kapitel 3.1.3) und den zusätzlich verwendeten Solenoideinsätzen (Kapitel 3.1.4), im wesentlichen aus der Ionenquelle zur Plasmaerzeugung und Strahlextraktion (Kapitel 3.1.1) sowie den Solenoiden zur Strahlformierung. Die verwendeten Diagnosekammern werden, soweit dies für das Verständnis notwendig ist, kurz in den jeweiligen Versuchsaufbauten (Kapitel 3.2 und 3.3) beschrieben.

3.1.1 Ionenquelle

Die verwendete Ionenquelle, die von P. Groß konstruiert wurde, besteht aus einem Plasmagenerator, der in seiner Dimensionierung dem Plasmagenerator der HIEFS Quelle [Volk 93] nachgebaut wurde. Die Plasmaerzeugung geschieht dabei über eine Bogenentladung zwischen Kathode und der als Anode fungierenden Wandung des Plasmagenerators. Die Bogenentladung wird durch die Glühkathode initiiert und aufrechterhalten. Das Plasmaconfinement (im wesentlichen für die Elektronen notwendig) wird radial durch das Magnetfeld eines Solenoiden bewerkstelligt. Der Druck in der Quelle wird über ein elektronisches Regelsystem am Gaseinlaß eingestellt.

Das kompakte Trioden-Extraktionssystem wurde von P. Groß berechnet und dimensioniert. Hierbei wurde besonderer Wert auf eine Optimierung der Ausgangsemittanz gelegt. Das Extraktionssystem wird durch eine zusätzliche Dekompensationsblende zur Beeinflussung des Kompensationsgrades und damit des Strahldurchmessers direkt hinter der Extraktion ergänzt. Das Extraktionssystem sowie die Dekompensationsblende wurden z. T. in die Wandung des ersten Diagnosetanks integriert, um die Entfernung zum ersten Solenoiden und damit den Strahldurchmesser im ersten Solenoiden zu minimieren. Die dadurch erreichte Verringerung der Strahlaberrationen vor der GPL erleichtert die Analyse der durch die GPL verursachten Strahlaberrationen. Der mechanische Aufbau ist in Abbildung 3-1 dargestellt.

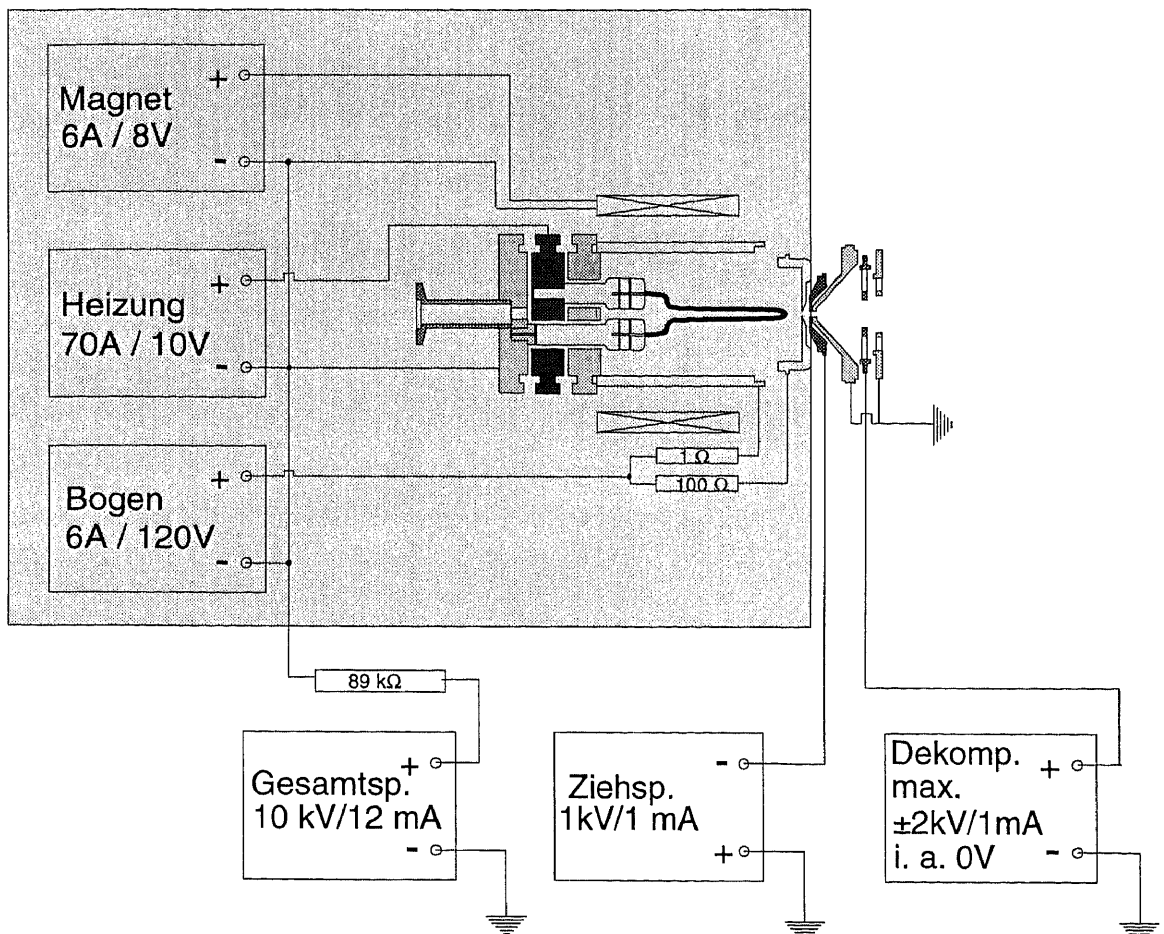


Abbildung 3-1 : Schematische Darstellung des mechanischen Aufbaus der verwendeten Ionenquelle, des Extraktionssystems und der Dekompensationsblende in der Wandung des ersten Diagnose-tanks.

Die elektrische Beschaltung der Quelle und die für einen Betrieb benötigten Netzgeräte sowie die typischen Quellenparameter sind in Abb. 3-2 dargestellt. Die verwendete Strahlenergie beträgt zumeist 10 keV. Das entsprechende Netzgerät ist über einen 89 k Ω Widerstand zur Unterdrückung von Hochspannungsüberschlägen mit den auf Quellenpotential liegenden Netzgeräten des Quellenturms verbunden. Der Solenoidstrom von 6 A führt auf der Achse des Plasmagenerators zu einem magnetischen Feld von $\approx 200 \cdot 10^{-4}$ T. Der Heizstrom durch die Wolframkathode (\varnothing 1.2 mm) beträgt ca. 70-80 A und wird so eingestellt, daß bei 6 A Bogenstrom die Bogenspannung zwischen Anode und Kathode 120 V beträgt.

Die negative Ziehspannung von $U_{\text{Zieh}} \geq 10\%$ der Beschleunigungsspannung dient zum einen dazu, das elektrische Feld im Extraktionsspalt zu erhöhen (und damit nach Child-Langmuir den extrahierbaren Strom), zum anderen die Elektronen von außerhalb der Quelle daran zu hindern, über den Extraktionskanal in die Quelle einzudringen. Dies würde zu einer Dekompensation im Quellenkanal und damit zu einer ungewollten Aufweitung des Strahles führen. Der bei dieser Quelleneinstellung erzielbare maximale Strahlstrom beträgt $I_{\text{FDT}} \approx 5$ mA für Helium (He^+) als Arbeitsgas bei 10 keV Strahlenergie. Dieser Wert wurde mit einer Faradaytasse im ersten Diagnostetank gemessen.

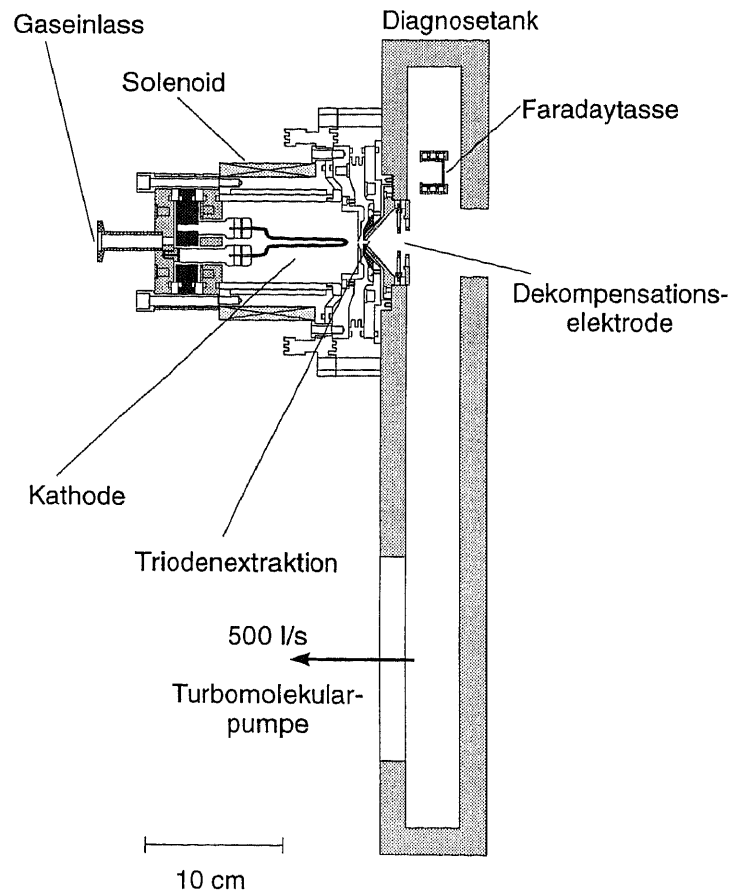


Abbildung 3-2 : Schematische Darstellung der elektrischen Verschaltung der Ionenquelle. Die für den Strahlbetrieb typischen Netzgeräteparameter sind eingetragen.

3.1.2 Solenoide

Die für den Strahltransport und die Strahlformierung verwendeten Solenoide, die von der Fa. Bruker gefertigt wurden, entsprechen dem von der GSI verwendeten Standard-Solenoid. Sie bestehen aus Wicklungen mit zentralem Kühlkanal und einer äußeren Eisenkapselung. Das Strahlrohr (\varnothing 100 mm) aus Edelstahl dient zugleich als Vakuumwandung des Solenoiden. Abbildung 3-3 zeigt schematisch den Aufbau eines Solenoiden sowie den Verlauf des Magnetfeldes auf der Solenoidachse in Strahlrichtung bei einem Strom von 360 A. Das zugehörige maximale Feld beträgt dabei 0.72 T. Ebenfalls abgebildet ist die Erregungskurve des Solenoiden, die einen linearen Zusammenhang zwischen Erregungsstrom und magnetischem Feld zeigt (mit ca. $20 \cdot 10^{-4}$ T/A). Das maximale Feld am Rand (longitudinal) des Solenoiden beträgt bei maximaler Erregung ca. $780 \cdot 10^{-4}$ T. Dies läßt auf einen nicht unerheblichen Einfluß auf die Raumladungskompensation auch in der unmittelbaren Umgebung der Solenoiden schließen. Die Abbildungen 3-4 und 3-5 zeigen exemplarisch numerische Enveloppentransportrechnungen (mit ENVELPC) für Modellstrahlen aus Helium und Argon. Sie zeigen, daß trotz vollständiger Raumladungskompensation sich ein 10 keV Argonstrahl im Gegensatz zu einem Heliumstrahl nicht mehr für einen Einschub in einen RFQ fokussieren läßt. Eine Verschiebung des ersten Solenoiden in Richtung des zweiten bewirkt eine Verbesserung hinsichtlich des erreichbaren Winkels, die resultierende Erhöhung des Strahlradius in den Solenoiden führt jedoch zu einem Anstieg der Aberrationen.

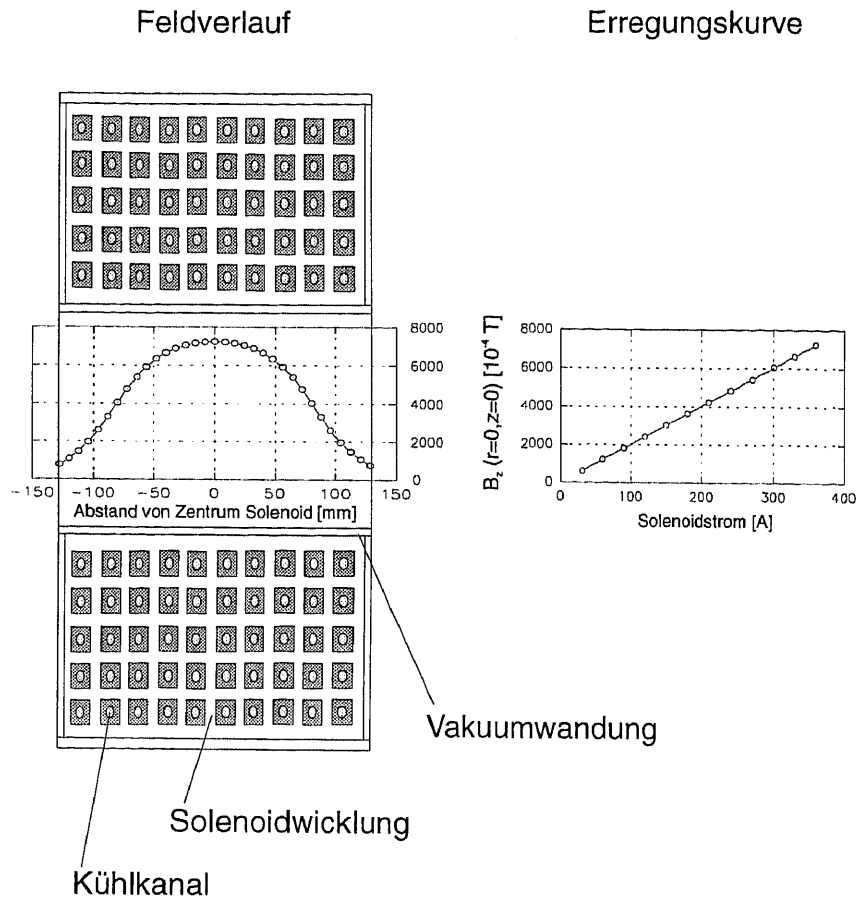


Abbildung 3-3 : Schematische Abbildung des Aufbaus der verwendeten Solenoide. Ebenfalls dargestellt sind der Verlauf des B_z -Feldes auf der Achse (linkes Diagramm im Solenoiden) sowie die Erregungskurve (rechtes Diagramm).

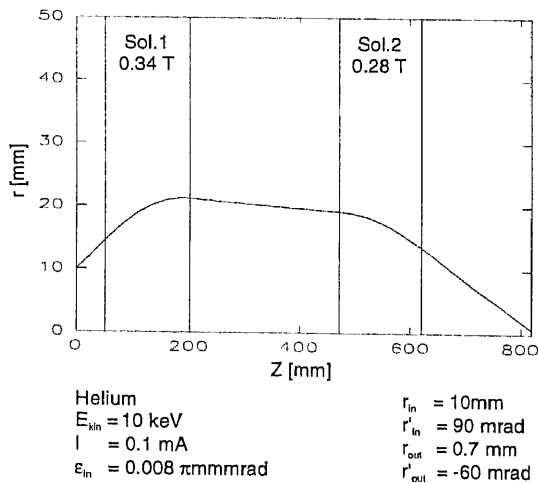


Abbildung 3-4 : Enveloppentransportrechnung für Helium. Radius und Winkel sind für den Einschub in einen RFQ geeignet.

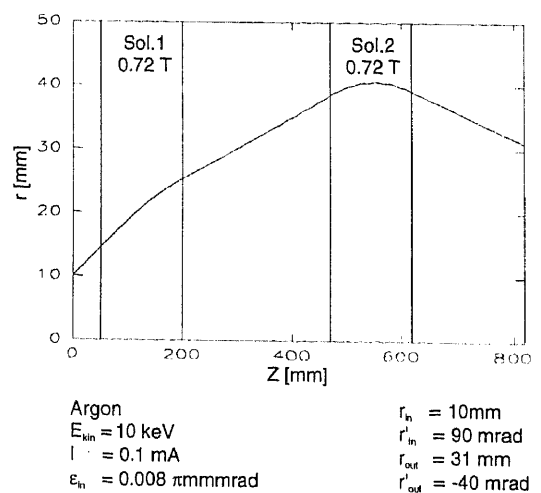


Abbildung 3-5 : Enveloppentransportrechnung für Argon. Radius und Winkel sind für den Einschub in einen RFQ nicht geeignet.

3.1.3 Gabor Plasma-Linse

Abbildung 3-6 zeigt schematisch den mechanischen Aufbau der verwendeten Gabor Plasma-Linse. Sie wird bei einer Gesamtlänge von 216 mm longitudinal durch zwei geerdete Elektroden bestehend aus verschiebbar angebrachten Rohrstücken mit einem Durchmesser von 72 mm und einer Länge von $l=55$ mm begrenzt. Die Anode, die durch Kunststoff-Flansche von den Erdelektroden isoliert ist, hat eine freie Länge von $l=160$ mm und einen Durchmesser von 102 mm. Auf ihr sind, ebenfalls verschiebbar, zwei Ringelektroden befestigt mit jeweils $l=5$ mm und 80 mm \varnothing . Durch diese Anordnung der Elektroden ist es möglich, die Verteilung des elektrischen Feldes in der Linse innerhalb gewisser Grenzen zu verändern. Die Anode dient gleichzeitig als Vakuumwandung der Linse und wird durch eine radiale Bohrung durch den Isolator hindurch kontaktiert. Dies gewährleistet, daß sich keine parasitären Gasentladungen entlang einer Kontaktierung im Vakuum bilden können. Die als selbsttragende Körper gebauten 3 Spulen dienen der Erzeugung des Magnetfeldes und sitzen auf einem Hohlzylinder aus Aluminium. Dieser schirmt durch einen ca. 10 mm breiten Luftspalt die Anode von der Umgebung ab. Dieser Luftspalt ist über entsprechende Bohrungen in den Isolatoren zur Kühlung der Anode mit Preßluft spülbar. Zusätzlich können die Spulen durch zwei Lüfter gekühlt werden.

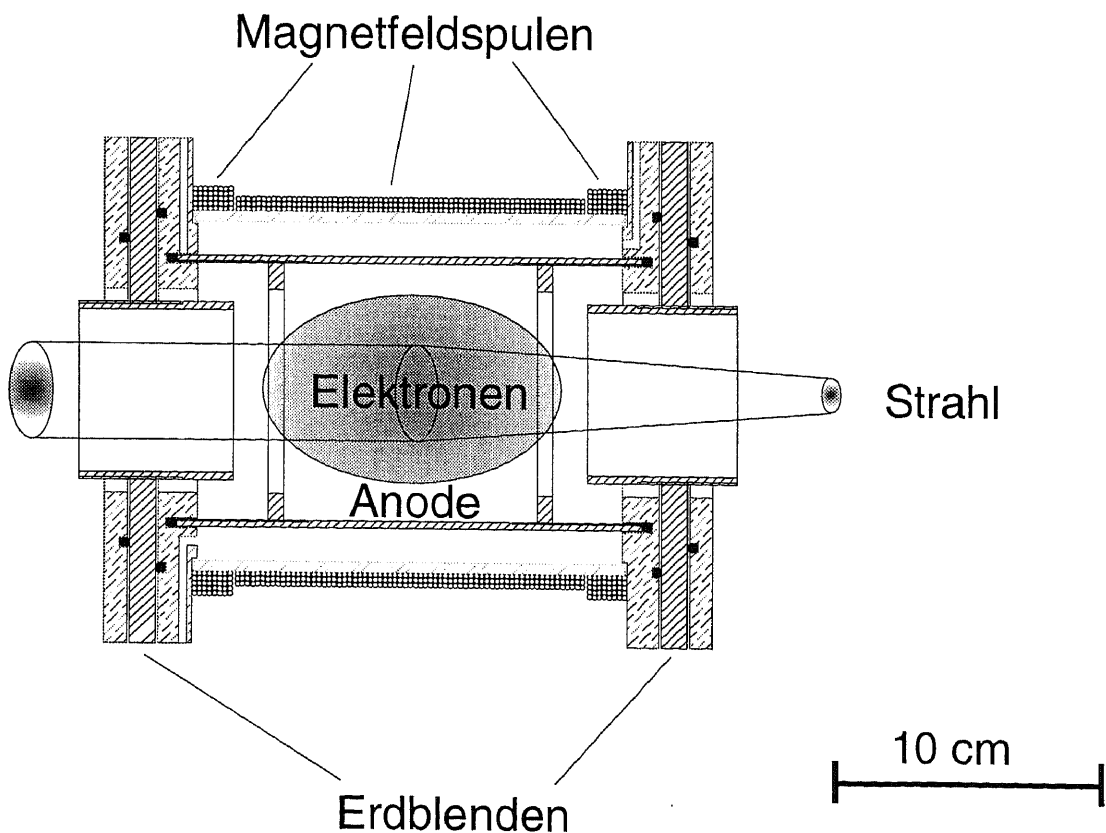


Abbildung 3-6 : Schematische Darstellung des mechanischen Aufbaus der verwendeten Gabor Plasma-Linse. Durch die Feldanordnung werden Elektronen in der Linse eingeschlossen, deren Raumladung fokussierend auf positive Ionen wirkt.

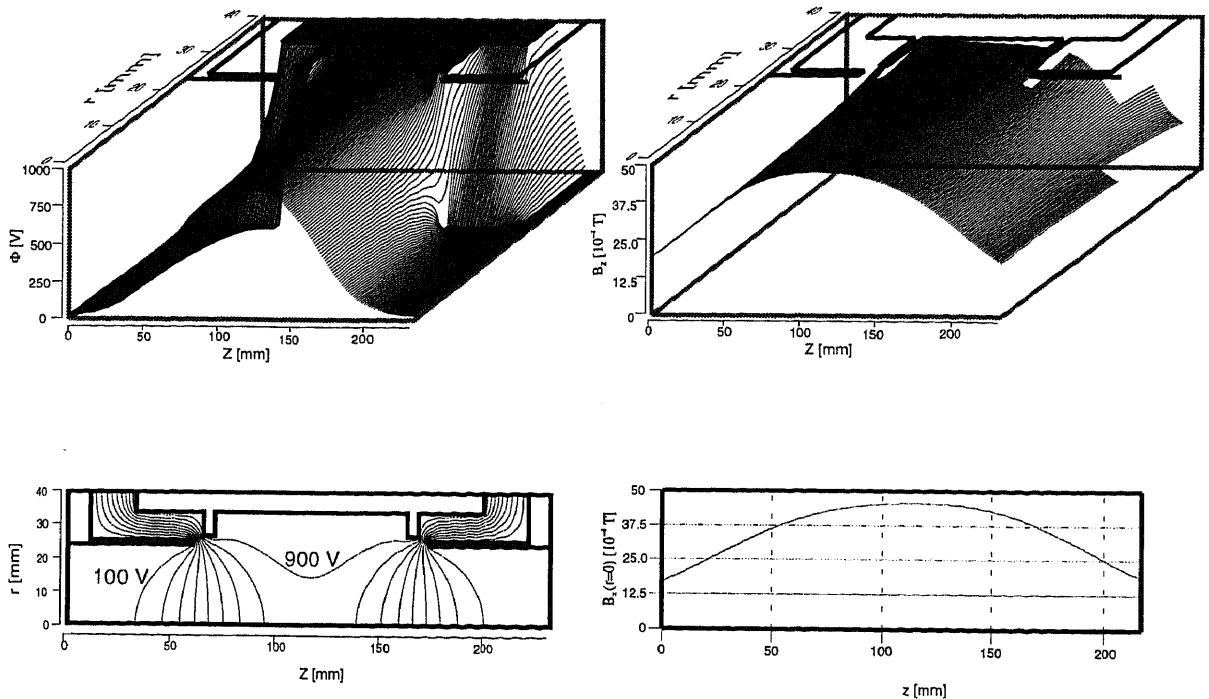


Abbildung 3-7 : Die Feldverteilung in der Gabor Plasma-Linse (ohne Gasentladung). Links oben das Potential als Funktion von r und z für eine Anodenspannung von 1000 V, darunter die Verteilung von 9 Äquipotentiallinien. Rechts oben der (berechnete) Verlauf des B_z -Feldes für 1A Spulenstrom als Funktion von r und z , darunter das (gemessene) B_z -Feld auf der Achse.

Abbildung 3-7 zeigt numerisch simulierte Feldverläufe die sich in der Linse ohne Elektronen einstellen. Die diesen Rechnungen zugrunde gelegten Parameter sind 1 kV Spannung auf der Anode und 1A Strom durch die Spulen. Die Lage der Elektroden ist durch breite Linien angedeutet. Die Berechnung des magnetischen Feldes wurde nach Biot-Savart vorgenommen. Die Abweichung des berechneten Feldverlaufes vom gemessenen Feldverlauf ist auf der Achse kleiner als 3%. Die Berechnung des elektrischen Feldverlaufes wurde mit einem Laplace-Solver unter Berücksichtigung der Zylindersymmetrie sowie unter Annahme einer spiegelbildlichen Fortsetzung an den longitudinalen Rändern bewerkstelligt.

Der für einen permanenten Betrieb mit Kühlung zulässige maximale Spulenstrom beträgt 5 A, was einem Feld B_z von ca. $225 \cdot 10^{-4}$ T entspricht. Die Anodenspannung ist auf 6.5 kV beschränkt (durch die Isolationsstrecken und das verwendete Netzteil). Der durch die Gasentladung zwischen Anode und Kathode fließende Strom beträgt je nach Betriebsparametern und Restgasdruck zwischen 0.1 mA und 50 mA.

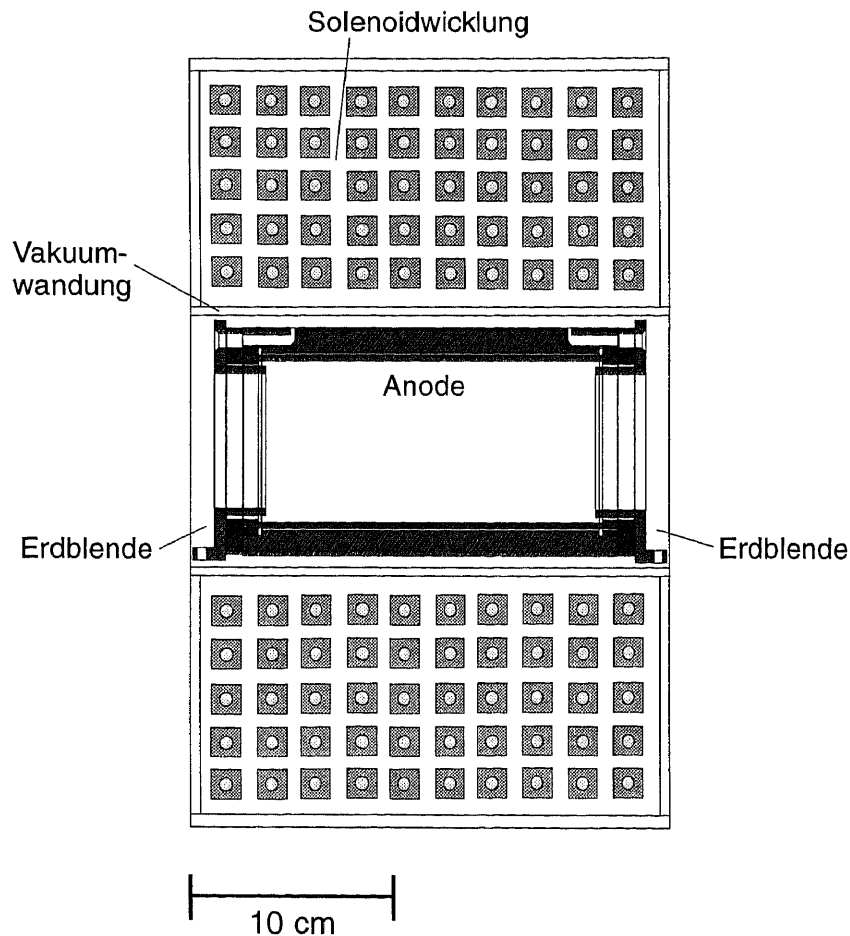


Abbildung 3-8 : Schematische Darstellung der Solenoideinsätze. Der Einsatz ist mit der Vakuumschicht des Solenoiden verschraubt. Durch die Feldanordnung wird zusätzlich die Wirkung der GPL erzielt.

3.1.4 Solenoideinsätze

Die ursprünglich in den Endbereichen des Solenoiden von P. Groß verwendeten Ringblenden, die zu einer Beeinflussung des Kompensationsgrades des Strahles verwendet wurden, sind durch die in Abb. 3-8 gezeigten Solenoideinsätze ersetzt worden.

Der Aufbau entspricht im wesentlichen dem einer Gabor Plasma-Linse. Um eine zentrale Anode mit $\varnothing 64\text{mm}$ und einer freien Länge von $l=180\text{mm}$, die gegenüber dem Außenraum isoliert ist, gruppieren sich zwei Ringelektroden mit 54mm \varnothing und einer freien Länge von $l=25\text{mm}$. Die Kontaktierung wird über den Tank zwischen den Solenoiden mittels eines in einem Keramikrohr geführten Leiters durch eine Öffnung in der Isolierung vorgenommen. Durch die Abschirmung der Anode gegenüber der geerdeten Vakuumschicht des Solenoiden sowie die gut abgeschirmte Kontaktierung sollen Gasentladungen in diesen Bereichen verhindert werden.

Der sich aus dieser Anordnung ergebende Verlauf des elektrischen Feldes ist in Abb. 3-9 gezeigt. Die Anode wurde dabei mit 1 kV beaufschlagt. Die Berechnung erfolgte analog den Rechnungen zur Gabor Plasma-Linse. Der Verlauf des magnetischen Feldes kann im Kapitel 3.1.2 der Abb. 3-3 entnommen werden.

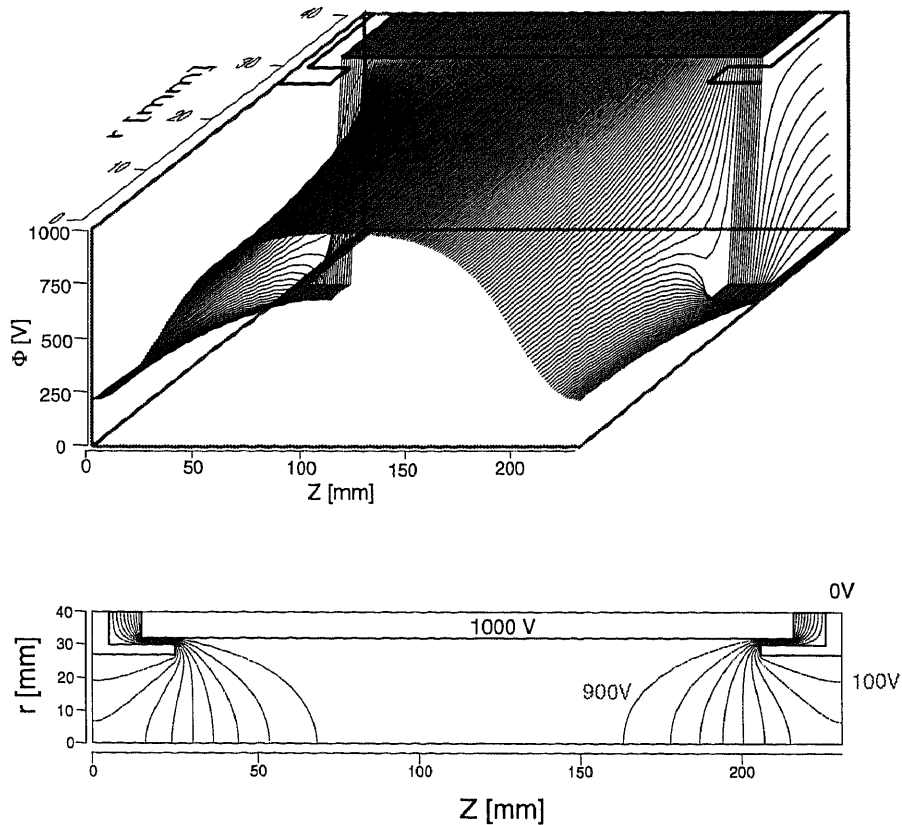


Abbildung 3-9 : Verteilung des elektrischen Feldes in den Solenoideinsätzen bei einer Anodenspannung von 1 kV. Oben Verteilung des Potentials als Funktion von r und z . Unten 9 Äquipotentiallinien (100...900 V) in r und z .

3.2 Diagnostik

Im folgenden Unterkapitel werden die in den Versuchen verwendeten und für die Auswertung relevanten Meßverfahren beschrieben. Hierbei soll neben der Vorstellung der Meßverfahren vor allem die für eine Auswertung notwendige, dem Verfahren zugrunde liegende Theorie sowie die damit verbundene Bewertung der Meßergebnisse vorgestellt werden. Die sich aus dem jeweiligen Verfahren ergebenden Meßbereiche, die erreichbare Auflösung und die Fehlerquellen werden beschrieben sowie einige für die Messungen charakteristische Ergebnisse vorgestellt.

3.2.1 Druckmessung, Restgaszusammensetzung

Der Druck in der Ionenquelle wurde durch ein Pirani-Manometer der Firma Balzers (TPC 87) direkt hinter dem Gaseinlaß gemessen. Dieser Meßwert dient als Referenz für ein elektronisches Regelsystem, so daß über ein damit verbundenes elektromagnetisches Ventil der Druck in der Quelle konstant gehalten werden konnte.

Die Druckmessung in der Vakuumapparatur erfolgte mittels Heißkathoden-Ionisationsmanometern der Firma Leybold (IM210 [Leybold 87]). Die Meßröhren waren jeweils so eingebaut, daß ein direkter Sichtkontakt zwischen dem Strahl und den Meßorten nicht möglich war. Damit ist gewährleistet, daß die Druckmessung nicht durch Fremdionen aus dem Strahlbereich beeinflusst wird. Die angegebenen Druckwerte sind entsprechend der Empfindlichkeit des Meßsystems für die einzelnen Restgase mit $p_{\text{real}} = K \cdot p_{\text{mess}}$ (wobei $K = 6.9$ (He), 1 (N₂) und 0.83 (Ar)) korrigiert. Die Kenntnis der Restgaszusammensetzung, die für eine Korrektur der gemessenen Werte notwendig ist, wurde mit einem Quadrupolmassenspektrometer der Firma Balzers (QMA112) ermittelt. Nach Aussagen der Firma Balzers ist jedoch bei allen angegebenen und korrigierten Werten zu beachten, daß der systemimmanente absolute Fehler dieser Verfahren 100 % erreicht. Dies ist vor allem für eine Bewertung der absoluten Intensität der Restgasionenenergiespektren zu beachten. Trotz der differentiellen Pumpstufe im ersten Diagnosetank und der damit verbundenen teilweisen Entkoppelung des Druckes in der LEBT-Strecke vom Druck im ersten Diagnosetank sowie der zweiten Turbomolekularpumpe nach dem ersten Solenoiden, ergibt sich ein Druckgradient entlang der Meßstrecke, so daß im folgenden mit einem gemittelten Wert gerechnet werden muß. Die Restgaszusammensetzung in der Meßstrecke wird ohne externen Gaseinlaß im wesentlichen durch das Arbeitsgas der Quelle bestimmt. Der Gasfluß durch das Extraktionssystem aus der Quelle bestimmt dabei auch den minimal erreichbaren Druck bei Strahlbetrieb. Der ohne Quellenbetrieb erreichbare Druck betrug etwa $5 \cdot 10^{-7}$ hPa; das Restgas setzte sich dabei im wesentlichen aus N₂, H₂O und H₂ zusammen. Der sich bei optimiertem Quellenbetrieb einstellende Druck betrug am Gaseinlaß $p \approx 3 \cdot 10^{-2}$ hPa, im ersten Diagnosetank $p \approx 3.5 \cdot 10^{-4}$ hPa und in der Meßstrecke $p \approx 2.1 \cdot 10^{-5}$ hPa mit Helium als Arbeitsgas. Die korrigierten Werte für den Quellenbetrieb mit Argon unterschieden sich hiervon nicht wesentlich. Darüber hinaus war es möglich über ein elektronisch gesteuertes Regelventil im hinteren Bereich der Meßstrecke zusätzlich Gas einzulassen und damit den Restgasdruck und die Restgaszusammensetzung zu beeinflussen.

3.2.2 Strommessung

Zur Messung des Strahlstromes kamen drei verschiedene Faradaytassen zum Einsatz. Im ersten Diagnosetank wurde bedingt durch den geringen freien Raum und begünstigt durch den geringen Strahldurchmesser eine Faradaytasse mit einer pneumatisch betriebenen Vakuumdurchführung und einer Öffnung von 10 mm Durchmesser sowie einer elektrostatischen Sekundärelektronen-Unterdrückung mit ebenfalls 10 mm Durchmesser eingebaut. Dadurch gelangt nur ein Teil des gemessenen Strahlstromes in die LEBT-Strecke. Die zweite Faradaytasse (\varnothing 60 mm) mit elektrostatischer SE-Unterdrückung sowie pneumatischer Durchführung befand sich hinter der LEBT-Strecke auf Höhe der Emittanzmeßanlage. Diese Tasse mußte infolge technischer Gegebenheiten ca. 10 mm azentrisch eingebaut werden, um Kollisionen mit dem Meßkopf der Emittanzmeßanlage zu vermeiden. Dadurch sind die gemessenen Strahlströme nur bis zu einem Strahldurchmesser von weniger 50 mm als sicher anzunehmen. Am Ende der Meßstrecke wurde ein vom Meßaufbau elektrisch isoliert aufgebauter ortsfester Strahlstopper ($\varnothing \approx 35$ mm) verwendet. Die damit gewonnen Meßwerte eignen sich wegen der fehlenden SE-Unterdrückung nicht für eine absolute Bestimmung des Strahlstromes.

Dank der relativen Strommessung kann jedoch der Transport durch die LEBT gerade hinsichtlich des Divergenzwinkels nach dem letzten Solenoiden und damit des resultierenden Strahldurchmessers innerhalb der GPL optimiert werden.

3.2.3 Restgasionenspektroskopie

Zur Ermittlung der radialen Potentialverteilung des Strahles und der damit für die Berechnung des Transportes wichtigen inneren Raumladungsfelder wurde die Technik der Restgasionenenergiespektroskopie verwendet [Dölling 94]. Die Energieverteilung der im Strahl durch Wechselwirkung der Strahlionen mit dem Restgas erzeugten Restgasionen (RGI), die durch das Raumladungsfeld radial nach außen beschleunigt werden, spiegelt die Potentialverteilung im Strahl wider. Dies gilt unter Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeit der RGI. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3-10 abgebildet.

Verwendet wird ein modifiziertes 127° -Spektrometer. Hierbei refokussiert ein elektrostatischer Energieanalysator Teilchen, die auf dem Sollbahnradius innerhalb des Akzeptanzwinkels in das Spektrometer eintreten nach $124,2^\circ$ in eine Schlitzblende [Andrick 66, Sarstedt 89]. Der geringere Winkel ergibt sich aus der Berücksichtigung der Feldstörung durch die Schlitzblenden. Dieses

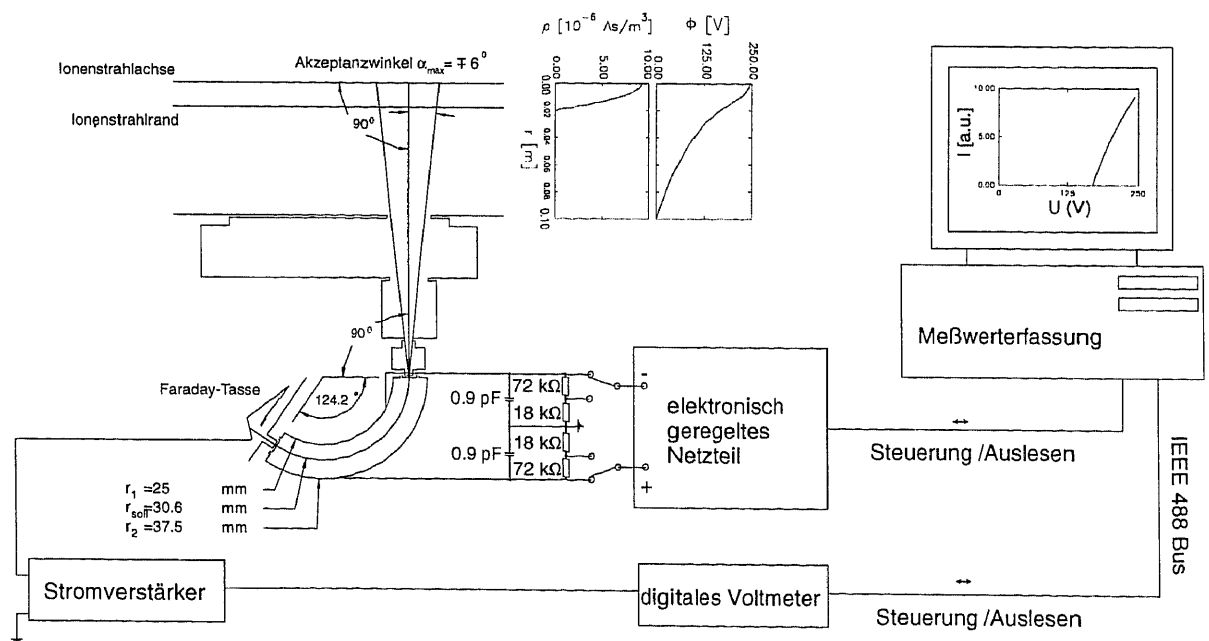


Abbildung 3-10 : Schematischer Aufbau der RGI-Energiespektroskopie. Die erzeugten Restgasionen werden radial beschleunigt und treten durch eine Eingangsschlitzblende in das Segment des Zylinderkondensators ein. Sie können nur mit einer mit der Kondensatorspannung korrelierten Energie den Detektor hinter einer zweiten Schlitzblende erreichen.

Meßprinzip wurde schon mehrfach erfolgreich in der Arbeitsgruppe auch für zeitaufgelöste Messungen der Vorgänge beim Aufbau der Raumladungskompensation [Dölling 94, Reidelbach 96/2] angewendet. Für die Auswertung der Relation zwischen detektiertem RGI-Strom und der Spannung auf den Kondensatorplatten ist die Kenntnis der Übertragungseigenschaften des Spektrometers von entscheidender Bedeutung.

Abbildung 3-11 zeigt schematisch die Zusammenhänge zwischen der realen Strahlionen- und Potentialverteilung und der Relation zwischen Detektorstrom und Ablenkspannung. Der in das Spektrometer durch die Eingangsschlitzeblende eintretende Strom I_{in} ist bei ruhend entstehenden Restgasionen gegeben durch :

$$I_{in} = f \cdot r \cdot n_{RGA} \cdot \sigma_{RGI} \cdot v_{SI} \int_{r=0}^{R=r_s} \rho_{SI} r dr \quad (3.1)$$

wobei in f alle dem konkreten Versuchsaufbau zugrundeliegende geometrischen Größen zusammengefaßt sind.

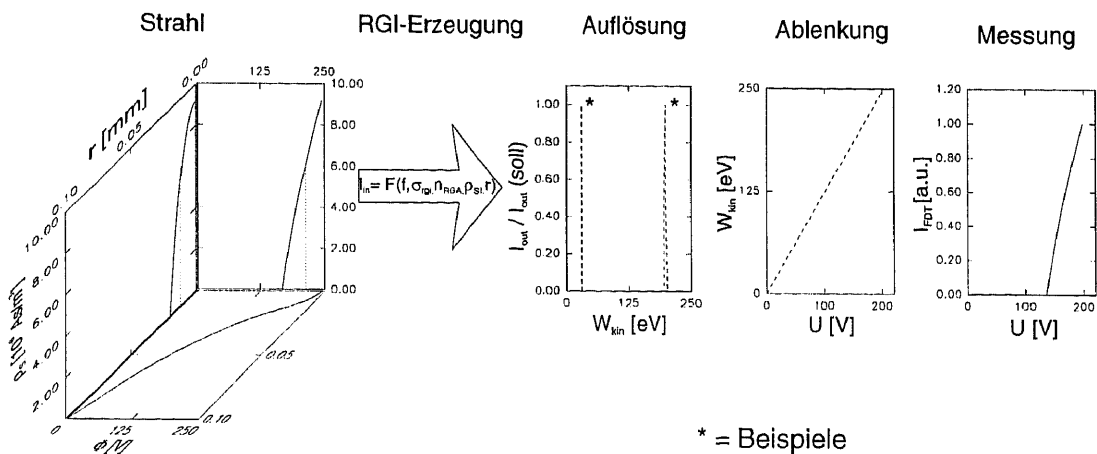


Abbildung 3-11 : Schematische Darstellung der Zusammenhänge zwischen Meßgröße (rechts) und dem Zustand des Ionenstrahls (links). Die entsprechend der Strahlionen- und Potentialverteilung erzeugten Restgasionen bilden einen Strom I_{in} , der in das Spektrometer eintritt und entsprechend der Energieauflösung (* Breite der Dreiecksfunktionen exemplarisch für zwei Werte dargestellt) und der Spannung auf den Ablenkplatten zu einem Detektorstrom führt.

Der in die als Teilchendetektor verwendete Faradaytasse eintretende Strom I_{FDT} ergibt sich aus der Faltung der Energieverteilung mit der Übertragungsfunktion des Spektrometers \dot{U}_{SP} zu:

$$I_{FDT}(W_{soll}) = \int_0^{\infty} \dot{U}_{SP}(W, W_{soll}) \cdot \frac{dI_{in}(W)}{dW} dW \quad (3.2)$$

Für senkrechten Teilcheneinfall und die im Experiment gegebenen gleichen Schlitzbreiten hat die Übertragungsfunktion angenähert eine um W_{soll} symmetrische Dreiecksform mit dem Maximalwert 1. Der Zusammenhang zwischen Teilchenenergie W_{soll} und der angelegten Spannung U_{spek} ist für antisymmetrische Plattenspannung $\pm U_{spek}/2$ gegeben durch :

$$W_{soll} = q \cdot U_{spek} \cdot \frac{1}{2 \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} = q \cdot U_{spek} \cdot K \quad (3.3)$$

wobei für das verwendete Spektrometer $K=1.233$ gilt. Bei der Interpretation der Meßergebnisse ist zu beachten, daß die bisherigen Annahmen zur Auswertung wie Zylindersymmetrie, verschwindende Startenergie und äußere Felder im Experiment nur genähert Gültigkeit besitzen. Für den vorliegenden Fall, daß diese Ergebnisse in erster Linie dazu verwendet werden, um die Raumladungskräfte für Transportrechnungen abzuschätzen, ist aber eine detailliertere Analyse nicht notwendig. In Abb. 3-12 und 3-13 werden exemplarisch das (gemessene) RGI-Energiespektrum eines kompensierten und eines dekompensierten Heliumstrahles dargestellt. Die Potentialdifferenz im Strahl beträgt $\Delta\Phi_{ST}=43$ V für den unkompensierten Fall. Dies entspricht unter Annahme einer homogenen radialen Dichteverteilung einem Strahlstrom von 3.3 mA ($\Delta\Phi_{ST}=42.4$ V). Im kompensierten Fall ist $\Delta\Phi_{ST}=12.7$ V, wobei der Kompensationsgrad K_{ST} bei 70 % liegt.

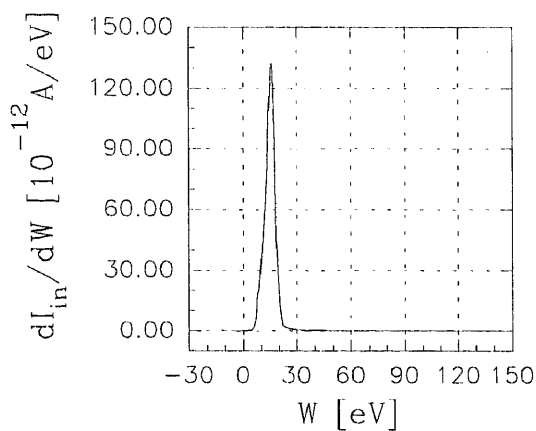


Abbildung 3-12 : RGI-Energiespektrum eines kompensierten He^+ -Strahles mit 10 keV und 3.3 mA.

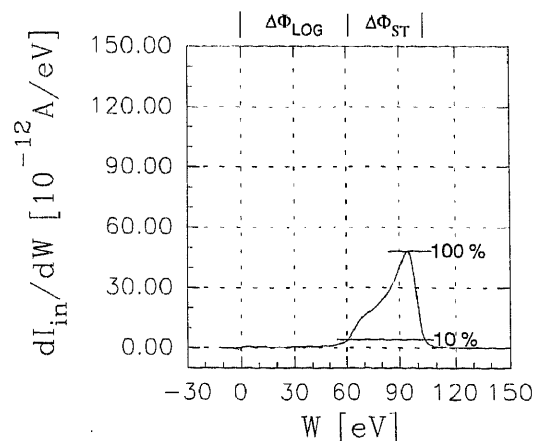


Abbildung 3-13 : RGI-Energiespektrum eines dekompensierten He^+ -Strahles mit 10 keV und 3.3 mA.

Dabei ist der Kompensationsgrad im Strahl (K_{ST}) definiert durch :

$$K_{ST} = \frac{\Delta\Phi_{ST,uk} - \Delta\Phi_{ST,k}}{\Delta\Phi_{ST,uk}} \quad (3.4)$$

Der globale Kompensationsgrad K_{global} ist entsprechend unter Verwendung der Gesamtpotentiale im kompensierten und dekompenzierten Fall definiert (hier 80 %).

Im dekompenzierten Fall entspricht die gemessene logarithmische Fortsetzung $\Delta\Phi_{\text{LOG}} = 61.4 \text{ V}$ dem aus dem Radienverhältnis erwarteten Wert. Im kompensierten Fall ist $\Delta\Phi_{\text{LOG}} = 7.7 \text{ V}$. Dies indiziert eine nicht vernachlässigbare Elektronendichte außerhalb des Strahls.

3.2.4 Profilmessung

In der Arbeitsgruppe Raumladungskompensation werden neben der Bestimmung des Strahlprofils aus den Emittanzmessungen hauptsächlich zwei Methoden zur Profilmessung verwendet: die Drahtprofilmethode, bei der der Strom auf einen durch den Strahl transportierten Metalldraht gemessen wird, und die Methode der optischen Profilmessung, bei der die Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens gemessen wird. Beide Methoden zeichnen sich durch spezifische Vor- und Nachteile aus, die im folgenden beschrieben werden. Da für eine möglichst realitätsnahe Berechnung des Strahltransportes die genaue Kenntnis des radialen Strahlionendichteprofiles wichtig ist, kamen beide Methoden (vergleichend) am gleichen Meßort zum Einsatz. Beide Methoden erlauben nur eine Messung der Projektion von $I(x)$, der eigentlichen radialen Dichteverteilung $\rho(r)$. Daher ist es notwendig, die Meßkurven durch eine Abeltransformation in die physikalisch relevante Größe überzuführen. Deshalb sollen im folgenden zunächst die Abeltransformation und anschließend die beiden Meßmethoden vorgestellt werden.

3.2.4.1 Abeltransformation

Für rotationssymmetrische Strahlen läßt sich das radiale Strahlionendichteprofil $\rho(r)$ durch Normierung aus dem Stromdichteprofil $j(r)$ berechnen. Die sog. Abeltransformation erlaubt aus dem transversalen $I(x)$ -Profil das Stromdichteprofil $j(r)$ zu gewinnen. Dabei gilt :

$$\rho(r) = K \int_r^{\infty} \frac{\left(\frac{dI}{dx}\right) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (3.5)$$

mit K als einer den Strahlprofilen und dem Meßaufbau entsprechenden Normierungskonstante.

Die Lösung dieser Integralgleichung ist für die gemessenen Relationen, vor allem im Bereich der Strahlachse, durch die Singularität des Integranden sowie die numerische Berechnung der Ableitung bedingt durch das auftretende Meßwertrauschen nicht unproblematisch [Kaiser 77]. Die Erfahrungen in der Arbeitsgruppe haben jedoch gezeigt, daß sich für Messungen mit geringer Rauschamplitude mittels einer stückweisen analytischen Integration und einer numerischen Differentiation, bis auf die unmittelbare Umgebung der Achse, hinreichend verwertbare

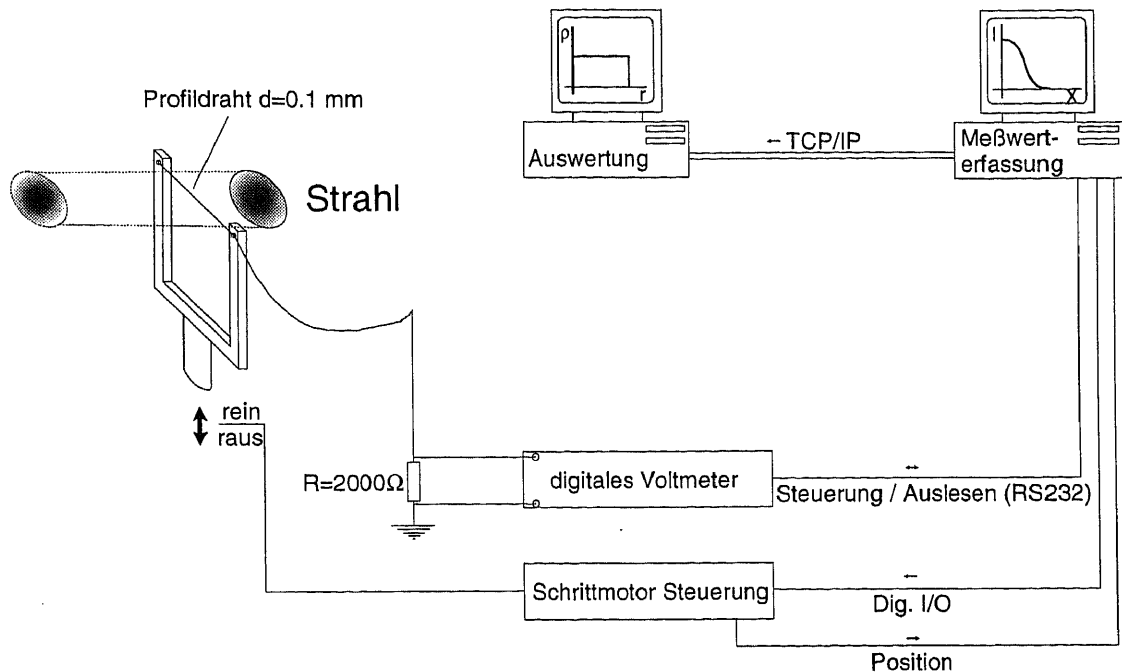


Abbildung 3-14 : Schematische Darstellung der Bestimmung des radialen Strahlionendichteprofiles durch die Profildrahtmethode.

Ergebnisse erzielen lassen. Im Rahmen dieser Arbeit kommt ein dafür entwickeltes Programm (ABELINV) zum Einsatz, das neben der Abeltransformation verschiedene Funktionen zur Bearbeitung der Daten (Zentrieren, Symmetrisieren, Glätten) sowie zur Normierung auf einen gemessenen Strahlstrom ($I_{\text{FDT}2}$) anbietet.

3.2.4.2 Profildraht-Methode

Das Prinzip der Methode der Strahlprofilmessung mittels eines transversalen metallischen Drahtes ist in Abb. 3-14 schematisch dargestellt. Ein elektrisch isoliert aufgehängter Metalldraht wird mechanisch transversal zur Ionenstrahlachse durch den Strahl bewegt. Dabei wird der auf den Draht auftreffende Strahlstrom über den Spannungsabfall an einem Widerstand als Funktion des Ortes gemessen. Neben dem Vorteil der leichten technischen Realisierbarkeit besitzt diese Methode jedoch einige erhebliche Nachteile.

Durch das Auftreffen der Strahlionen auf den Draht werden Sekundärelektronen ausgelöst, die zum einen (für positive Ionen) den gemessenen Strom erhöhen, zum anderen aber die Bedingungen für die Raumladungskompensation verändern. Die Erhöhung des gemessenen Stromes läßt sich durch Normierung, z. B. auf den mit einer Faradaytasse gemessenen Strahlstrom, ausgleichen. Der Einfluß der Sekundärelektronen auf die Kompensation ist aber nur

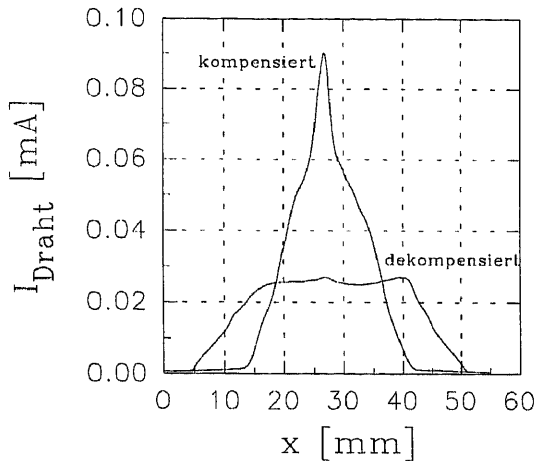


Abbildung 3-15 : Mit der Profildrahtmethode gemessenes $I(x)$ -Profil eines He^+ -Strahls mit 10 keV und 3.3 mA.

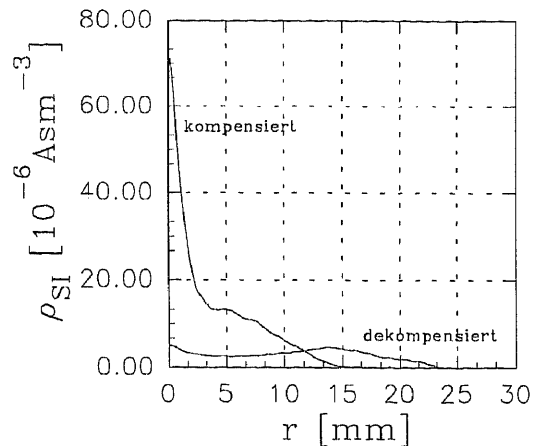


Abbildung 3-16 : $\rho(r)$ -Profil berechnet durch Abel-Inversion aus dem $I(x)$ -Datensatz aus Abb. 3-15.

sehr schwer abschätzbar und nur durch die Wahl eines kleinen Drahtdurchmessers und des geeigneten Drahtmaterials (mit geringem SE-Koeffizienten) minimierbar.

Zudem wurde beobachtet, daß es bei sehr hohen Strahlstromdichten (z. B. in der Nähe eines Strahlfokus auf der Strahlachse) zu einer starken lokalen Erwärmung des Profildrahtes kommen kann. Dies führt zum einen zu einer erhöhten (thermischen) Auslösung von Elektronen und u.U. zur Verformung des Drahtes. Da beide Effekte im allgemeinen ortsabhängig sind, kann das Strahlprofil nicht mehr durch eine einfache Normierung gewonnen werden. Das verwendete hochempfindliche Digital-Voltmeter erlaubt über den verwendeten Widerstand für zeitlich konstante Ströme (Integrationszeit 100 ms) eine Auflösung besser als 100 nA. Die mechanische Auflösung (Verfahrensgenauigkeit) des verwendeten Meßsystems ist kleiner als 0.02 mm. Die für die Messungen verwendete Schrittweite betrug 0.1 mm bei einem Drahtdurchmesser von 0.2 mm. Abbildung 3-15 und 3-16 zeigen exemplarisch die Ergebnisse zweier Drahtprofilmessungen. In Abb. 3-15 sind die $I(x)$ -Profile eines dekompensierten und eines kompensierten Strahles gezeigt. Abbildung 3-16 zeigt die dazugehörigen radialen $\rho(r)$ -Profile. Deutlich ist beim dekompensierten Ionenstrahl die breitere, niedrigere und homogenere Verteilung der Strahlionen zu erkennen. Dies ist auf die Wirkung der Raumladung zurückzuführen.

3.2.4.3 Optische Profilmessung

Wie bei vielen zerstörungsfreien Meßmethoden wird bei der optischen Profilmessung die natürliche Entstehung von Sekundärteilchen (hier Photonen) dazu benutzt, um aus ihrer Verteilung auf die eigentliche Meßgröße rückschließen zu können. Bei der optischen Profilmessung werden Photonen im Bereich des sichtbaren Lichts, die durch die Anregung von Restgasatomen durch die Strahlionen entstehen, verwendet. Unter der Annahme von gleichförmig verteilten Restgasatomen, ist die von einem Volumenelement ausgesendete Anzahl von Photonen proportional zu der Strahlionendichte. Abbildung 3-17 zeigt schematisch den

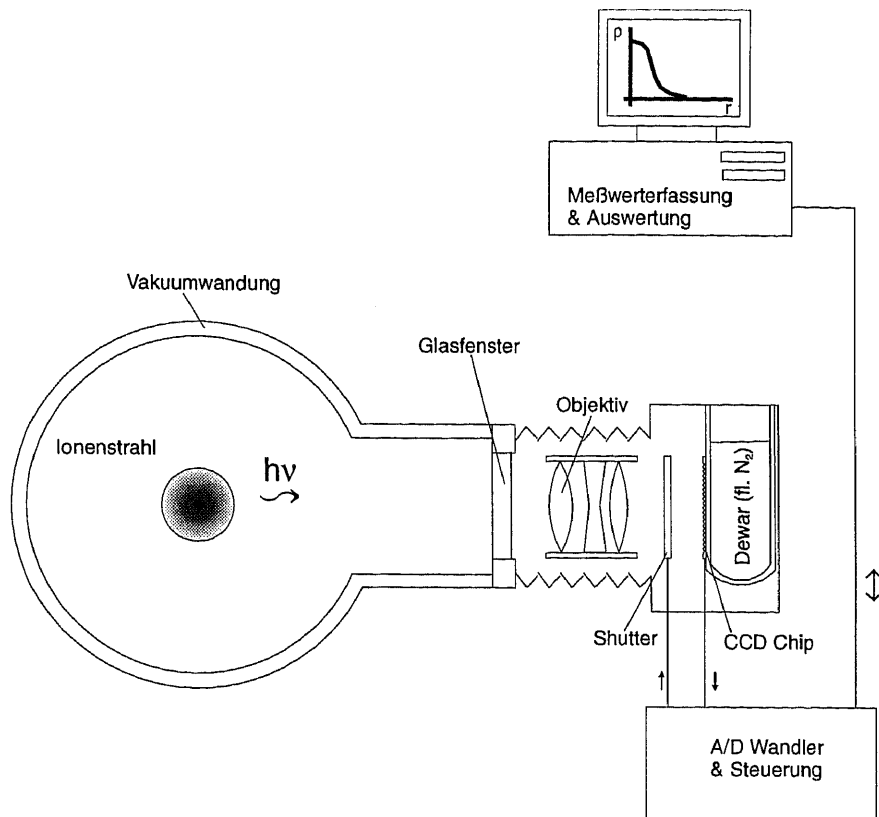


Abbildung 3-17 : Schematische Darstellung der optischen Profilmessung. Photonen, die durch die Wechselwirkung der Strahlionen mit dem Restgas erzeugt werden, gelangen durch ein Vakuumfenster und das Objektiv auf den CCD-Chip. Die ausgelösten Elektronen werden in den Zellen des Chip gespeichert, ausgelesen und in ein Intensitätsprofil überführt.

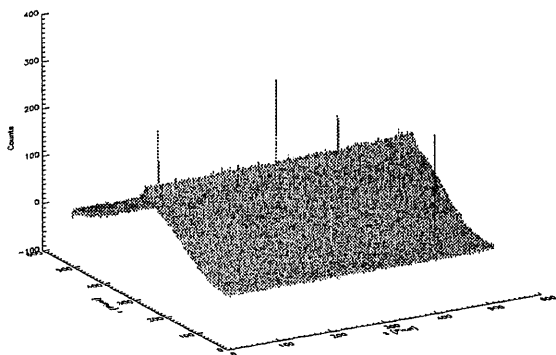


Abbildung 3-18 : Beispiel für die Intensitätsverteilung in x (transversal-) und z (longitudinal zur Strahlachse) eines dekompenzierten He^+ -Strahls.

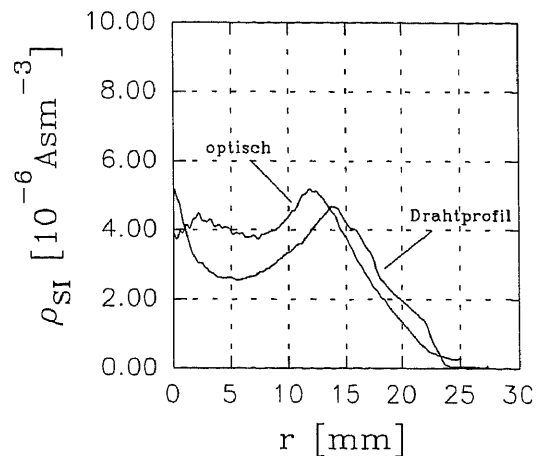


Abbildung 3-19 : Vergleich des optisch gemessenen radialen Strahlionendichteprofiles mit einem mechanisch gemessenen (jeweils abel-invertiert).

Aufbau des Meßverfahrens. Durch ein Objektiv mit einer Brennweite von 105 mm wird auf einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Charge Coupled Device-Chip (CCD) über den Photoeffekt ein elektronisches Abbild der Leuchtdichte und damit der Projektion der Ionendichte erzeugt. Dieses Abbild kann dann über einen A/D-Wandler bildpunktweise ausgelesen werden. Durch die Kühlung mit flüssigem Stickstoff wird der Signal-Rauschabstand, der bei Raumtemperatur durch thermische Elektronen beeinträchtigt wird, verbessert. Die dadurch möglichen langen Belichtungszeiten (ca. 0.5-50 sec.) erlauben zusammen mit der hohen Elektron/Photon Erzeugungsrate des CCD-Chips auch sehr lichtschwache Phänomene zu beobachten, wie dies im vorliegenden Fall für geringe Restgasdrücke der Fall ist. Die verwendete Optik erlaubt die Abbildung einer ca. 46×46 mm großen Fläche auf den CCD-Chip der 512×512 Pixel besitzt. Dies entspricht einer Ortsauflösung von besser als 0.1 mm. Der Dynamikumfang ist durch den A/D-Wandler mit 16 bit (65 536 Intensitätsstufen) gegeben. Neben den Vorteilen, die dieses System bietet (z. B. Auflösung, Zerstörungsfreiheit, "kurze" Meßzeit), hat die Auswertung der bisherigen Messungen [Wicke 96] jedoch gezeigt, daß neben den direkt durch den Strahl verursachten Photonen auch sekundäre Prozesse wie Reflexion der Photonen an Wänden sowie die Anregung von Restgasatomen und Ionen durch Kompensations- und Sekundärelektronen abgebildet werden. Dies kann (i. a.) zu einer scheinbaren Verbreiterung der Strahlionenverteilung führen. Aus diesem Grund wurde auch die Drahtprofilmethode als Vergleichsmessung herangezogen. Abbildung 3-18 zeigt exemplarisch die gemessene Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens eines He^+ -Strahles (die lokalen Maxima sind auf Meßfehler einzelner Pixel zurückzuführen), Abb. 3-19 das sich ergebende radiale Strahlionendichteprofil im Vergleich zu dem mechanisch gemessenen.

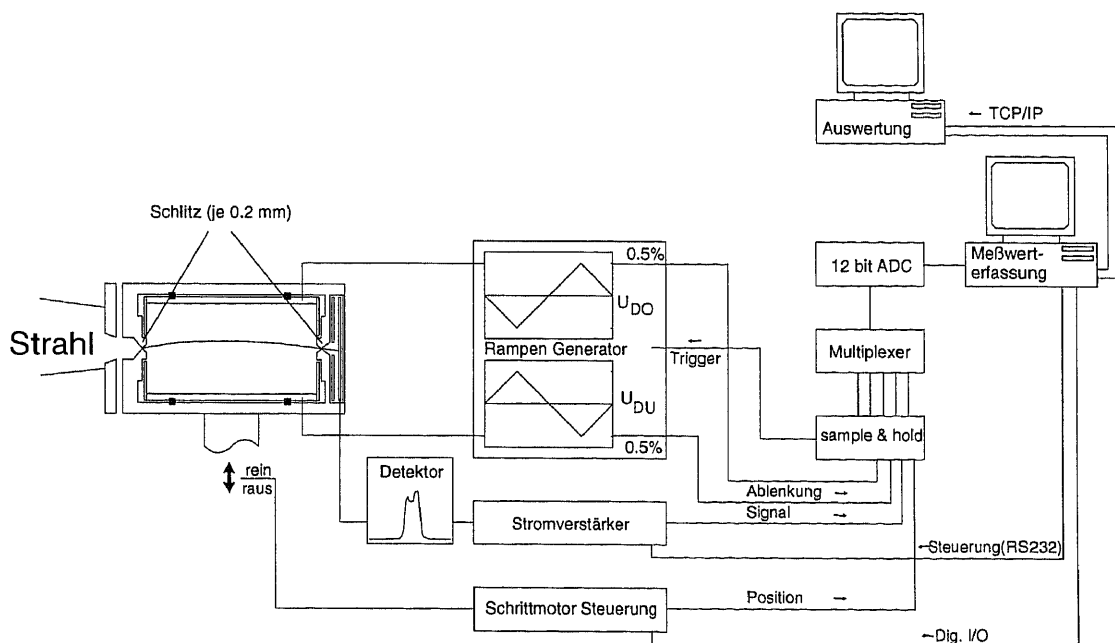


Abbildung 3-20 : Schematische Darstellung der Emittanzmessung. Die Strahlionen, die durch die erste Schlitzeblende gelangen, werden durch das elektrische Feld des Plattenkondensators abgelenkt. Der Strom in der Faradaytasse hinter der zweiten Schlitzeblende wird als Funktion der Ablenkspannung und damit des entsprechenden Winkels gemessen.

3.2.5 Emittanzmessung

Für die Beurteilung der Qualität einer Transportstrecke ist die Kenntnis über die longitudinale Entwicklung der (transversalen) Emittanz entscheidend. Entsprechend ist die Bedeutung von Emittanzmessungen in allen Bereichen der Beschleunigerphysik. In der Regel werden mit sog. Emittanzmeßanlagen Phasenraumprojektionen (x, x' - Emittanz) bzw. Phasenraumsektionen (r, r' - Emittanz) also 2-dimensionale Unterräume der 6-dimensionalen Phasenraumverteilung bestimmt. Im Institut für Angewandte Physik gibt es umfassende Erfahrungen mit sog. Schlitz-Gitter Emittanzmeßanlagen [Barth 92, Riehl 93, Sarstedt 94, Dölling 94]; dabei wird über eine Schlitzblende ein Teilstrahl aus dem Ionenstrahl ausgeblendet. Der Meßort wird über die Position der Schlitzblende im Strahl gegeben. Über ein nachfolgendes Gitter, bei dem der Strom auf jedem einzelnen gegenüber den anderen isolierten Draht gemessen wird, geschieht die Winkelselektion. Diese Art der Emittanzmessung hat jedoch mehrere Nachteile. Die Messung wird z. B. durch Neutralteilchen, die durch Umladung von Strahlionen mit dem Restgas entstanden sind, gestört. Auch die am Drahtgitter entstehenden Sekundärelektronen tragen zu einem schwer abschätzbaren Meßfehler bei. Zudem steigt der technische Aufwand linear mit der bei jedem Ortsschritt gemessenen Anzahl an Winkeln (Meßbereich/Auflösung). Daher wurde in der Arbeitsgruppe eine Emittanzmeßanlage mit elektrostatischer Winkelselektion entwickelt [Allison 87, Groß 94/1, Groß 97]. In Abb. 3-20 ist das Verfahren schematisch dargestellt. Ein Schlitz blendet einen Teilstrahl aus dem Ionenstrahl aus. Dieser Teilstrahl wird im elektrischen Feld eines Plattenkondensators transversal abgelenkt. Hinter einem zweiten Schlitz wird der Strom in einen Detektor, im vorliegenden Fall eine Faradaytasse (aber auch ein Channeltron für

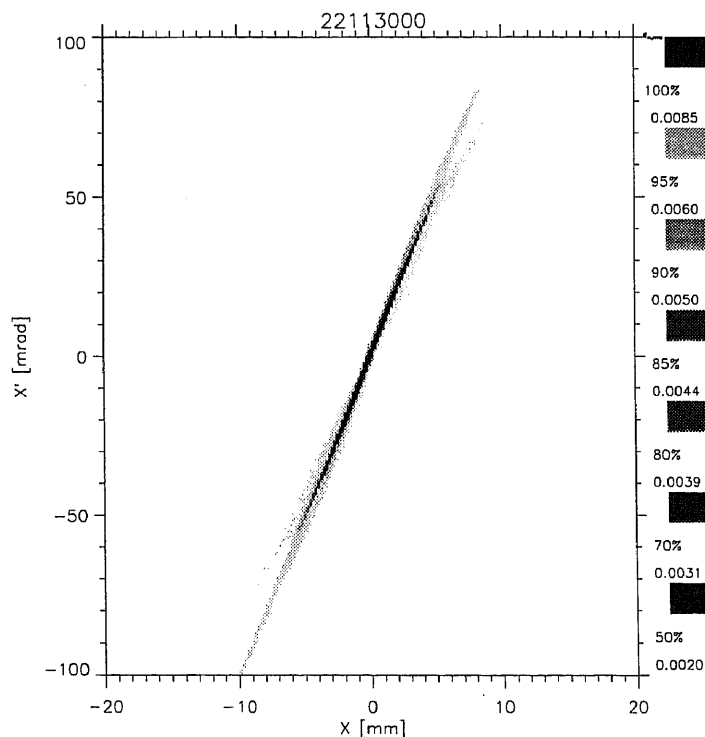


Abbildung 3-21 : Messung der x, x' Emittanz. Die Messung erfolgte nach einer Drift von 112 mm hinter der Quellenextraktion. Die Projektion des Phasenraumvolumens gleicht im wesentlichen einer Ellipse mit leichten S-förmigen Aberrationen durch die Extraktion [Groß 97]. Die Zahlen am Rand der Darstellung beziehen sich auf die normierte rms-Emittanz und den tatsächlich erfaßten (und dargestellten) Anteil des Strahles.

eine bessere Zeitauflösung ist denkbar), als Funktion der Kondensatorspannung gemessen. Für die im Experiment vorgegebene Geometrie ist in guter Näherung der Ablenkswinkel proportional der Ablenkspannung. Vorteil dieser Anlage ist eine hohe Winkelauflösung bei gleichzeitig großem Meßbereich, wobei die Winkelauflösung durch die Zeitdauer für eine Winkelmessung und die Frequenz der verwendeten Dreiecksfunktion bestimmt ist. Im vorliegenden Fall wird die Geschwindigkeit einer Einzelmessung durch die Bandbreite des Stromverstärkers, bei den vorgestellten Messungen ca. 20 kHz, bestimmt. Die Repetitionsrate betrug bei den Messungen ca. 1.5 Hz. Der Meßbereich bei einer Strahlenergie von 10 keV wurde gegenüber der ursprünglichen Anlage auf ± 180 mrad (vorher ± 90 mrad) durch eine Erhöhung der Amplitude der Ablenkspannung erweitert. Dadurch war auch eine Vergrößerung der Schlitzbreite von 0.1 mm auf 0.2 mm notwendig. Dies ergibt eine geometrische Winkelauflösung von ± 2 mrad, welche sich für DC-Strahlen durch Entfaltung der Messung in bezug auf Schlitzhöhe und Schrittweite in Ort und Winkel noch verbessern läßt. Damit ist eine Auflösung von 60 μm und 0.8 mrad erreichbar. Der maximale Ortsmeßbereich beträgt 45 mm. Die Meßwerterfassung ist computergesteuert, eine A/D-Wandlerkarte (Meilhaus-DS 30) mißt die Ablenkspannung (0.5 % Ausgang) und den durch den schnellen Stromverstärker **Stanford Research 570** vorverstärkten Detektorstrom. Der Meßkopf wird mittels einer Vakuumdurchführung mit Schrittmotorsteuerung an den Meßort gefahren. Das Programm zur Datenaquisition sowie zur Auswertung wurde von P. Groß entwickelt. Abbildung 3-21 zeigt exemplarisch des Ergebnis einer Emittanzmessung 112 mm hinter der Quellenextraktion. Der Ort der Emittanzmessung entspricht in diesem Fall nicht Abb. 3-22. Der Strahl wurde kompensiert transportiert.

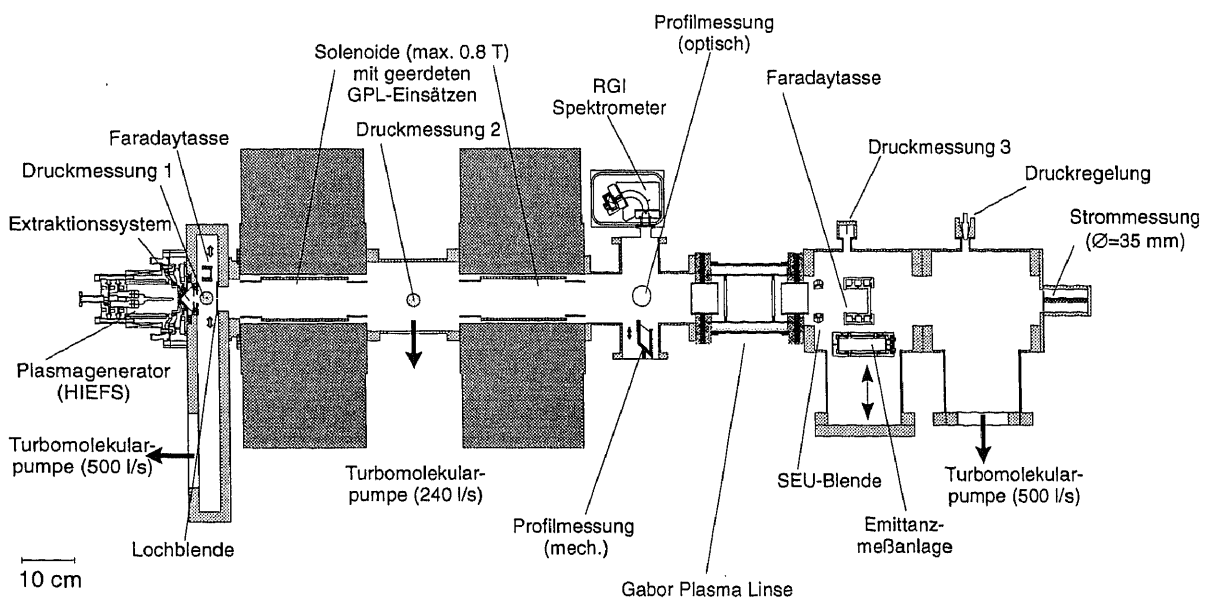


Abbildung 3-22 : Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung der Transporteigenschaften der Gabor Plasma-Linse (Die Solenoideinsätze waren dabei geerdet).

3.3 Aufbau zur Messung der Transporteigenschaften einer GPL

Abbildung 3-22 zeigt schematisch den Aufbau zur Messung der Transporteigenschaften der Gabor Plasma-Linse. Der Ionenquelle folgt der erste kurze Diagnose-Tank zur Messung von Strahlstrom und Restgasdruck. Er fungiert gleichzeitig als differentielle Pumpstufe. Die beiden Solenoide sind durch einen Tank getrennt, an dem eine zweite Turbomolekularpumpe sowie eine weitere Druckmessung installiert ist. Im folgenden zweiten Diagnose-Tank besteht am selben longitudinalen Ort die Möglichkeit zur Strahlprofilmessung (optisch und mechanisch) sowie der Restgasionenenergiespektroskopie. Der zweiten Diagnosekammer folgt die GPL und die dritte Diagnosebox. Diese Kammer bietet die Möglichkeit zur Messung des Strahlstromes und der Emittanz. Sie ist zur Unterdrückung von Sekundärelektronen in der LEBT mit einer negativ beaufschlagten Ringblende elektrisch abgeschlossen. Der nachfolgende Tank dient zum Anschluß einer weiteren Druckmessung, einer Vakuumpumpe sowie eines Gaseinlaßventils und besitzt einen Strahlstopper, der auch eine Messung des Strahlstromes erlaubt. Die Gesamtlänge des Aufbaus beträgt etwa 2.5 m. Dieser Aufbau ist auf die für die Messungen notwendigen Bedürfnisse hin optimiert und entspricht so nicht einer realen LEBT. Der vorgestellte Aufbau erlaubt durch die zwei Solenoide den Strahl so zu formieren, daß eine numerische Simulation des Strahltransports erleichtert wird. Dies war notwendig, da durch die Neuartigkeit der Simulation zur GPL jede weitere zusätzliche Unsicherheit hinsichtlich des Strahlverlaufes ausgeschlossen werden sollte. Der vorgestellten Aufbau erfüllt diese Forderungen weitestgehend und stellt gleichzeitig keine Einschränkung hinsichtlich der Verallgemeinerung der Ergebnisse dar. Bei den folgenden Meßergebnissen wurde die Quellen- und Solenoideinstellungen so gewählt, daß sich ein dauerhaft stabiler Betrieb über Stunden bewerkstelligen ließ. Der sich einstellende Restgasdruck war im wesentlichen durch den Gasfluß aus der Quelle bestimmt und betrug $1.1 \cdot 10^{-4}$ hPa im vorderen Diagnosetank und zwischen $1.8 \cdot 10^{-5}$ hPa und $3.1 \cdot 10^{-5}$ hPa in der hinteren Diagnosekammer. Der Strahlstrom, gemessen in der vorderen Diagnosekammer, betrug 4.8 mA, hinter dem zweiten Solenoiden 4.2 mA und in der Faradaytasse auf Höhe der Emittanzmeßanlage 3.35 mA. Die Werte beziehen sich auf Messungen bei kompensiertem Transport durch die Driftstrecke in die letzte Faradaytasse. Die zu den Messungen angegebenen Strahlströme beziehen sich immer auf Messungen mit dieser Faradaytasse. Die Strahlverluste von 12.5 % im ersten Teil der Anlage sind hauptsächlich durch Umladungsverluste (kleiner 14 % bei einem WQ von $5.9 \cdot 10^{-20}$ m²) und praktisch nicht durch die Lochblende am Ende des ersten Diagnosetanks bestimmt. Im zweiten Teil der Anlage werden die Verluste von 20 % jedoch nicht allein durch Umladungsverluste (kleiner 2.5%), sondern vor allem durch radiale Teilchenverluste an der Wand verursacht. Dies war bei einer Driftlänge von 60 cm auch bei guter Raumladungskompensation zu erwarten. Dabei war der Strahl so eingestellt, daß bei kompensierter Drift des Strahles bis zur Gabor Plasma-Linse ein quasi Parallelstrahl von ca. 40 mm Durchmesser in die Linse eintrat. Dies sollte zu einem hohen Füllgrad der Linse führen um gegebenenfalls Aberrationen, die durch radiale Inhomogenität der Plasmadichte hervorgerufen werden, ausfindig zu machen. Bei den Messungen war die Ein- bzw. Auslaßöffnung der Linse zu ca. 60 % gefüllt. Durch eine Dekompensation im Bereich zwischen dem zweiten Solenoiden und der GPL durch die Felder der GPL führen die dann wirkenden Raumladungskräfte zu einer noch höheren Ausleuchtung der Linse. Dies zeigen auch Messungen des radialen Strahlionendichteprofiles im Bereich zwischen letztem Solenoid und GPL.

3.3.1 Ergebnisse der Messungen an einem Helium-Strahl

Die folgend beschriebenen Meßergebnisse gliedern sich in drei Abschnitte. Im ersten Abschnitt werden die Auswirkungen der externen Linsfelder auf den Strahltransport im Vergleich zur kompensierten Drift vorgestellt. In den zwei anschließenden Unterkapiteln werden die Ergebnisse der Messungen zum Einfluß der inneren Linsfelder, verursacht durch die eingeschlossenen Elektronen, auf den Strahltransport dargestellt. Dabei wurde in einer ersten Meßreihe bei konstanter Anodenspannung das magnetische Feld variiert, in einer zweiten bei konstantem magnetischen Feld die Anodenspannung.

3.3.1.1 Messungen zur Strahldrift und zum Einfluß äußerer Felder

Zur Bestimmung der Einflüsse der äußeren, d. h. nicht durch die Elektronen in der GPL verursachten Felder auf den Strahltransport, werden im Anschluß zuerst die Ergebnisse jeweils einer Emittanzmessung (a) (nach der GPL), einer Restgasionenenergiemessung (b) sowie einer Profilmessung (c) (jeweils vor der GPL) vorgestellt (Abb. 3-23 - 3-25). Diese Messungen wurden vor jeder Meßreihe aufgenommen. Die Messungen zu verschiedenen Meßreihen an den unterschiedlichen Meßterminen zeigten eine nur unterrelevante Variation. Daher ist eine Vergleichbarkeit der dann folgenden Meßreihen untereinander gegeben. Abbildung 3-23 gibt die Ergebnisse bei kompensierter Strahldrift wieder und wird für die späteren Betrachtungen als Referenzmessung verwendet. Abbildung 3-24 zeigt das Resultat bei dekompenzierter Drift, wobei die mit +5 kV belegte Anode der GPL als Dekompensationsblende diente. Abbildung 3-25 zeigt eine Driftmessung, mit der im Betrieb der GPL maximal verwendeten magnetischen Achsfeldstärke von $225 \cdot 10^{-4}$ T. Mit diesen Messungen konnte der Einfluß der einzelnen Felder auf den Strahltransport bestimmt werden. Bei reiner Drift zeigt die Emittanzfigur am Ort der Emittanzmessung eine geringe Divergenz von ca. ± 25 mrad für den zentralen Teil des Strahles und einen Durchmesser von 40 mm. Der mit Hilfe der Emittanzmessung bestimmte Strahldurchmesser belegt, daß der Ionenstrahl bei der Strommessung vollständig erfaßt wurde. Der Kompensationsgrad innerhalb des Strahles K_{ST} beträgt 70% ($K_{GL}=80\%$). Das Ergebnis der vorderen Profilmessung korrespondiert gut mit der numerischen Simulation des Strahltransportes (vom Ort der Emittanzmessung an den Ort der Profilmessung) unter Annahme der aus diesen Messungen resultierenden Raumladungsfeldern. Bei der dekompenzierten Drift kann infolge der Strahlaufweitung durch die Raumladungsfelder ($K_{ST}=0\%$) und der daraus resultierenden Strahlverluste nur noch ein geringer Teil des Strahles in der Faradaytasse gemessen werden (0.85 mA entsprechen einer Transmission von 25%). Der Ortsmeßbereich der Emittanzmeßanlage wurde ebenfalls überschritten. Die vorgestellten Werte können mit numerischen Simulationen der dekompenzierten Drift nachvollzogen werden. Es ist kein fokussierender Einfluß des elektrischen Feldes meßbar. Dies entspricht den Erwartungen. Bei reinem Magnetfeldbetrieb ist ebenfalls kein fokussierender Einfluß meßbar. Dabei entsprechen die Strahlparameter vor und hinter der Linse weitgehend denen der reinen Driftmessung. Der Kompensationsgrad vor der Linse verringert sich geringfügig um einige Prozentpunkte. Dieser negative Einfluß eines magnetischen Feldes auf die Kompensation wurde auch bei den Messungen am Argonstrahl festgestellt. Er kann nur durch eine Umverteilung der Kompensationselektronen im Magnetfeld bei gleichzeitigem Ausgleich der verringerten radialen Verluste durch longitudinale Verluste im Feldbereich bewirkt werden.

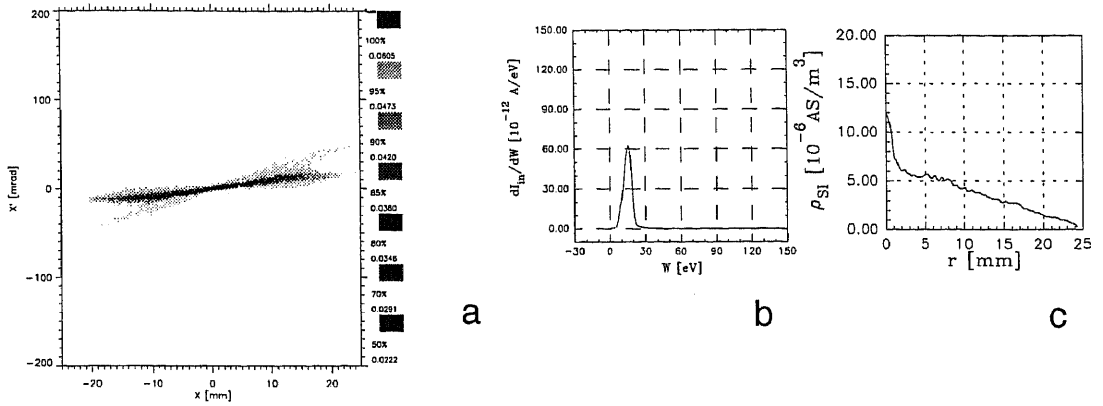


Abbildung 3-23 :Emittanz (a), Restgasionenenergiespektrum (b) und Strahlprofil (c) bei kompensierter Drift für einen 10 keV He⁺-Strahl mit 3.35 mA, $\epsilon_{n80\%rms} = 0.034 \pi\text{mmrad}$.

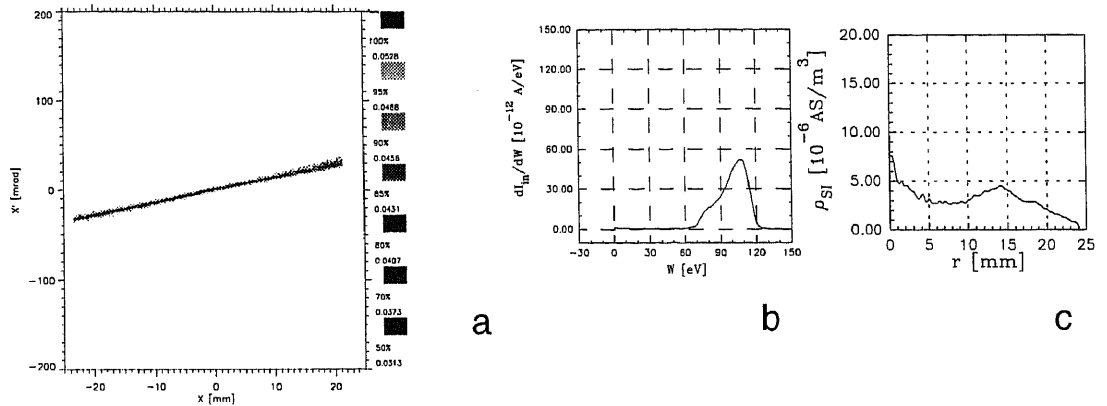


Abbildung 3-24 : Entsprechend Abb. 3-23 bei dekompensierter Drift (U_A 5 kV). Der Strahlstrom hinter der Drift betrug 0.85 mA, die Emittanz $\epsilon_{n80\%rms} = 0.0407 \pi\text{mmrad}$ (Strahlverluste!).

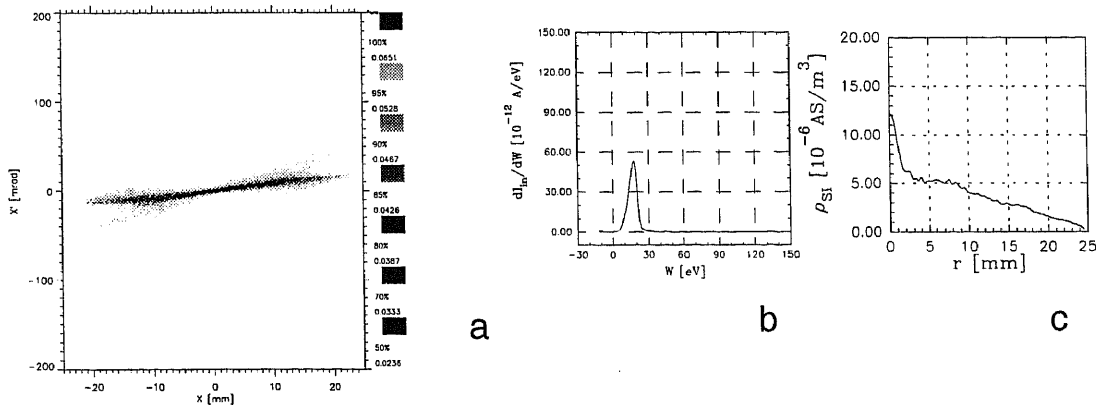


Abbildung 3-25 : Entsprechend Abb. 3-23 unter Wirkung eines Magnetfeldes ($225 \cdot 10^{-4} T$). Der Strahlstrom hinter der Drift betrug 3.35 mA, die Emittanz $\epsilon_{n80\%rms} = 0.038 \pi\text{mmrad}$.

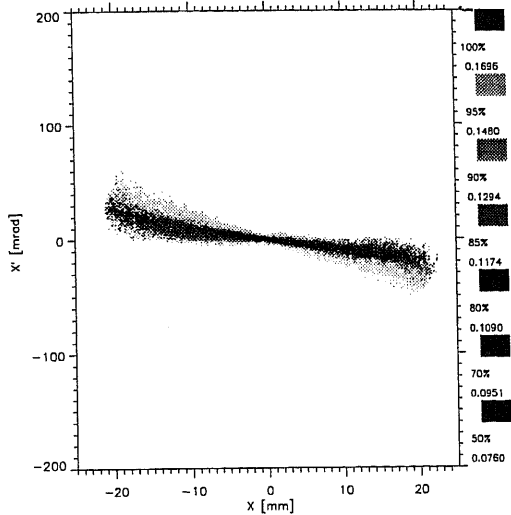


Abbildung 3-26 : Emittanz eines 10 keV He⁺-Strahles mit 2.6 mA (hinter der GPL) bei 5 kV Linsenspannung und einem zentralen B_z-Feld von 67.5·10⁻⁴T.

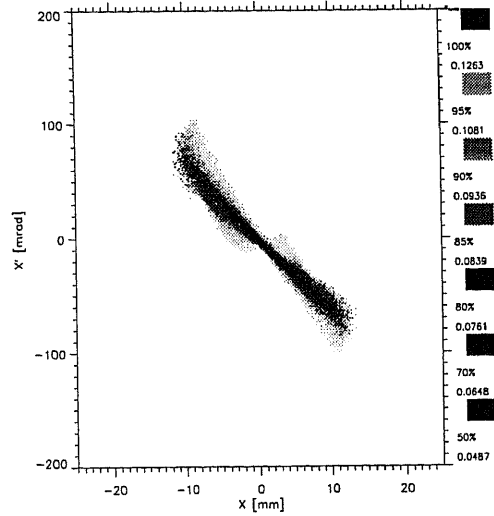


Abbildung 3-27 : Entsprechend 3-26 bei 5 kV Linsenspannung und einem zentralen B_z-Feld von 72·10⁻⁴T (gemessener Strom 3.6 mA).

3.3.1.2 Einfluß des magnetischen Feldes der GPL auf den Strahltransport

Die Abbildungen 3.26-3.39 zeigen die Entwicklung der Emittanz bei Betrieb der GPL für eine feste Anodenspannung (5 kV) und einem von 67.5·10⁻⁴ T auf 225·10⁻⁴ T ansteigenden magnetischen Feld (B_z) im Linsenzentrum. Diese Meßreihe zeigt deutlich den fokussierenden Einfluß des nichtneutralen Linsenplasmas auf den Ionenstrahl. Mit zunehmendem Magnetfeld steigt die Elektronendichte und damit auch die Fokussierkraft der Linse. Bei ca. 90·10⁻⁴ T durchläuft der Strahl am Ort der Emittanzmessung einen Fokus, für höhere Magnetfelder ist der

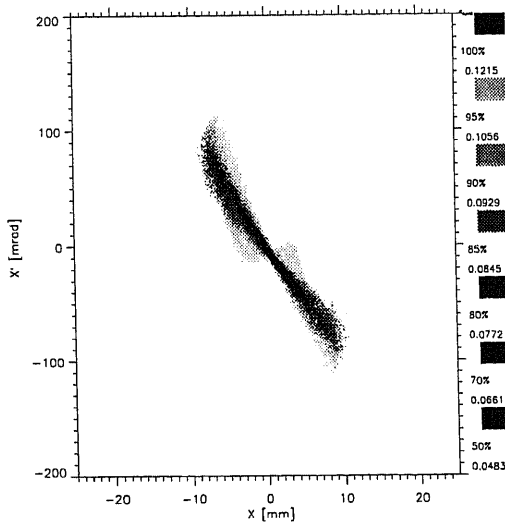


Abbildung 3-28 : Entsprechend 3-26 bei 5 kV Linsenspannung und einem zentralen B_z-Feld von 76.5·10⁻⁴T (gemessener Strom 3.6 mA).

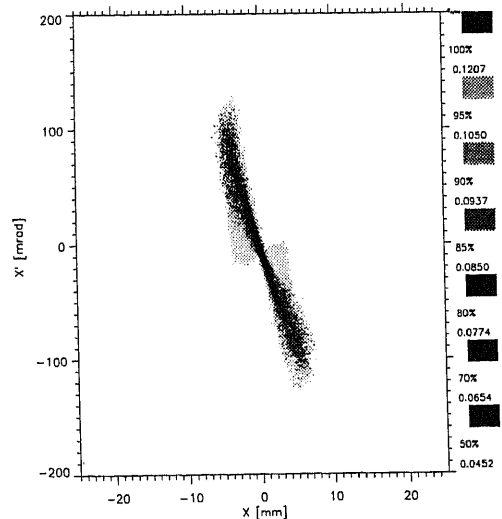


Abbildung 3-29 : Entsprechend 3-26 bei 5 kV Linsenspannung und einem zentralen B_z-Feld von 81·10⁻⁴T (gemessener Strom 3.6 mA).

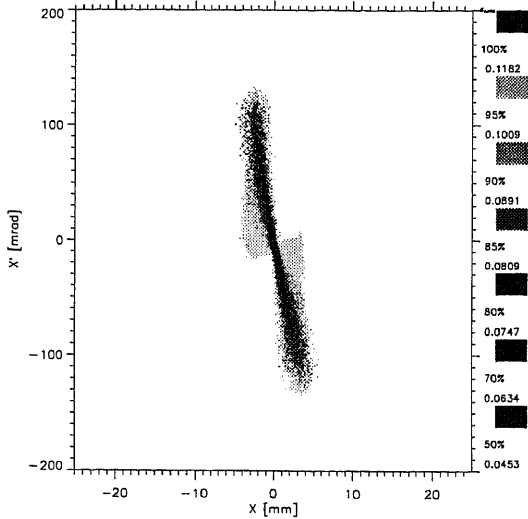


Abbildung 3-30 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 3.6 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $85.5 \cdot 10^{-4} T$.

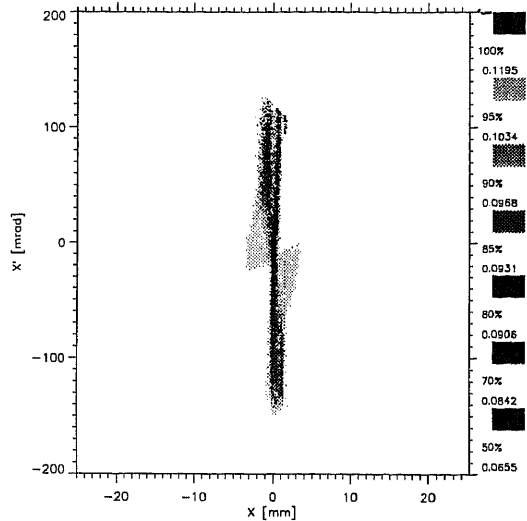


Abbildung 3-31 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 3.5 mA) bei einem B_z -Feld von $90 \cdot 10^{-4} T$. Die Emittanz fluktuiert zeitlich (Fragmentation).

Strahl zunehmend überfokussiert. Durch die hohe Leistungsdichte bei der Messung der Emittanz im Fokus wurde der Strahl durch die thermische Reaktion der Schlitzblende massiv gestört. Wegen der hohen Leistungsdichte von ca. $1 kW/cm^2$ kommt es zur Ausbildung eines auf die Quelle zulaufenden Plasmastrahles, dabei entstand auf der Schlitzblende eine ca. 1 mm breite und 0.3 mm tiefe Kerbe. Die mit diesem Vorgang verbundene Emission thermischer Elektronen führte zu einer zeitlichen Fluktuation des Strahles (Abb. 3-31, selbst bei der geringen zeitlichen Auflösung der Emittanzmeßanlage ist die Fragmentierung der Emittanzfigur eindeutig auf diese Fluktuation zurückzuführen). Aus diesem Grund wurde in einer zweiten Meßreihe der Fokus mit

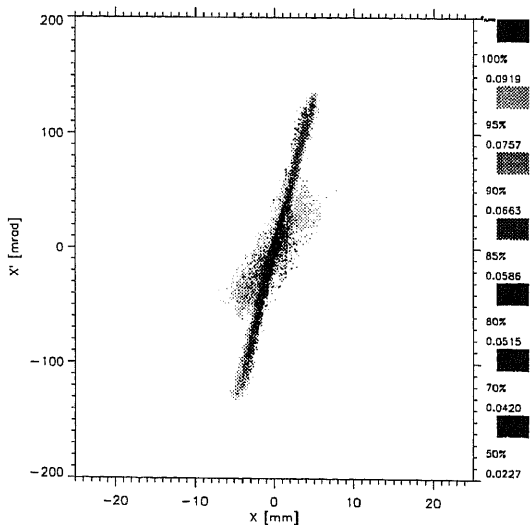


Abbildung 3-32 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 3.6 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $94.5 \cdot 10^{-4} T$.

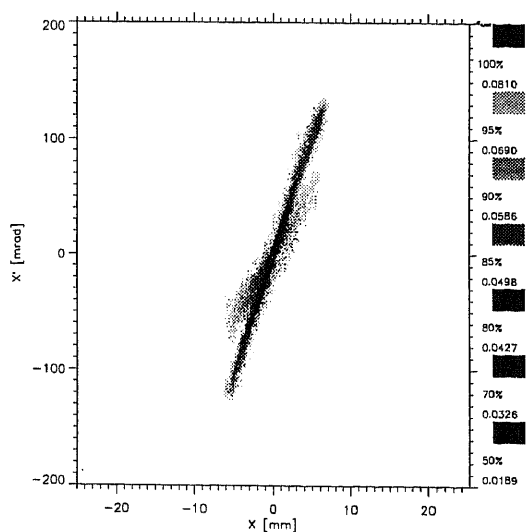


Abbildung 3-33 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 3.8 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $99 \cdot 10^{-4} T$.

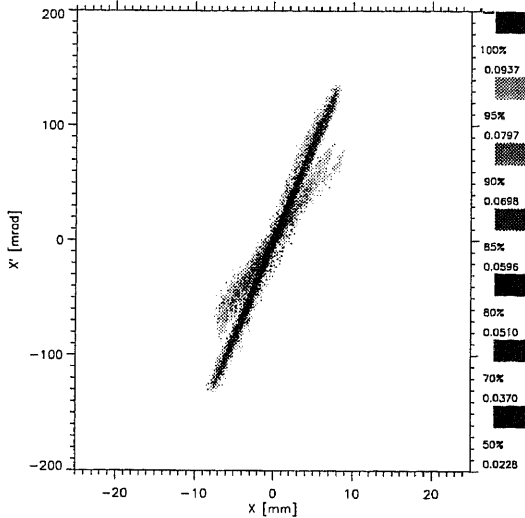


Abbildung 3-34 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 3.7 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $103.5 \cdot 10^{-4} T$.

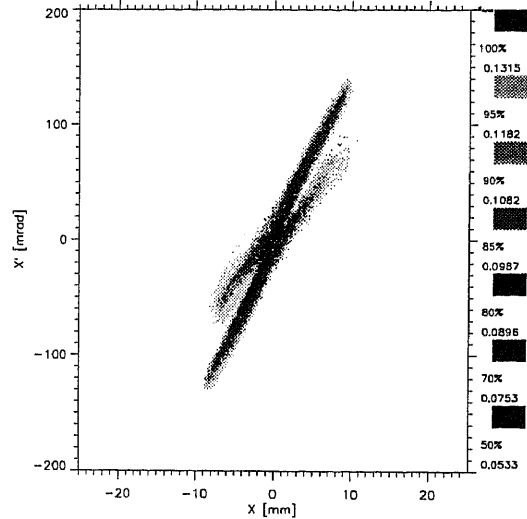


Abbildung 3-35 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 3.55 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $108 \cdot 10^{-4} T$.

Hilfe der optischen Strahldiagnose nochmals störungsfrei vermessen (siehe Abb. 3-56). Abbildung 3-40 zeigt die Entwicklung des Strahldurchmessers als Funktion des Magnetfeldes der GPL. Bei geringem Feld vergrößert sich der Strahldurchmesser durch die Raumladungswirkung des durch die Linse dekompenzierten Strahles. Mit zunehmender Linsenwirkung aufgrund der höheren Plasmadichte verringert sich der Strahldurchmesser wieder, um bei ca. $90 \cdot 10^{-4} T$ einen Fokus am Ort der Emittanzmessung zu durchlaufen. Der Strahldurchmesser steigt danach bei Überfokussierung wieder an. Abbildung 3-41 zeigt die Entwicklung des Stromes in die Faradaytasse (auf Höhe der Emittanzmessung) als Funktion des

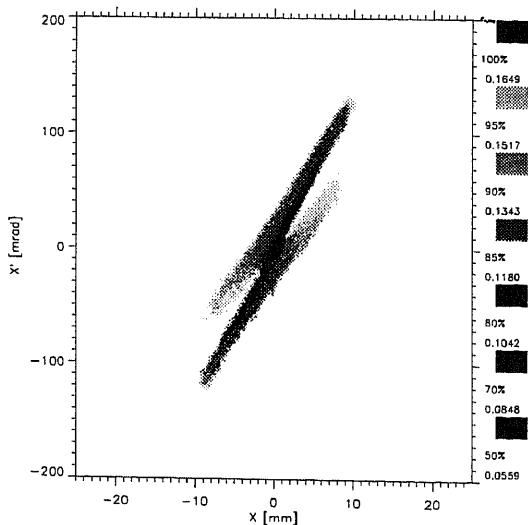


Abbildung 3-36 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 3.3 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $112.5 \cdot 10^{-4} T$.

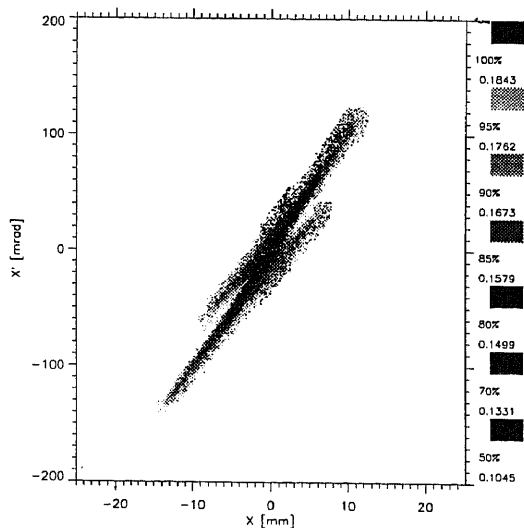


Abbildung 3-37 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 1.25 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $135 \cdot 10^{-4} T$.

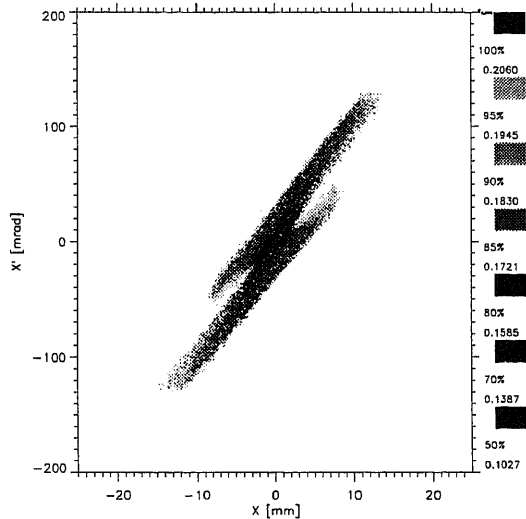


Abbildung 3-38 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 1.0 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $180 \cdot 10^{-4} T$.

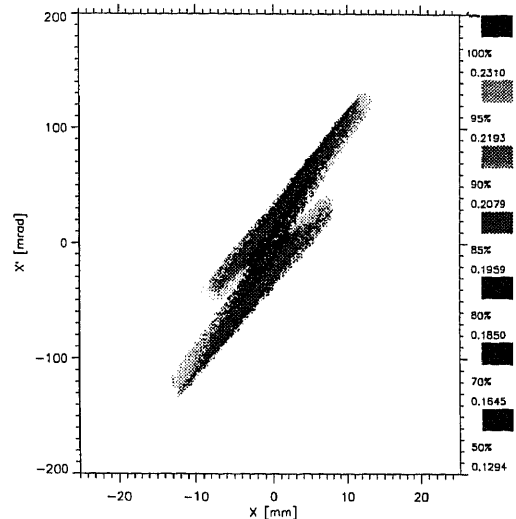


Abbildung 3-39 : Entsprechend 3-26 (gemessener Strom 0.87 mA) bei einem zentralen B_z -Feld von $225 \cdot 10^{-4} T$.

Magnetfeldes normiert auf den Tassenstrom bei Drift. Die Verluste bei geringem Feld sind auf die Dekompensationswirkung der Linse auf den Strahl bei gleichzeitig geringer Fokussierung zurückzuführen, die höhere Transmission danach auf die geringeren Verluste, verglichen mit der Drift infolge der Abbildungswirkung der Linse. In Abb. 3-42 ist die Entwicklung der Emittanz als Funktion des B_z -Feldes der GPL dargestellt. Die angegebenen Emittanzen (normiert, RMS, 100% und 80 %) sind auf die Emittanz bei Drift normiert. Das Emittanzwachstum beträgt im Fokus ca. 20%. Bei Überfokussierung steigt dieser Wert stark an. Abbildung 3-43 zeigt die

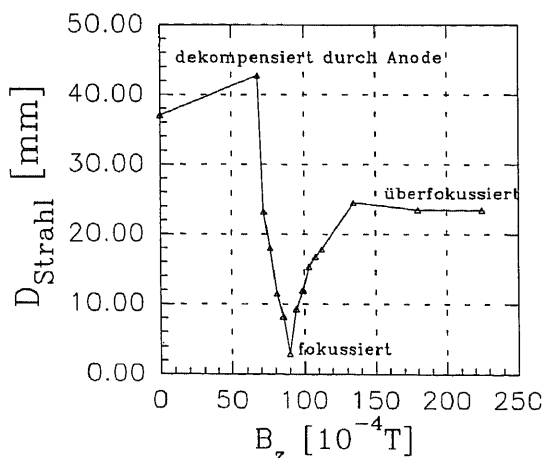


Abbildung 3-40 : Entwicklung des Strahldurchmessers hinter der GPL (gemessen mit der Emittanzmeßanlage) als Funktion des magnetischen Feldes.

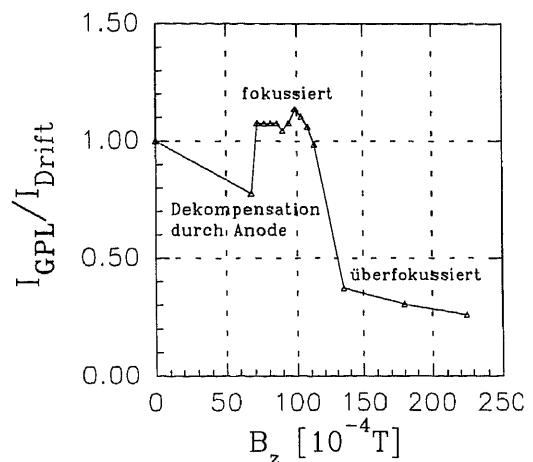


Abbildung 3-41 : Entwicklung des Strahlstromes in der Faradaytasse hinter der GPL als Funktion des Magnetfeldes normiert auf den Strahlstrom bei Drift.

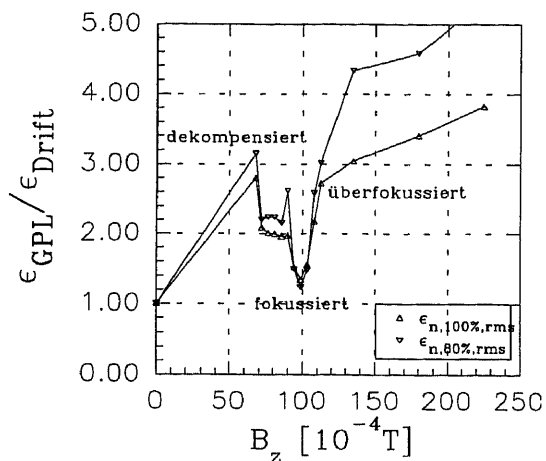


Abbildung 3-42 : Entwicklung der Strahlemitanz (normiert auf die Emittanz bei Drift) hinter der GPL als Funktion des Magnetfeldes in der GPL.

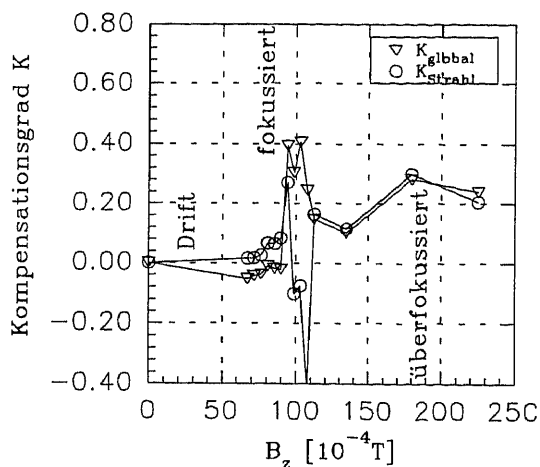


Abbildung 3-43 : Entwicklung des Kompensationsgrades (siehe Kapitel 3.2.3) vor der GPL als Funktion des magnetischen Feldes in der GPL.

Entwicklung des Kompensationsgrades als Funktion des Magnetfeldes. Für eine geringe magnetische Feldstärke beschränkt der radiale Plasmaeinschluß die lokal maximal erreichbare Dichte. Damit führen die radialen Elektronenverluste zu einer longitudinalen Dekompensation des Strahles. Bei Erhöhung des Magnetfeldes verringern sich diese Verluste und der Kompensationsgrad verbessert sich. Das Verhalten des Kompensationsgrades bei ca. $100 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ läßt sich nur schwer interpretieren. Der relativ hohe Kompensationsgrad für das Gesamtpotential läßt auf eine hohe Elektronendichte außerhalb des Ionenstrahles schließen, der rechnerisch negative Kompensationsgrad innerhalb des Strahles auf ein erhöhtes Strahlpotential verursacht durch Sekundärteilchen oder eine Redistribution der Strahlionen.

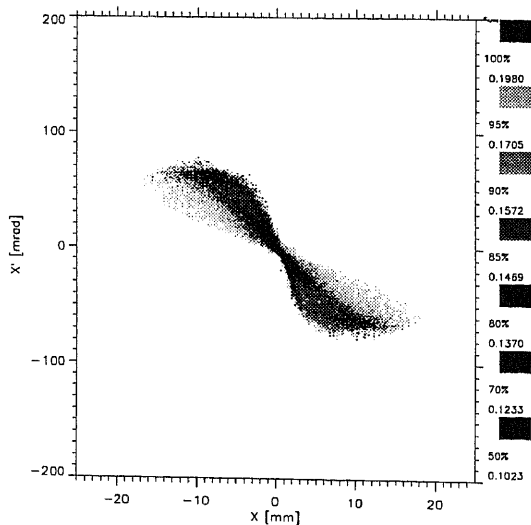


Abbildung 3-44 : Emittanz eines 10 keV He^+ -Strahles mit 3.4 mA (hinter der GPL) bei 1.5 kV Linsenspannung und einem B_z -Feld von $90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$.

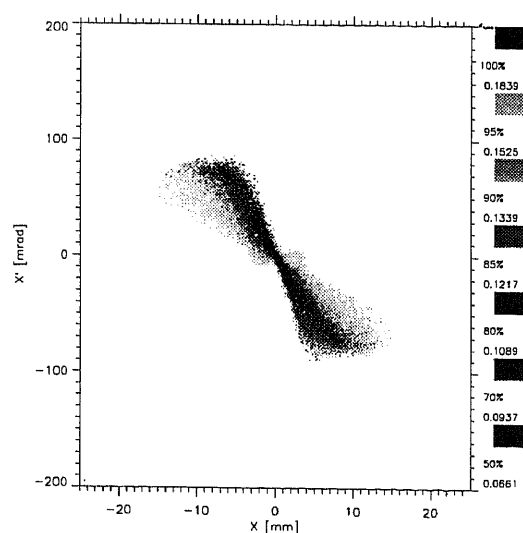


Abbildung 3-45 : Entsprechend 3-44 (gemessener Strom 3.4 mA) bei 2 kV Linsenspannung.

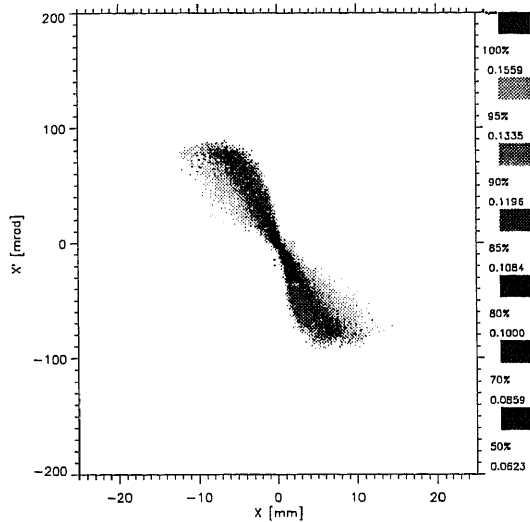


Abbildung 3-46 : Entsprechend 3-44 (gemessener Strom 3.6 mA) bei 2.5 kV Linsenspannung.

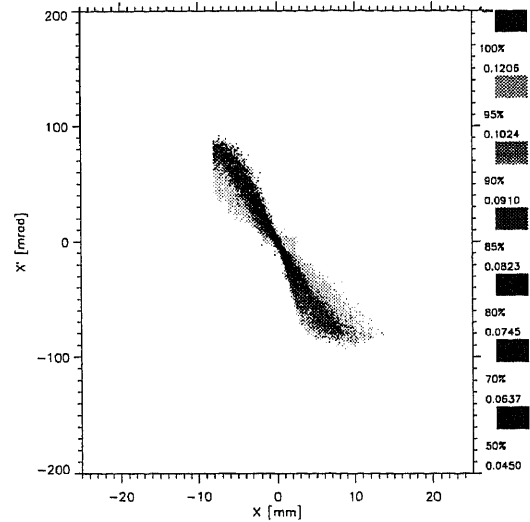


Abbildung 3-47 : Entsprechend 3-44 (gemessener Strom 3.5 mA) bei 3 kV Linsenspannung (durch einen Meßfehler wurde der linke Rand beschnitten).

3.3.1.3 Einfluß der Anodenspannung der GPL auf den Strahltransport

Betrachtet man die in den Abb. 3-44 bis 3-50 gezeigte Abhängigkeit der Phasenraumverteilung des Ionenstrahles bei fester Magnetfeldstärke $B_z=90 \cdot 10^{-4}$ T und veränderter Anodenspannung, so ergibt sich durch den Feldanstieg folgendes Verhalten: Durch Erhöhung der Anodenspannung vergrößert sich das Fokussiervermögen der Linse. Bedingt durch die größere Potentialtiefe in der Linse, verbessert sich das Einschlußvermögen für Elektronen in longitudinaler Richtung. Dies ist nur solange möglich, bis die zunehmenden radialen Verluste in der Linse die

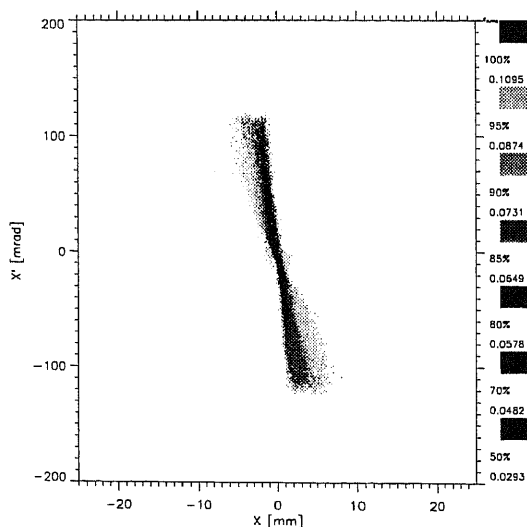


Abbildung 3-48 : Entsprechend 3-44 (gemessener Strom 3.5 mA) bei 3.5 kV Linsenspannung.

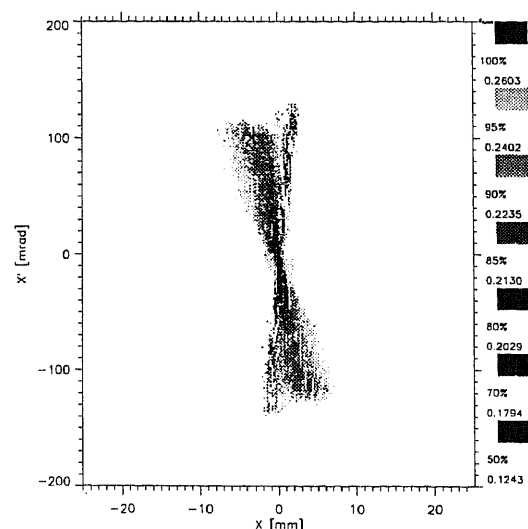


Abbildung 3-49 : Entsprechend 3-44 (gemessener Strom 3.5 mA) bei 4 kV Linsenspannung. (Fragmentation durch Instabilitäten).

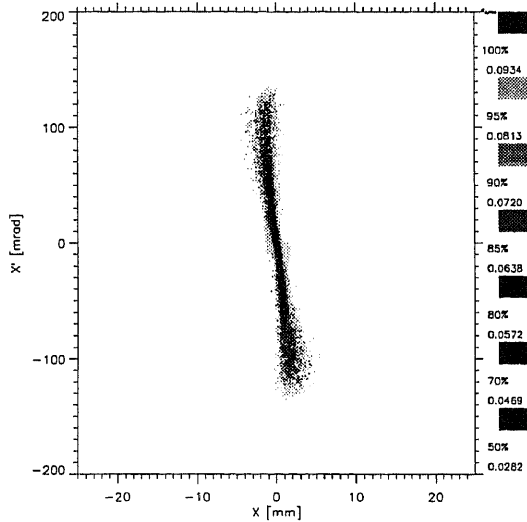


Abbildung 3-50 : Entsprechend 3-44 (gemessener Strom 3.5 mA) bei 4.5 kV Linsenspannung.

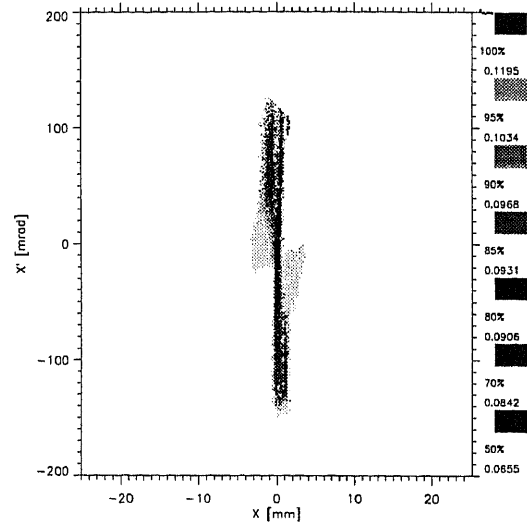


Abbildung 3-51 : Entsprechend 3-44 (gemessener Strom 3.5 mA) bei 5 kV Linsenspannung.

Gesamtverluste zu dominieren beginnen (ab ca. 3.5 kV). Dann ist die maximale Elektronendichte erreicht. Die Fokussierwirkung der Linse bleibt im wesentlichen konstant. Dabei können Umverteilungen im Plasma durch eine geänderte longitudinale Potentialverteilung noch zu einer geringfügigen Verkürzung der Brennweite führen. Parallel zum Anstieg der Plasmadichte in der Linse mit dem elektrischen Potential der Anode tritt auch eine Verbesserung der Linsenleistung hinsichtlich des Emittanzwachstums auf. Die Entwicklung des Strahlradius (Abb. 3-52) als Funktion der Anodenspannung zeigt erwartungsgemäß eine lineare Reduktion bis 3.5 kV und die anschließende Stagnation bei maximaler radialer Linsenfüllung. Bei dieser Betrachtung wurden die Fluktuationen vernachlässigt. Die Entwicklung des Stromes an Strahlionen in die Faradaytasse als Funktion des Anodenpotentials (Abb. 3-53) zeigt keine wesentliche Änderung, der Ionenstrahl wird vollständig in die Faradaytasse abgebildet. Die Transmission liegt über

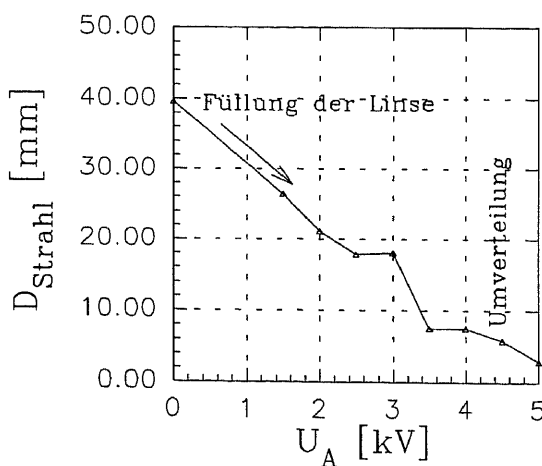


Abbildung 3-52 : Entwicklung des Strahldurchmessers am Ort der Emittanzmessung als Funktion der Anodenspannung.

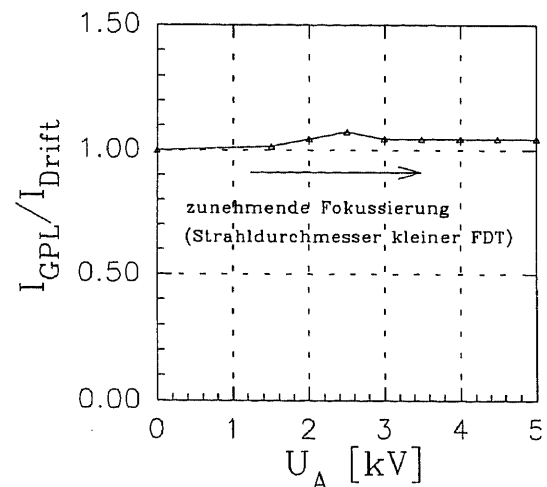


Abbildung 3-53 : Entwicklung des gemessenen Strahlstromes als Funktion der Anodenspannung normiert auf den Strahlstrom bei Drift.

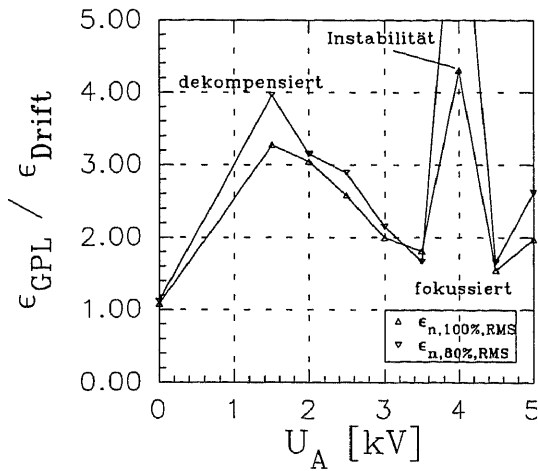


Abbildung 3-54 : Entwicklung der Emittanz des Strahles hinter der GPL als Funktion der Anodenspannung normiert auf die Emittanz bei Drift.

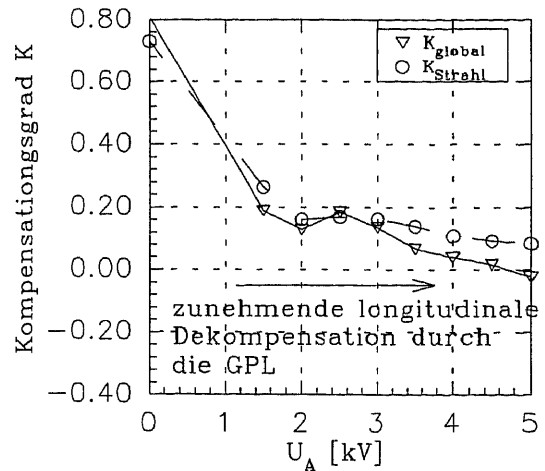


Abbildung 3-55 : Entwicklung des Kompensationsgrades als Funktion der Anodenspannung der GPL.

100% verglichen mit der Drift. Dies hat seine Ursache in geringeren Teilchenverlusten im Strahlhalo. Abbildung 3-54 zeigt die Entwicklung der Emittanz als Funktion der Linsenspannung bei festem Magnetfeld. Die Emittanzen sind auf die Emittanz des Strahles bei Drift normiert. Das Emittanzwachstum fällt von über 200 % bei 1,5 kV auf ca. 50 % bei 5 kV monoton ab. Hierbei wurde die Auswirkung der Strahlinstabilitäten bei 4 kV aufgrund der Störung des Strahles durch die Messung vernachlässigt. Abbildung 3-55 zeigt die Entwicklung des Kompensationsgrades als Funktion der Anodenspannung. Der Kompensationsgrad (im Strahl) fällt von ca. 70 % (Drift) über 30 % (1,5 kV) auf 10 % bei 5 kV. Durch die, wegen des zunehmenden elektrischen Feldes, ansteigenden radialen Verluste in der GPL wird der Strahl longitudinal dekompensiert.

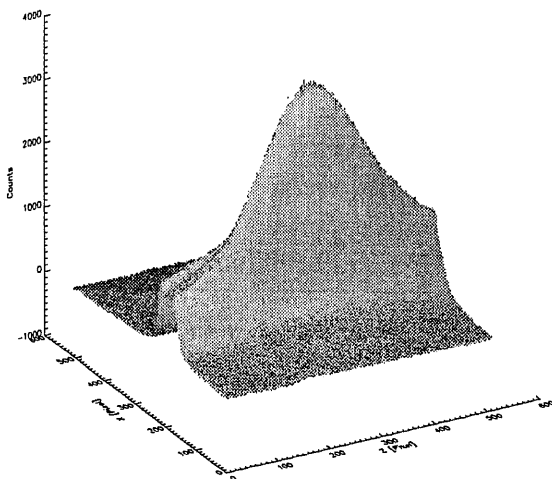


Abbildung 3-56 : Entwicklung des (gemessenen) Restgasleuchtens entlang z , für $U_A=5$ kV und $B_z=92 \cdot 10^{-4}$ T.

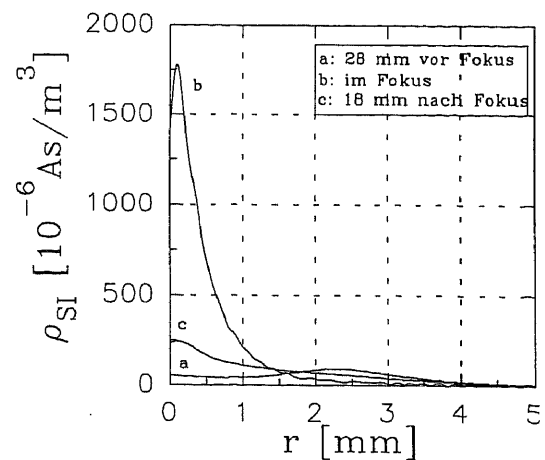


Abbildung 3-57 : Entwicklung des radialen Strahlionendichteprofils (aus 3-56) entlang z .

Da sich der Strahlradius im Fokus wegen der Strahlfluktuationen, die sich durch die von der Emittanzmessung zusätzlich erzeugten Sekundärelektronen ergeben, nicht sicher ermitteln ließ, wurde in einer zusätzlichen Meßreihe der Verlauf der Strahlenveloppe am Ort der Emittanzmessung optisch bestimmt. Hierbei wurden erwartungsgemäß Fluktuationen nicht mehr festgestellt. Betrachtet man optisch den Verlauf der Projektion des Restgasleuchtens entlang z (Abb. 3-56), so lassen sich neben der radialen Strahlausdehnung auch Aussagen über die Strahldivergenz und, im eingeschränkten Umfang, auch über die ungestörte Emittanz machen. Abbildung 3-57 zeigt die Entwicklung des Dichteprofiles $\rho(r)$ an den Orten $z=0$ mm, $z=28$ mm und $z=46$ mm. Der minimale Strahlradius beträgt etwa 1.1 mm (Fußbreite bei 10% der Maximalintensität) und ist damit bedingt durch die fehlenden Fluktuationen 33 % kleiner als bei der Emittanzmessung. Der aus den Fußbreiten des radialen Dichteprofiles gewonnene Enveloppenwinkel beträgt etwa 150 mrad und ist in guter Übereinstimmung mit der Emittanzmessung.

Da für einen Einschub in einen RFQ ein Strahlradius von ca. 1 mm bei einem Konvergenzwinkel von 60 mrad gefordert wird, werden diese Kriterien sogar bei dekompenzierten Transport übererfüllt. Somit ist es möglich den Strahlstrom (bzw. die Strahlenergie) gegenüber dem verwendeten Meßaufbau noch erheblich zu erhöhen. Sollen die Strahlparameter unverändert bleiben, müßte die Fokussierstärke der Linse für einen Einschub abgesenkt werden.

3.3.1.4 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Neben den vorgestellten Messungen wurden entsprechende Meßreihen für den gesamten Parametersatz der äußeren Felder (B_z von $67.5 \cdot 10^{-4}$ T bis $225 \cdot 10^{-4}$ T sowie U_A von 1.5 bis 5 kV) aufgenommen. Es zeigte sich ein den vorgestellten Meßreihen entsprechendes Verhalten. Bei wachsendem Magnetfeld und konstanter Anodenspannung steigt die Fokussierkraft der Linse der Theorie entsprechend überlinear an, um bei maximaler longitudinaler Linsenfüllung in eine Sättigung überzugehen. Entsprechend steigt bei konstantem magnetischen Feld in der Linse für eine höhere Anodenspannung die Fokussierung annähernd linear mit der Anodenspannung. Der Kompensationsgrad des Strahles ist abhängig von den gewählten Linsenparametern. Er steigt bei zunehmendem Magnetfeld an und fällt bei steigender Anodenspannung (der höchste erreichbare Kompensationsgrad betrug bei 1.5 kV und $225 \cdot 10^{-4}$ T ca. 50 %). Dies steht im Einklang mit dem theoretisch zu erwartenden Verhalten der longitudinalen und radialen Verlustkanäle. Es zeigt sich jedoch bei der Analyse der Messungen, daß in Anbetracht der hohen Fokussierkraft der Linse sowie der guten Linearität der radialen Felder ein kompensierter Transport auch bei hohen Perveanzen nicht zwingend erforderlich ist. Das Emittanzwachstum ist für hohe Anodenspannungen und damit für dekompenzierten Transport geringer. Das mit diesem Parametersatz erreichte Emittanzwachstum von ca. 20 % ist für eine Transportstrecke vertretbar. Diese Betriebsart hat auch den Vorteil, daß die sonst zwingende Dekompensation vor einen RFQ und das damit verbundene Emittanzwachstum entfällt. Dieses Emittanzwachstum durch Redistribution der Strahlionen ist abhängig von der Driftlänge und den Strahlparametern und beträgt im zugrunde liegenden Fall etwa 10-20 %. Auf weitere mögliche Quellen für das beobachtete Emittanzwachstum wird im Kapitel 6 näher eingegangen.

3.4 Aufbau zur Messung der Transporteigenschaften der Solenoide mit GPL-Einsätzen

Abbildung 3-58 zeigt schematisch den Aufbau zur Messung der Transporteigenschaften der Solenoideinsätze. Er entspricht dem vorangegangenen Aufbau bis auf die fehlende Gabor Plasma-Linse. Die Gesamtlänge des Aufbaus beträgt etwa 2.2 m. Der experimentelle Aufbau entspricht in der Konzeption einer möglichen realen LEBT-Sektion. Das Linsensystem ist jedoch hinsichtlich des Strahltransportes nicht optimiert. Der Aufbau soll eine Möglichkeit zeigen, die Abhängigkeit der Brennweite von der Ionenmasse bei Verwendung von Solenoiden zu umgehen. Die im Versuch verwendeten Solenoide erlauben bei 10 keV Strahlenergie einen sinnvollen Einsatz als LEBT nur bis zur Masse von Sauerstoff. Bei höheren Massen kommen infolge technischer Gegebenheiten (die bei vertretbarem finanziellem Aufwand maximal erreichbare Feldstärke) meist Quadrupole (elektrost. und magnetisch) zum Einsatz. Der hier vorgestellte Aufbau stellt eine Alternative dar. Durch die zusätzliche starke Fokussierung der Raumladung der Elektronen in der GPL reduziert sich die Massenabhängigkeit. Die bei diesem Vorgehen entstehende Abhängigkeit der Brennweite von der Strahlenergie ist, wegen der gegenüber konventionellen elektrostatischen Linsensystemen geringeren Anodenspannungen, bis zu mittleren Energien der Ionen technisch leicht beherrschbar. Die Messungen wurden mit und ohne der Wirkung der Raumladung der eingeschlossenen Elektronen vorgenommen, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Das Arbeitsgas war in diesem Fall Argon. Der aus der Quelle extrahierbare Strahlstrom betrug 1.6 mA. Im Gegensatz zu den Messungen mit Helium war jedoch kein dauerhaft stabiler Quellenbetrieb möglich. Deshalb sollten die Ergebnisse auch ausschließlich hinsichtlich eines "proof of principle"-Experiments interpretiert werden.

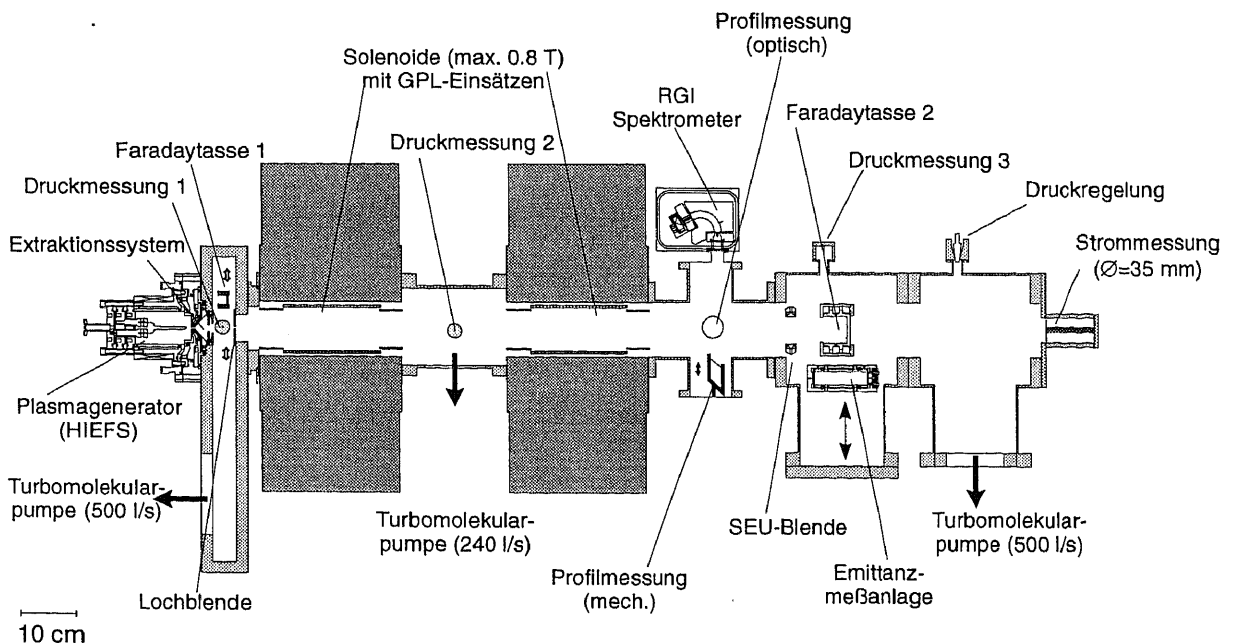


Abbildung 3-58 : Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung der Transporteigenschaften der Solenoideinsätze, die analog zu einer Gabor Plasma-Linse funktionieren.

3.4.1 Ergebnisse der Messungen an einem Argon-Strahl

Die Ergebnisse der Messungen gliedern sich in zwei Abschnitte. Im ersten Unterkapitel wurden beide Solenoideinsätze in der ursprünglich konzeptionierten Betriebsart betrieben. Wegen auftretender Schwierigkeiten war es notwendig die Messungen in einem zweiten Abschnitt unter geänderten Bedingungen fortzuführen.

3.4.1.1 Messungen mit zwei Solenoideinsätzen

Wie in den vorangegangenen Messungen an der GPL wurde zuerst eine Messung am driftenden Ionenstrahl vorgenommen (Abb. 3-59). Von 1.6 mA Argon im ersten Diagnosetank erreichten nur $140 \mu\text{A}$ (Transmission 8.7 %) die Faradaytasse im hinteren Diagnosetank auf Höhe der Emittanzmeßanlage. Hierbei ist etwa die Hälfte der Verluste auf die Lochblende am Eingang des ersten Solenoiden zurückzuführen. Aufgrund der geänderten Quelleneinstellungen bei Argon betrug der Strahldurchmesser an der Lochblende ca. 15 mm. Die restlichen Verluste sind auf die Strahlaufweitung bei einer Drift über 1.1 m zurückzuführen. Die Winkelverteilung ist dabei durch die Startbedingungen des Ionenstrahles (vor der Lochblende) bestimmt. Abbildung 3-60 zeigt die Phasenraumverteilung für den Fall einer maximalen Fokussierung mit den Solenoidfeldern. Dabei waren die maximalen Felder (0.6 T und 0.8 T) durch den von den Versorgungsnetzteilen lieferbaren Strom gegeben. Entsprechend den Erwartungen aus numerischen Simulationen (Abb. 3-5) kann ein 10 keV Ar^+ -Strahl mit dieser magnetischen LEBT unter raumladungskompensierten Bedingungen nicht mehr in einer für den RFQ-Einschuß geeigneten Weise fokussiert werden. Der Strahlstrom betrug $700 \mu\text{A}$ (Transmission 44 %), wobei die Verluste an der Lochblende dominieren. Die Emittanz von $\epsilon_{n,100\%,\text{RMS}} = 0.0234 \pi\text{mm}^2\text{mrad}$ soll für die weiteren Messungen als Vergleichswert dienen. Die Aberrationen des Hauptbestandteils der Emittanzfigur sind auf eine ungleichmäßige Verteilung der Kompensationselektronen in den Solenoiden zurückzuführen.

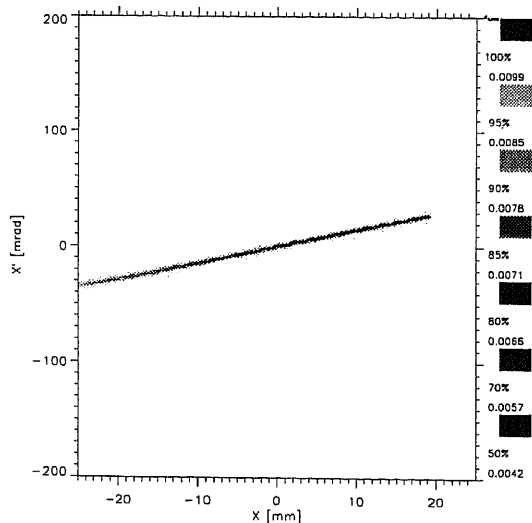


Abbildung 3-59 : Emittanz hinter den Solenoiden bei Drift (Ar^+ , 10 keV). Der Strom am Ort der Emittanzmessung betrug $140 \mu\text{A}$ (Strahldurchmesser übersteigt Meßbereich).

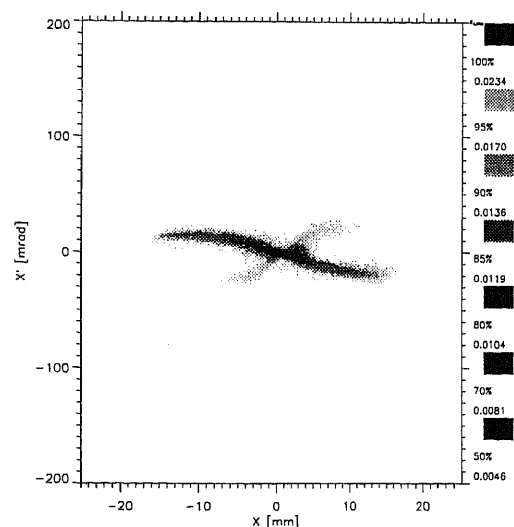


Abbildung 3-60 : Emittanz eines 10 keV Argonstrahles hinter den Solenoiden bei maximaler Feldstärke (0.6 und 0.8 T). Der Strom betrug $700 \mu\text{A}$.

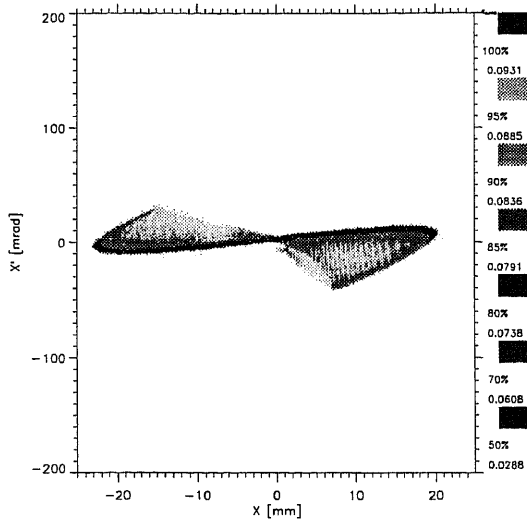


Abbildung 3-61 : Emittanz eines 10 keV Argonstrahles hinter den Solenoiden (je $B_z=0$, $U_A=5$ kV). Der Strahlstrom betrug $90 \mu\text{A}$.

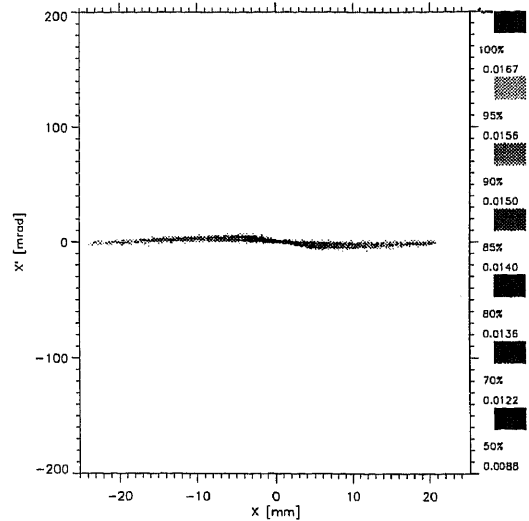


Abbildung 3-62 : Emittanz entsprechend 3-59 (je $B_z 40 \cdot 10^{-4}$ T, U_A 2 kV). Der Strahlstrom betrug $87 \mu\text{A}$.

Abbildung 3-61 zeigt die Emittanz bei Beaufschlagung der Anoden in den Solenoiden mit je 4 kV und ohne magnetisches Feld (d.h. bei dekompenzierter Drift, die Wirkung der Remanenz ist dabei zu vernachlässigen). Der am Ort der Emittanzmessung gemessene Strahlstrom betrug dabei $90 \mu\text{A}$. Die zusätzlichen Verluste sind auf die Raumladungswirkung zurückzuführen. Interessanterweise ist jedoch im Gegensatz zu den Messungen mit der GPL eine Wirkung der elektrischen Felder auf die Emittanzfigur zu beobachten. Es findet eine Fokussierung mit erheblichen Aberrationen statt. Die Messung zeigt die typische Emittanzfigur eines Strahles mit

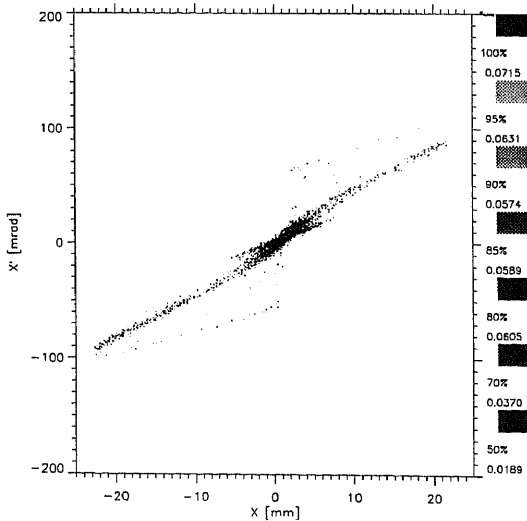


Abbildung 3-63 : Emittanz entsprechend 3-61 (je $B_z 120 \cdot 10^{-4}$ T, U_A 2 kV). Der Strahlstrom betrug $420 \mu\text{A}$.

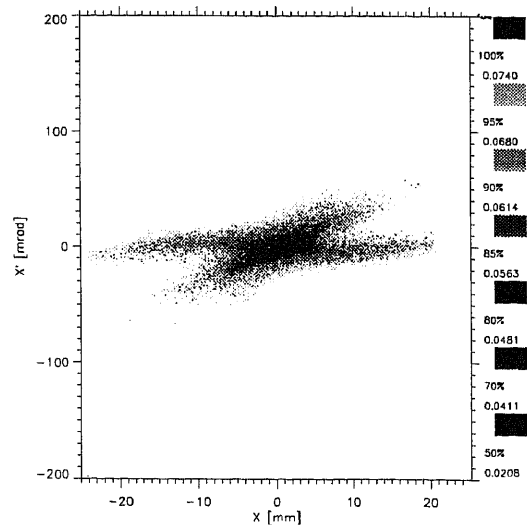


Abbildung 3-64 : Emittanz entsprechend 3-59 ($B_{z1} 480 \cdot 10^{-4}$ T, $B_{z2} 600 \cdot 10^{-4}$ T, U_A je 2 kV). Der Strahlstrom betrug $600 \mu\text{A}$.

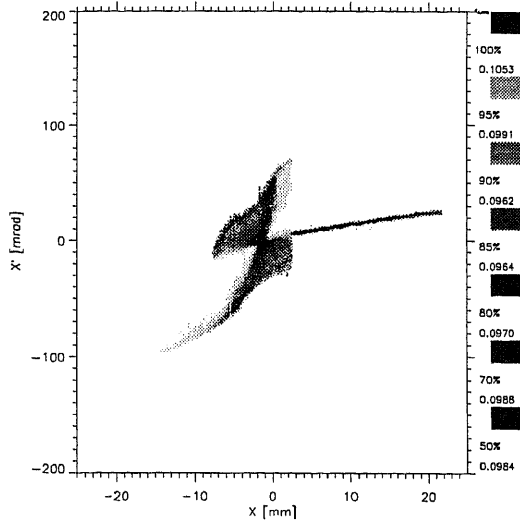


Abbildung 3-65 : Emittanz entsprechend 3-59 (je $B_z 80 \cdot 10^{-4}$ T, $U_A 4$ kV). Der Strahlstrom betrug $175 \mu\text{A}$ (siehe Text).

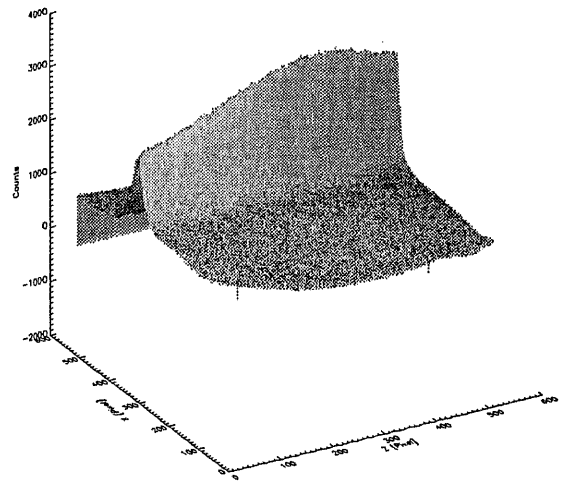


Abbildung 3-66 : Entwicklung des Restgasleuchtens als Funktion des Ortes z (je $U_A 4$ kV, $B_z 60 \cdot 10^{-4}$ T).

Aberrationen aufgrund von Randfeldfehlern. Die Emittanz beträgt $\epsilon_{n,100\%,\text{rms}} = 0.0931 \pi \text{mmmrad}$, wobei in diesem Fall vor allem die Teilchenverluste das Emittanzwachstum einschränken. Abbildung 3-62 zeigt eine Emittanzmessung, bei der der Strahl mit Hilfe des GPL-Effektes transportiert wurde. Auch in diesem Fall ist der Strahlstrom mit $87 \mu\text{A}$ sehr gering, jedoch fällt das Emittanzwachstum mit $\epsilon_{n,100\%,\text{rms}} = 0.0167 \pi \text{mmmrad}$ wesentlich geringer aus als bei rein elektrostatischer Fokussierung. Abbildung 3-63 zeigt eine Messung bei deutlich überfokussiertem Strahl. Der Strahlstrom betrug $420 \mu\text{A}$. Das Emittanzwachstum ist mit einem

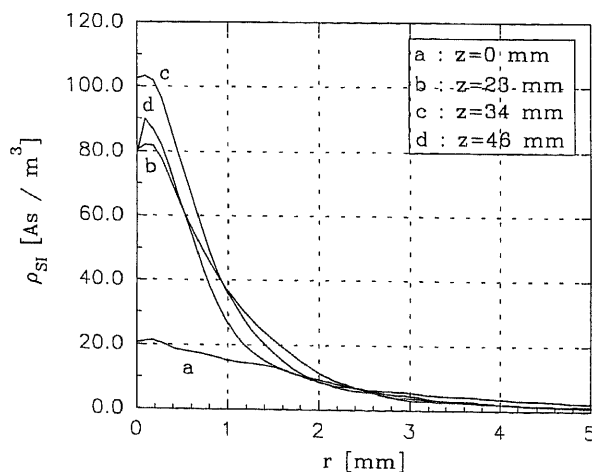


Abbildung 3-67 : Entwicklung des radialen Strahlionendichteprofils an 4 Orten entlang z . Der Strahl durchläuft einen Fokus.

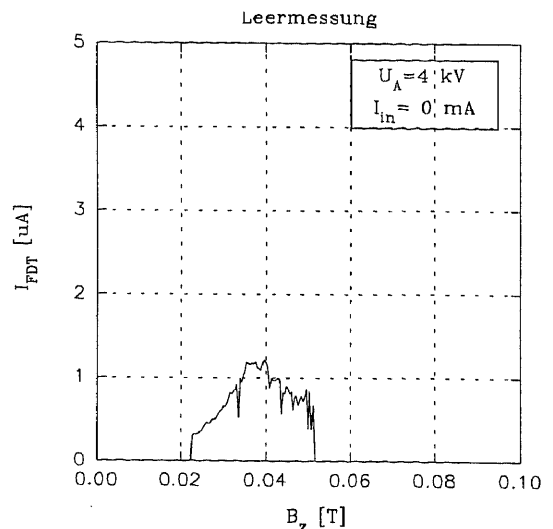


Abbildung 3-68 : Strom in die Faradayeasse als Funktion des Magnetfeldes im ersten Solenoiden bei $U_A 5$ kV und ausgeschalteter Ionenquelle.

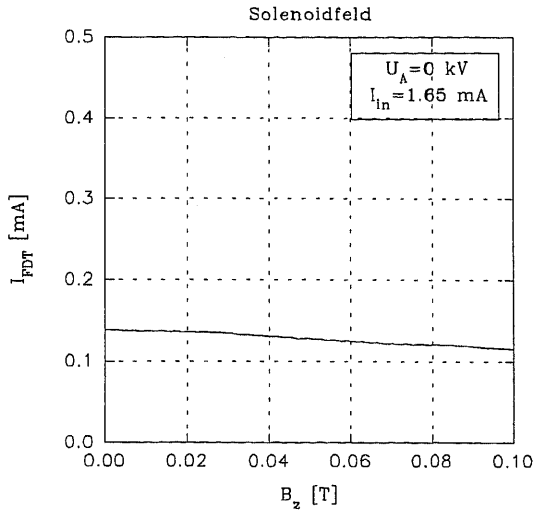


Abbildung 3-69 : Strom in die Faradaytasse als Funktion des Magnetfeldes im ersten Solenoiden.

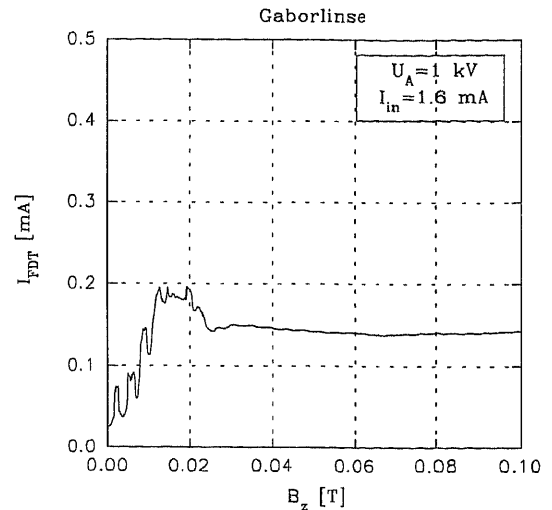


Abbildung 3-70 : Strom in die Faradaytasse als Funktion des Magnetfeldes im ersten Solenoiden bei U_A 1 kV.

Faktor 3-4 erheblich. Die Messungen an der GPL zeigten jedoch, daß bei Überfokussierung immer ein erhebliches Emittanzwachstum auftritt. Weitere Messungen zeigten, daß infolge der mit 0.4 m langen Driftstrecke hinter dem zweiten Solenoiden bis zur Emittanzmeßanlage ein befriedigender dekompenzierter Transport nicht möglich ist. Zusätzlich führten die durch die Solenoide gegebenen longitudinalen Abmessungen, die mit ca. 0.25 m Länge deutlich zu lang für eine GPL sind, zusammen mit der schlechten Einstellbarkeit der verwendeten Solenoidnetzteile (erster Fokus bei 5%o des Nennstroms) dazu, daß eine optimale Einstellung der LEBT für diesen Strahl nicht möglich war. Eine Erhöhung der Strahlenergie war, bedingt durch die Quelle nicht möglich. Abbildung 3-64 zeigt die Emittanz des Strahles bei Feldstärken, die eine mehrfache Überfokussierung des Strahles in den Linsen bewirken (2 kV Anodenspannung, $480 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und $600 \cdot 10^{-4} \text{ T}$). Dadurch wirken die Linsen wie Transportkanäle mit konstanter Fokussierung. Das Emittanzwachstum ist nicht wesentlich größer als bei einfacher Überfokussierung. Der Strahlstrom betrug $600 \mu\text{A}$. Abbildung 3-65 zeigt die Emittanz für 4 kV Anodenspannung und $80 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ Magnetfeld in beiden Linsen. Aufgrund der hohen Sputterrate bei Argonbetrieb setzte sich Kohlenstoff auf die Isolatoren zwischen Anode und Erdelektroden. Dieser Kohlenstoff stammt von der Tankbeschichtung zur Unterdrückung optischer Reflexionen aus dem Diagnosetank zur optischen Strahldiagnose. Dies führte während der Messung zu einem Kurzschluß in der Linse und damit zu deren Ausfall (rechter Bereich der Emittanzfigur). Die Abbildungen 3-66 und 3-67 zeigen die Entwicklung des Strahlradius entlang z. Die vorgestellte Messung wurde mit Hilfe der optischen Strahldiagnose zwischen zweitem Solenoid und Emittanzmeßanlage gewonnen. Deutlich ist der Fokus ($r=1.8 \text{ mm}$) ca. 200 mm hinter dem zweiten Solenoiden zu erkennen. Der Divergenzwinkel beträgt dabei ca. 140 mrad.

3.4.1.2 Messungen mit einem Solenoideinsatz

Zur Verifikation der Vermutung, daß es zu einer mehrfachen Fokussierung durch die Solenoideinsätze kommt, wurde mit dem verbleibenden Solenoideinsatz für verschiedene Anodenspannungen der Strom in die Faradaytasse als Funktion des Magnetfeldes gemessen. Dabei wurde das Solenoidnetzteil computergesteuert. Dieses Vorgehen erlaubt eine höhere

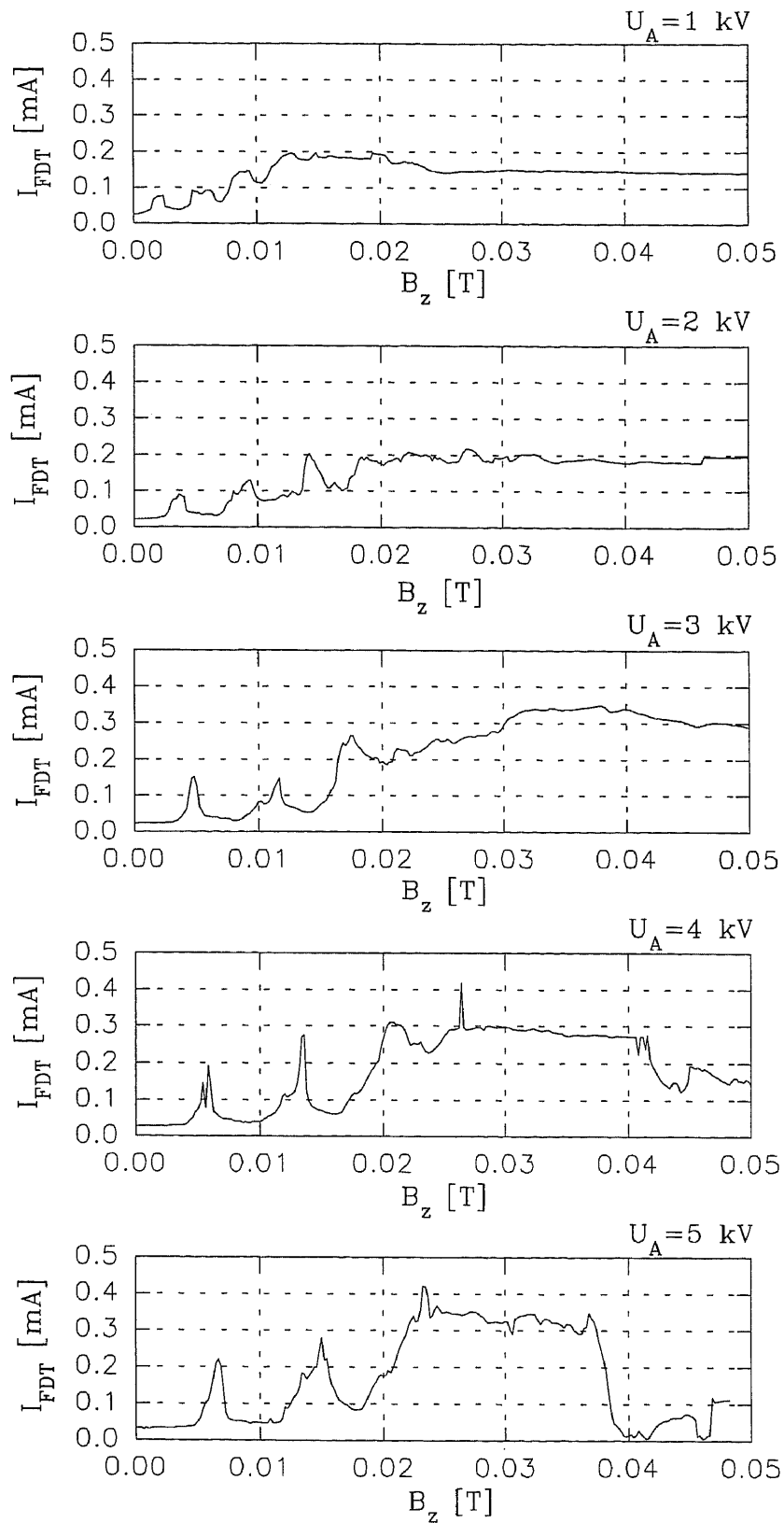


Abbildung 3-71 : Strom in die Faradaytasse als Funktion des Magnetfeldes im ersten Solenoiden, für U_A 1-5 kV.

Auflösung (Schrittweite $2 \cdot 10^{-4}$ T) der Messung. In Abb. 3-68 ist eine Messung mit ausgeschalteter Quelle gezeigt. Sie diente dazu, den Einfluß der in einer GPL durch Restgasionisation entstehenden Ionen (siehe auch Kapitel 4) abzuschätzen. Der so erzeugte Restgasionenstrom ist ca. $1 \mu\text{A}$ und damit im Vergleich zu den gemessenen Strahlströmen vernachlässigbar. Abbildung 3-69 zeigt den Einfluß des magnetischen Feldes auf den Transport. Wie zu erwarten, ist das Magnetfeld in dieser Messung zu gering, als daß es eine Fokussierung des Strahles bewerkstelligen könnte. Die leichte Abnahme der Transmission (von ca. $140 \mu\text{A}$ auf ca. $110 \mu\text{A}$) ist wahrscheinlich auf geänderte Kompensationsbedingungen zurückzuführen (siehe auch Messungen des Kompensationsgrades in diesem Kapitel). Abbildung 3-70 zeigt den Strom an Strahlionen in die Faradaytasse als Funktion des Magnetfeldes bei einer Anodenspannung von 1 kV. Durch die erhöhte Raumladungswirkung infolge der Dekompensation durch den GPL-Einsatz ist bei geringem Feld der Strahlstrom geringer ($35 \mu\text{A}$). Er steigt jedoch mehrere Maxima durchlaufend auf einen Wert größer als bei der kompensierten Drift an ($150 \mu\text{A}$). Abbildung 3-71 zeigt den Verlauf des gemessenen Strahlstromes bei verschiedenen Anodenspannungen. Mit zunehmender Anodenspannung ist eine immer deutlichere Ausprägung der Strahlstrommaxima erkennbar bei gleichzeitig steigender Transmission. Es konnte eine Verbesserung der Transmission um einem Faktor 3 beobachtet werden. Dies kann auch durch kompensierten Transport bei maximaler Feldstärke im ersten Solenoiden (0.6 T) nicht erreicht werden. Die Maxima verschieben sich dabei zu höheren Feldstärken. Dies ist vermutlich auf eine Dekompensation des Strahles in den Driftstrecken und damit geänderten Einschubbedingungen zurückzuführen.

3.4.1.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

In den vorgestellten Messungen wurde gezeigt, daß sich mit relativ geringem Aufwand aus einer bestehenden magnetischen LEBT mit Solenoiden eine LEBT mit GPL aufbauen läßt, die den Ausbau des Einsatzbereichs der LEBT zu hohen Ionenmassen erlaubt. Bedingt durch die vorgegebenen Geometrie konnte zwar nur die prinzipielle Funktion gezeigt werden, jedoch lassen die bisherigen Messungen durchaus den Schluß zu, daß ein Einsatz auch bei höchsten Massen (z. B. für den Einsatz in einer LEBT-Strecke bei dem ICF-Projekt; hierbei sind Strahlen aus Wismutionen vorgesehen) und mittleren Energien bei dann sehr kompakten Abmessungen möglich ist. Eine abschließende Beurteilung der Aberration ist im Moment noch nicht möglich. Jedoch lassen die bisherigen Ergebnisse eine mindestens gleichwertige Abbildungsleistung verglichen mit Solenoiden und elektrostatischen Einzellinsen bei Erhaltung der Zylindersymmetrie erwarten.

4 Messungen zur Restgasionenerzeugung in der GPL

Durch inelastische Stöße zwischen Restgasatomen und den in der Gabor Plasma-Linse eingeschlossenen Elektronen und gegebenenfalls durch die Strahlionen entstehen Restgasionen, die durch das elektrische Feld der Linse nach außen beschleunigt werden. Dieser Vorgang ist schematisch in Abb. 4-1 dargestellt. Drei verschiedene Aspekte sind dabei von besonderem Interesse.

Zum einen sind die Restgasionen als Testteilchen zu betrachten. Durch Messung ihrer Energieverteilung [Pozimski 90] und Winkelverteilung außerhalb der GPL sind Informationen über die Potentialverteilung und damit die Verteilung der Elektronen in der GPL zu gewinnen. Hierbei ist allerdings zu bemerken, daß in Anbetracht der komplizierten Vorgänge bei der Erzeugung und "Extraktion" der Restgasionen eine detaillierte Analyse im Moment nicht möglich ist. Allgemeine Schlüsse, wie zum Beispiel auf das maximale Achspotential in der Linse, sind jedoch zulässig.

Zum zweiten ist zu beachten, daß für relativ hohe Restgasdrücke ($> 1 \cdot 10^{-4}$ hPa) die emittierten Restgasionen insgesamt einen beachtlichen Strom aus der Linse transportieren (bis zu 1 mA), der dann bei einer Emittanzmessung zu einer scheinbaren Emittanzvergrößerung des

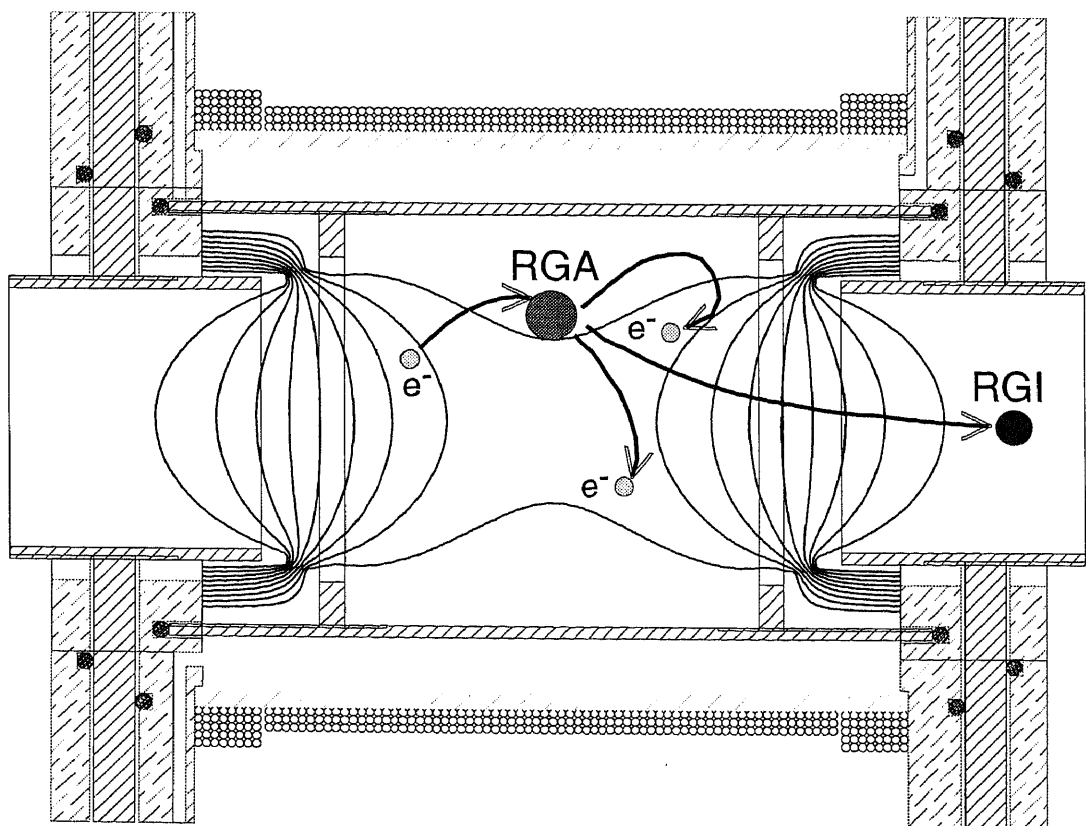


Abbildung 4-1 : Schematische Darstellung der Restgasionenerzeugung in der GPL. Eingeschlossene Elektronen stoßen inelastisch mit Restgasatomen. Es entstehen Elektronen, die i. a. ebenfalls eingeschlossen werden und Restgasionen, die aus der GPL "extrahiert" werden.

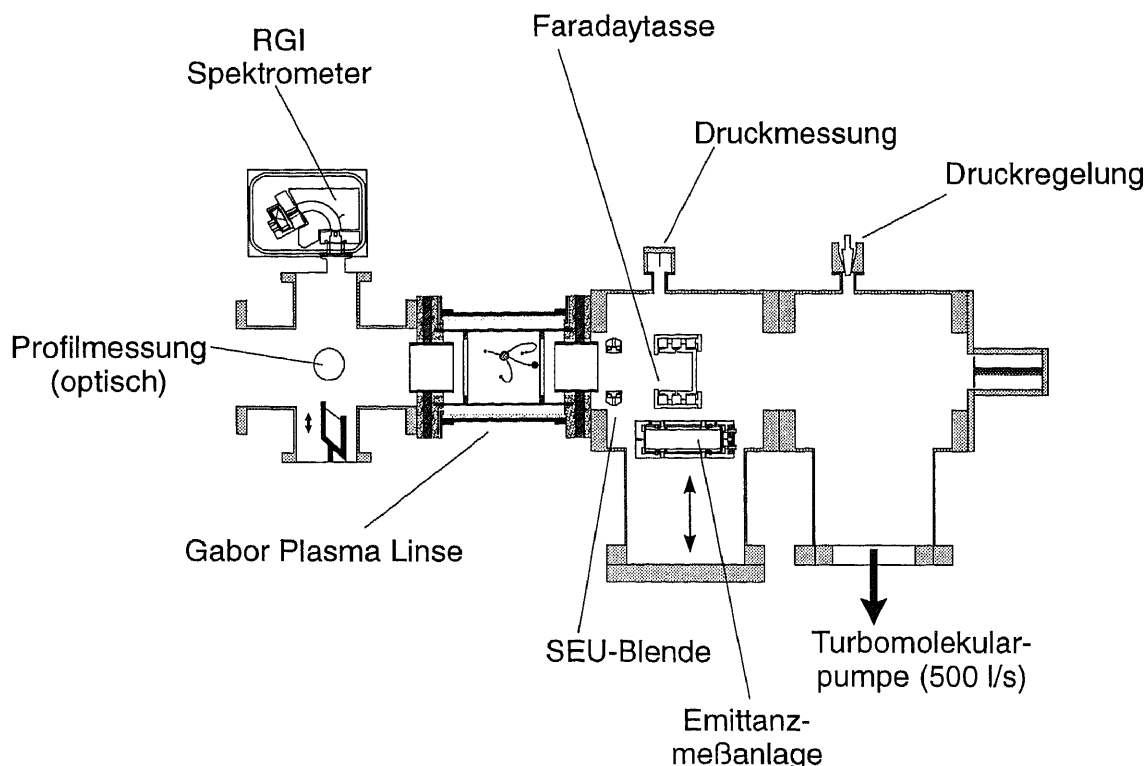


Abbildung 4-2 : Versuchsaufbau zur Messung des Restgasionenstromes aus der GPL sowie der transversalen Emittanz (Ausschnitt aus Abb. 3 - 22).

Ionenstrahlen führen kann und die Transmission durch die Linse scheinbar Werte größer 100 % erreichen läßt. Einer Abschätzung des Einflusses dieser Sekundärionen auf die Messung der Emittanz der Strahlionen galt das besondere Interesse bei der Bestimmung der transversalen Phasenraumverteilung sowie des gesamten Restgasionenstromes durch den in Abb. 4-2 gezeigten Versuchsaufbau. Dabei wurde die bestehende Anordnung verwendet, um den Ionenstrom aus der GPL in die Faradaytasse und die zugehörige Phasenraumverteilung der Restgasionen zu messen. Der Aufbau erlaubt eine optische Profilmessung des erzeugten Restgasionenstrahles sowie die Bestimmung der Energieverteilung von (tertiären) Restgasionen. Eine Auswertung der Restgasionenenergiespektren erwies sich als äußerst schwierig, weshalb die Ergebnisse einer späteren Publikation vorbehalten bleiben.

Neben diesen, für die Interpretation der vorangehenden Messungen wichtigen Aspekten, stellt sich drittens die Frage, ob die GPL nicht auch als eine Ionenquelle Verwendung finden könnte. Immerhin können bei geringem technischem Aufwand mit hoher Effizienz Strahlionen erzeugt werden. Dabei ist bei einer Anodenspannung von 6.5 kV und einem Gasentladungsstrom von 3.7 mA ist ein "extrahierter" Strom von ca. 0.6 mA ($\eta=16\%$) möglich. Einer Leistung von ca. 4 W im "Strahl" steht eine notwendige Bruttoleistung von 190 W ($\eta=2\%$) gegenüber. Dies könnte insbesondere für z. B. Gase wie Sauerstoff von Interesse sein, bei denen der Einsatz von Ionenquellen mit Glühkathode wegen deren geringer Lebensdauer in diesem Arbeitsgas nicht ohne weiteres möglich ist. Um diesen Aspekt weiter zu verfolgen, wurden auch Messungen bei Restgasdrücken weit oberhalb des normalen Betriebsdruckes in der LEBT sowie mit verschiedenen Restgasen (He, Ar, H₂) vorgenommen.

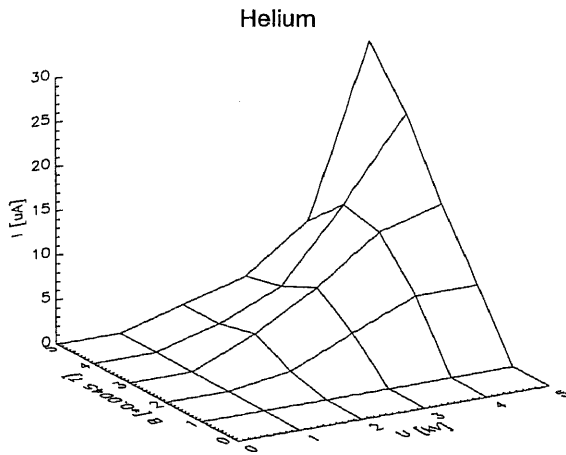


Abbildung 4-3 : IFDT als Funktion von Anodenspannung und Magnetfeld für einen Helium-Restgasdruck von $7 \cdot 10^{-6}$ hPa.

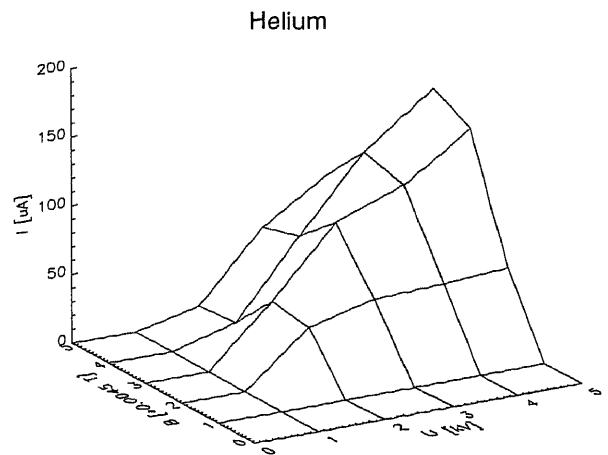


Abbildung 4-4 : IFDT als Funktion von Anodenspannung und Magnetfeld für einen Helium-Restgasdruck von $7 \cdot 10^{-5}$ hPa.

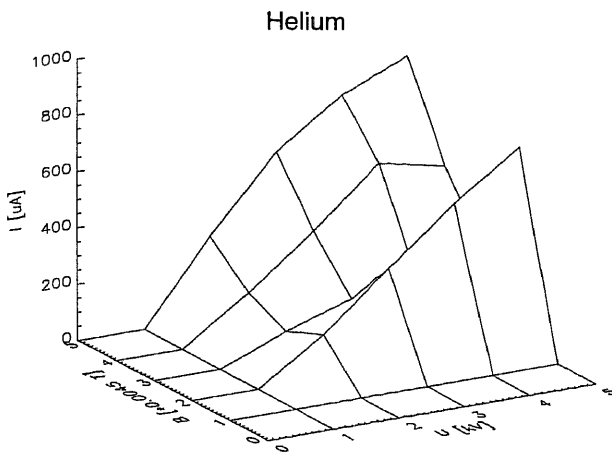


Abbildung 4-5 : IFDT als Funktion von Anodenspannung und Magnetfeld für einen Helium-Restgasdruck von $7 \cdot 10^{-4}$ hPa.

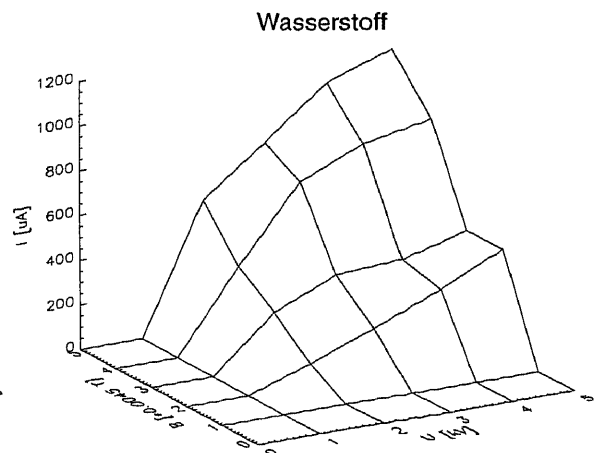


Abbildung 4-6 : IFDT als Funktion von Anodenspannung und Magnetfeld für einen Wasserstoff-Restgasdruck von $8 \cdot 10^{-4}$ hPa.

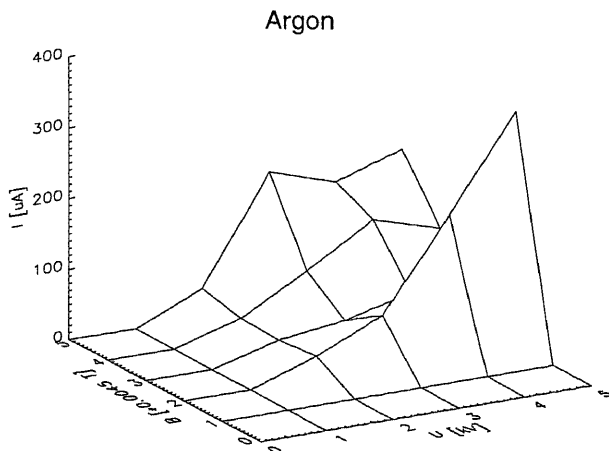


Abbildung 4-7 : IFDT als Funktion von Anodenspannung und Magnetfeld für einen Argon-Restgasdruck von $8 \cdot 10^{-5}$ hPa.

4.1 Messungen zur Abhängigkeit des Restgasionenstromes von GPL- und Restgasparametern.

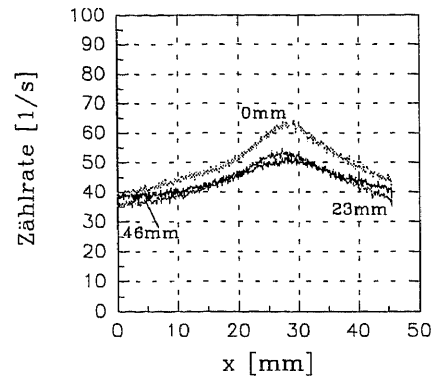
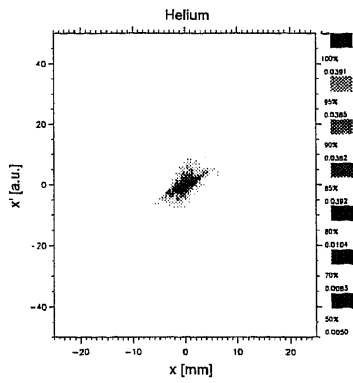
Die Abbildungen 4-3 bis 4-8 zeigen den mit der Faradaytasse erfaßten Restgasionenstrom aus der GPL als Funktion der Linsenparameter (Anodenspannung und Magnetfeld) bei verschiedenen Restgasen und Drücken. Für einen Druck von $7 \cdot 10^{-6}$ hPa (Abb. 4-3), dies entspricht etwa dem Restgasdruck der auch für die Strahlexperimente verwendet wurde, ist in Anbetracht der geringen RGI-Ströme (bis $30 \mu\text{A}$) keine wesentliche Beeinflussung des Strahltransportes und der Messung der Emittanz des Ionenstrahles durch die Restgasionen zu erwarten. Für die Messungen bei $7 \cdot 10^{-5}$ und $7 \cdot 10^{-4}$ hPa ist dies nicht mehr gewährleistet, da dabei der Restgasionenstrom bis zu ca. 30 % des Strahlionenstromes betragen kann. Die Auswirkung der Raumladung der Restgasionen auf den Strahltransport ist durch deren geringere Energie (max. 50 % der Strahlenergie) noch wesentlich höher als ihr Anteil am Ionenstrom. Die Höhe des Restgasionenstromes ist für die verwendeten Restgase bei gleichem Druck von etwa der gleichen Größe. Der Einfluß der äußeren Parameter der Linse ist jedoch für die verwendeten Gassorten etwas verschieden. Insbesondere das lokale Maximum des Ionenstromes bei $B_z = 90 \cdot 10^{-4}$ T ist für hohe Massen ausgeprägter.

4.2 Messungen zur Abhängigkeit der Emittanz und des Profils der "extrahierten" Restgasionen von GPL- und Restgasparametern.

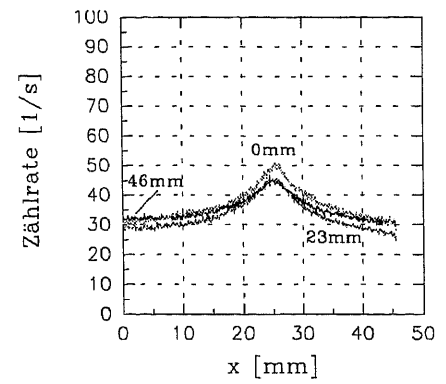
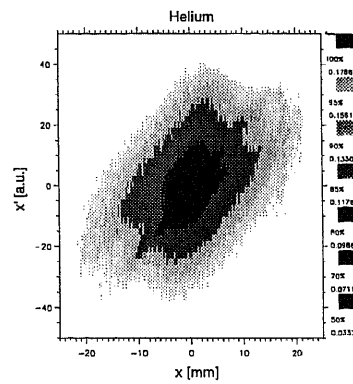
Bei den vorgestellten Messungen befand sich der Meßkopf der Emittanzmeßanlage sowie der Eingang der Faradaytasse 172 mm von Zentrum der GPL entfernt. Für alle in diesem Kapitel dargestellten Emittanzen ist zu bemerken, daß der angegebene Winkel x' wegen der unbekanntenen Energie der detektierten Restgasionen nur das Verhältnis von radialer zu longitudinaler Energie (elektrostatische Winkelselektion) wiedergibt, weshalb auf eine Angabe der Einheit verzichtet wurde. Die angegebenen Zahlenwerte entsprechen dabei aber bei einer Normierung auf 10 keV Teilchenenergie einem Winkel in mrad. Zudem ist zu beachten, daß der maximal detektierbare Winkel infolge mechanischer Gegebenheiten 200 mrad beträgt. Dies kann z. B. bei den in Abb. 4-10 (e und g) gezeigten Emittanzen zu einer Beschneidung der Phasenraumverteilung im Winkel (200 mrad entsprechen dabei ca. 40 mrad bei 2 keV Teilchenenergie) führen. Das transversale Profil der Restgasionenverteilung wurde unter Verwendung der CCD-Kamera (253 mm vom Zentrum der Linse entfernt) optisch bestimmt. Bei der Auswertung der optischen Strahlprofilmessung wurde die Tatsache genutzt, daß die CCD-Kamera eine Analyse der Leuchtdichte über eine Strecke von 46 mm entlang der Strahlachse zuläßt. Dabei entspricht 0 mm dem longitudinal zur GPL nächsten Punkt und 46 mm dem entferntesten. Die angegebenen Graphen sind zu einer Verbesserung des Signal - Rauschabstandes, die wegen der geringen Zählraten bei den geringen Drücken notwendig war, durch eine Addition von jeweils 5 benachbarten Pixelreihen (insg. $\Delta x = 0.5$ mm) entstanden.

In Abb. 4-8 ist die Entwicklung der Emittanz und des Restgasionendichteprofiles als Funktion des Restgasdruckes für Helium als Restgas bei sonst gleichen Linsenparametern ($90 \cdot 10^{-4}$ T, 5kV) dargestellt. Bei steigendem Druck zeigt sich neben der zu erwartenden höheren Phasenraumdichte durch den höheren Restgasionenstrom eine leichte Drehung der Phasenraumverteilung hin zu höheren Winkeln. Ob dies durch eine geänderte Potentialverteilung in der GPL verursacht wird oder wegen der höheren Raumladung (bei insgesamt höherem

a) $7 \cdot 10^{-6}$ hPa



b) $7 \cdot 10^{-5}$ hPa



c) $7 \cdot 10^{-4}$ hPa

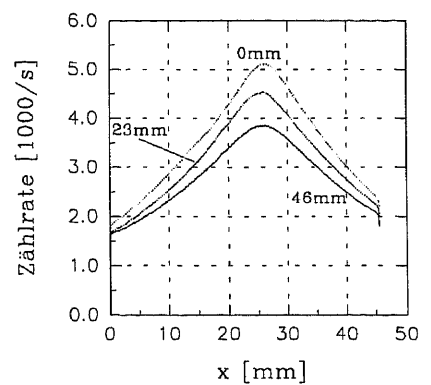
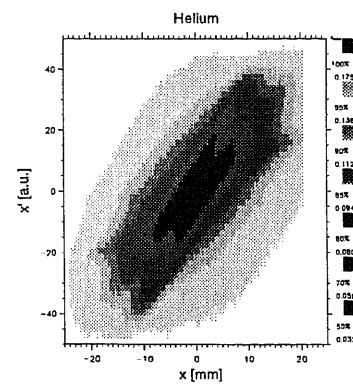
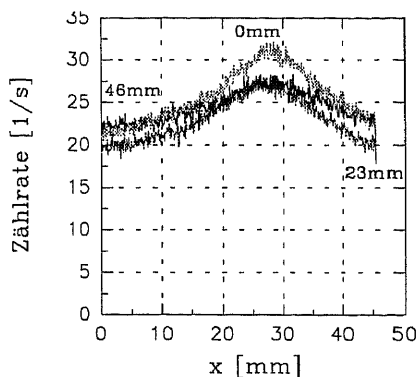
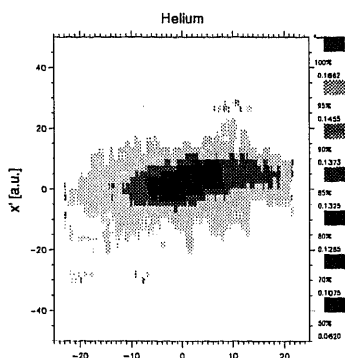
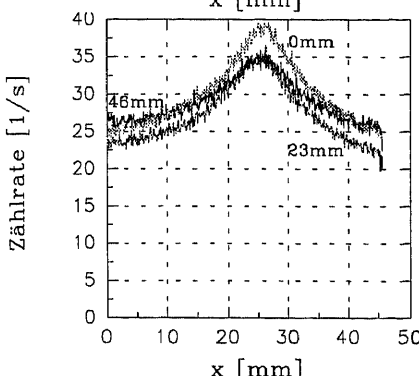
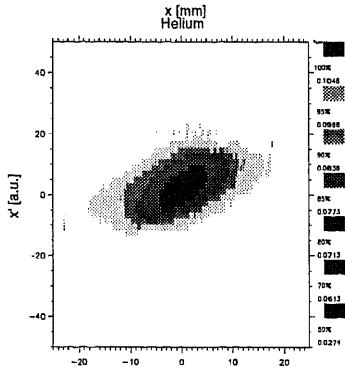


Abbildung 4-8 : Abhängigkeit von Emittanz (Graphen links) und Dichteprofil (Graphen rechts) der Restgasionen vom Restgasdruck (U_A 5 kV, B_z $90 \cdot 10^{-4}$ T) mit Helium als Restgas.

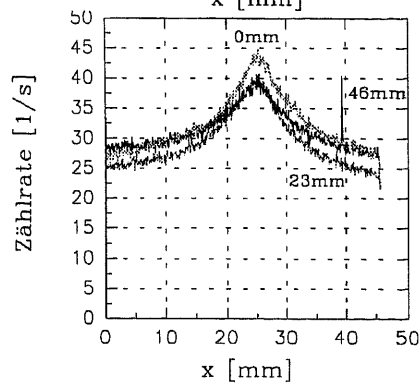
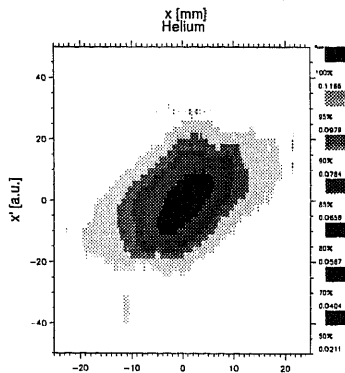
a) 2 kV



b) 3 kV



c) 4 kV



d) 5 kV

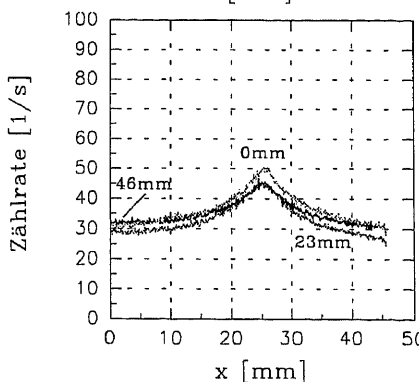
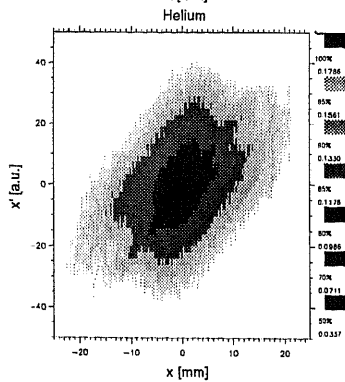
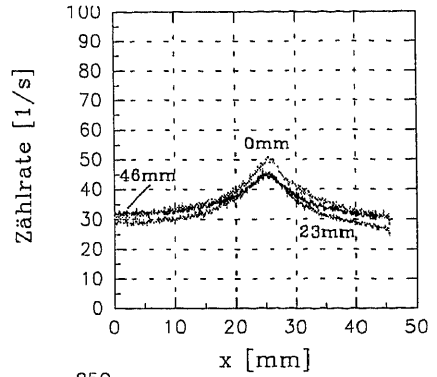
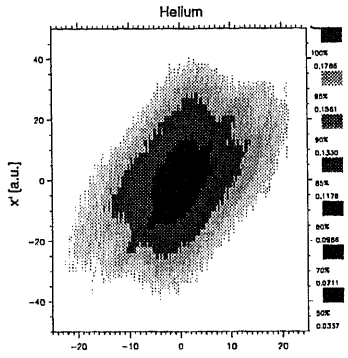
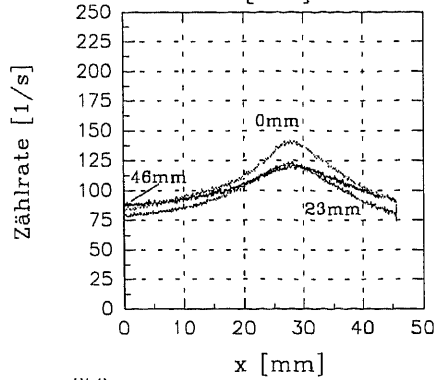
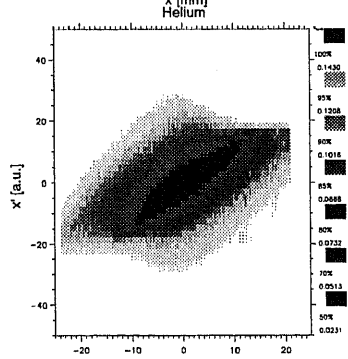


Abbildung 4-9 : Abhängigkeit von Emittanz (Graphen links) und Dichteprofil (Graphen rechts) der Restgasionen von der Anodenspannung der GPL ($p \cdot 7 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}$, $B_z \cdot 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$) mit Helium als Restgas.

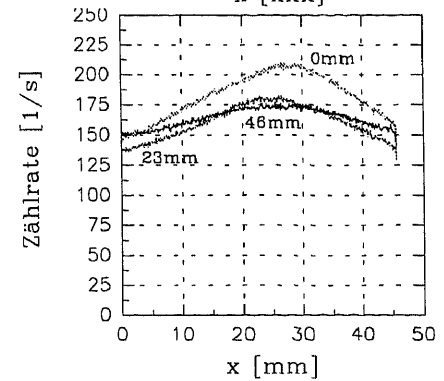
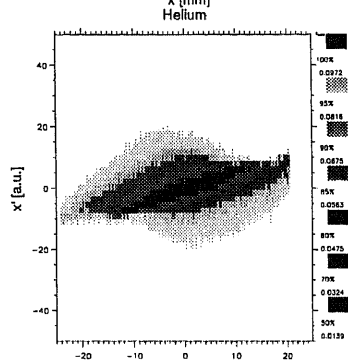
a) $90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$



b) $135 \cdot 10^{-4} \text{ T}$



c) $180 \cdot 10^{-4} \text{ T}$



d) $225 \cdot 10^{-4} \text{ T}$

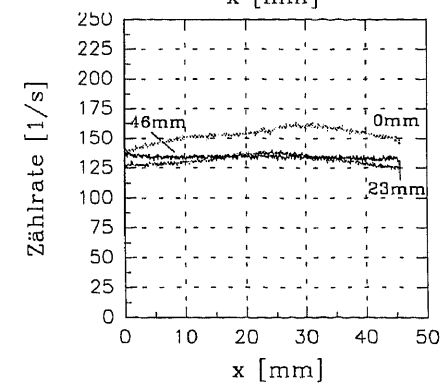
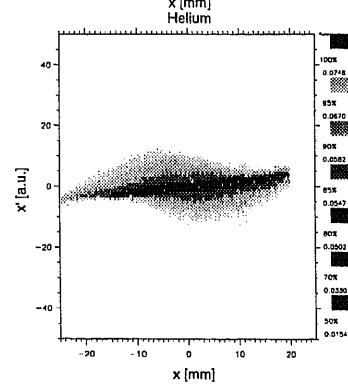


Abbildung 4-10 : Abhängigkeit von Emittanz (Graphen links) und Dichteprofil (Graphen rechts) der Restgasionen vom Magnetfeld in der GPL ($p 7 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}$, $U_A 5 \text{ kV}$) mit Helium als Restgas.

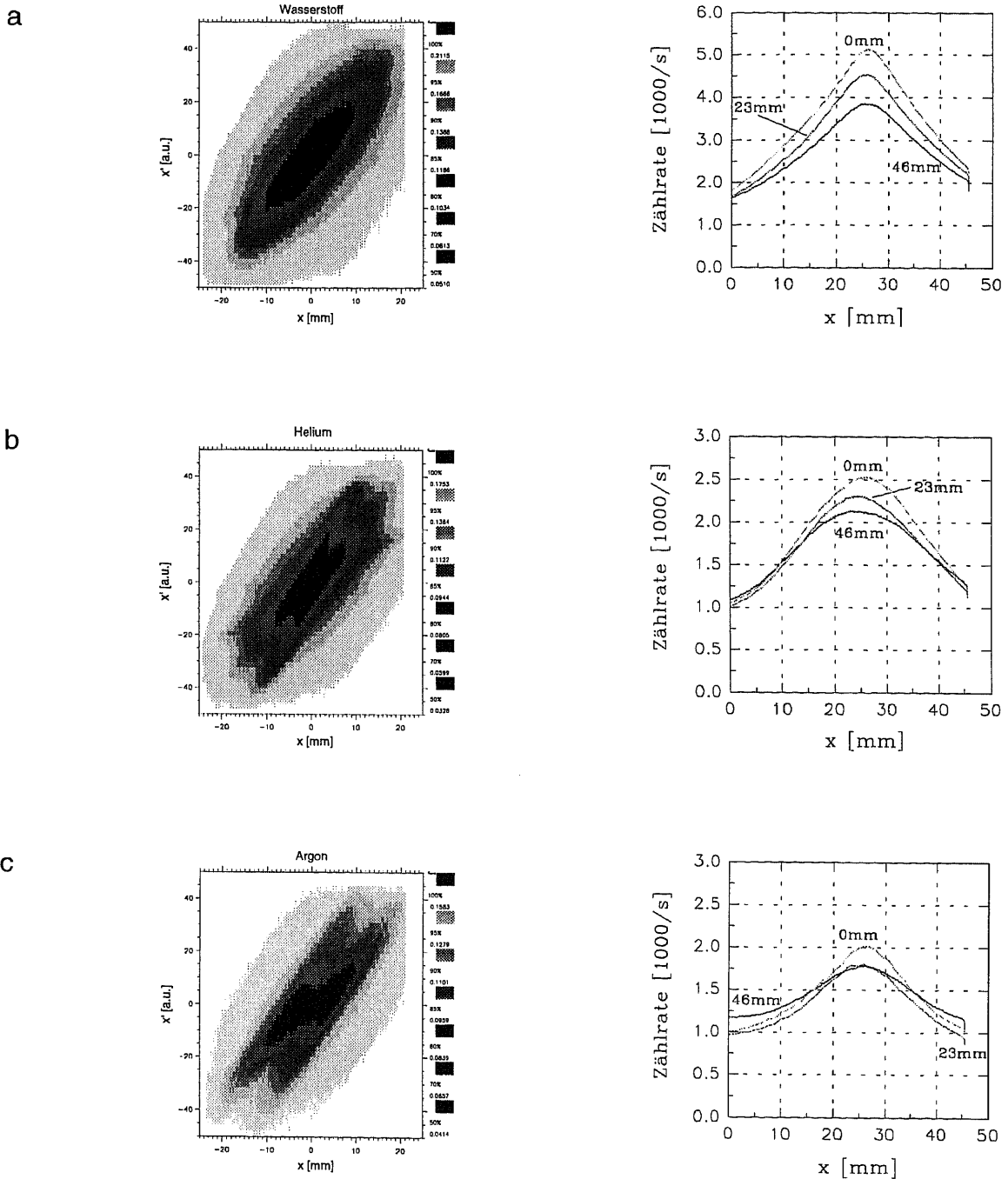


Abbildung 4-11 : Abhängigkeit der Emittanz (Graphen links) und des Dichteprofiles (Graphen rechts) der Restgasionen vom verwendeten Restgas in der GPL ($U_A 5 \text{ kV}$, $B_z 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$). Der Druck betrug für Wasserstoff (a) $8 \cdot 10^{-4} \text{ hPa}$, für Helium (b) $7 \cdot 10^{-4} \text{ hPa}$ sowie für Argon (c) $8 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}$.

Restgasionenstrom) beim Transport dieser Teilchen auftritt, ist noch nicht abschließend zu beurteilen. Die Restgasionendichteprofile lassen deutlich die Ausbildung eines divergenteren Strahles mit einer Maximaldichte auf der Strahlachse erkennen.

Abbildung 4-9 zeigt die Entwicklung der Phasenraumverteilung und der Dichteprofile der Restgasionen als Funktion der Anodenspannung der GPL. Die zu beobachtende Drehung der Emittanz ist auf eine andere Verteilung der Raumladung in der Linse zurückzuführen. Die höheren Winkel bei einer höheren Anodenspannung geben ein geändertes Verhältnis von radialer zu longitudinaler Energie wieder. Die Richtung der Änderung zeigt an, daß der Füllgrad der Linse sich mit erhöhter Anodenspannung ebenfalls erhöht. Sie kann durch eine stärkere Zunahme der radialen als der longitudinalen Potentialdepression in der Linse erklärt werden. Dies ist in Übereinstimmung mit der Theorie, da infolge der geringeren longitudinalen Verluste die Elektronendichte steigt.

Die Interpretation der in Abb. 4-10 gezeigten Ergebnisse, bei denen bei konstantem Restgasdruck und Anodenspannung das Magnetfeld in der Linse erhöht wurde, ist wesentlich schwieriger. Es wird eine deutliche Entwicklung von einer fast gleichmäßigen Phasenraumverteilung zu einer deutlich im Winkel reduzierten Verteilung beobachtet. Dem gegenüber sagt die Theorie eine Erhöhung der detektierten Winkel durch eine zu erwartende größere Linsenfüllung vorher. Daher müssen direkte Auswirkungen des Magnetfeldes auf die Extraktion der Ionen oder eine Umverteilung der Elektronen in der Linse eine wesentliche Rolle spielen.

Abbildung 4-11 zeigt die Entwicklung der Emittanz und des Dichteprofiles für verschiedene Restgasionensorten. Die Messung an Wasserstoff zeigt eine gleichmäßige Verteilung der Phasenraumdichte, wohingegen bei Helium und noch stärker bei Argon die Emittanzfigur Charakteristika aufweist, wie sie für aberrationsbehaftete Strahlen typisch sind. Die Ursache dieses Verhaltens wird vermutlich weniger in den Mechanismen zur Restgasionenerzeugung als in der längeren Aufenthaltsdauer der schwereren Ionen und damit in deren Auswirkung auf die Raumladung in der GPL zu suchen sein. Eine genauere Analyse ist aber auch hier noch nicht möglich.

4.3 Zusammenfassung

Die bisherigen Messungen zur Erzeugung von schnellen Restgasionen haben zum einen gezeigt, daß die Emittanzmessungen des Ionenstrahles bei den dafür verwendeten Drücken nicht bzw. nur unwesentlich von den zusätzlich erzeugten Restgasionen beeinflusst werden. Die beobachtete Entwicklung der Phasenraumverteilung der extrahierten Restgasionen ist für einige Abhängigkeiten qualitativ verstanden. Die Entwicklung der Emittanz als Funktion der Anodenspannung zeigt z. B. den Einfluß der sich ausbildenden Raumladung der Elektronen. Dies ist für andere Abhängigkeiten jedoch nicht geklärt. Hier scheint der Einfluß der sich ausbildenden Raumladung auf die Emittanz geringer als der des Magnetfeldes auf die startenden Restgasionen.

5 Optische Beobachtung des Restgasleuchtens der GPL

Neben den aus dem Restgas extrahierten Restgasionen erlaubt auch die örtliche Verteilung des Restgasleuchtens in der GPL [Pozimski 96] Rückschlüsse auf die Vorgänge in der Linse. Allerdings ist es auch in diesem Fall schwierig, detaillierte Schlüsse aus der gemessenen Verteilung der Leuchtdichte zu ziehen, da die Leuchtdichte nicht allein von der Elektronendichte abhängt. Neben den inelastischen Stößen der Elektronen mit den als homogen verteilt angenommenen Restgasatomen können auch die i. a. inhomogen verteilten Restgasionen wesentlich zum "Restgasleuchten" beitragen. Darüber hinaus ist die Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen wesentlich. Im Zusammenspiel mit den Informationen aus anderen Messungen ergibt sich jedoch ein Gesamtbild der Vorgänge in der Linse.

Der Aufbau des Versuches ist in Abb 5-1 schematisch dargestellt. Unterhalb der GPL ist eine Turbomolekularpumpe sowie eine Druckmessung und die Druckregelung aufgebaut. Die Linse wird von oben mit einem Vakuumfenster vakuumtechnisch abgeschlossen. Die CCD-Kamera "blickt" von oben auf die Gasentladung, dadurch ist es möglich, die radiale Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens direkt zu beobachten.

Eine typische Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens als Funktion des Ortes (x und y) zeigt Abb. 5-2. Die Messung zeigt eine hohe Intensität des Restgasleuchtens auf der Linsenachse, die steil mit zunehmendem Radius abfällt. Mit Helium als Restgas wird bei Variation der äußeren Linsenparametern (Restgasdruck, Anodenspannung und Spulenstrom) stets eine ähnliche Verteilung beobachtet. Die Halbwertsbreite des Intensitätsmaximums geht dabei jedoch für geringen Restgasdruck und ein hohes elektrisches Feld bei gleichzeitig schwachem Magnetfeld von 7 mm auf 2 mm zurück.

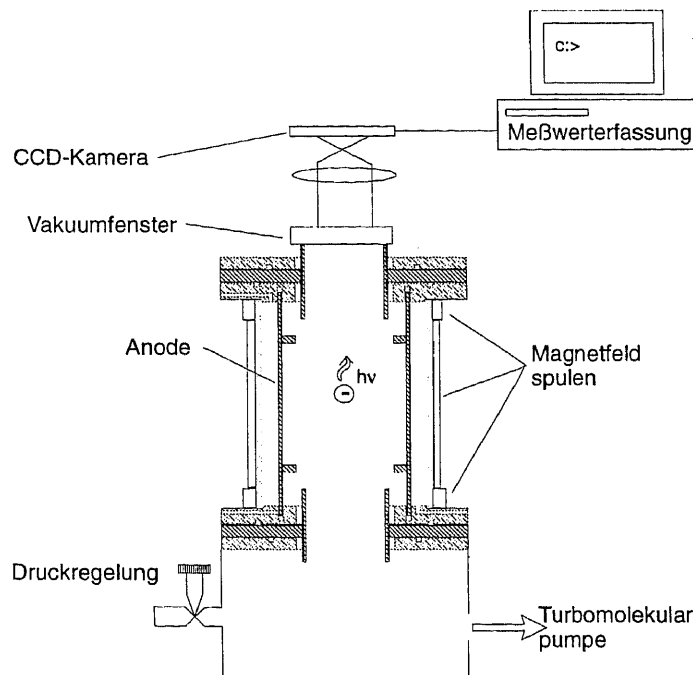


Abbildung 5-1 : Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung der Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens in der GPL.

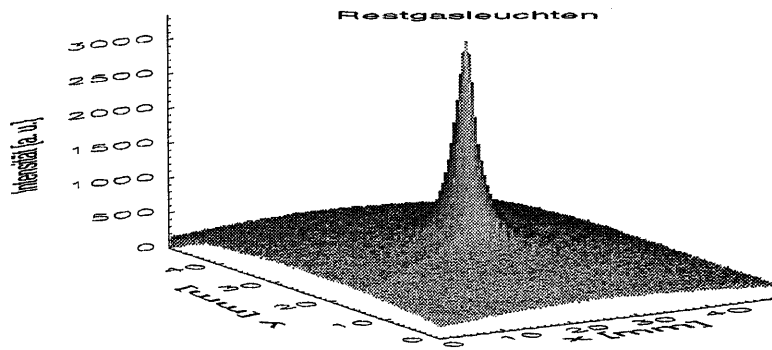


Abbildung 5-2 : Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens in x und y für He als Arbeitsgas $p_{RGA} = 1 \cdot 10^{-5}$ hPa, $U_A = 5$ kV, $B_z = 90 \cdot 10^{-4}$ T.

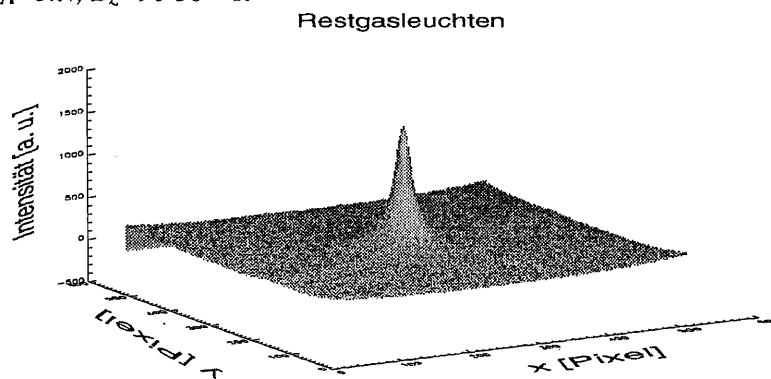


Abbildung 5-3 : Entsprechend Abb. 5-2 für Argon bei hohem Druck und geringem elektrischen und magnetischen Feld ($p_{RGA} = 5 \cdot 10^{-5}$ hPa, $U_A = 1.5$ kV, $B_z = 67.5 \cdot 10^{-4}$ T).

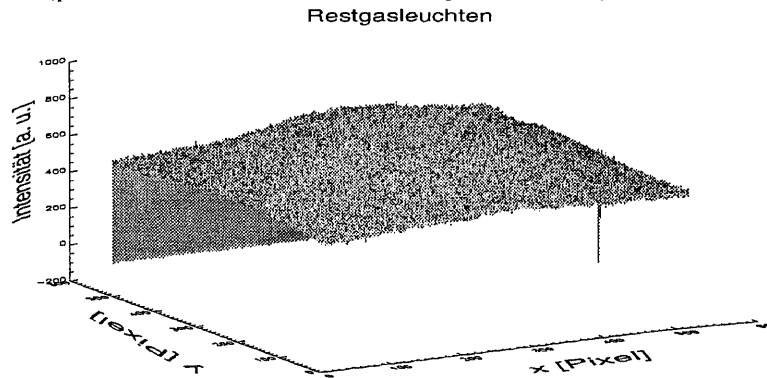


Abbildung 5-4 : Wie Abb. 5-3 jedoch mit höherem Magnetfeld ($B_z = 225 \cdot 10^{-4}$ T).

Auch bei Argon und Wasserstoff als Betriebsgas ist bei geringem Druck eine ähnliche radiale Verteilung des Restgasleuchtens wie bei Helium zu beobachten. Dies gilt jedoch für hohen Restgasdruck bei gleichzeitig geringem elektrischen Feld nicht immer. Dort ist zwar die Helligkeitsverteilung noch vom erwähnten Typ solange das Magnetfeld gering ist (Abb. 5-3),

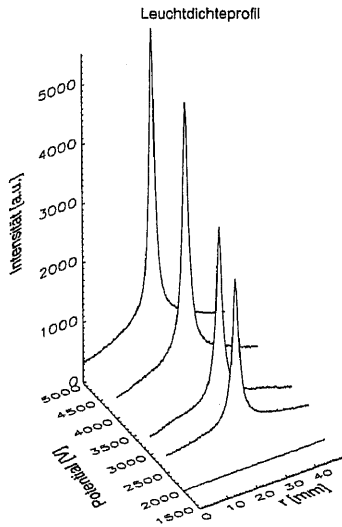


Abbildung 5-5 : Radiale Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens als Funktion des Anodenpotentials (Helium, $p_{RGA}=1 \cdot 10^{-4}$ hPa, $B_z=100 \cdot 10^{-4}$ T).

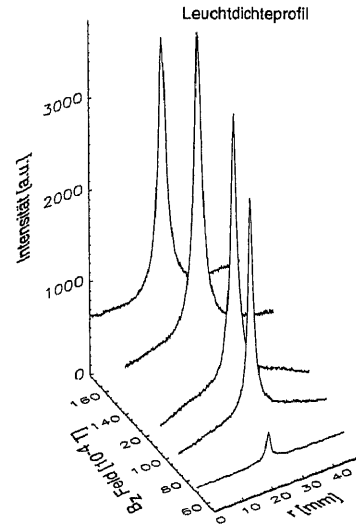


Abbildung 5-6 : Radiale Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens als Funktion des magnetischen Achsfeldes (Helium, $p_{RGA}=1 \cdot 10^{-4}$ hPa, $U_A=3$ kV).

aber bei hohem Magnetfeld zeigt die Helligkeitsverteilung anstelle eines lokalen Maximums ein lokales Minimum (Abb. 5-4). Wird bei konstantem Druck das Verhältnis von longitudinalem elektrischen Feld und radial einschließendem magnetischen Feld verändert, so entsteht wieder eine hohe Leuchtdichte auf der Linsenachse (Abb. 5-4). Wasserstoff zeigt im wesentlichen das gleiche Verhalten wie Argon, mit der Einschränkung, daß das lokale Maximum schon bei kleineren elektrischen Feldern auftritt. Auch wenn der Einfluß des magnetischen Feldes auf einen Masseneffekt schließen läßt, so ist sicherlich auch die Energie, die für eine Anregung notwendig ist, von Bedeutung.

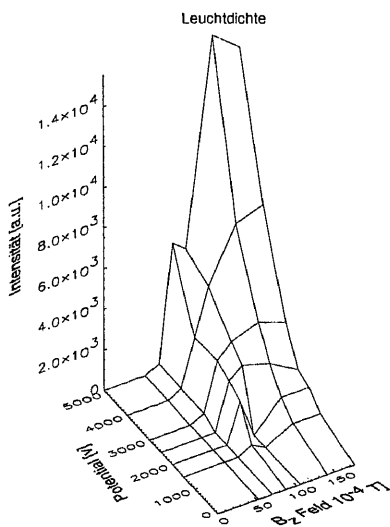


Abbildung 5-7 : Die maximal auftretende Leuchtdichte als Funktion der zwei Linsenparameter (Helium, $p_{RGA}=1 \cdot 10^{-4}$ hPa).

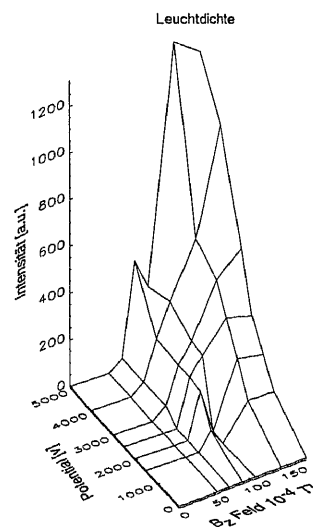


Abbildung 5-8 : Die minimal auftretende Leuchtdichte als Funktion der zwei Linsenparameter (Helium, $p_{RGA}=1 \cdot 10^{-4}$ hPa).

Abbildung 5-5 und 5-6 zeigen die Entwicklung der radialen Leuchtdichteverteilung bei Variation der beiden äußeren Linsenparameter (Abb. 5-5 $B_z = 100 \cdot 10^{-4}$ T, Abb. 5-6 $U_A = 3000$ V) bei konstantem zweiten Parameter und konstantem Druck ($1 \cdot 10^{-4}$ hPa Helium). Abbildung 5-5 zeigt dabei, bei Erhaltung der Form des Leuchtdichteprofiles, nach Überschreitung eines Schwellwertes einen fast linearen Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und Anodenspannung. Hingegen zeigt Abb. 5-6 einen überlinearen Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und Magnetfeld im Bereich geringer Felder und ein Plateau bei hohen Magnetfeldern. Die Elektronendichte ist dann unabhängig vom radialen Einschluß.

In Abb. 5-7 ist die maximal beobachtete Leuchtdichte als Funktion der beiden Linsenparameter bei konstantem Druck dargestellt. Sie folgt grob dem theoretisch vorhergesagten Verlauf der maximalen Elektronendichte (siehe auch Entwicklung der Anzahl an eingeschlossenen Elektronen in Kapitel 2, Abb. 2-14 und Abb. 2-16). Die Elektronendichte steigt dabei linear mit dem Anodenpotential und quadratisch mit dem magnetischen Feld. Das gleiche gilt für die minimale beobachtete Leuchtdichte (Abb. 5-8). Dadurch kann zumindest auf einen unmittelbaren Zusammenhang zwischen beobachteter Leuchtdichte und der Dichte der eingeschlossenen Elektronen geschlossen werden.

Wie bereits erwähnt, ist in Anbetracht der unterschiedlichen Parameter, die in die Verteilung der Leuchtdichte eingehen, eine Bestimmung der absoluten Elektronendichte nicht möglich. Wird jedoch die beobachtete maximale Leuchtdichte auf die theoretisch maximal erlaubte Elektronendichte normiert, so kann mit Hilfe von Strahltransportrechnungen die Aussagekraft dieser Messungen hinsichtlich der sich einstellenden Nettoladungsdichteverteilung überprüft werden. In Kapitel 6 werden Strahltransportrechnungen unter Gleichsetzung des gemessenen radialen Leuchtdichteprofiles mit dem Elektronendichteprofil bei Normierung der Elektronendichte auf die theoretisch vorhergesagte Elektronendichte vorgestellt.

6 Interpretation der Meßergebnisse zum Strahltransport

Im nachfolgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen zum Strahltransport mit den Resultaten aus den numerischen Simulationen verglichen [Pozimski 97]. Dabei wird zuerst auf einige Besonderheiten der einzelnen verwendeten Simulationsprogramme eingegangen; weiterhin werden im anschließenden Abschnitt exemplarisch für einige Parametersätze (der GPL) Rechnungen zu den Transporteigenschaften der GPL durchgeführt. Ausgehend von den Emittanzmessungen wird mit Hilfe des Emittanzauswerteprogramms (EMI_1_3) und des Teilchentransportprogramms PARMTRA eine Datei bestehend aus 10000 Teilchenkoordinaten generiert. Diese spiegelt die Phasenraumbelegung des gemessenen Ionenstrahls wider. Die Entwicklung dieser Teilchenkoordinaten wird dann in einer Simulation des Strahltransports unter Driftbedingungen bis zum Ende des zweiten Solenoiden zurückverfolgt. Von dieser so gewonnenen Eingangsphasenraumverteilung des Ionenstrahles ausgehend wird dann in Kenntnis der simulierten Elektronenverteilung in der GPL versucht, die Meßergebnisse nachzuvollziehen. Daran anschließend werden die auf diese Weise gewonnenen Ergebnisse diskutiert. Durch Anwendung der verschiedenen Theorieansätze auf den Transport ist es zum einen möglich, die Qualität der Vorhersage von Meßergebnissen durch die jeweils verwendete Theorie zu überprüfen, zum anderen aber auch die Auswirkung der einzelnen Parameter der GPL auf den Transport abzuschätzen. In den abschließenden Abschnitten wird auf die möglichen Ursachen des beobachteten Emittanzwachstums eingegangen sowie die Ergebnisse zum Restgasleuchten und eine numerische Simulation zur Verteilung der Kompensationselektronen vorgestellt.

6.1 Numerische Behandlung der Emittanz

Neben der Fähigkeit des Programmes zur Auswertung der gemessenen Emittanzen (EMI_1_3) von P. Groß die Meßdaten der verwendeten Emittanzmeßanlage einzulesen und darzustellen, ist es möglich, die gewonnenen Daten für eine Weiterverwendung in Transportprogrammen aufzubereiten und abzuspeichern sowie die Datensätze dieser Transportprogramme einzulesen. Neben den Datensätzen für das Programm IGUN, das i. a. in unserer Arbeitsgruppe zur Simulation der Quellenextraktion Verwendung findet, wird das Programm PARMTRA, das als Vielteilchentransportprogramm auch zur Simulation einer LEBT-Strecke dient, unterstützt. Diese Möglichkeit wird in den folgenden Simulationen verwendet, um aus gemessenen Emittanzen äquivalente Datensätze im PARMTRA-Format (das auch im verwendeten Transportprogramm LINTRA benutzt wird) zu erstellen. Dabei gibt das Programm EMI_1_3 eine Datei aus, die die gemessene Emittanzfigur widerspiegelt sowie eine zusätzliche Datei, die das radiale Strahlprofil wiedergibt. Daraus entsteht bei entsprechendem Aufruf von PARMTRA eine Datei aus 10000 Einzelteilchenkoordinaten. Durch die begrenzte Teilchenzahl kann dabei nur ein Teil der Strukturen der gemessenen Phasenraumverteilung wiedergegeben werden. Zusätzlich gehen bei der zur Darstellung der Phasenraumbelegung notwendigen Rücktransformation der PARMTRA-Dateien durch Verteilung der Phasenraumkoordinaten auf Phasenraumkästchen Information verloren. Dies kann sich in der Änderung der RMS-Emittanz

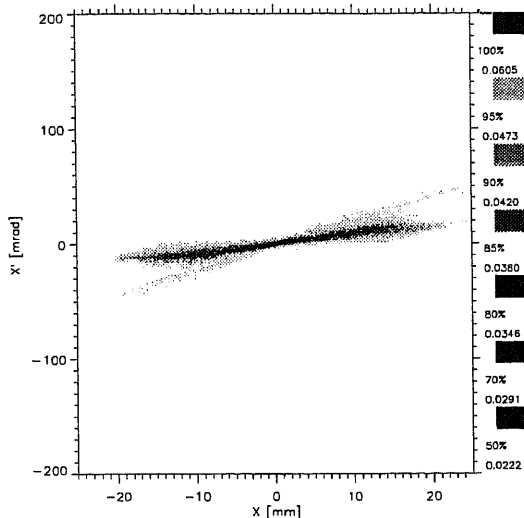


Abbildung 6-1 : Die für die weiteren Berechnungen verwendete gemessene Ausgangsemitanz. (Strahlparameter : He^+ , 10 keV, 3.35 mA)

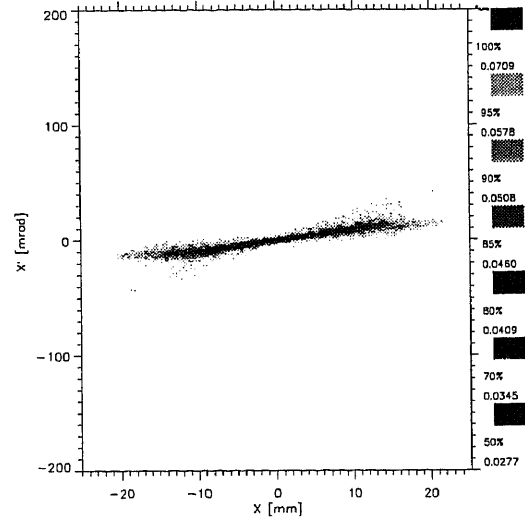


Abbildung 6-2 : Emittanz entstanden aus der Messung (Abb. 6-1) durch Transformation in einen PARMTRA Datensatz und erneute Darstellung.

bemerkbar machen. Bei den durchgeführten Rechnungen lag der Einfluß der Diskretisierung auf die Emittanz bei ca. 10 % des Emittanzwertes. Abbildung 6-1 und 6-2 zeigen die für die weiteren Rechnungen verwendete gemessene Emittanz bei Drift und die entsprechend transformierte Emittanz. Die Genauigkeit der Transformation reicht für den Verwendungszweck vollkommen aus.

6.2 Transportprogramm LINTRA

Da keines der üblicherweise für die Simulation des Strahltransportes verwendeten Programme (z. B. IGUN [Herrmannsfeld 73], PARMTRA) ohne erhebliche Veränderungen in der Lage wäre, die gewünschten Simulationen durchzuführen, wurde für diesen Zweck ein Programm (LINTRA) zur numerischen Simulation des teilkompensierten Strahltransportes in einer LEBT bestehend aus Driftstrecken und einer GPL geschrieben. Es verwendet als Eingangsdatensatz das PARMTRA-Format und zeichnet sich durch folgende Besonderheiten aus: Es erlaubt die Einführung eines Kompensationsgrades (global im Strahl, d. h. durch entsprechende Reduktion der Strahlionenladungsdichte), durch den das (i. a. gemessene) Strahlrandpotential rekonstruiert werden kann. Dieser Kompensationsgrad kann entlang z variiert werden. Dies wurde für die im folgenden vorgestellten Simulationen für den Bereich der GPL genutzt. Die Raumladungskräfte werden durch die Lösung der Poisson-Gleichung in r (d. h. eindimensional) nach Bestimmung des radialen Strahlionendichteprofiles berechnet. Zur Berücksichtigung des elektrischen Feldes der GPL auf den Strahl wird eine Datei, die alle Informationen über das elektrische Feld in der Linse enthält, geladen. Diese Datei wurde zuvor durch die Programme zur Simulation der GPL berechnet. Bei der Simulation des Strahltransportes in der GPL wird das elektrische Feld der GPL an Teilchenkoordinaten, die nicht auf den Gitterpunkten der GPL-Simulation liegen, durch entsprechende Interpolation der benachbarten Gitterpunkte bestimmt. Abbildung 6-3 zeigt das Ergebnis einer Simulationsrechnung für kompensierten Transport (Drift) vom Punkt der Emittanzmessung zurück zum Eingang der GPL bei Annahme eines Kompensationsgrades von 70 % (der Messung des Restgasionenenergiespektrums Abb. 3-23 b entnommen). Zum Vergleich zeigt Abb. 6-4 die zu einem späteren Zeitpunkt mit verschobener Emittanzmeßanlage gemessene

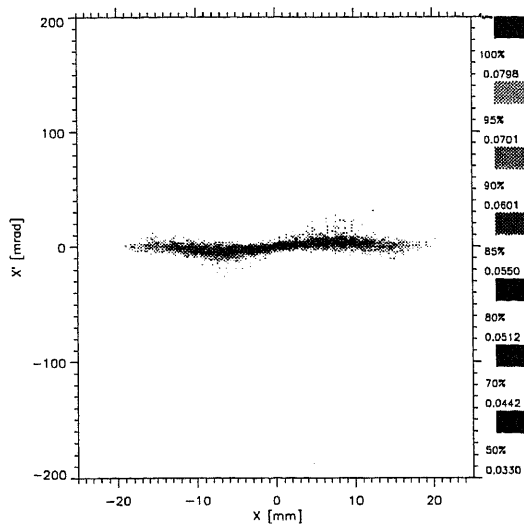


Abbildung 6-3 : Durch Simulation des Transportes der gemessenen Emittanz an den Eingang der GPL berechnete Emittanz.

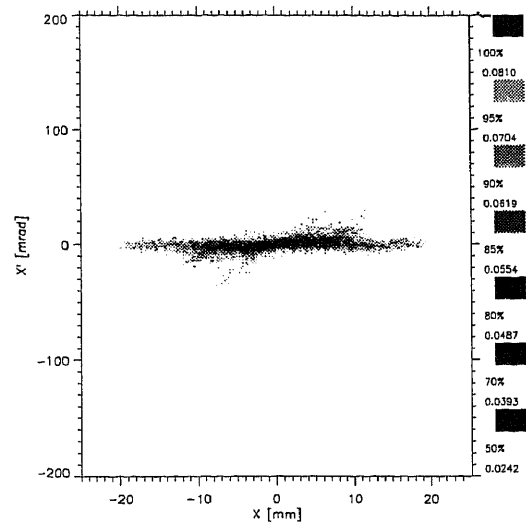


Abbildung 6-4 : Zu einem späteren Zeitpunkt am Ort des Eingangs der GPL gemessene Emittanz.

Emittanz am gleichen Ort. Die Wiedergabe des Strahles nach Transformation in das PARMTRA-Format und anschließendem numerisch simuliertem Transport ist unter Berücksichtigung des Transformationsfehlers gut.

6.3 Programmpaket GABOR

Zur Berechnung der elektrischen Felder in der GPL und damit zur Simulation der fokussierenden Eigenschaften wurde ein Programmpaket entwickelt, das aus verschiedenen eigenständig lauffähigen Programmmodulen besteht. Dieses Vorgehen erlaubt eine hohe Flexibilität beim Einsatz der Programme. Die Kommunikation zwischen den einzelnen Modulen wird über Datenfiles und entsprechende Steuerfiles bewerkstelligt. Die Steuerung des Gesamtpaketes wird mit Hilfe des Programmes GABORM (Menü) durchgeführt. Es erlaubt die Eingabe der Geometriedaten der Blenden und Spulen der GPL für den Laplace-Solver (LAPLACE) sowie die Berechnung des Magnetfeldes (BIOTSAV), die Generierung der Einzelsteuerfiles und des verbindenden Command Files sowie die Darstellung der gerechneten Datensätze. Das Programm POISSON erlaubt die Berechnung des Potentialverlaufes in der Linse für eine vorgegebene Elektronenverteilung. Die GABORIT Programme A, B und C ermöglichen die Berechnung von Elektronenverteilungen und der resultierenden Potentialverteilung in der GPL für verschiedene Theorien zur GPL. Dabei wird in GABORITA eine homogene Elektronenverteilung entsprechend der klassischen Theorie zwischen den geerdeten Randlektroden der GPL unter Annahme eines gemittelten magnetischen Feldes generiert. In GABORITB wird eine Erweiterung der klassischen Theorie verwendet, die sich zum einen in der Berücksichtigung der lokalen B_z - und E_r -Felder auszeichnet, sowie die Randbedingung, daß nur positive Potentiale erlaubt sind, einführt (vereinfachte longitudinale Einschlußbedingung). Bei diesem Programm wird die Elektronendichte iterativ bestimmt. In GABORITC wird die longitudinale Einschlußbedingung durch die Verwendung eines thermischen Ansatzes für die Elektronen unter Berücksichtigung der longitudinalen Teilchenverluste verbessert (siehe auch Kapitel 2.4). Die Abb. 6-5, 6-6 und 6-7 zeigen exemplarisch die Ergebnisse der Simulationen (je mit GABORITA, B und C) bei 5 kV Anodenspannung und $B_z 112,5 \cdot 10^{-4}$ T. Man erkennt deutliche Unterschiede in der generierten Dichte und Potentialverteilung zwischen den Programmen.

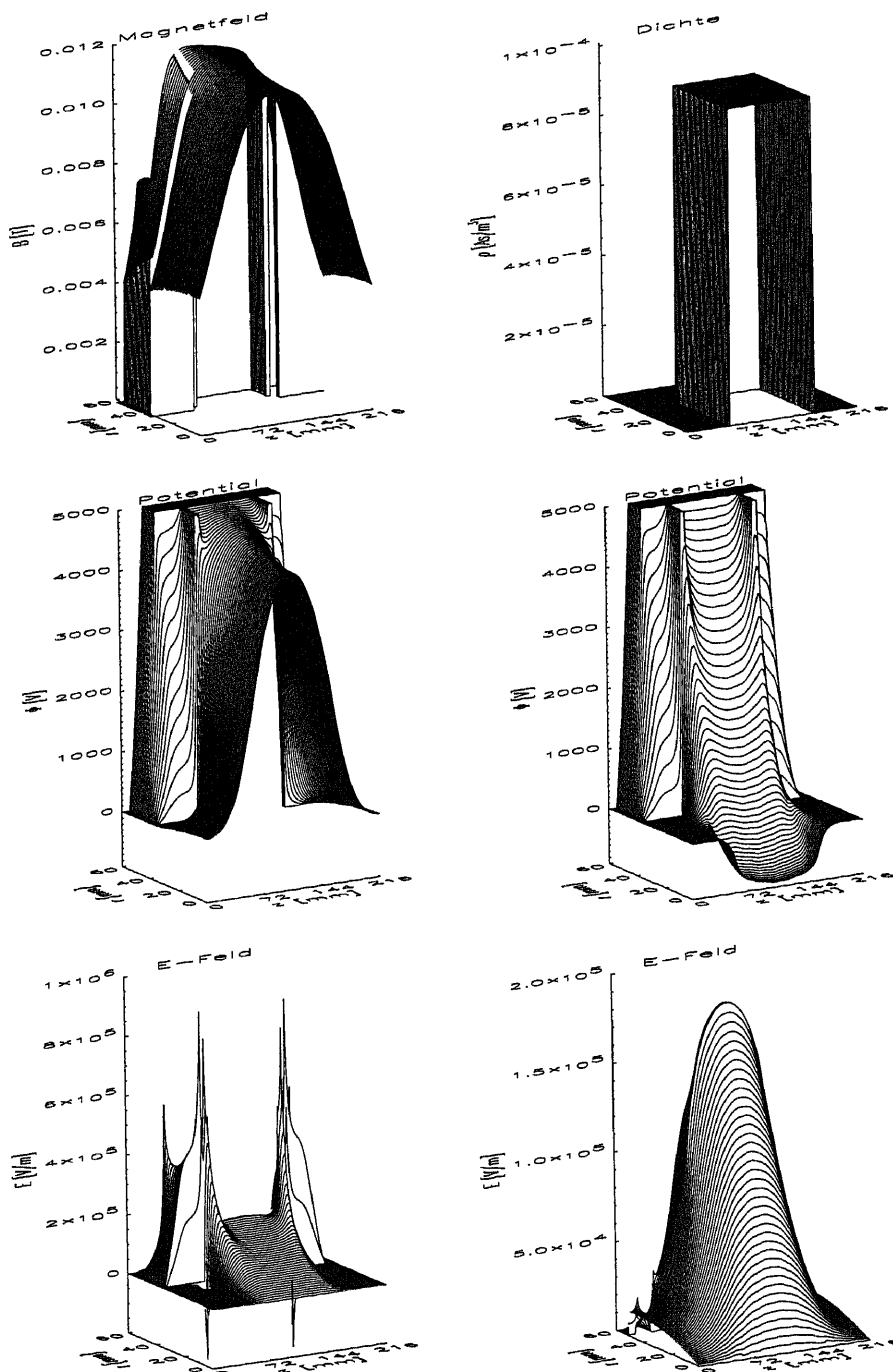


Abbildung 6-5 : Darstellung der Ergebnisse einer exemplarischen Rechnung mit dem Programm GABORITA für eine Anodenspannung von $U_A=5 \text{ kV}$ und ein Magnetfeld von $B_z=112.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$. Oben links ist das B_z -Feld, rechts daneben die Elektronendichte dargestellt. Der Graph Mitte links zeigt das Potential in der Linse ohne Elektronen, der Graph rechts das Potential unter Berücksichtigung der Raumladung der Elektronen. Unten links ist das sich einstellende elektrische Feld (E_r) dargestellt, daneben das Feld, welches ausschließlich durch die Elektronen verursacht wird. Die Elektronenladungsdichte ($9 \cdot 10^{-5} \text{ As/m}^3$) wird bei der zugrunde gelegten Theorie als homogen innerhalb der Erdblenden angenommen. Das zentrale Potential ist -818 V (Potentialdepression 5158 V). Die Gesamtzahl der eingeschlossenen Elektronen beträgt dabei $2.96 \cdot 10^{11}$.

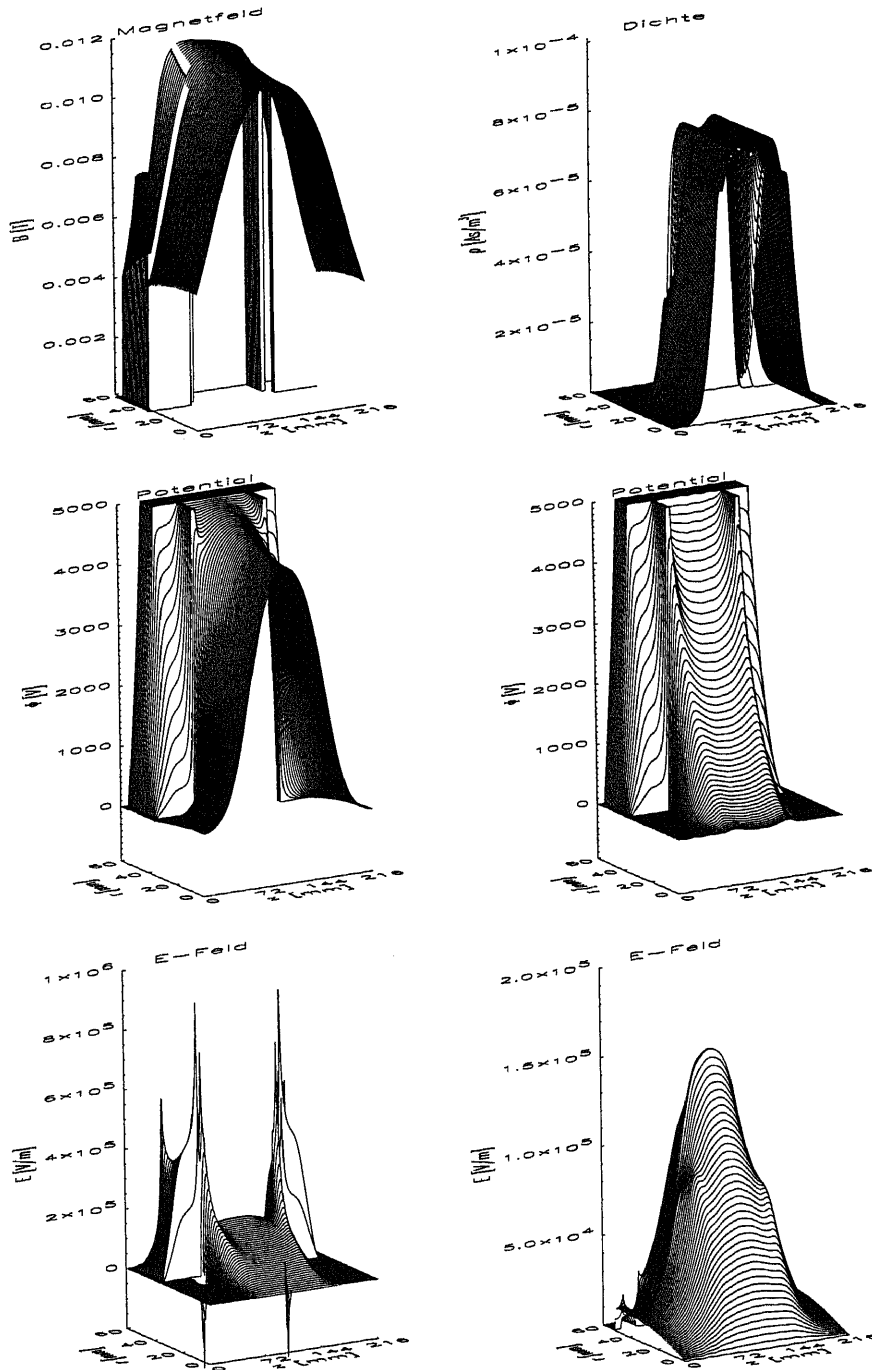


Abbildung 6-6 : Darstellung der Ergebnisse einer exemplarischen Rechnung mit dem Programm GABORITB für eine Anodenspannung von $U_A=5$ kV und einem Magnetfeld von $B_z=112.5 \cdot 10^{-4}$ T. Die Darstellung der Felder, Potentiale und Dichten folgt Abb. 6-5. Deutlich ist in der Simulation der Einfluß der longitudinalen Randbedingung ($\Phi>0$) sowie der Berücksichtigung der sich einstellenden lokalen Felder auf die Potential- und Dichteverteilung zu sehen. Die Ladungsdichte der Elektronen im Zentrum beträgt 86 % der klassischen Theorie, die Verteilung der Elektronen gibt die Struktur der Anode und des Magnetfeldes wieder. Das zentrale Potential ist -10 V (Potentialdepression 4350 V, Fehler hinsichtlich Potentialbedingung 0.23 %). Die Gesamtzahl der eingeschlossenen Elektronen beträgt dabei $2.38 \cdot 10^{11}$ (80 % der klassischen Theorie).

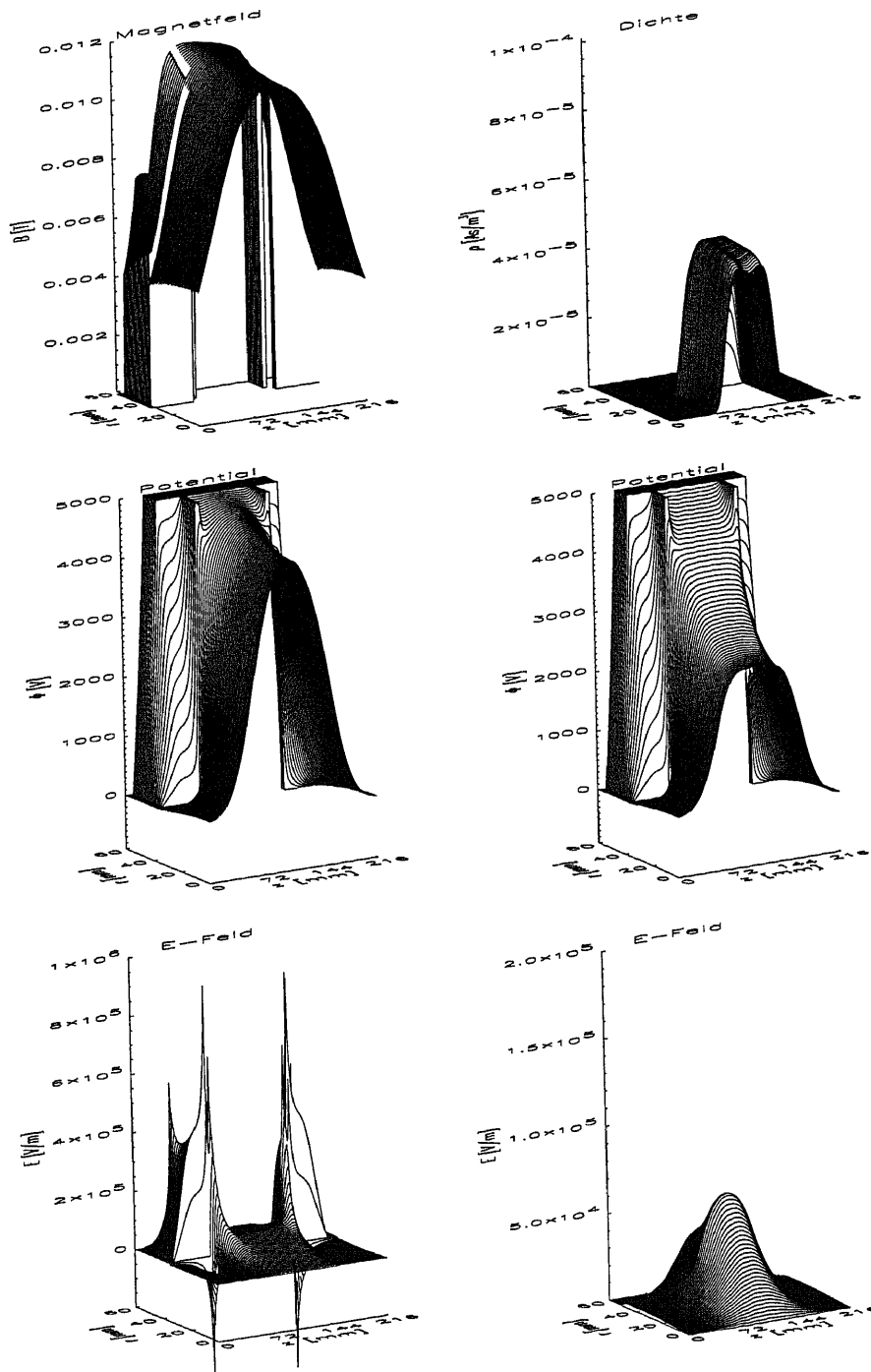


Abbildung 6-7 : Darstellung der Ergebnisse einer exemplarischen Rechnung mit dem Programm GABORITC für eine Anodenspannung von $U_A=5$ kV und einem Magnetfeld $B_z=112.5 \cdot 10^{-4}$ T sowie für angenommene longitudinale Verluste der Elektronen von $1 \mu\text{A}$ (die resultierende Temperatur der Elektronen beträgt ca. 150 eV). Die Darstellung der Felder, Potentiale und Dichten folgt Abb. 6-5. Der dargestellte Zustand wird durch die Grenze des Gültigkeitsbereich der verwendeten Theorie bestimmt (Symmetrieverlust, siehe Abb. 2-8). Deutlich ist der Einfluß der Blendengeometrie auf die Dichteverteilung in der Simulation zu sehen. Die Dichte der Elektronen im Zentrum beträgt 50 % der aus der klassischen Theorie gewonnenen. Das zentrale Potential ist 2477 V (Potentialdepression 1863 V). Die Gesamtzahl der eingeschlossenen Elektronen beträgt dabei $6.1 \cdot 10^{10}$ (21 %).

6.4 Messungen am Helium-Strahl

Im folgenden Unterkapitel sollen die Ergebnisse der Strahltransportrechnungen zur GPL, basierend auf den verschiedenen Theorien, vorgestellt und untereinander verglichen werden. Dabei dienen die Emittanzmessungen als Vergleich zu den aus entsprechenden Transportrechnungen gewonnen von den Einzelteilchen aufgespannten Phasenraumflächen. Als Ausgangspunkt dieser Transportrechnungen diente eine Emittanzfigur, die auf folgende Weise erhalten wurde. Ausgehend von einer gemessenen Emittanz bei Strahldrift (entsprechend Abb. 6-1) wurde der Strahl zuerst an den Ausgang des zweiten Solenoiden zurückgerechnet (siehe Abb. 6-8). Durch die Berücksichtigung der Driftstrecke zwischen zweitem Solenoiden und der GPL in der Simulation kann gegebenenfalls die Raumladungswirkung durch veränderte Kompensation infolge der Wirkung der GPL, auch im Bereich vor der GPL, berücksichtigt werden.

Abbildung 6-9 zeigt nochmals eine gemessene Emittanz bei 5 kV Anodenspannung und einem B_z -Feld von max. $90 \cdot 10^{-4}$ T. Dabei wurde ein Kompensationsgrad von ca. 20 % gemessen. Der Strahlstrom betrug 3.5 mA bei 10 keV. Diese Messung dient im folgenden als Vergleichsbasis zur Bewertung der Vorhersagekraft der verschiedenen vorgestellten Theorien hinsichtlich der Transporteigenschaften der GPL.

6.4.1 Rechnungen mit der klassischen Theorie Gabors

Abbildung 6-10 zeigt das Resultat einer Simulation unter Verwendung der klassischen Theorie. Dabei wird weder das Emittanzwachstum noch der Strahlradius oder Winkel richtig wiedergegeben. Der Strahl ist in der Simulation bereits überfokussiert. Um die Abweichung der gemessenen Ergebnisse von der Vorhersage der klassischen Theorie abschätzen zu können,

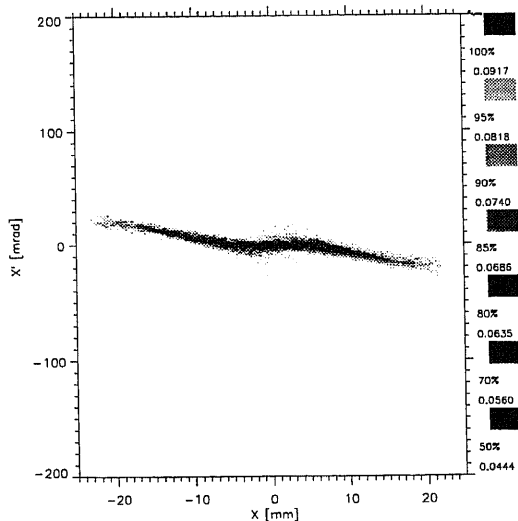


Abbildung 6-8 : Emittanzfigur (simuliert) nach raumladungskompensierten Transport bis an den Ausgang des zweiten Solenoiden. (Gegenüber Abb. 6-3 250 mm längere Drift.)

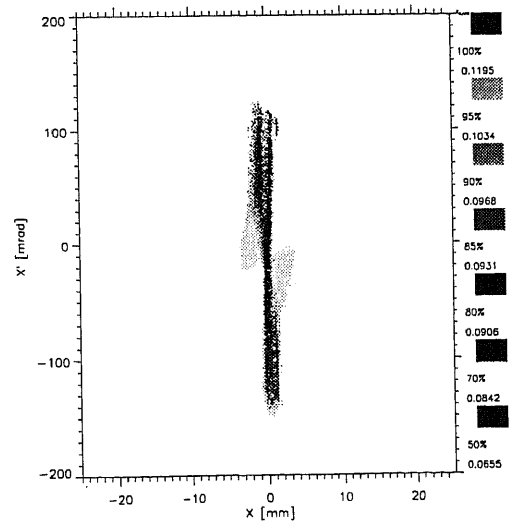


Abbildung 6-9 : Emittanz (gemessen) eines 10 keV Helium Strahles mit 3.5 mA hinter der GPL bei eine Feld von $B_z 90 \cdot 10^{-4}$ T und $U_A = 5$ kV (identisch Abb. 3-31).

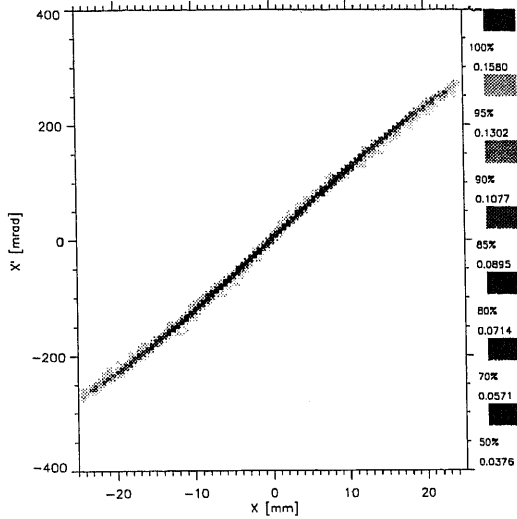


Abbildung 6-10 : Emittanz errechnet unter Annahme der klassischen Theorie von Gabor für die gleichen Strahl- und GPLparameter wie in Abb. 6-9.

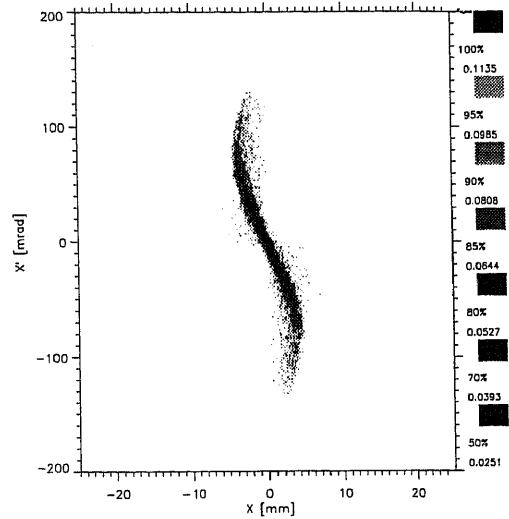


Abbildung 6-11 : Entsprechend Abb. 6-10 aber mit einem κ von 0,22 statt $\kappa=1$.

wurden diese Rechnungen für eine Vielzahl homogener Verteilungen mit unterschiedlichen Dichten durchgeführt. Aus dem Vergleich zwischen Messung und Theorie läßt sich so empirisch der Füllfaktor κ gewinnen. Abbildung 6-11 zeigt die entsprechende Simulation, die ein mit der Messung vergleichbares Ergebnis liefert. Dabei beträgt der Füllgrad ca. 22 %. Dies steht in Übereinstimmung mit früheren Messungen [Pozimski 90].

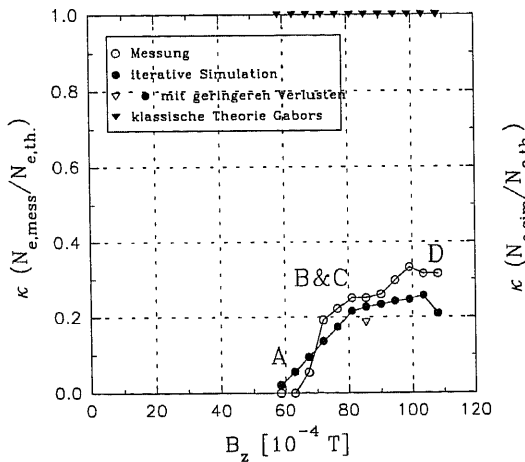


Abbildung 6-12 : Entwicklung des Füllgrades κ als Funktion des magnetischen Feldes. Die Punkte wurden empirisch durch Vergleich von Messung und Rechnung gewonnen.

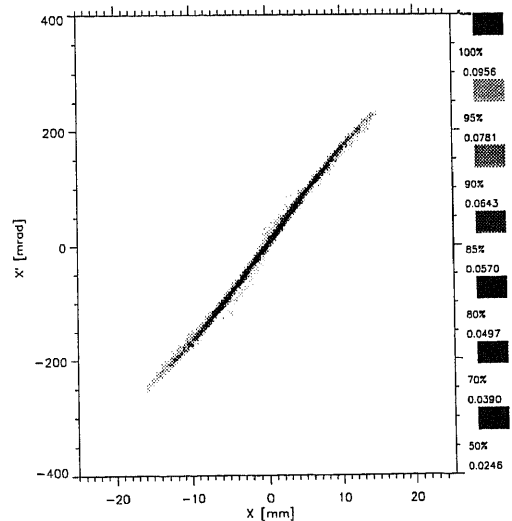


Abbildung 6-13 : Wie Abb. 6-10 jedoch mit einem U_A von 2 kV.

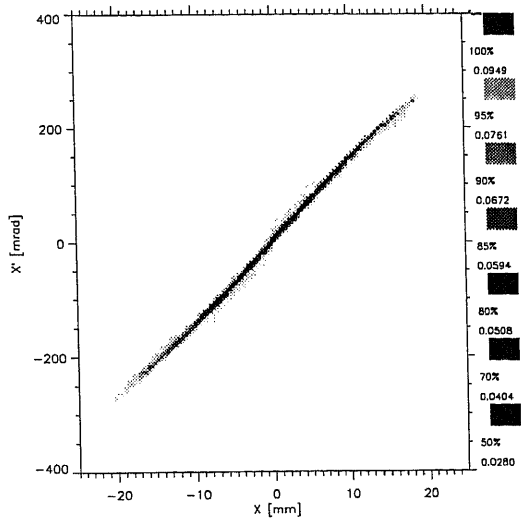


Abbildung 6-14 : Emittanz errechnet unter Verwendung des Programmes GABORITB für die gleichen Strahl- und GPLparameter wie Abb. 6-9.

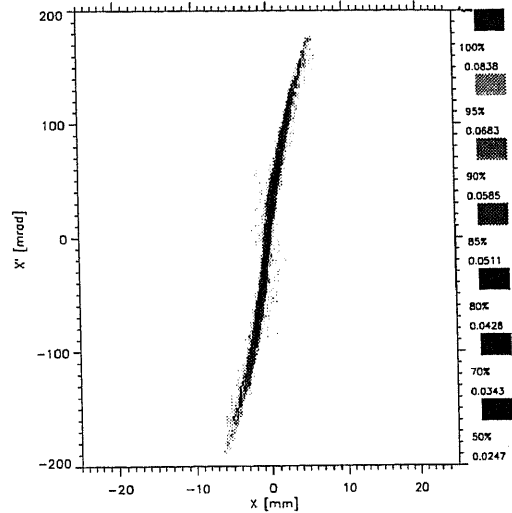


Abbildung 6-15 : Wie Abb. 6-14 jedoch bei einer Anodenspannung U_A von 2kV.

Wird dieses Vorgehen für die in Kapitel 3 (Abb. 3-26 ... 3-39) vorgestellte Meßreihe mit konstanter Anodenspannung (5 kV) und variablen B_z durchgeführt, so ergibt sich der in Abb. 6-12 gezeigte Verlauf. Der steile Anstieg bei kleinem Feld (Bereich A) zeigt, daß erst bei einem magnetischen Mindestfeld ein Einfluß der Linse auf die eingeschlossenen Elektronen und damit auch auf den Strahl sichtbar wird. Der Füllgrad steigt dann mit höherem Feld (Bereich B,C,D) auf ca. 30 % an. Die Messungen bei Feldern über $105 \cdot 10^{-4}$ T ließen sich nicht mehr durch die klassische Theorie reproduzieren, weshalb auf eine Berechnung des Füllgrades verzichtet wurde.

Abbildung 6-13 zeigt die Simulation für eine veränderte Anodenspannung (2 kV statt 5 kV). Im Vergleich mit Abb. 6-10 wird deutlich, daß im Gegensatz zu den Messungen die klassische Theorie wie zu erwarten keinen Einfluß der Anodenspannung auf die Elektronendichte und damit auf den Transport zeigt. Die leichte Drehung der Emittanzellipse bei niedrigerer Anodenspannung ist auf die geringere Abbremsung des Strahles in der Linse zurückzuführen.

6.4.2 Rechnungen mit der semi-klassischen (lokalen) Theorie

Wird bei der Berechnung statt der klassischen Theorie ein selbstkonsistentes Modell verwendet, bei dem die Elektronendichte lokal durch die radiale Einschlußbedingung bestimmt wird und zusätzlich negative Potentiale in der Linse verboten sind, so ergeben sich die in Abb. 6-14 und 6-15 gezeigten Ergebnisse. Ist die Anodenspannung hoch genug, kann also auch bei maximal erlaubter lokaler Elektronendichte ein negatives Potential nicht erreicht werden, so entspricht das Ergebnis der Simulation im wesentlichen der klassischen Theorie. Die hierbei z. T. geringere lokale Dichte der semi-klassischen Theorie wird durch eine größere longitudinale Ausdehnung des Plasmas im Vergleich zur klassischen Theorie kompensiert. Das in Abb. 6-14 gezeigte Beispiel ist so gewählt, daß es den Übergang vom Magnetfeld-dominierten Fall (klassisch) zum Potential-dominierten Fall darstellt. Bei einer Absenkung der Anodenspannung, wie in Abb. 6-15 gezeigt, muß auch die Elektronendichte entsprechend abgesenkt werden, um der Potentialbedingung zu genügen. Dadurch sinken die fokussierenden Raumladungsfelder. Trotz

der deutlichen Verbesserung der Vorhersage der Transporteigenschaften durch die Einführung der Potentialbedingung, ist die Abweichung zwischen Simulation und Messung noch erheblich ($\kappa \approx 0.35$), so daß nur eine sehr grobe Vorhersage möglich ist.

6.4.3 Rechnungen unter Verwendung thermalisierter GPL-Elektronen

Wird die longitudinale Einschlußbedingung in der Form schärfer gefaßt, daß die Elektronen longitudinal auf einer Magnetfeldlinie frei beweglich sind und sich durch Stöße untereinander bei genügender Einschlußdauer thermalisieren, und berücksichtigt zudem die longitudinalen Verluste an Elektronen sowie den Gültigkeitsbereich dieser kombinierten Theorie, so ergeben sich die in Abb. 6-16 bis 6-21 gezeigten Ergebnisse. Dabei werden die Meßergebnisse bei festem Magnetfeld und variiert Anodenspannung (Abb. 6-16 bis 6-19) gut widerspiegelt. Bei diesen Rechnungen ist zu beachten, daß sich durch eine Variation der Anodenspannung auch die radialen Verluste ändern. Dies erfordert eine Anpassung des longitudinalen Verluststromes sowie des für die Rechnung verwendeten Kompensationsgrades an die zugrundegelegten Parameter. Variiert man das Magnetfeld (Abb. 6-20 und 6-21), so stimmen die Simulationen trotz verbesserter Vorhersage der Fokussierstärke gegenüber der klassischen Theorie nur befriedigend mit den Messungen überein. Dies ist, im Falle des geringen magnetischen Feldes, auf die mangelnde Berücksichtigung der radialen, durch Diffusion über die Magnetfeldlinien verursachten Teilchenverluste zurückzuführen. In der vorliegenden Simulation wird die klassische radiale Einschlußbedingung verwendet. Die daraus resultierende Elektronendichte ist aber bei einem Magnetfeld von über ca. $70 \cdot 10^{-4}$ T so hoch, daß die longitudinalen Verluste überwiegen und das Magnetfeld keinen weiteren Einfluß ausübt. Dies wäre bei Berücksichtigung der radialen Diffusion nicht mehr der Fall, da die reduzierten radialen Verluste bei höherem Magnetfeld (proportional E/B) eine höhere Maximaldichte erlauben. Die Einbeziehung der Diffusion in die Simulation erweist sich als außerordentlich schwierig, da hierbei der

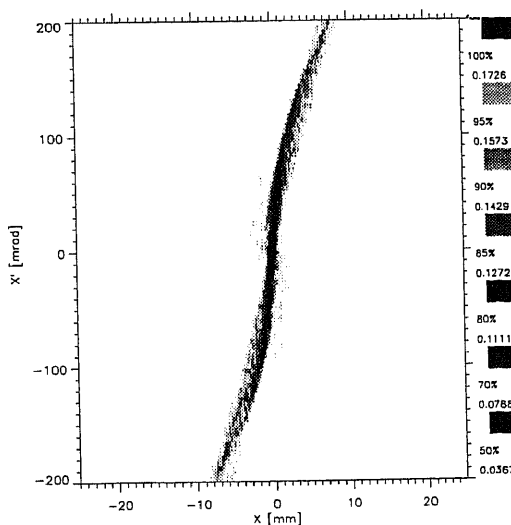


Abbildung 6-16 : Emittanz errechnet unter Verwendung des Programmes GABORITC für die gleichen Strahl- und GPLparameter wie Abb. 6-9 ($I_V=0.1 \mu\text{A}$, $K=0\%$, $N_e=8.65 \cdot 10^{10}$).

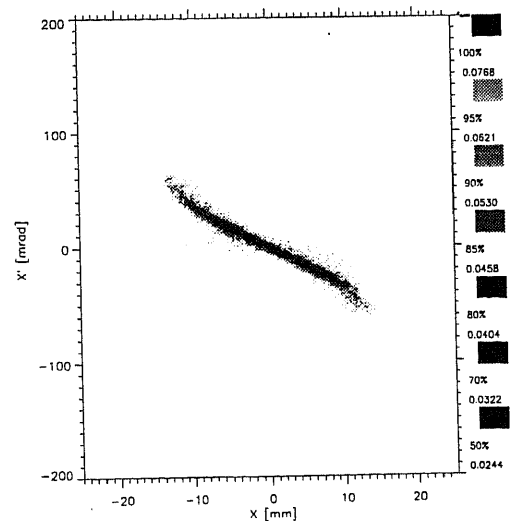


Abbildung 6-17 : Wie Abb. 6-16 jedoch für eine Anodenspannung U_A von 2kV ($I_V=10 \mu\text{A}$, $K=25\%$, $N_e=6.77 \cdot 10^{10}$).

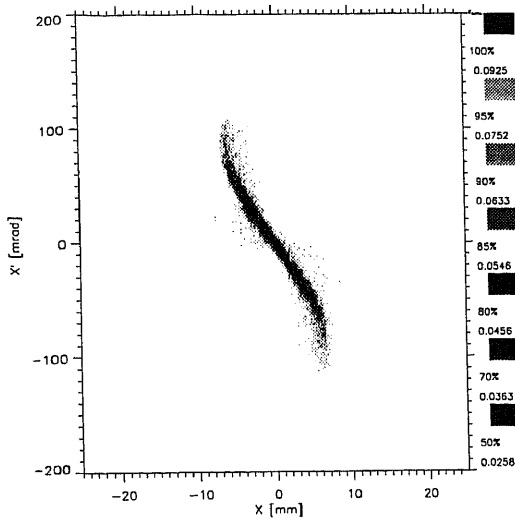


Abbildung 6-18 : Wie Abb. 6-16 jedoch
 $U_A = 3 \text{ kV}$ ($I_V = 1 \text{ } \mu\text{A}$, $K = 20 \%$, $N_e = 7.65 \cdot 10^{10}$).

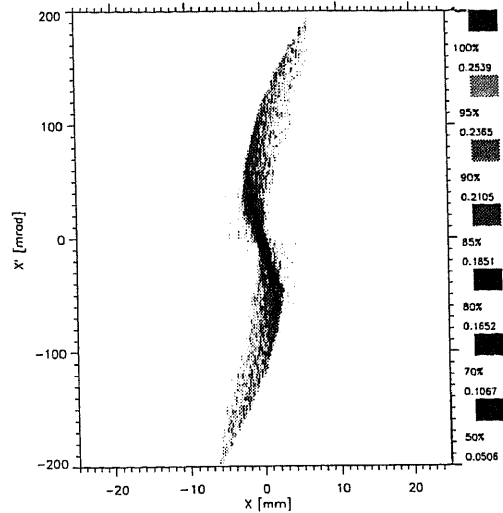


Abbildung 6-19 : Wie Abb. 6-16 jedoch
 $U_A = 4 \text{ kV}$ ($I_V = 0.1 \text{ } \mu\text{A}$, $K = 10 \%$,
 $N_e = 8.45 \cdot 10^{10}$).

Nettoenergietransfer eines Elektrons während der Zykloidenbewegung im gekreuzten E- und B-Feld in einem thermischen Elektronenensemble berücksichtigt werden muß. Klassische plasmaphysikalische Betrachtungen der Diffusion führen i. a. zu einer drastischen Überschätzung der Driftbewegung. Die Arbeiten zur Berücksichtigung der radialen Diffusion sind noch nicht abgeschlossen. Bemerkenswert ist aber, daß die Charakteristika einiger gemessener Emittanzen z. B. die Struktur im Strahlzentrum und Auffächerung der Emittanz durch die Simulation bei geringem Magnetfeld befriedigend wiedergegeben werden (Vergleiche hierzu Abb. 6-20 mit Abb. 3-44 und folgend).

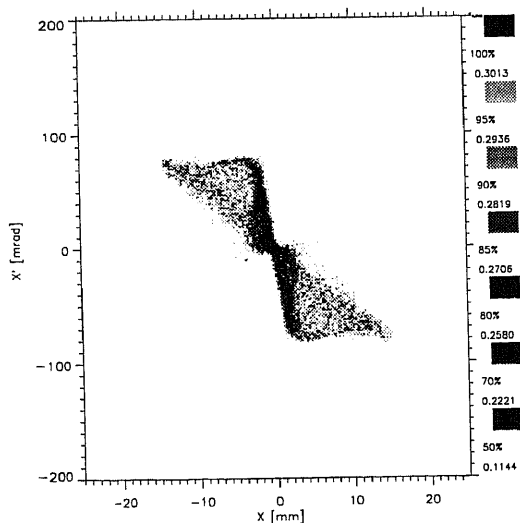


Abbildung 6-20 : Wie Abb. 6-16 jedoch
 $B_z = 67.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ ($I_V = 0.01 \text{ } \mu\text{A}$, $K = 0 \%$,
 $N_e = 1.95 \cdot 10^{10}$).

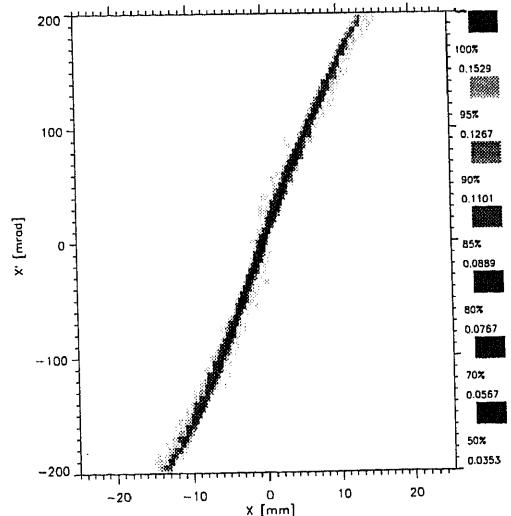


Abbildung 6-21 : Wie Abb 6-16 jedoch $B_z = 112.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ ($I_V = 1 \text{ } \mu\text{A}$, $K = 10 \%$,
 $N_e = 1.2 \cdot 10^{11}$).

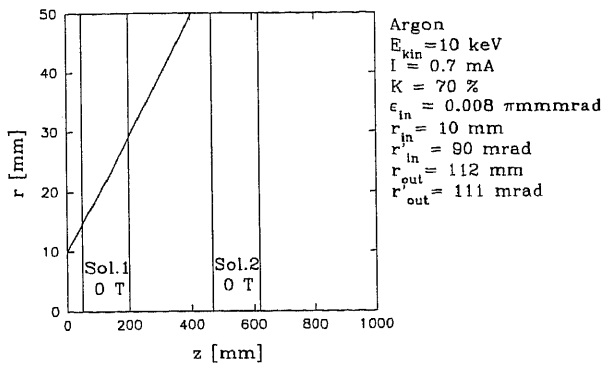


Abbildung 6-22 : Simulation des Enveloppenverlaufes eines driftenden Argonstrahles (Ar^+ , 10 keV, $I_{ein}=700 \mu A$, $K=70 \%$) mit ENVELPC.

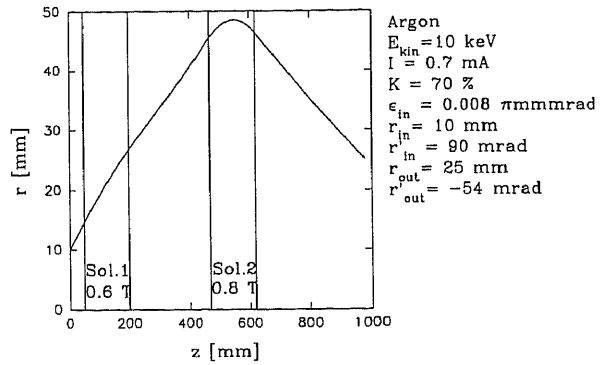


Abbildung 6-23 : Simulation des Enveloppenverlaufes eines Argonstrahles in einer magnetischen LEBT (Ar^+ , 10 keV, 700 μA , $K=70 \%$, $B_1=0.6$, $B_2=0.8 T$).

6.5 Messungen am Argon-Strahl

Die nachfolgenden numerischen Simulationen sollen helfen, die Messungen am Argonstrahl nachzuvollziehen. Dabei ist zu beachten, daß infolge der großen Driftstrecken die Ergebnisse nicht den tatsächlichen Transport nachvollziehen können. Die ersten beiden Rechnungen zum Transport eines Argonstrahles zeigen die Ergebnisse einer Simulation mit dem Programm ENVELPC. Abbildung 6-22 zeigt den driftenden Strahl unter Annahme eines Stromes von 700 μA und eines Kompensationsgrades von 70 %. Der Endwert der Simulation deckt sich, was die

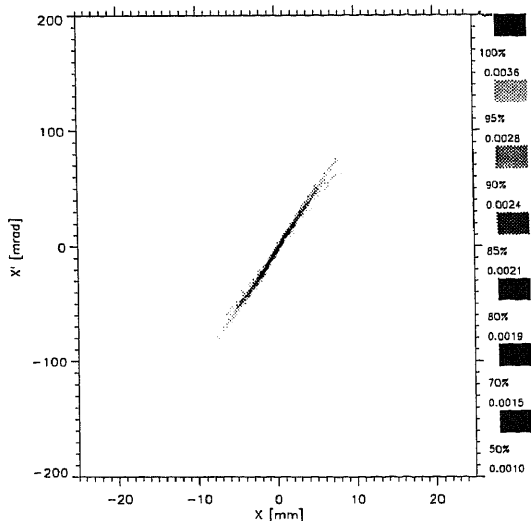


Abbildung 6-24 : Am Eingang der Transportstrecke gemessene Emittanz, die als Ausgangspunkt der weiteren Simulationen dient.

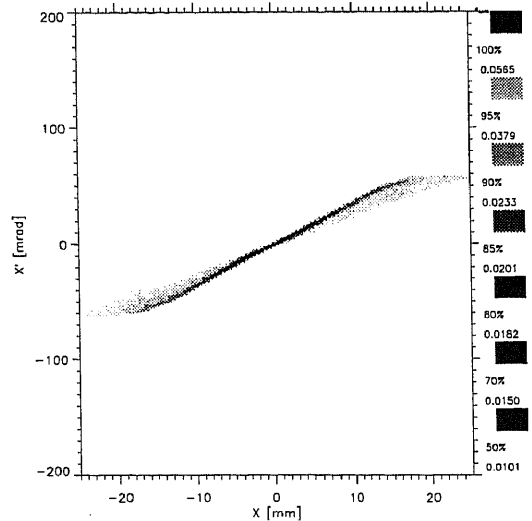


Abbildung 6-25 : Emittanz (gerechnet) zwischen den Solenoideinsätzen. Die Solenoideinsätze wurden mit GABORITC ($B_{z1}=40 \cdot 10^{-4} T$, $U_A=2 kV$), der Transport mit LINTRA simuliert.

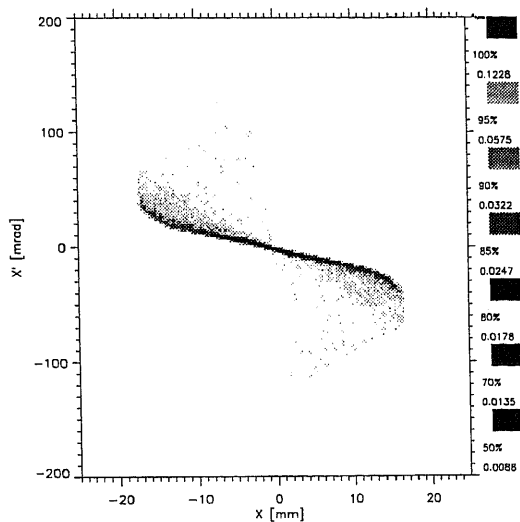


Abbildung 6-26 : Emittanz (Fortsetzung der Rechnung von Abb. 6-25) am Ort der Emittanzmessung ($B_{z2}=40 \cdot 10^{-4}$ T, $U_A=2$ kV).

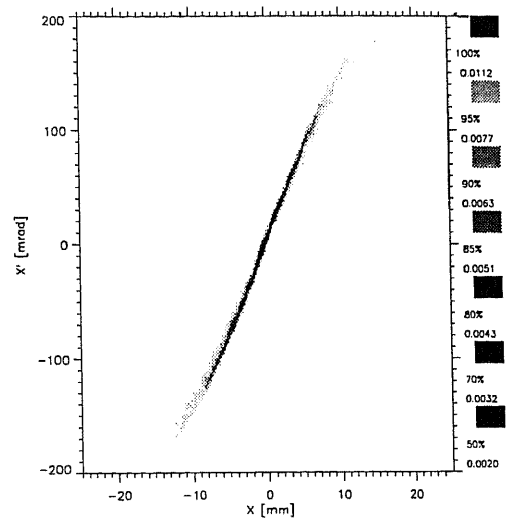


Abbildung 6-27 : Wie Abb. 6-25 jedoch $B_{z1}=120 \cdot 10^{-4}$ T.

Divergenz des Strahles angeht, gut mit der Messung (Kapitel 3.4.1 Abb. 3-59). Die sich daraus ergebende Transmission des Strahlstromes entspricht der Messung innerhalb der Fehlergrenzen der Rechnung. Entsprechend sind die Ergebnisse bei maximaler Feldstärke der Solenoide (Abb. 6-23 siehe auch Abb. 3-60).

Im folgenden werden zwei verschiedene Simulationsrechnungen zum Strahltransport mit Hilfe der Solenoideinsätze vorgestellt (siehe Kap. 3.4.1.1). Die Abb. 6-25 bis 6-28 zeigen die Ergebnisse einer Simulation mit Argonionen von 10 keV Strahlenergie und einem Strahlstrom von 700 μ A. Die beiden ausgewählten Messungen zeichnen sich dadurch aus, daß im ersten Fall die radialen Verluste durch Erreichen der klassischen Einschlußbedingung die Elektronendichte bestimmen. Im zweiten Fall, bei 3-fach höherem Magnetfeld (d. h. klassisch 9-fach höhere Dichte), sind es die longitudinalen Verluste und der Gültigkeitsbereich der Theorie die den Zustand bestimmen. Die lange Transportstrecke ($l=930$ mm) und die Ungewißheit bei der Abschätzung des longitudinalen Verlaufes der Kompensation machen detaillierte Aussagen sehr schwierig. Deshalb wurde die Transportstrecke zweigeteilt, so daß die Emittanz in der Mitte ($z=310$ mm) zwischen beiden Solenoideinsätzen als Simulation bekannt ist. Die Strahlemittanz (Abb. 6-24) am Eingang des ersten Solenoiden wurde durch eine Messung von P. Groß [Groß 97] am Ort der Eingangslochblende (siehe auch Kapitel 3 - Seite 46) generiert. Die Linsendaten entsprechen denen der Messungen im Kapitel 3.4.1 (Abb. 3-62 und 3-63, je beide Solenoideinsätze : $U_A=2$ kV, $B_z=40 \cdot 10^{-4}$ T bzw. $U_A=2$ kV, $B_z=120 \cdot 10^{-4}$ T). Abb. 6-25 zeigt die Emittanz zwischen den Solenoideinsätzen. Dabei wurde die Dichteverteilung mit GABORITC unter Annahme von 1 μ A Verlusten generiert. Der Strahlstrom wurde mit 700 μ A, der Kompensationsgrad mit 10 % angenommen. Abbildung 6-26 zeigt das Ergebnis der Simulation am Ort der Emittanzmessung. Die Abb. 6-27 und 6-28 zeigen die berechneten Emittanzen, die sich bei einer Annahme von $B_z=120 \cdot 10^{-4}$ T analog zu den vorangegangenen Simulationen ergeben. Die Ergebnisse bestätigen, daß der Argonstrahl von den Solenoideinsätzen überfokussiert wird.

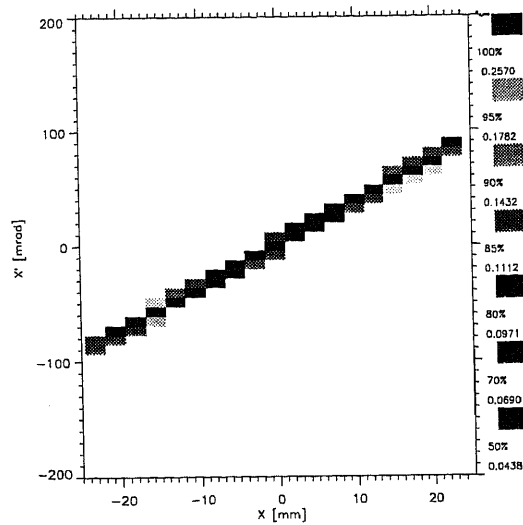


Abbildung 6-28 :Emittanz (Fortsetzung der Rechnung von Abb. 6-27) am Ort der Emittanzmessung ($B_{z2} = 120 \cdot 10^{-4} T$, $U_A = 2 kV$). Die Emittanzfigur übersteigt bei weitem den dargestellten Bereich. Um einen Vergleich mit den anderen Messungen zu ermöglichen wurde jedoch der Maßstab beibehalten. Da das Auswertungsprogramm die Anzahl der Phasenraumkästchen konstant hält, hat sich die Auflösung verschlechtert.

6.6 Emittanzwachstum

Das bei den Messungen (siehe Kapitel 3) beobachtete Emittanzwachstum kann verschiedene Ursachen besitzen [Müller 85, Struckmeier 85, Schönlein 87, Weis 90/2]. Dazu zählen i. a. nichtlineare innere Felder, verursacht durch die Raumladung des Strahles, und nichtlineare äußere Felder der fokussierenden Elemente (Linsenaberrationen). Daneben sind aber gerade bei teil- bzw. unkompensiertem Transport auch Strahlstromschwankungen zu nennen, die aufgrund der begrenzten zeitlichen Auflösung der Emittanzmeßanlage ein scheinbares Emittanzwachstum unterstützen können. Im folgenden Unterkapitel soll abgeschätzt werden, welche Ursachen in welchem Maße zu dem in den Messungen beobachteten Emittanzwachstum beitragen.

6.6.1 Raumladungseffekte

Gemäß den Ausführungen von Groß [Groß 94/2] bewirkt die Raumladung eine Umordnung der Strahlionen, die solange anhält, bis ein homogenes radiales Nettoladungsprofil erreicht ist. Die Umordnung wird durch die "nichtlineare Feldenergie", die im Fall einer homogenen Nettoladungsdichte ein Minimum einnimmt, vorangetrieben. Ist dieser Zustand der minimalen nichtlinearen Feldenergie eingenommen, so steigt die Emittanz solange nicht über diesen Wert an, bis durch eine Störung, z. B. Änderung der Kompensation, aberrationsbehaftete Linsensysteme, ein neuer Zustand minimaler nichtlinearer Feldenergie eingenommen werden muß. Dabei kann sich je nach Eingangsvoraussetzung die Emittanz unterhalb dieser Schwelle bewegen. Das Emittanzwachstum einer Umordnung läßt sich dabei abschätzen durch :

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\epsilon_f^2 - \epsilon_i^2} = \sqrt{\frac{\langle x^2 \rangle K \Delta W_{nl}}{8}} \quad (6.1)$$

mit $\langle x^2 \rangle$ dem rms-Strahlradius und K der generalisierten Perveanz. Der Formfaktor ΔW_{nl} ist für verschiedene Modellverteilungen in Tabelle 6.1 aufgeführt.

	KV	Waterbag	Parabolisch	Konisch
Waterbag	0.02240	0		
Parabolisch	0.04704	0.02640	0	
Konisch	0.05632	0.03392	0.00928	0
Gauß	0.15444	0.13204	0.10740	0.09808

Tabelle 6.1: ΔW_{nl} als Funktion verschiedener Ausgangs- und Endverteilungen.

Bei der Berechnung des maximalen Emittanzwachstums zweier Umverteilungen (Gauß -> KV -> Gauß, dies entspricht einer Dekompensation vor der Linse und einer Kompensation dahinter) für die gegebenen Strahlparameter (Driftmessung mit He⁺ Kap. 3.3.1), so ergibt sich ein $\Delta\epsilon_n$ von 0.1 π mmrad (bei $\langle x^2 \rangle = 5$ mm, K=0.0063), entsprechend etwa 150 % der Ausgangsemittanz ($\epsilon_n = 0.06$ π mmrad). Damit läßt sich das gemessene Emittanzwachstum von bis zu 300 % nicht ausschließlich erklären.

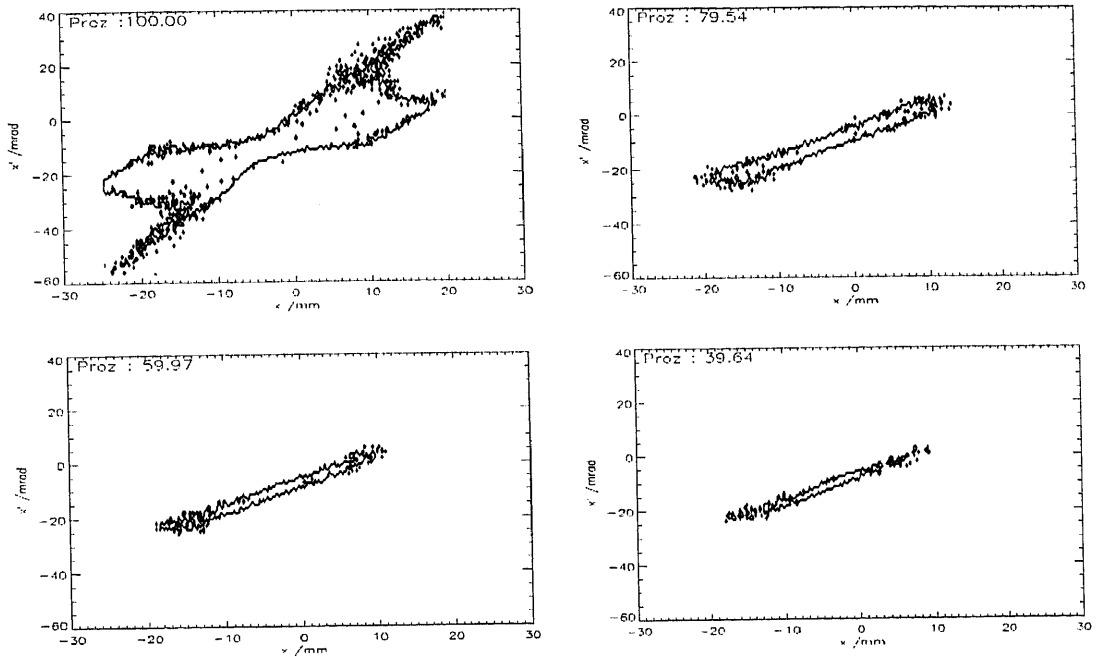


Abbildung 6-29 : Gemessene Emittanz (Helium 10 keV, 3.3 mA) nach Drift ($B_z=0$ T, $U_A = 0$ kV) durch die GPL im Schnitthöhenmodus (siehe Text Kap. 6.6.2) für 100%, 80%, 60 % und 40 % dargestellt. Im Schnitthöhenmodus lassen sich auch in der x, x' Ebene die Aberrationen durch Linsenfehler gut erkennen (mit der Schnitthöhe zunehmende Abweichung der Randlinie von einer Ellipse).

6.6.2 Aberrationen

Die im Bereich einer LEBT maßgeblichen Linsenaberrationen sind durch Nichtlinearitäten der fokussierenden Felder bestimmt. Chromatische Aberrationen sind wegen der meist hohen Energieschärfe der Ionenstrahlen direkt hinter der Extraktion zu vernachlässigen. Üblicherweise steigt bei den verwendeten Linsensystemen die Feldstärke überlinear mit dem Radius an, was typischerweise zu einer S-förmigen Veränderung der Emittanzfigur (im r, r' Raum) führt. Diese S-förmigen Veränderungen werden durch den Meßprozeß in x, x' verschmiert. Sie werden jedoch bei einer Betrachtung der gemessenen Emittanz im so genannten Schnitthöhenmodus wieder sichtbar. Nachfolgend werden die Schnitthöhendarstellungen verschiedener gemessener Emittanzen miteinander verglichen, um daraus auf die Linsenaberrationen zu schließen.

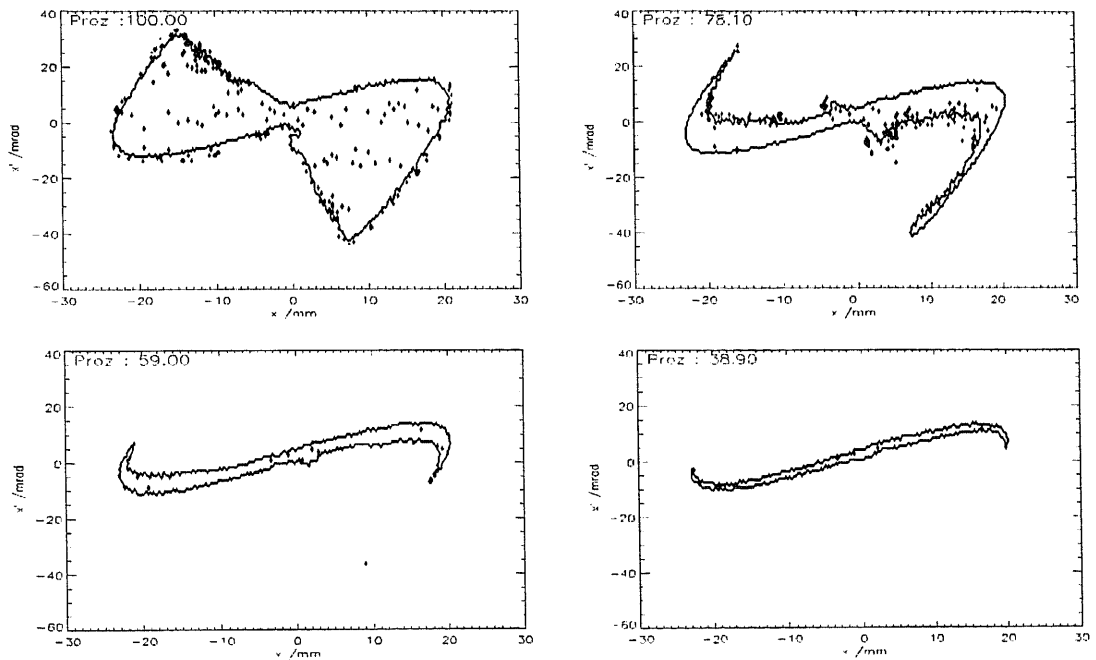


Abbildung 6-30 : Gemessene Emittanz (Argon 10 keV, 90 μ A) hinter den zwei Solenoideinsätzen. ($U_A = 5$ kV, $B_z = 0$ T). Die für eine Fokussierung mit einer elektrostatischen Einzellinse typischen S-förmigen Aberrationen sind zu erkennen.

Abbildung 6-29 zeigt die Schnitthöhen (SH = 100 %, ca. 80 %, ca. 60 % und ca. 40 %) des driftenden Helium-Strahles. Erst bei 100 % ist eine deutliche Abweichung von der erwarteten Ellipsenform zu bemerken. Im Gegensatz dazu zeigt eine Messung am Argonstrahl (Abb. 6-30), bei dem die Solenoideinsätze als elektrostatische Einzellinsen verwendet wurden, die für diesen Linsentypus charakteristischen S-förmigen Aberrationen schon bei einer Schnitthöhe von ca. 40 %. Bei einer Schnitthöhe von 100 % sind auch die für x, x' Messungen typischen Verbindungslinien zwischen den Meßpunkten und der Strahlachse zu beobachten.

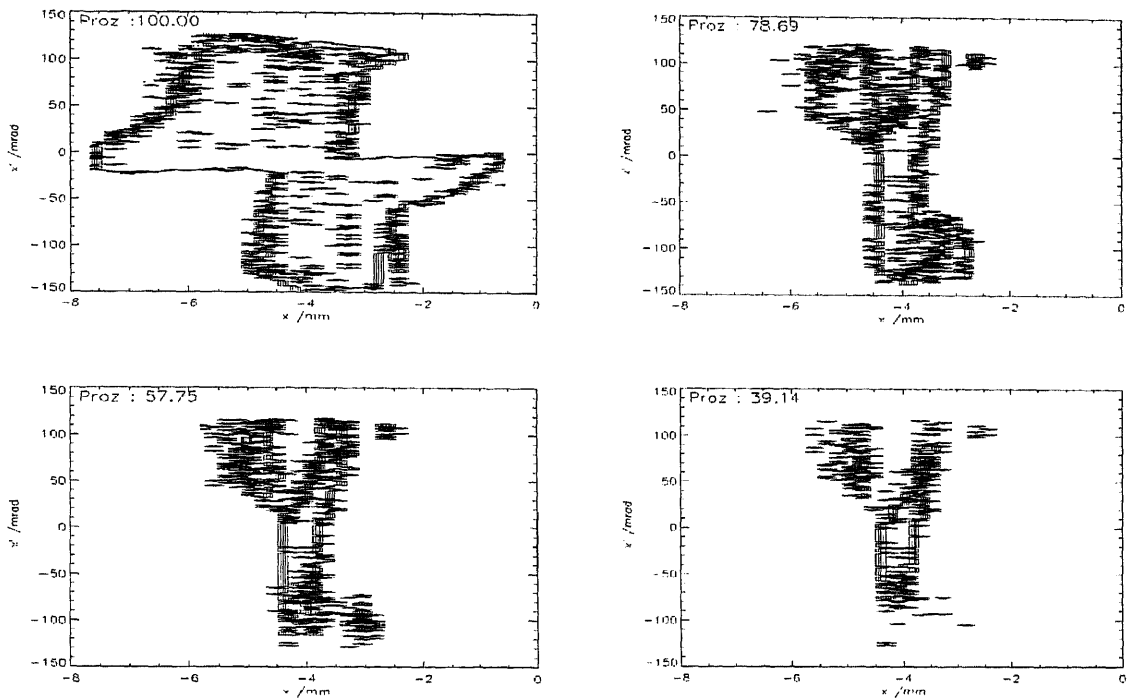


Abbildung 6-31 : Gemessene Emittanz (Helium 10 keV, 3.6 mA) hinter der GPL ($B_z=90 \cdot 10^{-4}$ T, $U_A=5$ kV) im Strahlfokus. Der Strahl fluktuierte zeitlich. Dieses Verhalten ist gut durch die Auflösung der Figurgrenzen zu erkennen.

Abbildung 6-31 zeigt eine Messung am Heliumstrahl mit arbeitender GPL. Die Linse war mit 5 kV Anodenspannung und einem Magnetfeld von $90 \cdot 10^{-4}$ T so eingestellt, daß der Fokus am Ort der Emittanzmessung lag. Die nicht geschlossenen Begrenzungslinien zeigen die Fluktuation des Strahles, die z. T. auch optisch wahrnehmbar war. Diese Fluktuationen können durch auftretende Sekundärelektronen, die in die Linse zurücklaufen und dort eine Verschiebung des Gleichgewichtszustandes zwischen Elektronenerzeugung und deren Verlusten bewirken, entstehen. Dies führt zu einer Änderung der Elektronendichte und damit der Brennweite. Dadurch wird der Fokus verschoben und damit die Bedingungen für die Erzeugung der Sekundärelektronen verändert. Die Krümmungen der Emittanzellipse sind nicht signifikant.

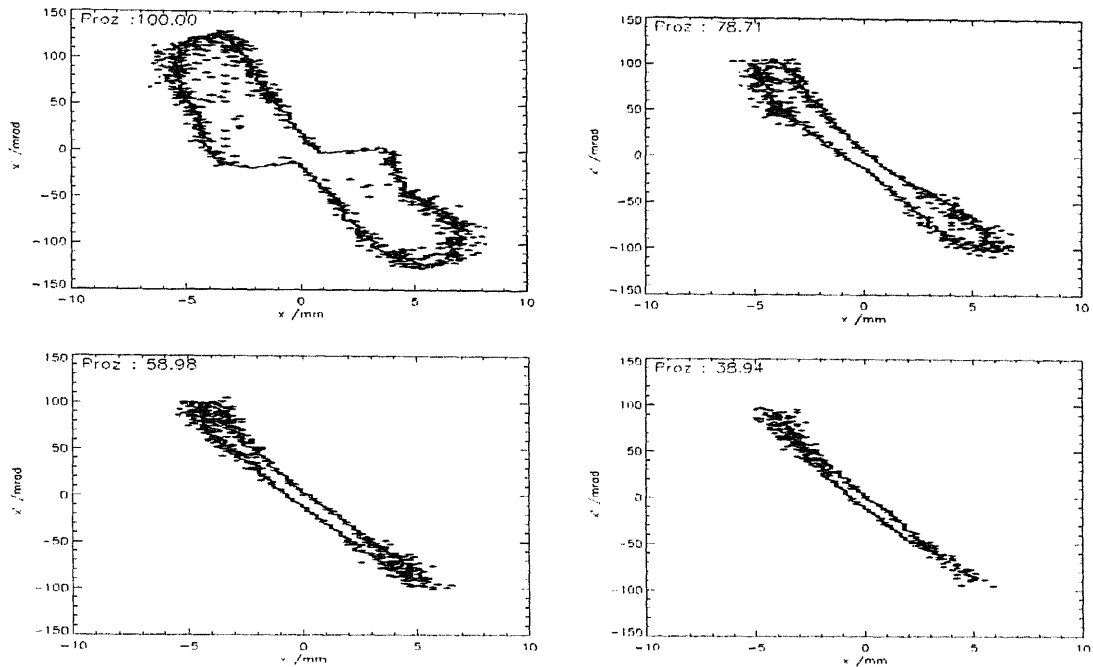


Abbildung 6-32 : Gemessene Emittanz (Helium 10 keV, 3.6 mA) hinter der GPL ($B_Z=81 \cdot 10^{-4}$ T, $U_A=5$ kV) im Strahlfokus . Es sind keine S-förmigen Aberrationen zu erkennen.

Auch bei einer etwas verringerten Fokussierstärke (Abb. 6-32, $U_A=5$ kV, $B_Z=81 \cdot 10^{-4}$ T) ist dies der Fall, wobei hier keine wesentlichen Fluktuationen mehr auftraten und die Form der Emittanzellipse (gegenüber Drift) erhalten blieb.

Abbildung 6-33 zeigt die Emittanz im SH-Modus bei wiederum verringerter Fokussierstärke (2 kV, $94.5 \cdot 10^{-4}$ T). Neben dem fraktalen Äußeren, verursacht durch zeitliche Instabilitäten, ist hier eine deutliche Krümmung der Emittanzfigur zu beobachten. Die Krümmung ist jedoch im Gegensatz zur elektrostatischen Einzellinse nicht S-förmig sondern entgegengesetzt gerichtet. Dies läßt darauf schließen, daß die Feldstärke und die Elektronendichte mit dem Radius abnimmt. Simulationsrechnungen zeigten, daß die Elektronendichte bei geringen Feldstärken (B-Feld) ab einem vom Magnetfeld abhängigen Radius sehr schnell gegen Null strebt, da die radiale

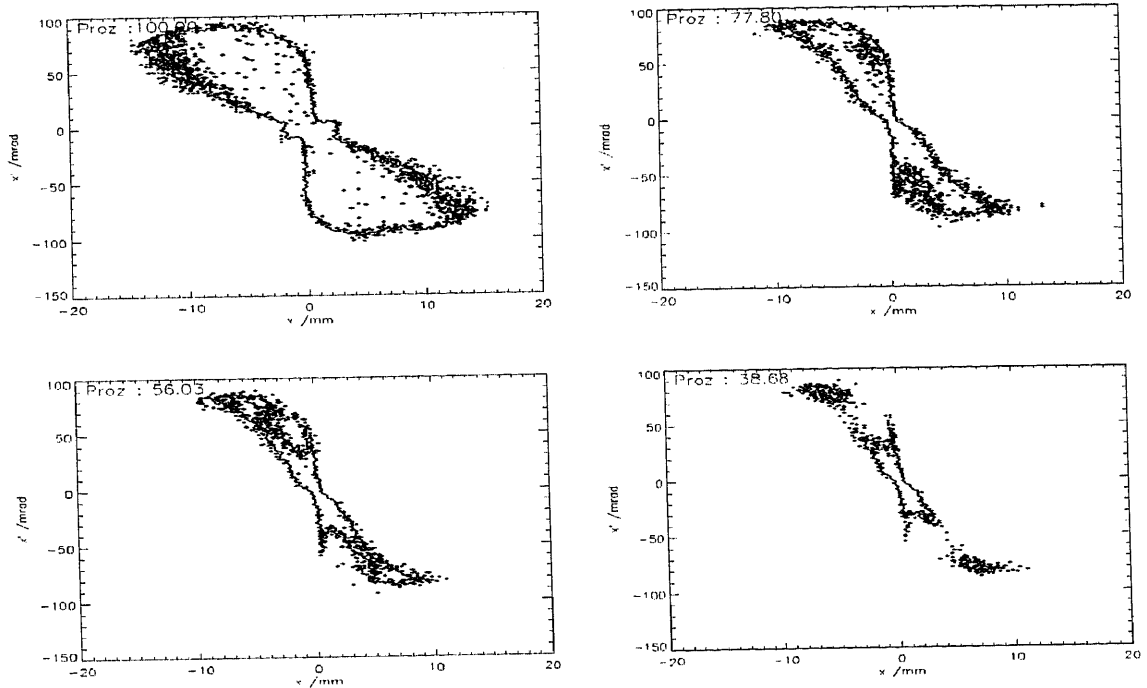


Abbildung 6-33 : Gemessenen Emittanz (Helium 10 keV, 3.6 mA) hinter der GPL ($B_z=94.5 \cdot 10^{-4}$ T, $U_A=2$ kV) im Strahlfokus . Bei verringerter Fokussierstärke nehmen die Aberrationen zu. Die Art der Aberrationen läßt auf eine mit dem Radius unterlinear ansteigende Fokussierstärke schließen.

Einschlußbedingung keine Elektronen mehr zuläßt. Da bei einer geringen Anodenspannung die Ausleuchtung der Linse im Vergleich zu höheren Spannungen groß ist, werden die Linsenfehler sichtbar. Durch die vorangegangenen Betrachtungen konnte gezeigt werden, daß ein Teil des Emittanzwachstums bei geringen Magnetfeldstärken und kleinen Anodenspannungen von nichtlinearen Linsenfeldern verursacht wird. Damit kann jedoch nicht das Emittanzwachstum bei höheren Feldern erklärt werden.

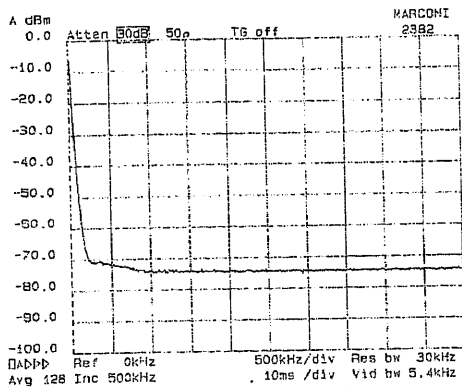


Abbildung 6-34 : Frequenzspektrum des Rauschens bei ausgeschalteter Ionenquelle (Vergleichsmessung zur Beurteilung der Einstreuungen).

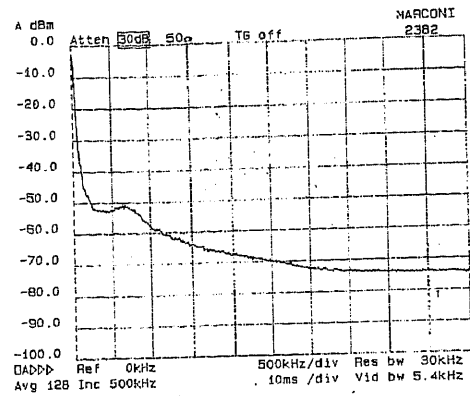


Abbildung 6-35 : Strahlrauschen nach Driftstrecke. Der Frequenzverlauf ändert sich bei Verwendung der GPL nicht.

6.6.3 Strahlstromschwankungen

Eine weitere Quelle für (scheinbares) Emittanzwachstum liegt in den zeitlichen Schwankungen des Strahlstromes. Bei teilkompensiertem Transport von hochperveanten Strahlen führt dies zu einer zeitlichen Änderung der Raumladungskräfte im Strahl und damit zu einer Lageänderung der Emittanzfigur. Dies ist insbesondere bei geringen Strahldurchmessern, d. h. in der Nähe des

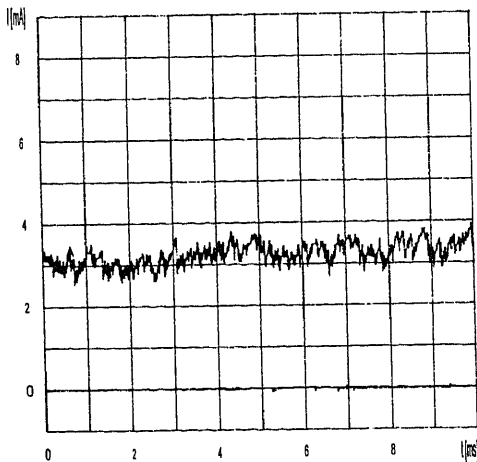


Abbildung 6-36 : Amplitude des gemessenen Strahlstromes (IFDT) als Funktion der Zeit hinter der GPL bei driftendem Strahl.

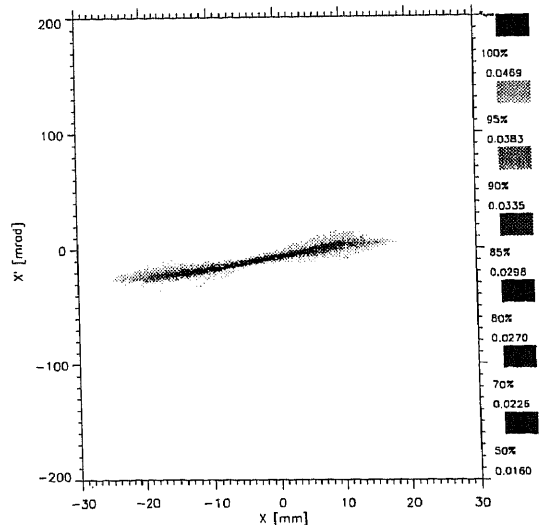


Abbildung 6-37 : Gemessene Emittanz eines driftenden Heliumstrahles. (entsprechend zu Abb. 6-36).

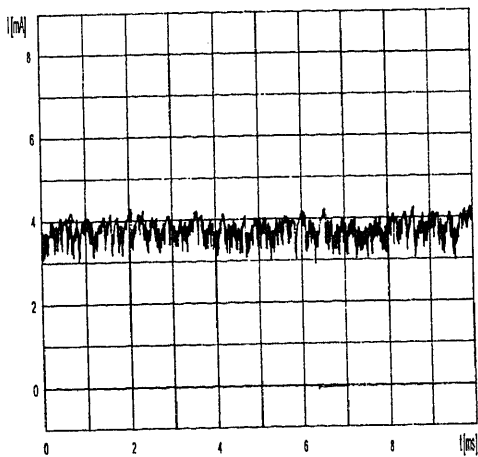


Abbildung 6-38 : Darstellung der Strahlamplitude als Funktion der Zeit für arbeitende GPL.

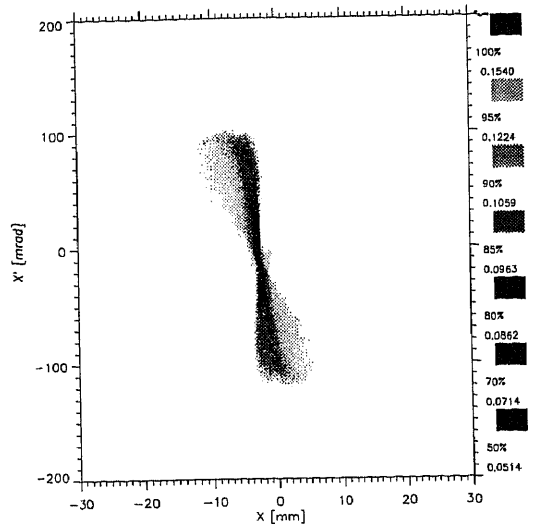


Abbildung 6-39 : Gemessene Emittanz entsprechend zu Abb. 6-38.

Strahlfokus bemerkbar, da hier die relative Änderung signifikant wird. Die Emittanzmeßanlage gibt aufgrund der geringen zeitlichen Auflösung einen gemittelten Wert wieder. Dieser ist durch die Überlagerung der Einzelemittanzen größer als jede einzelne Emittanz. Für eine Abschätzung dieses Effektes ist es notwendig, den zeitlichen Verlauf der Strahlstromschwankungen zu bestimmen. Zur Bestimmung des Frequenzspektrums der Strahlstromschwankungen wurde in einem ersten Schritt ein Frequenzspektrum des Strahlrauschens durch Messung des Stromes in die Faradaytasse mit einem Marconi Spektrumsanalysator (50 Ω - Eingang) aufgenommen. In

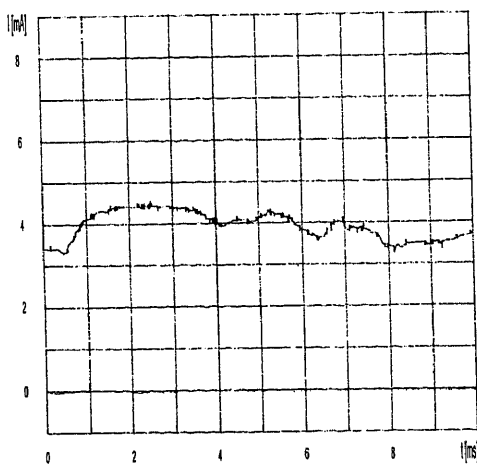


Abbildung 6-40 : Amplitude des Strahlstromes als Funktion der Zeit. Die Änderung des Rauschens ist auf veränderte Quelleneinstellungen zurückzuführen.

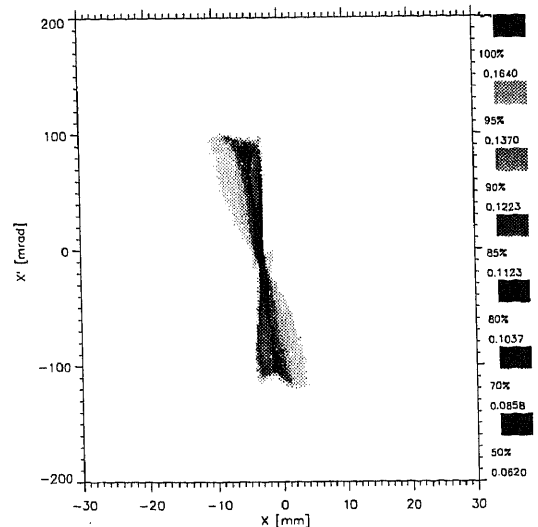


Abbildung 6-41 : Gemessene Emittanz entsprechend zu Abb. 6-40.

Abb. 6-34 ist ein Frequenzspektrum ohne Strahl zu sehen. Es zeigt geringe Frequenzanteile unterhalb 1 MHz. Im Vergleich dazu stellt Abb. 6-35 das Frequenzspektrum eines 10 keV Helium-Strahles mit 3.3 mA Strahlstrom dar. Die Quellen- und Beschleunigereinstellungen entsprachen den Driftmessungen. Es ist eine deutliche Erhöhung der Rauschanteile bis ca. 3 MHz zu beobachten. Dieses Strahlrauschen wird hauptsächlich von der Ionenquelle verursacht und während des Strahltransportes vor allem durch Lochblenden verstärkt [Dölling 94].

Eine Messung des Frequenzspektrums mit arbeitender GPL zeigt gegenüber der Driftmessung (Abb. 6-35) keine wesentliche Veränderung. Daraus ist zu schließen, daß die GPL das Strahlrauschen nicht wesentlich verstärkt. Dies war bei einer Plasmafrequenz von $\omega_p \approx 0.5$ Ghz auch nicht zu erwarten.

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen den zeitlichen Verlauf des Strahlstromes in die zweite Faradaytasse gemessen über ein Oszilloskop an einem $2\text{ k}\Omega$ -Widerstand sowie die zugehörigen Emittanzfiguren. Abbildung 6-36 zeigt den zeitlichen Verlauf des Strahlstromes in die Faradaytasse bei driftendem Strahl. Der gemittelte Strom beträgt 3.3 mA, gemessen über ein analoges Amperemeter. Der Maximalstrom betrug ca. 3.8 mA, der Minimalstrom ca. 2.7 mA. Damit beträgt der Rauschanteil ca. 30 %. Abbildung 6-37 zeigt die zugehörige Emittanzfigur. Analog dazu stellen Abb. 6-38 und 6-39 den zeitlichen Verlauf des Strahlstromes und die Emittanz mit arbeitender GPL (5 kV, $90 \cdot 10^{-4}$ T) dar. Wegen der höheren Transmission durch die Linse steigt der mittlere Strahlstrom auf 3.6 mA. Die Rauschamplitude bleibt erhalten. Die Emittanzmessung zeigt ein Emittanzwachstum von ca. 200 %.

Dieser Effekt ist hauptsächlich durch die Quelleneinstellung bestimmt. Abb. 6-40 zeigt den zeitlichen Verlauf des Strahlstromes bei veränderter Quelleneinstellung, Abb. 6-41 die dazugehörige gemessene Emittanz (GPL an, 5 kV, $90 \cdot 10^{-4}$ T). Dabei wurde bei verringerter Rauschamplitude ein etwas höherer mittlerer Strahlstrom (4 mA, Rauschanteil 25 %) transportiert. Das Emittanzwachstum verringert sich gegenüber der Drift mit gleichen Quelleneinstellungen auf ca. 50 %.

Zur Veranschaulichung des Effektes des Emittanzwachstums durch Drehung der Emittanzfigur infolge von Strahlstromschwankungen wurden, unter Annahme eines Linsenplasmas mit homogener Nettoladungsdichteverteilung (klassische Theorie), Strahltransportrechnungen mit verschiedenen Strahlströmen bei sonst gleichen Parametern durchgeführt. Abbildung 6-42 zeigt die Überlagerung dreier Simulationsrechnungen unter Annahme von 3.0 mA, 3.6 mA und 4.2 mA Strahlstrom. Deutlich ist die Zunahme des belegten Phasenraumvolumens zu beobachten. Die Form der gemeinsamen Phasenraumverteilung enthält alle Charakteristika der gemessenen Verteilungen. Damit ist der wesentliche Grund für das gemessene Emittanzwachstum bestimmt. Zeitliche Schwankungen des Strahlstromes führen sowohl bei teilkompensiertem als auch dekompensiertem Transport zu einer Erhöhung der im Mittel belegten Phasenraumfläche. Dies ist insbesondere bei hochperveanten Strahlen der Fall. Für kompensierten Transport ist solches auch für den Fall beobachtet worden, daß Dichteschwankungen in der Quelle zu einer Fluktuation des Plasmameniskus und damit der Extraktionsbedingungen führen.

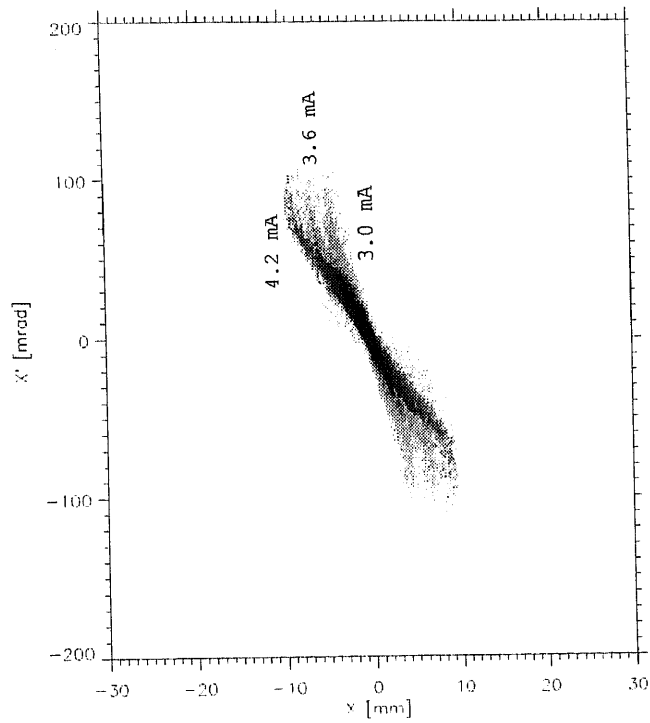


Abbildung 6-42 : Durch Überlagerung von drei (mit unterschiedlichen Strahlströmen berechneten) simulierten Emittanzen entstandene Phasenraumbelegung.

6.7 Transport unter Berücksichtigung der Verteilung des Restgasleuchtens

Im folgenden Kapitel soll durch Vergleich zwischen einer Emittanzmessung und den numerischen Simulationen zum Strahltransport, unter Zugrundelegung der Messungen zum Restgasleuchten und der daraus gewonnenen Elektronenverteilung eine Beurteilung des radialen Elektronendichteverlaufes erfolgen.

Wird die aus der optischen Bestimmung der radialen Verteilung des Restgasleuchtens gewonnene radiale Verteilungsfunktion der Elektronen (siehe Abb. 5-5) auf die durch die klassische Einschlußbedingung gegebene maximale Elektronendichte normiert, bei gleichzeitiger Verwendung der Gitterpunkte der numerischen Simulation der GPL, so ergibt sich nach Summation entlang der z-Koordinate der in Abb. 6-44 gezeigte Verlauf. Zum Vergleich wird in Abb. 6-46 der durch numerische Simulation (GABORITC) berechnete Verlauf der Elektronendichte dargestellt.

Eine Berechnung der Potentiale und Felder in der GPL und Simulation des Strahltransportes führt unter Zugrundelegung der in Abb. 6-44 gezeigten radialen Elektronenverteilung zu der in Abb. 6-45 dargestellte Phasenraumverteilung am Ort der Emittanzmessung. Der Vergleich mit der Messung (Abb. 6-43) zeigt, daß dieses Vorgehen zu einer Unterschätzung der fokussierenden Eigenschaften der Linse führt. Dies liegt zum einen daran, daß durch die Normierung auf die klassische radiale Einschlußbedingung die Dichte für größere Radien sehr viel kleiner ist, als die nach diesem Kriterium erlaubte Dichte. Im Vergleich dazu zeigt Abb. 6-47 das Ergebnis einer Transportrechnung mit einer durch Simulation gewonnenen radialen Dichteverteilung (aus 6-46). Bei dieser Simulation (Abb. 6-47) ist eine höhere Linsenwirkung als im vorangegangenen Fall zu beobachten.

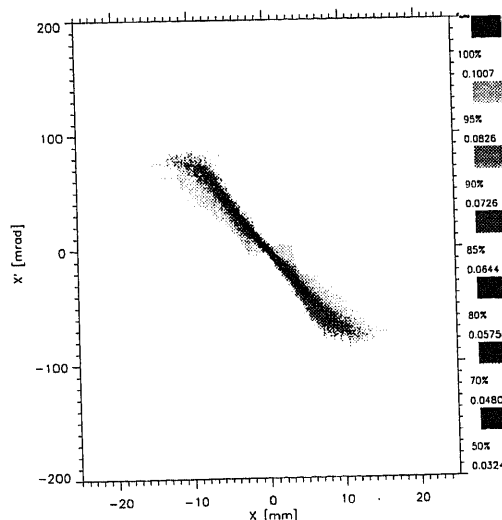


Abbildung 6-43 : Gemessene Emittanz eines 10 keV Heliumstrahles ($I = 3.4 \text{ mA}$). Das B_z -Feld betrug $81 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, die Anodenspannung $U_A 3 \text{ kV}$.

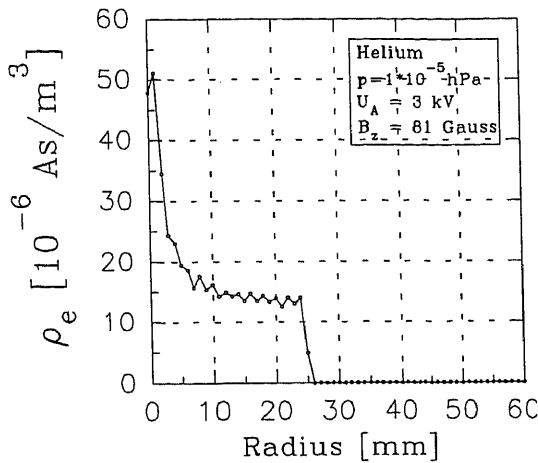


Abbildung 6-44 : Radiale Verteilung der Elektronendichte (gemittelt über z), gewonnen aus der optisch bestimmten Leuchtdichteverteilung und normiert auf die Dichte der klassischen Theorie (Zentrum).

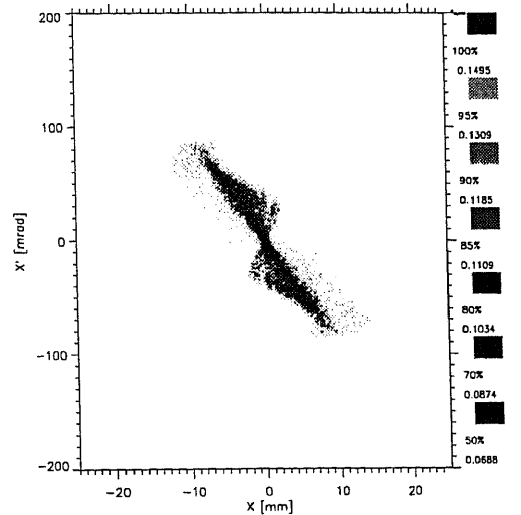


Abbildung 6-45 : Phasenraumverteilung berechnet durch Simulation unter Annahme des in Abb. 6-44 gezeigten Elektronendichteverlaufes sowie eines Kompensationsgrades von 20 % (siehe auch Abb. 6-43 und 6-47).

Bemerkenswert ist, daß, wie bei den Ergebnissen der numerischen Simulation für $67.5 \cdot 10^{-4}$ T, die inhomogenen radiale Elektronenverteilung zu den auch im Experiment beobachteten Phasenraumstrukturen ("Nasen") im Zentrum des Strahles führt. Diese Strukturen wurden auch bei kompensiertem Transport in einer magnetischen LEBT beobachtet [ESS 96, Groß 97] und in Anbetracht der Erfahrungen mit der GPL ebenfalls auf eine hohe Elektronendichte auf der Strahlachse zurückgeführt. Dies stützt die These, daß die verwendeten numerischen Techniken zur Bestimmung der Elektronendichteverteilung in einer GPL sich auch dazu nutzen lassen, die Elektronenverteilung in einem Solenoiden bei kompensiertem Transport zu beschreiben.

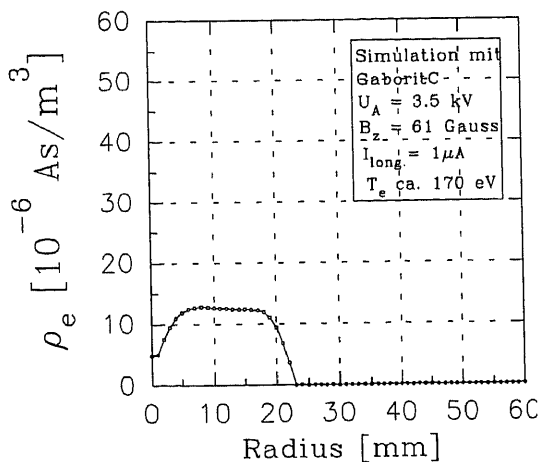


Abbildung 6-46 : Radiale Verteilung der Elektronendichte (gemittelt über z) gewonnen aus der numerischen Simulation mit dem Programm GABORITC.

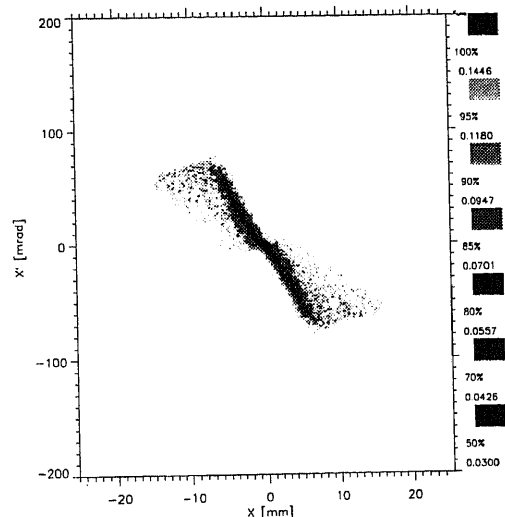


Abbildung 6-47 : Phasenraumverteilung berechnet durch Simulation unter Annahme des in Abb. 6-46 gezeigten Elektronendichteverlaufes (siehe auch Abb. 6-43 und 6-45).

Wesentlich ist, daß im Fall der Rechnung zu Abb. 6-44 die Aberrationen im Vergleich zu 6-46 in die entgegengesetzte Richtung zeigen. Der Unterschied dieser beiden Simulationen liegt dabei in der Höhe der Elektronendichte auf der Achse. Im ersten Fall liegt die Elektronendichte wesentlich über der gemittelten Dichte, im zweiten unter dieser. Dies führt zu einer unterschiedlichen Fokussierung vor allem der Ionen in der Nähe der Achse und damit zum Entstehen der Aberrationen. Die Ergebnisse der Experimente zeigen ein Verhalten, wie es durch eine geringe Dichte beschrieben wird. Es ist daher anzunehmen, daß die selbstkonsistente Simulation der Elektronendichte, wie sie im Programm GABORITC verwendet wird, die radiale Elektronenverteilung besser beschreibt, als dies durch eine Messung des Restgasleuchtens möglich wäre.

Ein Grund für diese Mißinterpretation der Messungen zum Restgasleuchten dürfte darin liegen, daß bei der Interpretation des Restgasleuchtens die Elektronendichte als proportional der Leuchtdichte angenommen und der Einfluß der Restgasionendichte auf die Messung vernachlässigt wurde. Eine Analyse der für die Restgasionenverteilung wesentlichen elektrischen Felder in der Linse zeigt (siehe auch Abb. 6-5, 6-6, 6-7), daß die Restgasionen in erster Linie eine Beschleunigung in Richtung der Linsenachse erfahren. Dabei werden die Restgasionen radial im Feld der Linse pendeln, bis sie die Linse longitudinal verlassen können. Dies führt zu einer Konzentration der Restgasionen auf der Linsenachse. Dabei kommt es gleichzeitig zu einer Reduktion der Nettoladungsdichte auf der Achse (in der Simulation des Programmes GABORITC wird diese Nettoladungsdichte berechnet und als Elektronendichte interpretiert) und zu einer entsprechenden Zunahme des Restgasleuchtens, dessen Ursache in der Wechselwirkung der Elektronen mit den Restgasionen zu suchen ist. Insofern ist es wahrscheinlich, daß der scheinbare Widerspruch zwischen der Verteilung des Restgasleuchtens und den Ergebnissen der Transportmessungen und den entsprechenden selbstkonsistenten Rechnungen bei Berücksichtigung der Restgasionenverteilung aufgelöst wird. Eine genauere Analyse ist nur möglich, wenn die Bewegung der Restgasionen in der Linse nachvollzogen wird, was aber zu einem weiteren drastischen Anstieg der Komplexität der Simulation führt.

Zur Erklärung der geringeren Elektronendichten in der Nähe der Achse reicht aber der in der Simulation gezeigte Effekt nicht aus, da dieser nur bei bestimmten GPLparametern auftritt. Die

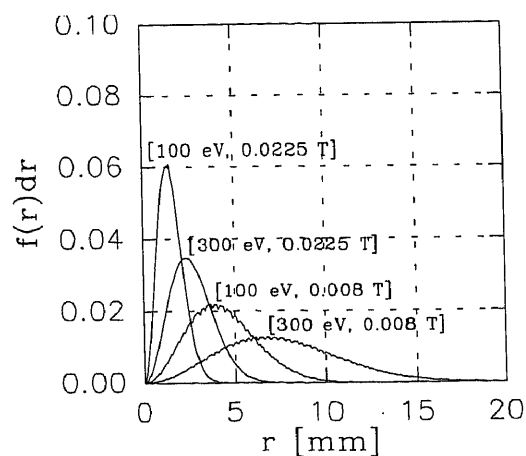


Abbildung 6-48 : Verteilungsfunktion $f(r)dr$ der Lamorradien (r) für verschiedene Magnetfeldstärken und (als transversal angenommenen) kinetischen Energien der Elektronen (entsprechend der Temperatur des Teilchenensembles). Für Dichten, die auf kleineren Radien als die Lamorradien liegen, befindet sich das Elektron nicht innerhalb des Volumens. Dies führt zu einer Reduktion der Dichten bei kleinen Radien.

Messungen zeigen die beschriebenen Phasenraumstrukturen aber für (fast) alle GPLparameter. Eine Erklärung für dieses Verhalten könnte Abb. 6-48 liefern. Abbildung 6-48 zeigt die Verteilung der Lamorradien als Funktion der Elektronentemperatur, wobei die Geschwindigkeitsvektoren nur als radial angenommen werden, und des Magnetfeldes. Für Orte in der Nähe der Achse ist die Anzahl der Teilchen deren Lamorradius kleiner ist als die Entfernung des betrachteten Ortes von der Achse gering, nur wenige Elektronen können sich innerhalb des ihnen zugeordneten Volumens aufhalten. Dies führt dort zu einer (geringen) Reduktion der Elektronendichte.

6.8 Auswirkungen der GPL auf den Kompensationsgrad des Strahles

Die gemessene Abnahme des Kompensationsgrades (global und im Strahl, siehe Abb. 3-55) läßt sich bei konstantem (geringem) Magnetfeld und steigender Anodenspannung durch die zunehmenden radialen Verluste an Elektronen in der Linse erklären (vergleiche Abb 2-5, Bereich B). Dabei gelangen die Kompensationselektronen, die sich im Potentialtopf des Ionenstrahles befinden (longitudinal), in die GPL und gehen dort radial verloren. Ein ähnliches Verhalten untersuchte bereits R. Dölling [Dölling 94] anhand einer (positiv beaufschlagten) Ringblende in einer Driftstrecke. Dabei zeigten die selbstkonsistenten Rechnungen eine mit der steigenden Blendenspannung korrelierte Abnahme der Elektronendichte. Die

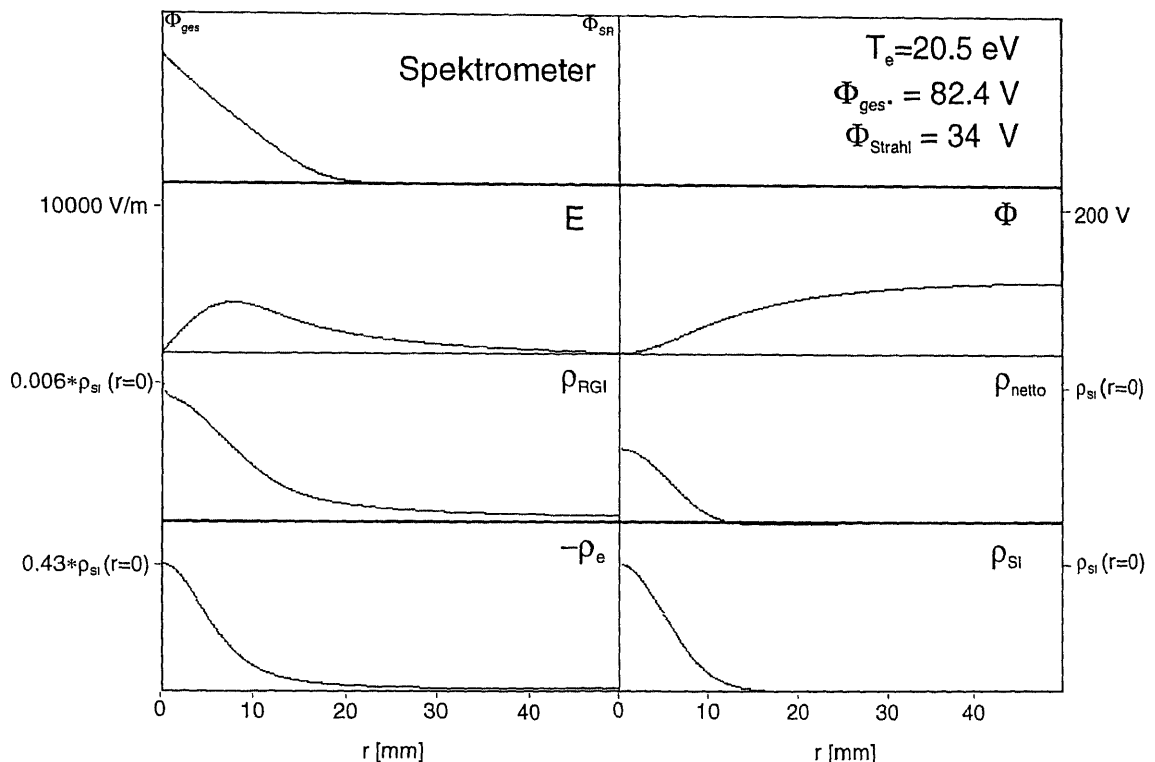


Abbildung 6-49 : Selbstkonsistente numerische Berechnung des Zustandes eines teilkompensierten Ionenstrahls. Der ermittelte Zustand gibt die aus Restgasionenenergiespektromettermessungen gewonnenen Potentiale ($\Phi_{\text{global}} 84 \text{ V}$, $\Phi_{\text{ST}} 34 \text{ V}$) gut wieder. Die Messungen wurden bei angeschalteter GPL ($B_z 225 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, $U_A 5 \text{ kV}$) in der Driftstrecke vor der GPL durchgeführt. Gegenüber dem Zustand des Strahlplasmas bei Drift (siehe Abb. 2-1) ist im vorliegenden Fall die Achsdichte der Kompensationselektronen verringert, deren Temperatur vergrößert (siehe auch Text).

Kompensationselektronendichte wird dabei außerhalb des Strahles stärker reduziert als innerhalb. Die verbleibenden Elektronen konzentrieren sich um die Ionenstrahlachse. Dies führt zu einer geringeren Abnahme des Kompensationsgrades im Strahl als des globalen Kompensationsgrades. Dieses Verhalten wurde auch bei den vorgestellten Strahlmessungen beobachtet.

Im Gegensatz dazu steht das Verhalten des Kompensationsgrades bei fester Anodenspannung und steigendem Magnetfeld. Der Kompensationsgrad (global und im Strahl) ist bei $225 \cdot 10^{-4}$ T mit jeweils ca. 20 % wesentlich kleiner als zu erwarten. Die (klassisch berechneten) radialen Verluste in der GPL sind bei dieser Feldstärke zu vernachlässigen (vergleiche Abb. 2-5, Abschnitt D). Der insgesamt und innerhalb des Strahles (im wesentlichen) gleiche Kompensationsgrad indiziert ein vom vorher beschriebenen abweichendes Verhalten. Eine selbstkonsistente numerische Berechnung des Strahlplasmazustandes entsprechend Abb 2-1, unter Nachbildung der aus den gemessenen Restgasionenenergiespektren gewonnenen Potentiale, so ergibt sich das in Abb. 6-48 gezeigte Bild. Gegenüber der Berechnung zur kompensierten Drift ist die Dichte der Kompensationselektronen auf der Achse auf 43 % (vorher 91%) der Strahlionendichte verringert. Dem steht ein Anstieg der Temperatur der Kompensationselektronen von ca. 4 eV auf ca. 20.5 eV gegenüber. Dies führt zu einer höheren Elektronendichte außerhalb des Strahles verglichen mit der Drift und spiegelt den Unterschied zur Dekompensation durch eine Ringblende wider: geringere Elektronendichte außen bei Erhaltung innen. Betrachtet man die für eine Beurteilung der Kompensation wichtige Größe des elektrischen (Rest-) Feldes vor der Strahlrohrwand, so ergibt sich mit ca. 50 V/m der gleiche Wert wie bei kompensierter Drift (dekompensiert 1800 V/m). Der Nettolinienladungsbelag verringert sich in beiden Fällen auf 1/38 des unkompensierten Zustandes. Die beiden betrachteten Fälle (kompensiert, teilkompensiert) unterscheiden sich daher nur durch die Verteilungsfunktion der Elektronen, diese wiederum ist im wesentlichen bestimmt durch die Energie- und Teilchenbilanz. Der Unterschied ist möglicherweise auf einen Heizprozess der Kompensationselektronen durch die GPL-Elektronen zurückzuführen. Bei Annahme einer KE-Temperatur bei Drift von ca. 4 eV und den berechneten Temperaturen der GPL-Elektronen von 100 - 400 eV, ist dies nicht verwunderlich. Ob dieser Energieaustausch durch aus der GPL austretende Linsenelektronen oder durch KE, die den Linsenbereich durchfliegen, verursacht wird, kann so jedoch nicht beantwortet werden.

Auch kann bis jetzt keine Aussage über das Verhalten des Kompensationsgrades bei ca. $100 \cdot 10^{-4}$ T und 5 kV (siehe auch Abb. 3-43) durch das verwendete Modell gemacht werden. Eine Optimierung des intrinsischen Einflusses der GPL auf den Kompensationsgrad des Ionenstrahles scheint aber, nach genauerer Analyse der Heizprozesse, möglich. Hierbei könnte eine numerische Analyse des Zusammenhangs zwischen der Temperatur der Linsenelektronen, der Blendengeometrie und deren Potential zu einer Optimierung beitragen. Dabei können transversale Magnetfelder (Dipolfelder) im Randbereich der Linse einen Austausch zwischen den Kompensationselektronen und den Linsenelektronen behindern. Damit wäre eine Verbesserung des Kompensationsgrades aufgrund einer Minimierung der Heizleistung zu erwarten. Auch ist in diesem Zusammenhang der umgekehrte Prozess, der Kühlung der GPL-Elektronen durch die KE, und die sich daraus ergebenden Konsequenzen auf die Dichteverteilung in der Linse von Interesse.

7 Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Meßergebnisse zeigen, daß bei geringem Restgasdruck der Einsatz einer GPL zur Fokussierung eines hochperveanten Ionenstrahles niedriger Strahlenergie Vorteile gegenüber konventionellen Linsensystemen bietet. Neben einer kostengünstigen Realisation ist wesentlich die bei unterschiedlichen Linsenparametern hohe Linearität der Linsenfelder (und die damit verbunden geringen Aberrationen) bei gleichzeitig starker Fokussierung zu nennen. Auch die geringe Baulänge, vor allem im Vergleich zu den wegen der FODO-Struktur bei Quadrupolen i. a. notwendigen Triplets, kann gerade bei de- bzw. teilkompensiertem Transport einen Vorteil darstellen.

Die im zweiten Kapitel vorgestellten Arbeiten zur theoretischen Beschreibung des nichtneutralen Plasmas der GPL haben gezeigt, daß bei Berücksichtigung der Verlustmechanismen (longitudinal und radial) die Beschreibung der Elektronenverteilung in der Linse die Meßergebnisse wesentlich besser widerspiegelt als in der klassischen Theorie Gabors, die nur einen idealisierten Zustand maximaler Elektronendichte beschreibt. Die Integration der Verluste in die Simulation ist für den longitudinalen Verlustkanal gelungen. Die radialen Verluste entziehen sich bisher aufgrund der Komplexität der Vorgänge bei der Diffusion einer hinreichend genauen Beschreibung. Dies liegt vor allem an einer sehr schwierigen Abschätzung der hierbei dominierenden Heiz- bzw. Kühlprozesse im Linsenplasma.

Die mit der GPL gemachten Erfahrungen zum Transport eines Heliumstrahles zeigen eine gute Eignung der Linse zum Einschub in einen RFQ. Der negative Einfluss der Linse auf den Kompensationsgrad des Strahles kann u. U. sogar von Vorteil sein, da bei dekompenziertem Transport kein zusätzliches Emittanzwachstum vor dem RFQ aufgrund einer Dekompensation durch die elektrischen Felder des RFQ auftreten kann. Insgesamt zeigen die Messungen am Heliumstrahl für hohe Anodenspannungen, und damit verbunden einer Regelung der Fokussierung über das magnetische Feld, Vorteile gegenüber einer LEBT mit elektrostatischen Einzellinsen hinsichtlich des Emittanzwachstums. Bei dieser Betriebsart wird der Strahl zwar weitgehend dekompenziert transportiert, jedoch ist die radiale Elektronenverteilung wesentlich homogener und damit das Emittanzwachstum deutlich verringert. Da die Fokussierstärke der Linse (aufgrund der starken zylindersymmetrischen Fokussierung trotz gegenüber der klassischen Theorie deutlich verringertem Füllgrad) im Vergleich zu konventionellen Linsensystemen beträchtlich ist, kann bei geeignetem Design der LEBT (kurze Driftstrecken) der Verlust der Raumladungskompensation ausgeglichen werden. Eine Stromgrenze, wie sie vor allem bei elektrostatischen Systemen den Transport einschränkt, ist bei einer LEBT mit Gabor Plasma-Linse dann im wesentlichen durch die Driftsektionen gegeben. In der Linse kann von einer guten Raumladungskompensation ausgegangen werden, da der radiale Einschluß der Elektronen sich durch die Raumladungsfelder des Ionenstrahles verbessert und die Elektronen sich so reorganisieren, daß die radialen elektrischen Felder erhalten bleiben. Lediglich die axialen Verluste werden durch den Strahl vergrößert. Diese sind jedoch bei einer hohen Anodenspannung zu vernachlässigen.

Die Messungen am Argon-Strahl zeigten die prinzipielle Eignung der GPL auch für hohe Ionenmassen. Jedoch zeigte es sich hier deutlich, daß gerade im Falle von dekompenzierten Strahlen sorgfältig auf das Design der Driftstrecken geachtet werden muß. Dies war im vorliegenden Fall jedoch nicht möglich (vorgegebene LEBT). Die Messungen zeigten, daß sich

mit geringem Aufwand eine LEBT mit Solenoiden, die nur für geringe Ionenmassen geeignet ist, durch entsprechende Solenoideinsätze so umbauen läßt, daß sie sich auch für hohe Ionenmassen eignet, bei gleichzeitiger ursprünglicher Verwendbarkeit der Solenoide bei Erdung der Anoden.

Die Messungen zur Erzeugung und Extraktion von Restgasionen, die ursprünglich nur zur Ermittlung der Störung der Strahlungsmessungen durch die Restgasionen dienten, zeigten, daß insbesondere für hoch reaktive Gase ein solches System durchaus in der Lage ist erhebliche Ionenströme zu extrahieren. Dabei ist die erwartete Lebensdauer aufgrund fehlender kritischer Bauteile (Glühkathode bzw. RF-Antenne) und der Möglichkeit der Beschichtung der Kathode und Anode (z. B. mit Edelmetallen) sowie dem Einsatz von Keramik als Isolation als gut zu bezeichnen. Hierbei ist aber zu erwähnen, daß dieses Prinzip keine generelle Alternative zu herkömmlichen Ionenquellen darstellt, jedoch in bestimmten Nischenanwendungen (z. B. für korrosive Gase bei denen ein Einsatz von Glühkathoden ausscheidet) durchaus vorstellbar ist.

Die Messungen zum Restgasleuchten in der GPL zeigten zwar prinzipiell das erwartete Verhalten, jedoch kann aus der radialen Verteilung des Restgasleuchtens nicht direkt auf die Verteilung der Elektronen geschlossen werden. Dies ist vermutlich auf die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte für die elektronische Anregung von Restgasatomen und Ionen sowie auf die Energieverteilung der Elektronen zurückzuführen. Im Prinzip sollte jedoch bei einer detaillierten Analyse aller Informationen (Restgasionenextraktion, Restgasleuchten und Transporteigenschaften) sowie durch den Vergleich mit den Simulationen ein noch umfassenderes Bild gewonnen werden.

Der Vergleich von Messungen mit Simulationen der Transporteigenschaften der GPL zeigt, ausgehend von der klassischen Theorie Gabors, eine mit zunehmender Komplexität der Simulation verbesserte Beschreibung der realen Vorgänge (siehe vor allem auf Seite 89, Abb. 6-12). Für den Fall eines durch longitudinale Verluste dominierten Plasmas ist die Qualität der Vorhersage des Transportes gut. Die Zustände, bei denen eine Dominanz der radialen Verluste durch Diffusion vorliegt, werden nicht wiedergegeben. Erst bei Erreichen der klassischen Einschlußbedingung von Gabor wird die Vorhersagekraft der Simulation wieder befriedigend. Eine Analyse der Ursachen des gemessenen Emittanzwachstums zeigt deutlich, daß die Redistribution der Strahlionen durch innere oder äußere Felder das Emittanzwachstum nicht erklären kann, die Schwankungen des Strahlstromes (ca. 30 % im Bereich bis 1 MHz) jedoch zu einem Emittanzwachstum in der beobachteten Größe und Form führen. Dieses Verhalten liegt allen LEBT-Systemen, die den Strahl dekompenziert transportieren, zugrunde, wird jedoch u. U. durch sonstige Linsenaberrationen überdeckt. Dieses Verhalten kann nur durch veränderte Quellenparameter verbessert werden, wie die Messungen von P. Groß mit der gleichen Quelle, jedoch bei deutlich geringerem Strahlstrom, belegen. Hier war eine Abwägung zwischen maximalem Strahlstrom und Quellenrauschen zu treffen.

Die vorliegende Arbeit zeigt, daß die GPL gerade im Niederenergie-Transportbereich eine echte Alternative zu konventionellen Linsensystemen darstellt. Zudem lassen sich die theoretischen Arbeiten verallgemeinern. Entsprechend angepaßt ist es möglich, auch für den kompensierten Transport in einem Solenoiden, die Kompensationselektronendichte und damit die Transporteigenschaften einer magnetischen LEBT genauer als bisher [Young 97, ESS 96] zu beschreiben.

Ausblick

Neben der Notwendigkeit, die radialen Verluste über die Magnetfeldlinien hinweg in die Simulation zu integrieren, bestehen zwei Hauptschwerpunkte für weitere Arbeiten auf dem Gebiet des raumladungskompensierten Transportes. Zum einen ist es nun möglich, eine LEBT bestehend aus zwei GPL aufzubauen und im regulären Strahlbetrieb zu testen. Besonders geeignet erscheint dabei ein Ionenstrahl hoher Masse und mittlerer Strahlenergie bei gleichzeitig hoher Raumladung, d.h. hohem Strahlstrom. Dies wäre z. B. ein Wismutstrahl mit ca. 30-50 keV Strahlenergie und 40-50 mA (Stromstärke entspricht den ICF-Anforderungen). Eine Ionenquelle die einen solchen Strahl liefern könnte, wird gerade von M. Weber im Institut aufgebaut und getestet. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete LEBT, bestehend aus Solenoiden, wäre nicht in der Lage, diesen Strahl entsprechend den Anforderungen eines RFQ zu fokussieren. Andererseits wären elektrostatische Einzellinsen in Anbetracht der hohen Raumladung des Strahles und der daraus resultierenden Aberrationen durch die hohe Linsenfüllung nicht in der Lage, den Anforderungen an das Emittanzwachstum zu genügen. Tabelle 7-1 stellt die für eine ICF-LEBT notwendigen Felder und Potentiale verschiedener LEBT-Konzepte gegenüber. Die angegebenen Werte stellen dabei Richtwerte für ähnlich konzipierte LEBT-Strecken dar und können sich für ein optimiertes System geringfügig ändern.

System	Anzahl	ICF - LEBT (Bi ⁺ , 522.5 keV, 40 mA)		IAP - LEBT (Bi ⁺ , 30 keV, 40 mA)	
		mag. Feld [T]	Blendenpotential [kV]	mag. Feld [T]	Blendenpotential [kV]
el. Einzellinsen	(2)	—	> 500	—	~ 30
Solenoiden	(2)	> 20	—	> 5	—
el. Quadrupole	(3)	—	> 270	—	> 15
mag. Quadrupole	(3)	> 1.3	—	> 0.32	—
Gaborlinsen	(2)	~ 0.13	~ 70	~ 0.03	~ 4

Tabelle 7-1 : Vergleich verschiedener LEBT Strecken hinsichtlich Ihrer Eignung für einen ICF Treiber. Die angegebenen Werte für die GPL wurde aus den Experimenten skaliert.

Für die LEBT-Strecke eines ICF-Treibers kommen im wesentlichen nur magnetische Quadrupole und Gabor Plasma-Linsen in Betracht, da Solenoiden aufgrund der hohen Felder technisch nicht mehr realisierbar und elektrostatische Systeme wegen der hohen erforderlichen Blendenpotentiale erhebliche Anforderungen technischer Art stellen und der dafür erforderliche finanzielle Aufwand in keinem Verhältnis zum Nutzen steht. Wie die bisherigen Messungen (z. B. an Argon) zeigen, sind jedoch Gabor Plasma-Linsen bei entsprechendem Design der LEBT durchaus in der Lage, alle technischen und physikalischen Anforderungen zu erfüllen. Dabei wäre gerade die sehr kostengünstige Realisation einer solchen LEBT gegenüber konventionellen Linsensystemen (mag. Quadrupole) hervorzuheben. Einzig das erforderliche Blendenpotential stellt eine gewisse Herausforderung dar. Im Rahmen eines Vorexperiments (rechte Hälfte der Tabelle) wäre mit sehr geringen Mitteln die Eignung dieses Linsentyps gerade in Hinblick auf das ICF Projekt zu verifizieren. Bei der Realisation dieses Injektors wäre zusätzlich besonders auf das Rauschverhalten der Quelle zu achten, da die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Mechanismen des Emittanzwachstums durch Strahlstromschwankungen alle Niederenergietransportstrecken, die die volle Raumladung transportieren (Einzellinsen, el. Quadrupole, z. T. GPL), betreffen. Zum zweiten kann mit den beschriebenen Algorithmen zur

Simulation der Elektronenverteilung in der GPL auch die Verteilung von Kompensationselektronen im Feld eines Solenoiden und das Eigenfeldes des Strahles beschrieben werden. Dies ist im Prinzip sogar mit dem vorliegenden Programm GABORITC möglich, da bei den geringen elektrischen Feldern und der i. a. verwendeten hohen magnetischen Felder ein Zustand vorliegt, der durch die longitudinalen Verluste gekennzeichnet ist. Dadurch ist es erstmals möglich, den Einfluß von (Dekompensations-) Blenden bei kompensierten Transport in der Nähe von magnetischen Feldern hinsichtlich der Strahlaberrationen und damit des Emittanzwachstums hinreichend vorherzusagen. Die intrinsische negative Auswirkung der GPL auf die Verteilung der Kompensationselektronen durch Heizprozesse kann durch verschiedene Maßnahmen verringert werden. Dazu zählen neben einem optimierten Linsendesign, das die Entstehung eines kalten Plasmas unterstützt, auch die Anwendung von transversalen Magnetfeldern im Bereich der Erdblenden. Dadurch wird der mit den Heizprozessen verbundene Austausch von Linsenelektronen und Kompensationselektronen erschwert.

8 Literaturverzeichnis

- [Allison 87] P. W. Allison, J. D. Shermann and D. B. Holtkamp: *An emittance scanner for intense low energy beams*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **30** (1987), p. 2204
- [Andrick 66] D. Andrick, H. Ehrhardt: *Die Winkelabhängigkeit der Resonanzstreuung niederenergetischer Elektronen an He, Ne, Ar und N₂*. Z. Phys. **192** (1966), p. 99
- [Arcimovic 83] L. A. Artsimowitsch, R.S. Sagdejev: *Plasmaphysik für Physiker*. Teubner, Stuttgart (1983)
- [Barth 92] W. Barth, T. Ludwig: *Über den Einfluß der Auflösung auf die gemessene Strahlemittanz*. Int. Rep. **92-10**, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1992)
- [Becker 93] R. Becker: *Space charge compensation of thermal beams*. Il Nuovo Cimento **106 A** (1993), p. 1613
- [Black 74] W. M. Black, J.W. Robinson: *Measuring rotationally symmetric potential profiles with an electron beam probe*. J. Appl. Phys. **45** (1974), p. 2497
- [Bock 91] R. Bock : *Status and perspectives of heavy ion inertial fusion*. GSI **91-13**,1991
- [Boggasch 87] E. Boggasch: *Die Plasmalinse, eine stromstarke Z-Pinch-Entladung zur Fokussierung geladener Teilchen in Hochenergiebeschleunigern*. Dissertation, Universität Erlangen (1987)
- [Boggasch 91] E. Boggasch, D. H. H. Hoffmann: *Advanced focusing techniques for intense heavy ion beams*. GSI Ann. Rep. HEDIM 1991, GSI **92-27**, p.7
- [Booth 78] R. Booth , H. W. Lefevre: *Space-charge-lens for high current ion beams*. Nuc. Inst. and Meth. **151** (1978), p. 143
- [Borries 32] B. Borries, E. Ruska: *Das kurze Raumladungsfeld einer Hilfsentladung als Sammellinse für Kathodenstrahlen*. Z. Phys. **76** (1932), p. 649
- [Connolly 85] R. C. Connolly: *An investigation of quiet, steady state plasma columns produced by penning discharge*. Ph. D. Thesis, University of Oregon, 1985
- [Dölling 88] R. Dölling, T. Weis and H. Klein: *Heating of compensating electrons by space charge fluctuations*. GSI Ann. Rep. HEDIM 1987, GSI **88-17**, p. 37

- [Dölling 94] R. Dölling: *Raumladungskompensation driftender intensiver Strahlen niederenergetischer Ionen und Techniken zu ihrer Vermessung*. Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1994)
- [Dölling 96] R. Dölling, J. Pozimski, P. Groß, J. Klabunde and P. Spädtke: *Investigation of space charge compensation with residual gas ion energy analyser*. Proc. 23 rd LINAC Conf. 1996, Geneva, Switzerland, CERN **96-07**, S. 83
- [Evans 71] L. R. Evans, D. J. Warner: *Space-charge neutralisation of intense charged particle beams: some theoretical considerations*. CERN/MPS/LIN. **71-2** (1971)
- [Fenger 93] F.C. Fenger, P. Groß, J. Pozimski, R. Dölling, T. Weis and H. Klein: *Space charge compensation in a magnetic dipole*. GSI Ann. Rep. HEDIM 1992 GSI **93-17**, p. 35
- [Gabor 47] D. Gabor: *A Space charge lens for the focusing of ion beams*. Nature **160** (1947), p. 89
- [Glaser 52] W. Glaser: *Grundlagen der Elektronenoptik*. Springer, Wien 1952
- [Groß 90] P. Groß, R. Dölling, T. Weis, J. Pozimski, J. Wiegand and H. Klein: *An electron beam probe for ion beam diagnosis*. Proc. 2 nd EPAC 1990, Nice, France, p. 806
- [Groß 93] P. Groß, J. Pozimski, T. Weis, R. Dölling and H. Klein: *Low energy beam transport of intense and partially space charge neutralized ion beams*. II Nuovo Cimento **106A** (1993), p. 1657
- [Groß 94/1] P. Groß, J. Pozimski, T. Weis, R. Dolling and H. Klein: *Development of a high resolution emittance scanner for high perveance low energy DC beams*. GSI Ann. Rep. HEDIM 1993, GSI **94-10**, p. 35
- [Groß 94/2] P. Groß, J. Pozimski, T. Weis, R. Dolling and H. Klein: *Experimental and theoretical investigations of emittance growth of space charge compensated beams in a magnetic transfer line*. Proc. 22 nd LINAC Conf. 1994 Tsukuba, Japan.
- [Groß 97] P. Groß : *Untersuchungen zum Emittanzwachstum intensiver Ionenstrahlen bei teilweiser Kompensation der Raumladung*. Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1997), in Vorbereitung
- [Hausner 92] R. M. Hausner, H. Baumann and K. Bethge: *Investigation of space charge effects on ion beams in a magnetic dipole field*. GSI-Report (92-27), 1992, S. 51
- [Herrmannsfeldt 73] W. B. Herrmannsfeldt: *Electron trajectory program*. SLAC-**166** (1973)

- [HIBALL 81] HIBALL: *A conceptual heavy ion beam driven fusion reactor study*. UWF DM-450, KfK-3202, Karlsruhe (1981)
- [Hofmann 92] I. Hofmann, H. Klein, P. Groß and J. Pozimski: *Some considerations for a beam neutralisation experiment in HIF final focusing*. GSI Scientific Report (1992)
- [Holmes 79] A. J. T. Holmes: *Theoretical and experimental study of space charge in intense ion beams*. Phys. Rev. A **19** (1979), p. 389
- [Hübner 82] K. Hübner: *Einführung in die Plasmaphysik*. Wiss. Buchgesellschaft Darmstadt (1982)
- [IFMIF 96] IFMIF-CDA Team, Edited by M. Martone: *International fusion irradiation facility, conceptual design activity - final report*. ENEA, Frascati Report RT/ERG/FUS/96/11 (Dez. 1996)
- [Jakob 94] A. Jakob, J. Pozimski, P. Groß, K. Reidelbach, R. Dölling and H. Klein: *Plasma potential and temperature measurements of a thin plasma by use of langmuir probes*. Proc 4 th EPAC Conf. 1994, London, Great Britain, p. 1755
- [Jakob 97] A. Jakob, K. Reidelbach, J. Pozimski, R. Dölling and H. Klein: *Diagnostic of the compensation process of ion beams with a time resolving ion energy spectrometer*. Proc. 17 th PAC Conf. 1997, Vancouver, Canada, to be publ.
- [Kaiser 77] J. F. Kaiser, W. A. Reed: *Data smoothing using low-pass digital filters*. Rev. Sci. Instrum. **48** (1977), p. 1447
- [Kapchinskij 59] I. M. Kapchinskij, V. V. Vladimirkij: *Limitation of proton beam current in a strong focusing linear accelerator associated with the beam space charge*. Proc. Int. Conf. on High Energy Acc., CERN (1959), p. 274
- [Klein 94] H. Klein: *Linac design for the european spallation source*. Proc. Int. Conf. on Accelerator-driven Transmutation and Applications, Las Vegas, USA, 1994
- [Klein 95] H. Klein, A. Lakatos, A. Maaser, K. Volk, M. Weber, R. Dölling, P. Groß, A. Jakob, J. Pozimski, K. Reidelbach, H. Deitinghoff, R. A. Jameson and D. Li: *Overview on IFMIF work at the EC / University of Frankfurt*. Proc. IFMIF Accelerator Meeting 1995, Santa Fe, USA.
- [Klein 96] H. Klein et. al: *The european spallation source study. Vol. 3: The ESS technical study*. ESS **96-53-M** (1996), p 2-1
- [Krall 86] N. A. Krall, A. W. Trivelpiece: *Principles of plasma physics*. San Francisco Press, San Francisco (1986)

- [Leybold 87] Gebrauchsanweisung IONIVAC IM 210, GA 9.401, Leybold-Heraeus GmbH (1987)
- [Lawson 58] J. D. Lawson: *Perveance and the bennet pinch relation in patially neutralized electron beams*. J. Electr. Control **5** (1958), p. 146
- [Mobley 73] R. M. Mobley: *Gabor lenses - experimental results at Brookhaven*. Brookhaven National Laboratory, 1973
- [Müller 85] R. W. Müller: *Relationship of ion expulsion and emittance growth in partially space-charge compensated ion beams*. GSI Int. Rep., GSI-SIS-INT/85-1 (1985)
- [Noble 88] R. J. Noble: *Beam transport with magnetic solenoids and plasma lenses*. Proc. LINAC Conf. 1988
- [Palkovic 89] J. A. Palkovic, F. E. Mills, C. Schmidt and D. E. Young: *Gabor lens focusing of a negative ion beam*. Proc. 1989 IEEE Part. Acc. Conf., IEEE, New York (1989) 304
- [Paul 88] A. Paul: *Untersuchungen des Raumladungspotentials eines Ionenstrahles in einer magnetischen Quadrupollinse*. Diplomarbeit, Inst. f. Kernphys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1988)
- [Pozimski 90] J. Pozimski: *Messungen an einer Gabor Plasma-Linse*. Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1990)
- [Pozimski 91] J. Pozimski, R. Dölling: *Programmpaket zur Bestimmung der Ladungsträgerdichteverteilung in einem Ionenstrahl aus den Ergebnissen von Emittanzmessung, Elektronenstrahlsondenmessung und Restgasionenspektrometermessung*. Int. Rep. **91-3**, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1991)
- [Pozimski 92] J. Pozimski, P. Groß, R. Dölling and T. Weis: *First experimental studies of a Gabor plasma-lens in Frankfurt*. Proc. 3 rd EPAC Conf. 1992, Berlin, Germany, p. 1536
- [Pozimski 93/1] J. Pozimski, R. Dölling, P. Groß, F. Fenger, A. Jakob and H. Klein: *Numerical calculation of charge density distributions in space charge compensated ion beams*. GSI Ann. Rep. HEDIM 1992 (GSI-93-17), p. 38
- [Pozimski 93/2] J. Pozimski, R. Dölling, P. Groß and H. Klein: *Determination of Electron Temperature in Partial Space-Charge-Compensated High-Perveance Ion beams*. Il Nuovo Cimento **106A** (1993), p. 1713
- [Pozimski 94] J. Pozimski: *LEBT : Ion source to RFQ, advantages and problems of space charge compensation*. Proc. on workshop on ion sources issues 1994, LBL-36347, CONF-9410233

- [Pozimski 95] J. Pozimski, P. Groß, R. Dölling, K. Reidelbach and H. Klein: *LEBT design studies for ESS*. Proc. 4 th ESS meeting 1995, Villigen, Switzerland, PSI-Proc. **95-02**, p. 732
- [Pozimski 96] J. Pozimski, P. Groß, R. Dölling and H Klein: *Investigations of space charge compensated transport by use of a Gabor plasma-lens*. Proc. 23 rd. LINAC Conf. Geneva, CERN **96-07**, p. 80
- [Pozimski 97] J. Pozimski, R. Dölling, P. Groß and H Klein: *Gabor plasma-lens focusing for LEBT systems*. Proc. 17 th PAC Conf. 1997, Vancouver, Canada, to be publ.
- [Reidelbach 94] K. Reidelbach, P. Groß, J. Pozimski, A. Jakob, R. Dölling and H. Klein : *Investigation of space charge compensation of pulsed ion beams*. Proc. 4 th EPAC Conf. 1994, London, Great Britain, p. 1758
- [Reidelbach 96/1] K. Reidelbach, P. Groß, J. Pozimski, A. Jakob, R. Dölling and H. Klein : *Investigation of space charge compensated ion beams with a time resolving ion energy spectrometer*. Fusion Engeneering and Design **32-33** (1996), p. 189
- [Reidelbach 96/2] K. Reidelbach, J. Pozimski, P. Groß, R. Dölling and H. Klein: *Diagnostic of the compensation process of pulsed ion beams with a time resolving ion energy spectrometer*. Proc. 5 th EPAC conf. 1996, Sitges, Spain, p. 2420
- [Reiser 89] M. Reiser: *Comparison of Gabor lens, gas focusing and electrostatic quadrupol focusing for low-energy ion beams*. Proc. 13 th PAC conf. 1989, Chicago, USA
- [Riehl 93] G. Riehl: *Untersuchung der mehrdimensionalen transversalen Phasenraumverteilungen von intensiven Ionenstrahlen*. Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1993)
- [Sacherer 71] F. J. Sacherer : *RMS envelope equations with space charge*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-19** (1971), p. 1105
- [Sarstedt 89] M. Sarstedt: *Untersuchungen zur Verzögerung eines intensiven Ionenstrahles auf Energien unter 400 eV*. Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1989)
- [Sarstedt 94] M. Sarstedt: *Untersuchungen zur Strahlformierung und Transport intensiver Ionenstrahlen und ihrer Injektion in einen RFQ-Beschleuniger*. Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1994)

- [Schönlein 87] A. Schönlein: *Emittanzwachstum und Raumladungskompensation beim Transport intensiver Ionenstrahlen*. Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main, GSI-Report 87-4 (1987)
- [Schempp 90] A. Schempp: *Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenzquadrupol (RFQ) - Ionenbeschleuniger*. Habilitationsschrift, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1990)
- [Struckmeier 85] J. Struckmeier: *Selbstkonsistente und nicht selbstkonsistente Phasenraumverteilungen intensiver Ionenstrahlen*. Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main, GSI-Report **85-14** (1985)
- [Volk 93] K. Volk: *Entwicklung einer effizienten Ionenquelle zur Produktion intensiver, hochbrillanter, atomarer, einfach geladener Ionenstrahlen*. Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1993)
- [Weis 90/1] T. Weis, J. Wiegand, R. Dölling, J. Pozimski, F. Fenger and H. Klein: *Evaluation of space charge neutralisation in a high perveance injection system with solenoids*. Proc. 2 nd EPAC Conf. 1990, Nice, France, p. 809
- [Weis 90/2] T. Weis, J. Wiegand, R. Dölling, J. Pozimski, H. Klein and I. Hofmann: *Emittance growth in a magnetic transfer line caused by the variation of beam neutralization*. Proc. 20 th LINAC Conf. 1990, Albuquerque, USA, p. 358
- [Weis 91] T. Weis: *Untersuchungen zum Verhalten hochperveanter Ionenstrahlen bei Raumladungskompensation*. Habilitationsschrift, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1991)
- [Weis 92] T. Weis, R. Dölling, P. Groß, J. Pozimski, G. Riehl, J. Wiegand and H. Klein: *Techniques for high current ion beam diagnostics*. Part. Accel. **37** (1992), p. 215
- [Wicke 96] L. Wicke, R. Dölling, J. Pozimski and H. Klein: *Optical beam profile analysis using a high performance multi mode CCD camera*. GSI Ann. Rep. HEDIM 1995, GSI **96-02**, p. 43
- [Xi 89] D. P. Xi, *Physica Scripta* **39** (1989), p. 105
- [Young 97] L. Young: *Simulation of the LEDA LEBT with H^+ , H_2^+ , and e^- particles*. Proc. 17 th PAC Conf. 1997, Vancouver, Canada, to be published, Los Alamos Preprint LA-UR-97-1701

9 Abbildungsverzeichnis

Kapitel	Nr.	Bem.	Seite
2	1	Berechnung des selbstkonsistenten Zustandes eines driftenden He ⁺ -Strahles	9
2	2	Schematische Darstellung der Gabor Plasma-Linse	11
2	3	Simulation von Elektronentrajektorien	12
2	4	Schematische Darstellung des longitudinalen Elektroneneinschlusses	14
2	5	Schematische Darstellung der Grenzbedingungen	18
2	6	Flußdiagramm Nr. 1 zur numerischen Berechnung der Elektronendichte	18
2	7	Iterative Bestimmung von Potential und Dichte nach klassischer Theorie	19
2	8	Iterative Bestimmung von Potential und Dichte nach semi-klassischer Theorie	20
2	9	Flußdiagramm Nr. 2 zur numerischen Berechnung der Elektronendichte	21
2	10	Iterative Bestimmung von Potential und Dichte mit thermalisierten Elektronen	22
2	11	$\Phi(r,z)$ und $\rho_e(r,z)$ als Funktion der Elektronenverluste	23
2	12	$\Phi, \Delta\Phi, N_e, T_e, r_e$ als Funktion der Elektronenverluste	24
2	13	$\Phi(r,z)$ und $\rho_e(r,z)$ als Funktion des Anodenpotentials	25
2	14	$\Phi, \Delta\Phi, N_e, T_e, r_e$ als Funktion des Anodenpotentials	26
2	15	$\Phi(r,z)$ und $\rho_e(r,z)$ als Funktion des Magnetfeldes	27
2	16	$\Phi, \Delta\Phi, N_e, T_e, r_e$ als Funktion des Magnetfeldes	28
2	17	Konvergenzverhalten des Programmes GABORITB	30
2	18	Konvergenzverhalten des Programmes GABORITC	30
3	1	Schematische Darstellung der Ionenquelle und des ersten Diagnosetanks	32
3	2	Schematische Darstellung der elektrischen Schaltung der Ionenquelle	33
3	3	Schematische Darstellung der Solenoide und deren Felder	34
3	4	Enveloppenverlauf einer He ⁺ -Transportrechnung	34
3	5	Enveloppenverlauf einer Ar ⁺ -Transportrechnung	34
3	6	Schematische Darstellung der Gabor Plasma-Linse	35
3	7	Feldverteilung (r,z) in der Gabor Plasma-Linse	36
3	8	Schematische Darstellung der GPL-Solenoideinsätze	37
3	9	Feldverlauf in den GPL-Solenoideinsätzen	38
3	10	Schematische Darstellung des Aufbaus zur RGI-Energiespektroskopie	40
3	11	Schematische Darstellung "Auswertung der RGI-Spektren"	41
3	12	RGI-Energiespektrum eines kompensierten He ⁺ -Strahles	42
3	13	RGI-Energiespektrum eines dekompensierten He ⁺ -Strahles	42
3	14	Schematische Darstellung der mechanischen Profilmessung	44
3	15	Mechanisch gemessenes Strahlprofil	45
3	16	Aus 3-15 berechnetes Strahlionendichteprofil	45
3	17	Schematische Darstellung der optischen Profilmessung	46
3	18	Optisch bestimmter Verlauf des Restgasleuchtens (in x,z)	46
3	19	Aus 3-18 berechnetes Strahlionendichteprofil	46
3	20	Schematische Darstellung des Aufbaus zur Emittanzmessung	47
3	21	Hinter der Ionenquelle gemessene Emittanz eines He ⁺ -Strahles	48
3	22	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus mit der GPL	49
3	23	Hinter der GPL gemessene Emittanz, Kompensationsgrad und Strahlprofil	52
3	24	Wie Abb. 3-24 jedoch dekompensierte Drift	52
3	25	Wie Abb. 3-24 jedoch kompensierte Drift bei maximalem Magnetfeld	52
3	26	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 67.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	53

Kapitel	Nr.	Bem.	Seite
3	27	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 72 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	53
3	28	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 76.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	53
3	29	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 81 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	53
3	30	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 85.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	54
3	31	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	54
3	32	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 94.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	54
3	33	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 99 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	54
3	34	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 103.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	55
3	35	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 108.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	55
3	36	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 112.5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	55
3	37	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 135 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	55
3	38	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 180 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	56
3	39	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 225 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	56
3	40	Strahldurchmesser hinter der GPL als Funktion des Magnetfeldes	56
3	41	Normierter Faradaytassenstrom hinter der GPL als Funktion des Magnetfeldes	56
3	42	Normierte Emittanz hinter der GPL als Funktion des Magnetfeldes	57
3	43	Kompensationsgrad vor der GPL als Funktion des Magnetfeldes	57
3	44	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 1.5 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	57
3	45	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 2 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	57
3	46	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 2.5 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	58
3	47	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 3 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	58
3	48	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 3.5 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	58
3	49	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 4 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	58
3	50	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 4.5 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	59
3	51	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5 \text{ kV}, B_z = 90 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	59
3	52	Strahldurchmesser als Funktion der Anodenspannung	59
3	53	Normierter Faradaytassenstrom als Funktion der Anodenspannung	59
3	54	Normierte Emittanz als Funktion der Anodenspannung	60
3	55	Entwicklung des Kompensationsgrades als Funktion der Anodenspannung	60
3	56	Optisch gemessener Verlauf des Restgasleuchtens hinter der GPL	60
3	57	Optisch bestimmtes radiales Strahlionendichteprofil hinter der GPL	60
3	58	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus mit den Solenoideinsätzen	62
3	59	Hinter dem zweiten Solenoiden gemessene Emittanz (Ar^+) bei Strahldrift	63
3	60	Wie Abb. 59 - jedoch bei maximalem Magnetfeld beider Solenoide	63
3	61	Wie Abb. 59 jedoch dekompenzierte Drift	64
3	62	Wie Abb. 59 jedoch je Solenoid $B_z=40 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und $U_A=2 \text{ kV}$	64
3	63	Wie Abb. 59 jedoch je Solenoid $B_z=120 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und $U_A=2 \text{ kV}$	64
3	64	Wie Abb. 59 jedoch $B_{z1}=480 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, $B_{z2}=600 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und $U_A=2 \text{ kV}$	64
3	65	Wie Abb. 59 jedoch je Solenoid $B_z=80 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und $U_A=4 \text{ kV}$	65
3	66	Optisch bestimmter Verlauf des Strahlionendichteprofiles (in x, z)	65
3	67	Optisch bestimmtes radiales Strahlionendichteprofil	65
3	68	Messung des RGI-Stromes als Funktion des Feldes des ersten Solenoiden	65
3	69	Messung des Strahlionenstromes als Funktion des Feldes des ersten Solenoiden	66
3	70	Messung des Strahlionenstromes als Funktion des Magnetfeldes ($U_A = 2 \text{ kV}$)	66
3	71	Wie Abb. 70 jedoch $U_A = 1 \text{ kV}, 2 \text{ kV}, 3 \text{ kV}, 4 \text{ kV}, 5 \text{ kV}$	67
4	1	Schematische Darstellung der Restgasionenerzeugung in einer GPL	69

Kapitel	Nr.	Bem.	Seite
4	2	Versuchsaufbau zur Messung der Phasenraumverteilung und des RGI-Stromes	70
4	3	Gemessener RGI-Strom als Funktion der GPLparameter ($p=7 \cdot 10^{-6}$ hPa Helium)	71
4	4	Wie 4-3 jedoch $p=7 \cdot 10^{-5}$ hPa Helium	71
4	5	Wie 4-3 jedoch $p=7 \cdot 10^{-4}$ hPa Helium	71
4	6	Wie 4-3 jedoch $p=8 \cdot 10^{-4}$ hPa Wasserstoff	71
4	7	Wie 4-3 jedoch $p=8 \cdot 10^{-5}$ hPa Argon	71
4	8	Gemessene Phasenraumbelugung und Profil des extrahierten RGI-Strahles (He)	73
4	9	Wie 4-8 jedoch für verschiedene Anodenspannungen	74
4	10	Wie 4-8 jedoch für verschiedene Magnetfeldstärken	75
4	11	Wie 4-8 jedoch für Wasserstoff, Helium, Argon als Restgas	76
5	1	Versuchsaufbau zur Messung der Verteilung des Restgasleuchtens in der GPL	78
5	2	Transversale Verteilung (in x,y) des Restgasleuchtens (Helium)	79
5	3	Transversale Verteilung (in x,y) des Restgasleuchtens (Argon)	79
5	4	Wie 5-3 jedoch bei höherem Magnetfeld	79
5	5	Radiale Verteilung des Restgasleuchtens für verschiedene Anodenpotentiale	80
5	6	Radiale Verteilung des Restgasleuchtens für verschiedene Magnetfeldstärken	80
5	7	Maximum der Leuchtdichte als Funktion der GPLparameter	80
5	8	Minimum der Leuchtdichte als Funktion der GPLparameter	80
6	1	Gemessene Emittanz hinter der GPL bei kompensierter Strahldrift	83
6	2	Aus 6-1 durch Transformation in 10000 Einzelteilchen resultierende Emittanz	83
6	3	Berechnete Emittanzfigur vor der GPL	84
6	4	Gemessene Emittanzfigur vor der GPL (am gleichen Ort wie 6-3)	84
6	5	Felder, Dichte und Potentiale berechnet mit GABORITA	85
6	6	Felder, Dichte und Potentiale berechnet mit GABORITB	86
6	7	Felder, Dichte und Potentiale berechnet mit GABORITC	87
6	8	Berechnete Emittanzfigur am Ausgang des zweiten Solenoiden	88
6	9	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 5$ kV, $B_z = 90 \cdot 10^{-4}$ T)	88
6	10	Simulierte Emittanzfigur (zu 6-9). GPL mit GABORITA simuliert, $\kappa=1.0$	89
6	11	Simulierte Emittanzfigur (zu 6-9). GPL mit GABORITA simuliert, $\kappa=0.22$	89
6	12	Entwicklung von κ als Funktion des Magnetfeldes in der GPL	89
6	13	Wie Abb 6-10 jedoch $U_A=2$ kV	89
6	14	Simulierte Emittanzfigur (zu 6-9). GPL mit GABORITB simuliert, $\kappa=1.0$	90
6	15	Wie Abb 6-14 jedoch $U_A=2$ kV	90
6	16	Simulierte Emittanzfigur (zu 6-9). GPL mit GABORITC simuliert	91
6	17	Wie Abb. 6-16 jedoch $U_A=2$ kV	91
6	18	Wie Abb. 6-16 jedoch $U_A=3$ kV	92
6	19	Wie Abb. 6-16 jedoch $U_A=4$ kV	92
6	20	Wie Abb. 6-16 jedoch $B_z = 67.5 \cdot 10^{-4}$ T	92
6	21	Wie Abb. 6-16 jedoch $B_z = 112.5 \cdot 10^{-4}$ T	92
6	22	Mit ENVELPC simulierter Enveloppenverlauf eines Argonstrahles bei Drift	93
6	23	Wie 6-23 jedoch bei maximalen Magnetfeldern	93
6	24	Gemessene (GPL-LEBT) Eingangsemittanz (Argon)	93
6	25	Simulierte Phasenraumbelugung zwischen den GPL bei Argonbetrieb	93
6	26	Simulierte Phasenraumbelugung hinter der zweiten GPL bei Argonbetrieb	94
6	27	Simulierte Phasenraumbelugung zwischen den GPL bei Argonbetrieb	94
6	28	Simulierte Phasenraumbelugung hinter der zweiten GPL bei Argonbetrieb	95
6	29	Gemessene Emittanz (Helium) bei Drift, dargestellt im Schnitthöhenmodus	97

Kapitel	Nr.	Bem.	Seite
6	30	Wie 6-29 jedoch bei dekompenzierter Drift (Argon)	98
6	31	Wie 6-29 jedoch mit GPL-Betrieb (Helium)	99
6	32	Wie 6-31 jedoch jedoch bei geänderten GPLparametern	100
6	33	Wie 6-31 jedoch jedoch bei geänderten GPLparametern	101
6	34	Frequenzspektrum des Rauschens (Einstreuungen)	102
6	35	Frequenzspektrum des Strahlrauschens bei Drift	102
6	36	Zeitlicher Verlauf der Amplitude des Strahlstromes bei Drift	102
6	37	Zu 6-36 gehörige, gemessene Emittanzfigur	102
6	38	Zeitlicher Verlauf der Amplitude des Strahlstromes bei arbeitender GPL	103
6	39	Zu 6-38 gehörige, gemessene Emittanzfigur	103
6	40	Wie 6-38 jedoch geänderte Quelleneinstellungen	103
6	41	Zu 6-40 gehörige, gemessene Emittanzfigur	103
6	42	Emittanzfigur, entstanden durch Überlagerung berechneter Emittanzen	105
6	43	Hinter der GPL gemessene Emittanz ($U_A = 3 \text{ kV}, B_z = 81 \cdot 10^{-4} \text{ T}$)	106
6	44	Optisch bestimmte radiale Ladungsdichteverteilung der GPL-Elektronen	107
6	45	Simulierte Phasenraumverteilung berechnet unter Annahme von Abb. 6-45	107
6	46	Simulierte radiale Ladungsdichteverteilung der Elektronen in einer GPL	107
6	47	Simulierte Phasenraumverteilung berechnet unter Annahme von Abb. 6-46	107
6	48	Verteilung der Lamorradien als Funktion von T_e und B_z	108
6	49	Berechnung des selbstkonsistenten Zustandes eines fokussierten He^+ -Strahles	109

10 Verzeichnis der verwendeten Programme

ABELINV.EXE*	Programm zur Berechnung der Abelinversion.
BIOTSAV.EXE*	Programm zur Berechnung des Magnetfeldes.
EMI_1_3.PRO	Programm zur Auswertung der Emittanzmessung (unter IDL).
ENVELPC.EXE	Enveloppentransportprogramm.
GABLEU.PRO*	Programm zur Auswertung des Restgasleuchtens (unter IDL).
GABORITA.EXE*	Berechnung der Elektronendichte nach klassischer Theorie.
GABORITB.EXE*	Berechnung der Elektronendichte nach semi-klassischer Theorie.
GABORITC.EXE*	Berechnung der Dichte thermalisierter Elektronen.
GABORM.EXE*	Programm zur Verwaltung und Steuerung der Daten und Programme.
LAPLACE.EXE*	Laplace-Solver.
LINTRA.EXE*	Einzelteilchentransportprogramm für die GPL.
PARMTRA.EXE	Einzelteilchentransportprogramm.
POISSON.EXE*	Poisson-Solver.
SPEKTRA.EXE*	Programm zur Messung und Auswertung der RGI-Spektren.
SKV.EXE*	Programm zur selbstkonsistenten Berechnung der RLKompensation.
TRAJEKT.EXE*	Programm zur Berechnung der Elektronentrajektorien.

Die mit * gekennzeichneten Programme wurden für die vorliegende Arbeit von J. Pozimski entwickelt.

11 Danksagung

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Klein, möchte ich für die Anregung und Förderung der vorliegenden Arbeit herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. R. Dölling und Herrn P. Groß für die gute Zusammenarbeit über die Jahre hinweg, ohne deren aktives Mitwirken und stete Diskussionsbereitschaft die vorliegende Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

Auch den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Raumladungskompensation, Herrn Prof. Dr. T. Weis und Dr. J. Wiegand sowie den Herren F. Fenger, A. Jakob, K. U. Reidelbach und L. Wicke danke ich für vielen interessanten Diskussionen und die gute Zusammenarbeit.

Den anderen Mitgliedern des Institutes, insbesondere Herrn H.W. Glock, Herrn Dr. P. Hülsmann, Herrn Dr. M. Kurz, Herrn Lakatos, Herrn A. Maaser, Herrn Dr. G. Riehl, Frau Dr. M. Sarstedt, Herrn Dr. R. Thomae, Herrn Dr. K. Volk, Herrn M. Weber sowie den Herren Prof. Dr. Becker und Prof. Dr. Schempp danke ich für ihre Hilfsbereitschaft.

Herrn I. Müller danke ich für Entwurf und Anfertigung und vor allem für die schnelle Reparatur verschiedenster elektronischer Geräte. Den Herren der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn G. Hausen danke ich für die sorgfältige Anfertigung von Werkstücken. Herrn H. Buchberger danke ich für die Hilfe in vakuumtechnischen Fragen.

Allen hier nicht explizit genannten Personen möchte ich für die produktive Atmosphäre und die Kollegialität im Institut danken.

Akademische Lehrer

N. Adasch
R. Becker
H. Chun
F. Constantinescu
R. Dreizler
T. Elze
W. Eisenmenger
H. Haug
I. Hofmann
R. J. Jelitto
P. Junior
K. Kirchgässner
H. Klein
K. N. Leung
B. Lüthi
W. Martienssen
Meyer-ter-Vehn
E. Mohler
M. Pilkuhn
A. Schaarschmidt
A. Schempp
K. Stelzer
Sterzel
F. Wächter
T. Weis
D. Wolf

Lebenslauf

- 30.12.1962 Geboren in Stuttgart als Sohn der Verkäuferin Renate Pozimski geb. Geudenberger und des Werkmeisters Heinrich Pozimski
- 09.1969 - 06.1973 Grundschule Stuttgart Rohracker
- 09.1973 - 06.1974 Hauptschule Stuttgart Wangen
- 09.1974 - 06.1980 Realschule Stuttgart Ostheim
- 09.1980 - 06.1983 Friedrich-Ebert-Gymnasium, Eßlingen a.N. - Abitur
- 10.1983 - 09.1984 Studium der Physik an der Universität Stuttgart
- 10.1984 - 02.1986 Zivildienst beim Malteser Hilfsdienst in Bad Homburg v.d.H.
- 04.1986 Studium der Physik an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt am Main
- 5.1987 Vordiplom in Physik
- 11.1988 Angehöriger des Instituts für Angewandte Physik Frankfurt
- 10.1990 Abgabe der Diplomarbeit mit dem Titel
"Messungen an einer Gabor-Plasma-Linse"
- 2.1991 Abschluß der Diplom Hauptprüfung in Physik
mit der Gesamtnote "sehr gut"
- ab. 5.1991 Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Institut für Angewandte Physik, Beginn der Arbeiten zum
raumladungskompensierten Strahltransport
- 12.1994 - 1.1996 Krankenhausaufenthalt infolge eines Verkehrsunfalles