

Messungen
an einer
Gabor-Plasma-Linse

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Jürgen Pozimski

Institut für Angewandte Physik

der

Johann Wolfgang Goethe - Universität

Frankfurt am Main

Oktober 1990

Inhalt:

	Seite
1. Einleitung	3
2. Grundlagen zum Transport eines intensiven Ionenstrahles	5
2.1 Emittanz	6
2.2 Raumladung und Neutralisation	9
3. Konventionelle Linsensysteme	15
3.1 Elektrostatische Einzellinse	15
3.2 Solenoid	16
3.3 Elektrostatischer Quadrupol	17
3.4 Magnetostatischer Quadrupol	18
4. Die Gabor-Plasma-Linse	20
5. Theorie	22
5.1 Axialer Elektroneneinschluß	22
5.2 Berechnung der Elektronendichte im Kräftegleichgewicht	22
5.3 Numerische Berechnung von Elektronenbahnen	27
5.4 Stöße - Verlustmechanismen	30
5.5 Brennweite	31
5.5.1 Dünnen Linsen Näherung	31
5.5.2 Zweite Brennweitennäherung	32
5.6 Mechanismen zur Linsenfüllung	34
5.6.1 Füllung durch den Ionenstrahl	34
5.6.2 Füllung durch die Glühkathode	36
5.6.3 Füllung durch eine Gasentladung	36

6. Realisation	40
6.1 Der mechanische Aufbau	40
6.2 Äußere Felder	42
6.3 Simulation einer Gaborlinse	45
7. Messungen	47
7.1 Einleitung	47
7.2 Messungen zur Gasentladung	47
7.2.1 Aufbau,	47
7.2.2 Meßergebnisse	49
7.3 Messungen zur Raumladung	55
7.3.1 Langmuirsonde	55
7.3.2 Restgasionenspektrometer	58
7.3.2.1 Das Restgasionen-Spaktrometer	59
7.3.2.2 Versuchsaubau	61
7.3.2.3 Meßergebnisse	61
7.4 Messungen am Ionenstrahl	74
7.4.1 Überlegungen zu Restgasionenspektren am Ionenstrahl	74
7.4.2 Aufbau und Versuchsdurchführung	78
7.4.3 Meßergebnisse	79
8. Zusammenfassung	96
9. Literaturverzeichnis	98
Anhang:	
A1 : Herleitung der Brennweitenformeln	102
A2 : Simulationsprogramm zur Berechnung der Elektroenbahnen	106

1. Einleitung

Ionenstrahlen haben heute in vielen Bereichen der Grundlagenforschung, z.B. in der Kern- und Hochenergiephysik einen Platz gefunden. Technische Anwendungen liegen z. B. in der Ionenimplantation in Halbleiter und in der Oberflächenmodifikation. Aber auch in der Medizin kommen Ionenstrahlen, z. B. bei der Tumorbehandlung, zum Einsatz. Dabei werden immer höhere Anforderungen bezüglich größerer Strahlströme und verbesserter Strahlqualität gestellt. Probleme, einen intensiven Ionenstrahl hoher Qualität zur Verfügung zu stellen, bereitet vor allen Dingen der Niederenergiebereich eines Beschleunigers. Hier wirkt sich die Abstoßung der gleichartig geladenen Ionen durch die geringe Teilchengeschwindigkeit am stärksten aus und kann zu Teilchenverlusten führen.

Die Einführung des RFQ (Radio Frequency Quadrupole) brachte, durch die gleichzeitige Beschleunigung und Fokussierung des Ionenstrahles, einen erheblichen Fortschritt gegenüber den klassischen elektrostatischen Beschleunigern (z.B. Cockcroft-Walton). RFQs können selbst Ionenstrahlen hoher Intensität mit niedrigen Energien (entsprechend der Quellenextraktionsspannung) direkt hinter der Quelle übernehmen und stabil weiterbeschleunigen. Ein modernes Konzept eines Hochstrominjektors besteht dann aus Quelle, Extraktion, Niederenergietransportlinie und nachfolgendem Hochstrombeschleuniger. Trotz der erreichten Fortschritte treten nach wie vor ein Großteil der Strahlverluste und der Qualitätsminderung in diesem Teil auf. Im Injektorteil bestehen daher weiterhin die größten Reserven für eine Erhöhung der Strahlqualität wie auch der Intensität.

Die Höhe des Stromes, der verlustfrei durch eine Transportstrecke transferiert werden kann, hängt maßgeblich von den Raumladungskräften des Strahls (Strahlperveanz), der Größe der Nichtlaminarität des Strahls (Emittanz) und von der eingesetzten Fokussierung durch Linsenelemente und deren Stärke ab. Gerade bei hochintensiven, d.h. hochperveanten Strahlen wird die Strahlentwicklung durch die Raumladung, dominiert. Der Gedanke liegt nahe, die Raumladung positiver Ionenstrahlen durch Einfang von Elektronen zu verringern (Raumladungskompensation) und damit den maximal möglichen Strom durch die Struktur zu erhöhen. Am Institut für Angewandte Physik beschäftigt sich seit 1986 eine Arbeitsgruppe mit dem Problem der Raumladungskompensation von Ionenstrahlen.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten dem Strahl Elektronen zuzuführen. Elektronen können durch Stöße der Strahlionen mit dem Restgas erzeugt werden oder auch durch Strahlverluste an Oberflächen entstehen (Sekundärelektronenrezeugung). Transportstrecken bestehen zum überwiegenden Teil aus magnetischen Komponenten, wie z.B. Quadrupolen, Solenoiden zur Teilchenfokussierung sowie Dipolen zur Massenseparation. Diese erlauben den Aufbau eines Strahlplasmas und die damit verbundene Kompensation der Raumladung. Elektrostatische Fokussierelemente besitzen zwar bei niedrigen Energien eine vergleichsweise höhere Fokussierkraft, dekomensieren aber den Strahl aufgrund der äußeren Felder.

Moderne Hochstromquellen liefern hochperveante Ionenstrahlen, die von RFQ-Beschleunigern akzeptiert werden können [WEI90]. Ein Transport dieser Strahlen zwischen Quelle und RFQ ist i.a. ohne Raumladungskompensation nicht möglich (Einsatz von magnetischen Elementen). Der RFQ verlangt einen konvergenten und runden Strahl, so daß größtenteils

Solenoiden zum Einsatz kommen. Die Fokussierung in der magnetischen Solenoidlinse ist jedoch zweiter Ordnung und stark impulsabhängig. Teilchen niedriger spezifischer Ladung verlangen gepulste oder supraleitende Linsen oder machen einen Einsatz von Solenoiden unmöglich. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Gabor-Plasma-Linse besitzt rotations-symmetrische elektrostatische Fokussierung erster Ordnung. Dies ist nur möglich aufgrund einer hohen negativen Raumladung (Elektronen) die im Innern der Linse aufrechterhalten wird. Diese Linse erlaubt elektrostatische und damit impulsunabhängige Fokussierung bei Aufrechterhaltung der Raumladungskompensation und ist eine attraktive Alternative für den Strahltransport in einer Niederenergielinie und für den Einschub von Ionenstrahlen in einen RFQ.

Die Arbeitsweise als Linse mit linearer (d.h. mit dem Teilchenabstand von der Achse linear wachsender Fokussierkraft) verlangt hier jedoch eine möglichst homogene Elektronenverteilung ausreichender Dichte über den gesamten Linsenbereich.

Das Konzept der Gabor-Plasma-Linse wurde vielfach aufgegriffen und es existieren Arbeiten in der Literatur [BOO77],[MOB73],[NOB88] die zumindest prinzipiell einen vielversprechenden Betrieb erwarten lassen.

Eine kompakte (\varnothing 150 mm, Länge = 280 mm) Gabor-Plasma-Linse wurde konzipiert und aufgebaut und im Betrieb mit Strahl getestet. Prinzipielle Untersuchungen zum Füllmechanismus der Linse und zur Homogenität der Elektronenverteilung in der Linse wurden durchgeführt.

Die Grundlagen zum Transport intensiver Ionenstrahlen werden im Kapitel 2 erarbeitet und die Begriffe Emittanz, Perveanz und Raumladung sowie Kompensation definiert. In Kapitel 3 werden dann die klassischen Linsensysteme, die in den Beschleunigerstrukturen Verwendung finden, vorgestellt und ihre Einordnung in die Kriterien aus dem Kapitel 2 vorgenommen. In Kapitel 4 wird das Konzept von D. Gabor aus dem Jahr 1947 vorgestellt und die Wirkungsweise einer solchen Linse beschrieben. Im Kapitel 5 werden theoretische Ansätze zur maximalen Raumladungsdichte dargelegt und Begriffe wie Verluste und Brennweite behandelt, sowie einige Konzepte zur Erzeugung der Linsenelektronen vorgestellt. Anschließend wird im Kapitel 6 die Realisation der Linse beschrieben. Abschließend werden im Kapitel 7 die experimentellen Ergebnisse vorgestellt.

2. Grundlagen zum Transport eines intensiven Ionenstrahles

Die wesentlichen Faktoren, die die radiale Entwicklung eines Ionenstrahles längs seines Weges beeinflussen, sind die Emittanz, die Perveanz und ionenoptische Maßnahmen. Hierbei ist die Emittanz bei Hochstromstrahlen im wesentlichen durch das Extraktionssystem der Quelle bestimmt, die Perveanz durch die wesentlichen Strahlparameter, Strahlstrom, Strahlenergie, Masse und Ladung der Teilchen. Beide Faktoren bewirken ein Aufweiten des Strahles. Eine Nettofokussierwirkung ist notwendig, um den Strahl innerhalb einer vorgegebenen Apertur zu halten.

Die Entwicklung der Strahleinhüllenden, der Enveloppe, entlang des Strahlweges z , kann durch die Enveloppengleichung beschrieben werden [KAP59]:

$$\frac{d^2}{dz^2}R = \frac{\varepsilon^2}{R^3} + \frac{K}{R} - \kappa(z) \cdot R$$

Hierbei beschreibt der erste Term auf der rechten Seite die Auswirkung der absoluten transversalen Emittanz (ε) auf die Entwicklung des Strahlradius (Enveloppe) R . Die angegebene Gleichung ist nur für rotationssymmetrische Strahlen und Transportkanäle gültig, streng gilt sie nur für eine homogene Dichteverteilung (KV-Verteilung) der Strahles. Die Gleichung kann dreidimensional erweitert und auch für die zweiten Momente des Strahles umgeschrieben werden [SAC71]. Die sogenannte generalisierte Perveanz ist gegeben durch

$$K = \frac{\zeta e}{Am_0} * \frac{I}{2\pi\varepsilon_0 v^3}$$

mit der Ionenladung ζe , der Ionenmasse Am_0 , dem Ionenstrom I , der elektrischen Feldkonstante ε_0 und der Ionengeschwindigkeit v . Die Perveanz beschreibt die Auswirkung der Raumladung auf die Enveloppe. Im Niederenergiebereich eines Beschleunigers dominiert der Perveanzterm bei hohen Strahlströmen über den Emittanzterm, so daß insgesamt von einem perveanzdominierten Strahl gesprochen werden kann.

Emittanz- und Raumladungsterm haben jeweils positives Vorzeichen, bewirken also eine Vergrößerung des Strahlradius im Laufe des Transportes. Der letzte Term ($\kappa(z) \cdot R$) hat negatives Vorzeichen und beschreibt die rücktreibende Kraft durch äußere Fokussierung.

Die Enveloppengleichung ist wegen der unbekanntenen Entwicklung von ε entlang z nicht abgeschlossen und kann nur bei konstantem ε integriert werden.

2.1 Emittanz

Ionenstrahlen werden erzeugt, indem neutrale Atome bzw. Moleküle ionisiert werden. Dies geschieht in der Regel im Plasma einer Ionenquelle durch Stöße zwischen Elektronen und den Atomen (Molekülen). Aus der Plasmaoberfläche werden mit Hilfe von elektrostatischen Feldern die Ionen extrahiert. Durch die Extraktionsspannung ist die axiale Energie des Strahles weitgehend bestimmt.

Da die Ionen jedoch nicht nur axiale Impulscomponenten (Iontemperatur im Plasma und Feldaberrationen) besitzen, kommt es im Laufe des Strahltransportes zwangsläufig zu einem Aufweiten des Ionenstrahles. Die Ursachen dieser nichtaxialen Komponenten sind bei hohen Strömen zum größten Teil Folge der optischen Eigenschaften des Extraktionssystems. Die Ladungsdichte innerhalb eines 6D-Hyperellipsoids im Phasenraum beschreibt man mit der Verteilungsfunktion

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

Die 2-dimensionalen Unterräume f_2 ergeben sich durch Integration zu:

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

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

Diese Projektionen auf die 2D Unterräume werden, z.B. durch Schlitzemittanzmessungen, ermittelt. Sei F_2 die von f_2 belegte Phasenfläche so ist die Randemittanz definiert als:

$$\varepsilon_x = \frac{|F_2(x, p_x)|}{\pi}$$

$$\varepsilon_y = \frac{|F_2(y, p_y)|}{\pi}$$

In der Beschleunigerphysik werden im allgemeinen die Koordinaten x', y' anstatt der p_x, p_y verwendet. Diese lassen sich über die paraxiale Näherung

$$x' \approx \tan x' = \frac{p_x}{p_z}$$

und entsprechend für y' , berechnen. Da durch eine Beschleunigung in z-Richtung die absolute Emittanz verkleinert wird (siehe oben), kann durch eine Geschwindigkeitsnormierung dieser Effekt berücksichtigt werden. Bei nichtrelativistischen Strahlen kann die Emittanz durch $\beta = v/c$ wie folgt normiert werden:

$$\varepsilon_n = \varepsilon * \beta$$

Im allgemeinen wird in der Beschleunigerphysik ein s.g. RMS (Root Mean Square) Wert der Emittanz angegeben. Dieser berücksichtigt die aktuelle Dichteverteilung des Strahls und folgt mit

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} * \sum_0^N x^2 - \langle x \rangle^2$$

$$\langle x'^2 \rangle = \frac{1}{N} * \sum_0^N x'^2 - \langle x' \rangle^2$$

$$\langle xx' \rangle^2 = \frac{1}{N} * \sum_0^N xx' - \langle x \rangle \langle x' \rangle$$

zu :

$$\langle \varepsilon_x \rangle = \sqrt{\langle x'^2 \rangle * \langle x^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}$$

und entsprechend in y-Richtung.

Es kann gezeigt werden, daß im allgemeinen die Phasenraumdichte f_6 und damit der Betrag des umhüllenden Phasenraumvolumens und die Emittanz in konservativen Systemen konstant bleibt (Satz von Liouville), auch wenn die Form des Phasenraumvolumens sich durch ionenoptische Maßnahmen ändert. Dies gilt streng nur für den 6-D Phasenraum, kann aber unter der Annahme der Entkoppelung der 3 2-D Unterräume auch auf diese ausgedehnt werden.

Geht man von einer Entkoppelung der 2-D Unterräume aus, so kann es zu keiner Erhöhung der Emittanz kommen, sondern nur zu einer Umverteilung innerhalb einer Phasenraumverteilung. Bei einer Transformation durch nichtlineare Kräfte ist jedoch zu beobachten, daß eine s.g. Filamentation auftritt, das heißt, ein bisher vollständig belegtes Phasenvolumen wird in ein größeres, jedoch nicht vollständig belegtes, transformiert. Hierbei wird die Eingangsverteilung (z.B. im x, x' -Unterraum) durch unterschiedliche Winkelgeschwindigkeit gegeneinander verdreht. Dies führt dazu, daß eine z.B. elliptische Eingangsverteilung sich S-förmig verzerrt. Da sich die Phasenraumfläche so auf eine effektiv größere Fläche verteilt, hat dies auch Auswirkungen auf den nachfolgenden Strahltransport. Die Einführung der RMS-Emittanz trägt dem Rechnung, und bietet die Möglichkeit, die "effektive" Emittanz besser zu beschreiben.

Diese Überlegungen kann durch die folgende Darstellung veranschaulicht werden :

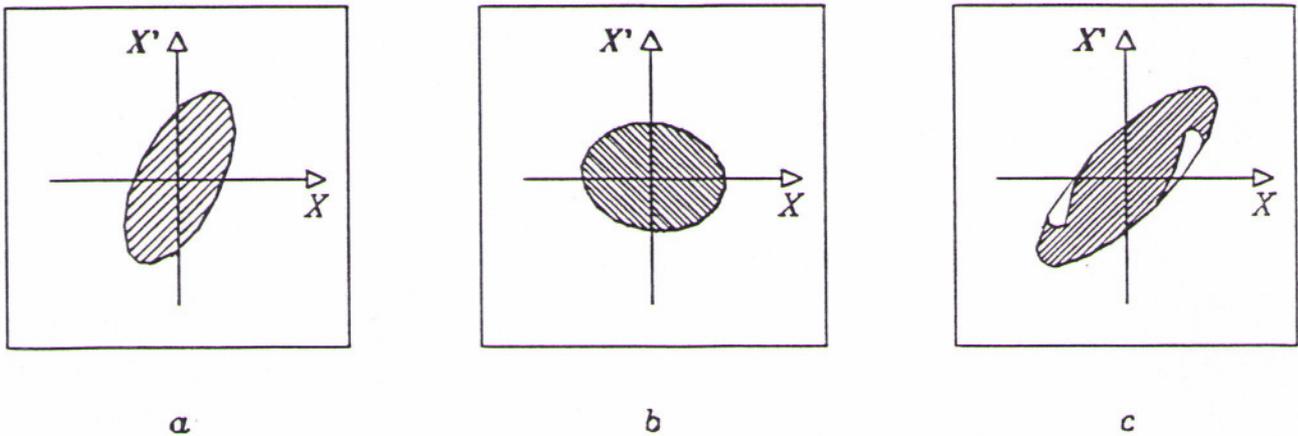


Abb. 2.1.1 : a) Eingangsemittanz, b) Transformation durch lineare Kräfte, c) Transformation durch nichtlineare Kräfte, die effektive Emittanz wird vergrößert.

Nichtlineare Kräfte durch äußere Felder aber auch die inneren Kräfte, hervorgerufen durch z.B. eine nicht homogene Raumladungsverteilung, führen zu einem Anstieg der RMS-Emittanz. Aufgrund dieser Überlegungen ist es von Bedeutung, die Einflüsse von nichtlinearen Kräften zu minimieren, um die Emittanz zu erhalten. Dies ist gerade im Niederenergiebereich eines Beschleunigers von größter Bedeutung.

2.2 Raumladung und Neutralisation

Die Ladung der im Ionenstrahl vorhandenen Ladungsträger bewirkt eine radiale elektrische (Raumladungsfeld) Kraft, die ein Aufweiten des Strahles bewirkt. Geht man von einer rotationsymmetrischen Ladungsdichteverteilung aus, die in axialer Richtung homogen ist, so ergibt sich eine Abhängigkeit des radialen Potentialverlaufes von folgenden Größen:

- dem Ladungsbelag des Ionenstrahles Q'
- der Verteilungsfunktion $g(r)$ der Strahlionendichte
- dem Radius des Ionenstrahles (r_s)
- dem Radius des Strahlrohres (r_D) (rund, unendlich lang)

Der Ladungsbelag Q' ist gegeben durch

$$Q' = \frac{I}{\beta_i * c}$$

Er hängt vom Strahlstrom I und von der Ionengeschwindigkeit $v_i = \beta_i * c$ ab.

Für die Teilchendichte $n(r)$ bei gegebener Verteilung $g(r)$ setzt man :

$$n(r) = g(r) * \frac{Q'}{(\pi * e * r_s^2)} \quad \text{für } r \leq r_s$$

und $n(r) = g(r) = 0$ für $r > r_s$

wobei e die Elementarladung und r_s den Strahlrand bezeichnet.

Typische Verteilungen sind die homogene, die Waterbag, die parabolische, die konische und die gaußförmige Verteilung. Diese sind in der nachfolgenden Tabelle definiert. Die tatsächliche Ionenverteilung hängt von vielerlei Faktoren ab und kann i.a. nur als Zwischenstufe der hier betrachteten idealisierten Verteilungen angenommen werden.

Tabelle 1 (Verteilungsfunktionen)

Name	Funktion
Homogen	$g(r) = 1$
Waterbag	$g(r) = 2 * (1 - \frac{r^2}{r_s^2})$
Parabolisch	$g(r) = 3 * (1 - \frac{r^2}{r_s^2})^2$
Konisch	$g(r) = \frac{10}{3} * (1 - 3 * \frac{r^2}{r_s^2} + 2 * \frac{r^3}{r_s^3})$
Gauß	$g(r) = \frac{r_s^2}{2 * r_h^2} * e^{-\frac{r^2}{2 * r_h^2}}$ rh : Halbwertsbreite

Aus diesen Verteilungen lassen sich durch Integration über die Ladungsdichte r die resultierenden elektrischen Feldstärken errechnen (siehe Tabelle 2)

$$E(r) = \frac{1}{\epsilon_0 * r} \int_0^r \rho(r') * r' dr'$$

Durch nochmalige Integration erhält man das Strahlpotential.

$$\Phi(r) = \int_0^r E(r') dr'$$

Für einen He^+ -Strahl mit einer Energie von 10 keV, einem Strahlstrom von 1 mA und einem Strahldurchmesser von 20 mm zeigt Abb. 2.2.1 die Dichteverteilung, Abb. 2.2.2 die elektrische Feldstärke und Abb. 2.2.3 die Strahlpotentiale für die verschiedenen Verteilungstypen.

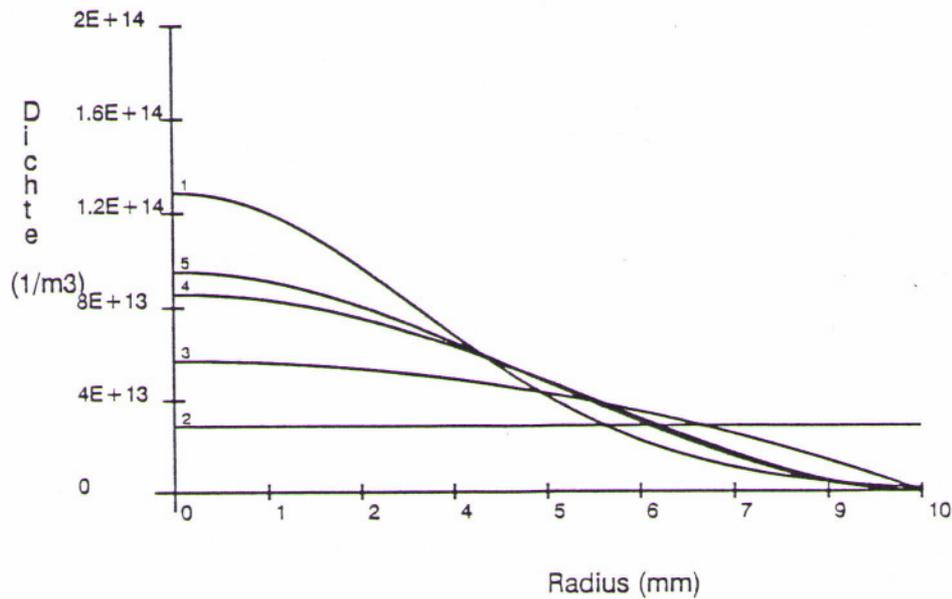


Abb. 2.2.1 :Dichte der Ladungsträger in $(1/m^3)$ für die verschiedenen Verteilungsfunktionen 1.) Gauß , 2.) Homogen , 3.) Waterbag , 4.) Parabolisch , 5.) Konisch für einen He^+ ,1 mA, 10 keV Strahl, $r_s = 10mm$

Tabelle 2

Name	elektrische Feldstärke
Homogen	$E(r) = \frac{Q'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{2 \cdot r}{r_s^2}$
Waterbag	$E(r) = \frac{Q'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{2 \cdot r}{r_s^2} \cdot \left(2 - \frac{r^2}{2 \cdot r_s^2} \right)$
Parabolisch	$E(r) = \frac{Q'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{2 \cdot r}{r_s^2} \cdot \left(3 - \frac{3 \cdot r^2}{r_s^2} + \frac{r^4}{r_s^4} \right)$
Konisch	$E(r) = \frac{Q'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{2 \cdot r}{r_s^2} \cdot \left(\frac{10}{3} - \frac{5 \cdot r^2}{r_s^2} + \frac{8 \cdot r^3}{3 \cdot r_s^3} \right)$
Gauß	$E(r) = \frac{Q'}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r} \cdot \left(1 - e^{-\frac{r^2}{2 \cdot r_h^2}} \right)$

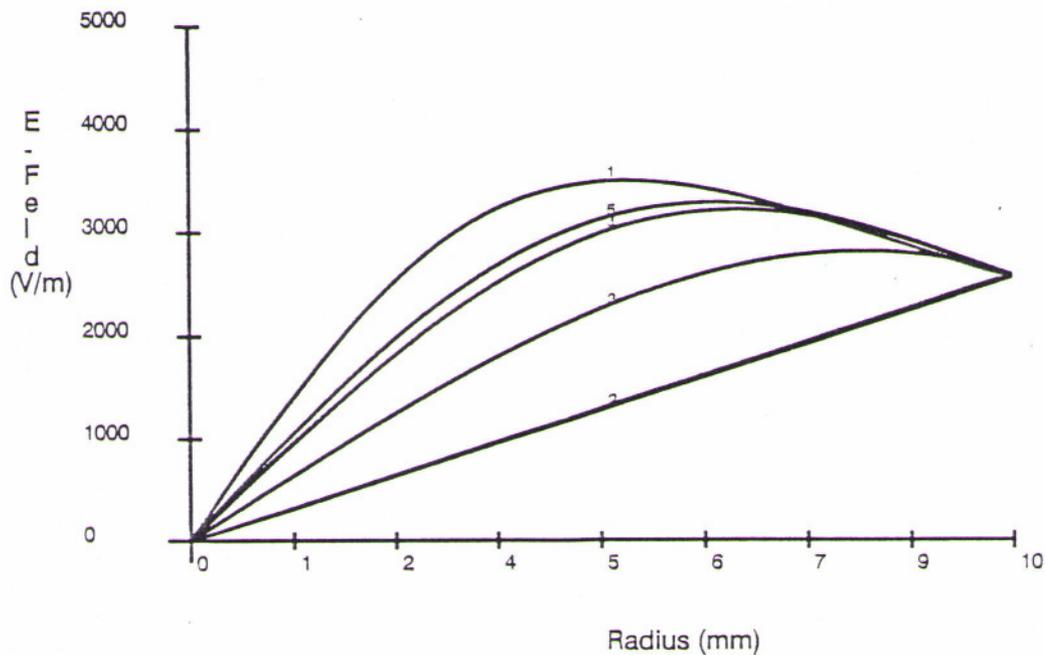


Abb. 2.2.2. resultierendes E-Feld eines Modellstrahles (siehe Abb. 2.2.1) bei 1.) Gauß, 2.) Homogen, 3.) Waterbag, 4.) Parabolisch, 5.) Konisch

Wie an den Gleichungen und der graphischen Darstellung der Feldstärke zu erkennen ist, führen alle Verteilungen, außer der homogenen, zu nichtlinearen Feldern und damit zu nichtlinearen Kräften auf die Teilchen. Wie im vorigen Kapitel dargelegt, führt dies wiederum zu einer Vergrößerung der Emittanz allein durch die nichtlinearen inneren Raumladungskräfte. Bei nicht homogenen Ladungsverteilungen tritt also unweigerlich im Laufe des Transportes auch ohne äußere Einflüsse eine Emittanzvergrößerung ein. Wird durch äußere Beeinflussung die Ladungsverteilung geändert, wie dies zum Teil in aberrativen Linsensystemen der Fall ist, so kann dieser Vorgang mehr als einmal auftreten.

Setzt man das Strahlpotential auf dem Strahlrohr mit dem Radius r_D identisch null, so ergibt sich eine logarithmische Abhängigkeit von $\Phi(r)$ außerhalb des Strahls.

$$\Phi(r) = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot Q' \cdot \ln\left(\frac{r_D}{r}\right) \quad \text{für } r_s < r \leq r_D$$

Die Potentialverteilung innerhalb des Strahles für die verschiedenen Dichteverteilungen sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Tabelle 3

Name	Potential innerhalb des Strahles
Homogen	$\Phi(r) = \Delta\Phi * \left(1 + 2 * \ln\left(\frac{rD}{r_s}\right) - \frac{r^2}{r_s^2}\right)$ und $\Delta\Phi = \frac{Q'}{4 * \pi * \epsilon_0}$
Waterbag	$\Phi(r) = \Delta\Phi * \left(\frac{3}{2} + 2 * \ln\left(\frac{rD}{r_s}\right) - \frac{2 * r^2}{r_s^2} + \frac{r^4}{2 * r_s^4}\right)$
Parabolisch	$\Phi(r) = \Delta\Phi * \left(\frac{11}{6} + 2 * \ln\left(\frac{rD}{r_s}\right) - \frac{3 * r^2}{r_s^2} + \frac{3 * r^4}{2 * r_s^4} - \frac{r^6}{3 * r_s^6}\right)$
Konisch	$\Phi(r) = \Delta\Phi * \left(\frac{57}{30} + 2 * \ln\left(\frac{rD}{r_s}\right) - \frac{10 * r^2}{3 * r_s^2} + \frac{5 * r^4}{2 * r_s^4} - \frac{16 * r^5}{15 * r_s^5}\right)$

Für den o.a. Modellstrahl ergeben sich die Darstellungen der Abb. 2.2.3

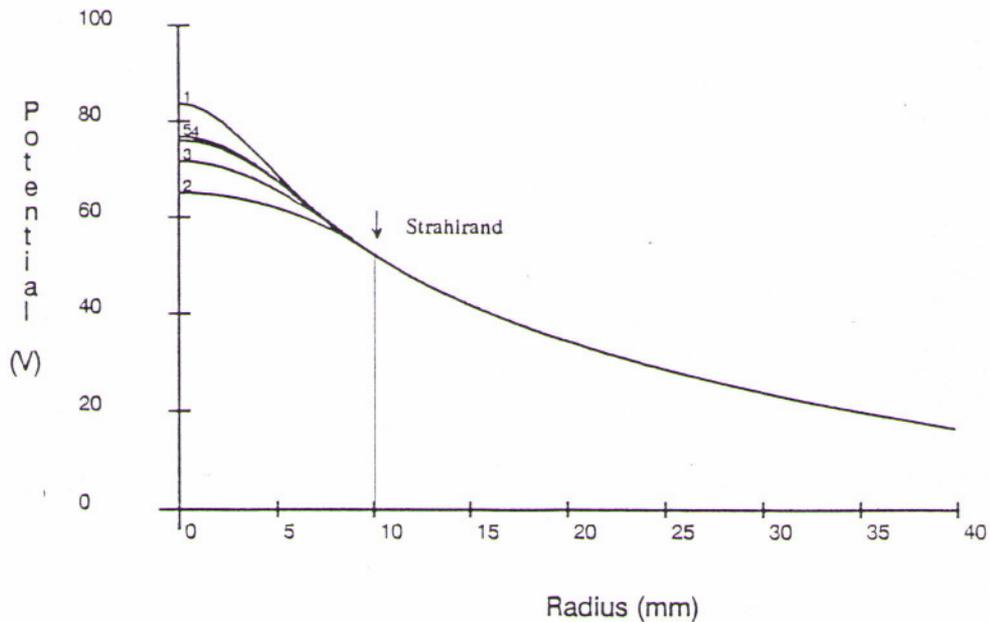


Abb. 2.2.3. Potentialverlauf eines Modellstrahles, 1.) Gauß, 2.) Homogen, 3.) Waterbag, 4.) Parabolisch, 5.) Konisch

Die Höhe des Gesamtpotentials hängt somit von der Verteilungsfunktion ab. Die Potentialverteilung außerhalb des Strahles ist unabhängig von $g(r)$.

Die bei hohen Strömen im Niederenergiebereich stark dominierenden Raumladungskräfte lassen sich durch das Einbringen von Ladungsträgern mit entgegengesetztem Vorzeichen neutralisieren (Raumladungskompensation). Beschränken wir uns hier auf positive Ionenstrahlen, so können Elektronen im Raumladungspotential eingefangen werden und dieses erniedrigen. Die Erzeugung der Elektronen kann durch verschiedene Prozesse verwirklicht werden.

Sekundärelektronen: Durch das Auftreffen von Strahlionen auf eine Oberfläche können Elektronen freigesetzt werden. Dies geschieht entweder durch Impulsübertrag vom Ion auf ein Elektron oder durch das Absenken der Potentialbarriere. Diese Prozesse werden im Faktor γ zusammengefaßt, der angibt, wieviele Elektronen pro auftreffendes Ion freigesetzt werden. γ ist abhängig von der Ionenenergie, der Ionensorte, dem Material sowie dem Auftreffwinkel [SIT89].

Restgasionisation: Durch Wechselwirkung zwischen Restgas und Strahlionen werden durch Stoßionisation Restgasionen und freie Elektronen erzeugt. Die Restgasionen werden durch das Raumladungspotential radial nach außen beschleunigt. Die Elektronen können, falls ihre Entstehungsenergie kleiner als die Strahlpotentialtiefe ist, vom Strahl eingefangen werden.

Plasmen: Der im Rahmen dieser Arbeit interessierende Fall ist die Aufnahme von Elektronen durch den Strahl, während er ein (nichtneutrales) Plasma durchläuft. Eine, im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte, Gabor-Plasma-Raumladungslinse stellt solch ein nichtneutrales "Elektronenplasma" zur Verfügung. Zur Beschreibung der Auswirkungen der Elektronen kann global der Kompensationsgrad K_g wie folgt definiert werden :

$$K_g = -\frac{Q_{Ke}}{Q}$$

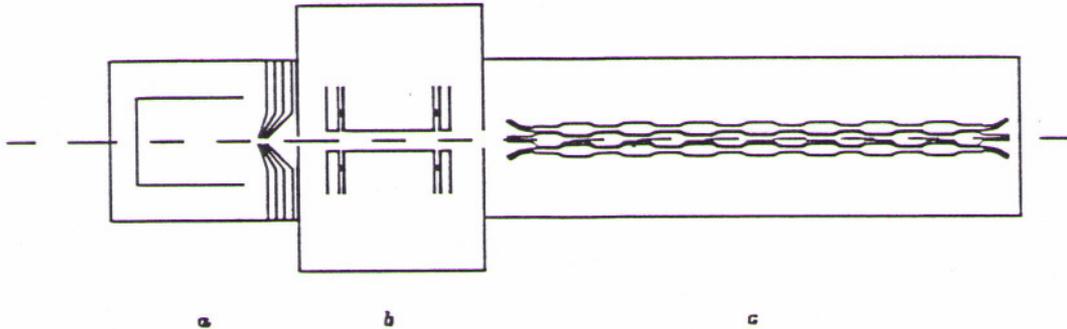
K_g ist das Verhältnis der Ladungsbeläge von Kompensationselektronen und Strahlionen. Diese globale Größe sagt aber wenig über die Wirksamkeit der Strahlpotentialverringern, da hierbei vor allem die Verteilung der Ladungsträger eine Rolle spielt. Ein Vergleich der Potentialdifferenz $\Delta\varphi$ zwischen Strahlachse und Strahlrand für den unkompensierten und kompensierten Strahl hat demgegenüber den Vorteil, daß der so definierte Kompensationsgrad K unabhängig von der Ionenverteilung ist und außerdem eine Aussage über die reduzierten, für den Transport maßgeblichen, Raumladungskräfte gewonnen werden kann.

$$K = \frac{\Delta\varphi_{uk} - \Delta\varphi_k}{\Delta\varphi_{uk}}$$

Coulombstöße der Elektronen mit Strahlionen [HOL79],[GAB75], Dichtefluktuationen [DÖ86] und Instabilitäten des Ionenstrahles [HOF86] führen zu einer Heizung der Elektronenverteilung.

3. Konventionelle Linsensysteme

Im nachfolgenden sollen Linsensysteme vorgestellt werden, die im Niederenergiebereich eines Beschleunigers eine Rolle spielen. Der im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich interessierende Teil eines Beschleunigers sieht schematisch wie folgt aus:



- a) *Quelle mit Extraktion*
- b) *ein oder mehrere Linsensysteme*
- c) *Beschleunigerstruktur*

Abb. 3.1 schematischer Aufbau einer Injektionslinie

Er besteht aus einer Ionenquelle mit Extraktionssystem, einem oder mehreren Linsensystemen und der ersten Beschleunigerstruktur (hier eine **Radio-Frequency-Quadrupol** Struktur). Die Strahlparameter der Quellenextraktion müssen durch die Linsensysteme auf die Eingangsparameter (Akzeptanz) des nachfolgenden Beschleunigers transformiert werden. Die Linsen sollen möglichst aberrationsfrei arbeiten und die Strahlqualität (Emittanz) nicht verschlechtern.

3.1 Elektrostatische Einzellinse

Eine elektrostatische Einzellinse besteht aus einer Anordnung von gegeneinander isolierten ring- bzw. zylindermantelförmigen Blenden.

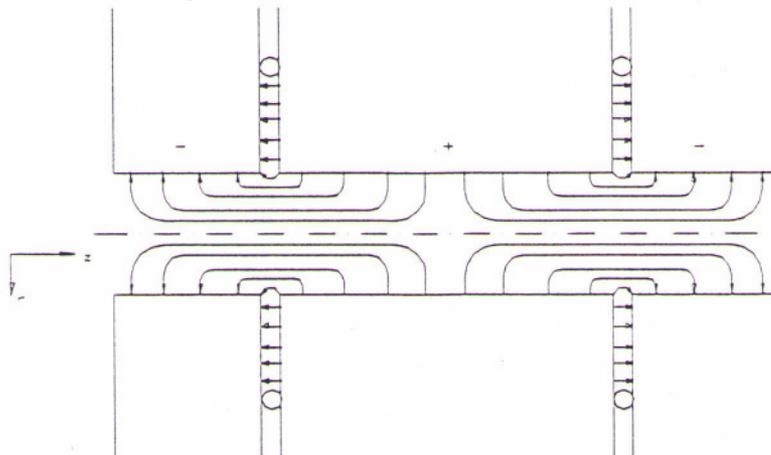


Abb. 3.1.1 Elektrostatische Linse - schematisch

Die einfachste Linse besteht aus drei Blenden. Ist Φ_0 die vom Strahl bisher durchfallene Spannung (Strahlenergie einfach geladener Ionen), Φ_1 das Potential der mittleren Blende und d der Blendenabstand, so gilt die genäherte Brennweitenformel für die Brechkraft $1/f_1$ (siehe Anhang A1) :

$$\frac{1}{f_1} = \frac{3}{8 \cdot d} \cdot \frac{\Phi_1 - \Phi_0}{\sqrt{\Phi_1 \cdot \Phi_0}} \cdot \left(3 + \frac{\Phi_1}{\Phi_0} - 4 \cdot \frac{\sqrt{\Phi_1}}{\sqrt{\Phi_0}} \right)$$

Geht man von $d = 150 \text{ mm}$, $\Phi_0 = 10000$ und $\Phi_1 = 5000$ aus, so ergibt sich für die Brennweite $f = 842 \text{ mm}$. Neben dem Einsatz der Linse als Verzögerungslinse (die Teilchenenergie ist in der Linse geringer als außen) kann man die Linse auch als Beschleunigungslinse einsetzen ($\Phi_1 > \Phi_0$). Es hat sich gezeigt [MÜL86], daß Beschleunigungslinsen hinsichtlich der Abbildungsfehler (Aberrationen, chromatische Fehler) wesentlich günstiger sind als Verzögerungslinsen. Da jedoch für eine effektive Fokussierung die Teilchen etwa auf ihre 5-fache Ausgangsenergie beschleunigt werden müßten und dies zu großen Problemen hinsichtlich der Spannungsfestigkeit (und damit auch der Linsengröße) und der von einer solchen Linse durch Teilchenverluste ausgehenden Strahlung (bei einer Injektionsenergie von 10 keV ergibt sich eine Linsenspannung von $\sim 50 \text{ kV}$!) führt, werden in der Regel (außer bei geringen Teilchenenergien) Verzögerungslinsen verwendet. Ein weiterer Vorteil solcher Linsensysteme ist der nahezu leistungsfreie Betrieb; es werden nur leistungsschwache Netzteile benötigt und praktisch keine Kühlung der Linsenelemente. Dies ist ein enormer Kostenvorteil. Man sieht außerdem, daß die Brennweite nicht von der Masse und dem Ladungszustand der Teilchen abhängig ist. Die Felder sind zylindersymmetrisch, und rotationsymmetrische Strahlen bleiben rotationsymmetrisch. Die hohen elektrischen Felder in der Linse führen zu einer totalen Dekompensation des Strahles. Einzellinsen besitzen generell hohe Nichtlinearitäten der Felder und der Strahl darf nur einen Bruchteil der Linsenapertur ausfüllen, um die Aberrationen klein zu halten. Die Linsen besitzen nur schwache Fokussierung.

3.2 Solenoid

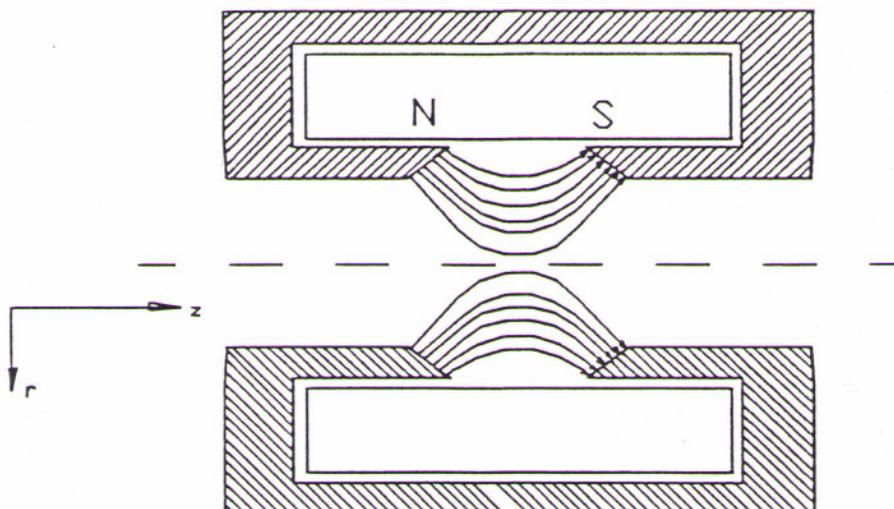


Abb. 3.2.1 Eisengekapselter Solenoid mit Feldlinien - schematisch

Für ein idealisiertes, kastenförmiges Magnetfeld (Herleitung siehe Anhang A1) ergibt sich die Brennweite f näherungsweise zu :

$$f = \frac{1}{k \cdot \sin k \cdot L} \quad \text{wobei } k = \left(\frac{q \cdot B}{2 \cdot m \cdot v} \right)$$

Damit ergibt sich z.B. die Brennweite für eine Spule mit einer effektiven Länge von 5 cm und einem maximalen B-Feld von 1 Tesla, für einen Protonenstrahl von 10 keV zu 3 cm. Magnetische Linsensysteme haben sich als die Standardsysteme in Injektorlinien für Protonen und leichte Ionen etabliert. Es werden jedoch erhebliche Feldstärken zur Fokussierung benötigt, was wiederum ein hohes $N \cdot I$ -Windungszahl mal Stromstärke- nach sich zieht. Damit verbunden sind i.a. hohe Ströme, wofür große und teure Netzgeräte notwendig sind. Durch die hohen Ströme ist die Leistungsdichte in einer solchen Spule sehr hoch, weswegen fast immer gekühlt werden muß. Aus der Definition von k läßt sich erkennen, daß schwerere Teilchen sich bei gleicher Strahlenergie schlechter fokussieren lassen als leichte. Die Brennweite ist also massenabhängig. Positiv zu vermerken ist die Erhaltung der Raumladung, da die Elektronen radial praktisch nicht entkommen können. Da die Felder zylindersymmetrisch sind, bleibt eine vorhandene Zylindersymmetrie durch die Linse erhalten. Solenoide haben ebenso wie Einzellinsen erhebliche Linsenfehler, die nur durch aufwendige Designmethoden beseitigt werden können.

3.3 Elektrostatischer Quadrupol

Eine elektrostatische Quadrupollinse besteht aus 4 hyperbelförmigen Polen, wie im Bild 3.3.1 dargestellt.

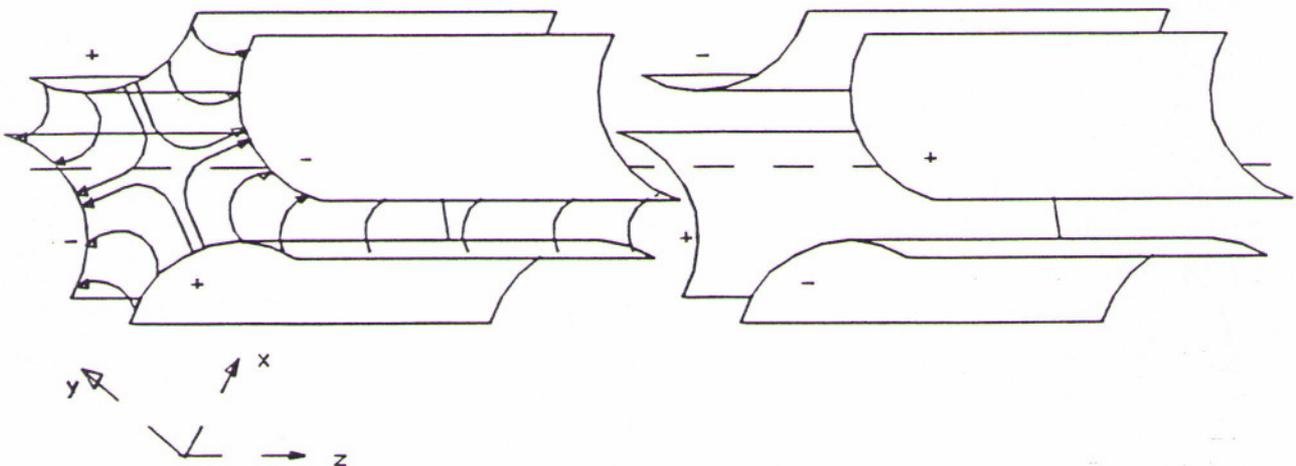


Abb. 3.3.1 Elektrostatisches Quadrupol Dublett mit Feldlinien - schematisch

Die Brennweite eines einzelnen Quadrupols läßt sich (siehe Anhang A1) analytisch bestimmen durch :

$$f = \frac{1}{k \cdot \sin k \cdot L} \quad \text{mit } k = \frac{\sqrt{q \cdot a}}{\sqrt{m \cdot v^2}}$$

wobei a der Feldgradient ist. Da, eine solche Quadrupoleinzellinse immer nur in einer Ebene fokussiert, in der anderen Ebene aber defokussiert, werden i.a. gegeneinander um 90° gedrehte Quadrupoldoublets benutzt (starke Fokussierung), die bei geeigneter Geometrie eine Nettofokussierung in beiden Ebenen ermöglicht. Nimmt man an, daß die Quadrupole kurz seien (dünne Linsen) und einen Abstand $-l-$ voneinander entfernt seien, so ergibt sich für $l \ll f_1$ die resultierende Brennweite f zu:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{l}{f_1 \cdot f_2}$$

Bei gleichen Quadrupolen ist die resultierende Brennweite abhängig vom Abstand der Linsen und vom Quadrat der Brennweite. Ebenso wie bei der elektrostatischen Einzellinse ist hier praktisch ein nahezu leistungsfreier Betrieb möglich. Die Quadrupolsymmetrie der Apparatur prägt den Strahl, er verliert seine Zylindersymmetrie. Quadrupole erzeugen eine Dekompensation des Strahles.

3.4 Magnetischer Quadrupol

Der magnetostatische Quadrupol besteht aus 4 hyperbelförmigen Polschuhen, wie im Bild dargestellt:

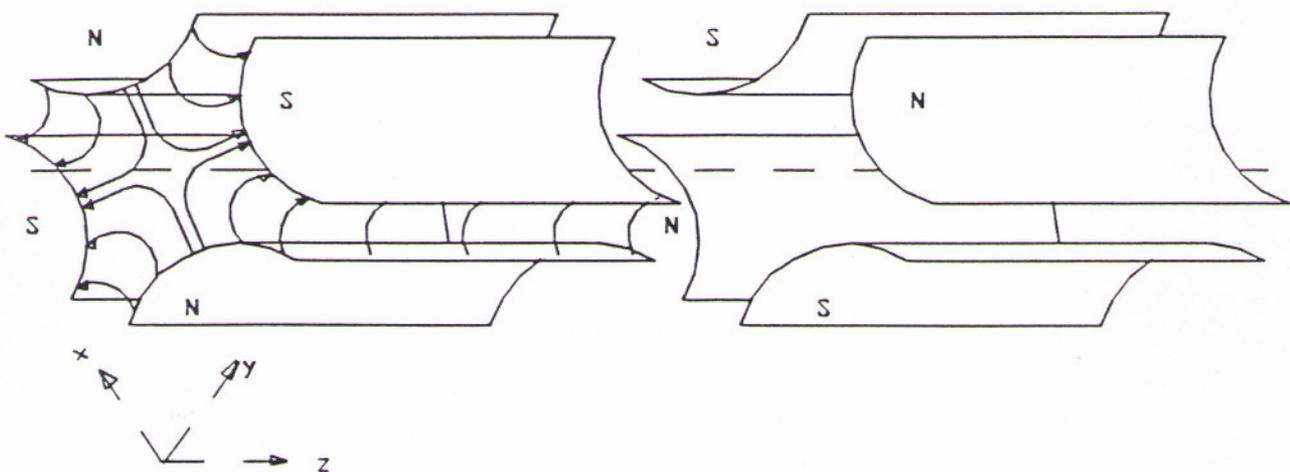


Abb. 2.4.4.1 Magnetostatisches Quadrupol Doublet mit Feldlinien - schematisch

Hier ergibt sich die Brennweite analytisch (siehe Anhang A1) zu:

$$f = \frac{1}{k \cdot \sin k \cdot L} \quad \text{mit} \quad k = \frac{\sqrt{q \cdot a}}{\sqrt{m \cdot v}}$$

hierbei ist a wieder der Feldgradient. Auch hier gilt, daß der Quadrupol nur in einer Ebene fokussiert, in der anderen Ebene defokussiert. Es kann wieder angesetzt werden:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{l}{f_1 \cdot f_2}$$

Auch hier gilt das oben gesagte. Bei gleichen Quadrupolen ist die resultierende Brennweite abhängig vom Abstand der Linsen und vom Quadrat der Einzelbrennweite. Der Kompensationsgrad des Strahles bleibt erhalten. Die Brennweite ist vom Impuls der Teilchen abhängig. Magnetische Quadrupolsysteme werden überwiegend in Hochenergietransportlinien, im Beschleunigerresonatoren (Intankfokussierung) aber auch beim Transport schwerer Ionen niedriger Energie standardmäßig eingesetzt.

4. Die Gabor-Plasma-Linse

Die Hauptforderung an eine Linse ist die lineare Abhängigkeit der fokussierenden Kraft vom Radius, da nur so eine Abbildung frei von sphärischen Fehlern (und damit ohne Emittanzwachstum) zu gewährleisten ist. Bei den bisher vorgestellten Linsen wirkte jeweils nur ein Teil der Feldkomponenten fokussierend. In einer zylindersymmetrischen Linse wirken nur azimutale Magnetfeldkomponenten bzw. radiale elektrische Feldkomponenten fokussierend. Da die Kraft linear mit dem Radius ansteigen soll, müssen dies die Feldkomponenten in gleicher Weise tun. Die Feldanordnung, die beiden Gesichtspunkten entspricht, wird durch eine zylindrische, homogene Strom- bzw. Ladungsdichteverteilung erzeugt.

Im Fall der magnetischen Felder wird dies z.B. durch eine s.g. Z-Pinch-Plasma Linse [BOG87] realisiert. Hierbei zündet man in dem Linsenaufbau ein Plasma und schickt durch dieses Plasma in Strahlrichtung einen Strom in der Größenordnung von 400 kA. Der Teilchenstrahl wird durch das Magnetfeld des Plasmastromes fokussiert. Die erforderlichen Teilchendichten sind sehr hoch, und es treten Plasmainstabilitäten auf. Dieses Verfahren wird z.Z. bei CERN experimentell erprobt.

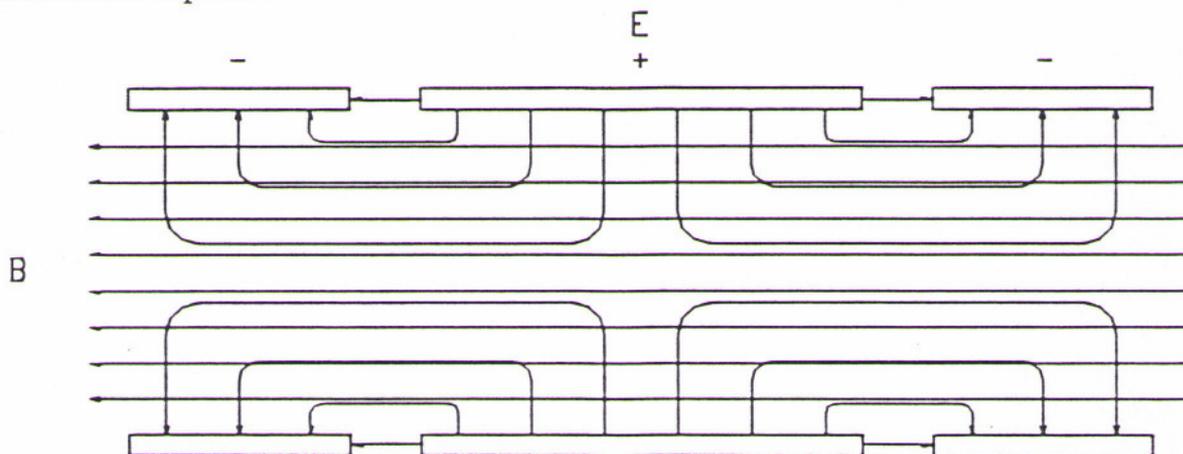


Abb. 4.1.1 schematische Darstellung der äußeren Felder.

Bei elektrischen Feldern ist eine Realisation die s.g. Gabor-Plasma-Linse. Hierbei wird eine näherungsweise zylindrische Raumladungswolke aus Elektronen erzeugt. Die Elektronen werden in radialer Richtung durch ein axiales Magnetfeld und in axialer Richtung in einem von ringförmigen Blenden begrenztem elektrischen Feld zusammengehalten. In dieser Feldkonfiguration werden die Elektronen eine $E \times B$ Drift um die Achse ausführen. Die Brennweite einer homogenen zylindrischen Raumladungswolke wird in Kapitel 5.4 berechnet. Folgende Prozesse können die zur Füllung notwendigen Elektronen liefern:

- Die Ionisation des Restgases durch den Strahl;
- eine im innern der Linse gezündete Gasentladung;
- eine Glühwendel;

Die Faktoren, die die Dichte der Elektronenwolke limitieren, werden in Kapitel 5.3 diskutiert.

Bereits 1932 stellten B. Borries und E. Ruska in der Zeitschrift für Physik Ergebnisse ihrer Arbeiten am Raumladungsfeld einer Hilfsentladung vor. Darin wird beschrieben, wie Sie das entstehende Raumladungsfeld einer Gasentladung als Sammellinse für Kathodenstrahlen nutzten [BOR32]. Die im Jahre 1947 von Gabor zur Fokussierung von Ionenstrahlen vorgeschlagene Linse ist in Abb. 4.1.2 dargestellt. Auf dieses Konzept bauten alle nachfolgenden Arbeitsgruppen auf.

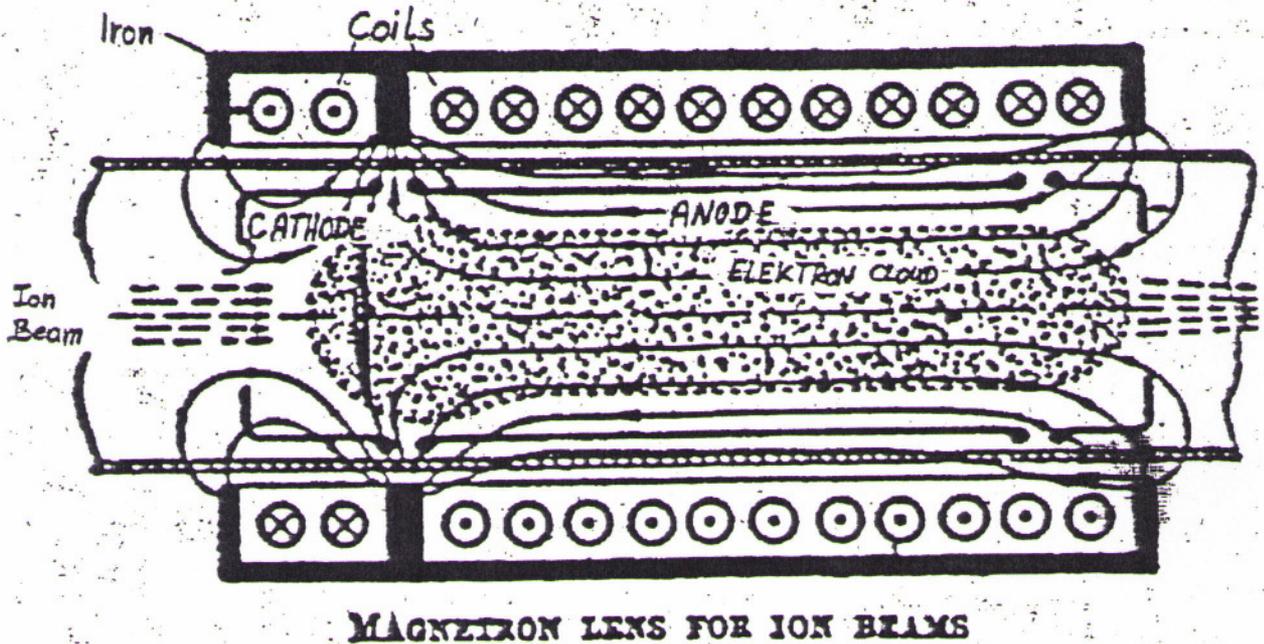


Abb. 4.1.2 Plasmalinse - Originalvorschlag von Gabor.

Der Aufbau besteht aus zwei ungleichlangen Spulen deren Magnetfelder entgegengesetzte Richtungen aufweisen, sowie aus einer zentralen Anode und zwei Berandungskathoden. Eine Glühkathode dient zur Füllung der Linse mit Elektronen.

Gabor nahm an, daß sich die Linse soweit mit Elektronen füllt, bis die Raumladungskraft zusammen mit der aus der $E \times B$ Drift entstehenden Zentrifugalkraft im Gleichgewicht mit der vom magnetischen Feld vermittelten Lorentzkraft steht. Gabor konnte rechnerisch zeigen, daß unter diesen Annahmen ein solcher Aufbau im Vergleich zu konventionellen Linsensystemen bei gleichen äußeren Feldern eine geringere Brennweite aufweist. Ursprünglich hatte Gabor einen ähnlichen Aufbau vorgeschlagen, der als Zerstreulinse für Elektronenstrahlen dienen sollte.

5. Theorie

Die Brennweite einer Gabor-Plasma-Linse ist abhängig von den, durch die Raumladung entstehenden, elektrischen Feldern, diese sind eine Funktion der Ladungsträgerdichte. Im Kapitel 5.1 wird der axiale Einschluß der Elektronen beschrieben. In Kapitel 5.2 wird, mittels eines einfachen Ansatzes der radiale Einschluß der Elektronen durch das Magnetfeld abgeschätzt. Es wird die maximale Ladungsträgerdichte als Funktion des Magnetfeldes ermittelt. Kapitel 5.3 verdeutlicht dieses Ergebnis durch eine numerische Rechnung. Das Kapitel 5.4 beinhaltet weitere Überlegungen zum radialen Einschluß. Aufgrund des einfachen Modells wird im Kapitel 5.5 die Brennweite einer solchen Linse berechnet. Im Kapitel 5.6 werden theoretische Überlegungen zu den verschiedenen Füllmechanismen angestellt.

5.1 Axialer Elektroneneinschluß

Die Elektronen werden durch das äußere elektrische Feld daran gehindert die Linse axial zu verlassen. Dies ist möglich solange das Potential in der Linse höher ist als das Potential außerhalb, welches durch die Randblenden gegeben ist. Wird nun die Linse mit Elektronen gefüllt, so wird durch die Raumladung das Achsenpotential im innern dem äußeren Potential angeglichen. Ist der Potentialunterschied zwischen Achse und Außenraum gering, so können Elektronen aufgrund ihrer thermischen Energie entkommen. Ein Einschluß der Elektronen ist nicht mehr gewährleistet.

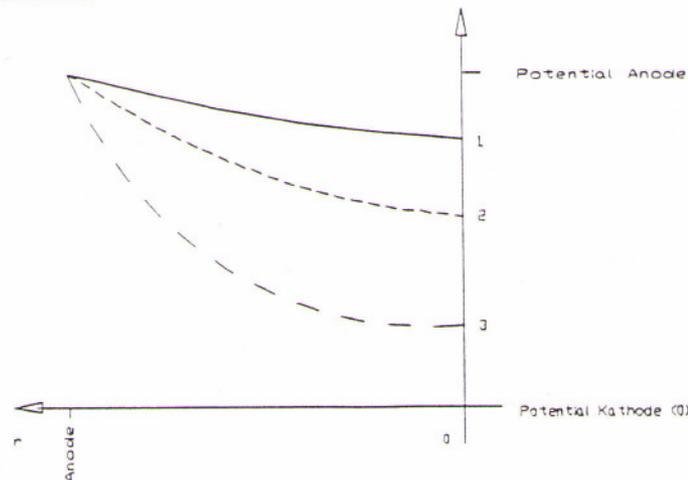


Abb. 5.1.1 schematische Darstellung des radialen Potentialverlaufes in der Linse. 1.) Ohne Elektronen, das Potential wird durch den Durchgriff der beiden äußeren Blenden bestimmt. 2.) Geringe Ladungsträgerdichte, das Achsenpotential sinkt ab. 3.) Hohe Ladungsträgerdichte, das Achsenpotential nähert sich dem Kathodenpotential.

5.2. Berechnung der Elektronendichte im Kräftegleichgewicht.

Die Felder die durch die Raumladung entstehen, werden durch die Ladungsträgerdichtefunktion bestimmt. Man betrachtet Elektronen als Ladungsträger in der Linse. Es wird angenommen, daß u.U. in der Linse entstehende Ionen die Linse so schnell verlassen, daß sie nicht nennenswert zur Raumladung beitragen.

Die Bewegung der Elektronen wird durch folgenden Ansatz beschrieben:

$$m_e \frac{dv}{dt} = -e * (E + v \times B)$$

Hierbei beschreibt der erste Term auf der rechten Seite die Kraft auf die Elektronen durch das äußere magnetische Feld und durch das elektrische Feld der Raumladung. Die Auswirkung eines Druckgradienten im Plasma soll vernachlässigt werden. Die Wechselwirkung zwischen einem Strahl und dem Plasma kann vernachlässigt werden, wenn man annimmt, daß die Plasmadichte groß gegenüber der Dichte der Strahlionen ist.

Ein Gleichgewichtszustand ist erreicht, sobald die auseinandertreibende Kraft durch die Raumladung gleich der Kräfte durch die äußeren Felder ist. Für den radialen Einschluß ergibt sich damit:

$$0 = -e * (E + v \times B)$$

Man betrachtet nun das Problem in Zylinderkoordinaten. Unter der Annahme, daß die Elektronen nichtrelativistisch sind ergeben sich die folgenden Gleichungen.

$$\frac{d(m_e * r \dot{r})}{dt} - m_e * r * \dot{\Theta}^2 = q * (E_r + r * \dot{\Theta} * B_z - z * \dot{\Theta} * B_\Theta)$$

$$\frac{1}{r} * \frac{d(m_e * r^2 * \dot{\Theta})}{dt} = q * (E_\Theta + z * B_r - r * B_z)$$

$$\frac{d(m_e * z \ddot{z})}{dt} = q * (E_z + r * B_\Theta - r * \dot{\Theta} * B_r)$$

Für das elektrische Feld durch die Raumladung in der Gaborlinse gilt:

$$E = E_r(r)$$

und für das magnetische äußere Feld gilt unter Annahme einer langen Zylinderspule:

$$B = B_z(z)$$

Damit ergeben sich die obigen 3 Gleichungen zu:

$$1 \quad m_e * r \ddot{r} - m_e * r * \dot{\Theta}^2 = q * (E_r + r * \dot{\Theta} * B_z)$$

$$2 \quad \frac{d(m_e * r^2 * \dot{\Theta})}{r * dt} = -q * r * B_z$$

$$3 \quad m_e \cdot z'' = 0$$

Betrachtet man die zweite Gleichung und formt um, so ergibt sich:

$$\frac{d(m_e \cdot r^2 \cdot \dot{\Theta})}{dt} = -q \cdot r \cdot \dot{r} \cdot B_z$$

$$\frac{d(m_e \cdot r^2 \cdot \dot{\Theta})}{dt} = -\frac{q \cdot B_z}{2} \cdot \frac{dr^2}{dt}$$

Integriert man diese Gleichung, so erhält man:

$$\dot{\Theta} = -\frac{q \cdot b_z}{2 \cdot m_e} + \frac{c}{r^2}$$

und mit

$$\omega_l = -\frac{q \cdot B_z}{2 \cdot m_e} \quad (\text{Larmorfrequenz})$$

und $C = \frac{c}{r} = n$ erhält man

$$\dot{\Theta} = \omega_l + c_0$$

Damit ist die Winkelgeschwindigkeit der Elektronen in der Linse gleich der Larmorfrequenz und einer Integrationskonstante. Die Teilchen laufen also mit einer konstanten Geschwindigkeit in der Linse um, ein zeitlich konstantes Magnetfeld vorausgesetzt.

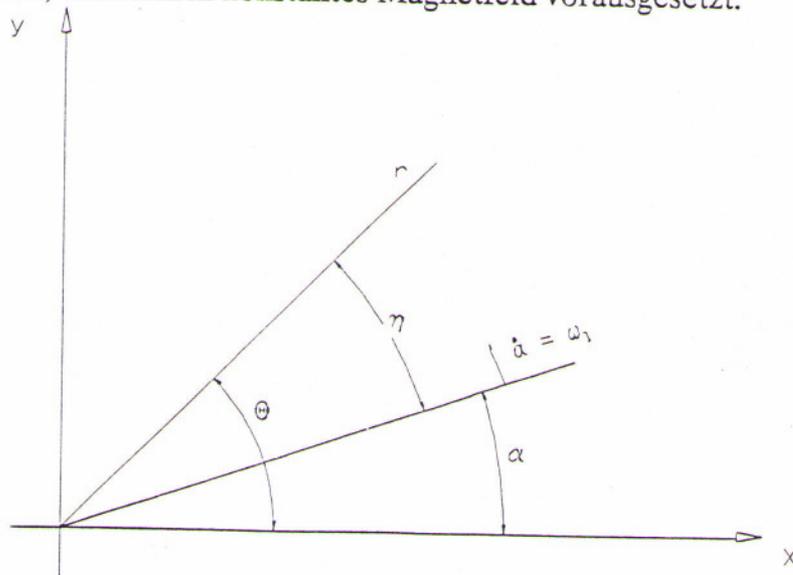


Abb. 5.2.1 Veranschaulichung der in der Theorie verwendeten Winkel

Betrachtet man nun die erste Gleichung:

$$m_e \cdot r'' - m_e \cdot r \cdot \Theta^2 = q \cdot E_r + r \cdot \Theta \cdot B_z$$

und formt nach $\frac{r''}{r}$ um, so ergibt sich

$$\frac{r''}{r} = \Theta^2 + \frac{q}{m_e \cdot r} \cdot E_r - 2 \cdot \omega_l \cdot \Theta$$

und weiter

$$\frac{r''}{r} = \frac{q}{m_e \cdot r} \cdot E_r - \omega_l^2 + \eta^2$$

Das System befindet sich im Gleichgewicht, wenn im Mittel die Ladungsträger nicht radial beschleunigt werden, d. h.

$$r'' = 0$$

somit ergibt sich :

$$\frac{r''}{r} = 0 = -\frac{q \cdot E(r)}{m_e \cdot r} - \omega_l^2 + \eta^2$$

formt man nun nach η um, so erhält man :

$$\eta = \pm \left(\omega_l^2 - \frac{q \cdot E(r)}{m_e \cdot r} \right)^{1/2}$$

Da nur reelle Lösungen zugelassen sind, muß gelten:

$$0 \leq \omega_l^2 - \frac{q \cdot E(r)}{m_e \cdot r}$$

Formt man nun nach $\frac{E(r)}{r}$ um und setzt $\omega_l = -\frac{q \cdot B_z}{2 \cdot m_e}$,

so erhält man das maximal zulässige elektrische Feld zu:

$$\frac{E(r)}{r} = \frac{q \cdot B_z^2}{4 \cdot m_e}$$

mit

$$E(r) = \frac{1}{\epsilon_0 * r} * \int_0^r \rho_{\max} * g(r') * r' dr'$$

kann man die maximale Ladungsträgerdichte bestimmen. Es gilt :

$$\rho_{\max} = \frac{e * \epsilon_0 * B_z^2}{2 * m_e}$$

Für eine homogene Ladungsverteilung ist der obige Zusammenhang für alle Radien erfüllt. Für, mit dem Radius monoton abfallende Ladungsdichteverteilungen, kann die Dichte ρ_{\max} ebenfalls nicht überschritten werden. Für Ladungsverteilungen die nicht mit dem Radius monoton abfallen, kann die Ladungsträgerdichte stellenweise ρ_{\max} überschreiten. Man kann annehmen, daß, im Falle einer nicht homogenen Ladungsverteilung, die Ladungsträger die hinzugefügt werden in die äußeren Bereiche, in denen die maximale Elektronendichte noch nicht erreicht ist, wandern. Dies führt zu einer Homogenisierung der Ladungsträgerverteilung.

Für ein zentrales Magnetfeld von 0.008 Tesla und Elektronen als Ladungsträger ergibt sich eine maximale Teilchendichte von

$$\eta_e = 3.1103 * 10^{14} \quad 1 / m^3.$$

Daraus folgt, bei einer homogenen Verteilung der Elektronen und einem Radius der Elektronenwolke von 5.5 cm, eine Feldstärke durch die Raumladung am Rand des Plasmas von

$$E(r) = 0.154 \quad MV / m.$$

Vergleicht man nun die Teilchendichte im Plasma mit der eines H+ Strahles von 10 keV Energie und 10 mm Radius bei 3 mA

$$\eta_{Strahl} = 4.3 * 10^{13} \quad 1 / m^3$$

so ergibt sich ein Dichteunterschied von einem Faktor 7. Dies erlaubt in erster Näherung die Übernahme von η_e auch für den Strahlbetrieb.

Die Formel für die maximale Ladungsträgerdichte zeigt, daß diese für schwerere Teilchen linear mit der Masse fällt. Damit werden bei gegebenem magnetischen Feld für Elektronen die höchsten Teilchendichten und Feldstärken erreicht. Aus diesem Grund kommen nur Elektronen als Ladungsträger für die Linse in Frage.

5.3 Numerische Berechnung von Elektronenbahnen

Um die Ergebnisse der vorangegangenen analytischen Rechnung zu verdeutlichen wurde ein Programm geschrieben, welches das zugrundeliegende Differentialgleichungssystem für vorgegebene Anfangsbedingungen löst. Die Gleichungen für die einzelnen Komponenten lauten:

$$x'' = \frac{e \cdot E(r)}{2 \cdot m_e \cdot \epsilon_0} \cdot x - \frac{e \cdot B_z}{m_e} \cdot y'$$

$$y'' = \frac{e \cdot E(r)}{2 \cdot m_e \cdot \epsilon_0} \cdot y + \frac{e \cdot B_z}{m_e} \cdot x'$$

$$z'' = 0$$

Das Programmlisting ist im Anhang aufgeführt. Es wurde bei jeder Rechnung die Magnetfeldstärke, die Teilchendichte und deren Verteilung sowie der Anfangsort und die Anfangsgeschwindigkeit eines Teilchens vorgegeben und beobachtet wie sich dessen Ort mit der Zeit entwickelt. Die Theorie besagt, daß bei Elektronen als Ladungsträger und einer Feldstärke des magnetischen Feldes von 0.008 T eine maximale Teilchendichte von

$$\eta_e = 3.1103 \cdot 10^{14} \quad 1 / \text{m}^3$$

zu erwarten ist. Die ersten vier Plots (Abb. 5.3.1-5.3.4) zeigen Rechnungen, in denen die Bahnentwicklung als Funktion der Teilchendichte veranschaulicht wird. Diese Rechnungen belegen ganz deutlich, daß die Bahnen bei Teilchendichten unterhalb der analytischen Grenze der Ladungsdichte innerhalb begrenzter Radienbereiche liegen. Genau bei der Grenzdichte (Abb. 5.3.4) geschieht der Übergang zu einer Spiralbahn, die Elektronen gehen verloren.

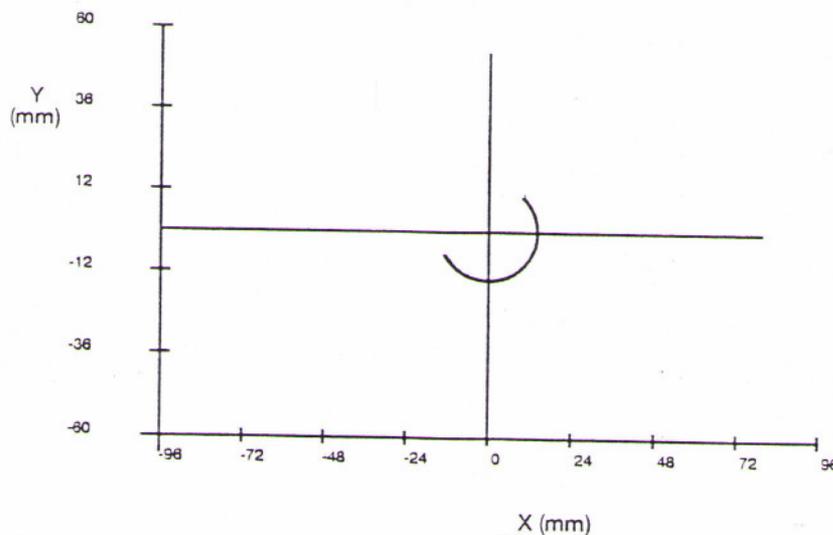


Abb. 5.3.1. Elektronenbahn bei 0.008 Tesla, $n_e = 1 \cdot 10^{13}$, homogene Verteilung der Elektronen, Anfangsorte : $x_0 = 0.01 \text{ m}$, $y_0 = 0.01 \text{ m}$, keine Anfangsgeschwindigkeit.

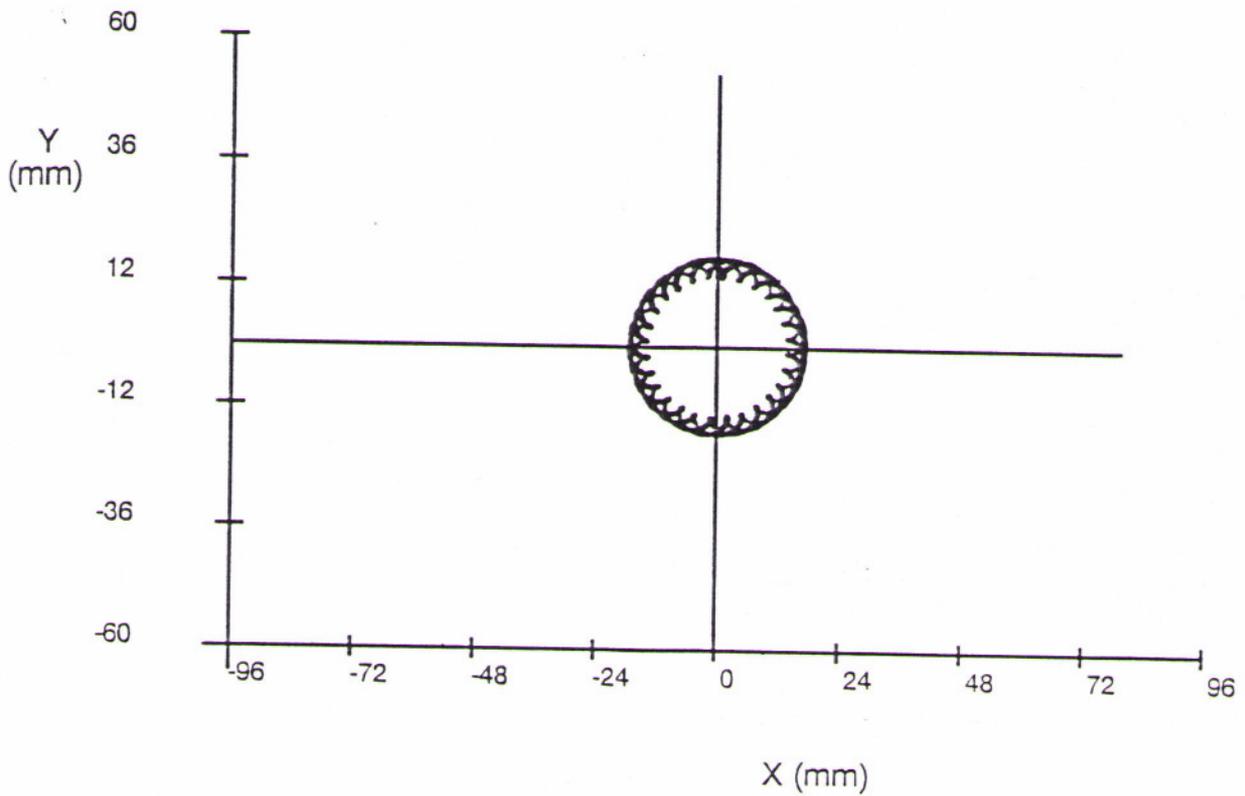


Abb. 5.3.2. Elektronenbahn bei 0.008 Tesla, $n_e = 1 \cdot 10^{14}$, homogene Verteilung, $x_0 = 0.01$ m, $y_0 = 0.01$ m, keine Anfangsgeschwindigkeit, betrachteter Zeitraum: 300 ns.

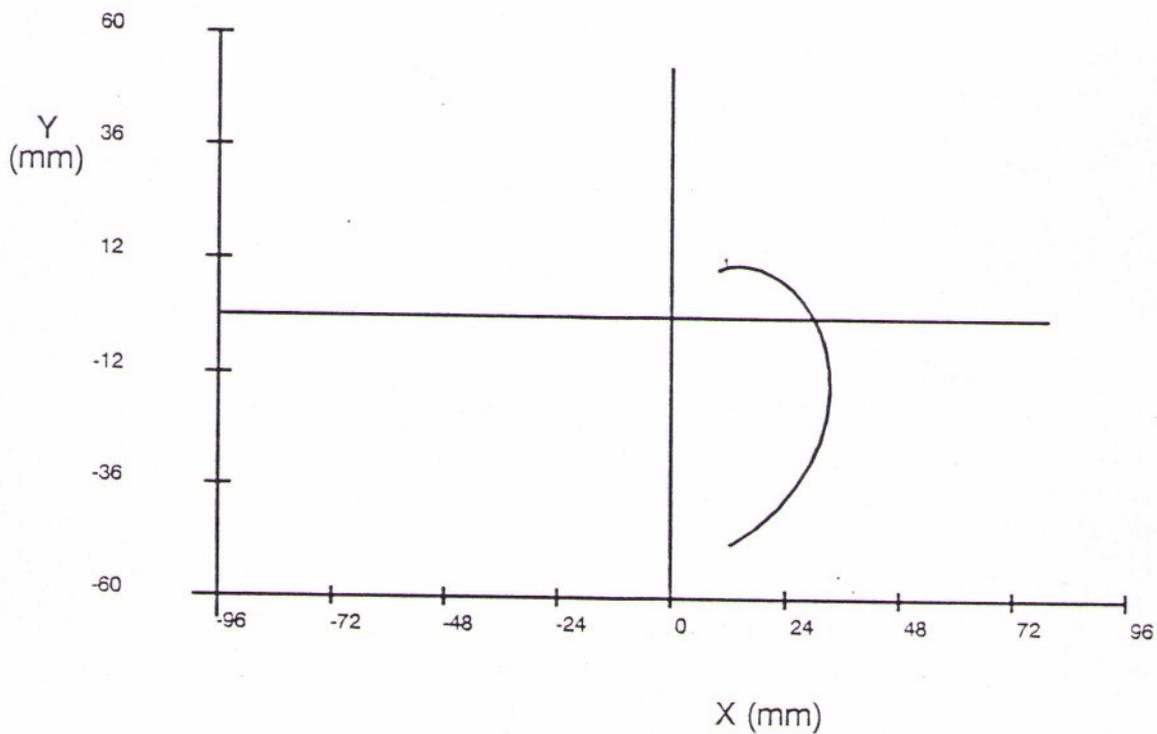


Abb. 5.3.3. Elektronenbahn bei 0.008 Tesla, $n_e = 3.1103 \cdot 10^{14}$, homogene Verteilung, $x_0 = 0.01$ m, $y_0 = 0.01$ m, keine Anfangsgeschwindigkeit, betrachteter Zeitraum < 300 ns da Abbruchbedingung Radius > 55 mm eingetreten.

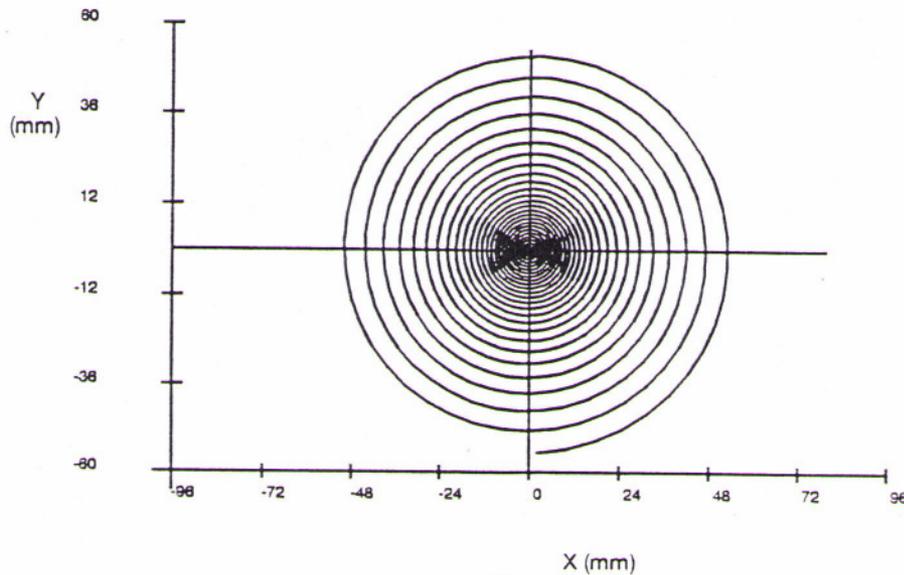


Abb. 5.3.4. Elektronenbahn bei 0.008 Tesla, $n_e = 3.1103 \cdot 10^{14}$, homogene Verteilung, $x_0 = 0.1$ mm, $y_0 = 0.1$ mm, keine Anfangsgeschwindigkeit, Beobachtungszeitraum: 300 ns.

Die folgende Abbildung zeigt die Elektronenbahn für den Fall einer Waterbag Ladungsverteilung mit 50 mm Radius. Die theoretisch berechnete maximale Ladungsdichte wird bei einem Abstand von 8.4 mm vom Zentrum unterschritten. Das Elektron startet nahe dem Zentrum und wird schnell nach außen, in den Bereich geringer Ladungsdichte, transportiert und stabilisiert sich dort. Dies unterstreicht die Eigenschaft der Linse, überschüssige Elektronen in die Außenbereiche abzuführen. Dies könnte letztlich zu einer homogenen Ladungsverteilung mit der theoretischen Maximaldichte führen.

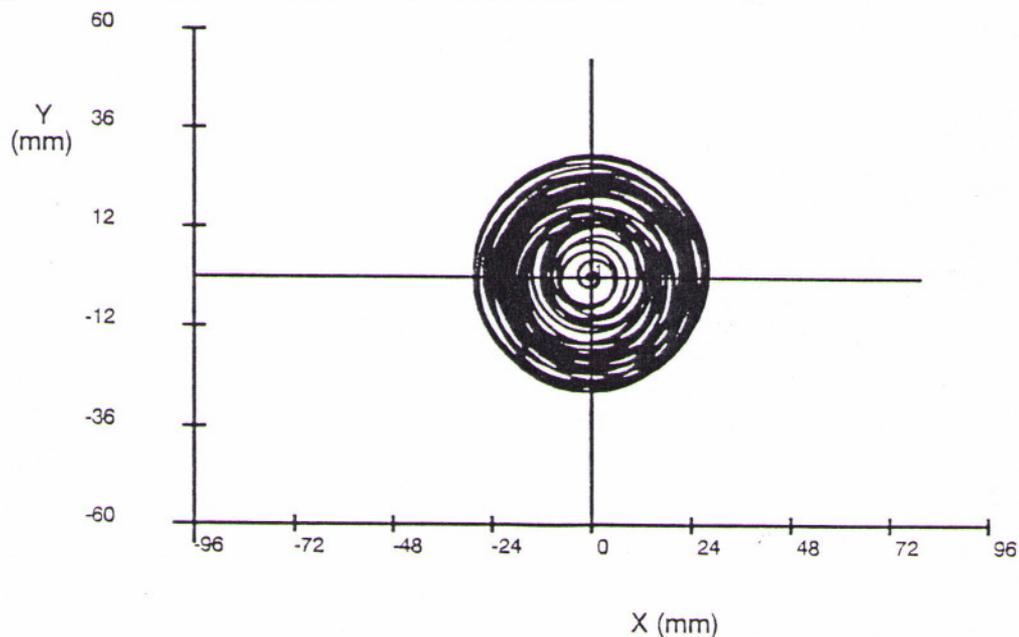


Abb. 5.3.5. Elektronenbahn bei 0.008 Tesla, $n_e = 3.2 \cdot 10^{14}$, Waterbag Verteilung, $x_0 = 0.1$ mm, $y_0 = 0.1$ mm, Beobachtungszeitraum : 300 ns, Vergleich mit Abb. 5.3.4 / 5.3.3 zeigt, daß das Elektron innerhalb eines endlichen Radiuses bleibt.

5.4 Stöße - Verlustmechanismen

Im Kapitel 5.1 wird eine Obergrenze der Ladungsträgerdichte durch die Absenkung des Achsenpotential aufgezeigt. Hier können die Elektronen axial entkommen. Das Kapitel 5.2 zeigt eine weitere Obergrenze der Ladungsträgerdichte auf. Hierbei entkommen die Elektronen, aufgrund der Raumladung, radial aus dem einschließenden magnetischen Feld.

Wie sich später bei der Diskussion der Messungen zeigen wird (Kapitel 7), wird die radiale Grenzdichte nicht erreicht. Es muß also noch andere Verlustmechanismen geben. Für radiale Verluste könnte eine, durch Stöße bewirkte, Diffusion der Elektronen über die Magnetfeldlinien, verantwortlich sein. Im allgemeinen werden die Stöße der Elektronen untereinander dominieren. Hierbei wächst die Anzahl der Stöße quadratisch mit der Ladungsträgerdichte. Zudem ist der Impulsaustausch durch die gleichen Massen maximal. Bei hohem Restgasdruck können aber auch Stöße mit Restgasatomen, Strahlionen und Restgasionen Bedeutung erlangen.

Als ideal im Sinne geringer Teilchenverluste durch Stöße würden daher folgende Bedingungen gelten:

- 1.) geringe Elektronendichte
- 2.) geringer Restgasdruck
- 3.) geringer Strahlstrom

Konkurrenzeffekte die zu einer Erzeugung von Elektronen führen und damit Verluste auffangen können, wurden hier nicht betrachtet. Die Verluste können in einer empirischen Größe ähnlich eines Wirkungsgrades (κ) zusammengefaßt werden. κ fällt bei steigender Elektronendichte. Damit ergibt sich die Formel für die tatsächliche Teilchendichte zu

$$\eta_t = \kappa * \eta_{\max} \quad \text{mit} \quad 0 < \kappa < 1$$

oder

$$\eta_t = \kappa * \frac{e * \epsilon_0 * B_z^2}{2 * m_0}$$

Die Stöße haben nicht nur zur Folge, daß ständig Ladungsträger verloren gehen und damit die maximale Raumladung nicht erreicht wird. Sie können auch bewirken, daß die Linse nicht mehr homogen gefüllt ist. Damit ist zu rechnen, da nicht vorausgesetzt werden kann, daß die Verluste in allen Bereichen der Linse gleich hoch sind oder durch Diffusion aus anderen Bereichen ausgeglichen werden. Man muß für stoßdominierte Plasmen mit einer nichthomogenen Verteilung rechnen. Hierbei ist die tatsächliche Teilchendichte kleiner als die maximal mögliche ($\eta_t < \eta_{\max}$). Bei Raumladungsdominierten Plasmen ist mit einer homogenen Verteilung, sowie mit $\eta_t \approx \eta_{\max}$, zu rechnen.

5.5 Brennweite

Im folgenden wird die Brennweite, die sich bei einer homogenen, zylindrischen Ladungsverteilung der Länge $-d$ ergibt, auf zwei unterschiedliche Arten berechnet.

5.5.1 Dünne Linsen Näherung

Eine dünne Linse wird in der Optik wie folgt definiert:

$$\text{Linsendicke} < \text{Krümmungsradius}$$

Idealisiert man das Problem durch das folgende Bild:

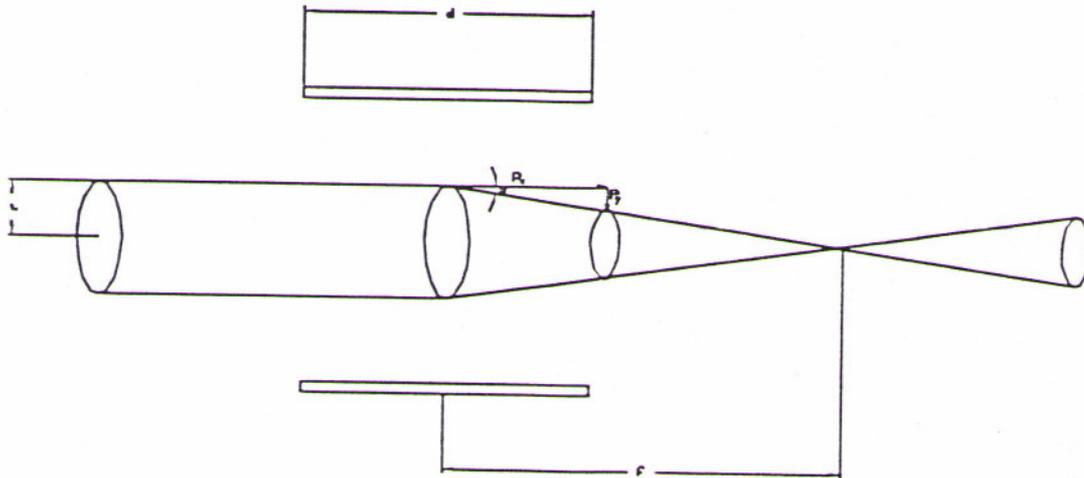


Abb 5.5.1.1 Skizze zur Brennweitenberechnung bei einer dünnen Linsen Näherung

so ergibt sich die Brennweite, Parallelstrahl am Eingang vorausgesetzt der Linse zu

$$\tan \alpha = \frac{r}{f} = \frac{\Delta p_y}{p_x}$$

und damit

$$f = \frac{p_x \cdot r}{\Delta p_y}$$

mit

$$p_x = m \cdot v_x$$

$$\Delta p_y = \int F dt = q \int E(r) dt = \frac{q \cdot E(r) \cdot d}{v_x}$$

mit d gleich der Linsendicke und unter der Voraussetzung daß $v_x = \text{const.}$ Wird eine homogene Verteilung der Elektronen mit einer Dichte η_e angenommen gilt:

$$E(r) = \kappa \cdot r \cdot \frac{e \cdot \eta_e}{2 \cdot \epsilon_0}$$

Wobei die Elektronendichte nach Kapitel 5.2 wie folgt vom Magnetfeld abhängen soll:

$$e \cdot \eta_e = \frac{e \cdot \epsilon_0 \cdot B_z^2}{2 \cdot m_e}$$

Dies ergibt nach einiger Umformung

$$\Delta p_y = \frac{q \cdot e \cdot d \cdot r \cdot B_z^2 \cdot \kappa}{4 \cdot m_e \cdot v_x}$$

und für die Brennweite:

$$f = \frac{8 \cdot U \cdot m_e}{\kappa \cdot d \cdot e \cdot B_z^2}$$

wobei U die kinetische Energie der Strahlteilchen in eV ist. Für einen Strahl von 10 keV Strahlenergie und bei einer Magnetfeldstärke im Zentrum von 0.008 T ergibt sich bei einer Linsenlänge von $d = 0.1$ m eine Brennweite von

$$f = \frac{0.07107}{\kappa} \text{ m} \quad \text{also etwa } 7,1 \text{ cm bei } \kappa = 1$$

Dies ist die Brennweite, für den Fall ohne Stöße, unter Annahme der theoretischen Maximaldichte

5.5.2 Zweite Brennweitennäherung

Nicht immer kann man die Linse als eine dünne Linse auffassen. Im Folgenden soll eine Brennweitenformel ohne diese Annahme entwickelt werden. Es werden wieder Elektronen als die Raumladungsträger angenommen.

Es gilt:

$$F = m_i \cdot a = m_i \cdot r''$$

und

$$F = q * E(r) = \frac{r * e * \kappa * B_z^2}{4 * m_e}$$

und

$$r'' = \frac{r''}{v_x}$$

damit ergibt sich

$$r'' + \frac{\kappa * e * B_z^2}{8 * U * m_e} * r = 0$$

wobei U die kinetische Energie der Ionen in eV ist. Diese Formel entspricht formal der Bewegungsgleichung der Quadrupollinsen:

$$r'' + k^2 * r = 0$$

wobei dann

$$k = \left(\frac{\kappa * e * B_z^2}{8 * U * m_0} \right)^{1/2}$$

ist. Dies führt wie in Kapitel 3.3 dargestellt, zu folgender Brennweitenformel :

$$f = \frac{1}{k * \sin k * d}$$

Setzt man die folgenden Werte ein, $U = 10000 \text{ eV}$, $\kappa = 1$, $B_z = 0.008 \text{ T}$, $d = 0.1 \text{ m}$ so ergibt sich eine Brennweite von

$$f = 0.0907 \text{ m also ca. } 9 \text{ cm}$$

Man sieht, daß der Unterschied zu der Näherung einer dünnen Linse relativ gering ist.

5.6 Mechanismen zur Linsenfüllung

Die in verschiedenen Veröffentlichungen [REI89][GAM79][PAL89] vorgestellten Gabor-Plasma-Linsen unterscheiden sich stark voneinander hinsichtlich der Anordnung der Spulen und damit der magnetischen Felder, der Elektrodenanordnung und damit der elektrischen Felder und der Art und Weise wie die Linse mit Elektronen gefüllt wurde. Dadurch wird zwar am Prinzip der Linse wenig verändert, die unterschiedlichen Auswirkungen auf die Funktion der Linse lassen sich jedoch nur schwer abschätzen.

Bei der Füllung der Linse mit Elektronen gibt es drei grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten die hier nun beschrieben werden sollen.

5.6.1 Füllung durch den Ionenstrahl.

Wie schon im Kapitel 2.2 angesprochen, erzeugt der Ionenstrahl beim durchfliegen des Restgases, durch Stöße mit dem Restgas, Elektronen und Ionen.

Die Dichte der Strahlionen ist:

$$n_i = \frac{I}{v_i \cdot \pi \cdot e \cdot r_s^2}$$

die der Restgasmoleküle:

$$n_0 = \frac{p}{k \cdot T}$$

für die Ionengeschwindigkeit gilt:

$$v_i = \frac{\sqrt{2 \cdot E \cdot e}}{\sqrt{m_i}}$$

damit ergibt sich die Elektronenerzeugungsrate pro Zeit- und Volumenelement:

$$\nu_e = \sigma_0 \cdot n_i \cdot v_i \cdot n_0$$

Damit werden in der Linse

$$\dot{n}_e = \nu_e \cdot V_{\text{Strahl}}$$

Elektronen pro Sekunde erzeugt, wobei V_{Strahl} das Strahlvolumen in der Linse ist.

Ist die Anzahl der benötigten Elektronen N_e , so gilt für die Füllzeit der Linse :

$$\tau_0 = \frac{N_e}{n \dot{e}}$$

Unter der Annahme, daß alle entstehenden Elektronen zur Füllung der Linse beitragen. Dies gilt zumindest in der Anfangsphase, wenn das Linsenpotential am Entstehungsort der Elektronen noch so positiv ist, daß die Elektronen sicher eingefangen werden. Die tatsächliche Füllzeit der Linse wird also größer sein als dieser theoretische Wert. Setzt man folgende Werte an:

Strahlstrom	$I = 1 \cdot 10^{-3} \text{ A}$
Strahlradius	$r = 0.01 \text{ m}$
Linsenlänge	$l = 0.2 \text{ m}$
Druck	$p = 1 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}$
Strahlenergie	$E = 10 \text{ keV}$
Wirkungsquerschnitt	$\sigma_0 = 5 \cdot 10^{-21}$
Masse (He)	$m = 6.64 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

so ergibt sich die Anzahl der entstehenden Restgasionen und Elektronen zu $1.655 \cdot 10^{12} \text{ 1/sec}$. Berechnet man gemäß Kapitel 5.2 die Maximaldichte der Elektronen für ein Magnetfeld von 0.008 T so erhält man mit einem Linsenvolumen von $1.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ die Anzahl der Elektronen in der Linse zu $3.7 \cdot 10^{11}$. Daraus ergibt sich eine minimale Füllzeit τ_0 von ca. 0.225 sec. Die Füllzeit ist vor allem dann von Interesse wenn mit gebunchten Strahlen gearbeitet werden soll.

Diese Art der Linsenfüllung ist völlig unabhängig von dem Aufbau, sie ergänzt u. U. die anderen Methoden. Ihr Vorteil liegt vor allem darin, daß

- a) die Elektronen in Strahlnähe erzeugt werden
- b) die Elektronen werden in einem relativ großen Volumen erzeugt, das von vielen Magnetfeldlinien durchquert wird.

Dies führt zusammen mit den Verlustmechanismen dazu, daß eine gleichmäßige Linsenfüllung zu erwarten ist.

5.6.2 Füllung durch eine Glühkathode

Bringt man eine Glühkathode (wie im Originalvorschlag von Gabor) in die Linse so werden die von ihr emittierten Elektronen ebenfalls eingeschlossen. Hierbei ist zu beachten, daß die Lage der Glühwendel in der Linse von entscheidender Bedeutung für die Elektronenverteilung sein kann. Die Energie der Elektronen ist dann, Stöße zuerst einmal ausgeschlossen, abhängig vom Potential des Entstehungsortes. Da die Glühkathode zumeist ein begrenztes Gebiet einnimmt, sind die entstehenden Elektronen, bis auf die thermische Energie, praktisch monoenergetisch. Da sich die Anbringung der Glühwendel in unmittelbarer Nähe des Strahles verbietet, müssen Maßnahmen ergriffen werden, die sicherstellen, daß die Elektronen die Linse gleichmäßig auffüllen können. Dies kann dadurch geschehen, daß die magnetischen Feldlinien, die durch das Zentrum der Linse laufen, ebenfalls durch das Gebiet geführt werden in dem die Elektronen erzeugt werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Glühkathode zwar eine große Anzahl von Elektronen zur Verfügung stellen kann, aber eine möglichst günstige Platzierung verlangt. Dies bedeutet u.U. einen hohen konstruktiven Aufwand und führt außerdem zu einer Einschränkung bezüglich der Ausformung der magnetischen Felder.

5.6.3 Füllung durch eine Gasentladung

Die dritte Möglichkeit ist, eine Gasentladung in der Linse zu zünden, die die Ladungsträger zur Verfügung stellt. Die Bedingungen unter denen eine Gasentladung in der Linse erzeugt werden kann, werden im folgenden diskutiert.

Zur Beschreibung der Zündbedingung für eine Gasentladung, benutzt man eine Theorie die Anfang dieses Jahrhundert u.a. von Townsend [LAN23] entwickelt worden ist.

Wird ein Fremdelektron, das z. B. durch Höhenstrahlung in der Linse entstanden ist, durch das elektrische Feld beschleunigt, so ionisiert dieses beim Stoß Restgasatome. Dadurch werden weitere Elektronen freigesetzt, ein Lawinenprozess entsteht.

Es gilt:

$$N_e = N_{e0} * e^{\alpha * d}$$

wobei N_{e0} der Fremdelektronenstrom, N_e der resultierende Elektronenstrom, d der Abstand zwischen Anode und Kathode ist und α der Townsend-Koeffizient für die Elektronenerzeugung im Volumen ist

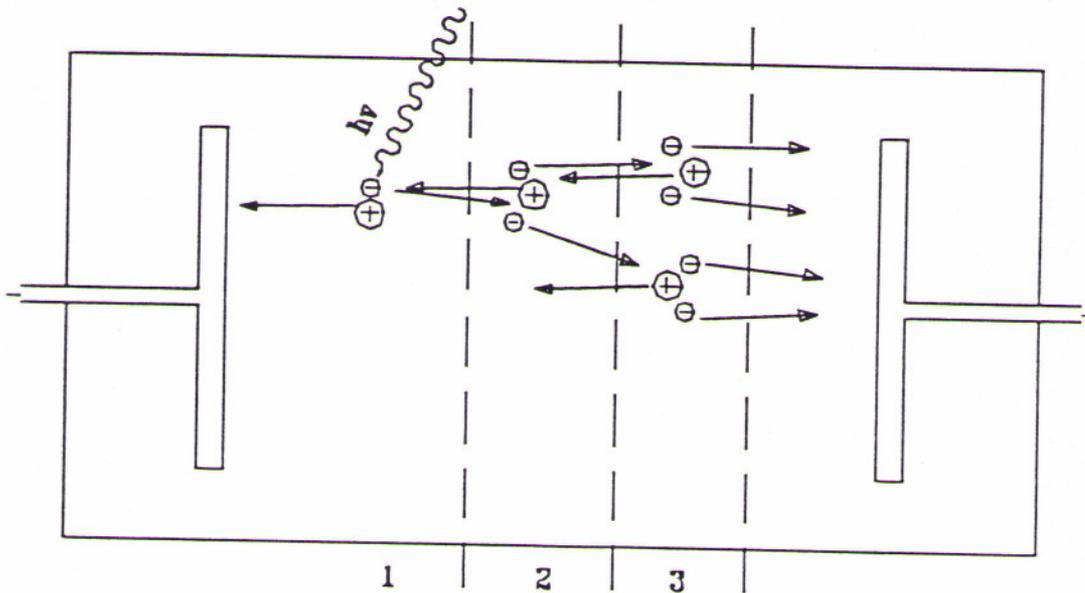


Abb. 5.6.3.1: Gasentladung, 1.) Fremdelektron , 2.) 1. Generation, 3.) 2. Generation

Es ergibt sich der Strom zu :

$$j = j_0 * \frac{e^{\alpha * d}}{1 - \gamma * (e^{\alpha * d} - 1)}$$

wobei γ der Sekundärelektronenkoeffizient an Oberflächen ist. Dieser obige Term besitzt einen Resonanznenner der uns die Bedingung für das Zünden liefert:

$$1 - \gamma * (e^{\alpha * d} - 1) \rightarrow 0 \text{ und damit } \gamma * e^{\alpha * d} \approx 1 + \gamma$$

Wenn man annimmt, daß ein inelastischer Ionisationsstoß erfolgt sobald das Elektron die zur Ionisation benötigte Energie besitzt, so ergibt sich für die "freie Weglänge"

$$\lambda_{ion} \approx \frac{U_{ion}}{E}$$

aus statistischen Überlegungen folgt:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_a} * e^{-\lambda_{ion} / \lambda_a}$$

wobei λ_a die mittlere freie Weglänge im Gas ist und es gilt:

$$\lambda_a = \frac{k * T}{\pi * \delta^2 * \sqrt{2} * p}$$

wobei k die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur, p der Druck und δ die minimale Entfernung der Stoßpartner ist. Setzt man dies alles in die Zündbedingung ein und formt nach $E * d = U_z$ um so ergibt sich :

$$E * d = U_z = \frac{U_{ion} * \pi * \delta^2 * \sqrt{2} * p * d}{k * T} * \frac{1}{\ln \frac{\pi * \delta^2 * \sqrt{2} * p * d}{k * T} - \ln \ln \frac{1 + \gamma}{\gamma}}$$

Diese Gleichung beschreibt die s.g. Paschenkurve, die die Bereiche in denen eine Gasentladung zündet von den Bereichen abgrenzt in denen die Gasentladung nicht brennt.

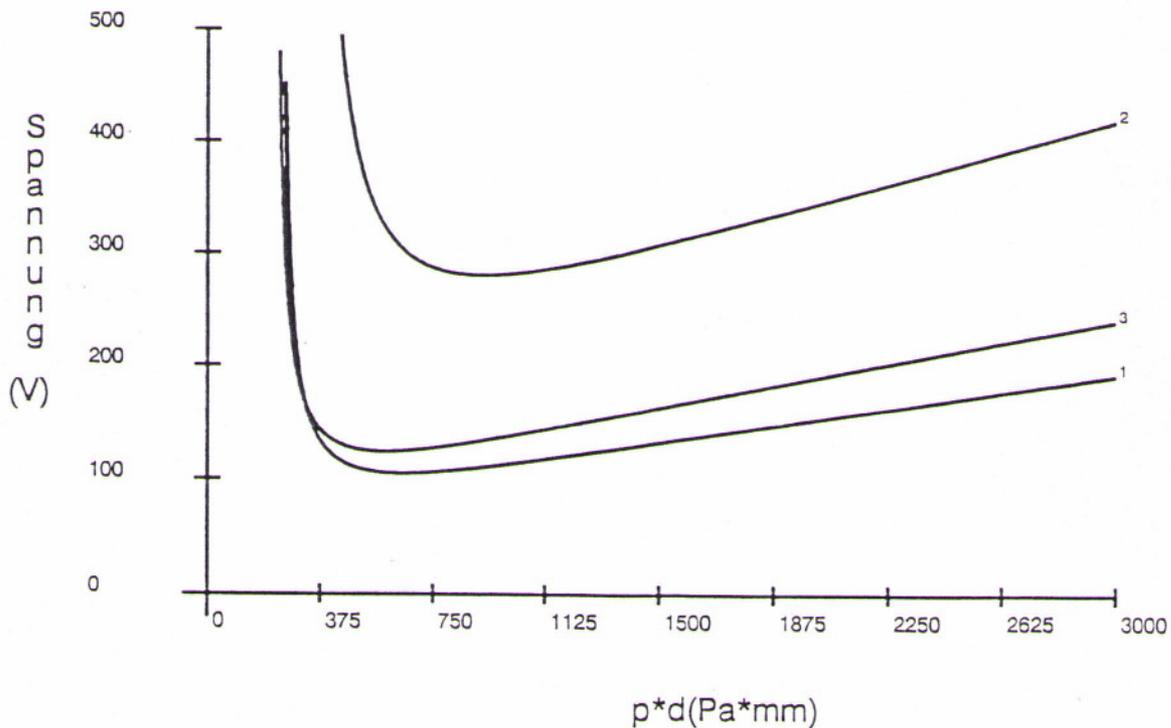


Abb 5.5.3.2 errechnete Paschen Kurven : 1.) Wasserstoff, 2.)Helium, 3.)Argon. Im Gebiet oberhalb der jeweiligen Kurve, brennt die Gasentladung.

Die Kurven trennen das Gebiet der Gasentladung (oberhalb) von dem Gebiet in dem keine Gasentladung stattfindet. Die Kurven zeigen, daß die minimale Zündspannung je nach Gassorte verschieden ist. Man erkennt einen relativ geringen Anstieg zur Seite hoher $p \cdot d$ Werte und eine extrem steile Flanke bei geringen $p \cdot d$ Werten. Die Unterschiede zwischen den Kurven beruhen im wesentlichen auf den unterschiedlichen Werten des Sekundärelektronenkoeffizienten γ für die einzelnen Gase.

Man wird in einer Gabor-Plasma-Linse zunächst keine Gasentladung zünden können, da die $p \cdot d$ Werte von typischerweise ~ 1 ($\text{Pa} \cdot \text{mm}$) viel zu gering sind. Dies läßt sich nicht umgehen, da weder der Druck in der Linse (wegen der Auswirkung auf den Gesamtdruck der Anlage) noch die Potentialdifferenz (wegen der Auswirkung auf die Elektronenverteilung) genügend erhöht werden kann und sich die Gapweite durch die Konstruktion in gewissen Grenzen bewegt.

Bisher blieb jedoch die Auswirkung des magnetischen Feldes vernachlässigt. Zwar trägt dieses Feld nicht zu einer Veränderung der Energie der Teilchen bei, jedoch verlängert es den Weg, den diese zwischen zwei Stößen zurücklegen. Dies führt dazu, daß in der Paschenkurve ein Punkt eingenommen wird, der bei größeren $p \cdot d$ Werten liegt. Dadurch kann es zur Zündung kommen.

Als weiteres Problem stellt sich die Frage, wo eine Gasentladung brennen wird. Im allgemeinen nimmt man an, daß die Entladung direkt zwischen den Elektroden brennt, wie dies z.B. bei hohen Drücken in einer Duoplasmatronquelle der Fall ist. Wie jedoch der Versuch mit dem Hittorfschen U-Rohr zeigt, nimmt eine Entladung bei bestimmten $p \cdot d$ Werten (geringer Druck) durchaus einen Umweg der sich als günstiger für den Lawinenprozess darstellt. Als Erfahrungswert läßt sich sagen, daß wenn man auf der linken Seite des Paschenminimums in einem Gebiet arbeitet das eine Gasentladung ermöglicht, die Entladung nicht direkt zwischen den Elektroden brennt. Es kann zu einer Entladung im Innern der Linse kommen, was noch dadurch erleichtert wird, daß jede Art der Zuführung von äußeren Elektronen durch andere Prozesse (Glühwendel, Strahl) den Arbeitspunkt der Gasentladung zu günstigeren Bedingungen verschiebt.

Nimmt man an, daß der Entladungsstrom allein dem Aufbau der Elektronenwolke dient, so erhält man bei einem Entladungsstrom von 1 mA eine Füllzeit von $124 \mu\text{sec}$. Die tatsächliche Füllzeit wird wiederum länger sein. Trotzdem könnte die Füllung der Linse um 3 Größenordnungen schneller geschehen als über die Restgasionisation durch den Strahl (Kapitel 5.6.1).

Die Aufbauzeit spielt hier allerdings praktisch keine Rolle, da die Gasentladung selbsterhaltend ist und somit ständig Elektronen vorhanden sind. Die Linse kann so also auch zur Fokussierung sehr kurzer Strahlpulse dienen

6 Realisation

Für die experimentellen Untersuchungen der Eigenschaften einer Gabor-Plasma-Linse wurde ein einfacher Versuchsaufbau konzipiert. Es wurden Luftspulen zur Erzeugung des Magnetfeldes gewählt. Die innere und die beiden äußeren Blenden sind gegenüber ihrer Umgebung isoliert aufgehängt und eine Überschlagsfestigkeit bis zu Spannungen von 10 kV ist gewährleistet. Zur Füllung der Linse waren Restgaselektronen oder eine Gasentladung vorgesehen. Auf den Einbau einer Glühwendel wurde verzichtet, da dies hohen konstruktiven Aufwand erfordert hätte. Um die Bedingungen für die Gasentladung variieren zu können, sind die Blendenabstände mechanisch zu verändern. Der Aufbau wurde leicht demontierbar ausgeführt und war so ausgelegt, daß auch nachträgliche Änderungen möglich gewesen wären.

6.1 Der mechanische Aufbau

Der Aufbau der realisiert wurde, läßt sich wie nachfolgend skizzieren:

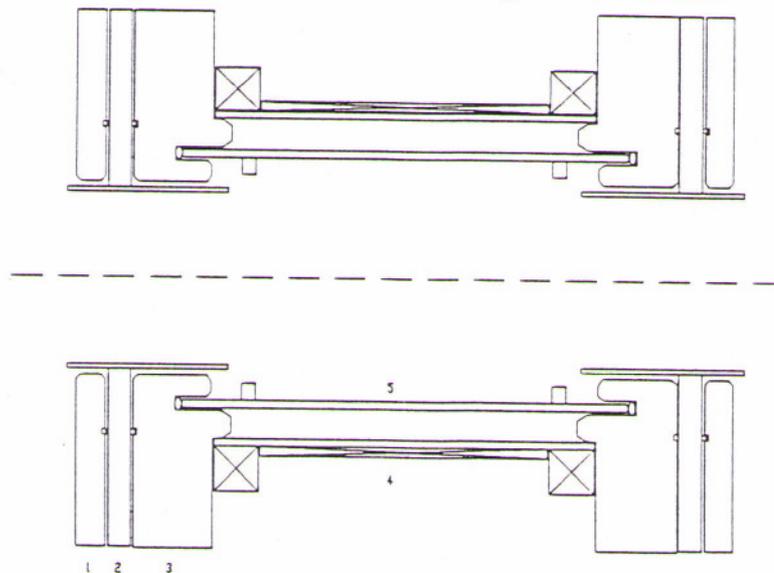


Abb. 6.1.1 Längsschnitt durch die Frankfurter Plasmalinse. 1.) Abschlußflansch aus PVC, er isoliert die Linse gegenüber dem angrenzenden Aufbau, 2.) Kathode aus Stahl (meist auf Erdpotential), 3.) Zwischentragflansch aus PVC, trennt Kathode von Anode und Anode von den Spulen, 4.) Drei Kupferdrahtspulen selbsttragend, auf Aluminiumzylinder, 5.) Anode aus Stahl, gleichzeitig Vakuumgefäßwand.

Da nicht bekannt war, unter welchen Umständen eine Gasentladung zustande kommt, wurde auf die Kathode wie auch auf die Anode, über Gewinde bewegliche Ringe aufgebracht, die es ermöglichen, das Gap zwischen Anode und Kathode im Bereich zwischen ca. 2 mm und 50 mm auf jeder Seite zu variieren. Die Ringe an der Kathode sind zylinderförmig verlängert, um zum einen, bei Betrieb dieser Ringe auf Erdpotential das innere der Linse gut nach außen abzuschirmen und zum anderen die PVC-Flansche vor dem Strahl und den Ladungsträgern der Gasentladung zu schützen. Die Kontaktierung der Anode wurde durch den Zwischenflansch auf die Luftdruckseite der Anode geführt. Dies verhindert eine parasitäre Gasentla-

dung an einer im innern der Linse liegenden Zuleitung. Der Raum zwischen Anode und dem Aluminiumzylinder, der die Spulen trägt kann durch Druckluft, welche ebenfalls durch die Zwischentragflansche zugeführt wird, gekühlt werden. Dies war vorgesehen, da nicht bekannt war, welche Leistung durch die Gasentladung freigesetzt wird und zusätzlich zur Verlustleistung in den Spulen diesen Bereich erwärmt. Im Betrieb wurde zumeist auf eine Kühlung verzichtet. Die Spulen wurden wie aufgezeichnet gewickelt, so daß durch unterschiedliche Erregung der einzelnen Spulen eine Variation der Felder nicht nur hinsichtlich der Feldstärke sondern auch der Ausformung möglich ist. Die nachfolgende Photographie soll den Aufbau weiter illustrieren.

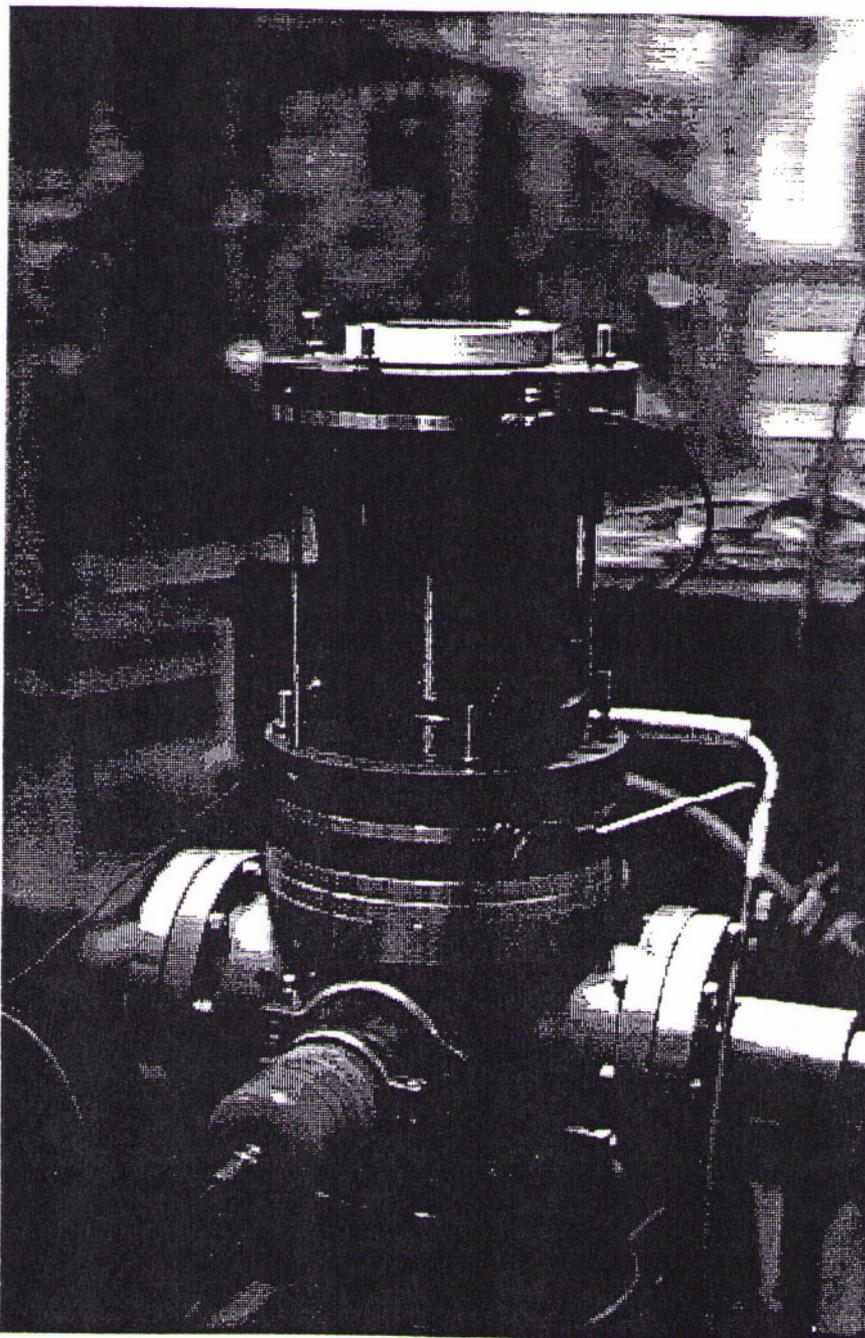


Abb. 6.1.2 Äußerer Aufbau der Linse

6.2 Äußere Felder

Die zentralen Feldstärken, die sich aus den verwendeten Luftspulen ergeben, lassen sich unter Zuhilfenahme der Formel für die kurze Zylinderspule recht gut bestimmen. Es gilt nach [KUC88]:

$$B = \mu_0 \cdot \frac{I \cdot N}{\sqrt{4 \cdot r^2 + l^2}}$$

wobei r der Windungsradius, l die Spulenlänge, N die Windungszahl und I die Stromstärke im Leiter ist. Für die beiden äußeren Spulen ergibt sich bei den folgenden Größen

$N = 187$, die Spule besteht aus 11 Lagen á 17 Windungen

$$l = 22 \text{ mm}$$

$$r = 75 \text{ mm}$$

$$I = 1 \text{ A}$$

$$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \left(\frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \right)$$

eine Feldstärke von $B = 1.39 \cdot 10^{-3} \text{ T}$.

Die mittlere Hauptspule hat folgende Werte:

$N = 400$, die Spule besteht aus 5 Lagen á 80 Windungen

$$l = 100 \text{ mm}$$

$$r = 71 \text{ mm}$$

und mit $I = 1 \text{ A}$ ergibt sich die Feldstärke zu $B = 2.89 \cdot 10^{-3} \text{ T}$.

Zum Vergleich wurde mit einer Hallsonde, an 5 verschiedenen Orten auf der Linsenachse die magnetische Feldstärke gemessen. Der Spulenstrom betrug 1A. Dies geschah für jede Spule alleine und für alle drei Spulen zusammen bei gleicher Feldrichtung.

Es ergab sich folgendes Resultat:

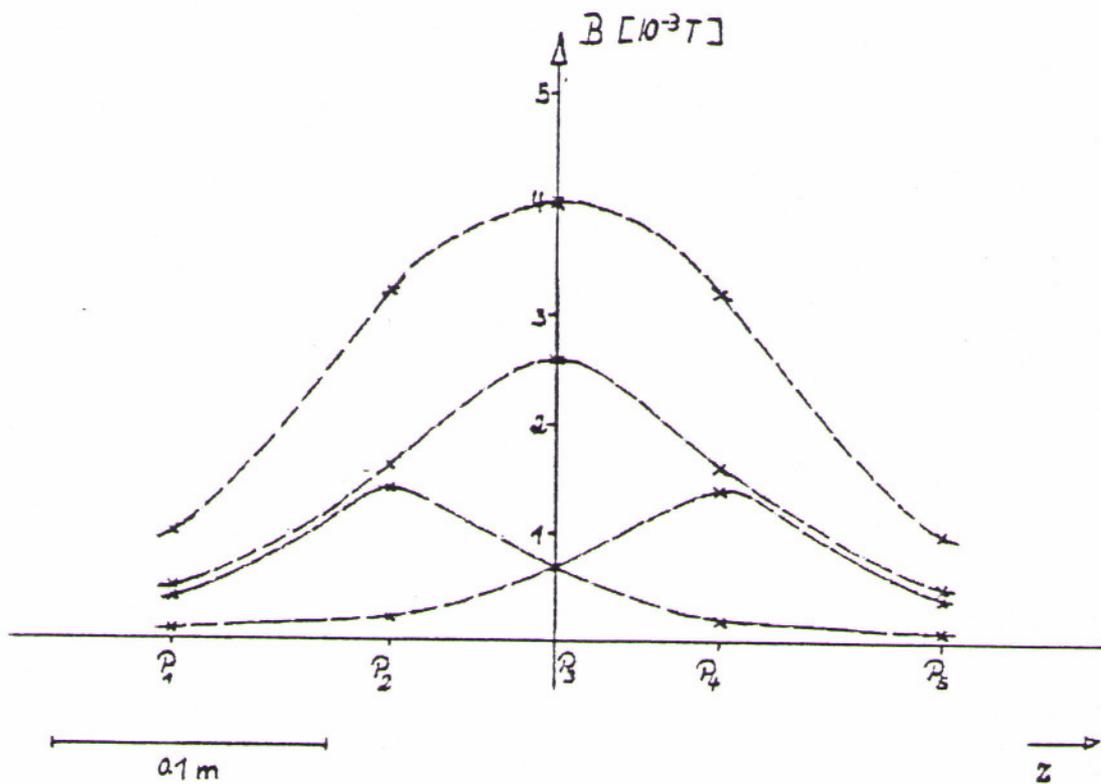


Abb 6.2.1 Magnetfeldmessung auf der Achse bei 1 A Spulenstrom

Hierbei liegen die Punkte P_1 und P_5 an den Enden der Linse, P_3 liegt im Zentrum und die Punkte P_2 und P_4 liegen auf der Höhe der inneren Kathodenenden. Die gemessenen Werte stimmen gut mit den gerechneten Werten überein. Bei einem bei Luftkühlung möglichen Spulenstrom von 7A (Reihenschaltung, gleiche Feldrichtung) ist also ein Feld von 0.028 T im Zentrum der Linse im Dauerbetrieb zu erreichen. Dieser Werte liegt deutlich höher als der bei der Brennweitenberechnung in Kapitel 5.6.1 zugrundegelegte. Falls also die Diffusion der Elektronen über die Magnetfeldlinien zu nicht zu starken Elektronenverlusten führt, sollte die Linse bei diesem Magnetfeld eine ausreichende Fokussierungsstärke aufweisen.

Mit Hilfe des Herrmannsfeldtprogramms SLAC [HER79],[SIN85], welches für eine vorgegebene Geometrie bei Beaufschlagung der Elektroden mit Potentialen die Poissongleichung löst, wurde für diesen Aufbau die Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes, bestimmt und zusätzlich die Magnetfeldstärke auf der Achse berechnet. Der nachfolgende Plot zeigt eine solche Rechnung, wobei das bei diesem Aufbau maximal erreichbare magnetische Feld von 0.028 T angesetzt wurde, die Kathoden auf Erdpotential liegen und die Anode auf dem Potential von + 5000 Volt liegt.

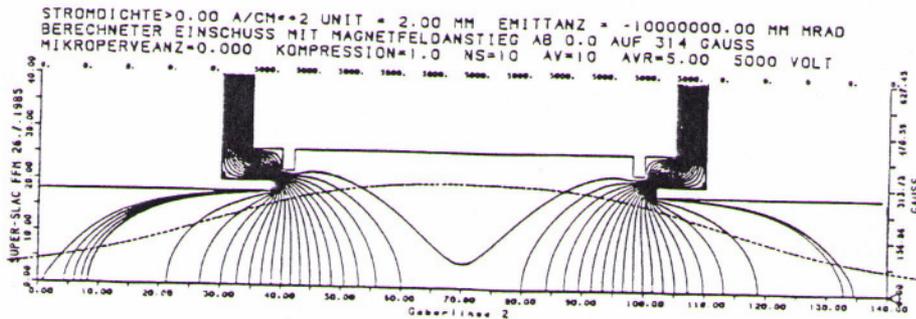


Abb 6.2.2 Berechnung der Linsenfelder mit dem Herrmannsfeldtprogramm

Der nachfolgende Plot zeigt eine Rechnung, bei der zusätzlich am linken Rand ein Ionenstrahl (Ar, 10 keV Energie, 1 mA Strahlstrom, 10 mm Radius) parallel gestartet wurde. Das Programm berücksichtigt die Raumladung des Strahles, jedoch keinerlei Neutralisationseffekte. Die Rechnung zeigt deutlich, daß bei den angelegten äußeren Feldern praktisch keine Beeinflussung des Strahles hinsichtlich seiner Ausdehnung zu erwarten ist und keine nennenswerte Fokussierung erfolgt.

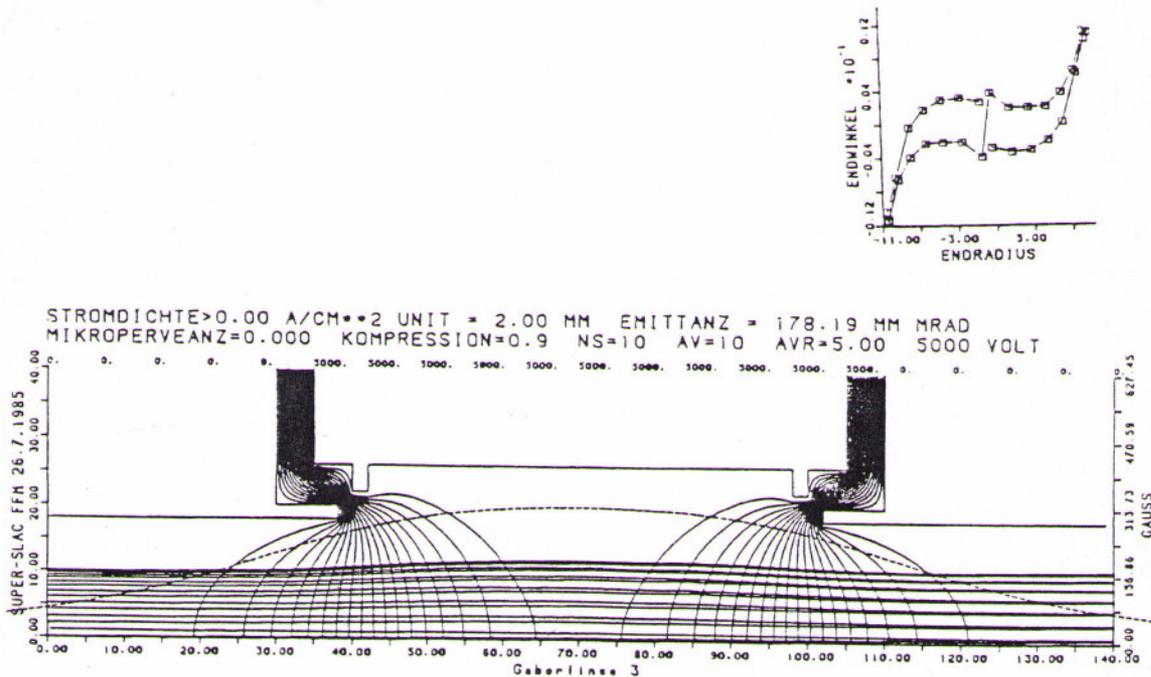


Abb 6.2.3 Rechnung mit Argonstrahl von 10 keV Energie

6.3 Simulation einer Gaborlinse

Der Versuch, über eine Rechnersimulation weitere Informationen hinsichtlich des Strahlverhaltens in einer Gaborlinse zu erhalten, führte auf das Problem, eine Gasentladung hinsichtlich ihrer Ladungsträgerverteilung in einer solch komplexen Feldkonfiguration zu beschreiben. Dieser Weg erwies sich als unfruchtbar. Es zeigte sich aber, daß über das im vorigen Unterkapitel angesprochene SLAC-Herrmannsfeldtprogramm sich zumindest ein Teil des Problems simulieren läßt.

Hierbei wurde davon Gebrauch gemacht, daß dieses Programm es erlaubt, Strahlen verschiedener Teilchensorte und Energie an beliebigen Orten unabhängig voneinander starten zu lassen. Dies kann man sich zunutze machen und eine Gasentladung insofern simulieren, als man zusätzlich Elektronen kleiner Energie im Linsenvolumen starten läßt.

Mit einer solchen Rechnung lassen sich sicherlich nicht Aussagen über die Brennweite machen oder ähnliche quantitative Fragen beantworten. Auch werden jegliche Art von Stößen (die Gasentladung ist essentiell auf solche Stöße angewiesen !) nicht berücksichtigt. Aus den Ergebnissen einer solchen Rechnung darf auch nur sehr behutsam auf reale Vorgänge rückgeschlossen werden. Viele Probleme, die mit der Anwendung dieses Programmes auf die Gabor-Plasma-Linse auftreten, sind nicht geklärt. Da sonst jedoch keine andere, befriedigende Möglichkeit besteht, soll trotz aller Vorbehalte diese Rechnung vorgestellt werden. Einblicke in folgende, qualitative, Fragestellungen werden u.U. gewährt.

Wie werden sich die Elektronen unter ihrer Raumladung und den Feldern verteilen ?

Bleiben die Elektronen radial und axial eingeschlossen ?

Verändern sich die Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes bei plausiblen Werten für den Elektronenstart, wodurch eine Fokussierung des Ionenstrahles möglich ist?

Es zeigte sich, daß es für das Programm numerisch problematisch ist, Elektronen sehr geringer Energie in einem Magnetfeldgradienten starten zu lassen. Immer wieder führten niedrigere Elektronenenergien (10-100 eV) oder höhere Magnetfeldgradienten am Startpunkt zum Programmabbruch. So ist es nicht möglich, Elektronen mit oder unter der Energie, die sie zur Ionisation des Restgases benötigen, in einem typischen Feld zu starten. Es hat sich aber gezeigt, daß bei 400 eV Elektronenenergie das Problem mit diesem Programm angegangen werden kann.

Es zeigte sich folgendes Verhalten:

- 1.) Die Elektronen werden gut in das Linsenvolumen eingeschlossen (radial wie axial).
- 2.) Daraus resultiert eine effektive Raumladung, die abhängig vom gestarteten Elektronenstrom die Äquipotentiallinien verschob.
- 3.) Es wurde eine Fokussierung des Ionenstrahles beobachtet.

Nachfolgend ein Ergebnis einer solchen Rechnung anhand eines Plots. Die Parameter waren:

Elektronen :

Strom $5 \cdot 10^{-2}$ A

Energie 400 eV, Startpunkt am Linsenanfang auf ca. 750 V Potential

Ionen :

Argon 1^+

Strom $1 \cdot 10^{-3}$ A

Energie 10 keV

Felder :

5000 V zwischen Anode und Kathode mit Kathode auf Erdpotential

20 Gauß auf der Achse durch äußere Spulen, 90 Gauß durch die zentrale Spule.

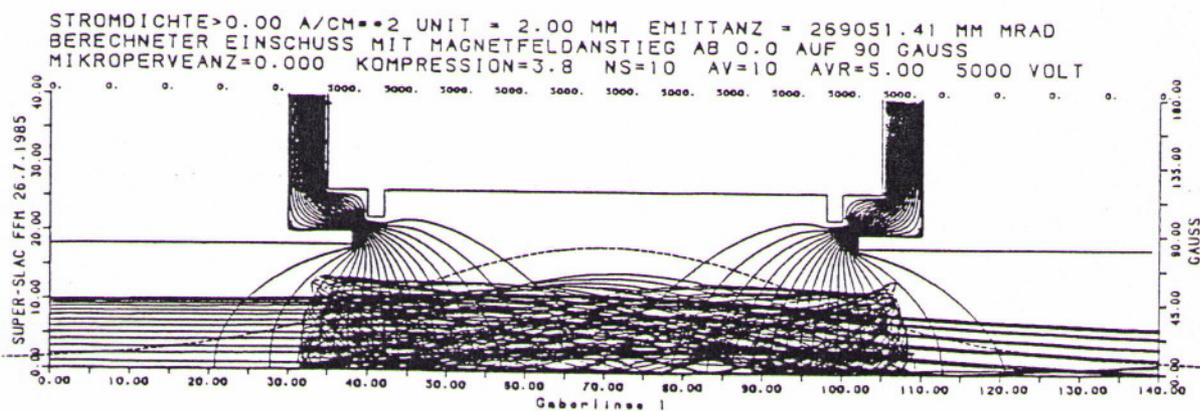
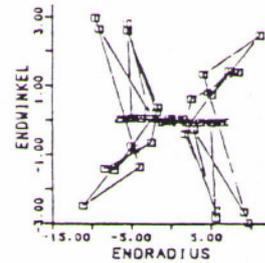


Abb 6.3.1 Herrmannsfeldtrechnung mit Elektronen und Argonstrahl

7 Messungen

7.1 Einleitung

Da die physikalischen Vorgänge in der Gabor-Plasma-Linse in sehr komplexer Art ineinander greifen, und von sehr vielen Parametern abhängen können, wurde experimentell wie folgt vorgegangen. Es wurden Vorversuche ohne Strahl angestellt, um die Variationsbreite der verschiedenen Parameter einzuschränken und so für die eigentlichen Messungen am Ionenstrahl einen Handlungsrahmen zu erhalten. In Kapitel 7.2 wird beschrieben wie über Messung des totalen Gasentladungsstromes, eine Kategorisierung der auftretenden Formen von Gasentladungen möglich wird. Im Kapitel 7.3 werden die Versuche vorgestellt, die unternommen wurden, um eine Beziehung zwischen der Gasentladung und der sich einstellenden Raumladung aufzuzeigen. Diese Vorversuche zeigten einige Bereiche des Betriebs der Linse, die interessant sind für die eigentlichen Versuche am Ionenstrahl, die im Kapitel 7.4 beschrieben werden.

7.2 Messungen zur Gasentladung

7.2.1 Aufbau des Versuchs

Der Aufbau bestand aus der Gaborlinse (10) die auf einer Seite von einem Bleiglasfenster (11) abgeschlossen wird. Am anderen Ende war ein Vakuumtank angebracht und daran eine Einheit aus Turbomolekular - und Vorpumpe (6).

Der Gaseinlaß erfolgte aus einer getrennten Kammer über ein Loch von 1mm Durchmesser, in den Vakuumtank. Der Druck in der Kammer wurde durch ein elektronisch geregelten Gaseinlaß vorgegeben. Bestandteile dieser Druckregelung waren, eine Gasflasche (1), das Regelventil (3), die elektronische Regelung (5) und ein Pirani Manometer (4) zur Bestimmung des Vordruckes. Diese indirekte Regelung des Gasdruckes in der Linse wurde gewählt, weil so eine Beeinträchtigung der für den Regelkreis notwendigen Druckmessung durch die Gasentladung verhindert werden konnte. Die Gaszusammensetzung konnte über ein am Vakuumtank angeschlossenes Quadrupol Massenspektrometer (12) bestimmt werden. Hierbei wurde die unterschiedliche Empfindlichkeit des Gerätes auf die verschiedenen Gase berücksichtigt [BAL]. Zusätzlich erfolgt am Vakuumtank eine Druckmessung mit einem Kaltkathodenmanometer. Bei den im folgenden angegebenen Drücken ist die unterschiedliche Empfindlichkeit dieses Gerätes für die verschiedenen Gasarten nicht berücksichtigt, d.h. es wird immer der direkt angezeigte Wert angegeben.

Die Spulen der Linse waren in Reihe geschaltet und wurden durch ein Netzteil (8) gespeist, die Spannung zwischen Anode und Kathoden wurde durch ein Hochspannungsnetzteil (9) erzeugt. Die Ansteuerung der Netzteile erfolgte über einen Computer [POZ89], es konnten Spulenstrom und Blendenspannung vorgegeben, sowie der, über die Blenden fließende, Strom ausgelesen werden.

Der Versuchsaufbau läßt sich wie folgt skizzieren:

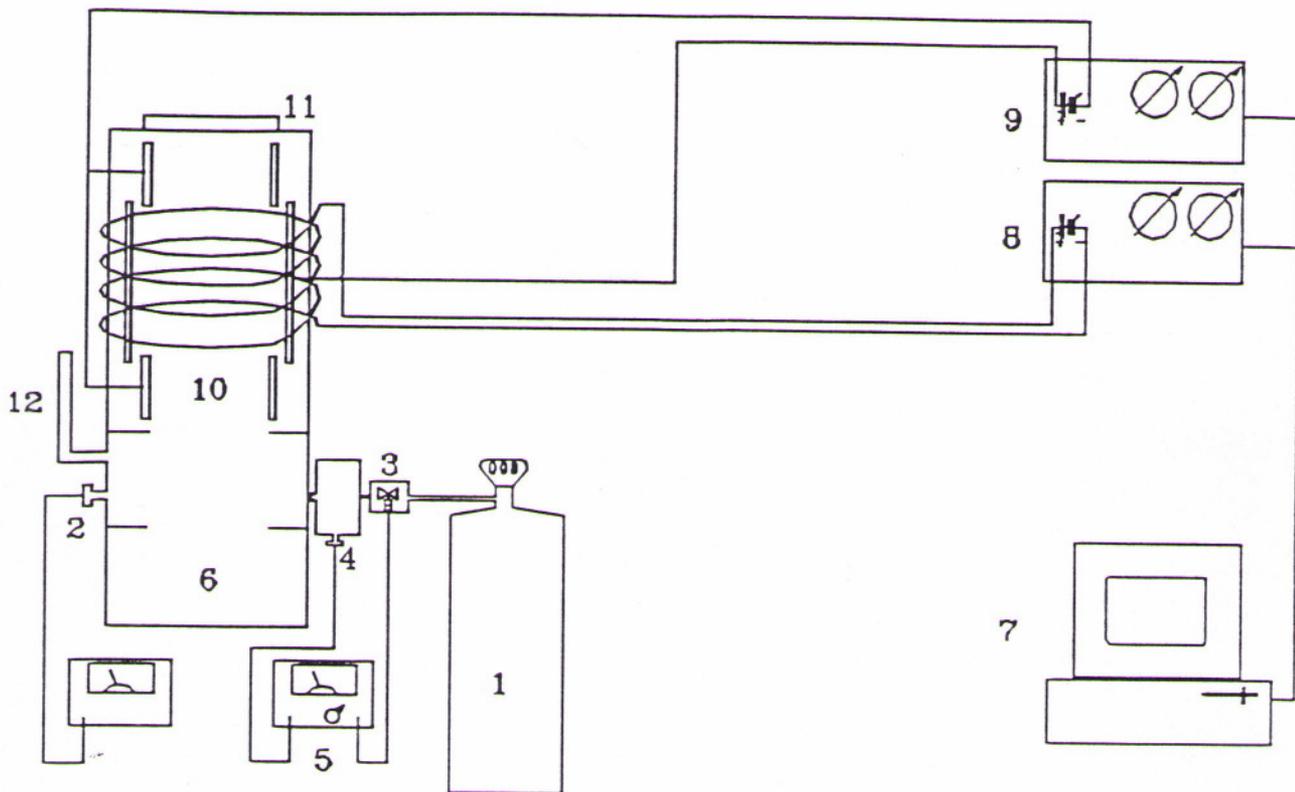


Abb. 7.2.1.1 Skizze zum Versuchsaufbau - Gasentladung -

Ablauf der Messungen

Der Gasdruck in der Linse (10^{-7} - 10^{-3} hPa) wurde vor Beginn einer Meßreihe mit der Regelschleife eingestellt. Es wurde computergesteuert für ca. 7000 Paare von Spulenstrom und Blendenspannung der, über die Blenden fließende, Gasentladungsstrom bestimmt. Das Magnetfeld im Zentrum der Linse ist, wie im Kapitel 6.2 beschrieben, vom Spulenstrom abhängig. Eine solche Meßreihe gibt also Auskunft über das Verhalten der Gasentladung bei konstantem Druck und unterschiedlichen Feldstärken der äußeren Felder.

Nach Beendigung einer Meßreihe wurde der Druck variiert und eine neue Meßreihe gestartet. Die Zusammensetzung des Gases in der Linse wurde jeweils bestimmt.

7.2.2 Meßergebnisse

Um festzustellen ob die Gasentladung von der Vorgeschichte, d.h. von der Brenndauer oder vom Weg auf dem der Spulenstrom und die Blendenspannung vorgegeben wurden, abhängt, wurden zunächst Meßreihen aufgenommen, bei denen nur die Reihenfolge der Meßpunkte variiert wurde. Diese Messungen unterschieden sich nicht signifikant voneinander. Es bestand also unter diesen Versuchsbedingungen keine erhebliche zeitliche Veränderung des erzeugten Plasmas und keine Abhängigkeit von der Vorgeschichte. Insgesamt kann die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse als gut bezeichnet werden. Nachfolgend die Ergebnisse einiger Meßreihen mit Helium und Argon als Füllgas bei verschiedenen Drücken. Die Graphen zeigen den Entladungsstrom durch das Plasma (Ordinate) als Funktion der Spannung zwischen Anode und Kathode (waagerechte Abszisse) und der Magnetfeldstärke (schräge Abszisse). Hierbei und bei allen folgenden Angaben bezieht sich die Magnetfeldstärke auf das Zentrum der Linse.

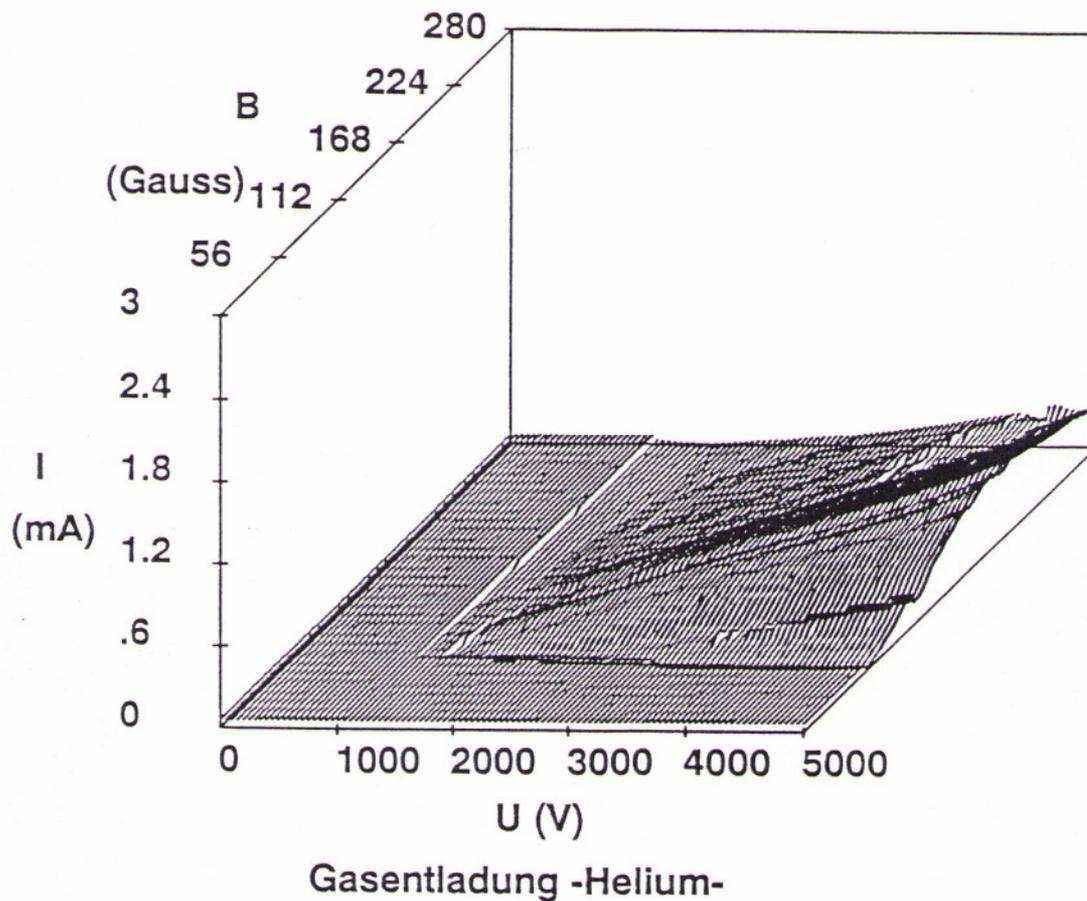


Abb. 7.2.2.1 Messung des Gasentladungsstromes als Funktion der Elektrodenspannung und des magnetischen Feldes. Druck $5 \cdot 10^{-6}$ hPa. Restgaszusammensetzung : Helium : 80% ; N₂ : 11 % ; H₂ : 5 % ; O₂ = 1% ; H₂O = 1% ; Ar = .3 %

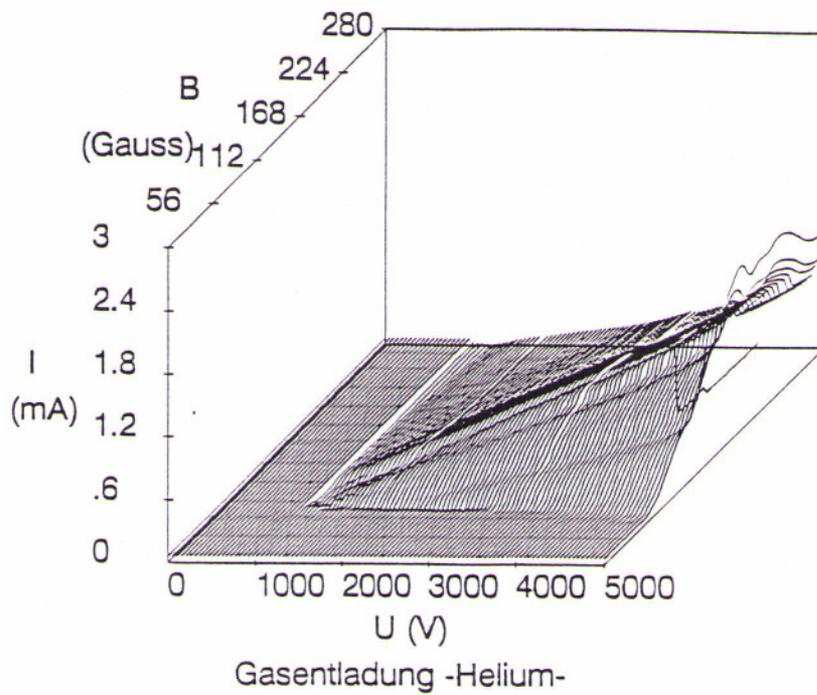


Abb. 7.2.2.2 Messung des Gasentladungsstromes als Funktion der Elektroden­spannung und des magnetischen Feldes. Druck $1 \cdot 10^{-5}$ hPa. Restgaszusammensetzung : Helium : 87%; N₂ : 7 %; H₂ : 5 % ;CH₄ = 0.4%; H₂O = 0.6% .

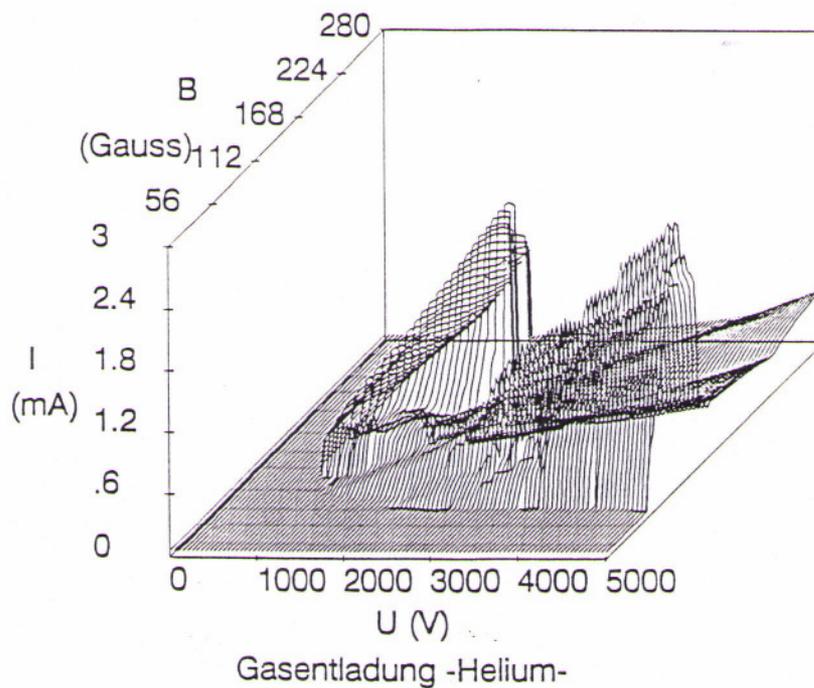


Abb. 7.2.2.3 Messung des Gasentladungsstromes als Funktion der Elektroden­spannung und des magnetischen Feldes. Druck $5 \cdot 10^{-5}$ hPa. Restgaszusammensetzung : Helium : 89%; N₂ : 10.5%; H₂ : 0.5 %

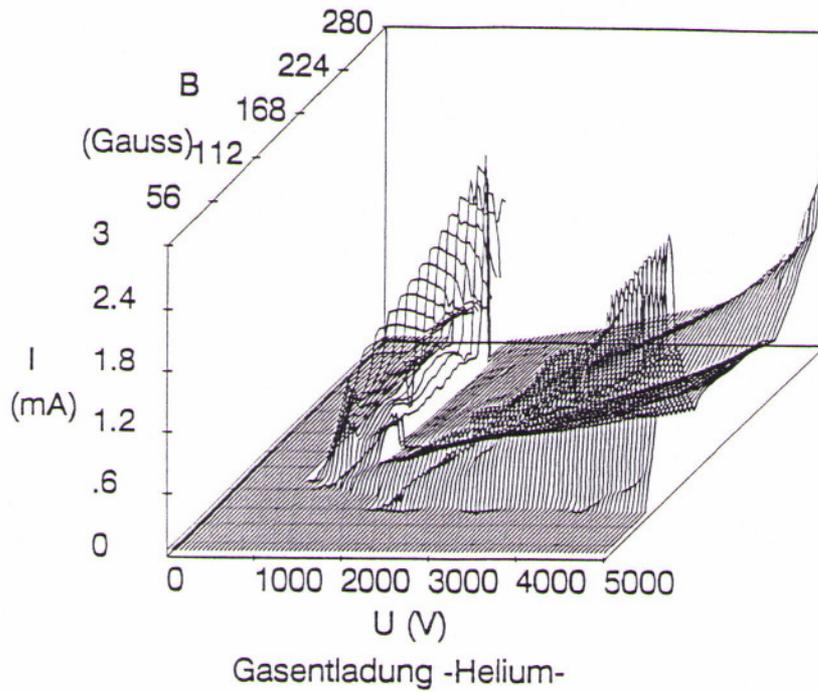


Abb. 7.2.2.4 Messung des Gasentladungsstromes als Funktion der Elektrodenspannung und des magnetischen Feldes. Druck $1 \cdot 10^{-4}$ hPa. Restgaszusammensetzung : Helium : 90%; N₂ : 8 %; H₂ : .9 % ;O₂ = 1.1% .

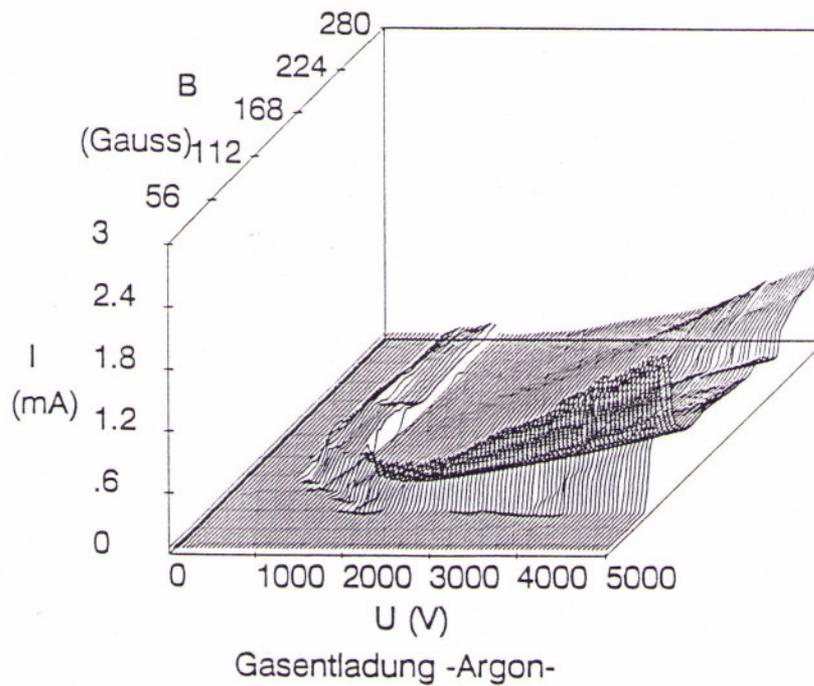


Abb. 7.2.2.5 Messung des Gasentladungsstromes als Funktion der Elektrodenspannung und des magnetischen Feldes. Druck $1 \cdot 10^{-4}$ hPa. Restgaszusammensetzung : Argon : 61%; Helium : 19 % ;N₂ : 15 %; H₂ : 5 % .

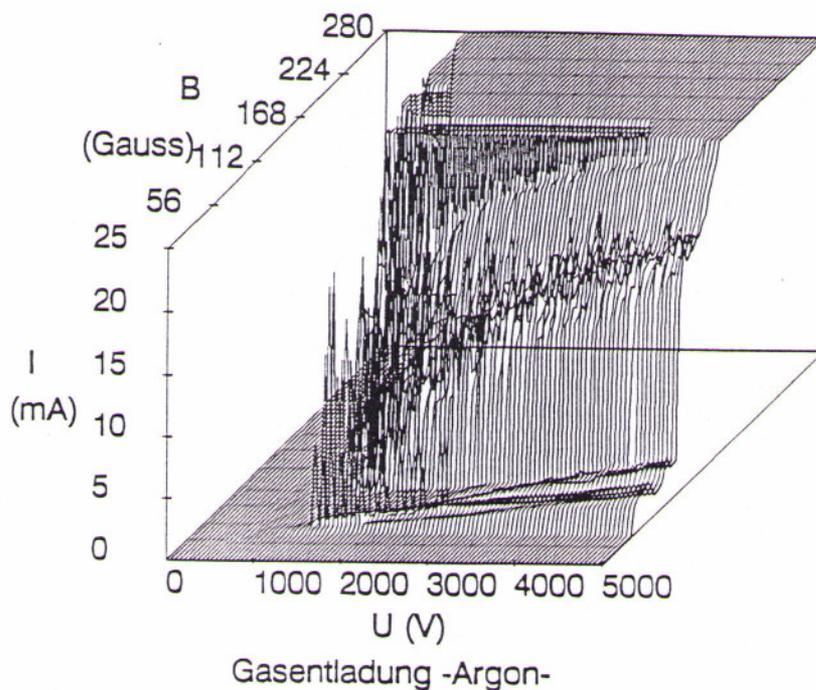


Abb. 7.2.2.6 Messung des Gasentladungsstromes als Funktion der Elektrodenspannung und des magnetischen Feldes. Druck $3 \cdot 10^{-4}$ hPa. Die Restgaszusammensetzung wurde nicht gemessen. Das Hochspannungsnetzteil war z.T. in der Strombegrenzung bei 25 mA !

Die Gasentladungscharakteristiken scheinen sich in drei Gruppen zu gliedern:

1.) Im Bereich geringen Druckes ($p < 1 \cdot 10^{-5}$ hPa) zeigt die Gasentladung ein einfaches Verhalten, der Entladungsstrom steigt, ab einem Schwellenwert für die äußeren Felder monoton mit dem Anstieg der äußeren Felder. Es wird eine minimale Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode von etwa 1000 V benötigt, damit ein Plasma zündet, danach steigt der Strom in etwa linear mit der Spannung an. Der Schwellenwert des Magnetfeldes beträgt ca. 80 Gauß. Der Strom steigt dann mit dem Magnetfeld bis zu einem, von der angelegten Spannung abhängigen Magnetfeldwert an, danach bleibt er praktisch konstant. Bei gleichen äußeren Feldern steigt der Strom mit dem Gasdruck an.

Die Kurve, die durch die Punkte beschrieben wird an denen die Gasentladung zündet, gleicht der Paschenkurve. Dies könnte damit zusammenhängen, daß eine Magnetfeldänderung den zurückgelegten Weg des Teilchen ändert, und damit wie eine Druckänderung in der Paschentheorie wirkt.

2.) Im Bereich mittleren Druckes ($1 \cdot 10^{-5} < p < 2 \cdot 10^{-4}$ hPa) sind die Zündbedingungen (Felder) gleich wie bei der Entladung bei niedrigem Druck. Die Gasentladungscharakteristik hat sich dahingehend geändert, als der Strom keine monotone Funktion der äußeren Felder mehr ist, sondern bei geringen Feldstärken in der Nähe des zündens lokale Maxima besitzt. Außerhalb dieser Bereiche verläuft die Gasentladung ähnlich wie bei der Entladung bei niederem Druck.

3.) Übersteigt der Druck eine Grenze von etwa $3 \cdot 10^{-4}$ hPa so erfolgt ein drastischer Wandel in der Entladung. Die Abb. 7.2.2.6 zeigt eine solche Messung. Man sieht wieder, daß der gleiche Schwellenwert der äußeren Felder überschritten werden muß, damit die Entladung zündet. Danach steigt der Entladungsstrom sehr schnell, das Hochspannungsnetzteil wird fast sofort in die Stromgrenze getrieben. Der Einsatz eines leistungsstärkeren Netzteiles brachte keinen Erfolg. Ist die Stromgrenze erreicht, sackt die Spannung zwischen Anode und Kathode auf einen konstanten Wert ab, der vom Magnetfeld unabhängig ist, solange dessen Schwellenwert überschritten ist. Die sich einstellende Spannung beträgt bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-4}$ hPa etwa 900 V, was etwa dem Schwellenwert der Zündspannung entspricht. Mit steigendem Druck sinkt die Spannung auf erheblich kleinere Werte ab. Dieses Verhalten läßt die Vermutung zu, daß das Gas praktisch vollständig ionisiert ist.

Aus diesen Messungen läßt sich trotz aller Probleme bei der Interpretation noch folgendes Ablesen:

Die Entladung ließ sich mit allen Gasgemischen zünden.

Die Entladungscharakteristik war im wesentlichen durch den angezeigten Druck bestimmt und unterschieden sich nur leicht bei verschiedenen Gasen. Der Übergang von einer in die andere Entladungsform fand bei den gleichen angezeigten Drücken statt.

Vergleicht man die Heliumentladung (Abb. 7.2.2.3/4) mit der bei gleichem unkorrigiertem Druck gemessenen Argonentladung (Abb. 7.2.2.5), so fällt eine geringere Ausprägung der lokalen Maxima bei der Argonmessung auf. Der Strom durch das Plasma ist hier erheblich kleiner als im Heliumfall.

Aus den Ergebnissen dieser Messungen Rückschlüsse auf die Raumladung und damit auf die Brechkraft der Linse zu ziehen ist nicht möglich, da kein fester Zusammenhang zwischen Entladungsstromstärke und Ladungsträgerdichte in der Gabor-Plasma-Linse bekannt ist. Trotzdem können die Gebiete maximalen Entladungsstromes in den verschiedenen Druckbereichen für die weiteren Messungen interessant sein.

Bei geringen Restgasdrücken wird der Entladungsstrom bei maximalen äußeren Feldstärken ebenfalls maximal.

Im mittleren Druckbereich zeigen sich neben einem Maximum des Entladungsstromes in der Linse bei maximalen Feldern, noch Entladungsstrommaximas bei geringeren Feldstärken.

Bei der "großen" Gasentladung (Druck größer $3 \cdot 10^{-4}$ hPa) fließt der absolut höchste Entladungsstrom.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll noch erwähnt werden, daß es möglich war durch das Bleiglasfenster am Ende der Gaborlinse, die Gasentladung auch visuell zu verfolgen. Dabei hat sich ein sichtbarer Unterschied zwischen den ersten beiden Arten der Gasentladung und der dritten ergeben. Während die dritte Form der Entladung den ganzen Raum ausfüllend eher homogen Licht aussendet und dabei die Helligkeit einer schwachen Glühbirne entwickelt (elektrische Entladungsleistung: 25 W ("große" Entladung)), zeigen die beiden ersten Formen eine ausgeprägte zentrale Struktur, die sehr leuchtschwach ist ("kleine" Entladung). Die Leuchterscheinung besaß auf der Linsenachse einen zylindrischen Kern von wenigen Millimetern Durchmesser, der fast so lang wie die gesamte Linse war. Um den zentralen Linsenbereich war ein schwächeres zylindermantelförmiges Leuchten zu sehen. Der Zylindermantel hatte im Linsenzentrum einen Durchmesser von etwa 20-30 mm und verjüngte sich nach außen. Diese Leuchterscheinungen ließen sich wegen ihrer geringen Leuchtkraft nur sehr schwer Photographieren.

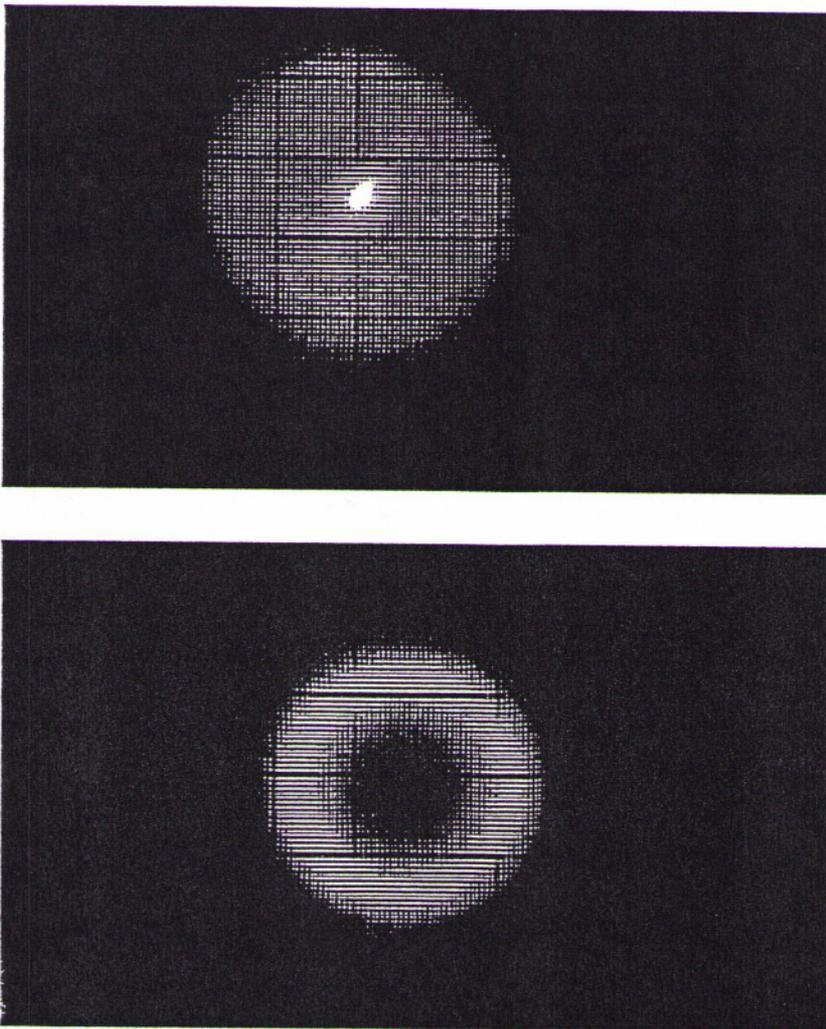


Abb. 7.2.2.7 Photographien zur Gasentladung 1) "kleine" Gasentladung - Leuchtdichte auf der Achse maximal, 2) "große" Entladung - Leuchtdichte an den Elektroden maximal

7.3 Messungen zur Raumladung

Um mehr über das spätere Strahlverhalten in der Gabor-Plasma-Linse zu erfahren, ist es von Nutzen die Raumladung, die sich in der Linse aufbaut, näher zu untersuchen. Würde es gelingen für bestimmte Gasentladungparameter die Potentiale auf verschiedenen Radien zu messen, könnte nicht nur die Brennweite exakt berechnet werden, man bekäme auch Informationen über die Teilchendichte an verschiedenen Orten. Damit ließe sich die Frage, ob in der Linse die Kraft auf ein Strahlteilchen linear mit dem Radius ansteigt und damit ob eine der Hauptforderungen an eine Linse erfüllt ist, beantworten. Auch würde dies zum Verständnis des Linsenplasmas beitragen.

Zur Anwendung kamen zwei verschiedene Methoden. Bei der Langmuirsonde [LAN23], [RUP84] wird direkt im Plasma, über eine Drahtsonde, in einem begrenzten Raumgebiet, das Potential bestimmt. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie sehr direkt ist womit allerdings auch ihr größter Nachteil verbunden ist. Durch das eintauchen der Sonde wird ein Fremdkörper in das Plasma eingeführt und dadurch können Störungen entstehen.

Die andere Möglichkeit mehr über die Potentiale in der Gabor-Plasma-Linse zu erfahren, liegt in der Anwendung eines s.g. Restgasionenpektrometers. Hierbei werden Teilchen, die aus der Linse austreten auf ihre Energieverteilung hin untersucht. Daraus erhält man Informationen darüber, auf welchem Potential die Teilchen entstanden sind. Diese Methode erlaubt nicht den direkten Zusammenhang von Radius und Potential zu ermitteln, hat aber den Vorteil, daß das eingeschlossene Plasma nicht gestört wird.

7.3.1 Langmuirsonde

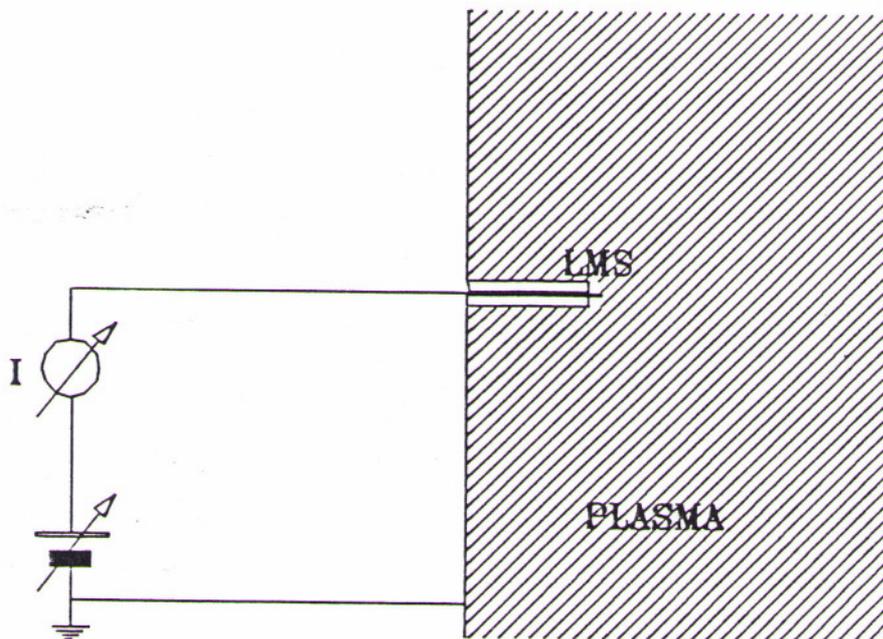


Abb. 7.3.1.1 Langmuirsonde -schematisch

Langmuirsonden haben sich seit der ersten Anwendung durch Langmuir und Mott-Smith zu einem Standarddiagnoseinstrument entwickelt. Hierbei taucht eine Elektrode (zumeist ein sehr dünner Draht) in das Plasma ein. Die andere Elektrode ist mit der das Plasma begrenzenden Wand verbunden. Die Sonde wird mittels eines Netzteiles auf Potential gelegt und es wird der über die Sonde fließende Strom gemessen. Damit erhält man eine Strom-Spannungscharakteristik wie im unteren Bild, die Aussagen über das Plasmapotential zuläßt.

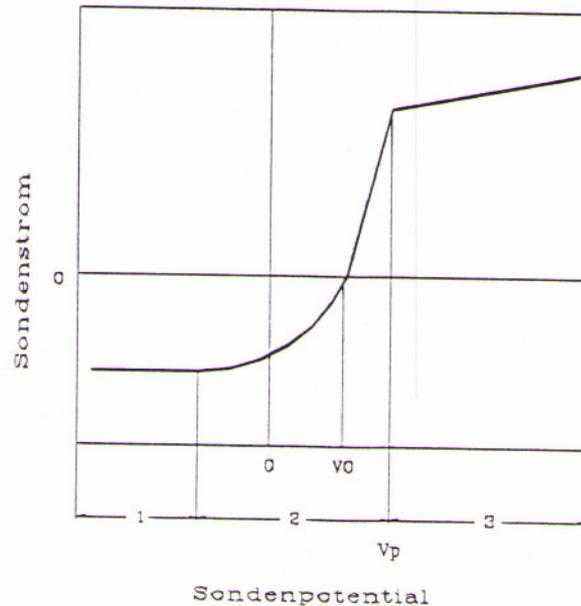


Abb 7.3.1.2 Langmuirsondencharakteristik - schematisch

Diese Charakteristik gliedert sich in drei Bereiche:

- 1.) Bei einem hohen negativen Potential werden nur noch positive Ladungsträger die Sonde erreichen, es fließt ein raumladungsbegrenzter Ionensättigungsstrom
- 2.) Nimmt das negative Potential der Sonde ab so erreichen immer mehr Elektronen die Sonde, es kommt zu einem exponentiellen Anstieg des Stromes (Elektronenanlaufstrom), in diesem Bereich liegt auch das Floating Potential (V_0) der Sonde.
- 3.) Wird das Potential der Sonde weiter erhöht so baut sich um die Sonde eine abschirmende Raumladung auf, die zu einem Elektronensättigungsstrom führt. Das Plasmapotential (V_p) liegt am Übergang zwischen Bereich 2 und 3 und ist durch einen deutlichen Knick in der Charakteristik gekennzeichnet.

Versuchsaufbau:

Der Aufbau war in vielen Teilen identisch mit dem Aufbau zur Vermessung der Gasentladung. Er bestand im wesentlichen aus der Gaborlinse (10) der Druckregelung (1,2,3,4,5) und den Netzteilen für die äußeren Felder (8,9). Hinzu kam eine Vakuumdurchführung (12) die es erlaubte die L-förmige Sonde aus Wolframdraht radial in die Linse zu führen. Die Sondenspannung wird von einem Netzteil (14) erzeugt, der Sondenstrom wird durch ein empf.

Amperemeter (13) gemessen. Beide Geräte werden von einem Computer (7) angesteuert bzw. ausgelesen. Die Aufnahme der Sondencharakteristik geschah rechnergesteuert.

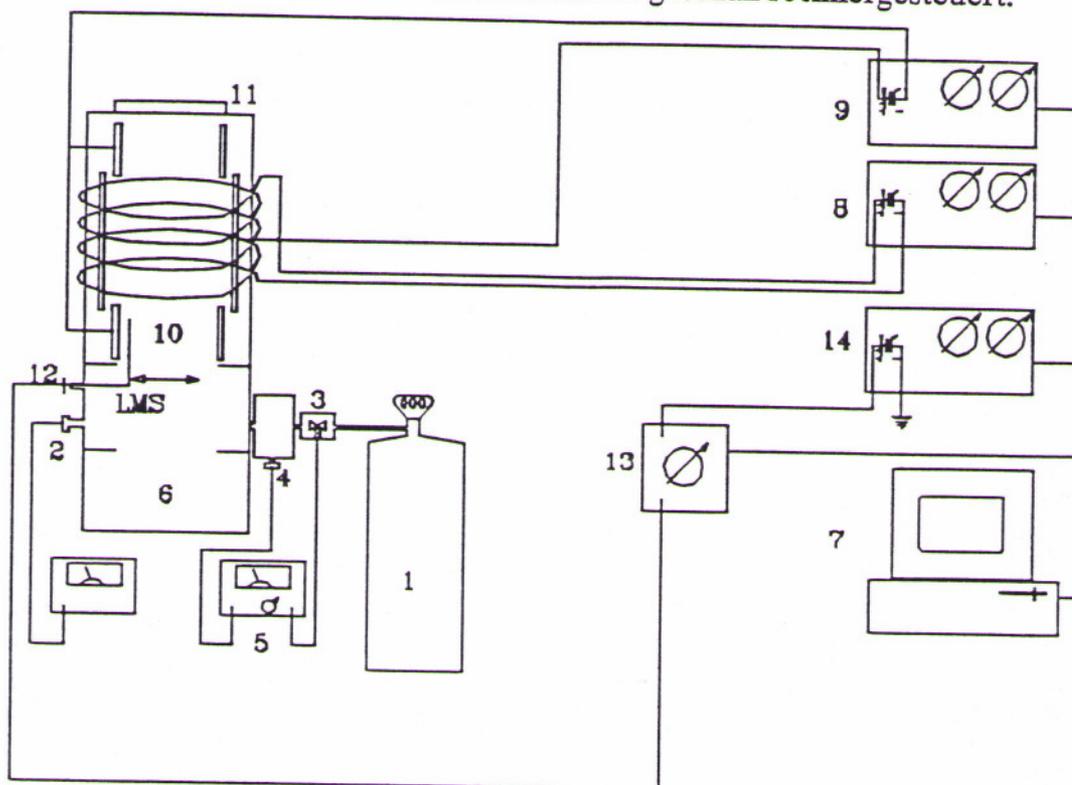


Abb 7.3.1.3 Aufbau Langmuirsondenmessung -schematisch

Es wurde zunächst radial weit außen gemessen. Allein schon die Positionierung der Sonde führte zu einer geringen Einbuße des Entladungsstromes. Wurde die Sonde auf +200 V gelegt, so ging der Entladungsstrom auf 1/3 des ursprünglichen Wertes zurück. Bei Messungen in Achsenähe war dieser Effekt noch ausgeprägter. Die Gasentladung wird durch die Anwesenheit der Sonde sehr stark gestört. Entsprechend wichen die gemessenen Sondencharakteristiken stark von den theoretisch erwarteten ab. Auf diese Art wurde also nicht das Potential an der Stelle der Sonde ermittelt, sondern der Einfluß einer Potentialstörung auf die Gasentladung. Da auf diese Weise keine verwertbaren Informationen zu erhalten waren, wurden diese Versuche eingestellt. Sie sollten hier nur der Vollständigkeit halber vorgestellt werden, da durchaus die Möglichkeit besteht, daß bei einer Linsenfüllung durch den Strahl selbst oder durch Elektronen von einer Glühkathode, sich dann mit besserem Erfolg diese Meßmethode anwenden läßt und man gute Resultate über die Ortsabhängigkeit des Potentials erhalten könnte.

7.3.2 Messungen mit dem Restgasionenspektrometer

Die durch die Gasentladung in der Linse erzeugten Restgasionen werden vom elektrischen Feld der Randblenden nach außen beschleunigt. Ihre Energieverteilung kann mit einem Restgasionenspektrometer gemessen werden. Hieraus können Schlüsse auf die Raumladung in der Linse gezogen werden.

Um einen Hinweis zu erhalten, aus welchen Gebieten der Linse Restgasionen in ein axial angeordnetes Spektrometer gelangen, wurden mehrere Rechnungen mit dem Herrmannsfeldtprogramm gemacht. Hierbei werden energiearme Ionen an verschiedenen Orten in der Linse gestartet. Die Rechnung berücksichtigte die äußeren elektrischen und magnetischen Felder aber keine Raumladung.

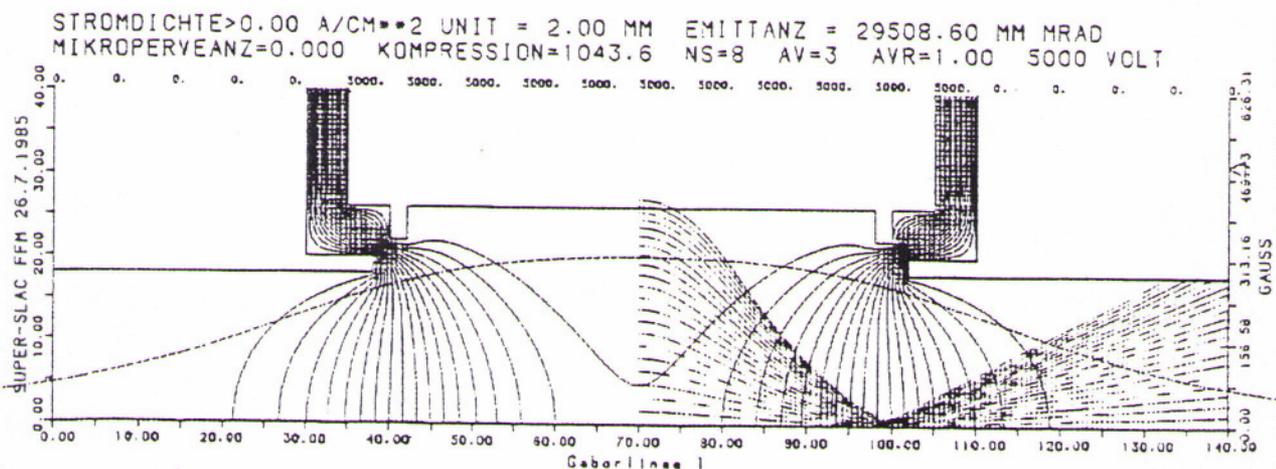


Abb. 7.3.2.1 Rechnung mit dem Herrmannsfeldtprogramm zur Restgasspektrometermessung

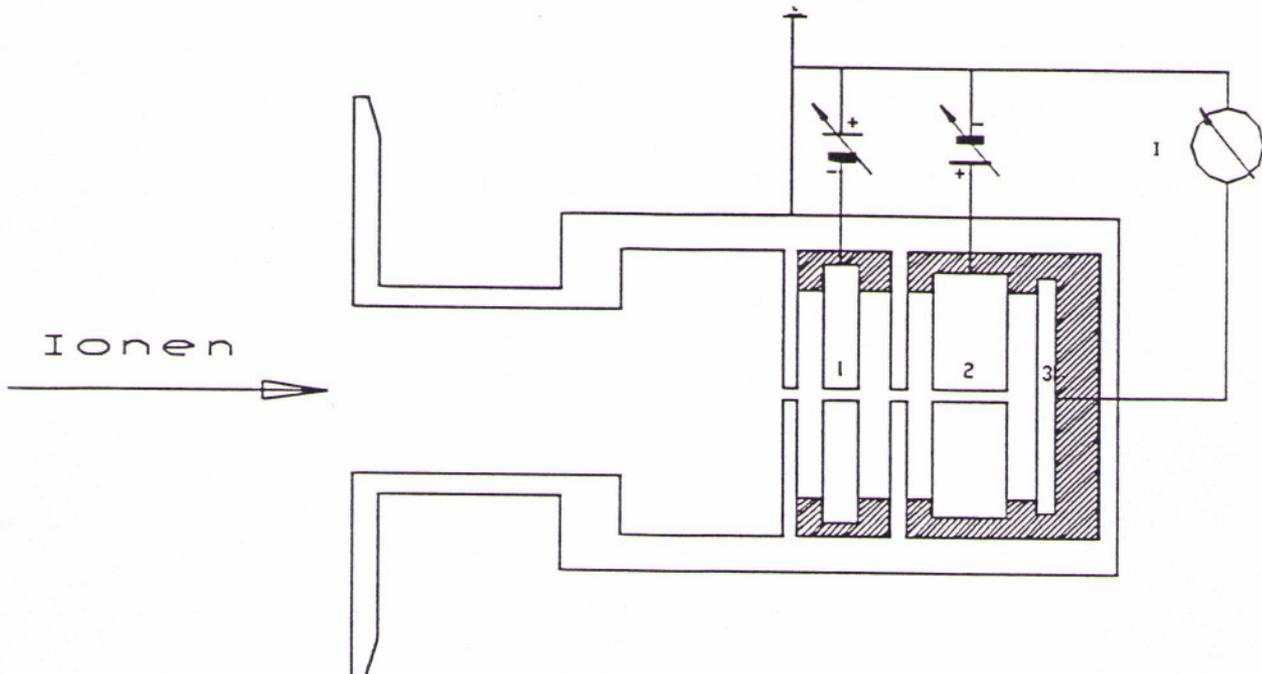
Ein Beispiel einer solchen Rechnung zeigt Abb. 7.3.2.1. Es zeigte sich, daß vorwiegend Restgasionen aus dem Linsenzentrum achsennah aus der Linse entweichen. Die Verhältnisse bei gefüllter Gabor-Plasma-Linse können sich allerdings hiervon unterscheiden. Es läßt sich nur vermuten, daß die, den gemessenen Spektrometerkurven zugrundeliegende Information, sich auf einen größeren Raumbereich im Zentrum der Linse bezieht.

Die nachfolgenden Betrachtungen zeigen einen Zusammenhang zwischen der Energie der detektierten Restgasionen und der Raumladung auf. Der Potentialbereich der Linse, indem die Entladung brennt, fällt mit dem Energiebereich der detektierten Restgasionen zusammen. Brennt die Entladung im Zentrum der Linse, wird sich der Linsenmittelpunkt ebenfalls auf einem Potential innerhalb dieses Bereiches befinden. Dies wird auch annähernd der Fall sein, wenn die Entladung nicht direkt im Zentrum brennt. Aus dem Schwerpunkt einer gemessenen Restgasionenenergieverteilung kann also grob auf das Potential des Linsenzentrums geschlossen werden. Aus der Absenkung des Potentials gegenüber dem raumladungsfreien Fall kann pauschal auf die in der Linse vorhandene Elektronenraumladung geschlossen werden.

Es wird nun kurz das benutzte Spektrometer beschrieben, das auch später zur Untersuchung des verwendeten Ionenstrahles eingesetzt wurde.

7.3.2.1 Das Restgasionen-Spektrometer

Es gibt zwei verschiedene Arten von Spektrometern. Zum einen, differentielle Spektrometer, die gleich ein differentielles Spektrum der Restgasionenenergie liefern, ein Vertreter davon ist z.B. ein 127^0 Spektrometer [SAR88]. Im Gegensatz dazu die integralen Spektrometer [SCH87], die ein integrales Spektrum ermitteln. Im nachfolgenden soll ein integrales Spektrometer betrachtet werden. Der Aufbau könnte wie folgt aussehen:



7.3.2.1.1 Integrales Restgasionenspektrometer - schematisch

Hierbei ist (1) eine einfache elektrostatische Linse, die benötigt wird, um den Strom auf den Teilchendetektor (3) zu erhöhen, (2) ist eine Blende, die ein Gegenfeld erzeugt, welches die einlaufenden Ionen abbremst. Die Linse und die Gegenfeldblende werden durch Erdblenden abgeschirmt. Der Strom auf den Detektor wird durch ein hochempfindliches Amperemeter (die Ströme liegen im Bereich von 10^{-13} A) gemessen. Das Meßprinzip ist einfach, die ankommenden Ionen werden durch ein Gegenfeld abgebremst. Nur Ionen, deren Energie hoch genug ist um das Gegenfeld zu durchlaufen, treffen auf den dahinterliegenden Detektor. Der Strom auf den Detektor wird gemessen. Wird nun das Gegenfeld erhöht sinkt der Strom, man erhält eine monoton fallende Funktion des Stromes abhängig von der Gegenspannung. Da der gemessene Strom die Summe aller einfallenden Teilchen mit einer Energie höher als die Grenzenergie ist, bezeichnet man das erzeugte Spektrum als integral.

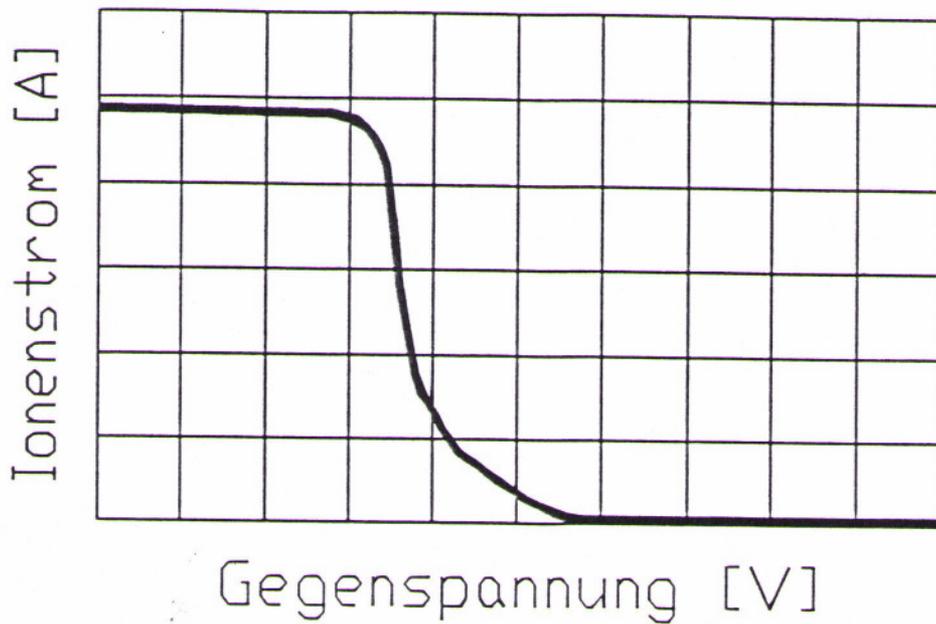


Abb. 7.3.2.1.2 integrales Spektrum - schematisch

Um daraus nun die Energieverteilung der eintreffenden Teilchen zu gewinnen und damit eine Aussage über das Potential am Entstehungsort dieser Ionen zu machen, muß die entstandene Funktion differenziert werden.

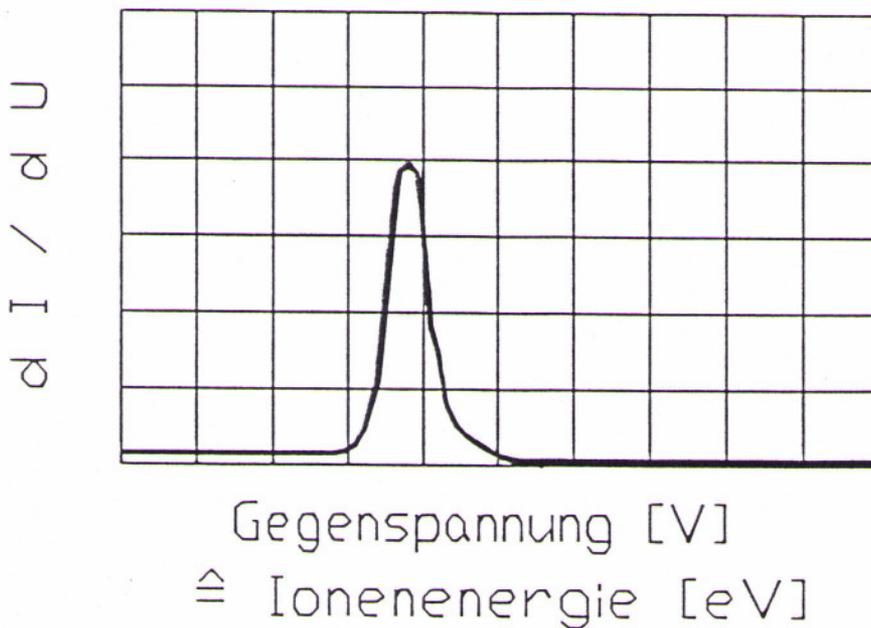


Abb. 7.3.2.1.3 differenziertes Spektrum - schematisch

7.3.2.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau zur Untersuchung der Raumladung in der Gaborlinse unterscheidet sich von den vorangegangenen Meßaufbauten nur unwesentlich. Um dem Spektrometer direkten Zugang zu dem Linsenvolumen zu erlauben, wurde das abschließende Bleiglas entfernt und durch ein Spektrometer ersetzt. Dadurch fällt die Spektrometerachse mit der Achse der Gaborlinse zusammen. Abb. 7.3.2.2.1 gibt eine Übersicht über den Aufbau

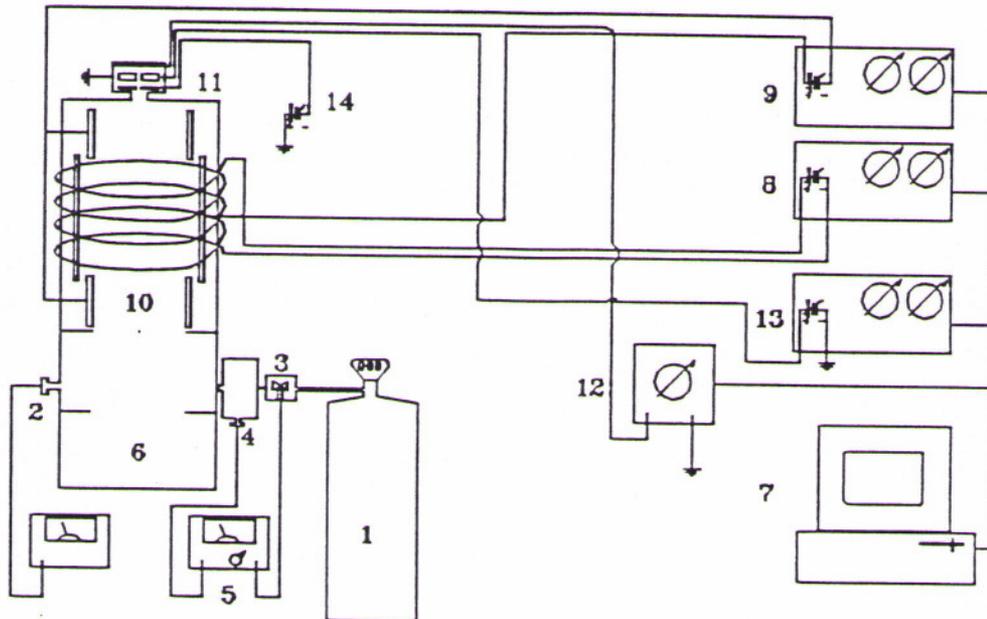


Abb. 7.3.2.2.1 Versuchsaufbau der Spektrometermessung - schematisch

Hierbei stellen (1-5) den Druckregelkreis dar, (8) und (9) die Netzteile für die äußeren Felder, (11) ist das integrale Spektrometer, (14) das Netzteil, das die Linse speist, die Gegenfeldblende wird vom Netzteil (13) versorgt, der Strom auf den Detektor wird von dem Amperemeter (12) gemessen. Der Aufbau wird wieder zum Teil vom Computer (7) gesteuert. Die Versuche liefen wie folgt ab: zuerst wurde der Druck eingeregelt, dann die Entladung bei vorgegebenen äußeren Feldern gezündet. Der Computer steuerte den Meßablauf der Spektrometermessung. Die Gegenspannung wurde sukzessive erhöht und jeweils der Detektorstrom gemessen. Das Meßprogramm erlaubt, bei der Auswertung, auch die Differentiation der Meßkurve.

7.3.2.3 Meßergebnisse

Die im nachfolgenden vorgestellten Meßergebnisse stehen im Zusammenhang mit den Messungen in Kapitel 7.2 zur Gasentladung. Die ersten vier Kurven zeigen die differentielle Energieverteilung bei einer "großen" Entladung. Die vier Kurven unterscheiden sich im äußeren Magnetfeld (140 und 280 Gauß) und im Entladungsstrom (5 und 15 mA). Der Druck betrug unkorrigiert $3 \cdot 10^{-4}$ hPa, das Füllgas war Argon.

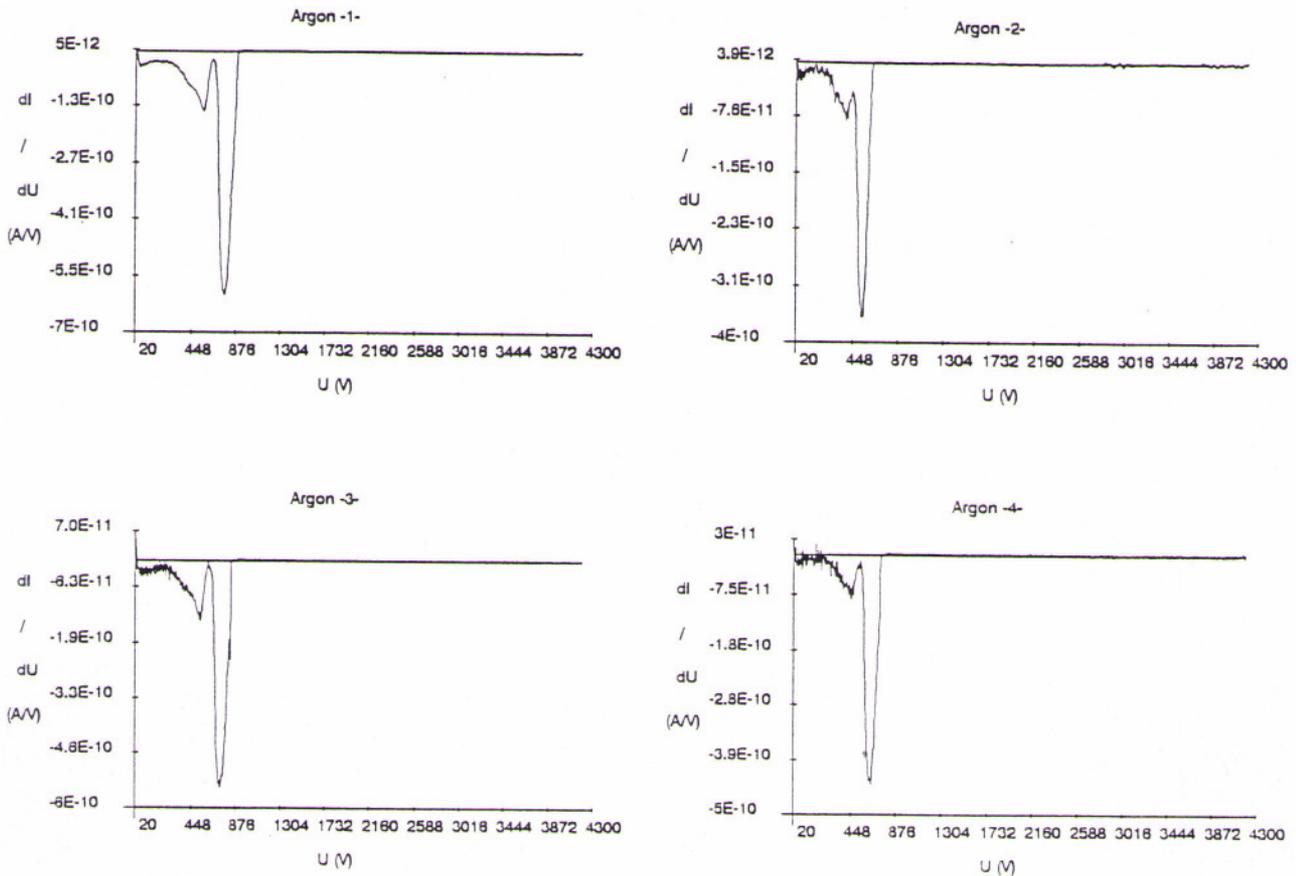


Abb. 7.3.2.3.1 Spektrometermessung mit Argon bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-4}$ hPa. Bild 1 - 140 Gauß, 4.7 mA Entladungsstrom, Bild 2 - 280 Gauß, 4.7 mA, Bild 3 - 140 Gauß, 14.4 mA und Bild 4 - 280 Gauß, 14.4 mA Strom

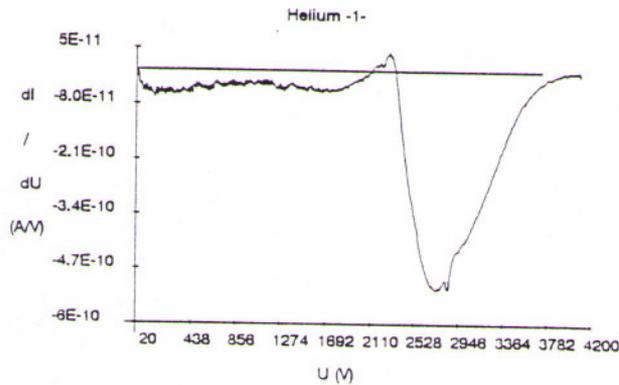
Die "große" Entladung zeigt bei verschiedenen Einstellungen der Linsenparameter immer eine im wesentlichen gleiche Kurve. Die maximal auftretende Teilchenenergie entspricht bis auf ± 40 V immer der Entladungsspannung. Die meisten Teilchen entstehen in einem Potentialintervall von 200 V Breite direkt unterhalb des Anodenpotentials. Die Annahme, daß die meisten detektierten Teilchen aus dem Linsenzentrum stammen, legt den Schluß nahe, daß keine nennenswerte Potentialdifferenz zwischen dem Plasmazentrum und der Anode besteht. Dies wiederum bedeutet, daß sich nur eine geringe Raumladung ausgebildet haben kann. Damit dürfte bei diesem Linsenzustand keine Fokussierung erfolgen. Daß dieser Bereich trotzdem noch von Interesse sein kann, liegt in der Hoffnung, hier ein Plasma zur Verfügung zu haben, das einerseits sehr dicht ist, und zum anderen wegen der geringen Potentialtiefe die Möglichkeit bietet, daß ein Strahl ungehindert davon diesen Bereich durchläuft. Konkret gesagt, gelänge es die Entladungsspannung noch sehr viel weiter zu drücken (unter einige Volt), so könnte sich ein nichtkompensierter Strahl, ohne wesentliche Beeinflussung durch Felder, Ladungsträger aus dem Plasma einverleiben, und es besteht die Möglichkeit der Verbesserung des Kompensationsgrades in den der Linse benachbarten Strahlabschnitten.

Die nachfolgenden Restgasionspektren der "kleinen" Gasentladung gliedern sich wie folgt:

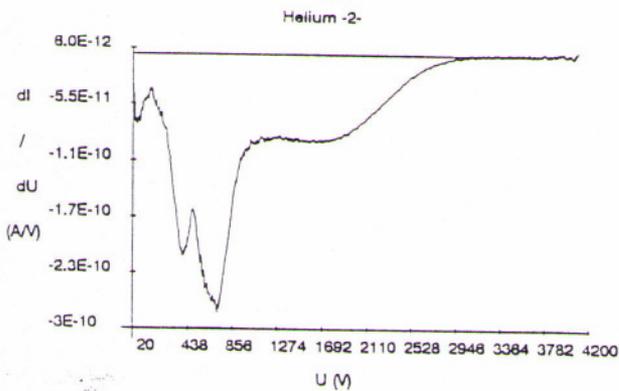
Jeweils drei Messungen, die sich nur in der Stärke des Magnetfeldes (80,180,280 Gauß) unterscheiden, sind zu einem Block zusammengefaßt und werden zusammen auf einer Seite abgebildet. Es sind zunächst vier Blöcke (Messungen Helium 1-12) dargestellt, bei denen mit Helium und ansteigendem Druck ($0.5; 1; 5; 10 \cdot 10^{-5}$ hPa) gemessen wurde.

Um verschiedene Gase vergleichen zu können, wurde bei $10 \cdot 10^{-5}$ hPa ein entsprechender Block (Argon 5-7) mit Argon gemessen, der im Anschluß gezeigt wird. Um den Einfluß der Entladungsspannung, die bisher immer 5000 V betrug, zu ermitteln wurden zwei weitere Blöcke (Argon 8-13) mit Argon bei $10 \cdot 10^{-5}$ hPa und veränderter Anodenspannung (3500 V, 2000V) gemessen.

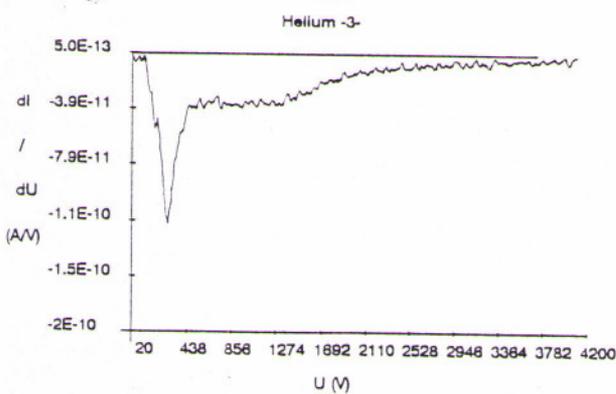
Meßreihen mit Helium, der Druck betrug $0.5 \cdot 10^{-5}$ hPa, die Entladungsspannung war 5000 V:



Magnetfeld 80 Gauß

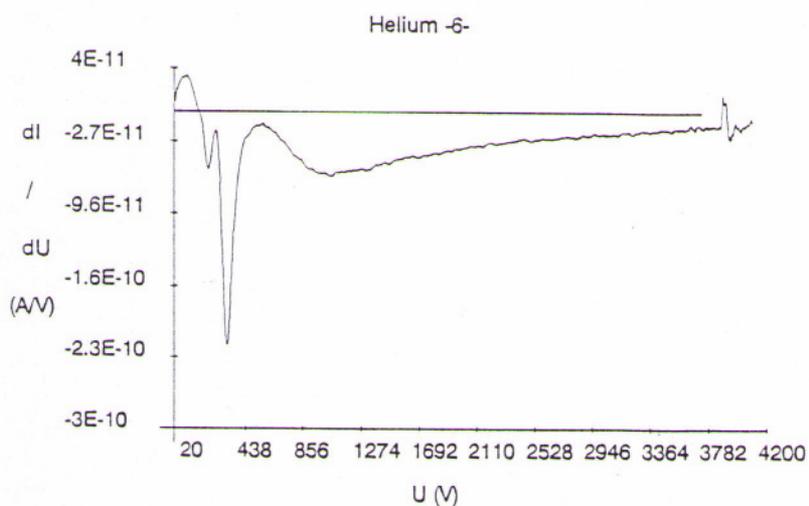
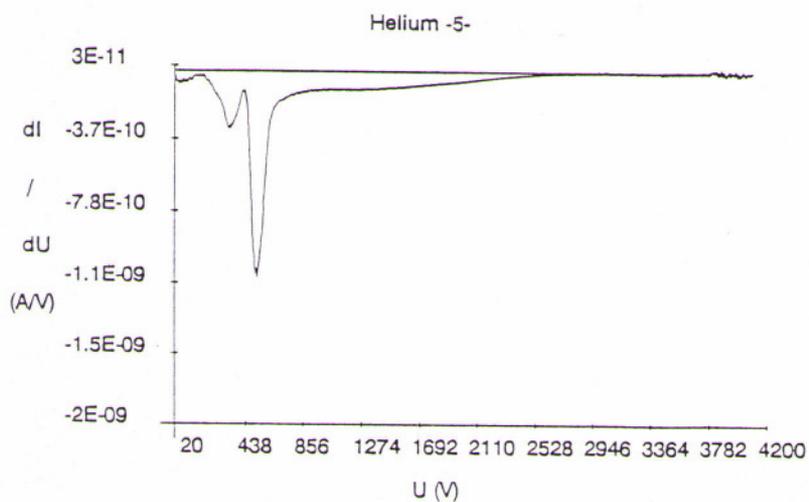
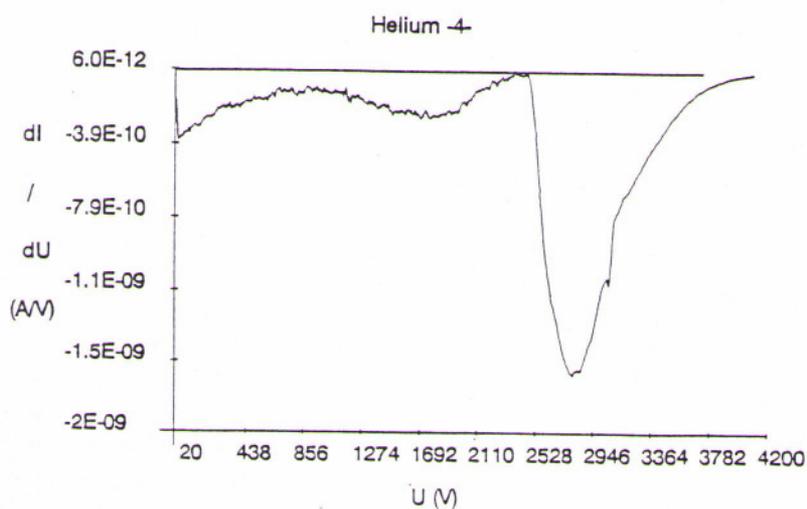


Magnetfeld 180 Gauß

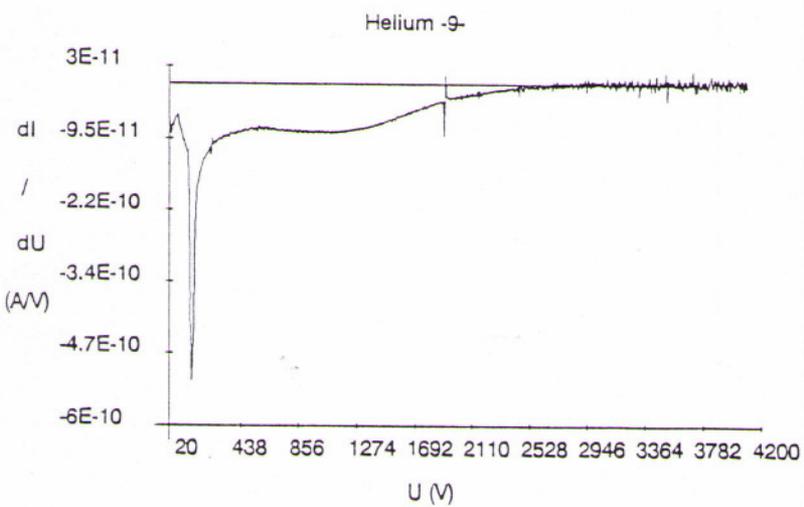
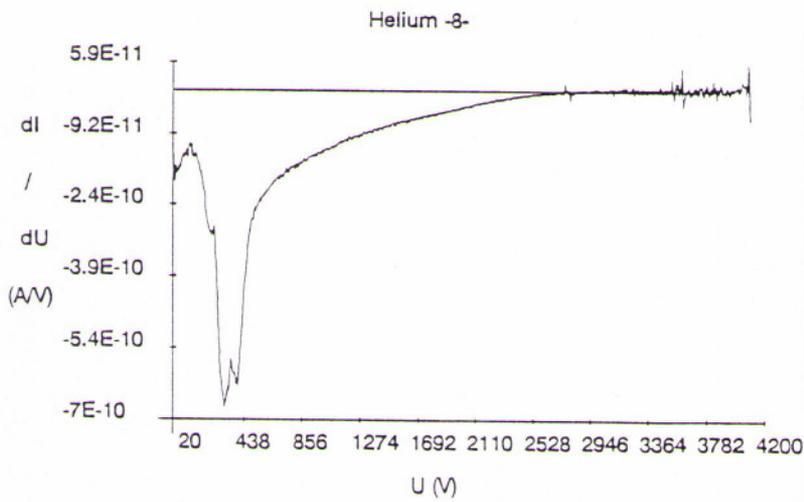
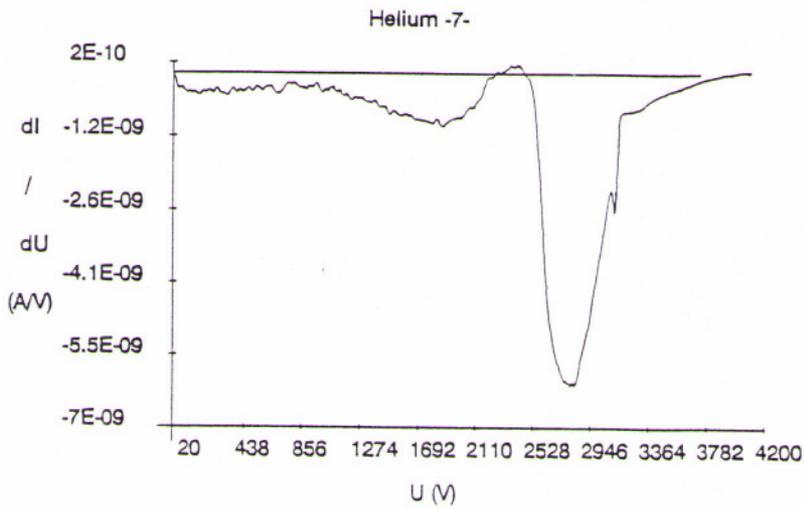


Magnetfeld 280 Gauß

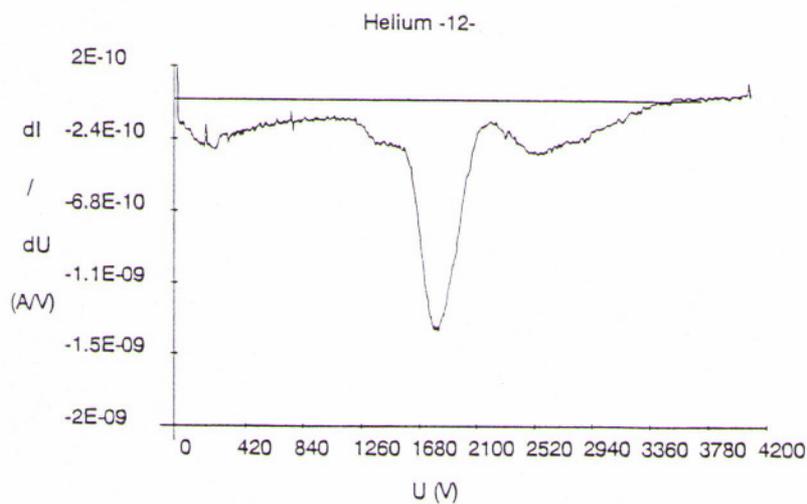
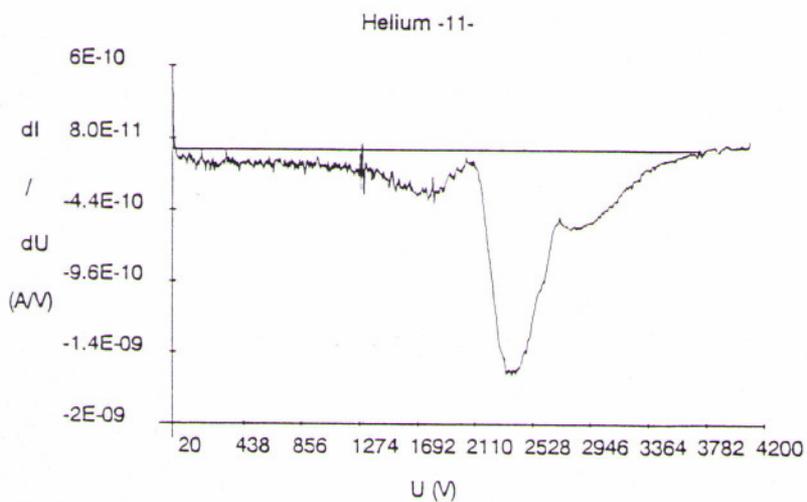
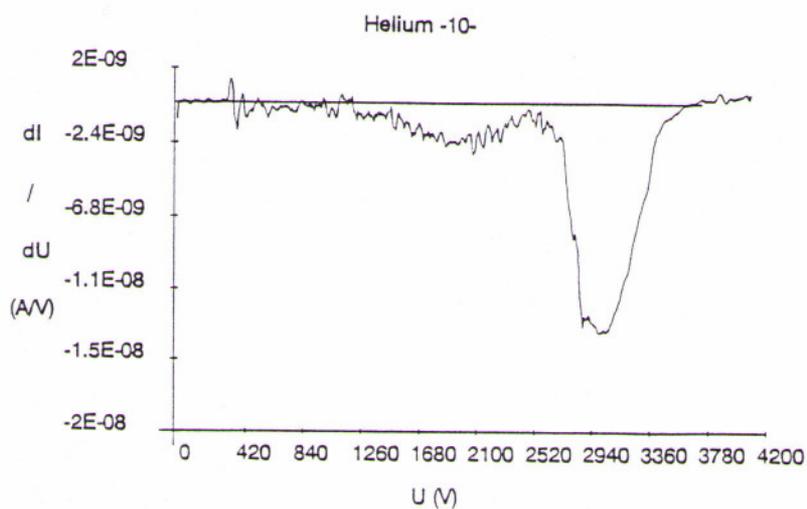
Meßreihen mit Helium, der Druck betrug $1 \cdot 10^{-5}$ hPa, die Entladungsspannung war 5000 V:



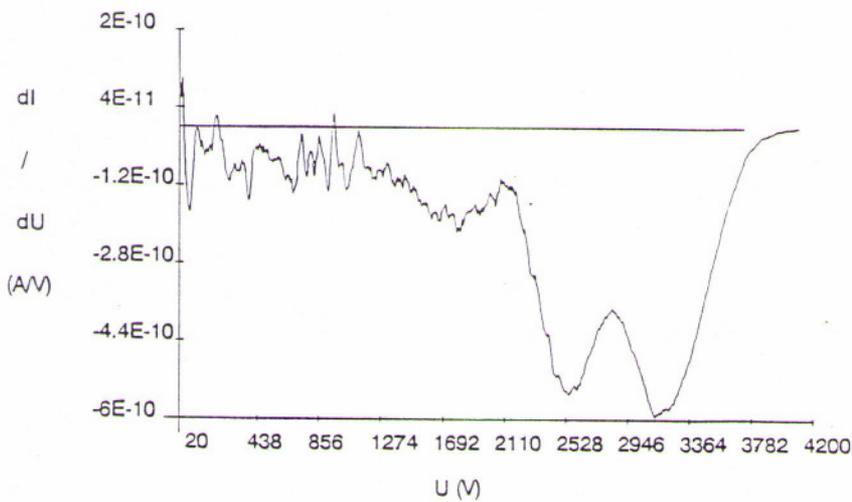
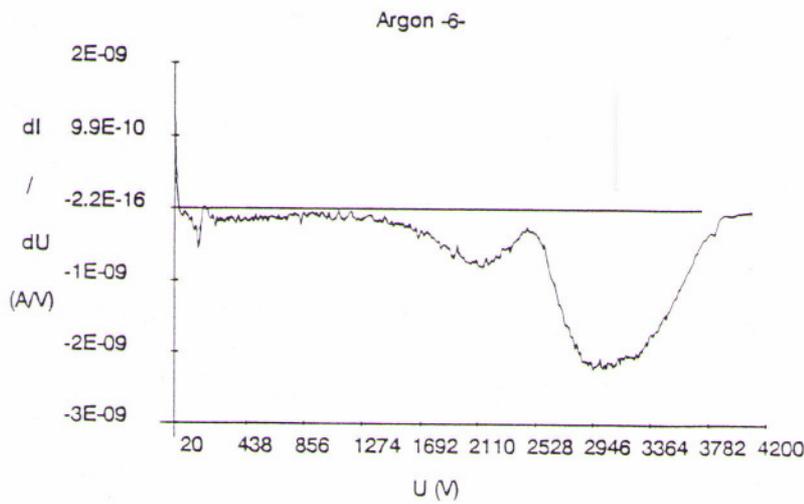
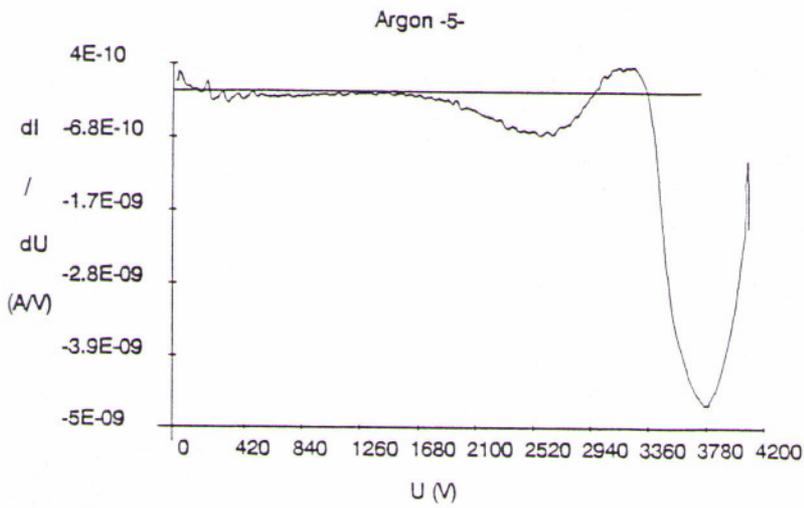
Meßreihen mit Helium, der Druck betrug $5 \cdot 10^{-5}$ hPa, die Entladungsspannung war 5000 V:



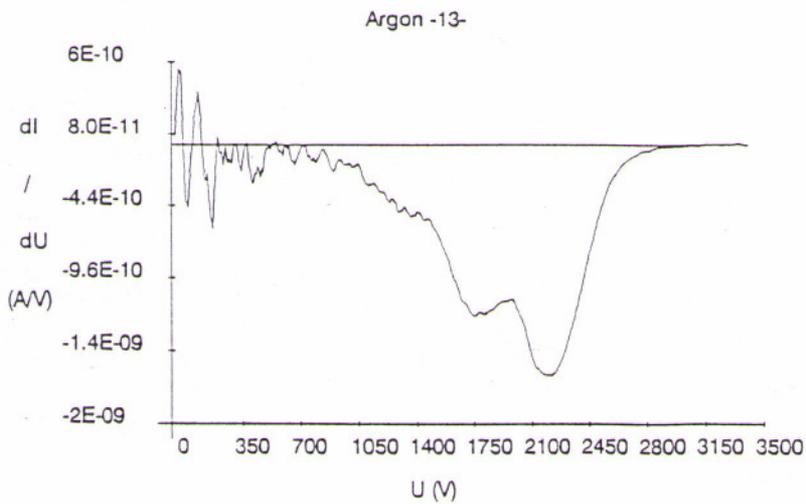
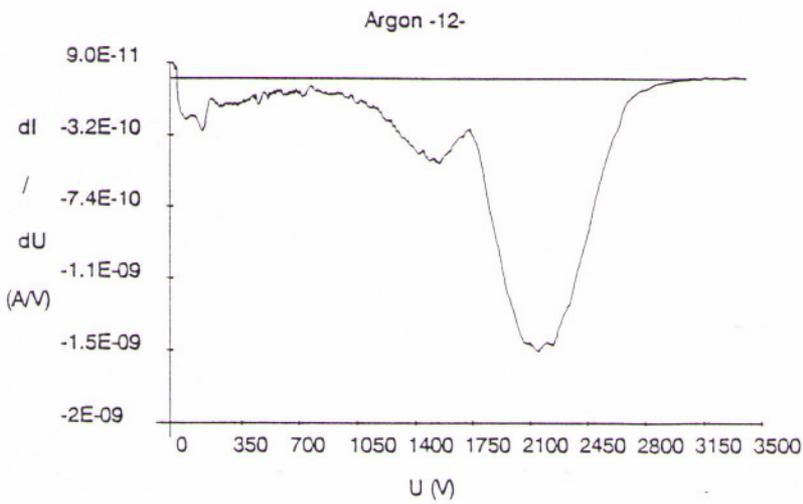
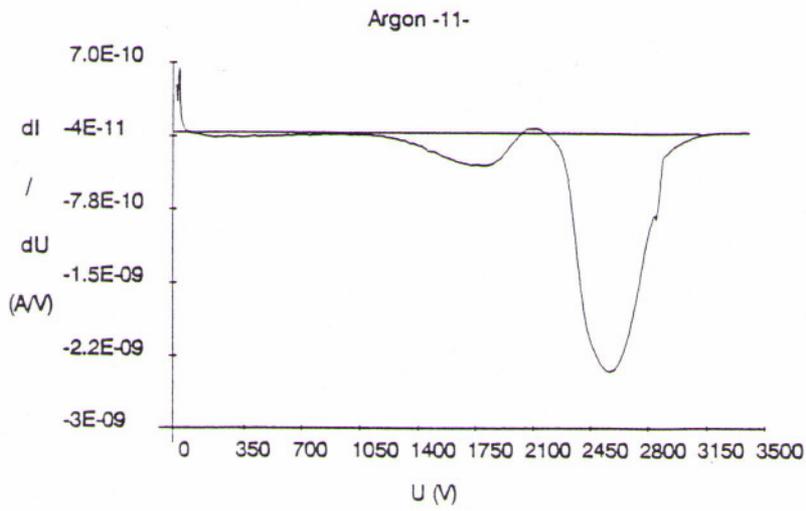
Meßreihen mit Helium, der Druck betrug $1 \cdot 10^{-4}$ hPa, die Entladungsspannung war 5000 V:



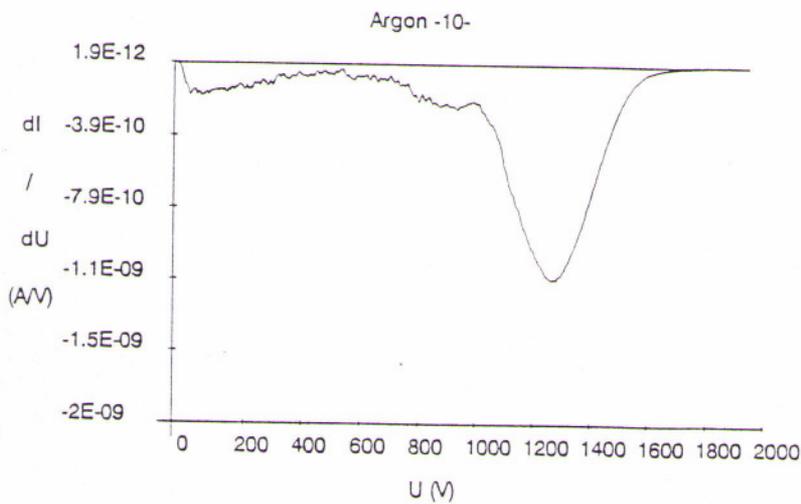
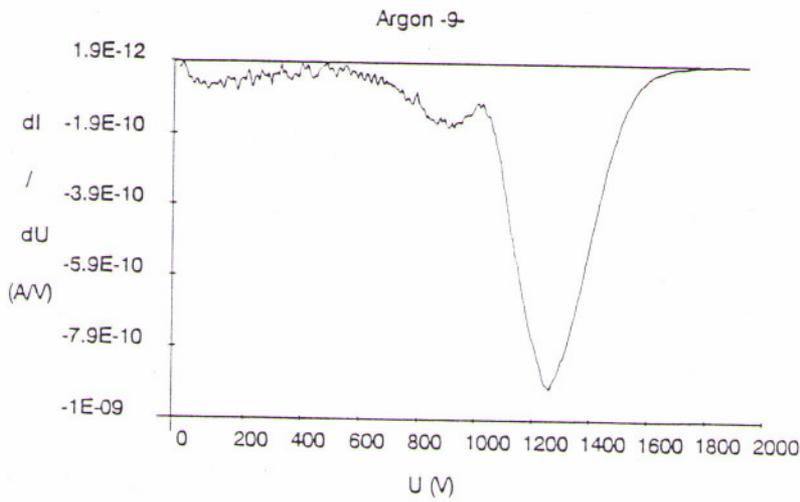
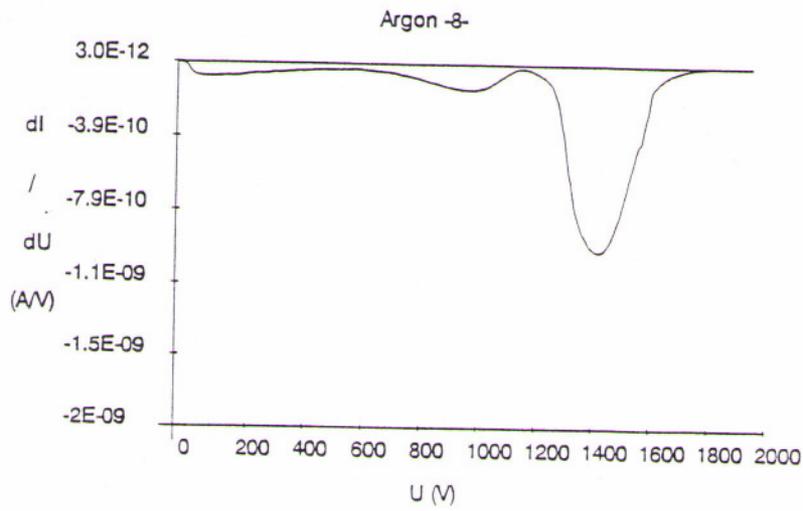
Meßreihen mit Argon, der Druck betrug $1 \cdot 10^{-4}$ hPa, die Entladungsspannung war 5000 V:



Meßreihen mit Argon, der Druck betrug $1 \cdot 10^{-4}$ hPa, die Entladungsspannung war 3500 V:



Meßreihen mit Argon, der Druck betrug $1 \cdot 10^{-4}$ hPa, die Entladungsspannung war 2000 V:



Die wichtigsten Linsenparameter und die aus den Spektrometermessungen abgeleiteten Größen werden in folgender Tabelle zusammengefaßt. Hierbei ist I_e der Gasentladungsstrom, I_r ist der maximale Strom im Spektrometer, U_e die Entladungsspannung und p der angezeigte Druck. U_1 und U_2 sind die aus den Spektrometerkurven abgelesenen Spannungen zwischen denen der Hauptteil der Restgasionen detektiert wird. Die Grenzen wurden dort gesetzt, wo die Verlängerung der Peakflanken die Nulllinie schneidet. B ist die magnetische Feldstärke im Linsenzentrum und $\Delta U = U_1 - U_2$.

Name	I_e (mA)	$I_r(10^{-8}A)$	U_e (V)	U_1 (V)	U_2 (V)	ΔU (V)	p (hPa)	B (T)
Argon 1	4.7	12	960	1000	752	248	$3 \cdot 10^{-4}$	0.014
Argon 2	4.7	5.4	730	746	554	192	$3 \cdot 10^{-4}$	0.028
Argon 3	14.4	11	930	940	723	217	$3 \cdot 10^{-4}$	0.014
Argon 4	14.4	6.6	880	845	651	194	$3 \cdot 10^{-4}$	0.028
Helium 1	.3	48	5000	4100	2500	1600	$5 \cdot 10^{-6}$	0.008
Helium 2	.8	29	5000	3150	0	3150	$5 \cdot 10^{-6}$	0.018
Helium 3	.4	8.7	5000	3800	200	3600	$5 \cdot 10^{-6}$	0.028
Helium 4	.7	143	5000	4200	2600	1600	$1 \cdot 10^{-5}$	0.008
Helium 5	2	33.8	5000	2700	200	2500	$1 \cdot 10^{-5}$	0.018
Helium 6	1.1	4.9	5000	> 4200	200	> 4000	$1 \cdot 10^{-5}$	0.028
Helium 7	2.2	412	5000	4100	2500	1600	$5 \cdot 10^{-5}$	0.008

Name	I_e (mA)	$I_r(10^{-8}A)$	U_e (V)	U_1 (V)	U_2 (V)	$\Delta U(V)$	p (hPa)	B (T)
Helium 8	7.5	37.6	5000	2800	0	2800	$5 \cdot 10^{-5}$	0.018
Helium 9	5.4	18	5000	2700	0	2700	$5 \cdot 10^{-5}$	0.028
Helium 10	6.7	923	5000	3800	2600	1200	$1 \cdot 10^{-4}$	0.008
Helium 11	5.3	126	5000	3800	2170	1630	$1 \cdot 10^{-4}$	0.018
Helium 12	12	102	5000	3600	0/1600	3600/2000	$1 \cdot 10^{-4}$	0.028
Argon 5	1	287	5000	> 4200	3500	> 700	$1 \cdot 10^{-4}$	0.008
Argon 6	3.1	260	5000	4100	2600	1500	$1 \cdot 10^{-4}$	0.018
Argon 7	1.2	86	5000	4100	2200	1900	$1 \cdot 10^{-4}$	0.028
Argon 8	.2	32	2000	1800	1200	600	$1 \cdot 10^{-4}$	0.008
Argon 9	.9	34	2000	1750	1050	700	$1 \cdot 10^{-4}$	0.018
Argon 10	2.2	51	2000	1700	1000	700	$1 \cdot 10^{-4}$	0.028
Argon 11	0.6	121	3500	3200	2260	940	$1 \cdot 10^{-4}$	0.008
Argon 12	2.1	133	3500	3100	1700	1400	$1 \cdot 10^{-4}$	0.018

Argon 13	4	153	3500	3000	1100	1900	$1 \cdot 10^{-4}$	0.028
----------	---	-----	------	------	------	------	-------------------	-------

Zunächst noch eine Bemerkung zu den Messungen "Helium 6" und "Argon 5/6". Da das verwendete Spektrometer nicht für diese Art der Anwendung konstruiert war, waren zunächst nur Gegenfeldspannungen bis ca 2000 Volt ohne Überschlüge möglich. Das Spektrometer wurde daraufhin umgebaut. Bedingt durch den geringen Platz ließen die Umbaumaßnahmen nur eine Erhöhung auf eine Spannung von etwa 4500 Volt zu. Da an den Detektor direkt ein hochempfindlicher Stromverstärker angeschlossen war wurde das Spektrometer nur bis zu einer Spannung von 4200 Volt betrieben, bei der mit Sicherheit noch keine Überschlüge auftraten. Bei den oben genannten Messungen war der Energiebereich des Spektrometers nicht ganz ausreichend. Der Vergleich mit Messungen bei geringerer Anodenspannung legen allerdings nahe, daß keine wesentlichen Informationen verloren gingen.

Aufgrund des beschränkten Energiebereichs des Spektrometers wurden keine Messungen mit höherer Anodenspannung als 5000 V durchgeführt, da hierbei noch höhere Teilchenenergien zu erwarten gewesen wären.

Anhand der Meßreihen der "kleinen" Gasentladung lassen sich folgende Feststellungen treffen:

a.) Die Detektorströme sind bei einer "kleinen" Entladung um ein vielfaches größer als bei einer "großen" Entladung, obwohl der Entladungsstrom i.a. kleiner ist. Die in das Spektrometer gelangenden Ströme variieren sehr viel stärker als die zugehörigen Entladungsströme und nehmen zumeist mit steigendem Magnetfeld ab.

b.) Bei der "kleinen" Entladung bewirkt eine Erhöhung des Magnetfeldes eine Absenkung und Verbreiterung des Bereiches, in dem die Energie der meisten detektierten Teilchen liegt. Der Schwerpunkt der Teilchenenergie liegt hierbei, im Gegensatz zur "großen" Entladung, deutlich unterhalb der der Anodenspannung entsprechenden Energie.

c.) Diese Absenkung mit steigendem Magnetfeld ist im Bereich kleiner Drücke ($p \leq 5 \cdot 10^{-5}$ hPa) besonders stark. Für höhere Drücke ($p = 1 \cdot 10^{-4}$ hPa) ist sie weniger gravierend. Dieses Verhalten war sowohl bei Helium als auch bei Argon (entsprechende Messungen mit Argon wurden nicht gezeigt) zu beobachten.

d.) Bei niedriger Entladungsspannung (2000 V) bestand nur noch eine geringe Abhängigkeit des Schwerpunktes der Teilchenenergie vom Magnetfeld. Hier lag der Schwerpunkt der Teilchenenergie bei niederem Druck wiederum deutlich tiefer als bei hohem (die Messungen wurden nicht dargestellt).

e.) Die Meßergebnisse mit Argon bei 5000 V und 3500 V entsprechen sich bis auf die Spannungsskalierung, bei jeweils gleichen Magnetfeldern.

f.) Bei der "kleinen" Entladung ist der Schwerpunkt der Teilchenenergie bei Helium generell niedriger als bei Argon.

Die Meßreihen zur "kleinen" Entladung werden im oben angegebenen Sinne (siehe Seite 58) interpretiert. Dies ist insbesondere berechtigt, da die Beobachtung der Entladung (siehe Bild 1, Kapitel 7.2.2 Seite 54), bestätigt, daß die Gasentladung im Zentrum der Linse brannte. Somit ergibt sich folgendes:

1.) Die Stromstärke der Gasentladung ist nicht oder nur in einem geringen Umfang mit einer Potentialdifferenz und damit mit einer Raumladung gleichzusetzen (siehe Aussage a).

2.) Der absolute Druck in der Linse beeinflußt bei geringen Drücken $p < 1 \cdot 10^{-4}$ hPa praktisch nicht die Raumladung. Bei höheren Drücken wird die Raumladung verringert (siehe b).

3.) Eine Erhöhung des äußeren, radial das Plasma einschließende, magnetischen Feldes ergibt eine Vergrößerung der Raumladung in der Linse. Dies sollte eine Verringerung der Brennweite zur Folge haben (siehe b,c).

4.) Bei geringem Anodenpotential führt eine Vergrößerung des Magnetfeldes kaum noch zu einer höheren Raumladung. Dies könnte durch hierbei erhöhte axiale Teilchenverluste erklärt werden. (siehe Aussage d)

5.) Die Raumladung, die sich bei Argon als Füllgas aufbaut ist immer geringer als die bei Helium, dies könnte auf die verschiedenen Massen, oder die unterschiedlichen Ionisierungsenergien, zurückzuführen sein (siehe e).

6.) Bei höheren Anodenspannungen scheint sich die Form der Ladungswolke nicht mit der Anodenspannung zu ändern. Die gemessenen Potentiale und damit die Raumladung und die Linsenstärke sind der Anodenspannung proportional.

7.) In keinem Fall scheint das Potential im Zentrum der Linse bis auf Erddpotential abgesenkt worden zu sein.

Die hier dargestellten Messungen lassen vermuten, daß bei der kleinen Entladung bei niedrigem Druck und stärkerem Magnetfeld die besten Bedingungen für die Ausbildung einer negativen Raumladung gegeben sind. Dies könnte also der günstigste Betriebszustand der Gabor-Plasma-Linse sein. Eine abschließende Beurteilung des Einflusses der einzelnen Parameter auf die Raumladung, läßt sich mit der hier angewandten Meßmethode jedoch nicht erreichen. Dies könnte nur mit einer ortsaufgelösten Messung des Plasmapotentials geschehen, die die Gasentladung nicht stört.

Weiteren Aufschluß über die Wirkung des Raumladungspotentials in der Linse auf einen Ionenstrahl geben die im folgenden Kapitel dargestellten Messungen.

7.4. Messungen am Ionenstrahl

Im folgenden werden Messungen vorgestellt, in denen die Wirkung der Gabor-Plasma-Linse auf einen Ionenstrahl untersucht wird. Hierbei durchläuft ein niederenergetischer Ionenstrahl die Linse. Hinter der Linse wird der Strom und die Emittanz des Strahles gemessen woraus auf die Fokussierungseigenschaften der Linse geschlossen wird. Weiter wird mit dem Restgasionenspektrometer eine Messung am Strahl durchgeführt. Hiermit wird das Raumladungspotential des Strahls ermittelt, womit bei bekanntem Strahlstrom der Kompensationsgrad bestimmt werden kann. Im Kapitel 7.4.1 wird auf die Theorie dieser Spektrometermessung eingegangen. Der Versuchsaufbau wird im Kapitel 7.4.2 dargestellt, Meßergebnisse und Interpretation folgen im Kapitel 7.4.3.

7.4.1 Überlegungen zu Restgasionenspektren am Ionenstrahl

Aus einem Restgasionenspektrum kann bei unkompenziertem Strahl auch direkt auf die Ladungsträgerdichteverteilung zurückgerechnet werden. Dies ist jedoch bei kompensiertem Strahl nicht möglich. Schlüsse auf die Form der Ladungsverteilung des kompensierten Strahles können unter Umständen durch Vergleich von gemessenen und simulierten Restgasionenspektren gezogen werden. Hierzu werden im folgenden unter Voraussetzung der Aussagen in Kapitel 2.2 und 7.3.2.1 für vorgegebene Ionen- und Elektronendichteverteilungen Restgasionenspektren berechnet. Gibt man zunächst nur Strahlionen vor, so gilt für den differentiellen Spektrometerstrom:

$$\frac{dI}{dU} = \frac{1}{K_I} \cdot \frac{d(r \cdot E(r))}{dr} \cdot E(r)$$

mit $\frac{1}{K_I} = \sigma \cdot v \cdot n_{\text{RGA}} \cdot \alpha \cdot z_A \cdot \epsilon_0$

Es ist hierbei σ der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation des Restgases der Dichte n_{RGA} durch die Strahlionen mit der Geschwindigkeit v . α ist der Winkel unter dem die Restgasionen noch vom Spektrometer aufgenommen werden, z_A die Länge des Eingangsloches des Spektrometers in axialer Richtung und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. $E(r)$ ist das radiale elektrische Feld der Strahlionendichteverteilung.

Sind mehrere Teilchensorten im Strahl enthalten, so gilt:

$$\frac{dI}{dU} = \frac{\frac{1}{K_1} \cdot \frac{d(r \cdot E_1(r))}{dr} + \frac{1}{K_2} \cdot \frac{d(r \cdot E_2(r))}{dr} + \dots}{E_{\text{ges.}}(r)}$$

Wobei $E_1(r)$, $E_2(r)$,... die Teilfeldstärken der Teilchensorten ist, und $E_{\text{ges.}}(r)$ deren Summe. Im nachfolgenden werden neben Strahlionen noch Kompensationselektronen betrachtet. Es wird angenommen, daß Elektronen das Restgas nicht ionisieren ($K_1 = K_I$, $1/K_2 = 0$)

Bei den nachfolgenden Rechnungen wurde für äquidistante Radien jeweils das Potential des Strahles gegenüber der Wandung und das zugehörige dI/dU bestimmt. Die verwendeten Parameter waren: $\alpha = 0.02285 \text{ rad}$, $z_A = 0.004 \text{ m}$, $n_{\text{RGA}} = 2.41 \cdot 10^{18} \text{ 1/m}^3$ und $\sigma = 8 \cdot 10^{-20} \text{ 1/m}^2$.

Für einen unkompenzierten Strahl ergibt sich für verschiedene Ladungsdichteverteilungen das folgende Bild:

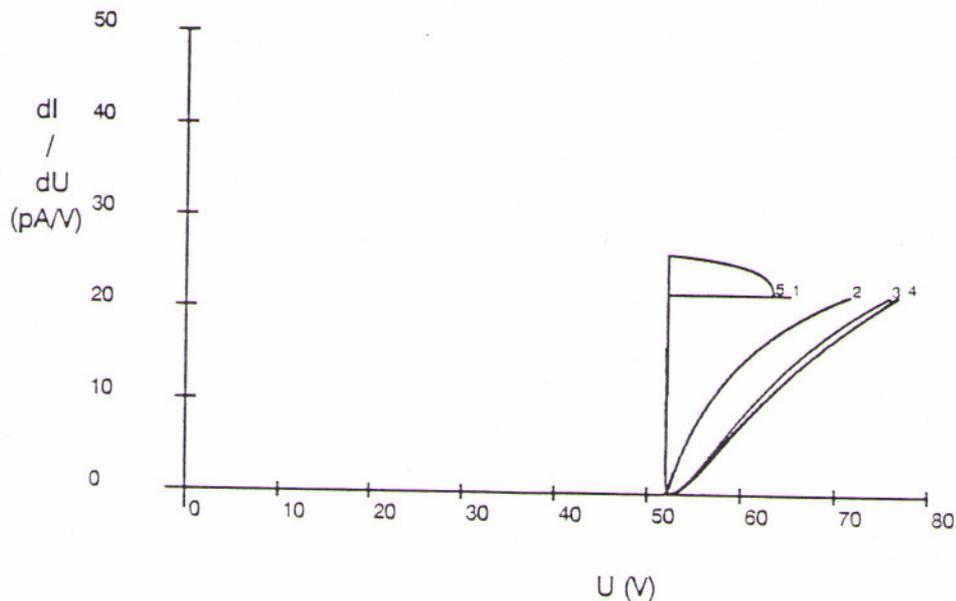


Abb. 7.4.1.1 Simuliertes Restgasionenspektrum eines Heliumstrahl von 10 keV Strahlenergie, 1 mA Strahlstrom und 10 mm Strahlradius in Helium. 1) homogene Verteilung, 2) Waterbag, 3) konische, 4) parabolische Verteilung. Bei 5) wurde ein 'Hohlstrahl' angenommen, bei dem die Strahlionendichte linear von innen nach außen anstieg. Auf der Achse betrug sie 60 %, am Strahlrand 120% der Dichte des homogenen Strahles.

Aus diesem Ergebnis kann man folgendes Ablesen:

- 1) Die Fläche unter den Kurven ist konstant. Sie ist der Stromstärke der ionisierenden Teilchen proportional.
- 2) Der Wert für dI/dU bei Achsenpotential (d.h. der Wert am höchsten Potential bei dem noch Teilchen detektiert wurden) ist konstant.
- 3) Das Strahlrandpotential (das niedrigste Potential bei dem noch Teilchen detektiert wurden) ist in allen Fällen gleich.
- 4) Das resultierende Restgasionenspektrum ist ähnlich der angesetzten Dichtefunktion. Die konstante Funktion wird in eine konstante Funktion übergeführt, die monoton fallende in eine ebensolche, usw.

Es werden nun zusätzlich Elektronen in Betracht gezogen. Man nimmt an, daß Elektronen und Ionen homogen verteilt sind und die Verteilungen am selben Radius enden. Variiert man nun die Elektronendichte zwischen 0 und 90 % der Ionendichte so ergibt sich das nachfolgende Resultat:

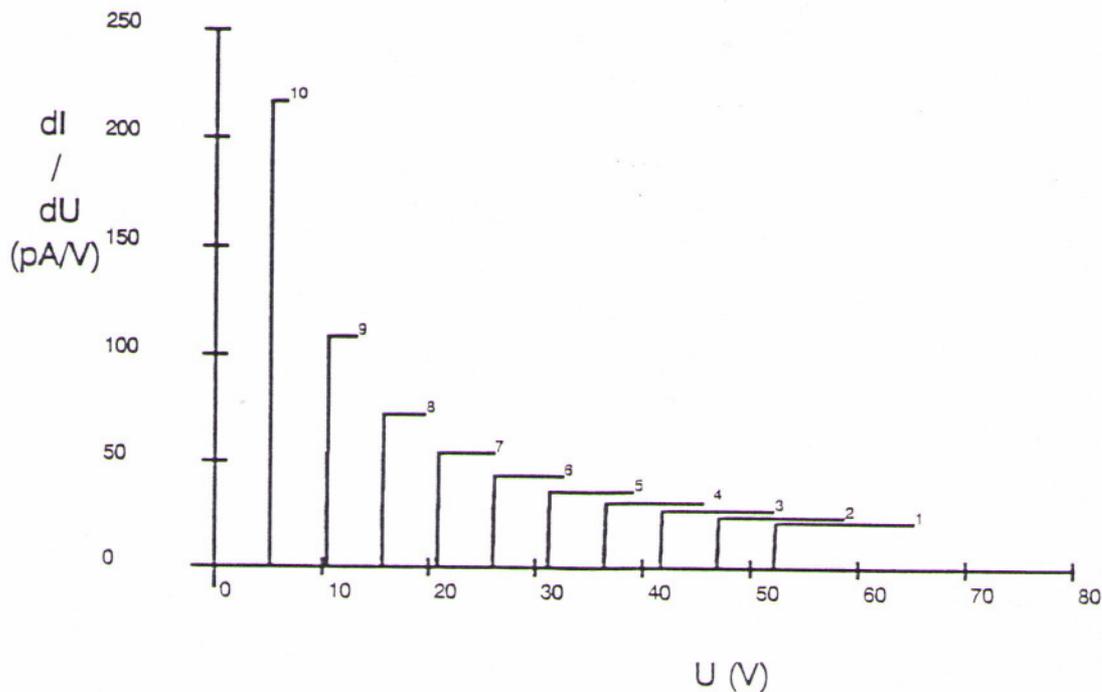


Abb. 7.4.1.2 Restgasspektrum, gerechnet, homogene Elektronen- und Ionendichteverteilungen mit identischen Endradien, globaler Kompensationsgrad 0-90% (Kurven 1-10 , 10 % Schritte).

- 1) mit steigendem Kompensationsgrad fällt die Energie der detektierten Teilchen
- 2) Die Fläche unter den Kurven ist wie oben konstant.
- 3) Der Anfangswert von dI/dU entspricht dem Verhältnis der Dichte der ionisierenden Teilchen zur gesamten Ladungsdichte auf der Achse.

Setzt man wiederum beide Verteilungen als homogen an, verteilt jedoch die Elektronen auf den doppelten Radius, und variiert die Anzahl der Elektronen zwischen 0 und 100 % der Ionenanzahl, so ergibt sich folgendes:

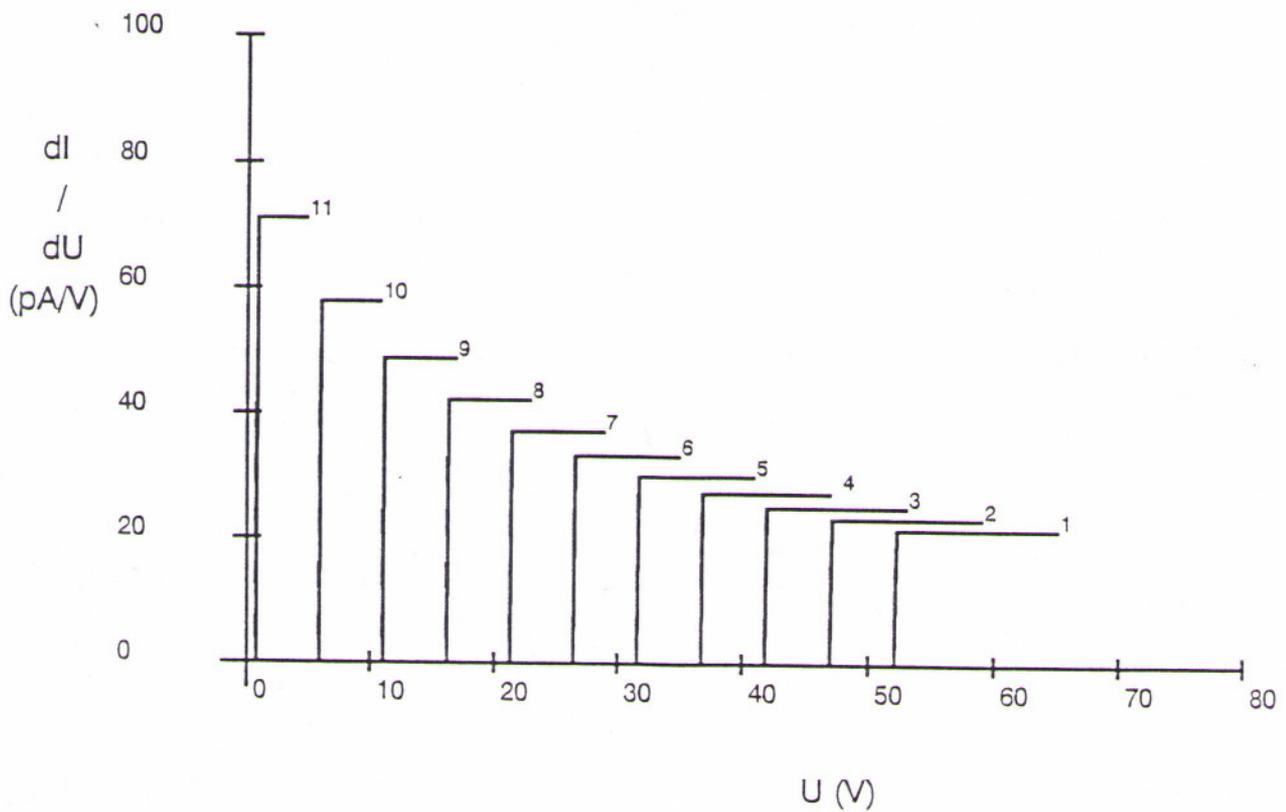


Abb. 7.4.1.3 Restgasspektrum, errechnet, homogene Elektronen und Ionendichteverteilungen, globaler Kompensationsgrad 0-100% (Kurven 1-11, 10 % Stufung), Radius der Elektronenverteilung doppelt so groß wie der Radius der Ionenverteilung

Das oben gesagte gilt weiter. Man erkennt, daß auch bei einem globalen Kompensationsgrad von 100% das Achsenpotential von Null verschieden ist, es wirken noch Raumladungskräfte auf den Strahl.

7.4.2 Aufbau und Versuchsdurchführung

Es wurde eine von K. Langbein [LAN88] gebaute Plasmastrahlionenquelle mit ACCEL-DECEL Extraktionssystem (10) verwendet. Da die Quelle einen recht divergenten Strahl liefert, wurde mittels einer Blende (9) mit einer Öffnung von 16 mm Durchmesser ein Teilstrahl ausgeblendet. Die Blende befand sich ca. 8 cm hinter der Erdblende des Extraktionssystems, direkt am Eingang der Gabor-Plasma-Linse (8). Zwischen Linse und Emittanzmeßtank folgte eine kurze Driftstrecke. Hier war radial das integrale Restgasionenspektrometer (7) sowie der geregelte Gaseinlaß (3) angebracht. Danach folgte der Emittanzmeßtank mit einer Schrittmotordurchführung für die Schlitzblende (6) und einer solchen Durchführung für das Drahtgitter (5). Der Schlitz war 60 mm lang, 0,2 mm breit. Das Gitter bestand aus 60 parallelen 0,1 mm dicken Drähten. Diese Schlitz-Gitter Emittanzmeßanlage mit ihrer computerunterstützten Steuerung und Auswertung wurde im wesentlichen von G. Riehl [RIE89] aufgebaut. Der Tank beherbergte außerdem eine Faradaytasse von 60 mm Durchmesser (4), die sich pneumatisch in den Strahl fahren ließ. An der Quelle wie auch an der Emittanzmeßanlage waren Turbomolekularpumpen (1,2) angebracht.

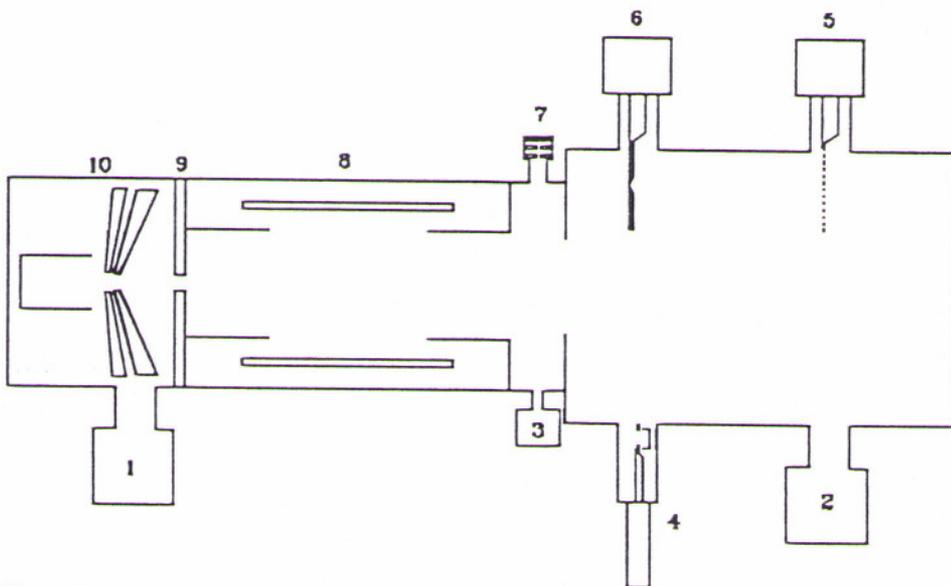


Abb. 7.4.2.1 Schematischer Aufbau der Versuche am Ionenstrahl

Der Abstand zwischen der Eingangsblende (9) und dem Emittanzschlitz (5) bzw. der Faradaytasse (4) betrug 480 mm, davon entfallen 310 mm auf die Gaborlinse mit allen Übergangsflanschen, 120 mm auf den Zwischentank und 50 mm auf die Entfernung von dem Ende des Zwischentanks bis zur Schlitzblende. Die Blende (9) wurde eingebaut um auch bei unfokussiertem Strahl Emittanz und Strahlstrom messen zu können.

Durch den Gaseinfall der Quelle wird eine Untergrenze des in der Apparatur erreichbaren Druckes bestimmt, und auch die Zusammensetzung des Restgases beeinflusst. Durch die Regelschleife am Ende der Linse kann Gas zugelassen werden um den Einfluß des Gasdruckes und der Gaszusammensetzung zu untersuchen. So ist es auch möglich, die Gasentladung durch ein anderes als das Gas der Quelle brennen zu lassen, dieser Fall scheint besonders bei Argon mit seiner stromschwachen Entladung interessant.

Es wurde für Helium- und Argonstrahlen bei verschiedenen Drücken und Restgaszusammensetzungen sowie unterschiedlichen Linsenparametern (Anodenpotential und Magnetfeld) Emittanz und Strahlstrom hinter der Linse gemessen. Z.T. erfolgten auch Restgasionspektrometernmessungen. Es wurde bei verschiedenen Strahlströmen gemessen, da die Quelle keinen konstanten Strom über längere Zeit lieferte.

7.4.3 Meßergebnisse

Es werden zunächst Messungen am Heliumstrahl in Heliumrestgas dargestellt. Der angezeigte Restgasdruck betrug $1 \cdot 10^{-5}$ hPa. Es wurde zuerst eine Messung mit ausgeschalteter Gabor-Plasma-Linse gemacht, um zu sehen, wie der unbeeinflusste Strahl sich verhält. Die Ergebnisse zeigen die Abbildungen 7.4.3.1 und 7.4.3.2.

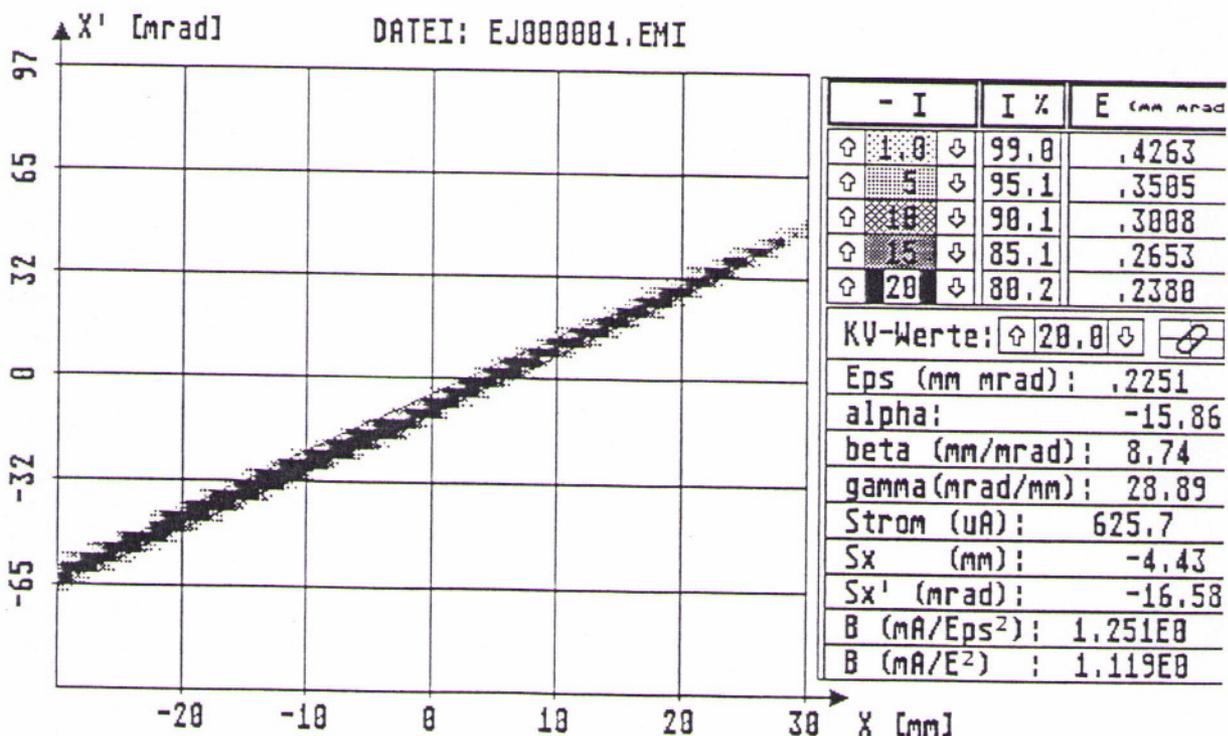


Abb. 7.4.3.1 Ergebnis einer Emittanzmessung bei driftendem Heliumstrahl. Der Strahlstrom betrug $550 \mu\text{A}$

Spektrum - Helium - Drift

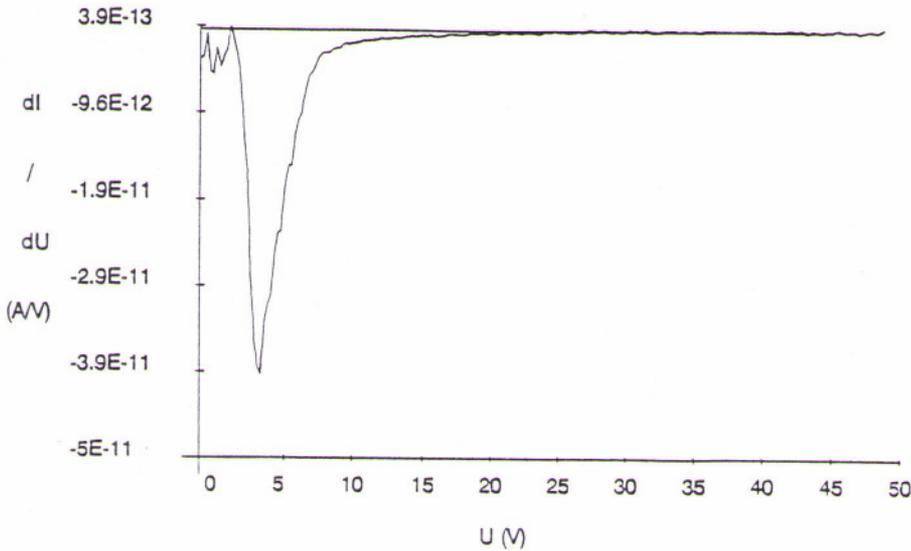


Abb. 7.4.3.2 Restgationenspektromettermessungen am driftendem Strahl hinter der Linse.

Der Heliumstrahl befand sich bei der Driftmessung leicht neben der Achse der Meßanordnung. Die normierte Randemittanz betrug $0.350 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ (hierbei und bei allen folgenden Angaben sind jeweils 95% des Strahlstromes berücksichtigt). Der Strahl hatte einen Durchmesser von ca. 60 mm, war divergent und der Öffnungswinkel betrug etwa $2 \cdot 55 \text{ mrad}$. Betrachtet man die Spektromettermessung (Abb. 7.4.3.2) und vergleicht die Peakbreite von ca. 6.2 Volt mit der, die sich bei dem gemessenen Strahlstrom aus der Theorie für eine homogene Ladungsdichte ergibt (7.12 Volt) so erhält man einen Kompensationsgrad von ca. 15 %. Der Strahl ist also teilweise kompensiert. Für andere (der in 2.2 betrachteten) Dichteverteilungen des Strahles erhält man für die Kompensation bis zu 56 %.

Die folgende Messung diente der Bestimmung des Einflusses, des magnetischen Feldes auf den Strahl. Hierbei betrug das zentrale magnetische Feld 280 Gauß.

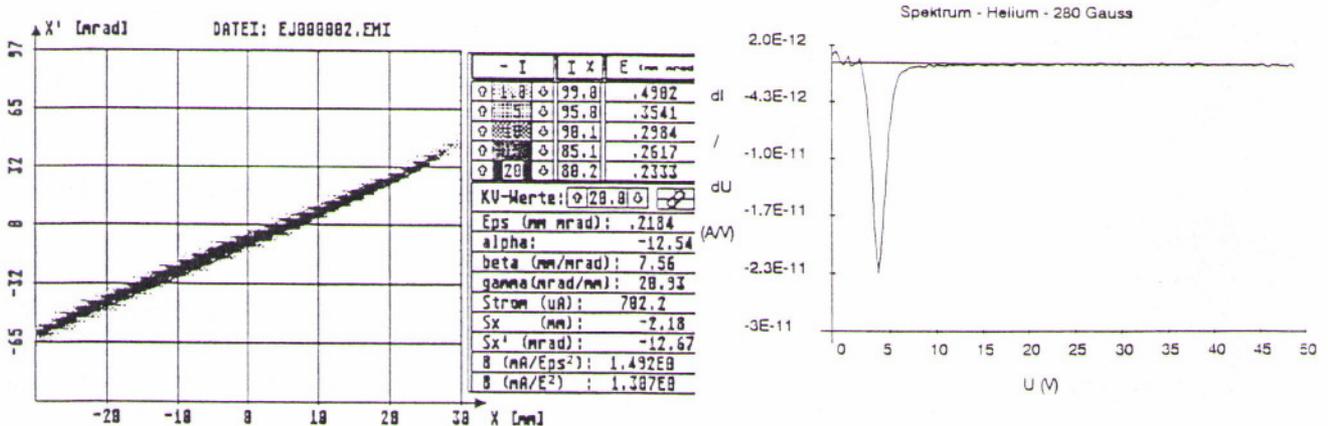


Abb. 7.4.3.3 + 4 Emittanz und Spektromettermessung zum reinen Magnetfeldeinfluß. Der Strahlstrom betrug 610 μA .

Bei dieser Messung beträgt die normierte Randemittanz $0.354 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, der Strahldurchmesser beträgt 56 mm der Endwinkel liegt bei 50 mrad . Es zeigt sich ein sehr schwacher fokussierender Einfluß des magnetischen Feldes. Bei der Restgasionenspektromettermessung ergab sich die Peakbreite zu 4.9 Volt . Da der Strahlstrom etwas höher lag ist damit der Kompensationsgrad, je nach Verteilung auf $38\text{-}69 \%$ gestiegen. Die Compensation des Strahles wird also vermutlich bei angelegtem Magnetfeld leicht verbessert.

Die letzte vorbereitende Messung galt der Untersuchung des Einflusses eines reinen elektrischen Feldes in der Linse auf den Strahl. Hierbei wurde die Anode mit 5 kV beaufschlagt. Diese Trennung der Einflüsse der einzelnen Felder ist nur möglich, da eine Gasentladung und der Einschluß der Elektronen erst bei Einsatz beider Felder möglich ist.

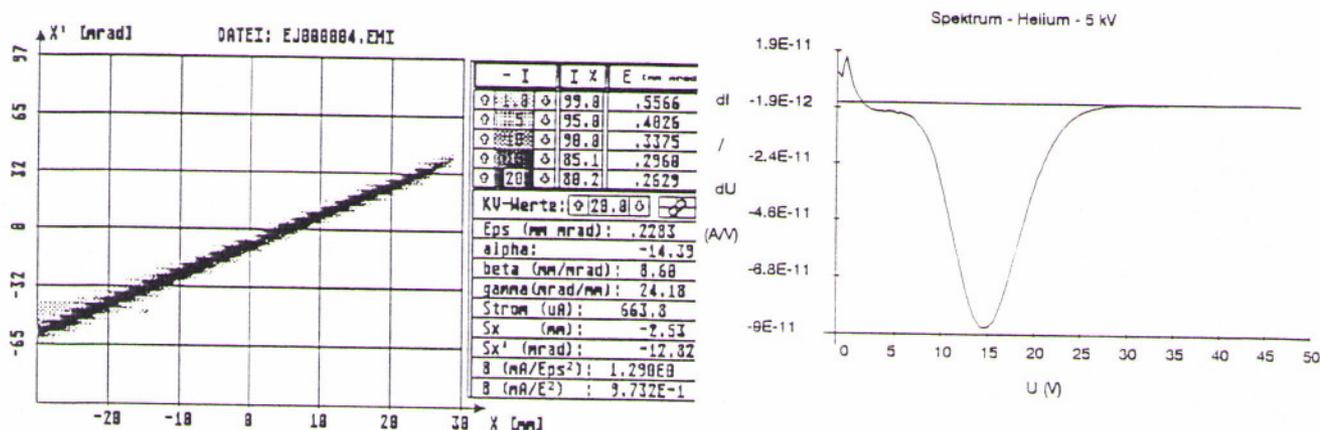


Abb. 7.4.3.5+6 Messungen zum Einfluß des reinen elektrischen Feldes. Der Strahlstrom betrug $600 \mu\text{A}$.

Diese Messung zeigte, daß das elektrische Feld den Strahl dekompenziert. Die Peakbreite von 20 Volt in der Spektromettermessung liegt bereits über dem theoretisch möglichen Wert für eine homogene Ladungsdichteverteilung bei diesem Strahlstrom. Die Emittanzmessung zeigt nur einen schwachen Einfluß des elektrischen Feldes auf die Enveloppe. Die Fokussierung ist etwas größere als im Falle des magnetischen Feldes, ist aber immer noch sehr gering. Zudem ist die Emittanz leicht auf $0.402 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ gestiegen.

Bei der folgenden Meßreihe wurde die Abhängigkeit der "kleinen" Gasentladung vom Magnetfeld untersucht. Es wurde die Entladungsspannung konstant auf 1.5 kV gehalten und das Magnetfeld zwischen 60 und 280 Gauß variiert. Der in der Faradaytasse gemessene Strom betrug durchgehend $720 \mu\text{A}$.

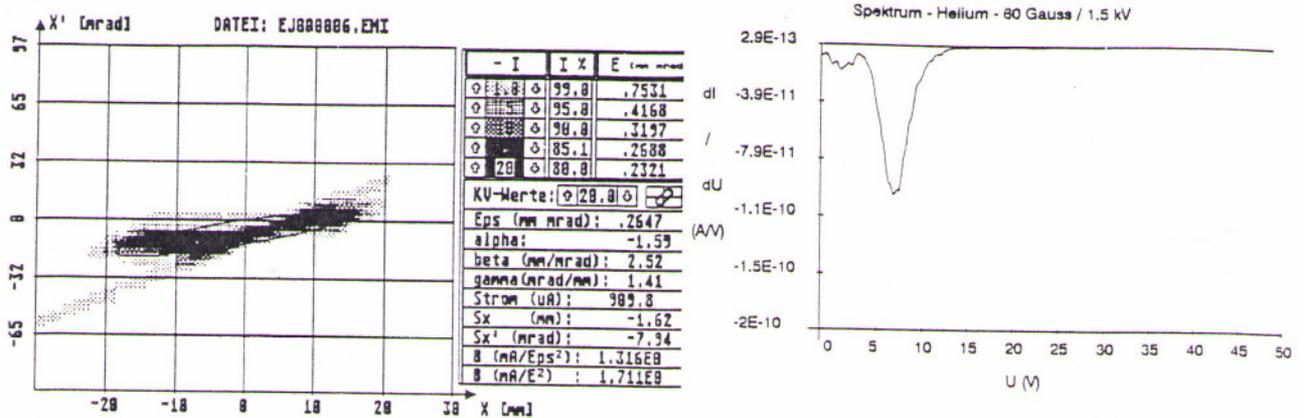


Abb 7.4.3.7+8 Erste Messung mit Gasentladung. Magnetfeld 60 Gauß, Anodenspannung 1500 Volt.

Die Emittanzmessung zeigt einen fast parallelen nur noch schwach divergenten Strahl von etwa 40 mm Durchmesser. Die Emittanz ist auf 0.417 mm*mrad, d.h. um 19 % gegenüber der Drift gestiegen. Die Spektromettermessung zeigt, daß der Kompensationsgrad von 25-63 % (Peakbreite 7 V) gegenüber der Drift größer ist.

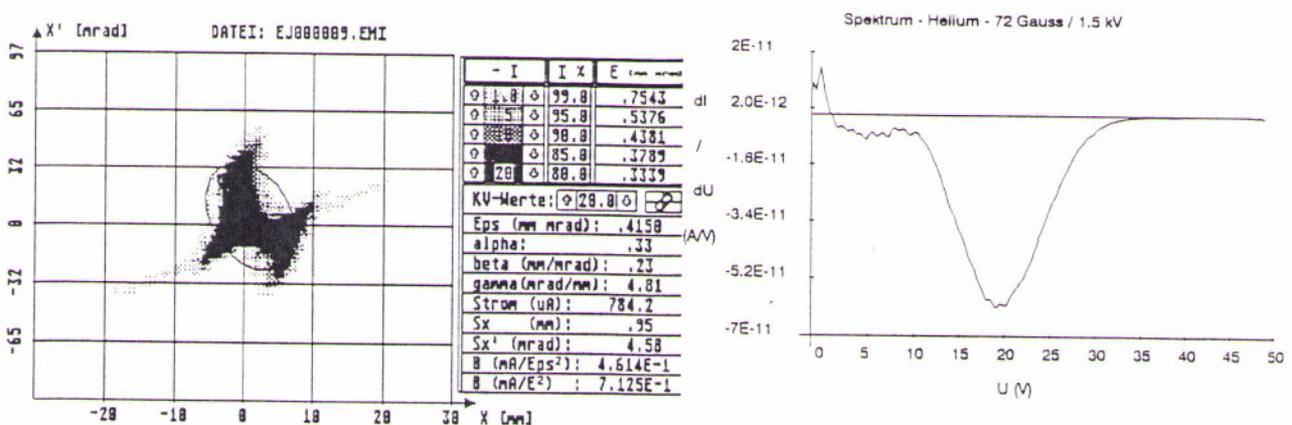


Abb 7.4.3.9+10 Magnetfeld 72 Gauß, Anodenspannung 1500 V .

Die Emittanzmessung zeigt, daß der Strahl durch die Linse stark beeinflusst und umstrukturiert wurde. Die Emittanz ist auf 0.537 mm*mrad, d.h. um 53 % gegenüber der Drift stark gestiegen. Der Strahl scheint aus zwei Strahlen zu bestehen, der eine leicht divergent, der andere quasi im Fokus. Der Strahl ist insgesamt stark fokussiert und hat einen Durchmesser von nur noch 17 mm. Die Spektromettermessung zeigt bei einer Peakbreite von 22 Volt, daß der Strahl vollkommen dekompenziert ist.

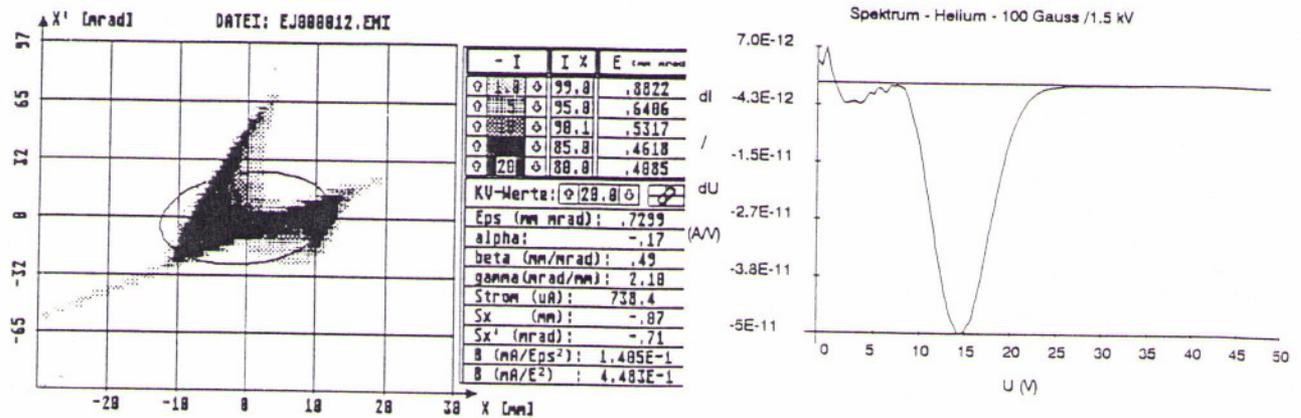


Abb 7.4.3.11 + 12 Magnetfeld 100 Gauß, Anodenspannung 1500 Volt.

Hier wurde der Strahl noch stärker umstrukturiert und die Emittanz ist auf $0.640 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, d.h. um 83 % gegenüber der Drift extrem gestiegen. Der Hauptteil des Strahles ist leicht divergent. Der Strahldurchmesser ist wieder auf etwa 25 mm gestiegen. Die Spektromettermessung läßt bei einer Peakbreite von 14.6 Volt auf eine geringe Kompensation schließen.

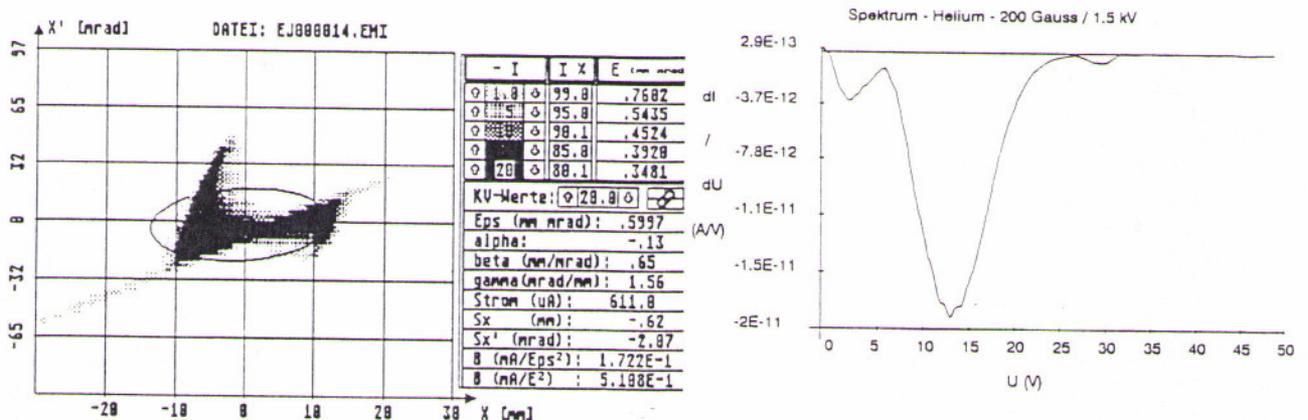


Abb 7.4.3.13 + 14 Magnetfeld 200 Gauß, Anodenspannung 1500 Volt.

Die weitere Erhöhung des Magnetfeldes ergab keine wesentliche Veränderung gegenüber der letzten Messung. Die Spektromettermessung deutet bei einer Peakbreite von 21 Volt wieder auf einen dekompenzierten Strahl hin. Die Emittanz ist wieder etwas kleiner geworden. Sie beträgt $0.543 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ist also 55 % größer als bei der Drift.

Durch eine Reparatur an der Quelle ergab sich nach der Wiederaufnahme der Messungen ein höherer Strahlstrom von $800 \mu\text{A}$ Helium bei 10 keV Strahlenergie. Deshalb wurde erneut eine Driftmessung vorgenommen.

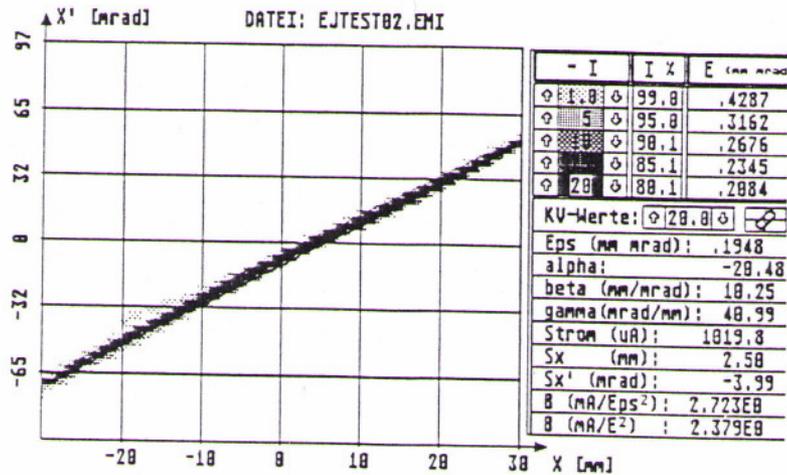


Abb. 7.4.3.15 Driftmessung nach Umbau, Heliumstrahl mit 10 keV Strahlenergie und $800 \mu\text{A}$ Strahlstrom.

Es hat sich nach der Belüftung nicht nur eine wesentliche Steigerung des Strahlstromes auf $800 \mu\text{A}$ ergeben, die Emittanz ist auch auf $0.316 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ gefallen. Der Endwinkel und auch der Endradius sind geringfügig größer geworden.

Es wurde nun die Meßreihe fortgesetzt und ein noch höheres Magnetfeld vorgegeben.

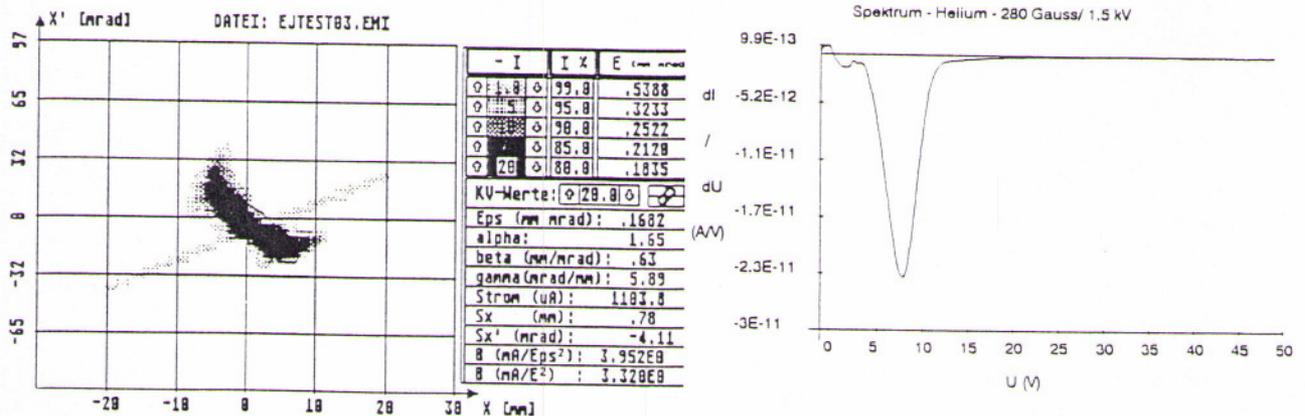


Abb 7.4.3.16 + 17 Magnetfeld 280 Gauss , Anodenspannung 1500 Volt . Der Strahlstrom betrug $900 \mu\text{A}$.

Die Emittanz ist mit $0.323 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ gegenüber der Drift unverändert. Neben der leichten Deformation der Emittanz ist auch die klare Konvergenz der Strahles zu vermerken. Dies ist eine erhebliche Verbesserung gegenüber der Messung bei 200 Gauss . Der Strahldurchmesser beträgt nur etwa 18 mm . Die Spektrometermessung zeigt einen gegenüber der Drift vergrößerten Kompensationsgrad.

Um den Einfluß unterschiedlicher Entladungsspannungen festzustellen wurde bei den folgenden Messungen die Entladungsspannung auf 3000 Volt erhöht. Es wurde wieder das Magnetfeld sukzessive gesteigert.

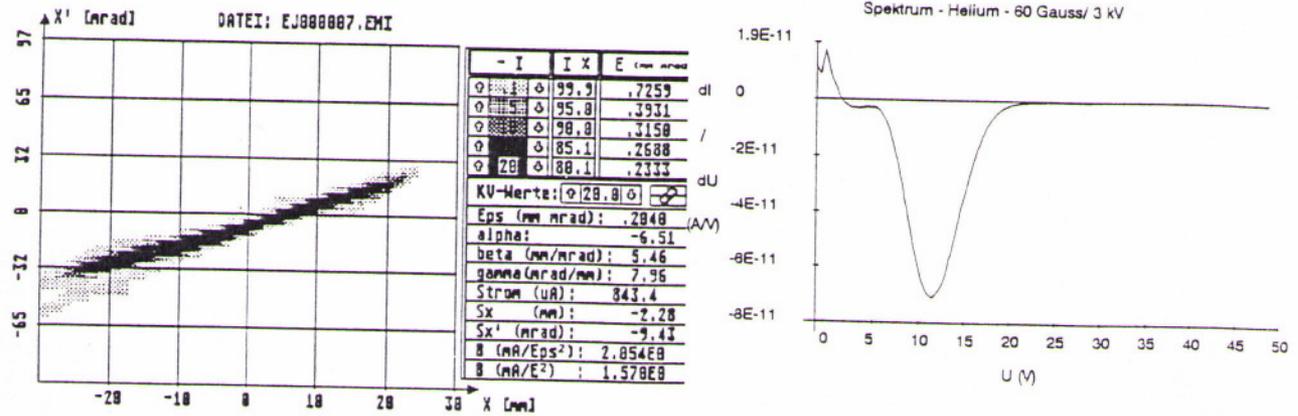


Abb 7.4.3.18 + 19 Messung bei 3000 V und 60 Gauß. Der Strahlstrom betrug 1.15 mA

Es zeigt sich eine leichte Fokussierung die jedoch schwächer als bei 1500 Volt Anodenspannung ist. Die Emittanz beträgt $0.393 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und ist damit um ca. 24 % gegenüber der Drift gestiegen. Der Strahldurchmesser beträgt etwa 48 mm, der Endwinkel $2 \cdot 30 \text{ mrad}$.

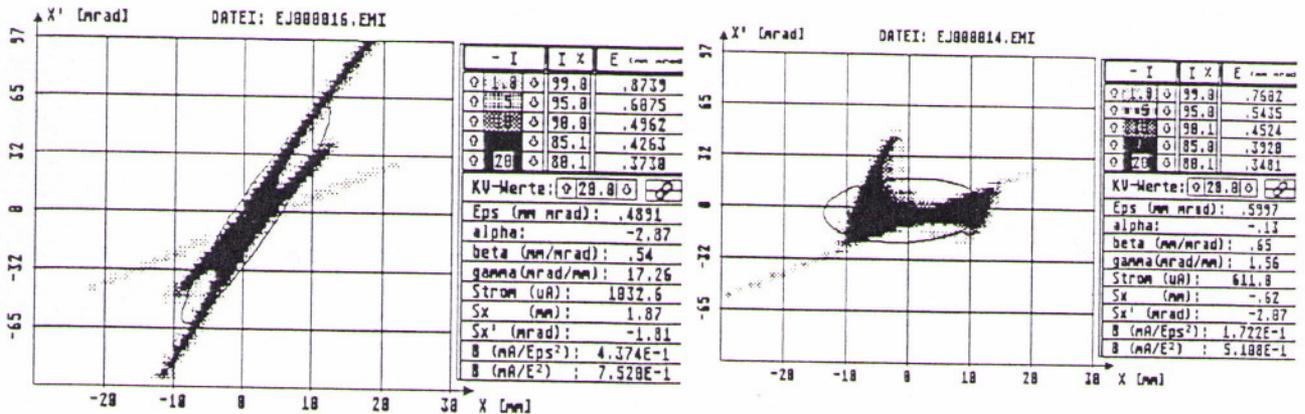


Abb 7.4.3.20 + 21 Anodenspannung 3000 V, Magnetfeld 140 Gauß. Der Strahlstrom betrug 1.15 mA.

Die Emittanz betrug $0.6075 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, d.h. sie ist um den Faktor 1.92 höher als bei der Drift. Die Emittanzfigur zeigt sich in zwei Teilbereiche mit unterschiedlicher hoher Divergenz aufgespalten. Der Strahldurchmesser beträgt etwa 33 mm. Die Interpretation der Spektromettermessung erweist sich als schwierig. Die Peakbreite ist weit größer als theoretisch erwartet.

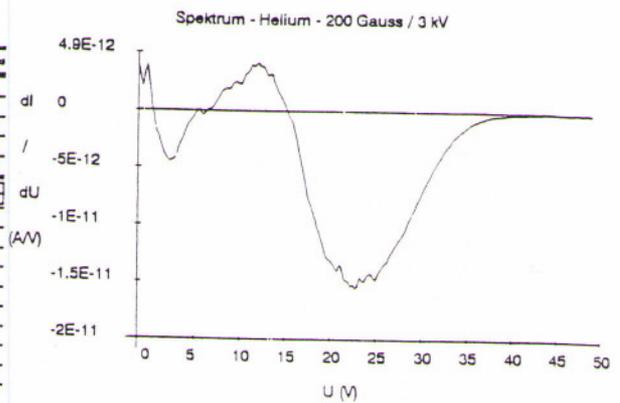
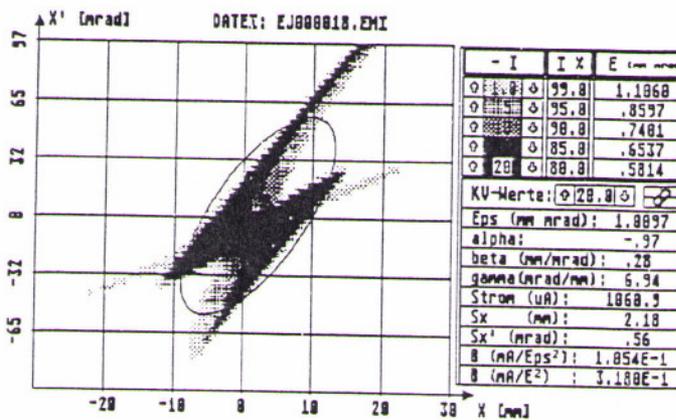


Abb 7.4.3.22 + 23 Anodenspannung 3000 V , Magnetfeld 200 Gauß. Der Strahlstrom betrug 1 mA.

Die Emittanzfigur wird noch stärker verzerrt, die Emittanz ist weiter auf 0.859 mm*mrad gestiegen.

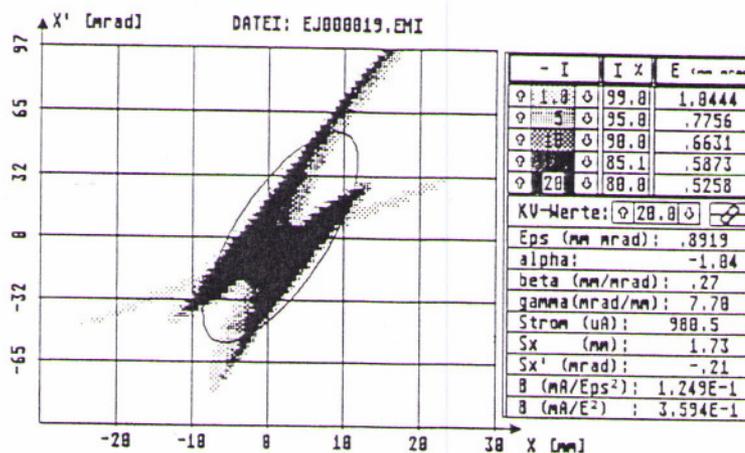


Abb 7.4.3.24 Anodenspannung 3000 V ,Magnetfeld 280 Gauß. Der Strahlstrom betrug 950 µA.

Auch eine weitere Erhöhung des Magnetfeldes bewirkt keine Änderung mehr. Die Emittanz beträgt 0.775 mm*mrad.

Messungen mit 5000 V Spannung zwischen Anode und Kathode zeigen ähnliches Verhalten, wie die soeben dargestellten. Generell stiegen Strahldurchmesser und Divergenz mit der Anodenspannung. Weiter fiel auf, daß mit zunehmenden Magnetfeld der Strahlstrom durch die Anordnung leicht fällt. Dieser Abfall erklärt sich nicht durch Schwankung des von der Quelle gelieferten Stromes.

Von Interesse ist auch die Frage, ob durch Veränderung des Restgasdruckes im Bereich unterhalb der "großen" Gasentladung, sich die Eigenschaften der Linse wesentlich ändern. Es wurde Helium eingelassen und bei drei Drücken zwischen $3 \cdot 10^{-5}$ hPa und $1 \cdot 10^{-4}$ hPa gemessen. Dabei wurden die anderen Linsenparameter (60 Gauß, 1500 V) festgehalten.

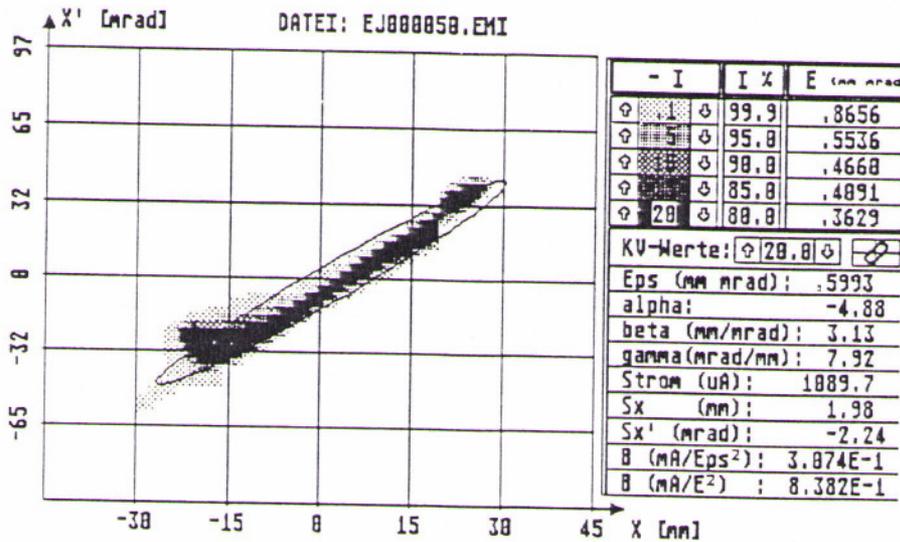


Abb. 7.4.3.24 Druck $3 \cdot 10^{-5}$ hPa, Anodenspannung 1500 V, Magnetfeld 60 Gauß. Strahlstrom $800 \mu\text{A}$.

Bei dieser Messung wurde die Emittanzellipse an den Enden stark deformiert. Die Emittanz ist gegenüber der Messung bei $1 \cdot 10^{-5}$ hPa gestiegen (Vergl. Abb. 7.4.3.7). Sie beträgt $0.5648 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Der Endwinkel ist hier gegenüber der Messung ohne Gaseinlaß von 14 auf 45 mrad gestiegen, und der Strahldurchmesser von 36 auf 58 mm. Die Linse fokussiert nur noch geringfügig.

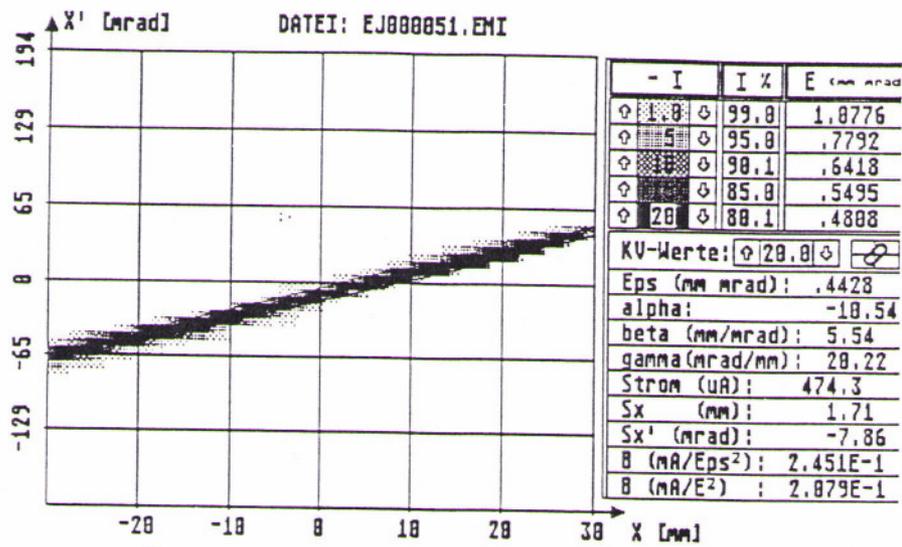


Abb. 7.4.3.26 Druck $7 \cdot 10^{-5}$ hPa, Anodenspannung 1500 V, Magnetfeld 60 Gauß . Strahlstrom $< 600 \mu\text{A}$

Die Emittanzfigur ähnelt sehr der der reinen Drift. Die Linse fokussiert nicht mehr. Die Emittanz ist weiter auf $> 0.7792 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ gestiegen (Der Ortsbereich des Strahles wurde nicht mehr ganz erfaßt). Der Strahl wurde auch von der Faradaytasse nicht mehr ganz erfaßt es wurden nur $600 \mu\text{A}$ 'Strahlstrom' gemessen.

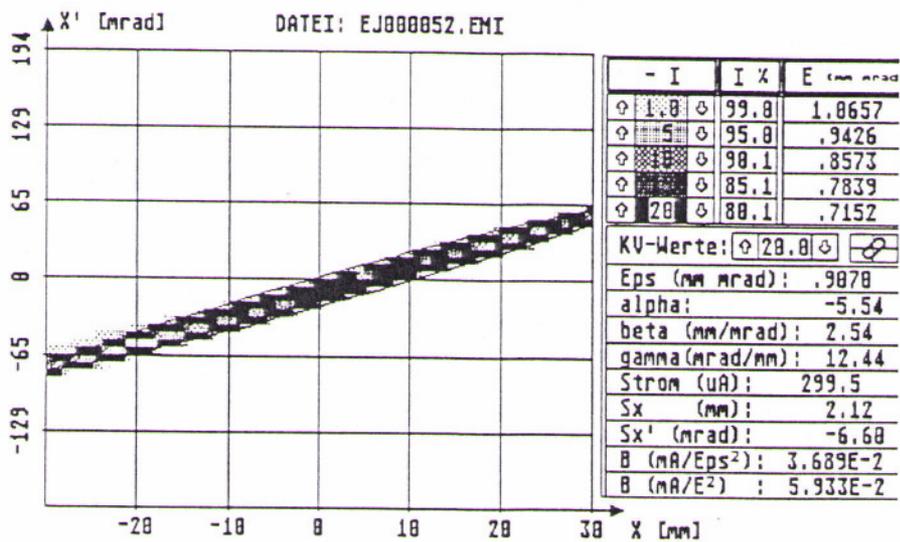


Abb. 7.4.3.27 Druck $1 \cdot 10^{-4}$ hPa, Anodenspannung 1500 V, Magnetfeld 60 Gauß . Strahlstrom $> 400 \mu\text{A}$

Die Emittanz ist auf $> 0.9426 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ angestiegen, der Endwinkel auf $< 67 \text{ mrad}$. Der Strahlradius ist deutlich größer als 30 mm. Der Strahl scheint leicht defokussiert zu werden.

Eine Erhöhung des Gasdruckes bei kleiner Entladung führt also dazu, daß die Linse nicht mehr fokussiert sondern möglicherweise sogar defokussiert.

Die nächste Messung zeigt das Verhalten bei einer "großen" Gasentladung. Hierzu wurde der Restgasdruck durch Einlassen von Helium auf $2 \cdot 10^{-4}$ hPa erhöht. Dies war hinreichend, da die Anwesenheit des Strahles den Bereich der "großen" Entladung zu etwas niedrigeren Drücken verschob. Das magnetische Feld betrug 120 Gauß im Zentrum, die Entladungsspannung liegt bei etwa 260 V, der Entladungsstrom betrug 10 mA.

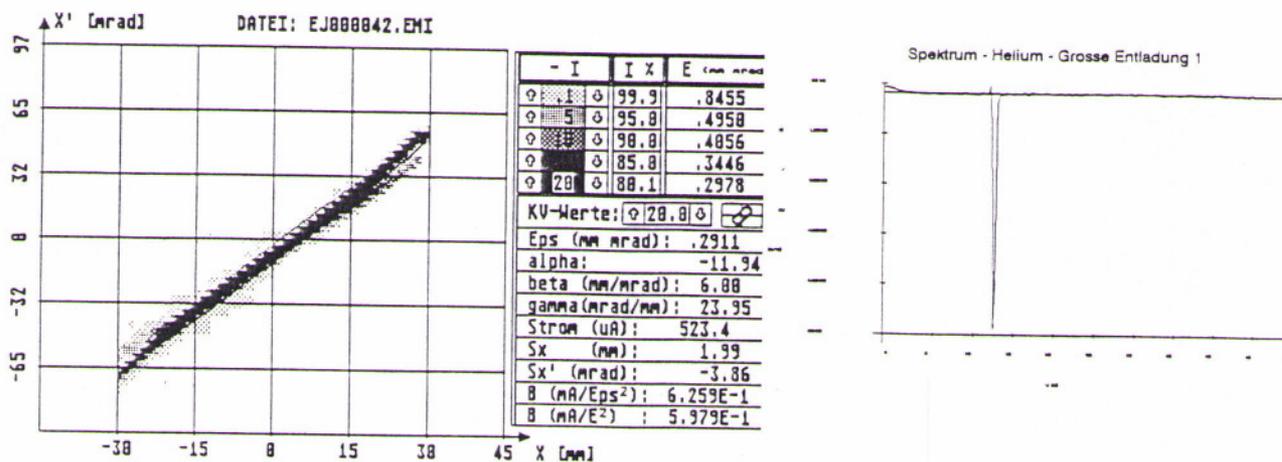


Abb. 7.4.3.28 + 29 Messung bei "großer" Entladung. Die Entladungsspannung betrug 260 V. Druck $2 \cdot 10^{-4}$ hPa, Magnetfeld 120 Gauß, Strahlstrom 390 μ A

Die Linse wirkt hier, wie zuvor bei der kleinen Entladung mit erhöhtem Druck nicht fokussierend sondern eher defokussierend. Die Emittanz ist mit 0.5086 mm*mrad nur 60 % höher als bei der Drift. Die eigentliche Überraschung bildet die Spektrometermessung. Die Peakbreite ist mit etwa 1V extrem gering. Dies läßt auf einen hohen Kompensationsgrad (80-90%) schließen. Das Achsenpotential des Strahles von 13.4 Volt ist demgegenüber noch recht hoch.

Um das Verhalten der Gabor-Plasma-Linse bei verschiedenen Füllgasen zu untersuchen wurden auch Messungen mit Argon und einem Argon-Wasserstoff Gemisch durchgeführt. Die Strahlenergie betrug wieder 10 keV. Es wurde zunächst kein weiteres Gas eingelassen. Das Restgas besteht dann im wesentlichen aus Argon, der angezeigte Druck betrug $1 \cdot 10^{-5}$ hPa.

Es wurde erst wieder eine Messung am driftenden Strahl bei ausgeschalteter Linse durchgeführt.

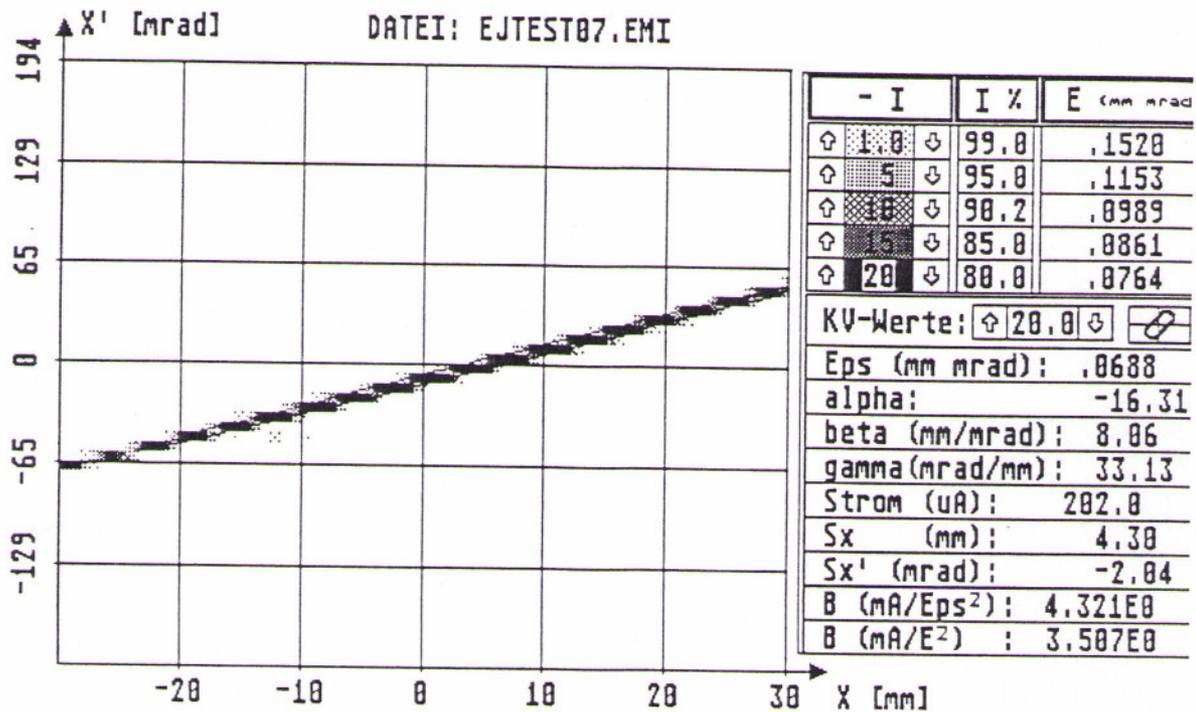


Abb. 7.4.3.30 Driftmessung am Argonstrahl. Strahlstrom $\geq 215 \mu\text{A}$.

Das Ergebnis gleicht nahezu völlig dem bei Helium gewonnenen. Die normierte Randemittanz beträgt 0.1153. Die unnormierte Randemittanz von $1555.5 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ entspricht sehr gut der des driftenden Heliumstrahles ($154 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$). Auch die Strahlperveanzen sind sich sehr ähnlich.

Es wurde nun eine Entladung in der Linse gezündet wobei die Entladungsspannung 1500 V, das Magnetfeld 60 Gauß betrug.

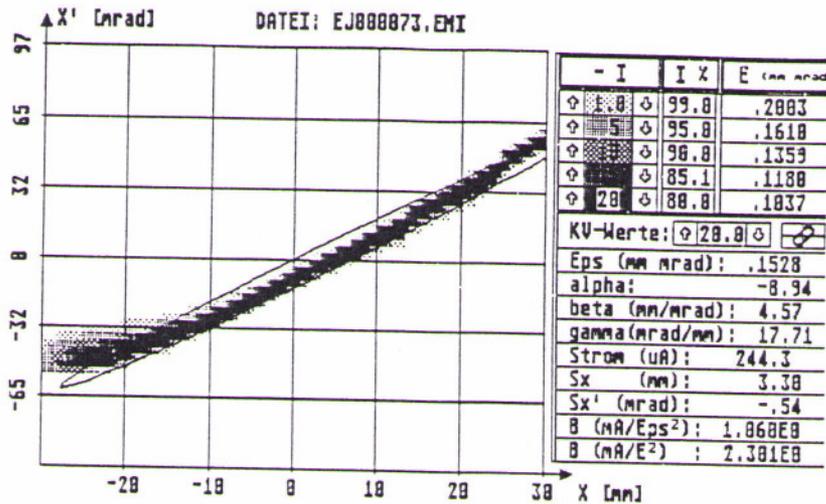


Abb. 7.4.3.31 Argonstrahl, Anodenspannung 1 500 V , Magnetfeld 60 Gauß, Strahlstrom 215 μ A.

Während diese Linsenparameter bei einem Heliumstrahl in Heliumrestgas zu einer deutlichen Fokussierung führten (Abb. 7.4.3.7), zeigt sich bei Argon praktisch keine Fokussierung. Die Emittanzfigur wird nur leicht verzerrt. Die Emittanz beträgt 0.161 mm*mrad und hat sich damit um ca 40 % gegenüber der Drift erhöht. Auch bei geringeren äußeren Feldern war mit der Argonentladung keine Fokussierung zu erreichen, wie die folgende Abbildung zeigt.

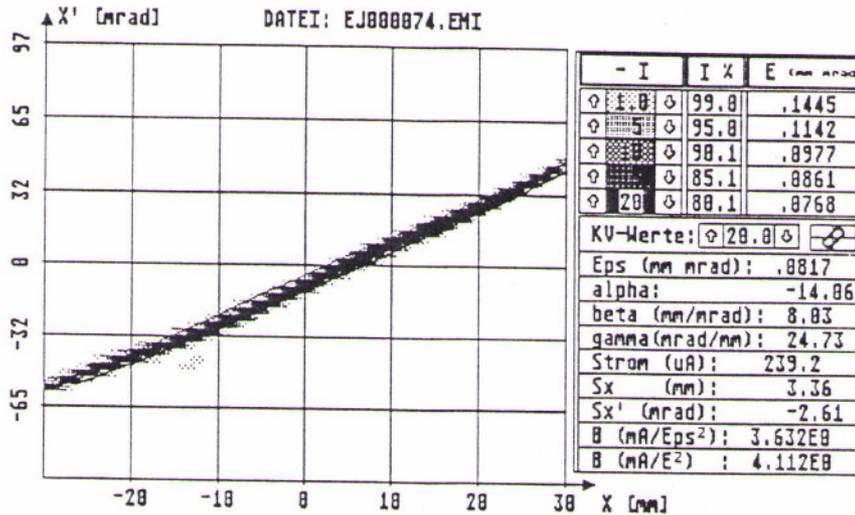


Abb. 7.4.3.32 Argonstrahl, Anodenspannung 1 500 V , Magnetfeld 60 Gauß, Strahlstrom 245 μ A.

Die Emittanz beträgt 0.1142 mm*mrad. Damit wird der Wert der Drift erreicht, jedoch stimmen bis auf den höheren Strom auch der Endwinkel und der Radius mit der Drift überein. Die stärkste Fokussierung bei einem Argonrestgasdruck von $1 \cdot 10^{-5}$ hPa wurde mit 5000 V Anodenspannung und einem Magnetfeld von 64 Gauß erzielt:

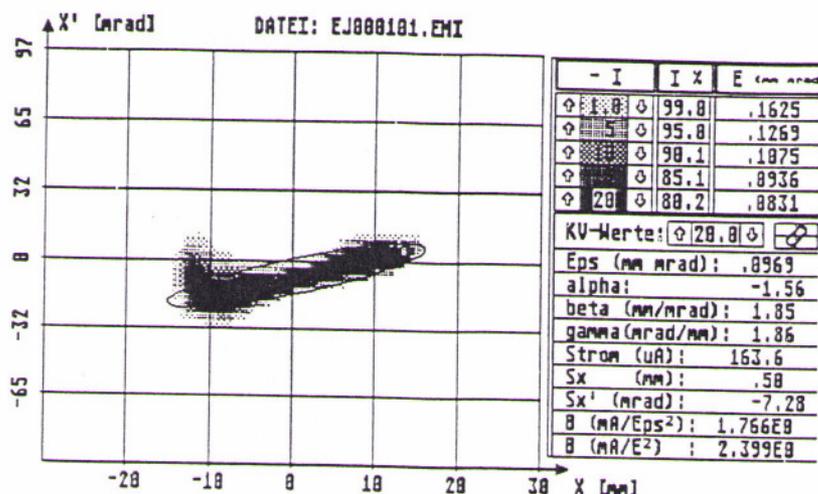


Abb. 7.4.3.33 Argonstrahl, Anodenspannung 5000V , Magnetfeld 64 Gauß, Strahlstrom 230 μ A.

Die Emittanz beträgt 0.1269 mm*mrad. Sie liegt um ca. 10 % höher als bei der Drift. Es zeigt sich ein deutlicher Einfluß der Linse auf den Endwinkel (17 mrad) und den Strahldurchmesser (32 mm). Die erreichbare Fokussierung ist schwächer als bei Helium und die Linsenparameter liegen in einem anderen Bereich. Bei den folgenden Messungen wurde zusätzlich eine geringe Menge Wasserstoffgas eingegeben. Die folgende Abbildung zeigt, daß sich dies bei Linsenparametern, die mit Argon zu einer guten Fokussierung führten, eher negativ auswirkt.

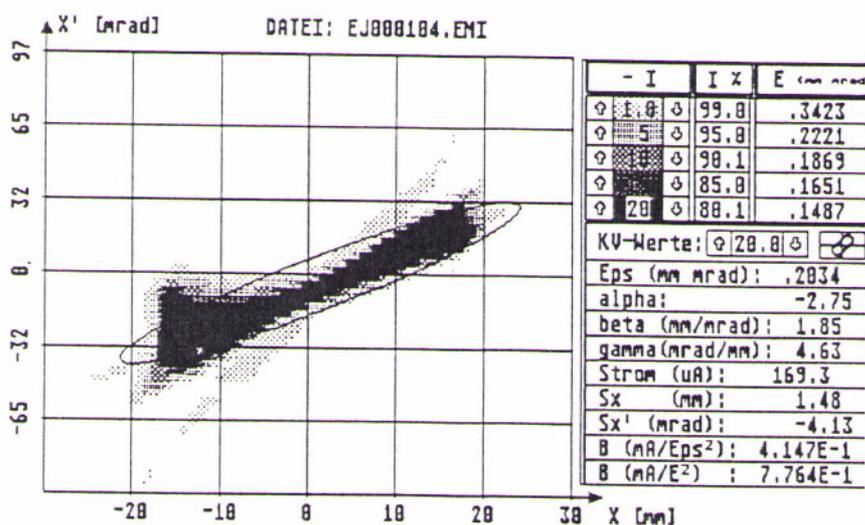
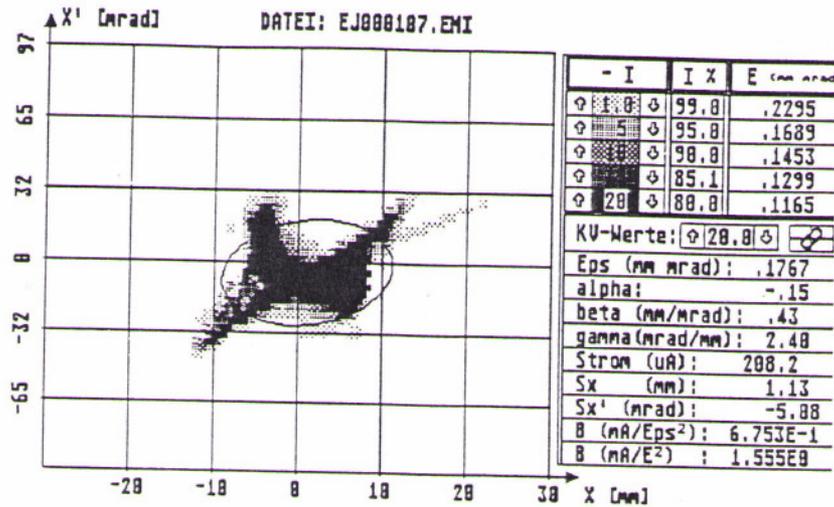


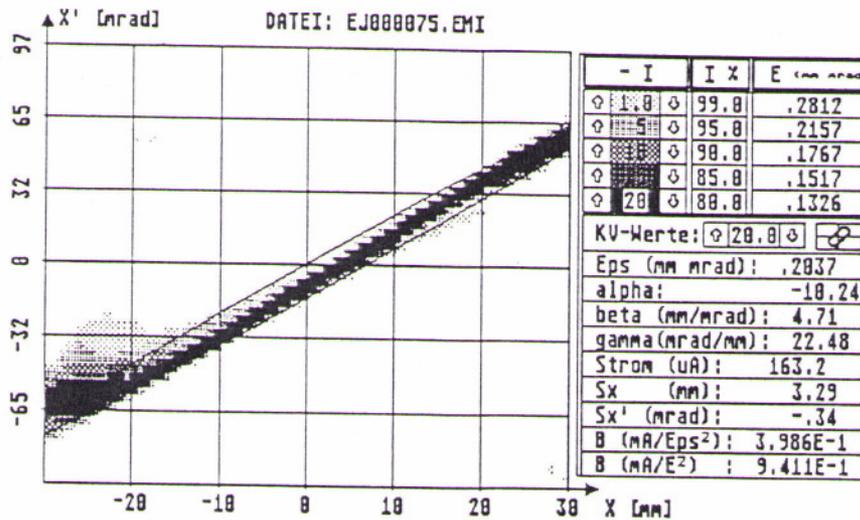
Abb. 7.4.3.34 Argonstrahl. Zusätzlicher H₂ Einlaß. Angezeigter Druck $2 \cdot 10^{-5}$ hPa Anodenspannung 500 0V , Magnetfeld 72 Gauß, Strahlstrom 270 μ A.

Die Emittanz beträgt 0.222 mm*mrad und liegt somit fast doppelt so hoch wie bei der letzten Messung. Endwinkel und Strahldurchmesser sind etwas größer. Deutlichen Einfluß zeigte der Wasserstoffeinlaß erst bei einer Absenkung der Anodenspannung auf 1800 V. Dies zeigt die folgende Abbildung:



7.4.3.35 Argonstrahl, zusätzlich Wasserstoff, Anodenspannung 1800V, Magnetfeld 80 Gauß, Strahlstrom 280 μ A.

Die Fokussierung ist deutlich stärker geworden und die Emittanzfigur ähnelt der im Falle von Helium bei ähnlichen Betriebsparametern. (Vergl. Abb. 7.4.3.9). Die Emittanz beträgt 0.169 mm*mrad und ist damit ca. 50 % höher als bei der Drift. Zum Vergleich wird nochmals eine Messung, ohne Wasserstoffeinlaß bei ansonsten gleichen Linsenparametern, angeführt:



7.4.3.36 Argonstrahl, Anodenspannung 2000V, Magnetfeld 80 Gauß, Strahlstrom 245 μ A.

Hier wird der Strahl sogar leicht defokussiert. Die Emittanz beträgt 0.216 mm*mrad und ist damit doppelt so groß wie bei der Drift.

Interpretation der Meßergebnisse

Sowohl der Helium- als auch der Argonstrahl werden vom alleinigen elektrischen oder magnetischen Feld der Linse praktisch nicht fokussiert. Dies steht mit der Theorie im Einklang.

Bei geringem Gasdruck ($1 \cdot 10^{-5}$ hPa) ist mit der "kleinen" Entladung bereits mit kleinen äußeren Feldern (Anodenspannung 1500 V, Magnetfeld 60 Gauß) eine Fokussierung zu erreichen, die den Strahl nahezu parallel macht, wobei die Emittanz nur geringfügig wächst. Eine Erhöhung des Magnetfeldes führt zunächst zu einer stärkeren Fokussierung mit allerdings deutlich wachsender Emittanz. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes wird die Emittanzfigur noch stärker verzerrt und der Strahlradius steigt wieder. Das könnte dadurch erklärt werden, daß der Strahl in der Linse ein- oder mehrmals einen Fokus durchläuft. Unter Umständen liegt also eine sehr starke Fokussierung vor. Die Verzerrung der Emittanzfigur könnte allerdings auch durch eine radial stark inhomogene Verteilung der Elektronendichte bewirkt worden sein. Bei weiter erhöhtem Magnetfeld tritt noch einmal ein Zustand ein, bei dem der Strahl sehr gut fokussiert wird und auch die Emittanz nicht wächst.

Steigert man die Entladungsspannung auf 3000 bzw. 5000 Volt so zeigt sich bei geringem Magnetfeld (60 Gauß) eine geringere Fokussierung. Eine Erhöhung des Magnetfeldes führt schnell zu einer starken Verzerrung der Emittanzfigur verbunden mit größeren Strahlradien und höheren Endwinkeln. Dies legt den Schluß nahe, daß der Strahl bereits einen Fokus durchlaufen hat. Das Emittanzwachstum war bei den hohen Entladungsspannungen größer.

Bei steigendem Restgasdruck sinkt die Fokussierungsstärke der "kleinen" Entladung schnell. Die Linse scheint sogar leicht defokussierend zu wirken. Die Emittanz steigt stark an. Ähnliches gilt für die große Entladung die ebenfalls bei hohem Druck stattfindet.

Im Gegensatz zu Helium werden bei einer Argonentladung höhere Anodenspannungen benötigt, um zu einer Fokussierung zu gelangen. Die Fokussierstärke der Linse ist hierbei geringer. Gibt man jedoch eine geringe Menge Wasserstoff zu, so läßt sich in bestimmten Parameterbereichen eine ähnliche Fokussierung wie mit Helium erreichen. Das Verhalten könnte damit zu erklären sein, daß leichte Restgasionen schneller aus der Linse getrieben werden und somit eher den Aufbau einer negativen Raumladung ermöglichen.

Bei höheren Anodenspannungen ist der Strahl stets dekompenziert. Es zeigte sich, daß mit Erhöhung der Anodenspannung der Kompensationsgrad des Strahles sinkt. Der Kompensationsgrad ist ebenfalls dann niedrig, wenn man einen Strahlfokus im Bereich der Restgasionspektrometermessung vermuten kann. Bei der "großen" Entladung war der Strahl gut kompensiert.

Im folgenden werden einige Parallelen zwischen den Ergebnissen der Messungen mit dem Restgasionspektrometer und den Ionenstrahlmessungen herausgestellt.

Die Spektrometermessungen zur Raumladung in der Linse deuten auf eine hohe Raumladung im Bereich niedrigen Druckes und bei hohem Magnetfeld hin. Dem entspricht auch die starke Fokussierung des Ionenstrahles bei niedrigem Druck. Nimmt man an, daß der Strahl ein- oder mehrfach einen Fokus durchläuft, so steigt auch die beobachtete Fokussierung bei steigendem Magnetfeld ("kleine" Entladung).

Analoges gilt für den Vergleich zwischen Argon und Helium als Füllgas. Die Spektrometermessungen zeigen eine höhere Raumladung in der Linse bei Betrieb mit Helium und auch die Fokussierung des Ionenstrahles ist hier stärker.

Bei der "großen" Entladung zeigte die Restgasionenspektrometermessung das Fehlen einer Raumladung in der Linse an, entsprechend wurde der Ionenstrahl nicht fokussiert.

Es soll nun noch für ein Beispiel aus der gemessenen Fokussierung des Ionenstrahles auf die in der Linse befindliche Raumladung geschlossen werden um einen Anhaltspunkt zu erhalten wie weit der theoretisch mögliche Füllgrad erreicht wird. Als Beispiel wird die Messung mit Heliumstrahl bei einer Anodenspannung von 1500 V und einem Magnetfeld von 60 Gauß dienen. Hier kann davon ausgegangen werden, daß noch kein Fokus durchlaufen wurde, es besteht also keine Mehrdeutigkeit bei der Bestimmung der Brennweite.

Durch Vergleich mit numerischen Enveloppenrechnungen, erhält man für diesen Fall eine Brennweite von 0.4 m. Diese Brennweite entspricht der einer homogenen Ladungsverteilung von 0.15 m Länge und der Ladungsdichte von $6.2 \cdot 10^{-6} \text{ C} \cdot \text{m}^{-3}$. Bei der Berechnung wurde eine Brennweitenformel entsprechend der von Kapitel 5.5.2 verwendet. Diese Ladungsdichte beträgt 22% der theoretisch möglichen Ladungsdichte (Kapitel 5.2) von $2.8 \cdot 10^{-5} \text{ C} \cdot \text{m}^{-3}$. Nimmt man an, daß die Linse homogen mit der aus der Messung abgeleiteten Dichte gefüllt ist so ergibt sich eine radiale Potentialdepression von 440 Volt. Das heißt, das Potential im Zentrum der Linse sollte um etwa 440 V abgesunken sein. Es liegen für Helium keine direkten Vergleichsmessungen zur Raumladung mit dem Restgasionenspektrometer vor, trotzdem erscheint dieser Wert durchaus plausibel.

8. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Gabor-Plasma-Linse zur Fokussierung positiver Ionenstrahlen niedriger Energie konzipiert und aufgebaut. Die Erzeugung der Elektronen geschieht hier über eine Gasentladung, die im Linsenvolumen brennt. Die entstandenen Elektronen werden in einem elektromagnetischen Feld eingefangen. Die entstandenen Restgasionen werden aus dem Linsenvolumen herausbeschleunigt.

Die Lösung der Bewegungsgleichung von Elektronen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern, unter Berücksichtigung der Elektronenraumladung, führt auf die Existenz einer maximalen Elektronendichte die abhängig ist vom Quadrat des magnetischen Feldes. Die Rechnung zeigte überdies, daß nach dem lokalen Erreichen der maximalen Elektronendichte eine Homogenisierung der Raumladung stattfindet. Die Diffusion der Elektronen, durch Stöße wurde allerdings nicht berücksichtigt. Eine generelle Aussage über das radiale Dichteprofil kann nicht gemacht werden.

Die Untersuchungen zum Entladungsverhalten wurden für verschiedene Betriebsgase durchgeführt. Eine Zündung der Gasentladung konnte oberhalb einer gewissen Anodenspannung und eines gewissen Magnetfeldes immer erreicht werden. Die gegenüber der Paschenbedingung niedrigere Anodenspannung bei vorhandensein eines Magnetfeldes konnte anhand der "verkleinerten" freien Weglänge erklärt werden.

Die Dichtemessungen der Elektronen wurden mit einem elektrostatischem Gegenfeldspektrometer und einer elektrischen Langmuirsonde durchgeführt. Letztere ergaben, aufgrund der starken Störung der Gasentladung durch die Sonde, keine verwertbaren Ergebnisse. Die Energie der aus dem Linsenvolumen herausbeschleunigten Restgasionen erlaubt im Prinzip einen Rückschluß auf ihr Entstehungspotential. Obwohl auch hier keine quantitative Aussage über das Dichteprofil gemacht werden konnte, erlaubte die Messung eine quantitative Aussage über den Füllgrad. Hierbei zeigen sich bei verschiedenen Betriebsbedingungen drastische Unterschiede. Die besten Ergebnisse ergaben Messungen an einer Entladung bei niedrigem Druck und geringer Stromstärke und hohem Magnetfeld.

Ein empfindliches Meßinstrument zur Bestimmung der radialen Dichteverteilung ist der zu fokussierende Ionenstrahl selbst. Die Linse wurde in eine bestehende Ionenstrahltransportstrecke eingefügt. Messungen mit Argon- und Heliumionenstrahlen bei 10 keV Strahlenergie und Strömen zwischen $200 \mu\text{A}$ und 1.15 mA wurden durchgeführt. Die Emittanz und Profilmessungen zeigten auch hier wieder eine drastische Abhängigkeit des Strahlverhaltens von den eingestellten Linsenparametern. Zum überwiegenden Teil wurden Ausgangsemittanzen gemessen, die neben den stärksten beobachteten Fokussiereffekte starke sphärische Aberrationen zeigten und mit erheblichem Emittanzwachstum verbunden waren. Dies läßt auf eine stark inhomogene Verteilung der Elektronen schließen. Diese Ergebnisse wurden hauptsächlich bei hohen Linsenspannungen erzielt und zeigten zudem eine z.T. erhebliche Reduzierung des Kompensationsgrades hinter der Linse.

Bei niedriger Linsenspannung zeigte sich eine reduzierte Fokussierung des Strahles, die Aberrationen und das Emittanzwachstum waren aber weitaus geringer. Der Kompensationsgrad des Strahles hinter der Linse blieb z. T. gegenüber einer reinen Driftmessung erhalten oder stieg sogar an.

Die besten Ergebnisse ergaben sich bei 1500 V zwischen Anode und Kathode und einem magnetischen Feld auf der Achse von 280 Gauß. Der Restgasdruck betrug $1 \cdot 10^{-5}$ hPa (größtenteils Helium). Ein 10 keV Heliumstrahl konnte entsprechend einer Brennweite von 20 cm bei vernachlässigbarem Emittanzwachstum fokussiert werden.

Eine Variation der Linsenbrechkraft bei gleichzeitig kleinem Emittanzwachstum konnte nur in einem geringen Maße erreicht werden.

Die angeführten Untersuchungen zeigen, daß es prinzipiell möglich ist, eine durch eine Gasentladung gefüllte Gabor-Plasma-Linse, als ionenoptisches Element zu betreiben. Eine Linearität der Feldverteilung und einen genügend hohen Füllgrad konnte nur in einigen Betriebszuständen erreicht werden.

Die theoretischen und experimentellen Ansätze sind durchaus vielversprechend und lassen erhebliche Verbesserungen durch weitergehende Untersuchungen erwarten. Hier sind insbesondere theoretische und numerische Untersuchungen über das Einschlußverhalten von Elektronen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern notwendig. Dies führt zu einer Optimierung der Linsengeometrie hinsichtlich eines höheren Füllgrades. Fadenstrahlmessungen sind eine Möglichkeit um Aussagen über das radiale Dichteprofil zu gewinnen. Aber auch die Füllung der Linse mit thermischen Elektronen könnte ein Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.

9. Literaturverzeichnis

- [BAL] Fa. Balzers
Partialdruckmessung in der Vakuumtechnik
Balzers, Lichtenstein
- [BOG87] E. Boggasch
Die Plasmalinse, eine stromstarke Z-Pinch-Entladung zur Fokussierung
geladener Teilchen in Hochenergiebeschleunigern
Diss., Universität Erlangen
- [BOO77] R. Booth, H.W. Levevre
"Space-Charge-Lens for high current Ionbeams"
Nuclear Inst. and Meth. 151 (1978) 143-147
- [BOR32] B. von Borries und E. Ruska
Das kurze Raumladungsfeld einer Hilfsentladung als Sammellinse
für Kathodenstrahlen
Zeitschrift f. Phys. 76 (1932) 649
- [DAN74] B. Daniels
Beschleuniger
Teubner Studienbücher, ISBN 3-519-03029-2
- [DÖL86] R. Dölling
Auswirkung thermischer Fluktuationen der Ionenladungsdichte
auf die Heizung der Elektronen und den Gleichgewichtskompensationsgrad
AP - GSI Seminarvortrag 5.12.1986
- [GAB47] D. Gabor
A Space-Charge Lens for the Focusing of Ion Beams
Nature 160 (1947) 89
- [GAB75] M.D. Gabovich
Loss of neutralisation for a stable neutralized ion beam
Sov. Phys. Tech. Phys. 19 (1975) 1502

- [GAM79] G.M. Gammel, A.W. Maschke, R. M. Mobley
 Bunched Beam Neutralisation
 IEEE Trans. Nucl. SCI., Vol NS-26,3(1979)
- [GLA52] Glaser
 Grundlagen der Elektronenoptik, S. 331- 333
 Springer-Verlag, Wien 1952
- [HER79] W.B. Herrmannsfeldt
 Electron Trajectory Program
 Stanford University Press, 1979
- [HOF86] I. Hofmann
 Two-stream-instability of compensated beams of heavy ions
 GSI Scientific Report 1986
- [HOL79] A.J.T. Holmes
 Theoretical and experimental study of space charge in intense ion beams
 Phys. Rev. A. 19 (1979) 389
- [KAP59] I.M. Kapchinskij, V.V. Vladimirskij
 Proc. Int. Conf. on High Energy Acc.
 1959 CERN Geneva, P. 274
- [KUC88] H. Kuchling
 Taschenbuch der Physik
 Harri Deutsch Thun und Frankfurt/Main, 1988
- [LAN23] I. Langmuir, H. Mott-Smith
 Studies of electric discharge in gases at low pressures
 G. E. Rev. 26 (1923) 731
- [LAN88] K. Langbein
 Europ. Pa. Acc. Conf.
 World Scientific, ISBN 9971-50-642-4 1989 Singapur

- [MOB73] R.M. Mobley
GABOR LENSES--EXPERIMENTAL RESULTS AT BROOKHAVEN
Brookhaven National Laboratory, 1973
- [MÜL86] A. Müller-Rentz
Bau und Untersuchung elektrostatischer und magnetischer Linsen
zum Einschub hochintensiver Strahlen in den RFQ
Dipl. Arbeit, IAP Frankfurt 1986
- [NOB88] R.J. Noble
Beam Transport with Magnetic Solenoids and Plasma Lenses
LINAC Conference, 1988
- [PAL89] J.A.Palkovic
Gabor lens focusing of a negative ion beam
1989
- [POZ89] J. Pozimski
Digitale Meßwerterfassung auf dem IBM-PC
IAP-Int. Rep. 12-89, Frankfurt 1989
- [REI89] M. Reiser
Comparison of Gabor Lens, Gas focusing, and electrostatic Quadrupol
focussing for low-energiy ion beams
1989
- [RIE89] G. Riehl
Ionen-Strahl-Diagnose
IAP-Int.Rep. 14-89, Frankfurt 1989
- [RUP84] T. Rupp
Messung des Raumladungspotentials von Ionenstrahlen mit Langmuirsonden
Dipl. Arbeit, Inst. f. Kernphysik Frankfurt, 1984
- [SAC71] F.J. Sacherer
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971), P 1105

- [SAR88] M. Sarstedt
Untersuchungen zur Verzögerung eines intensiven Ionenstrahles auf
Energien unter 400 eV
Dipl. Arbeit, IAP Frankfurt 1989
- [SCH87] A. Schönlein
Emittanzwachstum und Raumladungskompensation bei
Transport intensiver Ionenstrahlen
Diss., GSI-Report 87-4
- [SIN85] W. Sinz
Beschreibung des erweiterten Rechenprogramms SLAC-166
Universität Frankfurt, 1985 (unveröffentlicht)
- [SIT89] F. Sittinger
Dipl. Arbeit, IAP Frankfurt 1989
- [WEI90] T. Weis
INJEKTION SYSTEMS FOR HIGH CURRENT ION ACCELERATORS
EPAC- Conference, 1990

A 1 Herleitung der Brennweitenformeln

1 Elektrostatistische Einzellinse

Geht man von 3 Blenden aus die die Linse bilden [GLA52] und angenommen Φ_0 sei das Potential des Strahles und der beiden äußeren Blenden, Φ_1 sei das Potential des Strahles bei der mittleren Blende. Die Blenden seien jeweils durch die Entfernung (d) getrennt. Das Potential steige (falle) linear zwischen den Blenden. Der Strahl hat den Durchmesser r_0 an der ersten Blende und besitzt keine radiale Geschwindigkeit ($r_0' = 0$) Es gilt:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{\Phi''}{4 * \Phi_0} * r_0$$

das ergibt $r_1' - r_0' = \frac{r_0}{4 * \Phi_0} * \Phi_m'$ mit $\Phi_m' = \frac{\Phi_1 - \Phi_0}{d}$.

durch das homogene Feld zwischen den Blenden gilt:

$$r_{1a}' = r_{0e}' * \frac{\sqrt{\Phi_0}}{\sqrt{\Phi_1}}$$

der Radius des Strahles an der zweiten Blende ist :

$$r_1 = \frac{r_0}{2} * \left(3 - \frac{\sqrt{\Phi_1}}{\sqrt{\Phi_0}}\right)$$

verfährt man ebenso bei den anderen Blenden so ergibt sich bei

$$\frac{1}{f_1} = \frac{r_{0e}'}{r_0} < 0$$

die Formel für die Brennweite :

$$\frac{1}{f_1} = \frac{3}{8 * d} * \frac{\Phi_1 - \Phi_0}{\sqrt{\Phi_1} * \Phi_0} * \left(3 + \frac{\Phi_1}{\Phi_0} - 4 * \frac{\sqrt{\Phi_1}}{\sqrt{\Phi_0}}\right)$$

2 Solenoid

Vernachlässigt man die axiale Geschwindigkeitsänderung der Teilchen so gelten die Bewegungsgleichungen:

$$x'' = \frac{q}{m \cdot v} \cdot (y' \cdot B + \frac{B' \cdot y}{2})$$

$$y'' = -\frac{q}{m \cdot v} \cdot (x' \cdot B + \frac{B' \cdot x}{2})$$

Hierbei ist m die Teilchenmasse, v die Teilchengeschwindigkeit, q die Ladung, B das Feld und B' der Feldgradient. Dieses System von Differentialgleichungen läßt sich durch

$$w(z) = e^{i \cdot \Theta(z)} \cdot u(z)$$

entkoppeln, wobei

$$u(z) = x(z) + iy(z) \quad \text{und} \quad \Theta(z) = \frac{q}{2 \cdot m \cdot v} \cdot \int_0^z B(z) dz \quad \text{angesetzt wird.}$$

Dies führt zu

$$w'' + k^2 \cdot w = 0 \quad \text{mit} \quad k = \left(\frac{q \cdot B}{2 \cdot m \cdot v} \right)$$

Nimmt man den einfachen Fall an :

$$B = B_{\max} \quad 0 < z < L$$

$$B = 0 \quad \text{außerhalb der Linse}$$

so ergibt sich für die gesamte Bilddrehung

$$\Theta_{\text{ges}} = \frac{q \cdot B_{\max} \cdot L}{2 \cdot m \cdot v} = k \cdot L$$

und es gilt wieder :

$$w'' + k^2 \cdot w = 0$$

Eine Lösung ist:

$$w_1(z) = a \cdot \cos k \cdot z$$

dies führt über

$$f = \frac{a}{w_1}$$

zu der Brennweitenformel:

$$f = \frac{1}{k \cdot \sin k \cdot L}$$

3 Elektrostatischer Quadrupol

Das Quadrupolpotential läßt sich als:

$$\Phi = -\frac{a \cdot (x^2 - y^2)}{2}$$

darstellen. Es ergeben sich folgende Feldkomponenten:

$$E_x = ax \quad \text{und} \quad E_y = -ay$$

mit dem Feldgradienten a . Diese bewirken auf ein Teilchen, das paraxial zur z -Achse fliegt, folgende Kräfte

$$K_x = m \cdot x'' = q \cdot a \cdot x \quad \text{und} \quad K_y = m \cdot y'' = q \cdot a \cdot y$$

Daraus folgen die Bahngleichungen erster Ordnung:

$$x'' = \frac{q \cdot a}{m \cdot v^2} \cdot x \quad \text{und} \quad y'' = -\frac{q \cdot a}{m \cdot v^2} \cdot y$$

dies führt mit $q > 0$, $a > 0$, $m = \text{const}$, $v = \text{const}$ und

$$k = \frac{\sqrt{q \cdot a}}{\sqrt{m \cdot v^2}}$$

zu den allgemeinen Lösungen :

$$x = \frac{x'(0)}{k} \cdot \sinh k \cdot z + x(0) \cdot \cosh k \cdot z$$

$$y = \frac{y'(0)}{k} \sin k \cdot z + y(0) \cos k \cdot z$$

wobei $x'(0), y'(0)$ der Eintrittswinkel in der x - z (y - z) Ebene sind. Für parallel einfallende Strahlen, die nicht innerhalb der Linse (der Länge L) die Achse kreuzen, ergibt sich dann die folgende Brennweite [DAN74]:

$$f = \frac{1}{k \sin k \cdot L}$$

4 Magnetischer Quadrupol

In Anlehnung an den el. Quadrupol besteht der magnetische Quadrupol aus vier magnetischen hyperbelförmigen Polen

Das skalare magnetische Potential

$$\Psi = a \cdot x \cdot y$$

erlaubt die Ableitung des Feldes

$$B_x = ay \quad \text{und} \quad B_y = -ax$$

dies führt zu folgenden Kräften auf die Teilchen:

$$K_x = qvB_y \quad \text{und} \quad K_y = -qvB_x \quad \text{sowie} \quad K_z = 0$$

setzt man dann

$$k = \frac{\sqrt{q \cdot a}}{\sqrt{m \cdot v}}$$

dann ergeben sich die nachfolgenden Gleichungen

$$x = \frac{x'(0)}{k} \sinh k \cdot z + x(0) \cosh k \cdot z$$

$$y = \frac{y'(0)}{k} \sin k \cdot z + y(0) \cos k \cdot z$$

und [DAN74]

$$f = \frac{1}{k \sin k \cdot L}$$

A 2 Simulationsprogramm

Elektronenbahn unter Raumladung und Magnetfeld in einer Gaborlinse
bei Waterbag-Verteilung der Elektronen

```
DEFDBL A-Z
OPEN "E:GLV.UR" FOR OUTPUT AS #1 : Doppelt genau rechnen
CLS : Öffnen einer Datei
SCREEN 12 : Grafikbildschirm ansprechen
WINDOW (-.07333, -.056)-(.07333, .056) : Fenstergröße
LINE (-.2, 0)-(.2, 0) : Achsenkreuz
LINE (0, -1.33333)-(0, 1.33333)
y = .0001 : Anfangsbedingungen
x = .0001
x1 = 0
x2 = 0
y1 = 0
y2 = 0
e = 1.6022D-19 : Naturkonstanten
me = 9.1095000000000001D-31
e0 = .000000000000088542#
ne = 320000000000000# : Elektronendichte
bz = .008 : Magnetfeldstärke (T)
k1 = (e ^ 2 * ne) / (2 * me * e0)
k2 = (e * bz) / (me)
FOR m = 0 TO 1500 : Schleife 1
FOR T = (m * 2E-10) TO (m + 1) * 2E-10 STEP 1E-12 : Schleife 2
x2 = k1 * x * (1 - (x ^ 2) / .00605) + k2 * y1 : Beschleunigung x
y2 = k1 * y * (1 - (y ^ 2) / .00605) - k2 * x1 : Beschleunigung y
x1 = x1 + x2 * 1E-12 : Integration
y1 = y1 + y2 * 1E-12
x = x + x1 * 1E-12
y = y + y1 * 1E-12
PSET (x, y) : Punkt auf Bildschirm setzen
NEXT T : Ende Schleife 2
PRINT #1, x, y : Punkt in Datei schreiben
NEXT m : Ende Schleife 1
LOCATE 1, 1: PRINT "ENDE"
WHILE INKEY$ = "": WEND
CLOSE : Datei schließen
```

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. H. Klein für die Aufnahme in das Institut sowie für die Anregung und Förderung dieser Diplomarbeit herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt den Mitgliedern der 'Neutralisations-Arbeits-Gruppe', Herrn Dr. T. Weis, Herrn Dipl. Phys. R. Dölling, Herrn Dipl. Phys. P. Groß, Herrn J. Wiegand und Herrn F. Fenger, für ihre Hilfe bei der Durchführung und Vorbereitung der Messungen und für das ausgezeichnete Arbeitsklima. Herrn Dr. T. Weis schulde ich besonderen Dank für die vielfältige Unterstützung. Herrn Dipl. Phys. R. Dölling schulde ich ganz besonderen Dank für die Vielzahl fruchtbarer Diskussionen und für die gute und produktive Zusammenarbeit.

Der Institutswerkstatt, unter Leitung Herrn Hausens, danke ich für die präzise und schnelle Ausführung aller Arbeiten. Herrn Müller möchte ich für die Mühen bei der Instandsetzung verschiedenster Geräte danken.

Mein Dank gilt auch Herrn Dipl. Phys. G. Riehl für die Hilfestellungen bei der Benutzung der Emittanzanlage und Herrn Dipl. Phys. W. Barth für die Hilfsbereitschaft.

Für die Einführung und Hilfe bei der Verwendung des SLAC-166 Rechenprogramms möchte ich Frau Dipl. Phys. E. Jennewein danken.

Bedanken möchte ich mich noch bei all jenen nicht namentlich genannten Mitgliedern des Institutes, die durch ihr freundliches Entgegenkommen und ihre Hilfe diese Arbeit unterstützt haben.