



GSI - 84 - 10
REPORT
AUGUST 1984
ISSN: 0171 - 4546

UNTERSUCHUNG DES RAUMLADUNGSPOTENTIALS
VON IONENSTRAHLEN

P. Kreisler

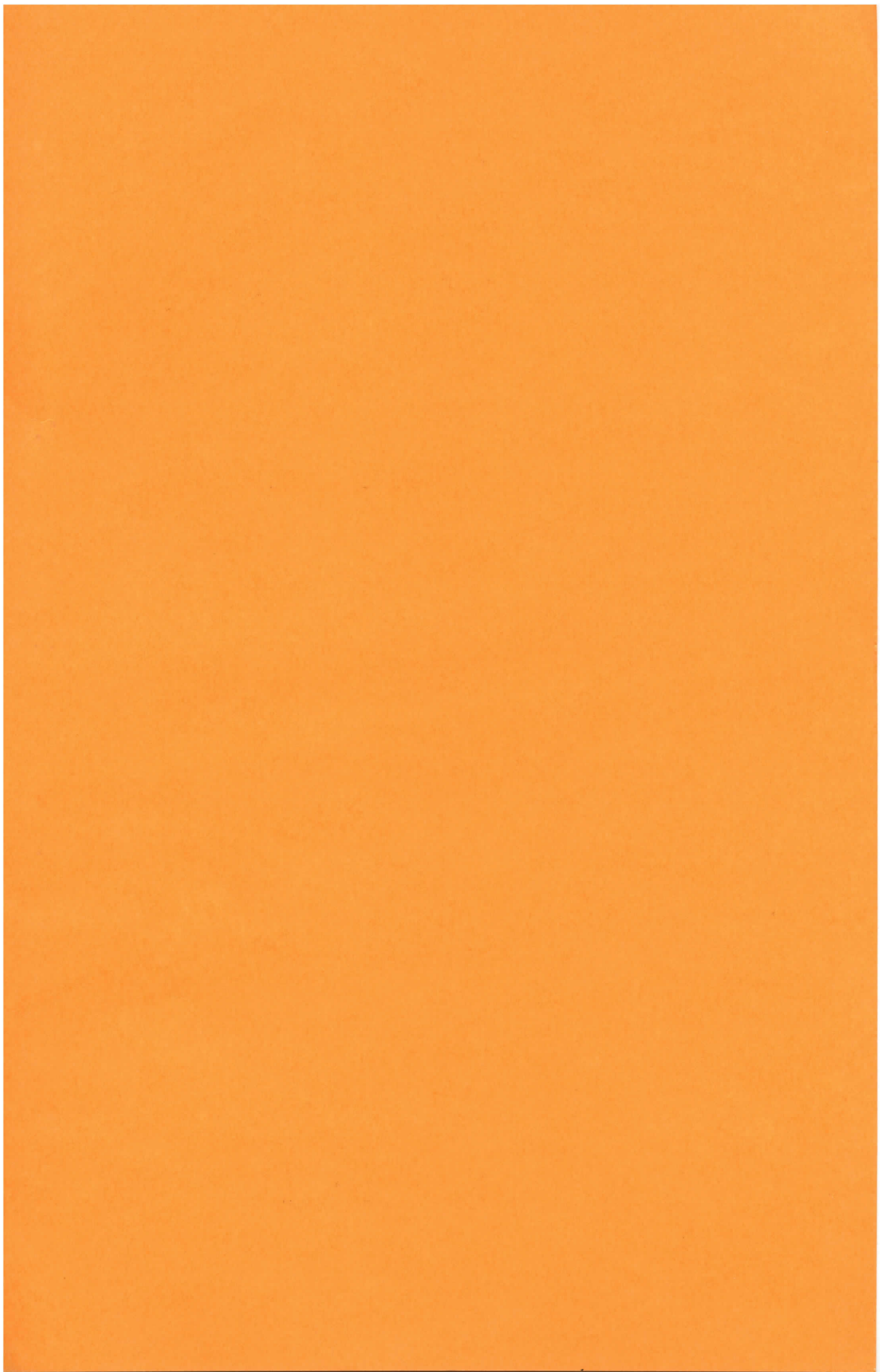
GSI Darmstadt
Bibliothek

Inv.-Nr. R 4579, C1

Datum: 14.8.84

(Doktorarbeit vorgelegt der Universität Frankfurt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstr. 1 · Postfach 110541 · D-6100 Darmstadt 11 · Germany

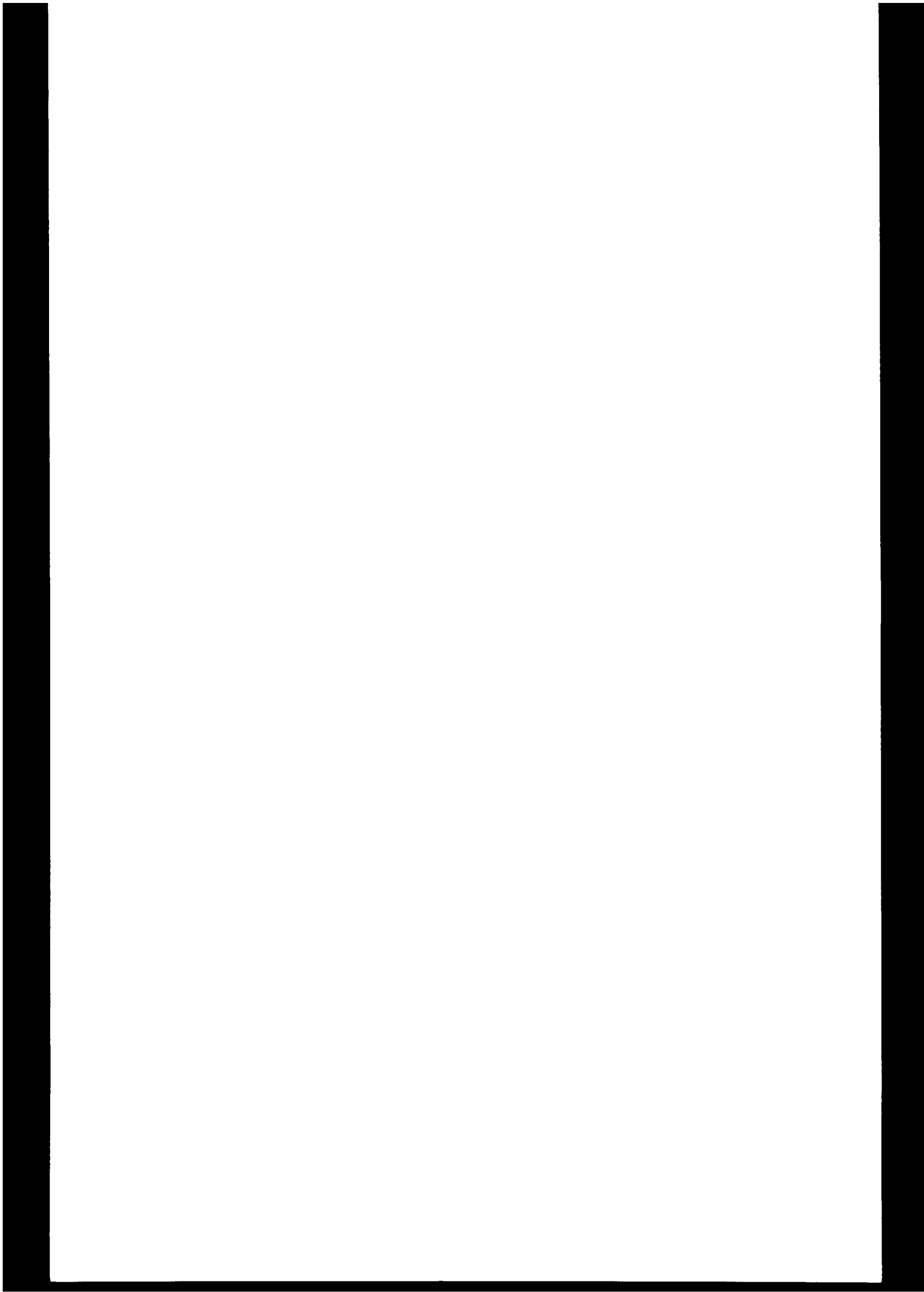


Untersuchung des Raumladungspotentials von Ionenstrahlen *

Peter Kreisler

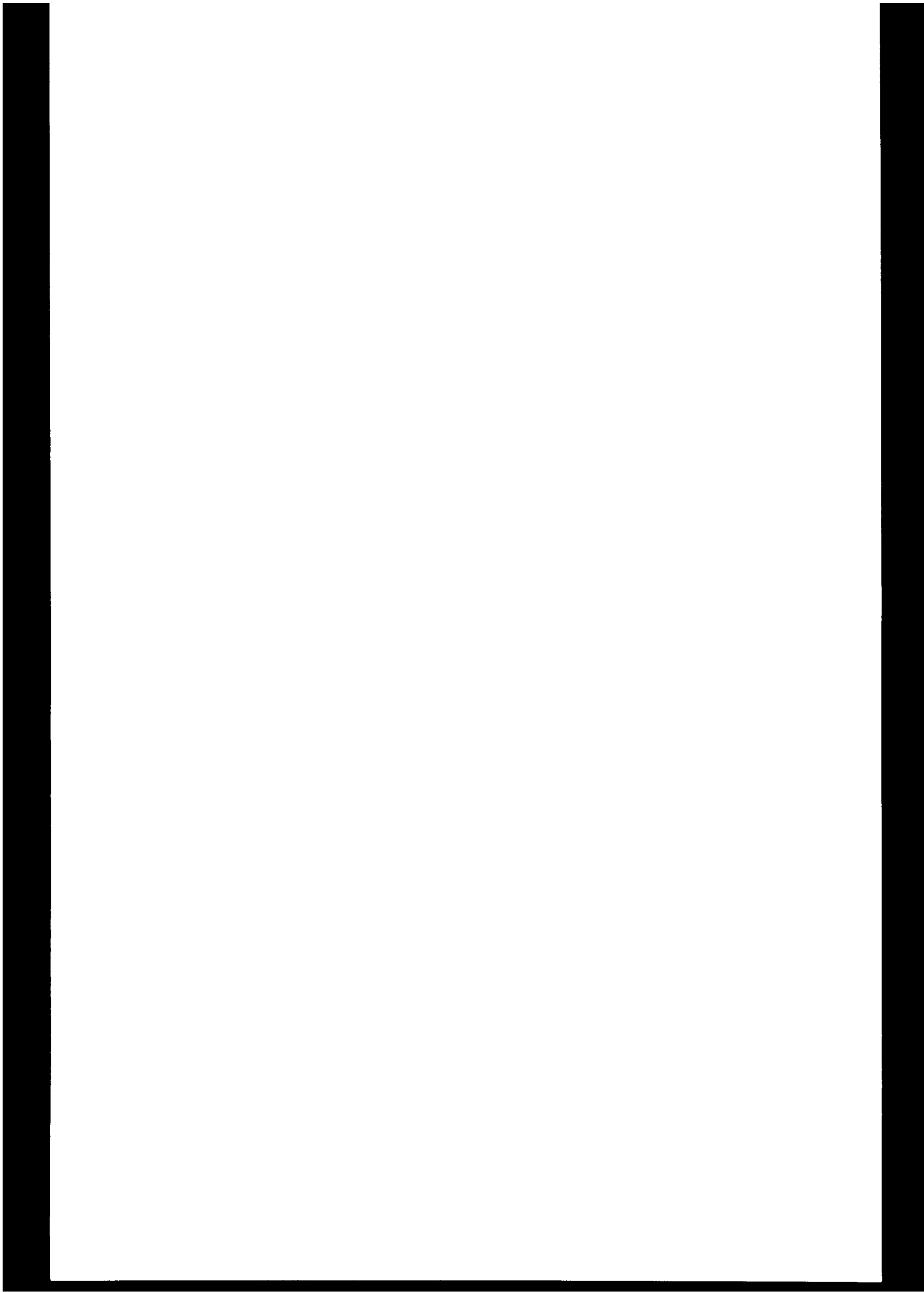
Institut für Kernphysik, J.W. Goethe-Universität, Frankfurt a. M.

* Diese Arbeit entstand im Rahmen des vom Bundes-Forschungsministerium geförderten Programms "Untersuchungen zur Eignung von Schwerionenstrahlen für den Trägheitseinschluß" in Zusammenarbeit mit der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt. Die Arbeit wurde beim Fachbereich Physik der Universität Frankfurt als Dissertation eingereicht.



Inhaltsverzeichnis

1.	<u>Einführung</u>	2
2.	<u>Ionenstrahlen und Raumladungskompensation</u>	
2.1.	Allgemeine Bemerkungen zur Raumladungskompensation	4
2.2.	Theoretische Beschreibung der Raumladungs- kompensation	9
2.3.	Messung des Raumladungspotentials	12
3.	<u>Der experimentelle Aufbau</u>	
3.1.	Der Teststand	15
3.2.	Das Spektrometer RADIANT	17
3.3.	Apparatur zur Messung der Potentialverteilung im Ionenstrahl	23
4.	<u>Messungen und Meßergebnisse</u>	
4.1.	Vorbereitende Messungen	25
4.2.	Messung des mittleren Strahlpotentials an Gleichstrom- Ionenstrahlen	29
4.3.	Messungen an gepulsten Ionenstrahlen	43
4.4.	Messung der radialen Potentialverteilung	48
5.	<u>Vergleich von Sondenmessungen mit den RADIANT- Messungen</u>	57
6.	<u>Diskussion der Ergebnisse</u>	
6.1.	Fehlerdiskussion	60
6.2.	Diskussion der Messungen zur radialen Potential- verteilung	66
6.3.	Berechnung des Kompensationsgrades	67
6.4.	Ausblick auf weitere Messungen	72
7.	<u>Zusammenfassung</u>	74
	<u>Anhang</u>	
A1	Anpassung der Rechnungen an die Meßwerte	76
A2	Berechnung der radialen Potentialverteilung	79
A3	Ionisations-Wirkungsquerschnitte	81
A4	Emittanzmessungen	83
	<u>Literaturverzeichnis</u>	88



1. Einführung

Als Alternative zur Spaltung schwerer Atomkerne gibt die Verschmelzung (Fusion) leichter Kerne die Möglichkeit, auf ein fast unerschöpfliches Energiereservoir zuzugreifen.

Zur Einleitung einer kontrollierten thermonuklearen Fusion mit dem Ziel der Energiegewinnung gibt es zwei prinzipiell unterschiedliche Ansätze:

- Der magnetische Einschuß eines Plasmas
- Der Trägheitseinschuß eines Plasmas.

Im ersten Ansatz soll ein Plasma, das Deuterium und Tritium als Fusionspartner enthält, durch geeignete Maßnahmen geheizt und in speziell geformten Magnetfeldern zusammengehalten werden /Ha80/. Überschreitet das Produkt aus Teilchendichte und Einschußzeit (bei gegebener Plasmatemperatur) einen kritischen Wert, finden Fusionsreaktionen statt. Dabei wird Energie frei, zum überwiegenden Teil in Form schneller Neutronen.

Beim Trägheitseinschuß soll ein "Pellet" (kleine Hohlkugel, die das Deuterium-Tritium-Brennstoffgemisch enthält) in sehr kurzer Zeit auf ein Vielfaches der Festkörperdichte komprimiert und aufgeheizt werden. Dieser Plasmaeinschuß soll erreicht werden durch Beschuß des Pellets mit Laser- bzw. Ionenstrahlen. Die erwarteten Einschußbedingungen reichen aus, um Fusionsreaktionen auszulösen und einen Energieüberschuß zu erzielen /Go78, Ha80/.

Um den geforderten Energieübertrag auf das Pellet zu erreichen, werden hohe Ionenströme bei hohen Ionenenergien benötigt /Ha80/, z.B. Ionenstrahlpulse von $^{209}\text{Bi}^{2+}$ -Ionen mit einer Energie von 50MeV/u und einem Ionenstrom von 2,5kA /Ke82/.

Besonders im Niederenergieteil einer für solche Strahlen notwendigen Beschleunigeranlage wird bei den erforderlichen Ionenströmen (größer als 8mA im o.a. Beispiel) die Raumladung des Ionenstrahls wirksam. Das führt zur Aufweitung des Ionenstrahls, zur Vergrößerung der Emittanz und zu Ionenverlusten beim weiteren Strahltransport.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Verhalten von Ionenstrahlen unter Raumladungseinfluß untersucht. Besondere Aufmerksamkeit galt dem Effekt der **Raumladungskompensation**. Zu diesem Zweck wurde ein Meßsystem konstruiert, mit dem das Raumladungspotential eines Ionenstrahl direkt gemessen werden kann. Mit einer Erweiterung dieses Systems kann die räumliche Potentialverteilung senkrecht zur Strahlachse gemessen werden.

Die Ergebnisse der Messungen werden mit Experimenten anderer Autoren und mit einer Modellrechnung verglichen.

2. Ionenstrahlen und Raumladungskompensation

2.1. Allgemeine Bemerkungen zur Raumladungskompensation

Zur Erzeugung von Ionenstrahlen müssen neutrale Atome bzw. Moleküle ionisiert werden. Üblicherweise, wenn auch nicht immer, werden die Ionen im Plasma einer Ionenquelle gebildet. Mit Hilfe geeigneter elektrischer Felder können die erzeugten Ionen von der Plasmaoberfläche abgezogen und zu einem Ionenstrahl formiert werden (Extraktion der Ionen). Die axiale Geschwindigkeit der Ionen im Strahl ist im wesentlichen durch die Extraktionsspannung festgelegt.

Ein - nach der Extraktion - paralleler Strahl wird nicht parallel bleiben, sondern wird auseinanderlaufen (divergieren). Die Gründe dafür sind radiale Impulskomponenten der Ionen im Strahl (Emittanz des Ionenstrahls), fokussierende bzw. defokussierende Eigenschaften des Extraktionssystems, die eigene Raumladung des Ionenstrahls und Streuung an Restgasatomen im Strahlführungssystem.

Betrachtet man im Ionenstrahl zunächst einmal nur die Strahlionen und vernachlässigt jegliche Wechselwirkung mit dem Restgas oder mit den Wänden des Strahlführungssystems, so bildet der Strahl einen Bereich positiver Raumladung *).

Aufgrund dieser Raumladung wirkt auf die Strahlionen eine radial gerichtete abstoßende Kraft. Der Strahldurchmesser eines anfangs parallelen Strahls wird mit wachsendem Abstand vom Bezugspunkt zunehmen.

Lawson /La77/, Osher /Os78/ u.a. haben die Aufweitung eines Ionenstrahls mit der universellen Strahl-Enveloppen-Gleichung berechnet. Diese Gleichung beschreibt die radiale Abstoßung von Strahlionen durch die unkompenzierte Raumladung eines zylindrischen Ionenstrahls mit gleichförmiger Ladungsdichteverteilung (eine teilweise Kompensation der Raumladung kann berücksichtigt werden). Die berechnete Abhängigkeit des Strahldurchmessers von der Länge der Driftstrecke des Ionenstrahls (z), vom Strahlstrom und der Ionen-

*) In dieser Arbeit werden nur Strahlen positiver Ionen betrachtet.

energie ist in Abb.2.1 dargestellt. In dieser Abbildung ist r/r_0 , der auf den Anfangswert bezogene Ionenstrahlradius, gegen $K_1 \cdot z/r_0$ aufgetragen. Es ist $K_1 = (0,225 P_\mu)^{1/2}$ mit $P_\mu = P \cdot 10^{-6} = (A/q)^{1/2} I/U^{3/2} 10^{-6}$. P_μ ist die Mikroperveanz des Ionenstrahls, P ist die Perveanz mit A =Massezahl der Strahlionen, q =Ladungszustand, I =Ionenstrom und U =Extraktionsspannung.

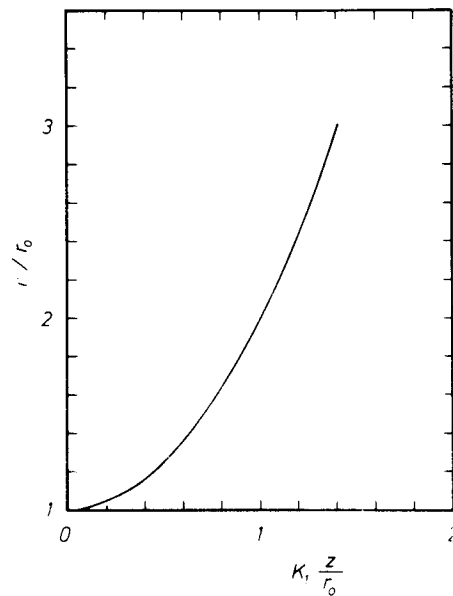


Abb.2.1
Ionenstrahlaufweitung berechnet nach der universellen Strahl-Enveloppen-Gleichung /Os78/

In Abb.2.2 ist die Strahlaufweitung unter Raumladungseinfluß anhand zweier Computersimulationen veranschaulicht. Es sind Rechnungen, die P. Spädtke mit dem ACCEL-GSI Programm /Sp84/ bei der GSI * durchgeführt hat. Es handelt sich um einen 10mA Ar^+ -Ionenstrahl mit einer Energie von 40keV in einer 50cm langen Driftstrecke mit 80mm Durchmesser. Der Strahl hat eine Startemittanz von 100mm·mrad. Im oberen Trajektorienplot wurde die Raumladung des Ionenstrahls nicht berücksichtigt, im unteren wurde mit der unkompenzierten Raumladung gerechnet.

* Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

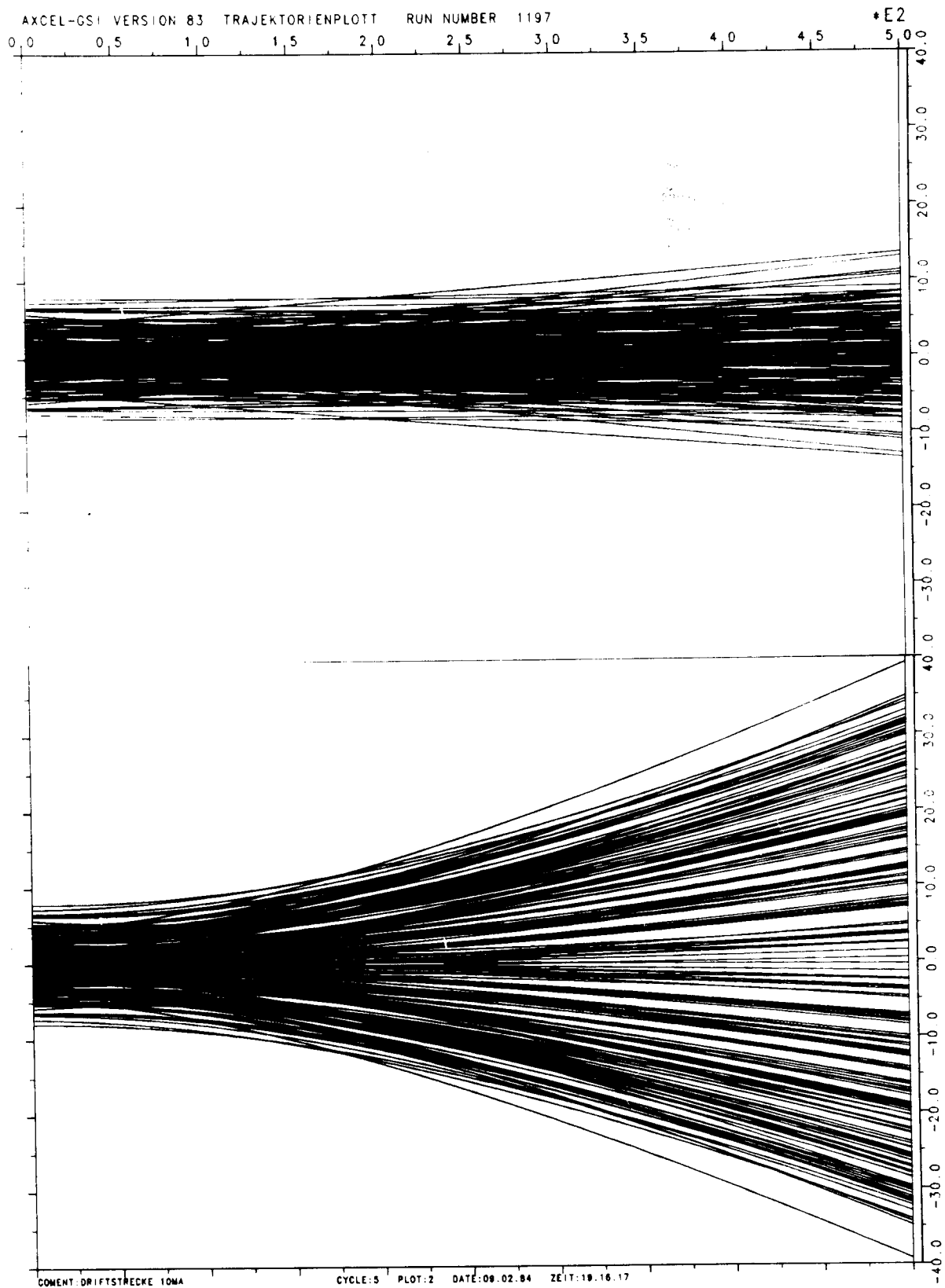


Abb.2.2 Anschauliche Darstellung der Strahlaufweitung unter Raumladungseinfluß. Im oberen Trajektorien-Plot wurde die Raumladung nicht berücksichtigt, im unteren wurde mit der uncompensierten Raumladung gerechnet.
(Rechnung von P. Spädtke, GSI)

Berücksichtigt man die Wechselwirkungen zwischen Strahlionen und Restgasatomen (-molekülen), so tritt ein Effekt auf, der als Raumladungskompensation durch das Restgas bezeichnet wird. In Ion-Atom-Stößen finden Ionisationsprozesse statt. Es entstehen langsame Restgasionen und langsame Elektronen. Die Elektronen werden vom positiven Raumladungspotential angezogen. Sie bleiben in der "Potentialmulde" des Ionenstrahls eingefangen, schwingen um die Strahlachse und gleichen mit ihren negativen Ladungen die Raumladung des Ionenstrahls bis zu einem bestimmten Grad aus /La76, Os78, Ho79/. Der Kompensationsgrad ist definiert als der Anteil des Potentials (in Prozent), der durch die Ladung der Elektronen ausgeglichen wurde (siehe Kap.6.3.). Die langsamen Restgasionen werden von der verbliebenen, nicht kompensierten Raumladung abgestoßen und driften aus dem Strahlbereich heraus.

Aber auch die eingefangenen Elektronen können den Strahl wieder verlassen. Wenn sie in Stößen untereinander Energie gewinnen, können sie mit der dann höheren Geschwindigkeit die geerdete Wand des Strahlführungssystems erreichen. Da ständig Elektron-Ion-Paare erzeugt werden, stellt sich nach einer bestimmten Zeit ein Gleichgewichtszustand ein.

Um die Zeit abzuschätzen, in der die Raumladungskompensation aufgebaut wird, sei im folgenden der Anfang eines "langen" einzelnen Ionenstrahlpulses betrachtet (die Pulsdauer soll größer sein als die Aufbauzeit der Raumladungskompensation). Nimmt man an, daß die durch Stoßionisation erzeugten Elektronen eine sehr kleine kinetische Energie $E_{kin,0}$ haben, d.h. $E_{kin,0} \ll e \cdot V_0$ (V_0 = Potential des unkompen-
sierten Strahls), so werden alle diese Elektronen in der Potentialmulde des Ionenstrahls eingefangen und zwar bis $E_{kin,0} = e \cdot V$ (V = "Rest"-Potential des kompensierten Strahls). Setzt man für eine grobe Abschätzung $E_{kin,0} = 0$ und vernachlässigt die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander bzw. mit den Ionen im Strahlbereich, so kann man die Zeit, die verstreicht bis die Elektronendichte gleich der Strahlionendichte ist nach

$$t \approx (N_g \cdot \sigma \cdot v)^{-1} \quad (Gl.2.1)$$

berechnen /Ev71/.

Es ist N_g die Gasteilchendichte, σ der Ionisations-Wirkungsquerschnitt und v die Strahlionengeschwindigkeit. Damit ergibt sich z.B. für 25keV Ar^+ -Ionen in Ar-Restgas mit $4 \cdot 10^{-6}$ hPa(mbar) Druck eine Aufbauzeit von ca. 250ps .

Die wirkliche Aufbauzeit der Raumladungskompensation ist größer, u.a. da die Elektronen mit einer bestimmten Energieverteilung erzeugt werden. Nur solche Elektronen werden eingefangen, deren Energie kleiner ist als die momentane Tiefe der Potentialmulde. Ferner nehmen mit zunehmender Elektronendichte die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander zu und damit die oben beschriebenen Elektronenverluste.

Das Raumladungspotential im Gleichgewichtszustand, bzw. der Grad der Raumladungskompensation hängt von verschiedenen Größen ab: Ionenstrahlstrom, Ionengeschwindigkeit und -ladung, Strahldurchmesser und Restgasdruck /Ho79/, Geometrie des Strahlrohres /Ev71/ (siehe auch Gl.2.6) und Potentiale an Elektroden entlang des Strahlführungssystems /Ev71, Ma79, Ma80/.

Ein weiterer Effekt, durch den Kompensationselektronen gebildet werden, ist die Sekundärelektronen-Erzeugung an den Wänden des Strahlführungssystems /Ev71/. Bei streifendem Einfall von Strahlionen werden Elektronen aus der Wand gelöst, die dann durch das Strahlrohr - und somit durch den Strahl - fliegen. Auch dieser Elektronenstrom trägt zur Kompensation bei. Nach einer Abschätzung von Evans /Ev71/ ist der erreichbare Kompensationsgrad jedoch kleiner als bei der Kompensation durch das Restgas.

2.2. Theoretische Beschreibung der Raumladungskompensation

Die theoretische Beschreibung der Raumladungskompensation durch Restgasionisation ist ein Problem, in dem sich verschiedene Parameter gegenseitig beeinflussen. Holmes /Ho79/ hat ein System von vier nichtlinearen Differentialgleichungen aufgestellt, das nur mit ausgefeilten numerischen Methoden gelöst werden kann. Auch ein vereinfachter Lösungsansatz (Reduktion auf eine nichtlineare Differentialgleichung) erfordert numerische Verfahren zur Lösung. Das Modell benutzt die Kontinuitätsgleichung zur Beschreibung der Dichten der langsamen Ionen und Elektronen. Die Elektronentemperatur wird bestimmt unter Berücksichtigung der Gesamtenergiebilanz des Ionenstrahl/Plasma-Systems. Die Tiefe der Potentialmulde kann durch die Lösung der Poisson-Gleichung berechnet werden. Die so berechneten Potentiale stimmen gut mit den von Holmes gemessenen Werten überein. Diese Daten sind jedoch nicht direkt mit den Werten dieser Arbeit vergleichbar. Holmes führte Messungen an He^+ -Strahlen mit Ionenströmen von 10 bis 20mA und Energien im Bereich von 5 bis 25keV durch.

Mit weiteren Vereinfachungen erhält Holmes zwei einfache Gleichungen zu Bestimmung der Tiefe der Potentialmulde im kompensierten Ionenstrahl. Unter der Annahme von Plasma-Neutralität kann die Poisson-Gleichung durch die Plasma-Gleichung $n_b + n_i = n_e$ ersetzt werden (n_b =Strahlionendichte, n_i =Restgasionendichte, n_e =Elektronendichte). Holmes berechnet das Potential entsprechend einem Lösungsansatz von Gabovich et al. /Ga75/. Diese Autoren haben die Plasma-Gleichung gelöst, indem sie die Plasma-Neutralität nur auf der Strahlachse angenommen haben. Man erhält mit diesem Ansatz nur die Tiefe der Potentialmulde und keine radiale Potentialverteilung. Es wurden folgende beiden Gleichungen hergeleitet /Ho79/:

Für niedrige Drücke ($< 10^{-4}$ hPa(mbar)):

$$\phi_w = \left[\frac{n_{b0}}{n} \right]^{2/3} \left[0,33 \pi \sigma_i v_b \epsilon_0^2 \frac{(m_e e)^{1/2}}{e^3 \ln \Lambda} \right]^{-2/3} \quad (\text{Gl.2.2})$$

und für hohe Drücke:

$$\phi_w^2 = n_{b0} r_0 \frac{\sigma}{\sigma_i} \left[\frac{m_i}{m_e} \right]^{1/2} \frac{e^2 \ln \Lambda}{0,33 \pi \epsilon_0^2} \frac{1}{1 - \exp(-\beta^2)} \quad (G1.2.3)$$

Im Vakuum - ohne Restgasionisation - skaliert die Tiefe der Potentialmulde wie

$$\phi_{wv} \sim n_b r_0^2 \quad (G1.2.4)$$

In den Gleichungen ist

- ϕ_w = Tiefe der Potentialmulde
- n_b, n_{b0} = Strahlionendichte (b0 auf der Strahlachse)
- n = Restgasteilchendichte
- σ_i = Ionisations-Wirkungsquerschnitt
- v_b = Strahlionengeschwindigkeit
- ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante
- m_i, m_e = Ionen- und Elektronenmasse
- e = Elementarladung
- r_0 = Strahlradius
- σ = Summe der Ionisations- und Ladungsaustausch-Wirkungsquerschnitte

$$\Lambda = \frac{3}{2 Z Z_1 e^3} \left[\frac{k^3 T^3}{\pi n_e^3} \right]^{1/2} \quad \text{nach /Sp56/}$$

mit

- k = Boltzmann-Faktor
- T_e = Elektronentemperatur
- n_e = Elektronendichte
- Z, Z_1 = Ladungen wechselwirkender Teilchen;
 - Z = Testteilchen
 - Z_1 = Teilchen, mit denen das Testteilchen wechselwirkt

Wie im Anhang gezeigt wird, konnten mit diesen Gleichungen die in Kap.4.2. aufgeführten Meßergebnisse nicht beschrieben werden. Durch Einführung weiterer Terme in Gl.2.2 werden die Meßergebnisse gut wiedergegeben (Anhang A1). Es wurde folgende halbempirische Gleichung hergeleitet.

$$V_0 = N I r_0 \phi_w \quad (\text{Gl.2.5})$$

Die Tiefe der Potentiellmulde wird im folgenden als V_0 bezeichnet, um den nach Gl.2.5 bestimmten Wert von ϕ_w aus Gl.2.2 abzusetzen. (N = Normierungskonstante, I =Ionenstrom und r_0 =Strahlradius).

Unter bestimmten Annahmen kann man das Raumladungspotential und dessen radiale Verteilung eines unkompensierten Ionenstrahls abschätzen /Ev71/. Für einen unendlich langen, zylindrischen Ionenstrahl (Strom I , Ionengeschwindigkeit v , Strahlradius r_0 mit gleichmäßiger Ladungsverteilung über den Strahlquerschnitt) in einem leitenden zylindrischen Rohr (auf Erdpotential, Radius r_p) gilt:

$$V(r) = I/(4 \pi \epsilon_0 v) \cdot (1+2 \ln(r_p/r_0) - r^2/r_0^2) \quad \text{für } r \leq r_0 \quad (\text{Gl.2.6a})$$

$$V(r) = I/(2 \pi \epsilon_0 v) \cdot \ln(r_p/r) \quad \text{für } r_0 \leq r \leq r_p \quad (\text{Gl.2.6b})$$

(d.h. für innerhalb bzw. außerhalb des Ionenstrahls).

Daraus ergibt sich z.B. für einen Ar^+ -Ionenstrahl mit einer Energie von 25keV, einem Strom von 1mA, einem Strahldurchmesser von 20mm in einem Strahlrohr von 140mm Durchmesser die in Abb.2.3 dargestellte Potentialverteilung.

Um für beliebige Ladungsträger-Dichteverteilungen im Ionenstrahl die Potentialverteilung berechnen zu können, wurde ein einfaches Programm geschrieben, das es erlaubt, der Strahlionenverteilung eine Elektronenverteilung zu überlagern und das Summenpotential zu berechnen (Anhang A2).

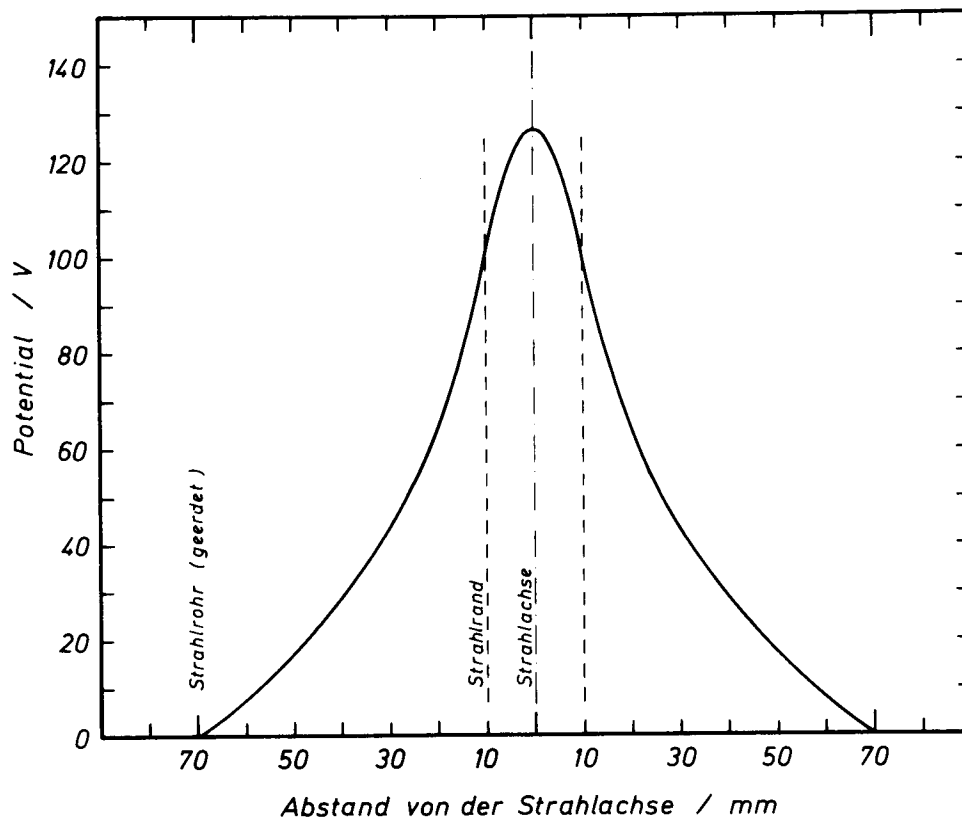


Abb.2.3 Nach Gl.2.6 berechnete radiale Potentialverteilung eines unkompenzierten Ionenstrahls mit folgenden Daten: Ar^+ , 1mA, 25keV, 20mm Strahldurchmesser und 140 mm Strahlrohrdurchmesser.

2.3. Messung des Raumladungspotentials

In der Literatur werden folgende Meßverfahren genannt, mit denen die Raumladung bzw. die Raumladungskompensation von Ionenstrahlen untersucht werden kann:

- Messungen der Strahlaufweitung

Das Ausmaß der Strahlaufweitung unter Raumladungseinfluß kann mit Rechnungen verglichen werden und ermöglicht so eine indirekte Bestimmung des Raumladungspotentials. Ferner kann die Änderung des Strahldurchmessers nach plötzlichen Änderungen von Randbedingungen gemessen werden. So ist es möglich, z.B. die Aufbauzeit der Raumladungskompensation, bzw. die Zeit bis zur Dekompensation zu messen /Ma79, Ma80, Al83/.

- Messungen mit Sonden

Mit Langmuirsonden /La26/ kann das Raumladungspotential direkt gemessen werden. Dazu muß die Sonde in den Ionenstrahl eingeführt werden. Es wird eine Strom-Spannungs-Charakteristik gemessen, aus der das Potential bestimmt werden kann. Mit Hilfe einer Sonde kann auch die räumliche Verteilung des Potentials gemessen werden. Ergebnisse von Messungen mit Langmuirsonden sind z.B. in /Ho79/ beschrieben.

- Energieanalyse der Restgasionen

Wie schon in Kap.2.1. beschrieben, werden die durch Stoßionisation gebildeten Restgasionen von der Raumladung des Strahls radial abgestoßen. Die kinetische Energie dieser Ionen ist bestimmt durch das Potential am Ort ihrer Entstehung. Bei der Messung der Energieverteilung der Restgasionen erhält man ein Spektrum, das einer Integration über den Strahlradius entspricht. Messungen dieser Art werden in /Ho79/ erwähnt.

Eine weitere indirekte Meßmethode ist die Emittanzmessung. Die Emittanz eines Ionenstrahls ist ein Maß für die Verteilung der radialen Impulskomponenten der Ionen in einem Strahl. Unter dem Einfluß von Raumladungskräften werden die radialen Impulse und somit die Emittanz vergrößert. Messungen der Emittanz erlauben über den Vergleich mit Modellrechnungen Rückschlüsse auf das wirksame Raumladungspotential.

Sowohl mit Sondenmessungen als auch durch Energieanalyse der Restgasionen kann man das Raumladungspotential direkt bestimmen. Während elektrostatische Sonden zur Messung in den Strahl eingeführt werden - und somit eine Störung des Strahls darstellen -, wird die Energieanalyse der vom Strahl abgestoßenen Restgasionen "berührungslos" durchgeführt.

Die Spektroskopie der Restgasionen ist in kurzen Zeitintervallen möglich (z.B. $\leq 50\mu\text{s}$, wie bei der in Kap.4.3. beschriebenen Messung), d.h. man kann zeitabhängige Messungen des Raumladungspotentials an gepulsten Ionenstrahlen durchführen. Die Messung einer Sonden-Charakteristik ist in so kurzen Zeitabschnitten nicht möglich.

Aufgrund dieser beiden Argumente wurde für die Experimente im

Rahmen dieser Arbeit die Energieanalyse der Restgasionen zur Untersuchung der Raumladung gewählt. Das Spektrometer zur Messung der Energieverteilung der Restgasionen ist in Kap.3.2. beschrieben.

Wie oben angeführt wurde, ist die Bestimmung der Energieverteilung eine integrale Meßmethode. Mit Hilfe gezielt erzeugter Restgasionen ist es möglich, auch die radiale Potentialverteilung zu messen. Werden mit einem fein fokussierten Elektronenstrahl an einer bestimmten Position zwischen Ionenstrahlachse und dem Spektrometer, welches die Restgasionen-Energie mißt, Restgasatome ionisiert, so werden auch diese Ionen von der Raumladung des Strahls abgestoßen und können nachgewiesen werden. Im letzten Kapitel wurde für einen speziellen Ionenstrahl die radiale Potentialverteilung zwischen Strahlachse und Strahlrohrwand berechnet (Abb.2.3).

Restgasionen, die bei einem solchen Ionenstrahl auf der Strahlachse gebildet werden, haben eine Energie von 126eV, wenn sie die geerdete Strahlrohrwand erreichen. Erzeugt man mit einem fokussierten Elektronenstrahl Restgasionen (einfach geladen), z.B. bei $r=25\text{mm}$, so haben diese, entsprechend dem lokalen Potential von 53V, beim Auftreffen auf die Wand eine Energie von 53eV. Durch Variation des Abstandes des Elektronenstrahls von der Ionenstrahlachse kann die Potentialverteilung punktweise gemessen werden. Die Versuchsanordnung, mit der diese Verteilung gemessen wurde, ist in Kap.3.3. beschrieben.

3. Der experimentelle Aufbau

3.1. Der Teststand

Zur Untersuchung des Raumladungspotentials von Ionenstrahlen wurde ein Meßplatz aufgebaut, bestehend aus Ionenquelle, Extraktions-system, zwei elektrostatischen Einzellinsen und Faradaycup zur Strommessung. Der Aufbau ist in Abb.3.1 schematisch dargestellt.

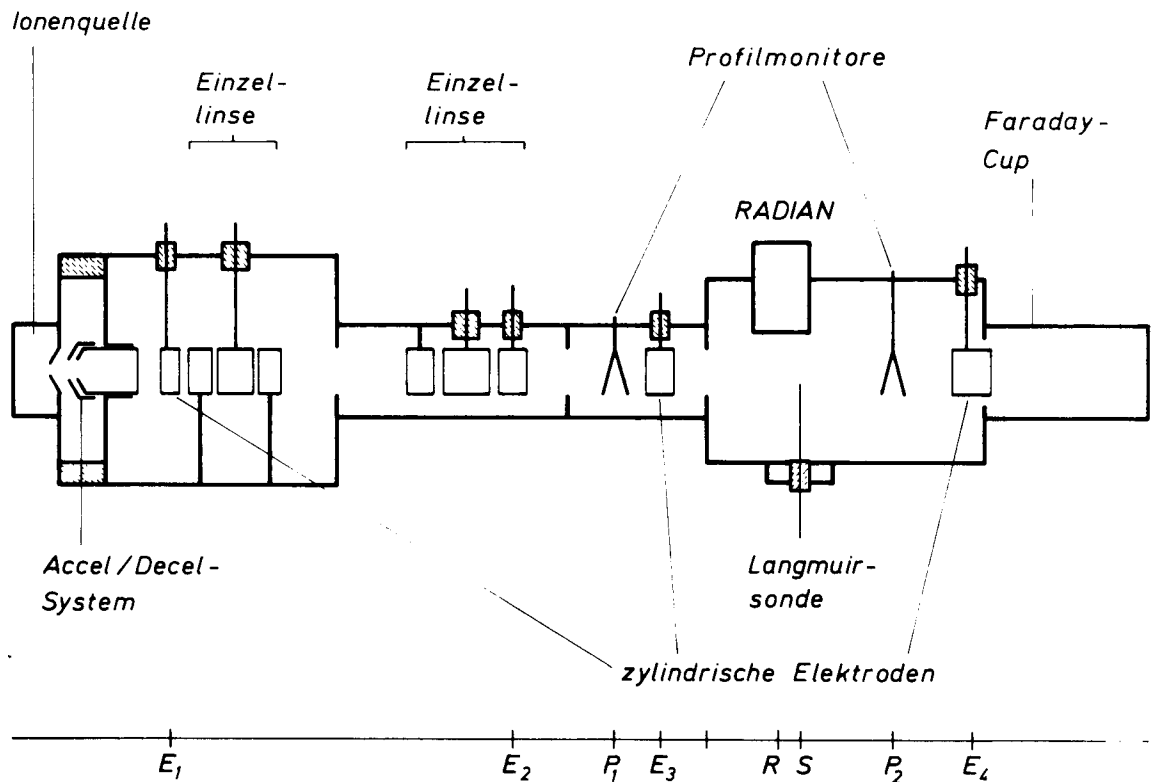


Abb.3.1 Schematische Darstellung des Teststandes. Die Gesamtlänge beträgt etwa 2m. Positionsangaben im Text beziehen sich auf die Skala in der Abbildung unten.

Für die Messungen wurde eine Penning-Ionenquelle mit axialer Extraktion verwendet /Ba74/. Es wurden folgende Ionenstrahlen erzeugt:

$$\text{Ar}^+, 15 - 45\text{keV}, 3\mu\text{a} - 1,7\text{mA} .$$

Die Ionenquelle wurde auf positives Potential von bis zu 50kV gelegt. Dieses Potential definiert die Energie der aus der Quelle extrahierten und beschleunigten Ionen. Die Potentialdifferenz zwischen

dem Quellenplasma und der Kathode (etwa gleich der Entladungsspannung in der Ionenquelle /Ro82/) wird bei den Energieangaben in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Zur Strahlformierung wird ein Accel/Decel-Extraktionssystem verwendet. Es ist in Abb.3.2 dargestellt.

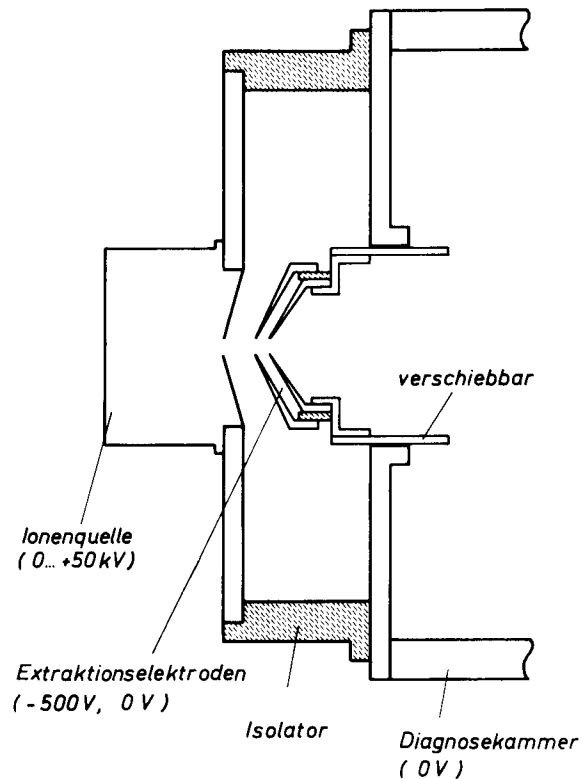


Abb.3.2

Accel/Decel-Extraktionssystem. Der Abstand Ionenquelle-Extraktionselektroden kann von außerhalb des Vakuum-Systems variiert werden. (Zeichnung ist nicht maßstäblich)

Das negative Potential an der Accel-Elektrode (1. Extraktionselektrode) stellt für Elektronen im Strahlbereich eine Potentialbarriere dar. Elektronen können somit nicht mehr über die Beschleunigungsstrecke zur Ionenquelle abgezogen werden. Die Raumladung des Ionenstrahls bleibt weitgehend kompensiert. Messungen ergaben, daß für die durchgeführten Experimente ein Accel-Potential von -350V ausreicht (Kap.4.1.).

Der Abstand Ionenquelle - Extraktionselektroden kann von außerhalb des Vakuumsystems variiert werden. Dies ist notwendig, um die Ionen-Extraktion den verschiedenen Beschleunigungsspannungen und Ionenströmen während der Meßreihen anzupassen (siehe Kap.4.1.)

Zur Fokussierung des Ionenstrahls, bzw. zur Formierung eines -

in der Diagnosekammer - parallelen Ionenstrahls wurden zwei elektrostatische Einzellinsen verwendet. Ein Potentialring am Anfang der ersten Linse (Position E_1 in Abb.3.1) und die dritte Elektrode der zweiten Linse (Position E_2) konnten auf negatives Potential gelegt werden. Diese negativ vorgespannten Elektroden haben die gleiche Wirkung wie die Accel-Elektrode. Sie verhindern, daß Elektronen aus dem Ionenstrahl (außerhalb des Linsensystems) zu den positiven Mittelelektroden der Einzellinsen abgezogen werden.

Der Ionenstrahlstrom wurde mit einem Faraday-Cup mit elektrostatischer Sekundärelektronen-Unterdrückung gemessen. Als Eintrittsblende wurde ein zylinderförmiges Rohrstück verwendet (80mm Durchmesser), das auf negatives Potential gelegt wurde (Position E_4).

Der Restgasdruck im Strahlführungssystem betrug bei 1mA Strahlstrom (Ar^+) etwa $4 \cdot 10^{-6}$ hPa(mbar). Der Druck konnte durch Gaseinlaß über ein Dosierventil bis zu 10^{-4} hPa(mbar) erhöht werden. Das Grundvakuum war besser als 10^{-6} hPa(mbar).

3.2. Das Spektrometer RADIAN

Zur Messung der Energieverteilung der vom Ionenstrahl abgestoßenen Restgasionen wurde ein kompaktes elektrostatisches Spektrometer gebaut. Das System erhielt den Namen RADIAN (Radialer Detektor zur Ionenstrahl-Analyse). Es ist in den Abbildungen 3.3 und 3.4 dargestellt.

Die zu analysierenden Ionen treten durch eine Blende mit 0,3mm Durchmesser in RADIAN ein. Ihre Energie erhöht sich um 150eV (bei einfach geladenen Ionen) beim Durchlaufen der Potential-Differenz von 150V. Zwei weitere 0,3mm-Blenden und die Eintrittsöffnung des Ablenk-Kondensators begrenzen den Raumwinkel, aus dem das Spektrometer Ionen nachweisen kann, auf $2,4 \cdot 10^{-4}$ sr (Kegel mit 1° Öffnungswinkel). Im homogenen Feld des Ablenkkondensators werden die Ionen um 90° abgelenkt. Der Abstand von der Kondensator-Eintrittsöffnung bis zum Auftreffort der Ionen(x) ist proportional der Ionen-

RADIAN - Radialer Detektor zur Ionenstrahl - Analyse

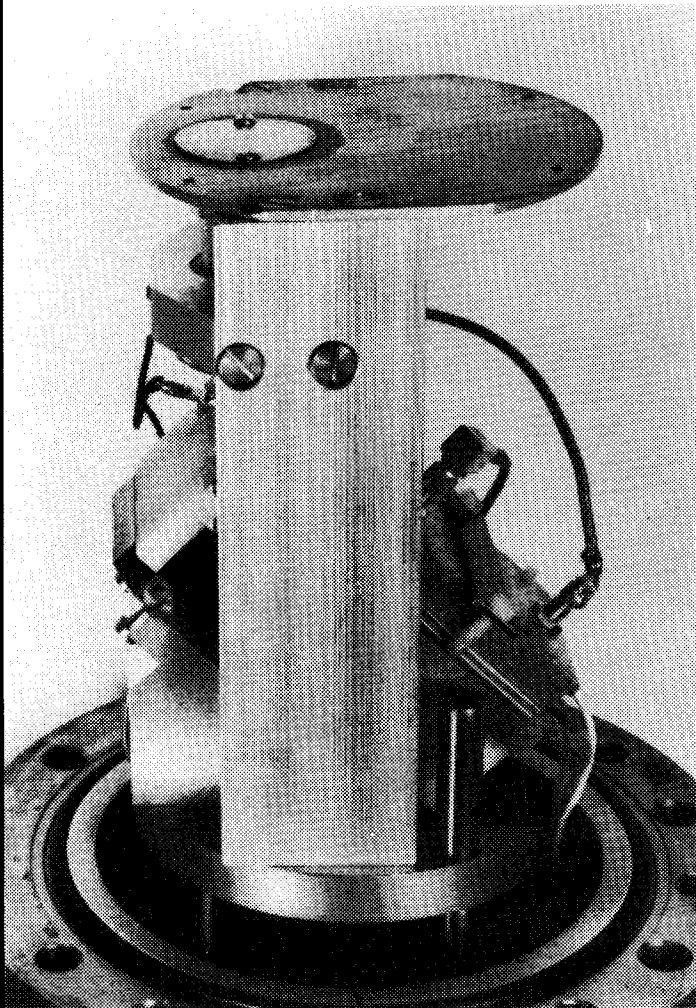
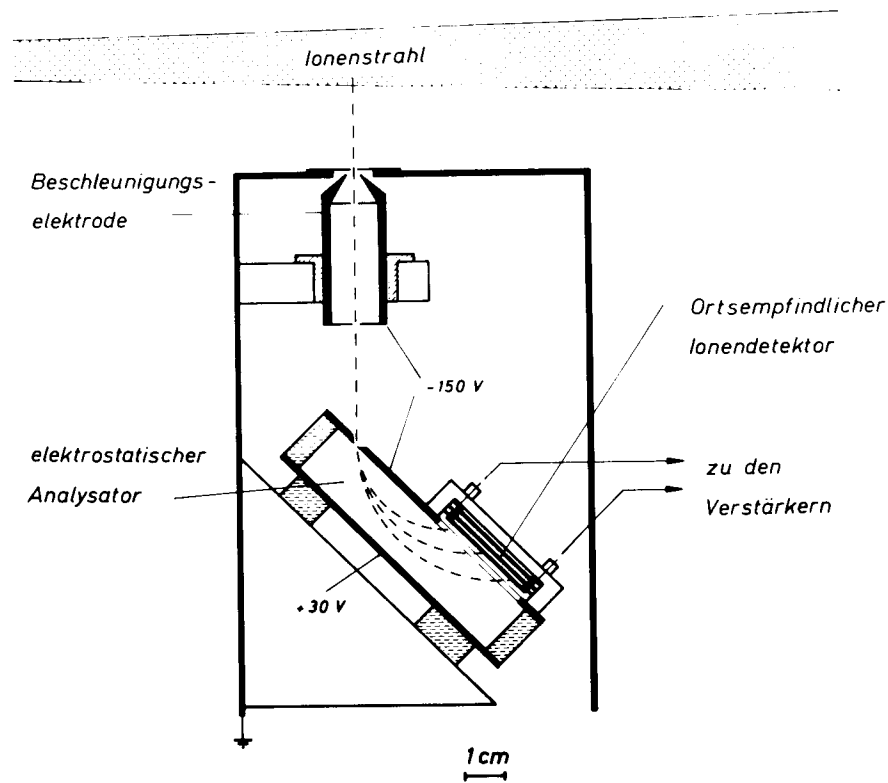


Abb.3.3 und Abb.3.4

Schematische Darstellung und
Fotografie des elektrostatischen
Spektrometers RADIAN

energie. Die Ablenkung im Kondensatorfeld wird durch

$$x = 2 (U_0 / E') \sin 2 \theta \quad (\text{Gl.3.1})$$

beschrieben /Ha55/. Es ist U_0 die gesamte Beschleunigungsspannung der Ionen ($e \cdot U_0$ = Ionenenergie), E' die Feldstärke im Kondensator und θ der Eintrittswinkel in das Ablenkkfeld.

Die Austrittsöffnung des Kondensators ist ein 25mm langer Schlitz, durch den Ionen mit Energien von 150 bis 240eV austreten können; d.h., es können Restgasionen mit Energien zwischen 0 und 90eV gleichzeitig nachgewiesen werden, ohne daß das Kondensatorfeld verändert werden muß. Der eigentliche Ionennachweis erfolgt mit Hilfe eines ortsempfindlichen Detektors. Es werden zwei Elektronen-Vervielfacher-Kanalplatten (Channelplates) verwendet, deren Anordnung in Abb.3.5 dargestellt ist /Re80/.

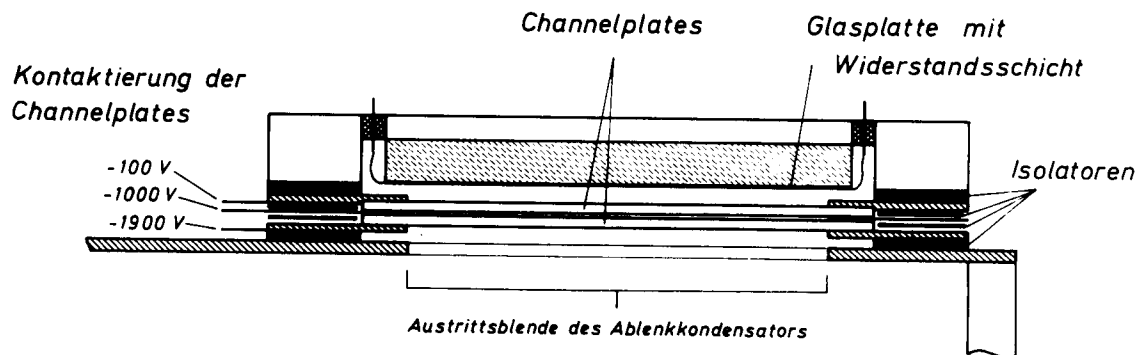


Abb.3.5 Aufbau des ortsempfindlichen Channelplate-Detektors. Die nachzuweisenden Ionen treffen in dieser Zeichnung von unten auf das erste Channelplate.

Die durch Ionen in den Channelplates erzeugten Elektronenlawinen werden von der Channelplate-Rückseite zur Anodenplatte beschleunigt. Als Anode wird eine Glasplatte verwendet, auf die eine Kohlenstoffschicht aufgedampft wurde (etwa 30 k Ω bei 30mm Länge). Die Schicht ist auf zwei gegenüberliegenden Seiten mit ebenfalls aufgedampften Silberstreifen kontaktiert. Trifft eine im Channelplate erzeugte Elektronenlawine auf die Kohlenstoffschicht, können an den beiden kontaktierten Enden elektrische Signale abgegriffen werden,

deren relative Größen vom Ort des Auftreffens abhängen. Dieser Ort kann durch folgende Division berechnet werden /Or82/:

$$X_0 = U_1 / (U_1 + U_2) \quad ,$$

entsprechend der Darstellung in Abb.3.6 .

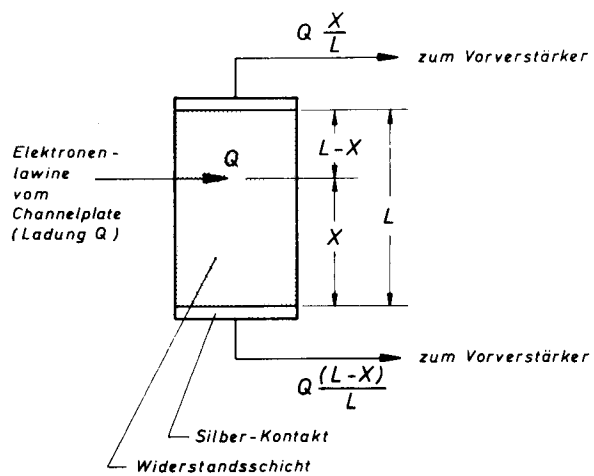
Abb.3.6

Ortsbestimmung aufgrund der Ladungstrennung auf der Kohlenstoffschicht

$$U_1 \sim Q \cdot X/L$$

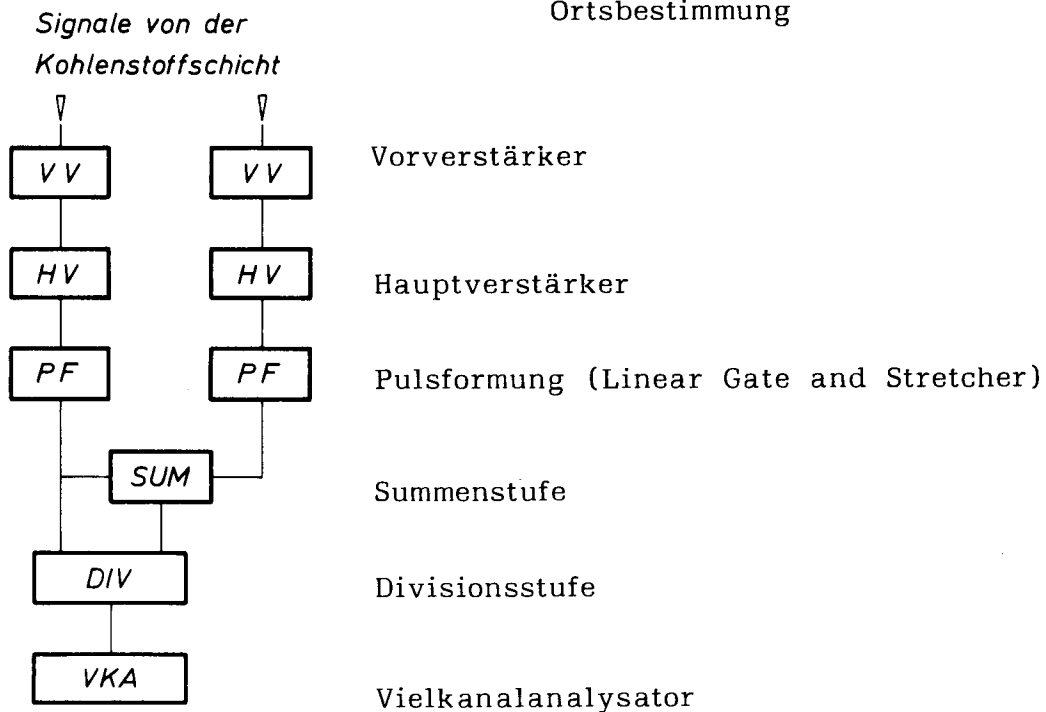
$$U_2 \sim Q \cdot (L-X)/L$$

$$X_0 = X/L$$



Im Experiment erfolgt die Ortsbestimmung elektronisch. Das Blockdiagramm der Schaltung ist in Abb.3.7 gezeigt.

Abb.3.7 Blockschaltbild der Elektronik zur Ortsbestimmung



Die von der Widerstandsschicht abgegriffenen Signale werden in Vor- und Hauptverstärkern auf NIM-Norm erhöht. In den "Linear Gate and Stretcher"-Einheiten werden die Signale in Rechteckimpulse umgewandelt. Eines dieser Signale wird direkt an den Ortseingang einer Divisionsstufe angelegt. Beide Signale werden in einer Summenstufe addiert, das Summensignal wird an den Energieeingang der Divisionsstufe gelegt. Die Divisionsstufe liefert, je nach Ergebnis der Division, ein Signal zwischen 0 und 10V, das an den Eingang eines Vielkanalanalysators gelegt wird. Das gemessene Pulshöhenspektrum ist direkt proportional dem Ortsspektrum.

Die Ortsauflösung des Detektors (Channelplates mit Kohlenstoffschicht als Anode) wurde mit einer Blende (2mm Abstand vor dem ersten Channelplate) und einer Alpha-Quelle bestimmt. Als Blende wurde eine Messingscheibe mit fünf parallelen Schlitzern (0,3mm Breite und 5mm Abstand) verwendet. Die Auflösung des Detektors beträgt 0,3mm. Mit Hilfe einer thermischen Ionenquelle konnte die Energieauflösung und die Linearität des gesamten Spektrometers gemessen werden. Als thermische Ionenquelle wurde ein Glühdraht aus Wolfram verwendet, auf den Cäsium-Jodid-Kristalle aufgebracht wurden. Dieser Draht wurde vor dem Spektrometer angebracht und auf positives Potential gelegt. Die Energie der emittierten Cs^+ -Ionen wird durch dieses Potential bestimmt. Das Ergebnis dieser Eichmessung ist in der folgenden Abbildung dargestellt. Es sind die gemessenen Spektren für verschiedene Ionenenergien zusammen eingezeichnet (Abb.3.8 oben).

Trägt man die Kanalzahl der Peakmaxima gegen die Ionenenergie auf, so erhält man den in Abb.3.8 (unten) dargestellten linearen Zusammenhang.

Aus dieser Eichmessung ergibt sich eine Energieauflösung von 1eV für Energien $< 50\text{eV}$. Mit zunehmender Teilchenenergie ist die Auflösung schlechter (2eV bei Ionenenergien von 90eV). Das gemessene Ortsspektrum ist, entsprechend Gl.3.1, direkt proportional dem Energiespektrum der nachgewiesenen Ionen. Die Extrapolation der Geraden in Abb.3.8 zu 0eV ergibt den Nullpunkt des Spektrometers bei Kanal 75.

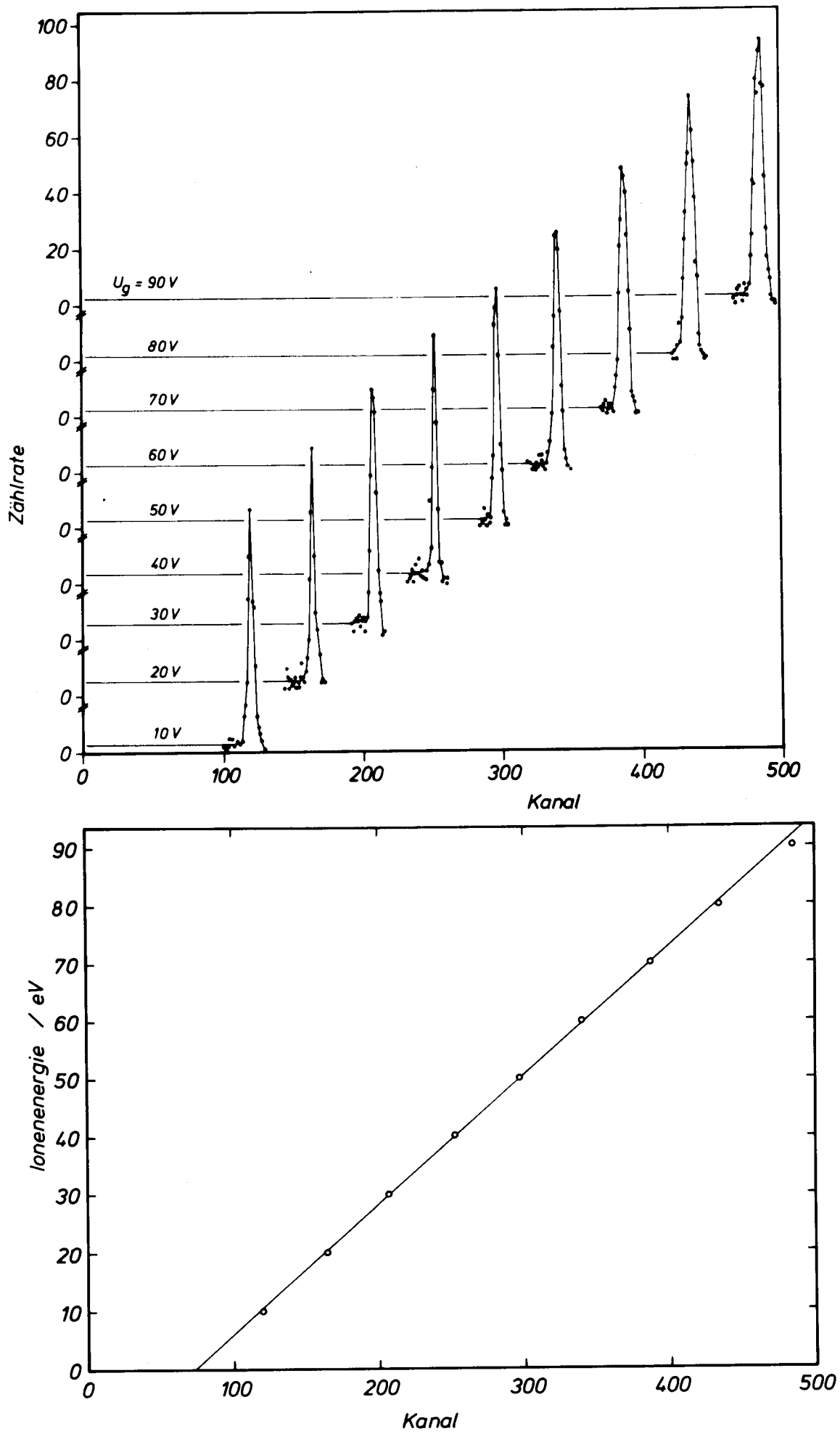


Abb.3.8 Energie-Eichung des Spektrometers

Um Einflüsse wie Kontaktpotentiale und Ablöseenergien an der thermischen Ionenquelle nicht berücksichtigen zu müssen, und um bei den Messungen am Ionenstrahl den Nullpunkt kontrollieren zu können, wurde der Nullpunkt des gesamten Spektrometersystems zusätzlich auf andere Art neu ermittelt. Es wurde die Energie der vom Strahl abgestoßenen Restgasionen bei Ionenstrahlen mit sehr kleinen Ionenströmen ($<10\mu\text{A}$), bei hohen Restgasdrücken (ca. $8 \cdot 10^{-5}$ hPa(mbar)) und bei großen Strahldurchmessern bestimmt. Mit abnehmendem Ionenstrom und zunehmendem Restgasdruck konvergiert das Raumladungspotential und damit die Energie der Restgasionen gegen Null. Die Stabilität der Verstärker wurde mit einem Pulsgenerator vor jeder Meßreihe kontrolliert.

3.3. Apparatur zur Messung der Potentialverteilung im Ionenstrahl

Zur Messung der räumlichen Verteilung des Raumladungspotentials wurde senkrecht zum Ionenstrahl und zum Spektrometer eine Elektronenquelle*) installiert (Abb.3.9).

Der mit dieser Quelle erzeugte Elektronenstrahl wird mit einer elektrostatischen Einzellinse fokussiert. Ein Elektrodenpaar ermöglicht es, den Elektronenstrahl senkrecht zur Ionenstrahlachse abzulenken, so daß jede beliebige Position zwischen Ionenstrahlachse und RADIAN eingestellt werden kann. Die axiale Position (parallel zum Ionenstrahl) kann mit Hilfe eines schwachen Elektromagneten korrigiert werden. Die Elektronen werden auf eine Energie von 1keV beschleunigt, der Elektronenstrom beträgt ca. $50\mu\text{A}$. Der Elektronenstrahl hat bei Fokussierung auf die Ionenstrahlachse einen Durchmesser von etwa 1mm. Mit wachsendem Abstand von der Ionenstrahlachse, d.h. stärkerer Ablenkung des Elektronenstrahls, vergrößert sich der Durchmesser und nimmt bei 70mm Abstand von der Achse einen Wert von 10mm an. Die radiale Ablenkung ist für nicht zu große Abstände ($<40\text{mm}$) von der Achse eine lineare Funktion der Ablenkspannung.

*) Elektronenstrahlerzeuger einer S/W-Bildröhre Typ A61-120W/2 der Firma AEG-Telefunken, bestehend aus Glühdraht, Extraktionselektrode, Wehneltzylinder und elektrostatischer Einzellinse

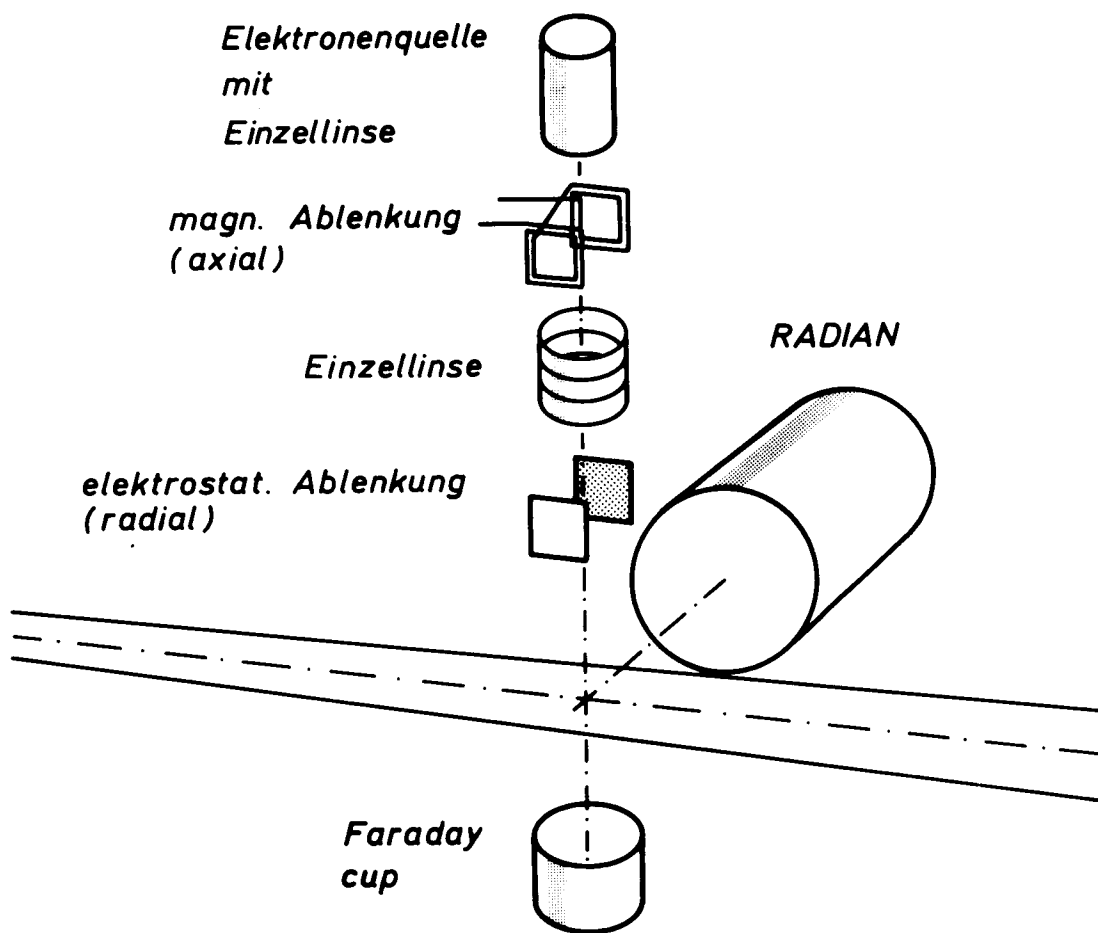


Abb.3.9 Schematische Darstellung des Experiment-Aufbaus zur Messung der radialen Potentialverteilung

4. Messungen und Meßergebnisse

Um den Betrieb der Ionenquelle und die Strahlformierung mit dem verwendeten Accel/Decel-Extraktionssystem kennenzulernen, wurden zunächst einige "vorbereitende" Messungen durchgeführt. Mit den ermittelten Einstellungen und Einstellverfahren konnten Ionenstrahlen mit weitgehend reproduzierbaren Parametern erzeugt werden. Die daran anschließenden Messungen zur Raumladungskompensation gliedern sich in drei Hauptabschnitte:

- Messung des mittleren Strahlpotentials unter verschiedenen Randbedingungen an Gleichstromionenstrahlen
- Messung der Restgasionen-Energie an gepulsten Ionenstrahlen
- Messungen zur radialen Potentialverteilung

4.1. Vorbereitende Messungen

In der ersten Ausbaustufe des Teststandes wurden einige Messungen zur Strahlführung und zum Test des Spektrometers durchgeführt. Der Ionenstrahl wurde mit einem Accel/Decel-System aus der Ionenquelle extrahiert und nach ca. 50cm Driftstrecke in einem Faraday-Cup gestoppt. Der Faraday-Cup hatte keine Sekundärelektronen-Abschirmung. Mit einem Strahlprofilmonitor konnte der Strahldurchmesser etwa in der Mitte zwischen der Extraktion und dem Faraday-Cup bestimmt werden.

Der Strahldurchmesser bzw. die Divergenz des Ionenstrahls haben bei einer bestimmten Einstellung des Abstandes Ionenquelle - Extraktionselektrode (Extraktionsabstand) einen Minimalwert. Dieser optimale Abstand ist u.a. abhängig von der Extraktionsspannung und vom Ionenstrom. In der folgenden Abbildung (Abb.4.1) ist der Strahldurchmesser als Funktion des Extraktionsabstandes für verschiedene Energien (Extraktionsspannungen) dargestellt. Für verschieden große Ionenströme ergeben sich ähnliche Abhängigkeiten. Mit zunehmendem Strom werden kleinere Extraktionsabstände gebraucht, um die Strahldivergenz zu minimieren.

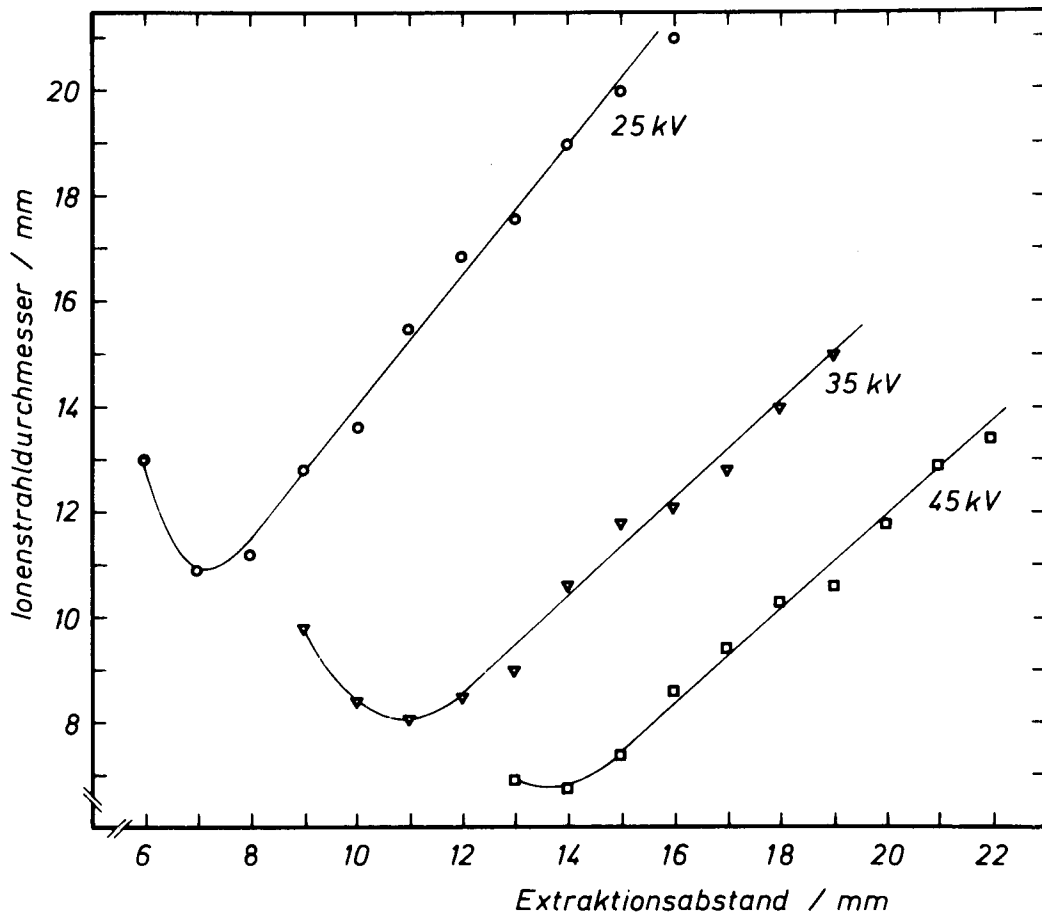


Abb.4.1 Der gemessene Strahldurchmesser in Abhängigkeit vom Abstand Ionenquelle - Extraktions-Elektrode bei verschiedenen Extraktionsspannungen.

Zum optimalen Strahltransport ist es also notwendig, zu vorgegebener Ionenquellen-Einstellung und gegebener Extraktionsspannung den Extraktionsabstand zu optimieren.

Bei den in den folgenden Kapiteln beschriebenen Experimenten wurden zunächst Ionenquelle und Extraktionsspannung eingestellt, wobei der Ionenstrahl in den Faraday-Cup fokussiert wurde. Danach wurden die Einzellinsen abgeschaltet und der Extraktionsabstand variiert, bis der im Faraday-Cup gemessene Strom am Ende des Strahlführungssystems einen Maximalwert annahm. Anschließend wurden die Linsen wieder eingeschaltet und der Ionenstrahl in der gewünschten Form eingestellt.

Im Rahmen der vorbereitenden Messungen wurde ferner der Einfluß des Accel-Potentials, d.h. des Potentials an der ersten Extraktions-Elektrode untersucht. Mit zunehmendem negativem Potential an dieser

Elektrode nimmt der Strahldurchmesser (die Strahldivergenz) ab und bleibt ab einem bestimmten Wert des Potentials konstant. Dieser "Abknickpunkt" hängt vom Ionenstrahlstrom und von der Extraktionsspannung ab. Die Änderung des Strahldurchmessers bei Erhöhung der Accel-Spannung ist in Abb.4.2 für verschiedene Extraktionsspannungen dargestellt.

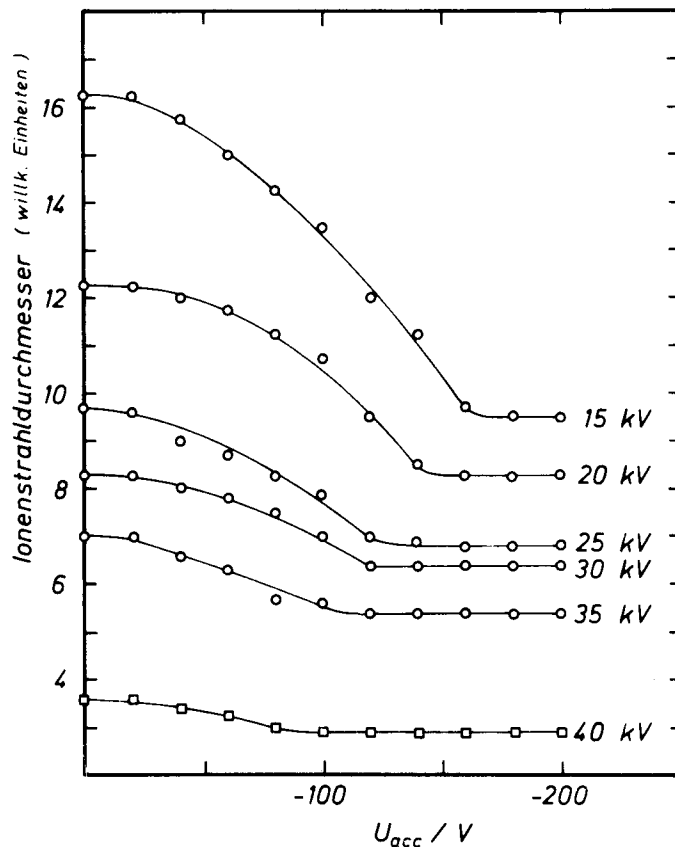


Abb.4.2 Abhängigkeit des Strahldurchmessers von der Spannung an der Accel-Elektrode für verschiedene Extraktionsspannungen

Diese Wirkung des Potentials an der Accel-Elektrode ist direkt auf die Beeinflussung der Raumladungskompensation zurückzuführen. Ohne negative Spannung an dieser Elektrode können die durch Ionisation des Restgases gebildeten Elektronen zur "positiven" Ionenquelle abgezogen werden. Dadurch wird der Grad der Raumladungskompensation verschlechtert, die abstoßenden elektrostatischen Kräfte werden größer, der Strahl divergiert stärker.

Aus dem gleichen Grund wurde die dritte Elektrode der zweiten Einzellinse auf negatives Potential gelegt. Es sollen keine Elektronen

aus dem Ionenstrahl in der Diagnosekammer zur Mittelelektrode der Linse gezogen werden.

Um das Raumladungspotential von Ionenstrahlen reproduzierbar messen zu können, ist es notwendig, den Ionenstrahl in eindeutiger Weise einzustellen; d.h., bei gegebenen Werten für Ionenstrom, Extraktionsspannung und optimiertem Extraktionsabstand, muß mit den beiden elektrostatischen Einzellinsen ein Ionenstrahl formiert werden, der mit dem Strahl bei einer anderen Messung vergleichbar ist. Die in diesem Kapitel und in Kap.4.4 beschriebenen Messungen wurden an annähernd parallelen Ionenstrahlen durchgeführt. Dies wurde mit Hilfe zweier Strahlprofilmonitore erreicht, wobei einer vor und einer hinter dem Spektrometer RADIAN angeordnet war (Position P_1 und P_2 in Abb.3.1). Der Absolutwert des Strahldurchmessers konnte mit diesen Monitoren nicht exakt bestimmt werden, aber es war möglich, den Strahldurchmesser und die Strahlparallelität während der Meßreihen konstant zu halten, bzw. bei einer anderen Meßreihe den gleichen Strahldurchmesser einzustellen.

Es ist dabei zu berücksichtigen, daß die Definition eines Ionenstrahldurchmessers willkürlich ist. Man kann die Halbwertsbreite, den Punkt, bei dem die Intensität auf $1/e$ abgesunken ist, oder andere Definitionen wählen. In den Messungen zu dieser Arbeit wurde die $1/4$ -Werts-Breite, die sich mit dem verwendeten Profilmonitor einfach bestimmen läßt, als Maß für den Strahldurchmesser genommen. Nach einem einmal durchgeführten Vergleich mit Sondenmessungen konnte mit der Monitoranzeige (Skalenteile am Oszilloskop-Bildschirm) der Strahldurchmesser abgeschätzt werden.

4.2. Messung des mittleren Strahlpotentials an Gleichstrom-Ionenstrahlen

An Ionenstrahlen, die entsprechend den in Kap.4.1. beschriebenen Ergebnissen eingestellt waren, wurden die Abhängigkeiten des Raumladungspotentials von verschiedenen Parametern gemessen.

Es wurden folgende Größen variiert:

- Ionenstrahlstrom
- Strahlionenenergie
- Restgasdruck
- Strahldurchmesser
- Elektrodenpotentiale .

Da sich die Größen gegenseitig beeinflussen, mußten geeignete Maßnahmen getroffen werden, um die Einzelmessungen miteinander vergleichen zu können. Verringert man z.B. den Ionenstrom, indem man die Entladungsspannung und den Gasdruck in der Ionenquelle verkleinert, so müssen der Extraktionsabstand, die Linseneinstellungen und der Restgasdruck in der Diagnosekammer nachgeregelt werden. Der Restgasdruck wurde durch Einlaß des Betriebsgases der Ionenquelle in den Rezipienten über ein Dosierventil auf dem höchsten Wert einer Meßreihe konstant gehalten, der ohne den zusätzlichen Gaseinlaß auftritt.

Trotz dieser verschiedenen Maßnahmen war die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse schlechter als erwartet. Es zeigte sich, daß auch die Quelleneinstellung einen deutlichen Einfluß auf den Grad der Raumladungskompensation hat. In Abb.4.3 sind gemessene Restgasionenenergien für Argon-Ionenstrahlen (25keV, 1mA, ca. 18mm Strahldurchmesser bei $6 \cdot 10^{-6}$ hPa Restgasdruck) gegen das Verhältnis von eingestellter Entladungsspannung (U_{ent} in kV) zu Magnetstrom (I_{mag} in A) der Ionenquelle aufgetragen.

Diese Beeinflussung des Strahlpotentials kann zurückgeführt werden auf hochfrequente Schwingungen der Ionendichte im Strahl (und damit der Strahlionenintensität) aufgrund von Plasmaschwingungen in der Ionenquelle /Ne 68/. Das wurde bestätigt durch Messungen des Ionenstroms. Mit Hilfe eines Oszilloskops wurde der Spannungsabfall an einem Widerstand gemessen. Bei einer Meßreihe mit 0,7mA, 25keV

Argon-Ionenstrahlen wurden 450kHz-Schwingungen der Strahlintensität gemessen, wobei die Amplitude mit abnehmendem Verhältnis U_{ent} / I_{mag} anstieg (bis zu über 25% des mittleren Gleichstroms).

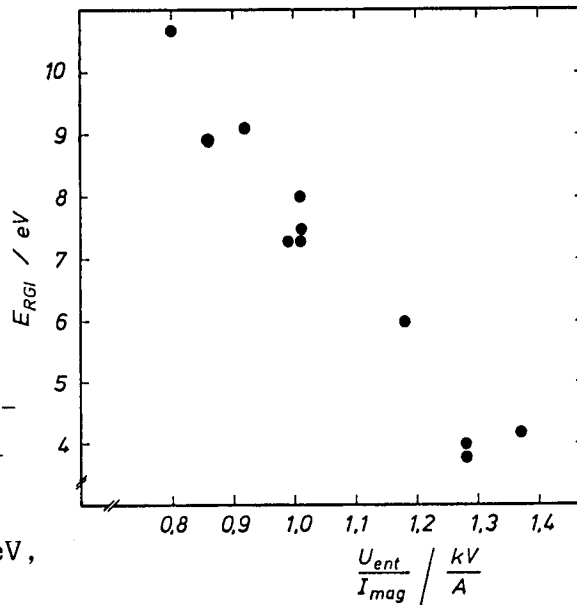


Abb.4.3

Abhängigkeit der mittleren Restgas-
ionenenergie von der Ionenquellen-
einstellung (Entladungsspannung/
Magnetstrom). Messungen bei 25keV,
1mA, 18mm Durchmesser, $6 \cdot 10^{-6}$ hPa
Restgasdruck.

Diese Unterschiede der Raumladungskompensation haben einen Einfluß auf die Möglichkeit, die Meßergebnisse mathematisch zu beschreiben. So kann aus den gegebenen Werten für den Ionenstrom, die Strahl-
ionenenergie, den Strahldurchmesser und den Restgasdruck nur ein
Minimalwert für das Potential berechnet werden. Die Meßwerte werden
in der Regel oberhalb der berechneten Abhängigkeit liegen. Das ge-
messene Potential ist höher, weil die Raumladung schlechter kompen-
siert ist als es bei gegebenen Strahlparametern möglich wäre. Um
eine Meßreihe mit der Theorie vergleichen zu können, wird eine
Normierungskonstante eingeführt (Anhang A1).

- Variation des Ionenstrahlstroms

In den folgenden beiden Abbildungen ist die mittlere Energie der vom Strahl abgestoßenen Restgasionen in Abhängigkeit vom Ionenstrahlstrom dargestellt. Bei den Meßreihen wurden der Restgasdruck von $6 \cdot 10^{-6}$ hPa und der Strahldurchmesser von ca. 18mm konstant gehalten. Die eingezeichneten Kurven sind nach Gl.2.5 berechnet. Sie sind an den Meßpunkt (35kV, 1,23mA) angepaßt.

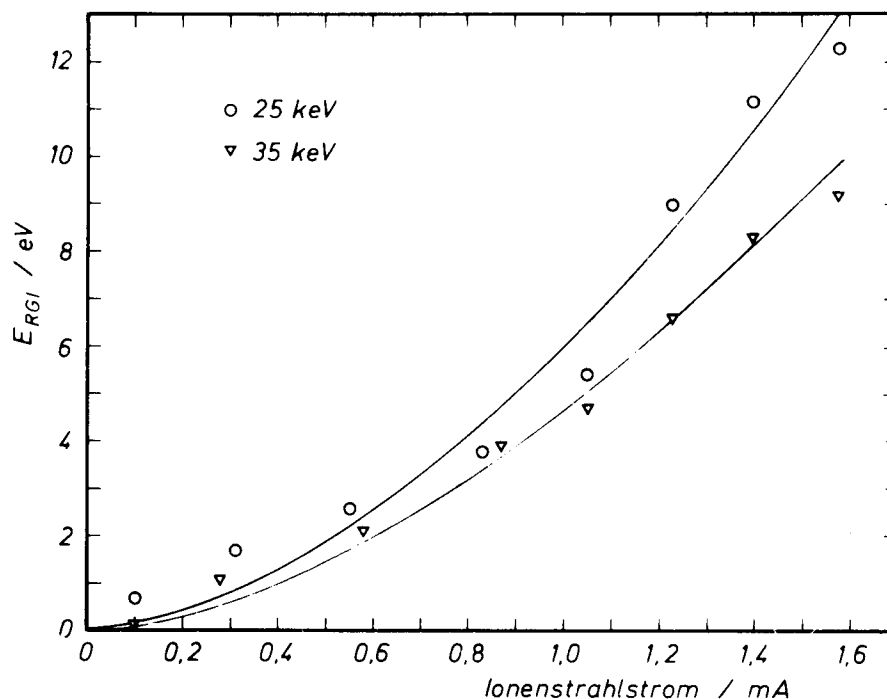


Abb.4.4 Mittlere Restgasionen-Energie in Abhängigkeit vom Ionenstrahlstrom für zwei verschiedene Strahlionenenergien. Die Anpassung der gerechneten Kurven erfolgte nur an den Meßwert (35kV, 1,23mA).

Bei diesen Messungen wurde die Ionenquelle so eingestellt, wie es in /Ba74/ als optimale Einstellung beschrieben ist: Zweites Strahlintensitätsmaximum bei der Erhöhung des axialen Magnetfeldes. Die Messungen, die in Abb.4.5 dargestellt sind, wurden bei etwas geänderter Quellengeometrie und bei größerem U_{ent} / I_{mag} -Verhältnis gemessen als die obige Messung. Wie auf S.30 erläutert wurde, ist bei

größerem U_{ent} / I_{mag} die Amplitude der hochfrequenten Intensitätsschwankungen des Ionenstrahls kleiner. Der Grad der Raumladungskompensation ist größer. (Messung bei 25keV, $6 \cdot 10^{-6}$ hPa, 18mm)

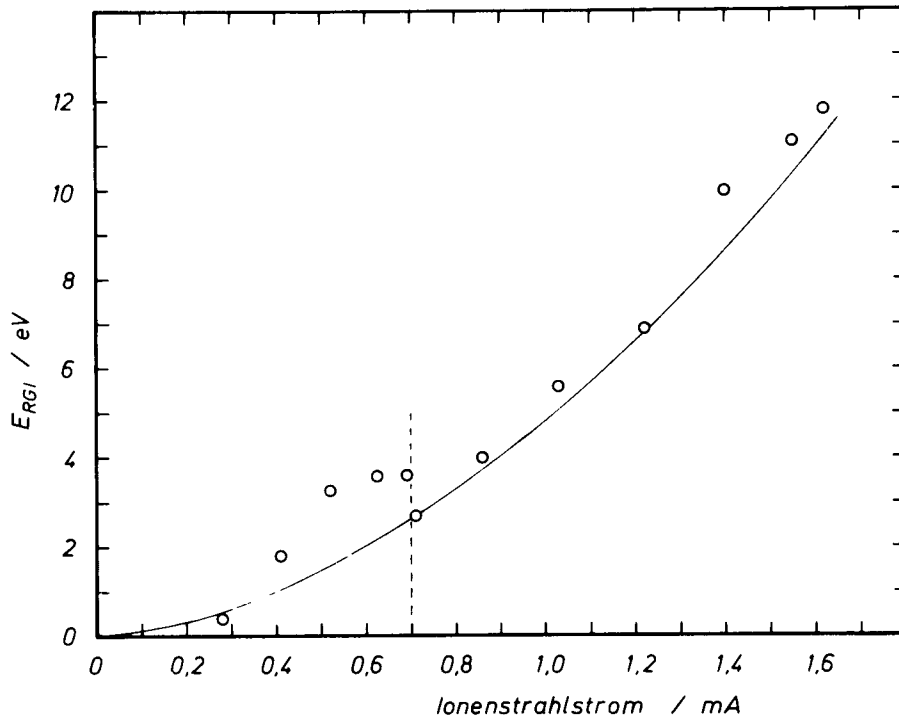


Abb.4.5 Weitere Messung der Abhängigkeit vom Ionenstrahlstrom mit geänderter Quellengeometrie und -einstellung. Bei Ionenströmen kleiner als 0,7mA brannte die Entladung in der Quelle in einem anderen Entladungsmodus mit anderem Schwingungsverhalten des Plasmas.

- Strahlionenenergie und Restgasdruck

Bei fester Quelleneinstellung wurde die Abhängigkeit der mittleren Energie der Restgasionen vom Restgasdruck und von der Strahlionenenergie gemessen. Es wurden verschiedene Extraktionsspannungen angelegt und bei jeder so eingestellten Strahlionenenergie der Restgasdruck durch den Einlaß von Argon bis zu $4 \cdot 10^{-5}$ hPa erhöht (Anzeige des Ionisations-Vakuummeßgerätes). Der Extraktionsabstand wurde für jede Extraktionsspannung optimiert. Die elektrostatischen Einzellinsen wurden nach den Druckerhöhungen, wenn es notwendig war, nachgeregelt, um stets an einem parallelen Strahl mit gleichem

Durchmesser messen zu können.

In Abb.4.6 ist die mittlere Restgasionen-Energie als Funktion der Strahlionenenergie dargestellt. Kurvenparameter ist der Restgasdruck. Die durchgezogenen Kurven sind wieder die berechneten Abhängigkeiten nach Gl.2.5. Die Anpassung erfolgte für alle Kurven an den Punkt (25keV, $1 \cdot 10^{-5}$ hPa).

Die Rechnungen beinhalten die Änderung des Ionisations-Wirkungsquerschnitts mit der Strahlionenenergie (Anhang A3). Die geringe Abnahme des gemessenen Ionenstroms mit zunehmendem Druck von 0,75 auf 0,7mA wurde nicht berücksichtigt (siehe auch Abb.4.7b).

In einer anderen Meßreihe wurde ebenfalls Argon in das Vakuum-system eingelassen und bei verschiedenen Meßpunkten (verschiedene Drücke) die Restgaszusammensetzung mit einem Quadrupol-Massenspektrometer bestimmt. In Tab.4.1 sind die Ergebnisse der Massenspektrometermessungen aufgelistet. Während der Partialdruck von Argon bei der Restgasdruckerhöhung um etwa zwei Größenordnungen zunimmt, ändern sich die Partialdrücke der anderen Restgasanteile nur geringfügig. Für Drücke $> 7 \cdot 10^{-6}$ hPa ist der Argon-Anteil im Restgas größer als 73%. Es war somit durchaus gerechtfertigt, die Rechnungen für Abb.4.6 nur mit Argon als Restgas durchzuführen (abgesehen vom kleinsten Druck). Bei $3,3 \cdot 10^{-6}$ hPa ist der Argon-Anteil zu klein, so daß nicht nur mit Argon gerechnet werden darf. Berücksichtigt man noch die anderen Gaskomponenten und ferner den Meßfehler bei der Bereichsumschaltung des Druckmeßgerätes, so erhält man die berechnete Abhängigkeit, die in Abb.4.6 gestrichelt eingezeichnet ist.

In Abb.4.7a ist eine gemessene Abhängigkeit der mittleren Restgasionen-Energie vom Totaldruck dargestellt. Der Totaldruck ist die Summe der mit dem Quadrupol-Massenspektrometer bestimmten Partialdrücke. Dabei wurde angenommen, daß der Peak im Massenspektrum bei Masse 2 auf Wasserstoffgas zurückzuführen ist und nicht auf Dissoziationsprodukte von Wasser oder von Kohlenwasserstoffen. Der Wasserstoff wird vermutlich bei der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit den Wandungen des Faraday-Cups frei.

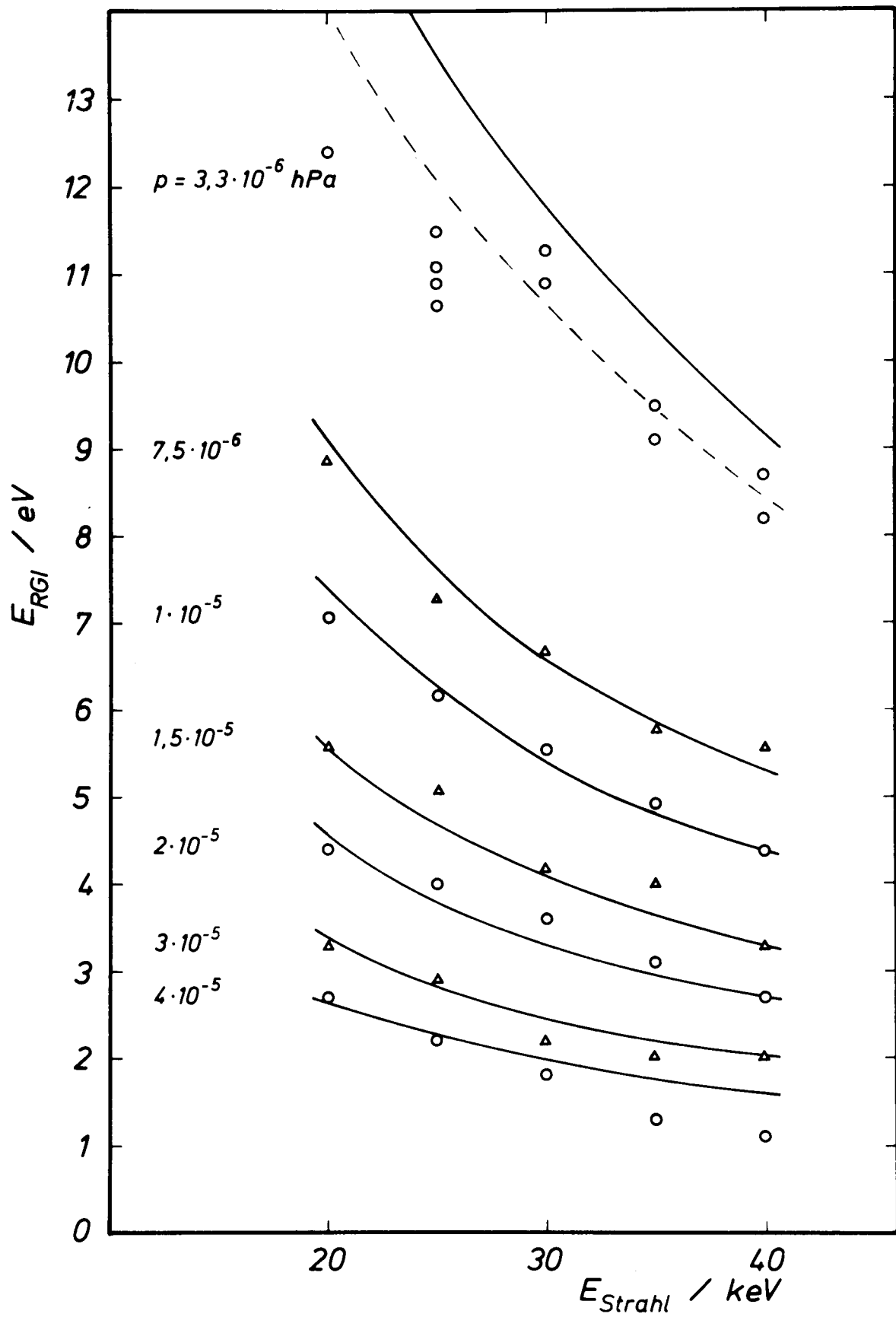


Abb.4.6 Die gemessene Restgasionen-Energie als Funktion der Strahl-Ionenenergie und des Restgasdrucks. Die Messungen wurden an Ar-Ionenstrahlen mit 0,75mA Ionenstrom und ca. 18mm Durchmesser durchgeführt

Anzeige des Ionisations-Vakuummeters (hPa)	Gaszusammensetzung	Totaldruck (hPa)
$2,2 \cdot 10^{-6}$	H ₂ 48% H ₂ O 7% N ₂ 6% Ar 40%	$2,5 \cdot 10^{-6}$
$4 \cdot 10^{-6}$	H ₂ 31% H ₂ O 5% N ₂ 4% Ar 61%	$4,35 \cdot 10^{-6}$
$6 \cdot 10^{-6}$	H ₂ 27% H ₂ O 4% N ₂ 3% Ar 66%	$5,44 \cdot 10^{-6}$
$8 \cdot 10^{-6}$	H ₂ 22% H ₂ O 3% N ₂ 2,5% Ar 72%	$6,67 \cdot 10^{-6}$
$10 \cdot 10^{-6}$	H ₂ 18% H ₂ O 2,5% N ₂ 2,5% Ar 76%	$8,82 \cdot 10^{-6}$
$2 \cdot 10^{-5}$	H ₂ 10% H ₂ O 1,5% N ₂ 1% Ar 87%	$1,91 \cdot 10^{-5}$
$4 \cdot 10^{-5}$	H ₂ 7% H ₂ O 1% N ₂ 1% Ar 91%	$3,4 \cdot 10^{-5}$
$6 \cdot 10^{-5}$	H ₂ 4% H ₂ O 1% N ₂ 1% Ar 94%	$5,6 \cdot 10^{-5}$
$8 \cdot 10^{-5}$	H ₂ 3,5% H ₂ O 0,5% N ₂ 0,5% Ar 95%	$7,79 \cdot 10^{-5}$

Tab.4.1 Restgaszusammensetzungen bei verschiedenen Totaldrücken. Der Restgasdruck wurde durch Ar-Einlaß erhöht. Die Gaszusammensetzung wurde mit einem Quadrupol-Massenspektrometer bestimmt. Der Totaldruck ist die Summe der Partialdrücke der verschiedenen Gase.

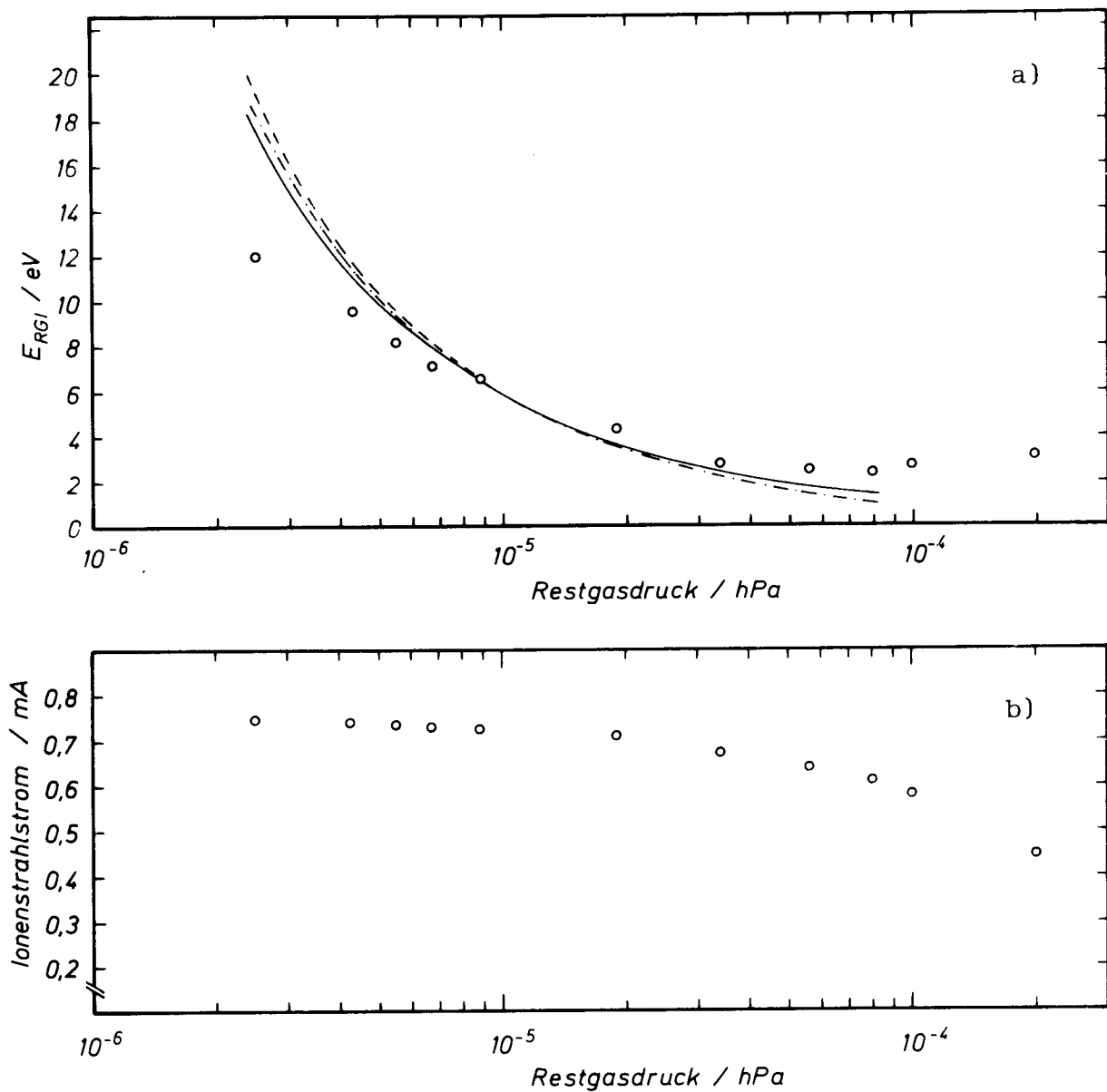


Abb.4.7a Abhängigkeit der mittleren Energie der Restgasionen vom Restgas-Totaldruck. Die eingezeichneten Kurven wurden für verschiedene Parameter nach Gl.2.5 berechnet.

Abb.4.7b Abnahme des gemessenen Ionenstroms bei Erhöhung des Restgasdrucks.

Die in Abb.4.7a gestrichelt eingezeichnete Kurve wurde berechnet mit den Ionisations-Wirkungsquerschnitten $\sigma(\text{H}_2\text{O})=9,4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ und $\sigma(\text{H}_2)=1,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Eine bessere Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten erhält man, wenn ein größerer Wert für $\sigma(\text{H}_2)$ eingesetzt wird. Mit $\sigma(\text{H}_2)=4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ wird die durchgezogene Kurve berechnet. Bei diesen Berechnungen wurde

nicht berücksichtigt, daß der gemessene Ionenstrom mit zunehmendem Restgasdruck im Strahlführungssystem kleiner wurde (Abb.4.7b). Diese Abnahme ist auf Umladungs- und Streuprozesse im Restgas zurückzuführen. Die Stromabnahme braucht bei den Rechnungen insofern nicht berücksichtigt zu werden, da der Wert des Ionisations-Wirkungsquerschnitts für Argon-Atome mit einer Energie von 25keV von der gleichen Größenordnung ist wie der von Ar^+ -Ionen der gleichen Geschwindigkeit. Nach Afrosimov /Af62/ ist der Wirkungs-Querschnitt für Argon-Atome 10% größer als der von Ar^+ -Ionen. Nach Sluyters /Sl59/ ist der Wirkungsquerschnitt für Atome um 40% kleiner. Andererseits ist aufgrund des geringeren Stroms auch die zu kompensierende Raumladung kleiner. Berechnet man das Potential mit der Abnahme des Ionenstroms, so erhält man mit $\sigma(\text{H}_2)=4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ die strich-punktierte Kurve in Abb.4.7a (die Kurve ist auch an den Meßwert bei $8,8 \cdot 10^{-6} \text{ hPa}$ angepaßt).

In Kap.2.2 wurden zwei Gleichungen zur Berechnung des Potentials angegeben, eine für kleine Restgasdrücke und eine für große (Gl.2.2 bzw. Gl.2.5 und Gl.2.3). Gl.2.3 muß angewandt werden, wenn die Dichte der vom Ionenstrahl erzeugten Restgasionen größer (oder gleich) wird als die Strahlionendichte. In /Ho79/ wurde das Verhältnis von Restgasionendichte zu Strahlionendichte in Abhängigkeit vom Restgasdruck für einen 17,6mA / 20keV He^+ -Strahl berechnet. Bei einem Druck von 10^{-4} hPa hat das Verhältnis den Wert 0,1. Das Experiment zu Abb.4.7a wurde mit einem Ionenstrom von 0,75mA durchgeführt. Für diesen niedrigen Strom wird die Gleichheit von Strahlionen- und Restgasionendichte schon mit weniger Restgasionen erreicht. Andererseits ist die Erzeugungsrate von Restgasionen dem Ionenstrahlstrom proportional, mit kleinerem Strom werden weniger Restgasionen produziert. Es erscheint somit gerechtfertigt, in diesem Experiment mit der Gleichung für kleine Drücke zu rechnen. Das wird auch durch die gute Übereinstimmung zwischen den Meßwerten und der gerechneten Abhängigkeit bestätigt.

Vergleicht man die gemessene Druckabhängigkeit mit den Ergebnissen von Holmes /Ho79/, so sieht man, daß die Abhängigkeit vom Restgasdruck in den unterschiedlichen Strombereichen ähnlich ist (Abb.4.8).

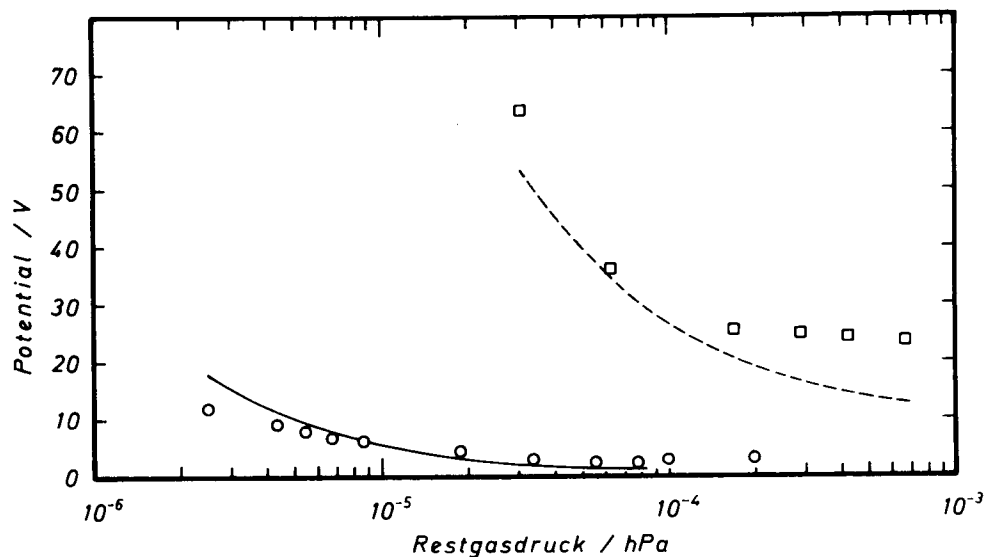


Abb.4.8 Vergleich der gemessenen Druckabhängigkeit der mittleren Restgasionenenergie (○) mit einem Experiment (□) und einer Rechnung (---) aus /Ho79/ (Messung bei höherem Druck an einem 17,6mA / 20keV He-Strahl).

Die Messung der Abhängigkeit vom Restgasdruck wurde nicht nur mit Argon als Restgas, sondern auch mit Helium, Neon und Stickstoff durchgeführt. Die Gase haben unterschiedliche Ionisations-Wirkungsquerschnitte. Sie sind für Stöße mit 25keV Ar-Ionen in Tab.4.2 zusammengestellt.

25keV Ar ⁺ +	Ar	N ₂	Ne	H ₂	He	H ₂ O
σ_i (10 ⁻¹⁶ cm ²)	11,2	8,6	3,2	1,5	0,75	(9,4)

Tab.4.2 Ionisations-Wirkungsquerschnitte für Argonion-Restgas-Stöße mit 25keV Ionen (nach /Gi57/, siehe auch Anhang A3)

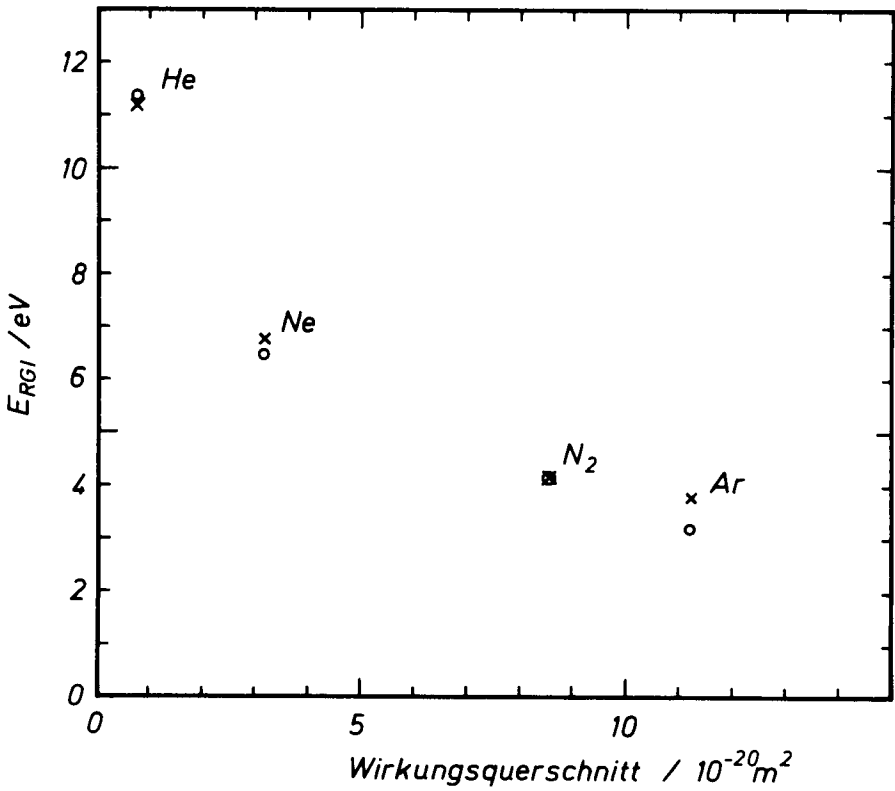
Mit Hilfe eines Quadrupol-Massenspektrometers wurde der Gaseinlaß so eingestellt, daß der aus den Partialdrücken bestimmte Totaldruck bei den verschiedenen Gasen etwa gleich war. In Tab.4.3 sind die Gaszusammensetzungen bei vier Messungen aufgelistet.

In Abb.4.9 sind die gemessenen mittleren Restgasionen-Energien in Abhängigkeit vom Ionisations-Wirkungsquerschnitt dargestellt. Die

Eingelassenes Gas	Anzeige des Ionisations-Vakuummeters (hPa)	Gaszusammensetzung	Totaldruck (hPa)
Ar	$1,8 \cdot 10^{-5}$	H ₂ 10% N ₂ 22% Ar 68%	$1,48 \cdot 10^{-5}$
N	$1,1 \cdot 10^{-5}$	H ₂ 10% N ₂ 81% Ar 8,5%	$1,17 \cdot 10^{-5}$
Ne	$7,3 \cdot 10^{-6}$	H ₂ 11% H ₂ O 2% Ne 72% N ₂ 7% Ar 7,5%	$1,25 \cdot 10^{-5}$
He	$2,5 \cdot 10^{-6}$	H ₂ 10% He 79% H ₂ O 2% N ₂ 2% Ar 7%	$1,25 \cdot 10^{-5}$

Tab.4.3 Gaszusammensetzungen und Totaldrücke von vier Messungen, bei denen verschiedene Gase in das Strahlführungssystem eingelassen wurden.

Abb.4.9 Gemessene mittlere Restgasionen-Energien (×) und berechnete Strahlpotentiale (○) in Abhängigkeit vom Ionisations-Wirkungsquerschnitt der Restgasteilchen.



Messungen wurden an einem Ar^+ -Ionenstrahl (25keV, 0,74mA, ca. 24mm Durchmesser) durchgeführt. Die Kreuze kennzeichnen die gemessenen Werte, die Kreise die berechneten. Bei den Rechnungen wurden auch die "Fremd"-Restgase (Tab.4.3) berücksichtigt.

Die Ergebnisse lassen deutlich die Abhängigkeit der Raumladungskompensation vom Ionisations-Wirkungsquerschnitt der Restgasatome (-moleküle) erkennen. Je größer der Wirkungsquerschnitt ist, desto größer ist auch die Zahl der erzeugten Kompensationselektronen pro Zeiteinheit. Damit ist eine Verbesserung der Kompensation verbunden.

- Ionenstrahldurchmesser

Während der Messungen der Restgasionen-Energien bei verschiedenen Strahldurchmessern wurden die Strahlionen-Energie, der Ionenstrahlstrom und der Restgasdruck konstant gehalten. Der Strahldurchmesser wurde durch Variation der Spannungen an den beiden Einzel-linsen verändert. Es wurde wieder darauf geachtet, daß der Strahl annähernd parallel war. Das Ergebnis einer Meßreihe ist in Abb.4.10 dargestellt. Es wurde an einem 25keV, 0,74mA Ar^+ -Strahl bei einem Restgasdruck von $2,4 \cdot 10^{-6}$ hPa gemessen.

Die nach Gl.2.5 berechnete Kurve (durchgezogen) ist an den Meßwert bei 25mm angepaßt. In der Abbildung ist auch das Ergebnis einer Messung von Holmes /Ho79/ eingezeichnet (∇ ---). Diese Messungen wurden an einem He-Ionenstrahl mit 17,6mA bei 20keV Ionenenergie und $7 \cdot 10^{-5}$ hPa Restgasdruck durchgeführt. Die Meßergebnisse liegen in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse dieser Arbeit, da die Potentialvergrößerung mit zunehmendem Ionenstrom durch die bessere Raumladungskompensation bei hohem Druck ausgeglichen wird. Die strich-punktiert eingezeichnete Kurve wurde nach der Gleichung von Holmes (Gl.2.2) für die Messungen dieser Arbeit berechnet. Die Anpassung erfolgte an den selben Meßwert wie die durchgezogene Kurve. Die so berechnete Abhängigkeit ist ähnlich der von Holmes bei größerem Druck bestimmten, beschreibt die Messungen dieser Arbeit jedoch nicht.

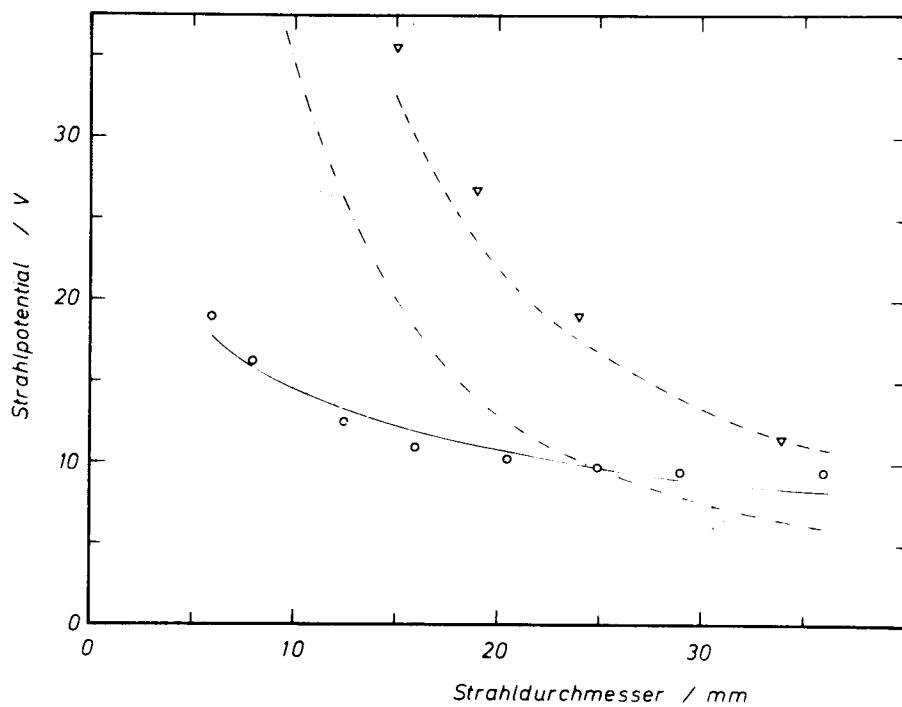


Abb.4.10 Abhängigkeit des Strahlpotentials vom Ionenstrahldurchmesser

∇ --- Messung bzw. Rechnung aus /Ho79/
(He, 20keV, 17,6mA, $7 \cdot 10^{-5}$ hPa)

$\circ$ Messung dieser Arbeit
(Ar, 25keV, 0,74mA, $2,4 \cdot 10^{-6}$ hPa)

— Rechnung nach Gl.2.5

--- Rechnung nach Gl.2.2 (Anpassung an die Meßwerte durch Normierungskonstante Gl.A1.1)

- Elektrodenpotentiale

Wie schon in Kap.4.1 gezeigt wurde, ist es möglich mit Elektroden, die auf positivem Potential liegen, Kompensationselektronen aus dem Ionenstrahl zu entfernen. Während in den Messungen, die in Kap.4.1. beschrieben sind, Elektroden auf negatives Potential gelegt wurden, um die Ionenquelle bzw. die Einzellinsen vom übrigen Strahlführungssystem abzuschirmen, wurde in der folgenden Messung eine zylindrische Elektrode (Position E_3 in Abb.3.1, ca. 12cm Abstand zu RADIAN) auf positives Potential gelegt. Die Meßergebnisse sind in Abb.4.11 zu sehen.

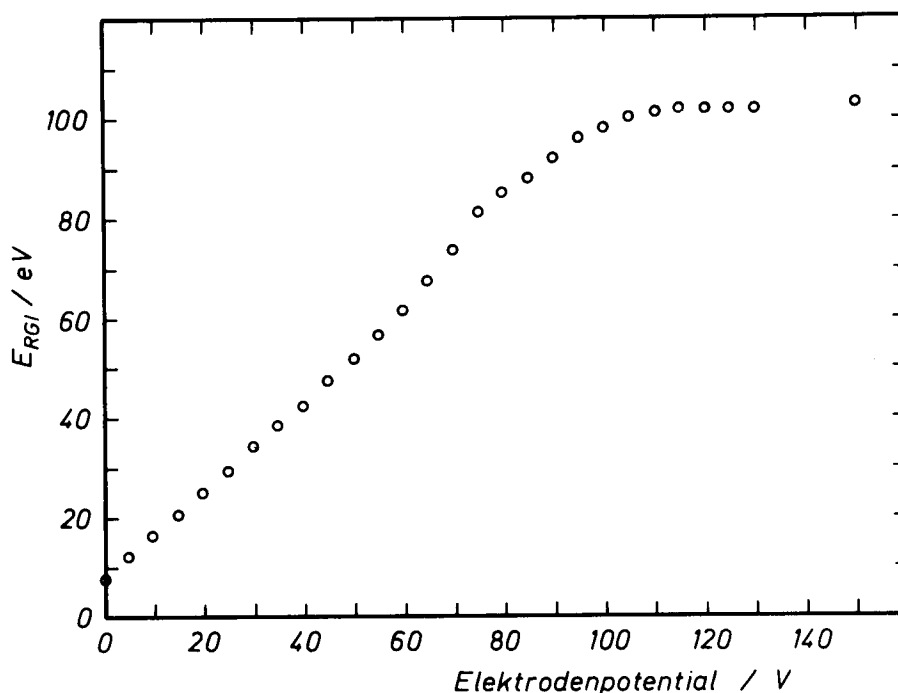


Abb.4.11 Mittlere Energie der Restgasionen in Abhängigkeit vom Potential der Elektrode E_3 . (Ionenstrahl: Ar^+ , 1mA, 25keV, 24mm Durchmesser, $6 \cdot 10^{-6}$ hPa Restgasdruck)

Bei einem Potential von 0V an dieser Elektrode ist der Strahlbereich zwischen den negativen Elektroden (3. Elektrode der zweiten Einzellinse und Faraday-Cup-Eintrittsblende) zunächst weitgehend kompensiert. Mit Erhöhung des positiven Potentials an der Elektrode E_3 werden mehr Elektronen aus dem Strahl entfernt ("Dekompensation"),

bis oberhalb eines bestimmten Potentials der Ionenstrahl fast vollständig unkompensiert ist. Dieser Abknickpunkt liegt etwa bei dem Wert, den man als Raumladungspotential des unkompensierten Strahls nach Gl.2.6 berechnet. Dieses Potential ist abhängig von der Strahlionen-Energie, dem Strom und dem Strahldurchmesser. Eine Erhöhung des Restgasdrucks und damit eine verstärkte Elektronenerzeugung verringert das Raumladungs-Potential oberhalb des Abknickpunkts nur unwesentlich, da die Elektronen sofort wieder abgezogen werden und nicht zur Kompensation beitragen. In dem in Abb.4.11 gezeigten Beispiel wurde für den unkompensierten Ionenstrahl ein Potential von 117V berechnet (nach Gl.2.6). Bei 150V Elektrodenpotential wurde eine mittlere Energie der Restgasionen von 107eV gemessen. Das entspricht einem Kompensationsgrad von etwa 8%. Eine Erhöhung des Restgasdrucks von $6 \cdot 10^{-6}$ hPa auf $6 \cdot 10^{-5}$ hPa reduzierte die gemessene Restgasionen-Energie auf 97eV. Die Raumladung ist etwas besser kompensiert (17%). Die bei 0V gemessene mittlere Energie der Restgasionen von 7,5eV entspricht einem Kompensationsgrad von 93%.

4.3. Messungen am gepulsten Ionenstrahl

Zur Untersuchung des Aufbaus der Raumladungskompensation wurden Messungen an gepulsten Ionenstrahlen durchgeführt. Dazu wurde das Meßsystem RADIANT am 300kV-Testinjektor der GSI eingebaut. Die Meßposition war etwa 3m von der Ionenquelle und der Beschleunigungsstrecke entfernt. Es wurde an einem 190keV Ar-Strahl mit etwa 3mA Pulsstrom gemessen.

Zunächst wurde das Spektrometer kontinuierlich am gepulsten Ionenstrahl eingesetzt. Es wurde die Länge der Strahlpulse variiert. Zwei gemessene Energiespektren der Restgasionen sind in Abb.4.12 zu sehen. Bei einer Pulsdauer von 0,5ms ergab die Messung ein strukturloses Spektrum mit Restgasionen-Energien zwischen 0 und 90eV (unteres Spektrum). Mit zunehmender Pulslänge verschob sich der Schwerpunkt der Verteilung. Bei 2ms Pulsdauer wurde ein Peak bei etwa 9eV beobachtet. Der Peak ist deutlich von noch vorhandenen

strukturlosen Untergrund zu trennen (oberes Spektrum).

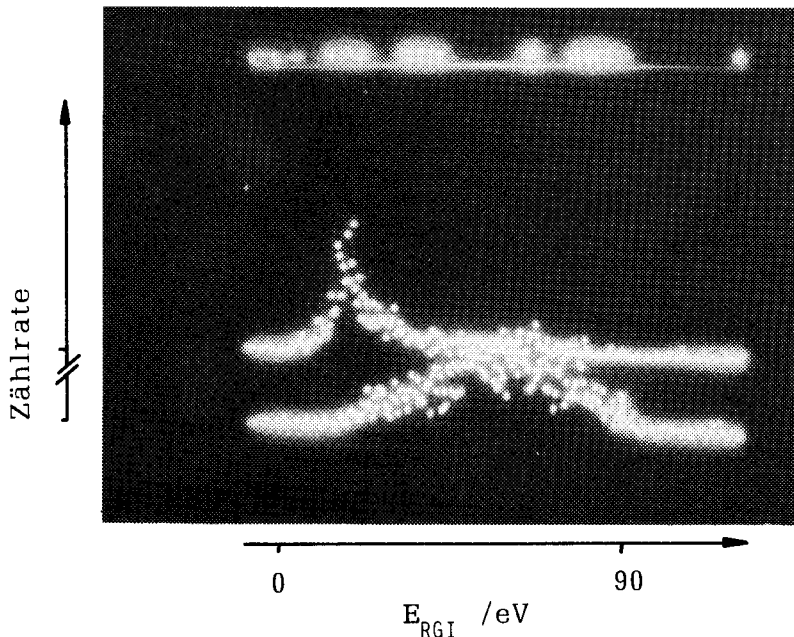


Abb.4.12 Energiespektren der Restgasionen an gepulsten Ionenstrahlen. Länge der Strahlpulse: Unten 0,5ms, oben 2ms.

Um diese Energieverschiebung genauer zu untersuchen, wurde das Spektrometer nicht mehr kontinuierlich betrieben. Statt dessen wurde mit dem Kontrollsignal, das auch die Ionenquelle steuert, ein Impulsgenerator getriggert. Die Rechtecksignale dieses Generators konnten in der Länge und im zeitlichen Abstand zum Triggersignal variiert werden. Mit diesen Signalen war es möglich, die Messung der Energieverteilung zu steuern. Liegt ein genügend hohes Spannungssignal am "Gate"-Eingang des Vielkanalanalysators an, so wird nur für die Dauer dieses Signals ein Spektrum akkumuliert. Durch Verschiebung des Gate-Signals, relativ zum Strahlpulsanfang, kann so die mittlere Energie der Restgasionen in verschiedenen zeitlichen Abschnitten der Strahlpulse gemessen werden. In Abb.4.13 ist der Bildschirm des Oszilloskops abgebildet, mit dem die Gate-Signallage und -Breite eingestellt wurde. In diesem Beispiel ist das mittlere Signal der Steuerpuls, das untere der Strahlpuls am Faraday-Cup und das obere ist das Gate-Signal zur Steuerung des Vielkanalanalysators.

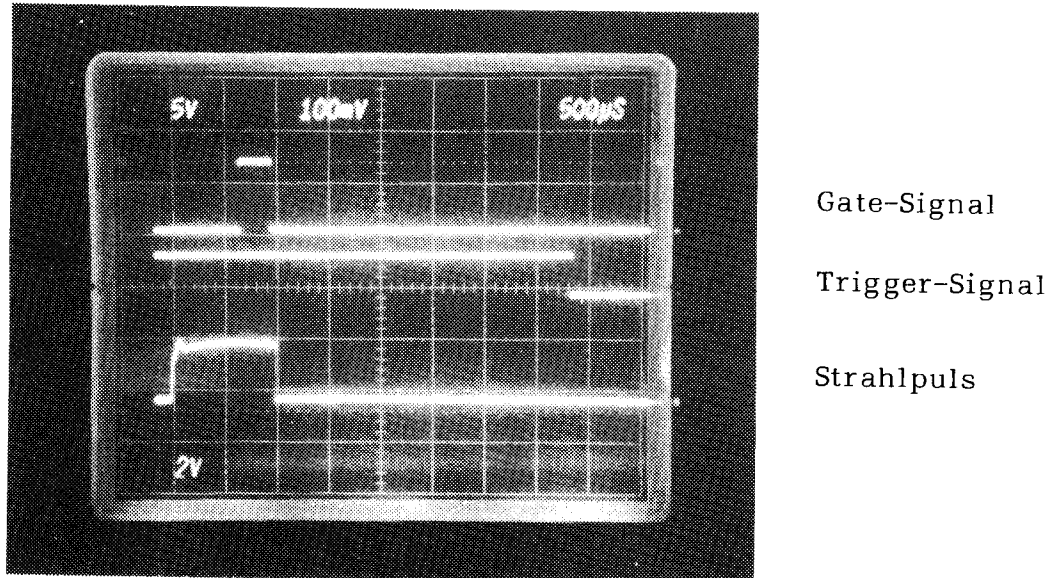


Abb.4.13 Bildschirm des Oszilloskops, mit dessen Hilfe die Steuerung der Messung eingestellt wurde

Für exakte Messungen ist es notwendig, die auftretenden Verzögerungszeiten bei der Messung zu kennen, z.B. die Flugzeit der Strahlionen von der Quelle bis zum Spektrometer und weiter bis zum Faraday-Cup. Die verschiedenen Ionenflugzeiten sind in Abb.4.14 dargestellt.

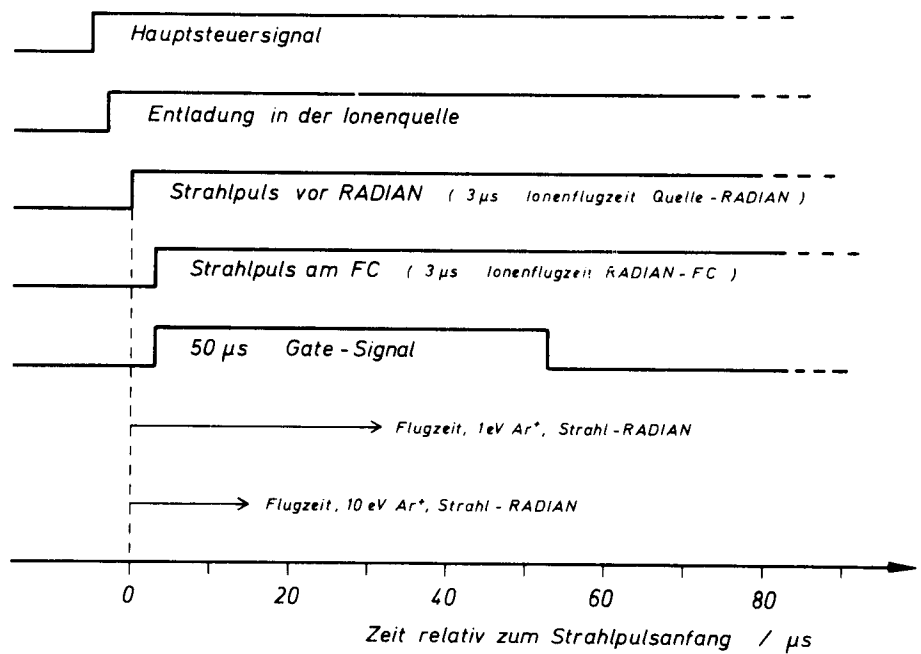


Abb.4.18 Darstellung der verschiedenen Ionenflugzeiten und Verzögerungen während der Messung am gepulsten Ionenstrahl

Die Flugzeit von Restgasionen mit einer Energie von 1eV vom Ionenstrahl bis zum Channelplate-Detektor beträgt 32 μ s, die von 10eV-Ionen beträgt 10 μ s. Das heißt, daß vom Ionenstrahl erzeugte Restgasionen mit kleinen Energien gegenüber schnelleren Ionen verzögert nachgewiesen werden. Wenn z.B. von Anfang des Strahlpulses an auch Restgasionen mit einer Energie von nur einem eV erzeugt werden, so werden diese in einem 50 μ s langen Zeitfenster am Pulsanfang nur zu 36% nachgewiesen. Das Experiment ergab, daß die Zählrate von Ionen mit einer Energie von 1eV, neben dem in den ersten 50 μ s gemessenen Peak bei 22eV, vernachlässigbar klein ist. Der Fehler, der durch den verzögerten Nachweis langsamer Ionen auftreten könnte, braucht demnach nicht berücksichtigt zu werden. Die Messung, deren Ergebnis in Abb.4.15 dargestellt ist, wurde mit einem Zeitfenster von 50 μ s durchgeführt. Das Zeitfenster wurde relativ zum Strahlpulsanfang verschoben.

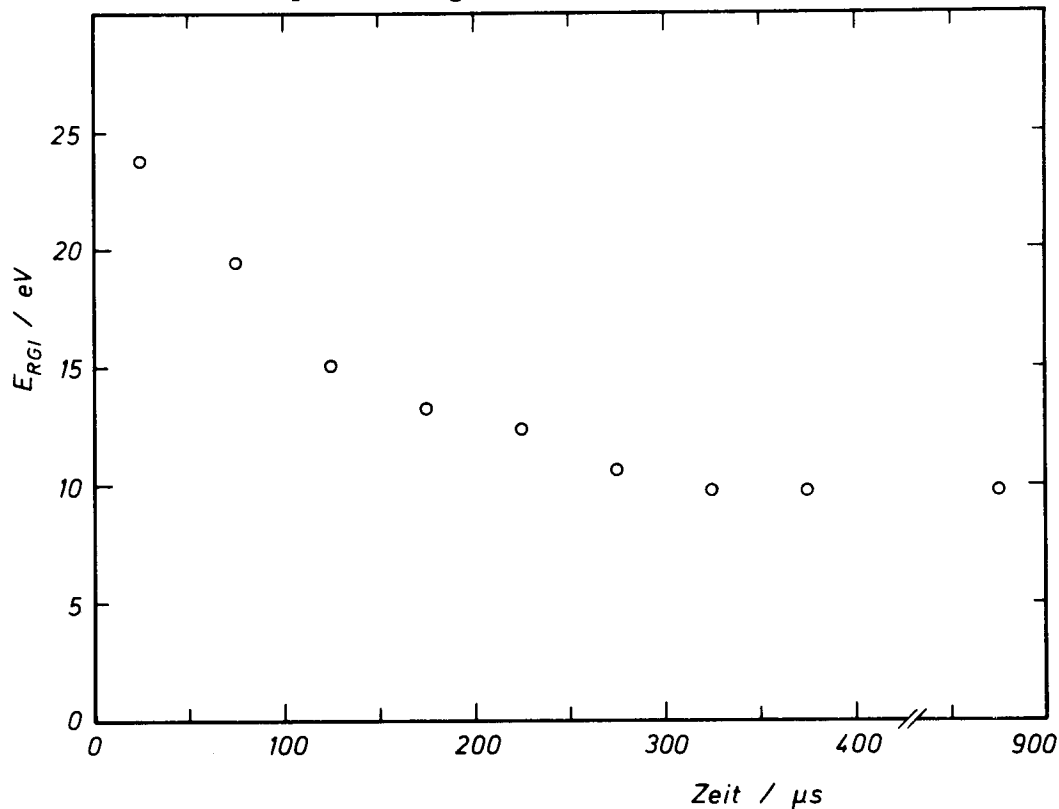


Abb.4.15 Änderung der mittleren Energie der Restgasionen entlang "eines" Strahlpulses. (Ar^+ , 190keV, 3mA, $4 \cdot 10^{-7}$ hPa, 2ms Pulsdauer)

Innerhalb der ersten 300 μ s des Strahlpulses nimmt die mittlere Restgasionen-Energie ab und bleibt dann konstant. Es sind demnach etwa 300 μ s notwendig, um die Raumladungskompensation aufzubauen. Dies Ergebnis liegt in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse von Mazarakis et al. /Ma80/, Alassi /Al83/ und Klabunde et al. /Kl83/. Mazarakis et al. haben an 3mA, 43keV, Xe^+ -Gleichstromstrahlen die Strahlaufweitung bei plötzlicher Änderung von Elektrodenpotentialen untersucht und eine Aufbauzeit von 700 μ s bestimmt. Alassi hat an 1,6mA, 18,5keV, Cs^+ -Strahlpulsen die Änderung des Strahldurchmessers entlang der Pulse gemessen und eine Zeit von 600 μ s ermittelt. Klabunde et al. haben an gepulsten Ar-Strahlen mit Hilfe einer Langmuir-Sonde, die neben dem Strahl positioniert war, eine Aufbauzeit von 250 μ s gemessen. Es wurde bei diesen Messungen nur das durch die Strahlpulse influenzierte Signal in seinem zeitlichen Verlauf beobachtet, ohne über eine Strom/Spannungs-Charakteristik das Potential zu bestimmen.

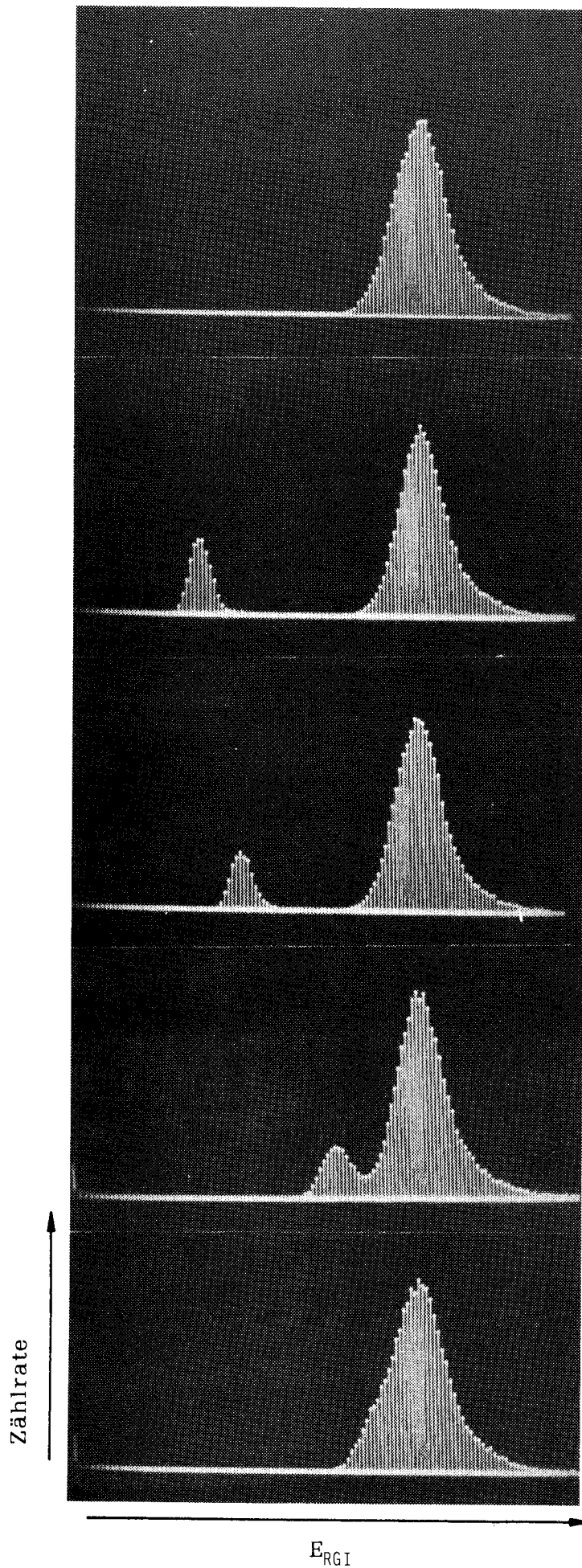
Vergleicht man das Ergebnis der hier beschriebenen Messung mit der Abschätzung nach Gl.2.1, so erhält man für 190keV Ar^+ -Ionen bei einem Restgasdruck von $4 \cdot 10^{-7}$ hPa eine Aufbauzeit der Raumladungskompensation von 630 μ s. Für den Wirkungsquerschnitt wurde ein Wert von $15 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ eingesetzt (Extrapolation der Werte von Gilbody /Gi57/). Die berechnete Aufbauzeit von 630 μ s liegt in der gleichen Größenordnung wie der gemessene Wert, ist jedoch etwa um den Faktor 2 zu hoch. Nach der Betrachtung in Kap.2.1. sollte die mit dieser Abschätzung berechnete Zeit kleiner sein als die wahre Aufbauzeit der Kompensation, da in Gl.2.1 keine Elektronenverluste berücksichtigt werden. Der in die Gleichung eingesetzte Restgasdruck von $4 \cdot 10^{-7}$ hPa (bzw. die daraus berechnete Restgasteilchendichte) wurde nicht an der Position gemessen, an der das Spektrometer eingebaut war. Es wird ferner für die Druckmessung ein Fehler von $\pm 30\%$ angegeben /Le82/. Ist der "wahre" Druck um den Faktor 2 größer, so wird eine Aufbauzeit berechnet, die der gemessenen Zeit entspricht. Ebenso wie der Wert des Restgasdrucks ist auch der eingesetzte Wirkungsquerschnitt mit einem Fehler behaftet.

4.4. Messung der radialen Potentialverteilung

Die in Kap.4.2. und 4.3. beschriebenen Messungen der mittleren Energie der Restgasionen ergeben noch keine Informationen über die räumliche Verteilung des Raumladungspotentials innerhalb und außerhalb des Ionenstrahls. Um diese Verteilung zu messen, wurde die Versuchsanordnung erweitert, wie es in Kap.2.3. und 3.3. beschrieben ist. Mit dem senkrecht zu Ionenstrahl und zu RADIANT eingeschossenen Elektronenstrahl wurden im Akzeptanzbereich des Spektrometers zusätzliche Restgasionen erzeugt, die auch von der Raumladung des Ionenstrahls abgestoßen werden und vom Spektrometer nachgewiesen werden können.

In Abb.4.16a ist zunächst ein einfaches Spektrum der Restgasionen zu sehen. In den Abb.4.16b bis e ist dem "normalen" Spektrum das der zusätzlich erzeugten Ionen überlagert. In Abb.4.16b ist der Abstand des Elektronenstrahls von der Ionenstrahlachse groß und das entsprechende lokale Raumladungspotential klein. Deshalb ist auch die Energie der zusätzlich erzeugten Restgasionen klein. Mit abnehmendem Abstand von der Ionenstrahlachse wird das Potential und somit auch die Energie der zusätzlichen Ionen größer. Der zusätzliche Peak im Spektrum wird zum normalen Peak verschoben. Ab einem bestimmten Abstand des Elektronenstrahls von der Ionenstrahlachse kann der zusätzliche Peak nicht mehr aufgelöst werden (Abb.4.16e). Dieser Abstand entspricht etwa dem Strahlradius.

Solange die mittlere Energie der zusätzlich erzeugten Ionen noch nicht gleich der mittleren Energie der normalen Restgasionen ist, kann man über die Bildung von Differenzspektren die Lage des zusätzlichen Peaks bestimmen. Man akkumuliert dazu ein Spektrum mit dem Elektronenstrahl an der betreffenden Stelle und subtrahiert davon ein Spektrum mit dem Elektronenstrahl-Fokus auf der vom Spektrometer abgewandten Strahlseite. Voraussetzung dafür ist, daß die Zählrate im zusätzlich erzeugten Peak nicht zu klein ist und daß sich die Lage des normalen Peaks in den beiden Positionen des Elektronenstrahls nicht unterscheidet. In Abb.4.17 ist ein solches Differenzspektrum dargestellt.



a)

Abb.4.16

Verschiebung des Energie-Peaks der zusätzlich erzeugten Restgasionen mit abnehmendem Abstand des Elektronenstrahl-Fokus von der Ionenstrahlachse.

In a) ist nur das Spektrum der "normalen" Restgasionen abgebildet.

b)

c)

d)

e)

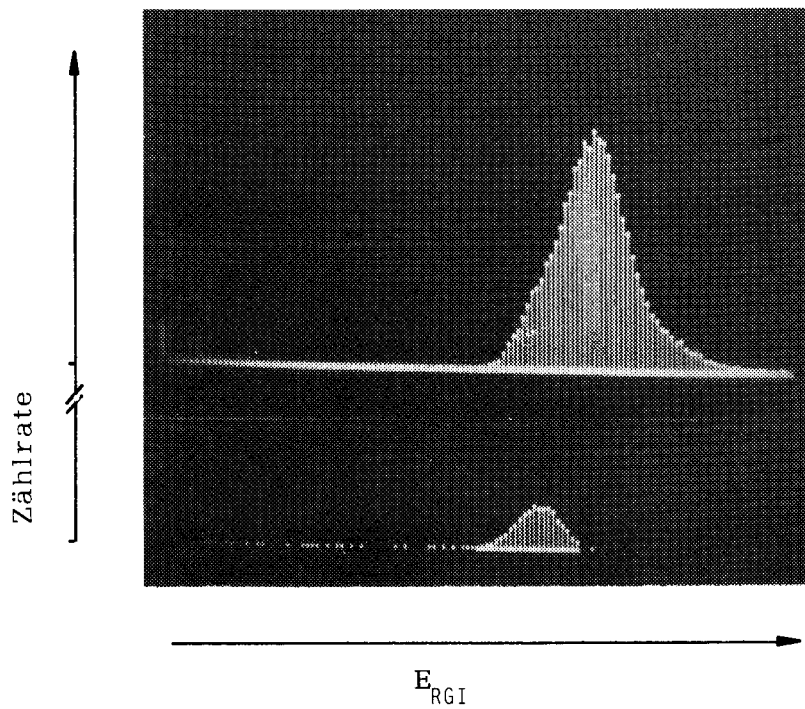


Abb.4.17 Das obere Spektrum ist dasselbe wie in Abb.4.16e, das untere ist das zugehörige Differenzspektrum.

Trägt man die mittlere Energie der zusätzlich erzeugten Restgas-
ionen gegen ihren Entstehungsort (der Position des Elektronenstrahls)
auf, so erhält man eine Darstellung der radialen Potentialverteilung
um den bzw. im Ionenstrahl (Abb.4.18).

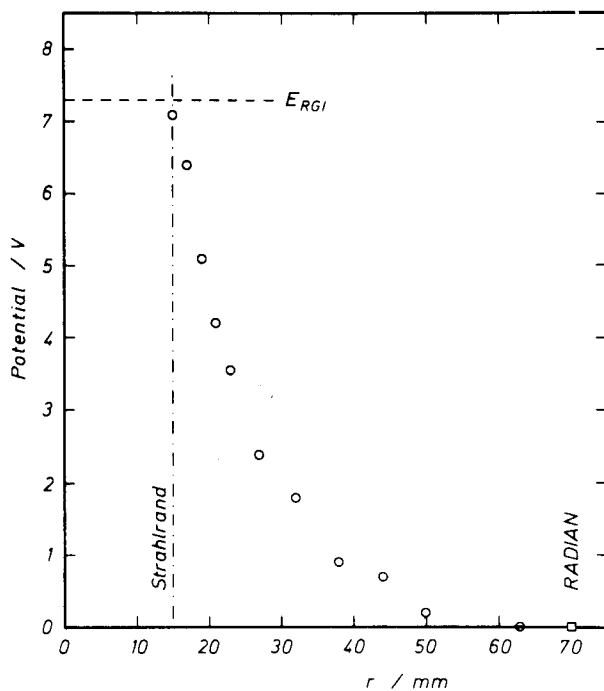


Abb.4.18
Beispiel für das Ergebnis einer
Messung der radialen Potential-
verteilung

In Abb.4.18 sind zusätzlich die mittlere Energie der "normalen" Restgasionen (gestrichelt) und der Ionenstrahlrand (strich-punktiert) eingezeichnet.

Fast alle Messungen, die mit Strahldurchmessern größer als 15mm durchgeführt wurden, ergaben eine Potentialverteilung, wie sie in Abb.4.18 gezeichnet ist: Das Potential außerhalb des Ionenstrahls steigt bis zum Strahlrand hin an und bleibt dann konstant. Es konnte innerhalb des Strahls kein zusätzlicher Peak mehr aufgelöst werden (auch nicht mit Differenzspektren).

Die in Abb.4.19 dargestellten Potentialverteilungen wurden mit fester Ionenquelleneinstellung gemessen. Es wurde der Ionenstrahldurchmesser und der Kompensationsgrad variiert, letzteres durch das Anlegen einer positiven Spannung an eine zylindrische Elektrode (wie in Kap.4.2 beschrieben).

Die bei großem Strahldurchmesser (kompensierter Strahl, 24mm Durchmesser, Abb.4.19a) gemessene Verteilung entspricht der in Abb.4.18 gezeigten. Am Strahl mit kleinem Durchmesser (kompensiert, 9mm Durchmesser, Abb.4.19c) konnten die zusätzlich erzeugten Restgasionen auch dann noch vom normalen Spektrum separiert werden, wenn der Abstand von der Ionenstrahlachse zum Elektronenstrahl nur noch 1mm betrug. In den Abb.4.19b und d sind die gemessenen Potentialverteilungen für weitgehend dekompenzierte Strahlen mit 24mm bzw. 9mm Strahldurchmesser dargestellt. Während der Messungen der Potentialverteilungen stellte sich heraus, daß die mittlere Energie der zusätzlich erzeugten Restgasionen von der Intensität des Elektronenstrahls abhing. Dies war besonders für Ablenkungen größer als 20mm der Fall. Mit zunehmendem Strom wurde eine niedrigere Energie der zusätzlichen Ionen gemessen (siehe auch Kap.6.1.). Bei den Messungen zu Abb.19 wurde deshalb bei großen Abständen von der Strahlachse (>50mm) zunächst mit sehr kleinen Elektronenströmen (<10 μ A) begonnen. Mit abnehmendem Abstand von der Strahlachse wurde die Zählrate im zusätzlich erzeugten Peak kleiner. Um den Peak trotzdem auflösen zu können, wurde die Intensität des Elektronenstrahls in zwei bis drei Schritten erhöht (bis ca 60 μ A). Bei jeder Erhöhung tritt eine Sprungstelle in der gemessenen Potential-

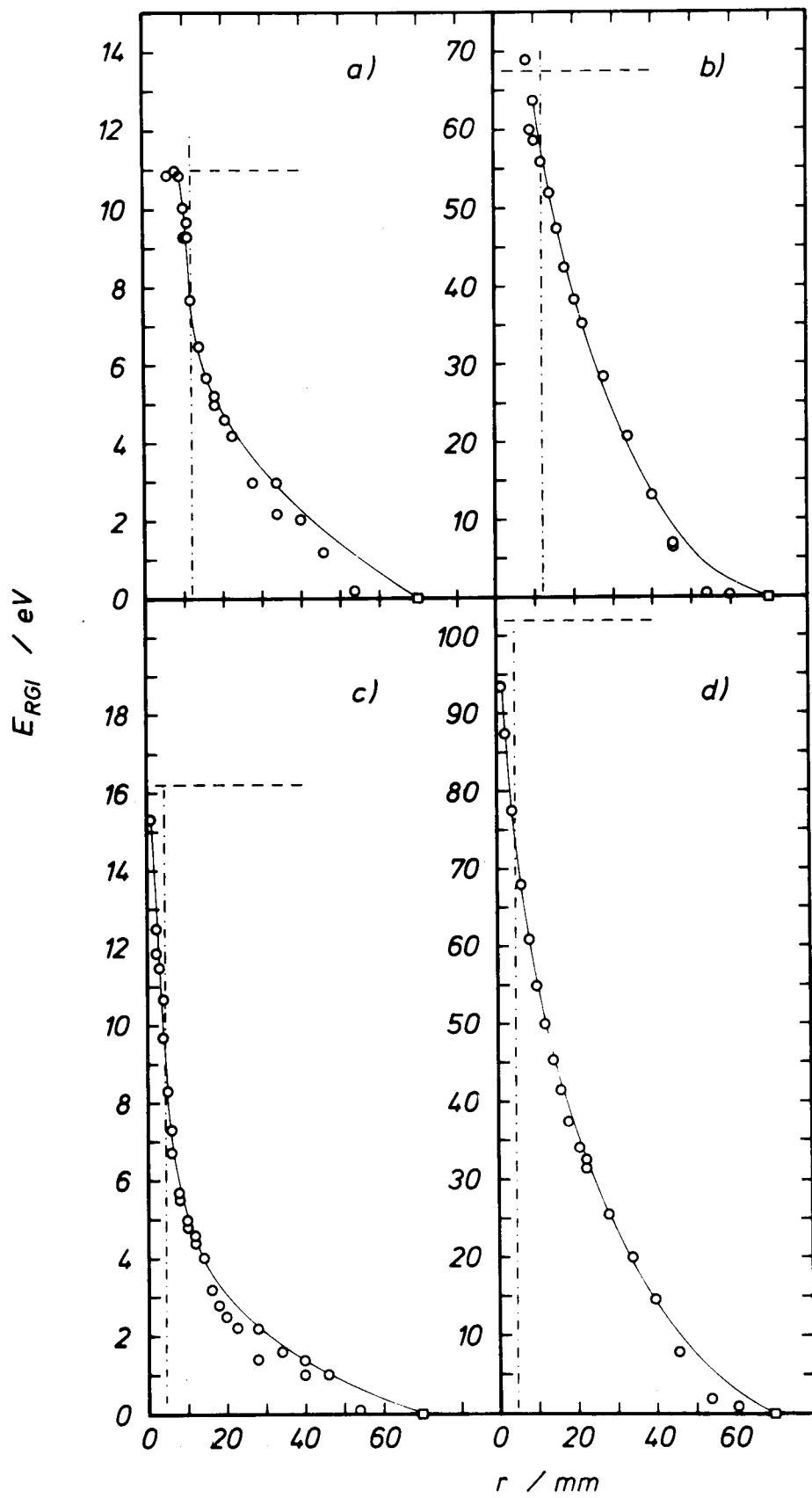


Abb.4.19 Gemessene radiale Potentialverteilungen
a,b) 24mm Strahldurchmesser; kompensiert, dekompensiert
c,d) 9mm Strahldurchmesser; kompensiert, dekompensiert
(0,75mA Ionenstrom, 25keV Energie, $3 \cdot 10^{-6}$ hPa Restgasdruck)
--- mittlere Energie der Restgasionen E_{RGI}

verteilung auf. Die in Abb.4.19 durchgezogenen Kurven verbinden die höheren Werte an diesen Sprungstellen (kleinerer Elektronenstrom) untereinander und mit dem Potential in 70mm Abstand von der Strahlachse (Eintrittsblende des Spektrometers auf Erdpotential).

Um zu erklären, warum am Ionenstrahl mit 9mm Durchmesser ein Potentialanstieg bis zur Strahlachse gemessen werden konnte und am Strahl mit 24mm ein Anstieg nur bis zum Strahlrand, wurde die Potentialverteilung mit dem im Anhang A2 beschriebenen Computerprogramm abgeschätzt.

Es sei zunächst der Ionenstrahl mit 9mm Durchmesser betrachtet: Mit dem verwendeten Profilmonitor wurde eine annähernd gaußförmige Intensitätsverteilung der Strahlionen bestimmt. Im Programm wurde deshalb für die Strahlionen eine Gauß-Verteilung eingesetzt und dieser eine ebenfalls gaußförmige Elektronen-Verteilung überlagert. Die Anpassung der relativen Höhe der Elektronen-Verteilung erfolgte über den Kompensationsgrad. Dazu wurde für den völlig unkompensierten Strahl mit der gegebenen Verteilung das Potential am Strahlrand berechnet und mit dem gemessenen Wert an dieser Stelle verglichen. Im Anhang sind diese Anpassung und der Programmablauf im einzelnen beschrieben. Es wurde ein Kompensationsgrad von 91,5% errechnet. Die Berechnung der Potentialverteilung wurde für verschiedene Breiten der Elektronenverteilung durchgeführt. Die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Werten ergab sich, wenn die Elektronen-Verteilung etwas breiter angenommen wurde als die Ionen-Verteilung (1/4-Wertsbreiten: 9mm für die Ionen, 12mm für die Elektronen). Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb.4.20a dargestellt. Für den weitgehend dekompenzierten Strahl wurde ein Kompensationsgrad von 30% berechnet. Mit einer Elektronen-Verteilung der gleichen Breite wie oben (nur mit geringerer Höhe) wurde die in Abb.4.20b eingezeichnete Potentialverteilung berechnet. Die Übereinstimmung mit den gemessenen Werten ist auch in diesem Fall gut.

Das Profil des Ionenstrahls mit 24mm Durchmesser wurde vom Profilmonitor als "verschmiertes" Rechteck wiedergegeben. Deshalb wurde zunächst die Potentialverteilung nach der Gleichung von Evans (Gl.2.6, für zylindrischen Strahl mit homogener Ladungsverteilung)

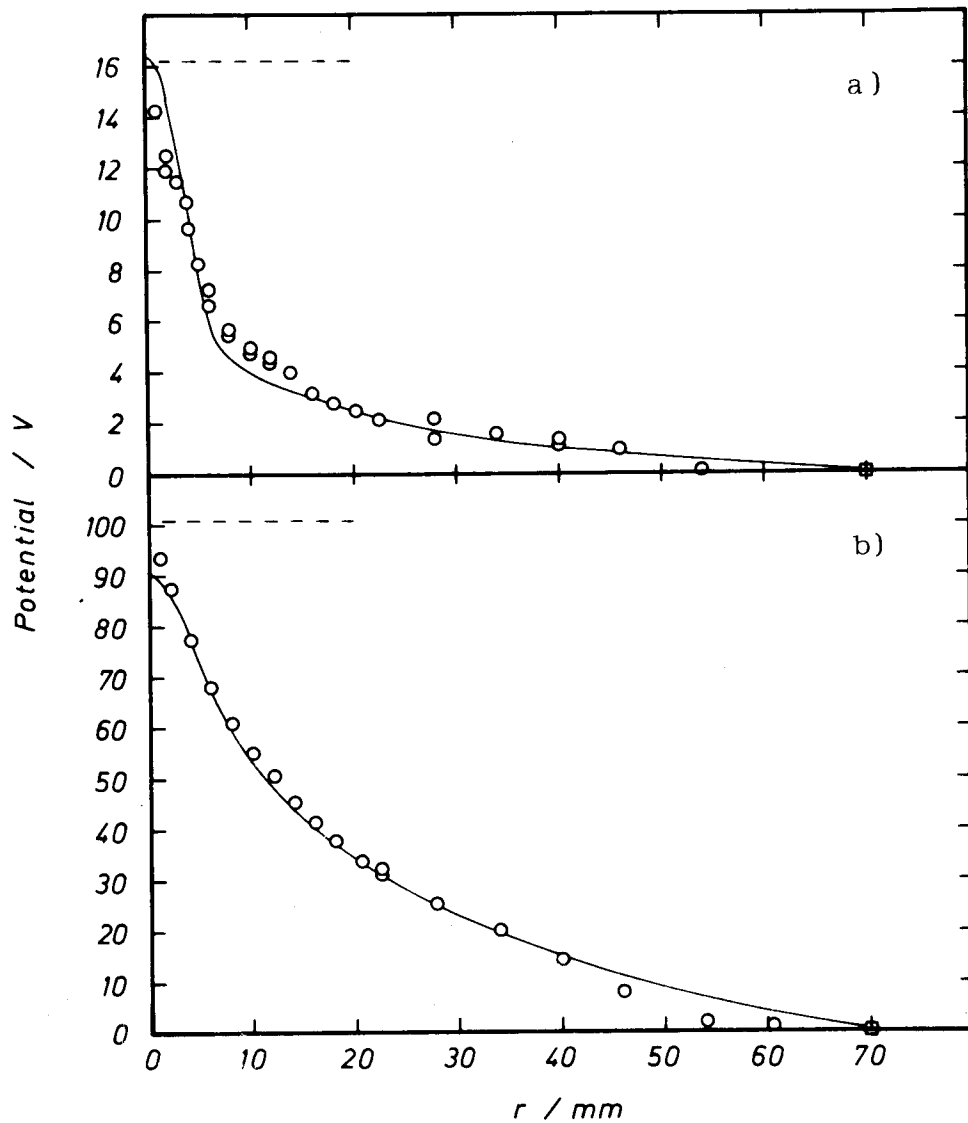


Abb.4.20 Vergleich der berechneten Potentialverteilungen mit den Meßwerten für den Ionenstrahl mit 9mm Durchmesser.
a. Kompensierter Strahl. b. Unkompensierter Strahl.

berechnet. Der Vergleich der gemessenen und der gerechneten Werte am Strahlrand ergab Kompensationsgrade von 89% und 18%, für den kompensierten bzw. den dekompenzierten Strahl. Die Elektronenverteilung wurde gleich der Ionen-Verteilung angenommen, nur entsprechend niedriger. Die so berechneten Potentialverteilungen sind in Abb.4.21a und b dargestellt (gestrichelt). Da weder der Potentialverlauf, noch der Absolutwert des maximalen Potentials mit den gemessenen Werten übereinstimmten, wurden in weiteren Rechnungen andere Ionen- und Elektronen-Verteilungen eingesetzt. Um auch in den Rechnungen das konstante Potential im Inneren des Ionenstrahls

zu erhalten, wurden Berechnungen mit Ionen-Verteilungen durchgeführt, die auf der Strahlachse eine geringere Höhe haben als am Strahlrand ("Quasi-Hohlstrahl", Abb.4.22). In einem weiteren Ansatz wurde bei rechteckigem Strahlprofil eine schmale Gauß-Verteilung für die Elektronen angenommen.

Die beste Anpassung der gerechneten an die gemessenen Werte wurde mit den Verteilungen in Abb.4.22 erreicht. Sowohl die Messungen am kompensierten wie am dekompenzierten Strahl werden gut beschrieben (Abb.4.21a und b, durchgezogene Kurven).

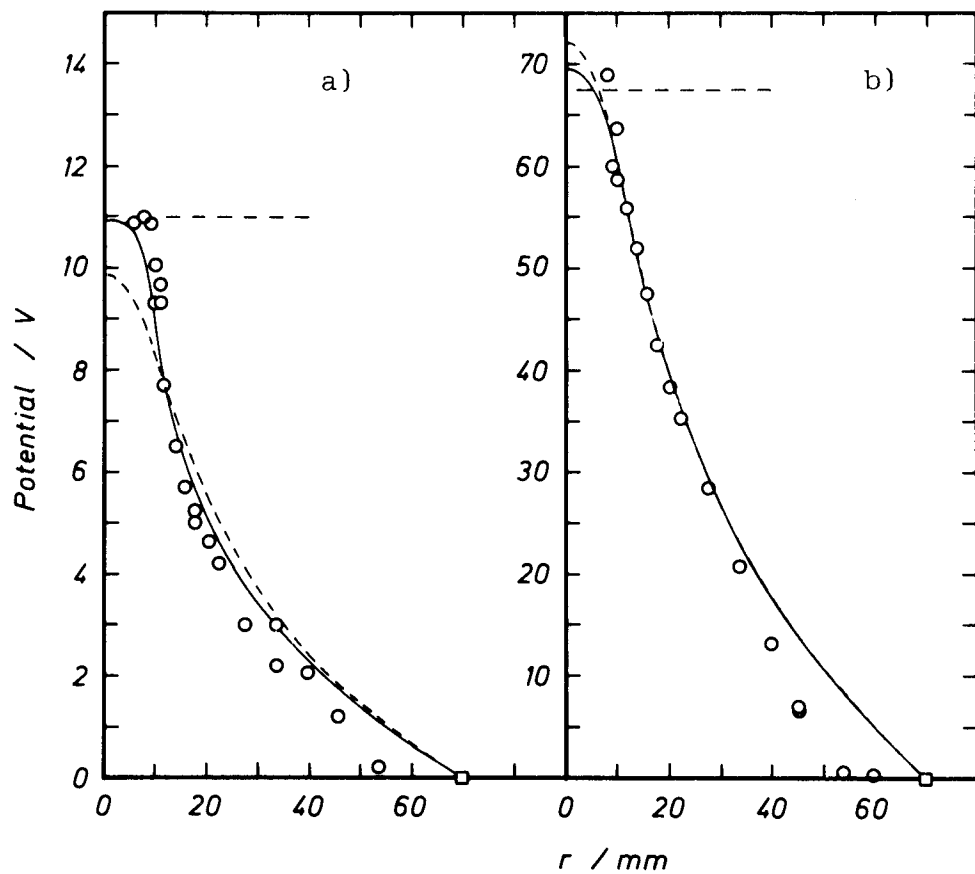


Abb.4.21 Vergleich der berechneten Potentialverteilungen mit den Meßwerten für den Ionenstrahl mit 24mm Durchmesser.
a. Kompensierter Strahl. b. Unkompensierter Strahl.

--- Berechnung nach Gl.2.6

— Berechnung mit den Verteilungen in Abb.4.22

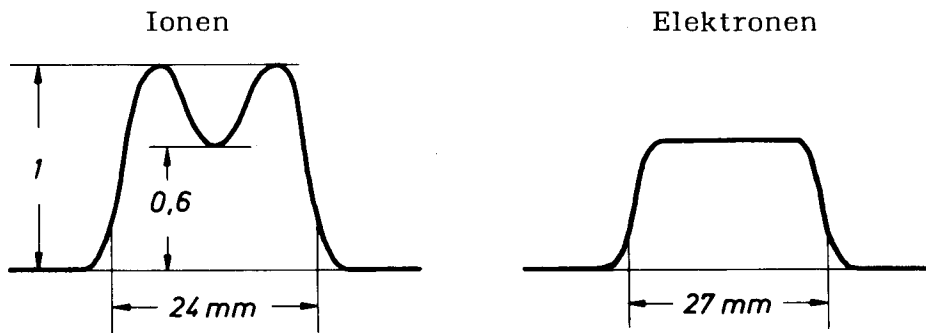


Abb.4.22 Ionen- und Elektronen-Verteilung mit denen die beste Anpassung an die Meßwerte erreicht wurde.

Auch Messungen mit anderen Ionenströmen bzw. Strahldurchmessern konnten mit diesen Verteilungen gut angenähert werden. Es waren dazu nur geringe Anpassungen notwendig, z.B. der Tiefe der Mulde im Strahlprofil bzw. der Breite der Elektronen-Verteilung relativ zur Ionen-Verteilung.

Die Annahme eines Quasi-Hohlstrahls ist durchaus begründet. Das vom Strahlprofilmonitor erzeugte "Rechteck"-Signal kann nur erklärt werden, wenn die Intensität auf der Strahlachse kleiner ist als am Strahlrand. Bei rechteckigem Strahlprofil würde der Profilmonitor (wegen der integrierenden Messung) ein Maximum auf der Achse zeigen. Auch bei anderen Experimenten mit der verwendeten Penning-Ionenquelle wurden ebenfalls Quasi-Hohlstrahlen beobachtet /Ba84, Pl84/.

5. Vergleich von Sondenmessungen mit den RADIAN-Messungen

Zur Messung des Raumladungspotentials wurde in Kap.2.3. neben der Spektroskopie der Restgasionen auch die Messung mit Langmuir-Sonden genannt. Während bei der spektroskopischen Methode keine Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl auftritt, stellen in den Strahl eingeführte Sonden eine Störung dar. Diese Störung ist noch größer, wenn an die Sonde eine elektrische Spannung angelegt wird. Mit Hilfe des Spektrometers RADIAN konnte diese Störung direkt beobachtet werden. Es wurde an einem Ar^+ -Ionenstrahl (25keV, 0,75mA, 23mm Durchmesser, $2 \cdot 10^{-6}$ hPa) zunächst ohne Langmuir-Sonde eine mittlere Energie der Restgasionen von 12eV (und damit ein Raumladungspotential von 12V) gemessen. Dann wurde die Sonde in den Strahl eingeführt. Es wurde ein etwa 30mm langer, 0,3mm dicker, nicht isolierter Kupfer-Draht verwendet, der bis zur Strahlachse in den Ionenstrahl hineinragte. Bei geerdetem Draht wurde mit RADIAN ein Potential von 13V gemessen. Dann wurde die Sondenspannung variiert und bei jedem eingestellten Wert das Energie-Spektrum der Restgasionen und der Sondenstrom gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb.5.1 dargestellt.

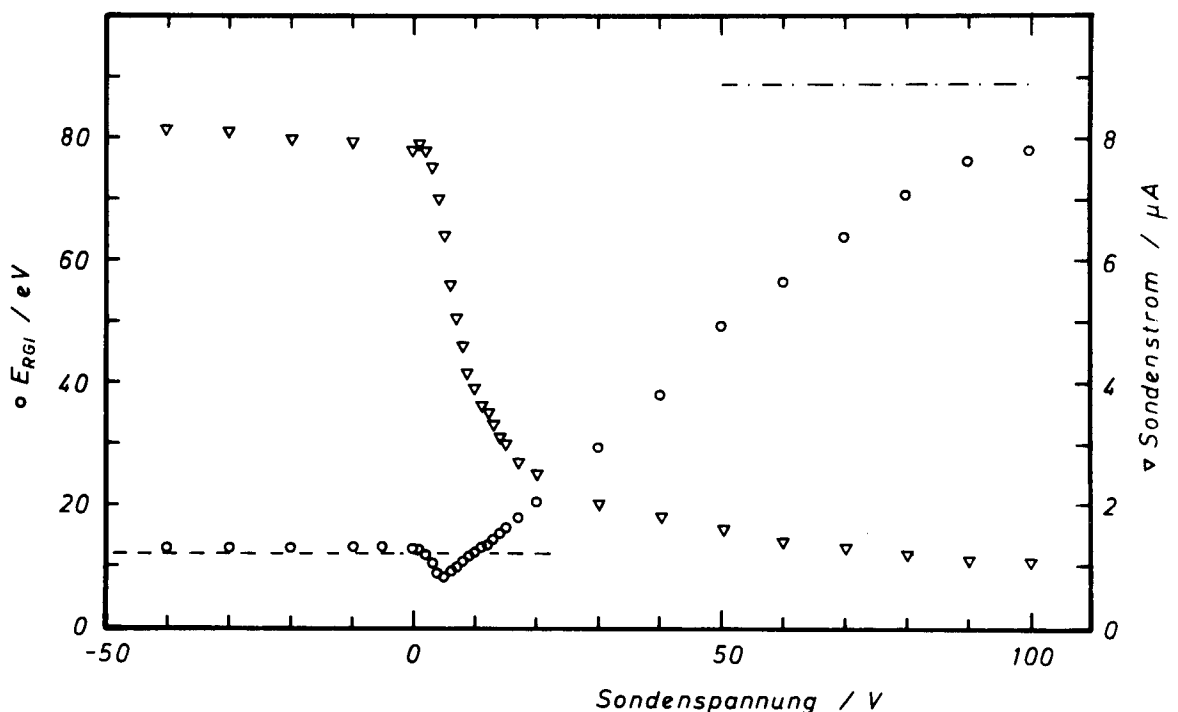


Abb.5.1 Ergebnis einer Meßreihe, bei der gleichzeitig der Sondenstrom (∇) und die Restgasionen-Energie (O) gemessen wurde

Mit Erhöhung der Sondenspannung ($> 5V$) steigt das Raumladungspotential des Ionenstrahls an. Die Sonde wirkt wie die Zylinderelektrode (Kap.4.2.) und "zieht" die Kompensationselektronen aus dem Strahl heraus. Zurück bleibt ein weitgehend unkompensierter Ionenstrahl. Der Effekt, daß bei kleinen positiven Spannungen an der Sonde das Potential zunächst etwas absinkt, muß noch genauer untersucht werden. Das Absinken tritt auch auf, wenn die Sonde nicht, wie im obigen Experiment, direkt neben dem Spektrometer eingebaut wurde, sondern 20cm weiter entfernt. Der Effekt ist schwächer ausgeprägt, wenn die Sonde bis zum Strahlrand zurückgezogen wird. Das Absinken des Potentials wird nicht beobachtet, wenn man die Kompensationselektronen mit Hilfe der zylindrischen Elektrode aus dem Strahl entfernt. Daraus kann man schließen, daß dieser Effekt auf die Wechselwirkung zwischen Ionenstrahl und Sonde zurückzuführen ist. Eine mögliche Erklärung für diese Potentialabsenkung ist im folgenden beschrieben: Bei negativer Sondenspannung werden alle von den Strahlionen an der Sonde erzeugten Sekundärelektronen abgestoßen. Haben diese Elektronen Energien, die größer sind als das Strahlpotential, können sie auch bei 0V an der Sonde nicht eingefangen werden und tragen nicht zur Kompensation bei. Mit zunehmendem Sondenpotential ($> 0V$) werden die erzeugten Sekundärelektronen abgebremst. Wenn diese Elektronen dadurch Energien erhalten, die kleiner sind als das momentane Strahlpotential, werden sie eingefangen und tragen zur Kompensation bei (das Potential wird kleiner). Mit weiter zunehmender Spannung werden die in Strahlion-Restgasatom-Stößen erzeugten Kompensationselektronen aus dem Strahl entfernt, und das Potential steigt an.

Durch das Ansteigen des Potentials mit zunehmender Sondenspannung wird die gemessene Strom/Spannungs-Charakteristik beeinflusst. Das Abknicken der Charakteristik bei der Spannung, die dem Strahlpotential entspricht, ist nicht so deutlich wie z.B. bei Sondenmessungen im Plasma einer Gasentladung in einer Ionenquelle /Ba67/. Um diesen Effekt zu untersuchen, werden von T.Rupp /Ru84/ Messungen zum Einfluß der Sondengeometrie auf die Charakteristik durchgeführt. Außerdem werden numerische Verfahren entwickelt, mit denen

die Sondencharakteristiken reproduzierbar ausgewertet werden können.

Trotz der beschriebenen Beeinflussung der Strom/Spannungs-Charakteristik ergeben die von Rupp bisher durchgeführten Sondenmessungen Ergebnisse, die mit den RADIAN-Messungen vergleichbar sind. In Abb.5.2 ist die gemessene Abhängigkeit des Potentials vom Restgasdruck im Strahlführungssystem dargestellt.

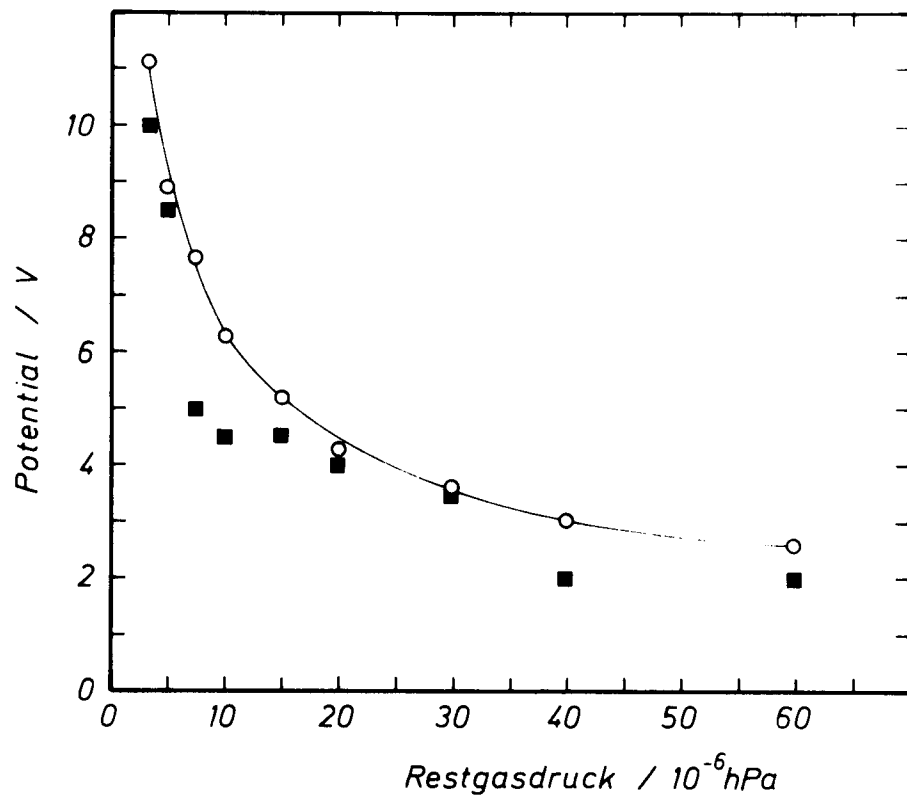


Abb.5.2 Strahlpotential in Abhängigkeit vom Restgasdruck.
(Ar^+ , 25keV, 0,72mA, 24mm Strahldurchmesser)
○ Messung der mittleren Energie der Restgasionen
■ Sondenmessung

6. Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen, die in Kap.4.2. beschrieben wurden, sind in guter Übereinstimmung mit den Rechnungen nach Gl.2.2 von Holmes, bzw. nach der halbempirischen Gl.2.5. In den folgenden Kapiteln werden mögliche Fehler dieser Messungen abgeschätzt. Es werden ferner die Messungen zur radialen Potentialverteilung und die Abhängigkeit des Kompensationsgrades von verschiedenen Ionenstrahl-Parametern diskutiert. Zum Abschluß wird noch ein Ausblick auf weitere geplante Experimente gegeben.

6.1. Fehlerdiskussion

- Zur Energieauflösung des Spektrometers

In Kap.3.2. wurde die Energieauflösung des Spektrometers mit 1eV für Ionenenergien $< 50\text{eV}$ angegeben, d.h. zwei Peaks in einem Energiespektrum können getrennt werden, wenn die Peakmaxima 1eV voneinander getrennt sind. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Halbwertsbreiten der Verteilungen der Ionenenergien kleiner als 1eV sind. Die gemessenen Verteilungen der Restgasionen-Energien sind breiter. Bei den Messungen der mittleren Energie der Restgasionen (Kap.4.2.) wurde diese gute Energieauflösung nicht benötigt, da in diesen Experimenten die Schwerpunktsverschiebungen der Energieverteilungen untersucht wurden. Wird nur diese Peakverschiebung betrachtet, so können Änderungen der mittleren Energie der Restgasionen von 0,4eV eindeutig bestimmt werden. Die mittlere Energie der Restgasionen kann relativ zu einem Ausgangswert auf $\pm 0,2\text{eV}$ genau bestimmt werden. Mit zunehmender Energie der Restgasionen (z.B. bei Erhöhung des Ionenstrahlstroms oder beim Dekompensieren der Raumladung) wird auch die Breite der Energieverteilung größer, da die Potentialdifferenz zwischen Strahlrand und -achse größer wird. Der Schwerpunkt der Verteilung und damit die mittlere Energie der Restgasionen kann trotzdem mit der oben angegebenen Genauigkeit bestimmt werden.

- Zum Energienullpunkt des Spektrometers

Um den Absolutwert der mittleren Energie der Restgasionen messen zu können, muß der Energie-Nullpunkt des Spektrometers bekannt sein. Die Nullpunktsbestimmung wurde mit zwei verschiedenen Verfahren durchgeführt:

- a) Messung der Restgasionen-Energie bei kleinem Ionenstrom und hohem Restgasdruck
- b) Erzeugung von Restgasionen mit Hilfe des Elektronenstrahls direkt an der Eintrittsblende des Spektrometers

Zu a) Mit abnehmendem Strahlstrom und mit zunehmender Restgasdichte wird auch das Strahlpotential kleiner. Nach Gl.2.6 kann man für einen unkompensierten $3\mu\text{A}/25\text{keV}$ Argon - Ionenstrahl mit 20mm Durchmesser ein maximales Potential von 0,4eV berechnen. Ist die Anfangsenergie der durch Stoßionisation gebildeten Elektronen kleiner als 0,4eV, so werden sie in der flachen Potentialmulde des Strahls eingefangen und kompensieren zum Teil die Raumladung. Die Energie der Restgasionen ist dann kleiner als 0,4eV. Die Position dieses Peaks im Spektrum kann als Nullpunkt definiert werden und kann maximal um 0,4eV gegenüber dem wahren Nullpunkt verschoben sein.

Zu b) Mißt man die radiale Abnahme des Raumladungspotentials von der Strahlachse zur Eintrittsblende des Spektrometers (wie in Kap.4.4 beschrieben), so muß das Potential auf den Wert 0V absinken. Dies wurde auch durch Messungen bestätigt.

Da nach Methode b (mit kleinem Elektronenstrom) etwa der gleiche Nullpunkt bestimmt wurde wie nach Methode a, die Elektronenquelle aber nicht bei allen Meßreihen zur Verfügung stand, wurde das am Ionenstrahl mit geringem Strom ermittelte Energie-Minimum als Nullpunkt des Spektrometers definiert.

Bei den Messungen zur Nullpunkts-Bestimmung mit Hilfe des Elektronenstrahls und bei den Messungen zur radialen Potentialverteilung traten Probleme auf, die zunächst die Nullpunktsdefinition in Frage stellten. Sie sollen im folgenden geschildert werden.

In einigen Messungen mit großen Abständen des Elektronenstrahl-Fokus von der Ionenstrahlachse ($>40\text{mm}$) wurden Positionen des

Peaks der zusätzlich erzeugten Restgasionen beobachtet, die unterhalb des nach a) bestimmten Nullpunkts lagen. Genauere Untersuchungen ergaben, daß die Position diese Peaks von der Intensität des Elektronenstrahls abhing. In Abb.6.1 sind zwei gemessene radiale Potentialverteilungen außerhalb eines Ionenstrahls dargestellt. Die beiden Messungen wurden mit verschiedenen Elektronenströmen durchgeführt. In der Abbildung ist auch der nach a) bestimmte Nullpunkt eingezeichnet (gestrichelt), ferner die Peakposition der an der Eintrittsblende erzeugten Ionen bei abgeschaltetem Ionenstrahl (■, Elektronenstrahlfokus auf der Eintrittsblende des Spektrometers).

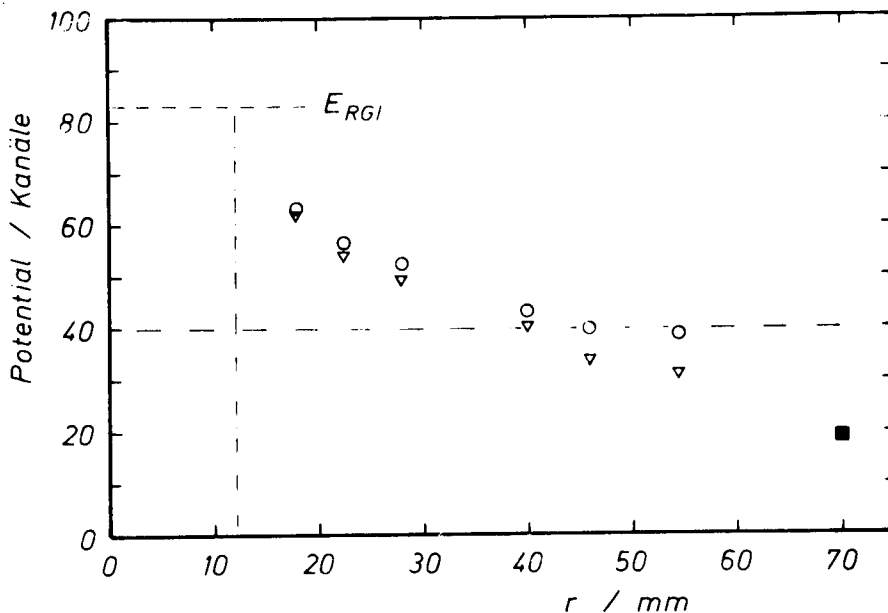


Abb.6.1 Radiale Potentialverteilung außerhalb eines Ionenstrahls: Messungen mit verschiedenen Elektronenströmen (O <10 μA, ▽ ca. 50 μA). Die mittlere Energie der "normalen" Restgasionen lag bei Kanal 83, der nach a) bestimmte Nullpunkt bei Kanal 40. Strichpunktiert ist der Strahlrand markiert. Die an der Eintrittsblende erzeugten Ionen (bei abgeschaltetem Ionenstrahl) ergaben einen Peak bei Kanal 20 (■).

Der Peak der "normalen" Restgasionen wurde durch die Änderung des Elektronenstroms nur unwesentlich beeinflusst (Verschiebung um $\pm 0,2 \text{ eV} \hat{=} \pm 1$ Kanal).

War der Strom des Elektronenstrahls kleiner als 10 μA, so war die

Beeinflussung der Messung gering, und der Nullpunkt entsprach etwa dem nach a) bestimmten Wert (ca. 0,4eV kleiner). Bei größeren Elektronenströmen wurden zu kleine mittlere Energien der zusätzlichen Restgasionen gemessen.

In einer weiteren Messung wurde der Elektronenstrahl auf eine Position wenige Millimeter vor dem Spektrometer fokussiert. Der zusätzlich erzeugte Peak lag wieder unterhalb des nach a) bestimmten Nullpunkts. Nach Erhöhung des Restgasdrucks war der normale Restgasionenpeak zu kleineren Energien verschoben, entsprechend dem höheren Kompensationsgrad. Die Position des zusätzlich durch den Elektronenstrahl erzeugten Peaks blieb unverändert. Aus diesem Ergebnis kann man schließen, daß die Verschiebung des zusätzlichen Peaks auf Werte unterhalb des Nullpunkts nicht auf die durch Restgasionisation erzeugten Ladungsträger zurückzuführen ist.

Ließ man den Elektronenstrahl an seiner Position und zog das Spektrometer etwa 10mm von der Strahlachse zurück, so wurde der zusätzliche Peak zu höheren Energien verschoben. Er blieb aber bei hohem Elektronenstrom (60pA) noch unterhalb des Nullpunkts.

Wird das Raumladungspotential des Elektronenstrahls nach Gl.2.6 abgeschätzt, so erhält man Werte die kleiner sind als 0,3V. Die Verschiebung der mittleren Energie der zusätzlich erzeugten Restgasionen um mehr als 1eV kann demnach nicht mit dem negativen Potential des Elektronenstrahls erklärt werden.

Sowohl die Abhängigkeit der Peakverschiebung vom Elektronenstrom als auch von der Position des Spektrometers weisen auf elektrostatische Effekte im Bereich der Eintrittsblende hin. Solche Effekte werden oft an verunreinigten Oberflächen beobachtet. An isolierenden Schichten auf leitenden Materialien können sich Ladungsträger ansammeln und durch das erzeugte elektrische Feld z.B. langsame Ionen beeinflussen. Nachdem die Eintrittsblende des Spektrometers einer Reinigung unterzogen wurde, traten die oben beschriebenen Effekte nicht mehr so deutlich auf. Die maximale Peakverschiebung betrug 4 Kanäle $\hat{=}$ 0,8eV.

Die Ergebnisse der Messungen der Energie- und der Restgasdruck-Abhängigkeit (Kap.4.2. Abb.4.6) wurden gut durch Gl.2.2 bzw. Gl.2.5. beschrieben. Da nach den Messungen mit großem Elektronenstrom (Abb.6.1) der Energie-Nullpunkt des Spektrometers verschoben erschien, wurden diese Rechnungen für um 2eV erhöhte Energien durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb.6.2 dargestellt. Zum Vergleich mit den Messungen und mit den Rechnungen für den unverschobenen Nullpunkt wurden die Meßergebnisse und die berechneten Abhängigkeiten aus Abb.4.6 um 2eV parallel verschoben (durchgezogene Kurven). Die gestrichelten Kurven wurden für die verschobenen Energien nach Gl.2.5 berechnet. Die so bestimmten Kurven weichen deutlich stärker von den Meßwerten ab als die mit dem nach a) bestimmten Nullpunkt.

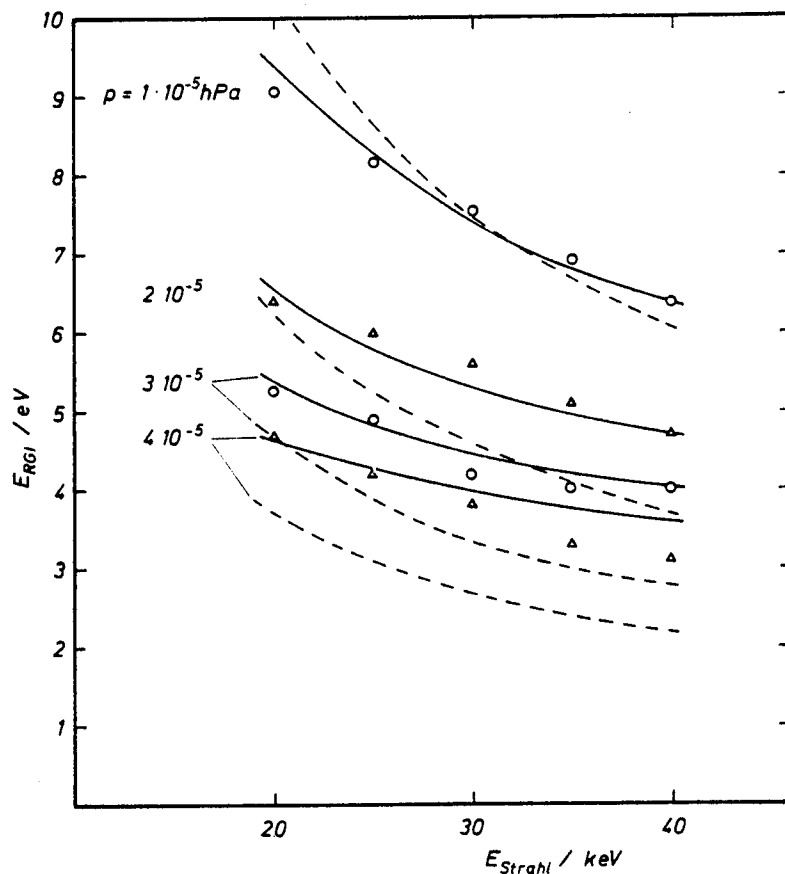


Abb.6.2 Abhängigkeit der mittleren Restgasionen-Energie von der Strahlionen-Energie und vom Restgasdruck. Vergleich mit Rechnungen für den unverschobenen (—) und den verschobenen Nullpunkt des Spektrometers (---).

Dieser Vergleich mit den Rechnungen ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die Bestimmung des Spektrometer-Nullpunkts durch die Messung der Restgasionen-Energie am Ionenstrahl mit kleinem Strahlstrom ein sinnvolles Verfahren ist.

- Berücksichtigung der zweifach geladenen Ionen

Bei den Betrachtungen und Rechnungen in dieser Arbeit werden immer nur einfach geladene Ionen berücksichtigt. Es werden jedoch in der Ionenquelle auch mehrfach geladene Ionen erzeugt, die dann auch beschleunigt werden und im Strahl zum Raumladungspotential beitragen. Ebenso werden in Stößen zwischen Strahlionen und Restgasatomen mehrfach geladene Restgasionen erzeugt, die von der Raumladung des Ionenstrahls abgestoßen werden.

Nach /Ba74/ beträgt der Anteil der zweifach geladenen Argon-Ionen am Strahlstrom etwa 10%. Berechnet man das Strahlpotential nach Gl.2.6 unter Berücksichtigung der zweifach geladenen Ionen, so erhält man 123 eV für einen unkompenzierten 1mA, 25keV Ar-Ionenstrahl mit 20mm Durchmesser. Wird das Potential für einen Strahl mit nur einfach geladenen Ionen berechnet, so ergeben sich 127V. Daraus folgt, daß das Potential eines zu 90% kompenzierten Strahls um 0,4V kleiner ist, wenn man für 10% des Stroms zweifach geladene Ionen annimmt.

Die zweifach geladenen Restgasionen brauchen nicht gesondert berücksichtigt zu werden. Sie werden aufgrund ihrer doppelten Ladung auf die zweifache Energie beschleunigt, erfahren aber auch die doppelte Kraft im elektrostatischen Ablenkkfeld. Sie können deshalb mit diesem Spektrometer nicht von den einfach geladenen Ionen getrennt werden.

6.2. Diskussion der Messungen zur radialen Potentialverteilung

Die in Kap.4.4. beschriebenen Messungen der radialen Potentialverteilung wurden mit Rechnungen verglichen, in denen der vorgegebenen Intensitätsverteilung der Strahlionen eine mittlere Verteilung der Kompensationselektronen überlagert wurde. Diese Vergleiche ergaben, daß die Ionenstrahlen mit kleinen Strahldurchmessern ($<15\text{mm}$) gut beschrieben werden, wenn man für die Strahlionen und die Kompensationselektronen gaußförmige Verteilungen annimmt. Bei Strahldurchmessern größer als 20mm wurden die besten Übereinstimmungen mit den Meßergebnissen unter der Annahme von Quasi-Hohlstrahlen (Abb.4.22) erreicht.

Das berechnete maximale Potential eines Hohlstrahls ist kleiner als bei einem Kasten-Profil bzw. einem Gauß-Profil des Ionenstrahls mit jeweils gleichem Strahldurchmesser und gleichem Strahlstrom. In Abb.6.3 sind berechnete radiale Potentialverteilungen für die drei angesprochenen Ionenverteilungen dargestellt.

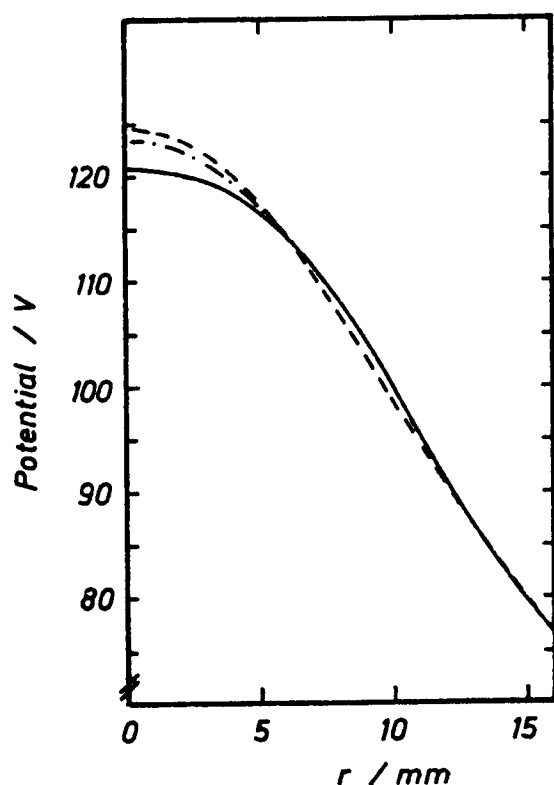


Abb.6.3

Berechnete Potentialverteilungen für drei verschiedene Ionenverteilungen

- Quasi-Hohlstrahl
- · - · Kasten-Verteilung
- - - Gauß-Verteilung

Diese Unterschiede der Potentialverteilungen beeinflussen auch die Auswertungen der Messungen, besonders die Bestimmung des Kompensationsgrades, wie es in Kap.6.3. beschrieben wird.

Beim Vergleich der gemessenen Abhängigkeiten des Potentials vom Ionenstrahldurchmesser mit den Rechnungen nach Holmes müßten die unterschiedlichen Strahlprofile berücksichtigt werden. Mit dem Modell von Holmes werden aber nur die Potentiale von gaußförmigen Strahlen berechnet. Da das maximale Potential eines Quasi-Hohlstrahls kleiner ist als das eines gaußförmigen Strahls, wären die Abweichungen zwischen den gemessenen und den berechneten Werten in Abb.4.10 für Strahldurchmesser oberhalb 20mm noch größer, wenn man die Profiländerung berücksichtigen würde.

Zur Berechnung der Abhängigkeiten des Potentials von der Ionenstrahlenergie, dem Restgasdruck und dem Strahlstrom in Kap.4.2. braucht der Einfluß des Strahlprofils nicht berücksichtigt zu werden. Die Abhängigkeit wurde jeweils mit konstantem Strahldurchmesser durchgeführt. Die geringen Unterschiede in der Form des Strahlprofils können vernachlässigt werden.

6.3. Berechnung des Kompensationsgrades

Im folgenden Kapitel soll die Abhängigkeit des Kompensationsgrades von den verschiedenen Strahlparametern diskutiert werden.

Im Anhang A2 wird der Kompensationsgrad definiert als

$$K = \frac{V_0(r_0) - V_{\text{mess}}(r_0)}{V_0(r_0)} \cdot 100 \quad (\text{Gl.6.1})$$

Es ist $V_0(r_0)$ das berechnete Potential am Strahlrand ($r=r_0$) und $V_{\text{mess}}(r_0)$ das gemessene Potential an dieser Stelle.

Da bei den Messungen, die in Kap.4.2. beschrieben sind, die radialen Potentialverteilungen nicht gemessen wurden, kann der Kompensationsgrad nicht nach der obigen Gleichung bestimmt werden. Deshalb wurde für diese Messungen ein einfacherer Ansatz gewählt:

$$K = \frac{V_{0,E}(r=0) - V_{RGI}}{V_{0,E}(r=0)} \cdot 100 \quad (Gl.6.2)$$

mit $V_{0,E}(r=0)$ dem nach Gl.2.6 berechneten Potential auf der Strahlachse und V_{RGI} dem Potential, das der gemessenen mittleren Restgasionen-Energie entspricht.

Der Unterschied zwischen den beiden Gleichungen besteht im folgenden:

Bei der ersten Gleichung wird die Rechnung (nach Gl.2.6) für den unkompenzierten Strahl mit der Messung am Strahlrand verglichen. Es spielt keine Rolle, welche Potentialverteilung innerhalb des Strahls herrscht, da das Potential am Strahlrand und außerhalb des Strahls nur durch die Gesamtladung innerhalb bestimmt ist. Dabei wurde angenommen, daß das Potential, welches von Ladungsträgern außerhalb von r_0 herrührt, vernachlässigt werden kann. Bei der zweiten Gleichung wird die gemessene mittlere Energie der Restgasionen mit der Rechnung nach Gl.2.6 verglichen. Der Index E in der Gl.6.2 soll verdeutlichen, daß das Potential auf der Achse nach der Gleichung von Evans berechnet wurde, der eine Kastenverteilung der Ionen zugrundeliegt. Hat der Ionenstrahl ein anderes Intensitätsprofil, so ist das maximale Potential (und damit die mittlere Energie der Restgasionen) kleiner oder größer, je nachdem welches Profil vorliegt (siehe Abb.6.3). Das soll am Beispiel der Messungen aus Kap.4.4. dargestellt werden:

Für den Strahl mit 9mm Durchmesser wurde durch den Vergleich des Potentials am Strahlrand ein Kompensationsgrad von 91,6% errechnet, für den Strahl mit 24mm Durchmesser ist $K=88,8\%$. Berechnet man den Kompensationsgrad nach der zweiten Gleichung, so erhält man 87,3% bzw. 87,5%. Im Bereich kleiner Strahldurchmesser ($\approx 10\text{mm}$) ist der so berechnete Wert etwa 5% kleiner als der nach Gl.6.1 berechnete. Bei großen Strahldurchmessern ist der Unterschied kleiner. Dieser Einfluß der Definition von K ist deutlich zu erkennen, wenn man den Kompensationsgrad in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser aufträgt (Abb.6.4)

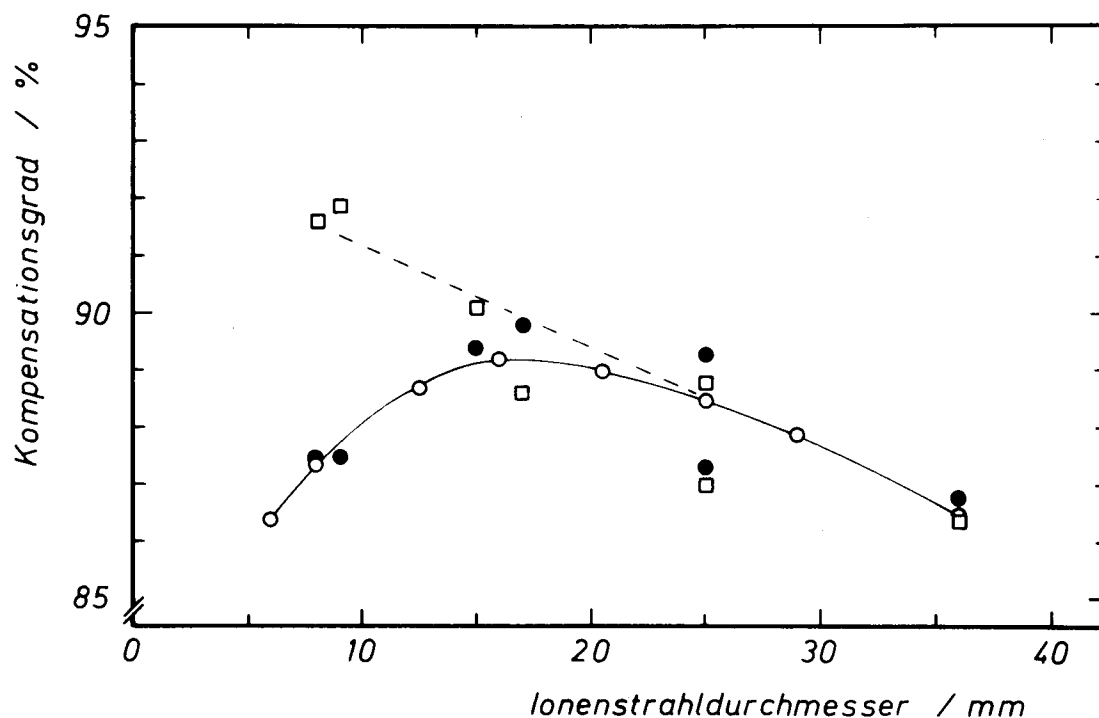


Abb.6.4 Der Kompensationsgrad in Abhängigkeit vom Ionenstrahldurchmesser. Die mit einem Kreis gekennzeichneten Werte sind nach Gl.6.2 berechnet, die Quadrate nach Gl.6.1. Die eingezeichneten Kurven sind nicht gerechnet, sie dienen nur der Anschaulichkeit.

Die mit der durchgezogenen Kurve verbundenen Werte (O) sind einer Meßreihe mit fester Ionenquellen-Einstellung entnommen (Kap.4.2., Abb.4.10), der Kompensationsgrad ist nach Gl.6.2 bestimmt worden. Die zusätzlich eingezeichneten Werte sind aus Messungen, bei denen die radiale Potentialverteilung gemessen wurde. Strahlionenstrom und -energie sowie der Restgasdruck waren die gleichen wie bei den mit offenem Kreis gekennzeichneten Messungen (0,75mA, 25keV, $3 \cdot 10^{-6}$ hPa). Für diese Messungen wurde der Kompensationsgrad nach Gl.6.1 □ und nach Gl.6.2 ● berechnet. Die nach der zweiten Gleichung ermittelten Werte stimmen gut mit der durchgezogenen Kurve überein. Wird der Kompensationsgrad aus dem Potential am Strahlrand bestimmt (Gl.6.1), d.h. unabhängig vom Maximalwert des Potentials, steigt der Kompensationsgrad mit abnehmendem Strahldurchmesser weiter an (gestrichelte Kurve). Der Verlauf der Abhängigkeit des Kompensationsgrades vom Strahldurchmesser wird bei kleinen Durchmesser von der Definition von K und von der Dichteverteilung der Ladungsträger im Strahl bestimmt. Das Ansteigen des Kompensations-

grades mit abnehmendem Strahldurchmesser kann qualitativ wie folgt erklärt werden: Mit abnehmendem Strahldurchmesser steigt die Dichte der Kompensationselektronen stärker an ($1/r_0^2$) als das Potential des unkompensierten Strahls ($\ln(r_p/r_0)$ in Gl.2.6).

In Kap.4.2. wurde, außer der Abhängigkeit des Strahlpotentials vom Strahldurchmesser, auch untersucht wie sich das Potential ändert, wenn die Strahlionenenergie, der Strahlstrom und der Restgasdruck variiert werden. Zu diesen Messungen wurde der Kompensationsgrad nach Gl.6.2 berechnet. Das ist nach der obigen Diskussion gerechtfertigt, da die Ionenstrahldurchmesser bei diesen Messungen größer als 15mm waren und während der Meßreihen konstant gehalten wurden.

Es ergaben sich die im folgenden beschriebenen Abhängigkeiten des Kompensationsgrades:

- Mit zunehmender Strahlionenenergie (20 bis 40keV) steigt auch der Kompensationsgrad etwas an: von 93% auf 94%. Die Messungen wurden an einem 0,74mA Ar-Ionenstrahl mit einem Durchmesser von ca. 18mm bei $1 \cdot 10^{-5}$ hPa Restgasdruck durchgeführt. Die beobachtete Zunahme des Kompensationsgrades kann mit dem Anstieg des Ionisations-Wirkungsquerschnitts erklärt werden. Mit zunehmender Energie werden mehr Kompensationselektronen erzeugt. Außerdem ist das Potential des unkompensierten Ionenstrahls bei höheren Energien kleiner.
- Wird der Restgasdruck im Strahlführungssystem erhöht, so steigt der Kompensationsgrad an. Es finden mehr ionisierende Stöße zwischen Strahlionen und Restgasteilchen statt, und damit stehen mehr Kompensationselektronen zur Verfügung. Die Abhängigkeit des Kompensationsgrades vom Restgasdruck ist in Abb.6.5 dargestellt. Es wurde an einem 0,74mA Ar-Ionenstrahl mit einer Energie von 25keV und einem Strahldurchmesser von 18mm gemessen.
- Mit zunehmendem Ionenstrahlstrom wird der Kompensationsgrad kleiner. Die Messung wurde an einem 35keV-Ar-Ionenstrahl mit 24mm Durchmesser bei $6 \cdot 10^{-6}$ hPa Restgasdruck durchgeführt. Der Ionenstrom wurde von 0,1 auf 1,6mA erhöht. Die aus den Potentialen berechneten Kompensationsgrade sind in Abb.6.6 zu sehen. Mit zunehmendem Ionenstrom wird auch die Dichte der Kompensationselektronen im Strahl größer. Damit nehmen auch die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander zu, was zu stärkeren Elektronenverlusten und zur Abnahme des Kompensationsgrades führt.

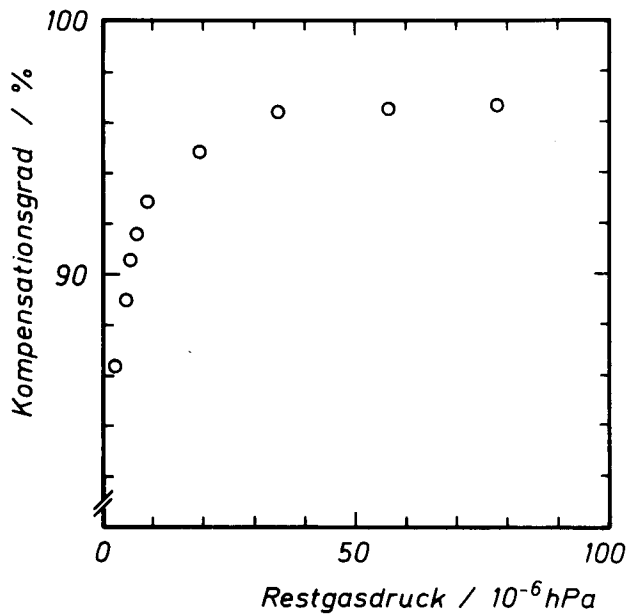
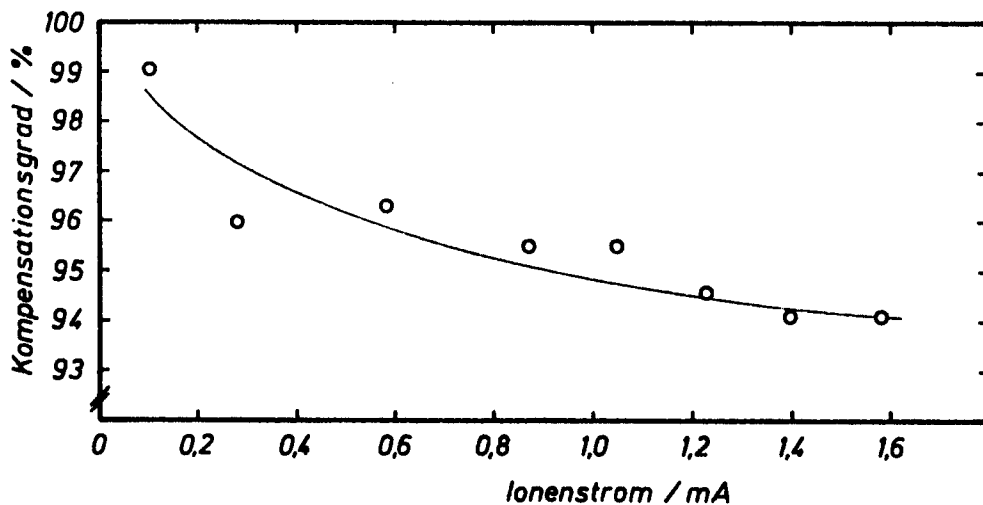


Abb.6.5 und Abb.6.6

Änderung des Kompensationsgrades bei Erhöhung des Restgasdruckes bzw. des Ionenstroms.



- Bei der Messung am gepulsten Ionenstrahl (Ar^+ , 190keV, 3mA, 1ms Pulsdauer, $4 \cdot 10^{-7}$ hPa) wurde nach 300 μ s Pulsdauer ein Strahlpotential von 10V gemessen. Das entspricht einem Kompensationsgrad von mehr als 90%. Dieser Wert ist nur grob abgeschätzt, da der Strahldurchmesser nicht genau bekannt ist.

6.4. Ausblick auf weitere Messungen

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen zur Raumladungskompensation wurden an Gleichstrom-Ionenstrahlen unterschiedlicher Energie ($<45\text{keV}$) und mit verschiedenen Strahlströmen ($<2\text{mA}$) durchgeführt. Der gepulste Ionenstrahl, an dem der zeitliche Aufbau der Kompensation gemessen wurde, hatte eine Energie von 190keV und einen Strom von 3mA .

Für weitere Messungen ist geplant, diesen Parameterbereich auszuweiten. So sollen am Hochstrom-Teststand bei der GSI Messungen an Ionenstrahlen mit Strömen bis zu 40mA durchgeführt werden. Der in Kap.3.1. beschriebene Meßplatz im Institut für Kernphysik soll erweitert werden. Es soll ein Hochspannungs-Impulsgenerator in die Ionenquellenversorgung integriert werden, um die verwendete Penning-Ionenquelle auch gepulst betreiben zu können /Zi77/. Damit ist es dann möglich, die Dynamik des Aufbaus der Raumladungskompensation genauer zu untersuchen. Es können die Messungen, die in dieser Arbeit beschrieben wurden, auch an gepulsten Ionenstrahlen durchgeführt werden, wobei man zusätzlich die Variation des Kompensationsgrades entlang der Strahlpulse messen kann.

Es ist ferner geplant, die Hochspannungsfestigkeit der Ionenquellenversorgung zu erhöhen, um die Messungen in einem größeren Energiebereich durchführen zu können.

Bei der GSI wird zur Zeit von A. Schönlein /Sc83/ eine Protonenstrahl-Sonde aufgebaut. Ein Protonenstrahl mit kleinen Ionenenergien ($<1\text{keV}$) wird durch die positive Raumladung des zu untersuchenden Ionenstrahls abgelenkt. Aus der Ablenkung kann das Strahlpotential berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Messungen sollen mit der Spektroskopie der Restgasionen verglichen werden. Ein Meßverfahren, das wieder aufgegriffen werden soll, ist die Emittanzmessung. Der Einfluß der Emittanzsonde auf die Raumladungskompensation muß noch genauer untersucht werden. Es soll versucht werden, die Rückwirkung auf den Ionenstrahl zu vermeiden. Ein möglicher Ansatz dazu ist es, die Emittanzsonde mit Hilfe eines Gitters oder einer zylindrischen Elektrode vor der Sonde vom Potential des Ionenstrahls abzuschirmen.

Ein interessanter Aspekt der Emittanzmessung ist die zeitliche Änderung der Emittanz eines Strahlpulses. Durch geeignete Wahl der Meßelektronik und durch entsprechende Anpassung des Meß- und Steuerprogramms sollte eine zeitlich aufgelöste Emittanzmessung möglich sein. Ähnliche Messungen, bei höheren Energien und Ionenströmen, sind auch bei der GSI geplant /K183/.

7. Zusammenfassung

In einem Ionenstrahl, der sich im Restgas eines Strahlführungssystems ausbreitet, werden in Stößen zwischen Strahlionen und Restgasatomen(-molekülen) Elektron-Restgasion-Paare erzeugt. Die Elektronen werden von der Raumladung des Ionenstrahls eingefangen und gleichen mit ihrer negativen Ladung zum Teil die positive Raumladung des Ionenstrahls aus. Dieser Effekt wird als Raumladungskompensation durch das Restgas bezeichnet. Die gleichzeitig mit den Elektronen entstehenden Restgasionen werden von der Restraumladung des Ionenstrahls abgestoßen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein elektrostatisches Spektrometer (RADIAN) aufgebaut, mit dem die Energieverteilung dieser Restgasionen gemessen werden kann. Mit diesem Spektrometer wurden die Abhängigkeiten der mittleren Energie der Restgasionen von verschiedenen Strahlparametern untersucht. Es wurden Messungen an Ar^+ -Ionenstrahlen mit Strömen von 10 μA bis 1,6 mA im Energiebereich von 15 bis 45 keV durchgeführt. Der Restgasdruck wurde im Bereich von $2 \cdot 10^{-6}$ bis $2 \cdot 10^{-4}$ hPa(mbar) variiert und der Strahldurchmesser zwischen 6 und 40 mm.

Die Meßergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit Rechnungen, die nach einem Modell von Holmes /Ho79/ bzw. mit einer halbempirischen Gleichung (aufbauend auf dem Modell von Holmes) durchgeführt wurden.

Die Messungen ergaben, daß die Raumladung der untersuchten Ionenstrahlen weitgehend kompensiert war (Kompensationsgrade >85%). Mit Hilfe einer Elektrode, die auf positives Potential gelegt wurde, konnten die Kompensationselektronen aus dem Strahl entfernt werden. Es wurden so Kompensationsgrade kleiner als 20% erreicht. Der Kompensationsgrad wurde in Abhängigkeit von den verschiedenen Strahlparametern bestimmt.

Mit einer Erweiterung des Spektrometers wurde die radiale Potentialverteilung zwischen der Ionenstrahlachse und der geerdeten Wand des Strahlführungssystems gemessen.

Für Messungen am 300 kV-Testinjektor bei der GSI wurde das Spektro-

meter RADIANT in einem extern gesteuerten Betriebsmodus eingesetzt. So war es möglich, die Aufbauzeit der Raumladungskompensation an einem gepulsten Ionenstrahl zu messen. Für einen Ar^+ -Ionenstrahl mit einem Strom von 3mA, bei einer Energie von 190keV und einem Restgasdruck von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ hPa(mbar) wurde eine Aufbauzeit von 300µs gemessen.

Anhang A1 Anpassung der Rechnung an die Meßwerte

In der von Holmes /Ho79/ angegebenen Gleichung für die Tiefe der Potentialmulde

$$\phi_w = \left[\frac{n_{b0}}{n} \right]^{2/3} \left[0,33 \pi \sigma_i v_b \epsilon_0^2 \frac{(m_e e)^{1/2}}{e^3 \ln \Lambda} \right]^{-2/3} \quad (\text{Gl.2.2})$$

(zur Bedeutung der einzelnen Größen siehe Kap.2.2.)

tritt der Term $\ln \Lambda$ auf. Diese Größe enthält die Wechselwirkung der geladenen Teilchen eines Plasmas untereinander. Spitzer /Sp56/ hat diesen Wert nach

$$\Lambda = \frac{h}{p_0} = \frac{3}{2 Z Z_1 e^3} \left[\frac{k^3 T^3}{\pi n_e^3} \right]^{1/2}$$

berechnet (im elektrostatischen Einheitensystem). h ist der Debye-Radius, außerhalb dessen ein geladenes Teilchen nicht mehr durch die Ladung eines anderen Teilchens beeinflusst wird (aufgrund von Abschirmeffekten). p_0 ist der Stoßparameter für 90°-Streuung eines leichten Teilchens an einem schwereren. Z_1 ist die Ladung eines Testteilchens in der Umgebung von Teilchen der Ladung Z , k der Boltzmann-Faktor, T die Elektronentemperatur und n_e die Elektronendichte. Nach Rechnungen von Spitzer liegen die Werte von $\ln \Lambda$ für ein Elektronen-Protonen-Plasma mit Elektronendichten von 1 bis 10^{24} cm^{-3} und für Elektronentemperaturen von 10^2 bis 10^8 K zwischen 5 und 34 (abnehmend mit wachsender Elektronendichte und zunehmend mit wachsender Elektronentemperatur).

Ein Ionenstrahl mit 0,75mA Ionenstrom, 25keV Energie und 18mm Durchmesser hat bei gleichförmiger Ladungsträgerverteilung eine mittlere Ionendichte von $5 \cdot 10^{13} \text{ Ionen/m}^3$. Mit einer Langmuirsonde wurde in einem solchen Strahl eine Ionentemperatur von etwa $35 \cdot 10^3 \text{ K}$ bestimmt. Setzt man die Elektronendichte n_e gleich der Ionendichte n_b so kann der Tabelle in /Sp56/ ein Wert für $\ln \Lambda$ von 15,2 entnommen werden. Mit der selben Annahme berechnet man nach der obigen Gleichung (mit $Z=Z_1=1$) $\Lambda=1 \cdot 10^7$ bzw. $\ln \Lambda=16,1$.

Nun ist nach /Gr72/ und nach /Ru84/ die Elektronentemperatur dem Plasmapotential proportional und nach Gl.2.6 ist das Potential dem

Ionenstrom proportional. Setzt man wieder $n_e = n_b$ so ist

$$\Lambda \sim (n_b^3 / n_b)^{1/2} = n_b.$$

Mit einer Proportionalitätskonstanten von 10^{-7} erhält man für das obige Beispiel $\Lambda = 5 \cdot 10^{13} \cdot 10^{-7} = 5 \cdot 10^6$ und $\ln \Lambda = 15,4$. Dieser Wert entspricht dem der Tabelle von Spitzer entnommenen Wert bzw. dem oben berechneten (Abweichung <5%).

Die Rechnungen in dieser Arbeit (Kap.4.2.) wurden mit der vereinfachten Gleichung für $\ln \Lambda$ durchgeführt. Der Fehler, der durch diese Näherung bei der Beschreibung der Meßergebnisse gemacht wird, ist (nach der Normierung (Gl.A1.3)) kleiner als der Meßfehler.

Mit der so vereinfachten Gl.2.2 berechnet man für einen Ar^+ -Ionenstrahl mit 0,75mA Strahlstrom, 25keV Energie, 25mm Durchmesser bei einem Restgasdruck von $6 \cdot 10^{-6}$ hPa ein Potential von 3,8V. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messungen (Abb.4.4 und Abb.4.5).

In Kap.4.2 wurde beschrieben, daß der Grad der Raumladungskompensation auch von hochfrequenten Oszillationen der Strahlintensität abhängt. Zur Anpassung der berechneten Werte an eine Meßreihe wurde deshalb noch eine Normierungskonstante C eingeführt, die je nach Ionenquelleneinstellung neu bestimmt werden muß.

$$\phi'_w = C \cdot \phi_w \quad (\text{Gl.A1.1})$$

Mit dieser Gleichung konnte die Restgasdruck- und die Strahlionenenergie-Abhängigkeit der Restgasionenenergie gut beschrieben werden. (Siehe Abb.4.6 in Kap.4.2.).

In Abb.A1.1 sind die Ergebnisse mehrerer Messungen zur Abhängigkeit des Potentials vom Ionenstrom eingezeichnet. Es sind Messungen bei 25keV, vergleichbaren Strahldurchmessern und Restgasdrücken. Die Bandbreite der Meßergebnisse ergibt sich aus Unterschieden in diesen Größen, bzw. aus unterschiedlichen Kompensationsgraden aufgrund der Intensitätsoszillationen. Die eingezeichnete Kurve (gestrichelt) ist nach Gl.A1.1 berechnet. Die gemessenen Werte ergeben einen stärkeren Anstieg des Potentials mit zunehmendem Ionenstrom. Deshalb wurde in mehreren Schritten die Potenz von I in Gl.A1.1

variiert ($n_b \sim I$, I =Ionenstrom). Die durchgezogene Kurve in Abb.A1.1 wurde mit

$$\phi_w'' = C' \cdot I \cdot \phi_w \quad (\text{Gl.A1.2})$$

berechnet und ergibt eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten (Die Normierungskonstante muß entsprechend angepaßt werden).

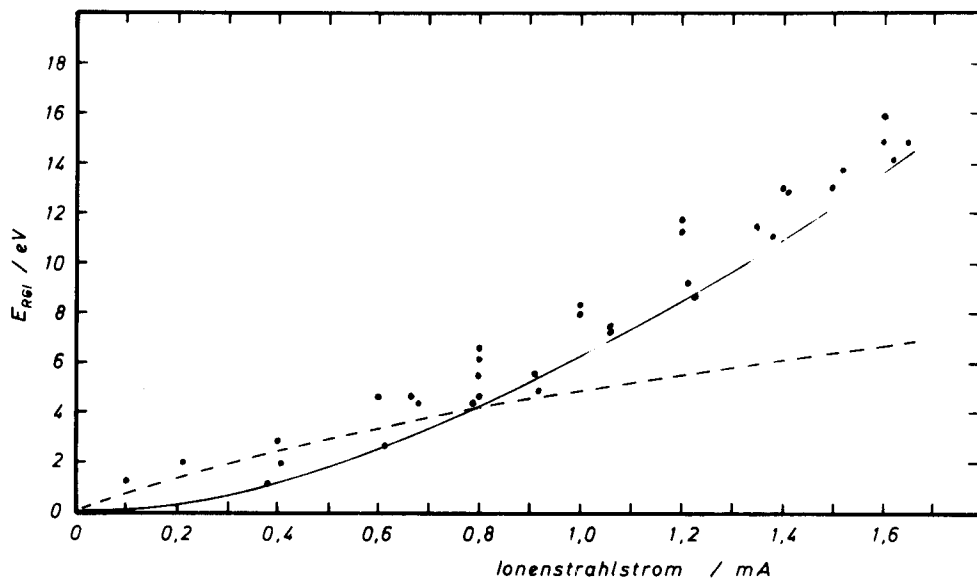


Abb.A1.1 Anpassung der Rechnung an die Meßwerte (Abhängigkeit des Potentials vom Ionenstrom). Die gestrichelte Kurve ist nach der Gleichung von Holmes (Gl.2.2), die durchgezogene nach Gl.A1.2 berechnet.

In Abb.A1.2 ist die Abhängigkeit der gemessenen Restgasionen-Energie (des Potentials) vom Ionenstrahldurchmesser dargestellt. Die gestrichelt eingezeichnete Kurve ist nach Gl.A1.2 berechnet. Die gemessene Abhängigkeit wird besser beschrieben, wenn auch der Strahldurchmesser als zusätzlicher Faktor in die Gleichung eingesetzt wird. Die durchgezogene Kurve ist mit

$$V_0 = N \cdot I \cdot r_0 \cdot \phi_w \quad (\text{Gl.A1.3})$$

berechnet worden. N ist die Normierungskonstante, V_0 die Tiefe der Potentialmulde. Mit dieser Gleichung werden die Meßergebnisse in Kap.4.2. gut beschrieben.

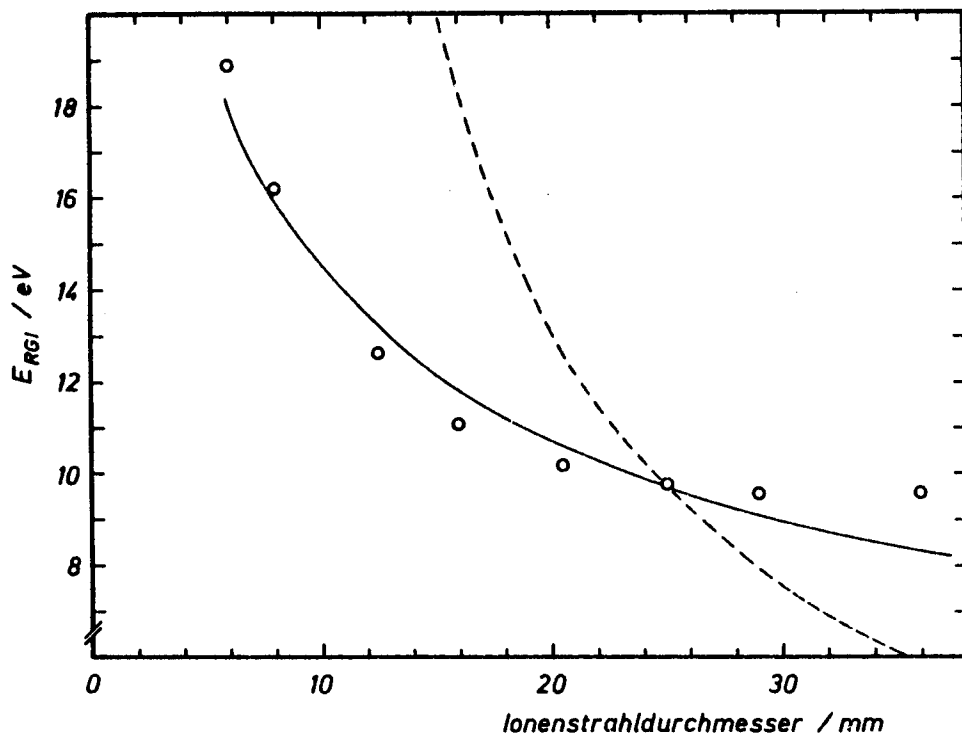


Abb.A1.2 Anpassung der Rechnung an die Meßwerte (Abhängigkeit des Potentials vom Ionenstrahldurchmesser). Die gestrichelte Kurve ist nach Gl.A1.2, die durchgezogene nach Gl.A1.3 berechnet.

Anhang A2 Berechnung der radialen Potentialverteilung

Die in Kap.2.3. angegebene Berechnung für die radiale Potentialverteilung innerhalb und außerhalb eines Ionenstrahls in einem zylindrischen geerdeten Strahlrohr wurde hergeleitet für einen unendlich langen, zylindrischen Ionenstrahl mit homogener Ladungsträgerdichte. Um die radiale Potentialverteilung auch für zylindrische Ionenstrahlen mit anderen Intensitätsprofilen berechnen zu können, wurde ein Programm geschrieben (BASIC-Programm an HP85 Tischrechner), das nach einem einfachen numerischen Verfahren die Potentialverteilung ausrechnet. Der Programmablauf ist im folgenden dargestellt:

Es wird ein Strahlprofil vorgegeben: Kasten-, Gauß-, "Fermi-Dirac"-Verteilung oder Überlagerungen verschiedener bzw. verschieden breiter Verteilungen. So ist z.B. auch die Simulation eines Strahls möglich, der auf der Strahlachse eine geringere Teilchendichte hat als am Strahlrand (Quasi-Hohlstrahl).

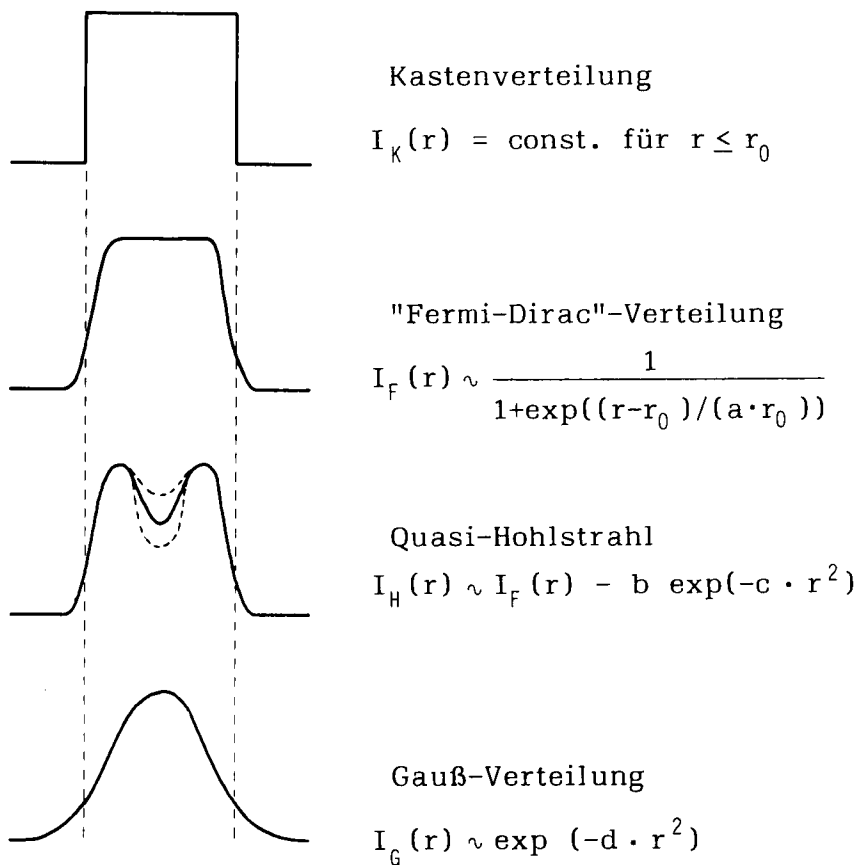


Abb.A2.1 Schematische Darstellung der Verteilungen, mit denen die Ionen- und Elektronen-Dichteverteilungen im Strahl angenähert wurden.

Ein so vorgegebener "Strahl" wird in radial aufeinander folgende Hohlzylinder unterteilt. Im Inneren eines solchen Zylinders herrscht, wenn man ihn allein betrachtet ein konstantes Potential. Dieses ist gleich dem Potential am Zylinderrand, welches man leicht berechnen kann. Man projiziert die gesamte Ladung des Zylinders auf die Zylinderachse und rechnet mit Gl.2.6b das Potential am Zylinderrand aus. Das Potential außerhalb dieses einzelnen Zylinders ergibt sich aus derselben Gleichung. Man erhält die gesamte Potentialverteilung, wenn man diese Rechnung für alle Hohlzylinder durchführt und für vorgegebene Punkte (z.B. jeden Millimeter) zwischen Strahlachse und Strahlrohrwand die Summe der Potentiale der einzelnen Zylinder bildet. Das Programm berechnet so das Potential eines völlig un-kompensierten Ionenstrahls.

Überlagert man der vorgegebenen Ionenverteilung noch eine Elektro-

nenverteilung, deren Form im Programm beliebig eingesetzt werden kann, und berechnet das Summenpotential, so erhält man die Potentialverteilung eines kompensierten Ionenstrahls. Dabei wurde angenommen, daß man die in der Potentialmulde des Ionenstrahls schwingenden Kompensationselektronen in einer mittleren Verteilung zusammenfassen kann.

Die relative Höhe der Elektronenverteilung wird über den Kompensationsgrad bestimmt. Der Kompensationsgrad wird berechnet indem das gerechnete Potential am Rand des unkompensierten Strahls mit dem gemessenen Potential an dieser Stelle verglichen wird. Der Kompensationsgrad K in Prozent ist

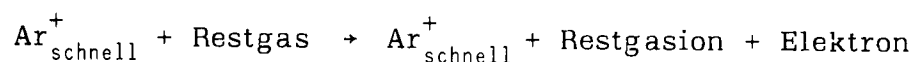
$$K = \frac{V_0(r_0) - V_{\text{mess}}(r_0)}{V_0(r_0)} \cdot 100 \quad (\text{Gl.A2.1})$$

Dabei ist $V_0(r_0)$ das berechnete Potential am Strahlrand, $V_{\text{mess}}(r_0)$ ist der gemessene Wert.

Durch Variation der verschiedenen überlagerten Verteilungen kann man versuchen, die berechnete radiale Potentialverteilung der gemessenen anzupassen. Über diesen Vergleich ist es indirekt möglich, Aussagen über die Ladungsträgerverteilung im Strahl zu machen.

Anhang A3 Ionisations-Wirkungsquerschnitte

In Abb.A3.1 sind verschiedene Ionisations-Wirkungsquerschnitte zusammengestellt und zwar für Stöße von Ar^+ -Ionen mit anderen Gasatomen bzw. Molekülen. Es sind Wirkungsquerschnitte der Reaktionen



Die mit einem Kreis gekennzeichneten Werte wurden der Veröffentlichung von Gilbody /Gi57/ entnommen. Die durchgezogenen Linien sind "glatte" Kurven durch diese Werte. Die gestrichelt eingezeichneten Kurven sind den Arbeiten von Afrosimov /Af62/ und von Sluyters /Sl59/ entnommen. Es sind die Wirkungsquerschnitte für Ar^+ -Ar-Stöße. Da Gilbody gleichzeitig auch die Wirkungsquerschnitte

für andere Restgase veröffentlicht hat und die verschiedenen Abhängigkeiten von der Strahlionenenergie vergleichbar sind, wurden in der vorliegenden Arbeit diese Wirkungsquerschnitte für Berechnungen herangezogen.

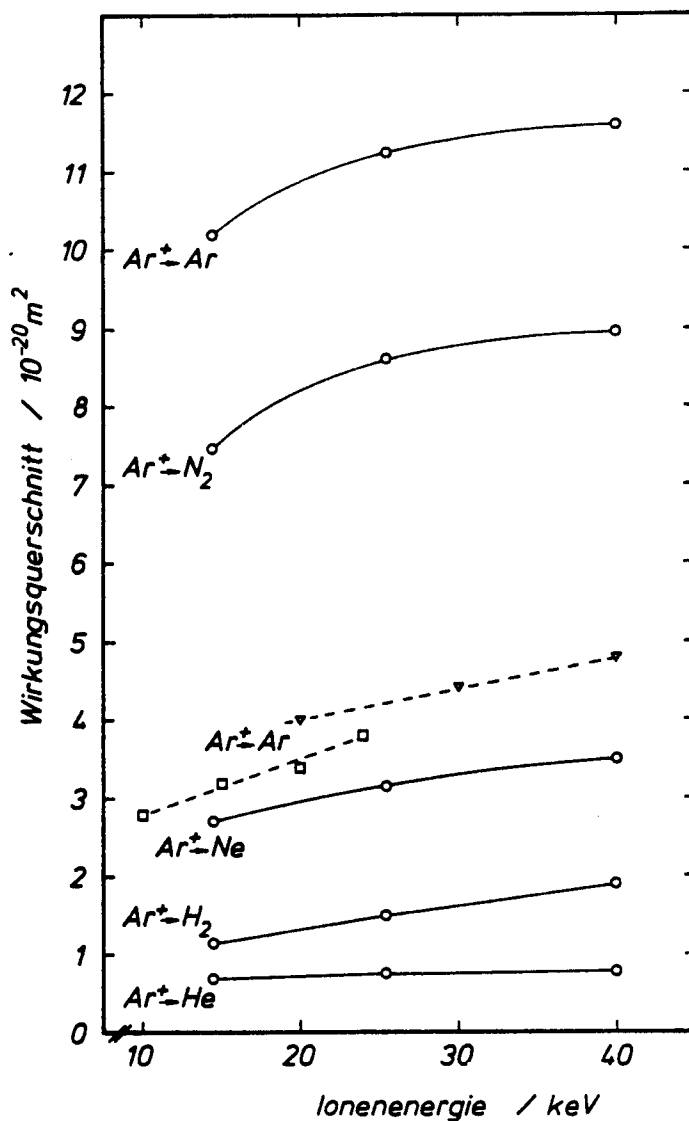


Abb.A3.1 Ionisations-Wirkungsquerschnitte für Stöße zwischen Ar^+ -Ionen und Restgasatomen(-molekülen) in Abhängigkeit von der Ionenenergie.

(○ Gilbody, □ Sluyters, ▽ Afrosimov)

Der in Tab.4.2 angegebene Ionisations-Wirkungsquerschnitt für $\text{Ar}^+ - \text{H}_2\text{O}$ -Stöße wurde durch Analogiebetrachtungen abgeschätzt. Da die Wirkungsquerschnitte für Ionisation durch Elektronenstoß (1keV) etwa die gleiche Abhängigkeit zeigen wie die in Tab.4.2 zusammengestellten Querschnitte für Stöße mit Argon-Ionen /Ar73/ und der Wirkungsquerschnitt von Wasser für Elektronenstoß-Ionisation zwischen den Werten von N_2 und Ar liegt /Le83/, wurde $\sigma(\text{H}_2\text{O}) = 9,4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ angenommen

Anhang A4 Emittanzmessungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Emittanzmessungen durchgeführt. Es wurde dazu das in Abb.A4.1 dargestellte Meßverfahren angewandt.

EMITTANZ MESSUNG

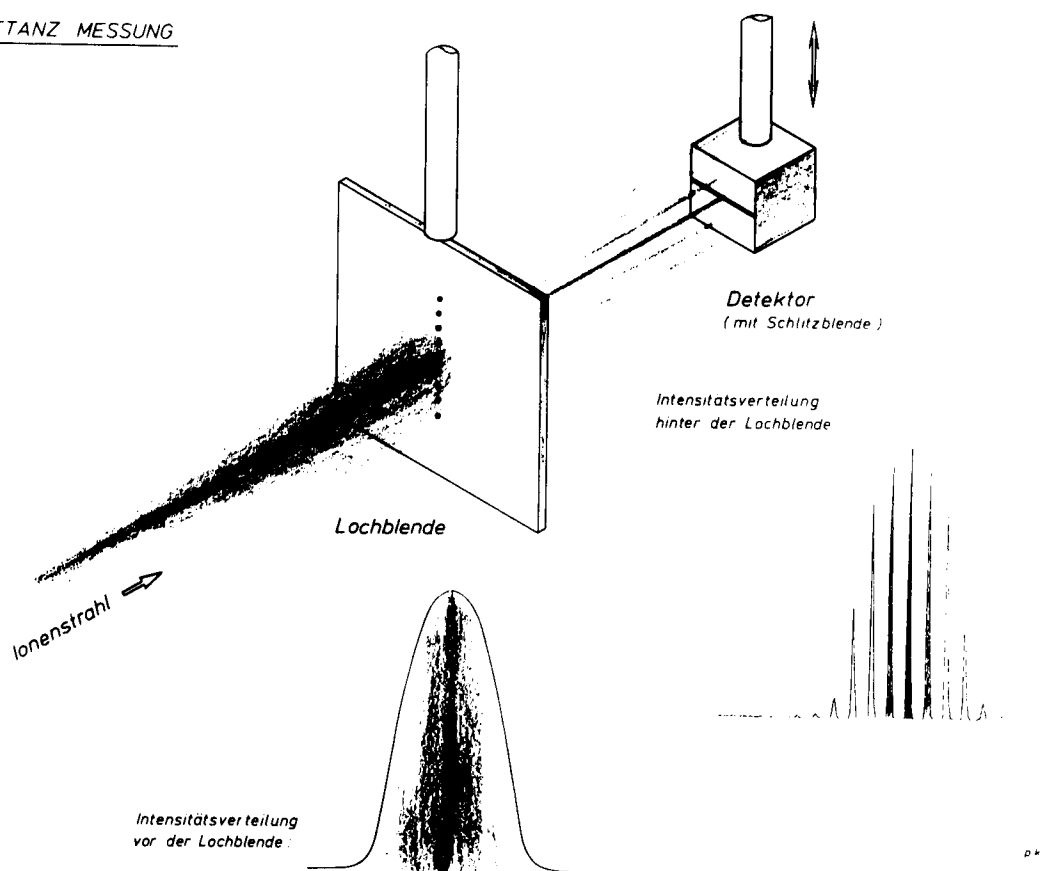


Abb.A4.1 Schematische Darstellung des angewandten Verfahrens zur Emittanzmessung

Der Ionenstrahl trifft auf eine Blende, bestehend aus einer Reihe von Löchern mit 0,3mm Durchmesser und 2mm Abstand. Die durch die Löcher tretenden Teilstrahlen werden in 50mm Abstand hinter der Blende mit einem kleinen verschiebbaren Faraday-Cup (0,3mm breiter Schlitz als Eintrittsblende) abgetastet. Die Messung wurde von einem Prozeßrechner (PDP 11/10) über CAMAC gesteuert, sowohl die Verschiebung des Faraday-Cups wie das Einlesen der gemessenen Ionenströme über ein Analog-Digital-Converter. Die Meßwerte wurden zwischengespeichert und dann mit einem anderen Programm ausgewertet. Als Ergebnis einer Messung erhielt man eine Darstellung der gemessenen Ionenstrom-Verteilung und die berechnete Emittanzfläche. Ein Beispiel ist in Abb.A4.2 zu sehen:

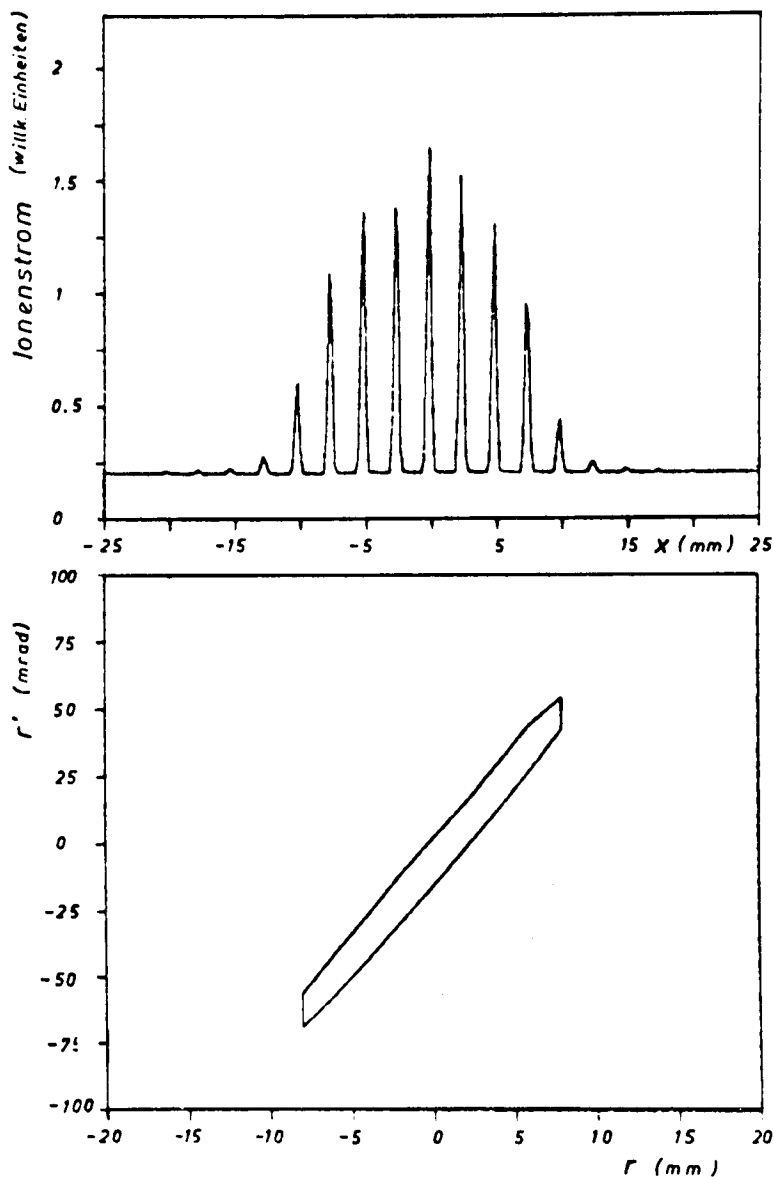


Abb.A4.2

Beispiel für die Ausgabe des Rechners nach abgeschlossener Emittanzmessung und Auswertung.

Der Experimentaufbau bestand zunächst nur aus Ionenquelle, Extraktionssystem (Accel/Decel), Strahlprofilmonitor, Emittanzsonde und Faraday-Cup.

In den Abb.A4.3 und A4.4 sind Ergebnisse von Emittanzmessungen dargestellt, die den Einfluß des Abstandes von der Ionenquelle zur Extraktionselektrode beschreiben, bzw. in der zweiten Abbildung den Einfluß der Spannung an der ersten Extraktionselektrode (U_{acc}).

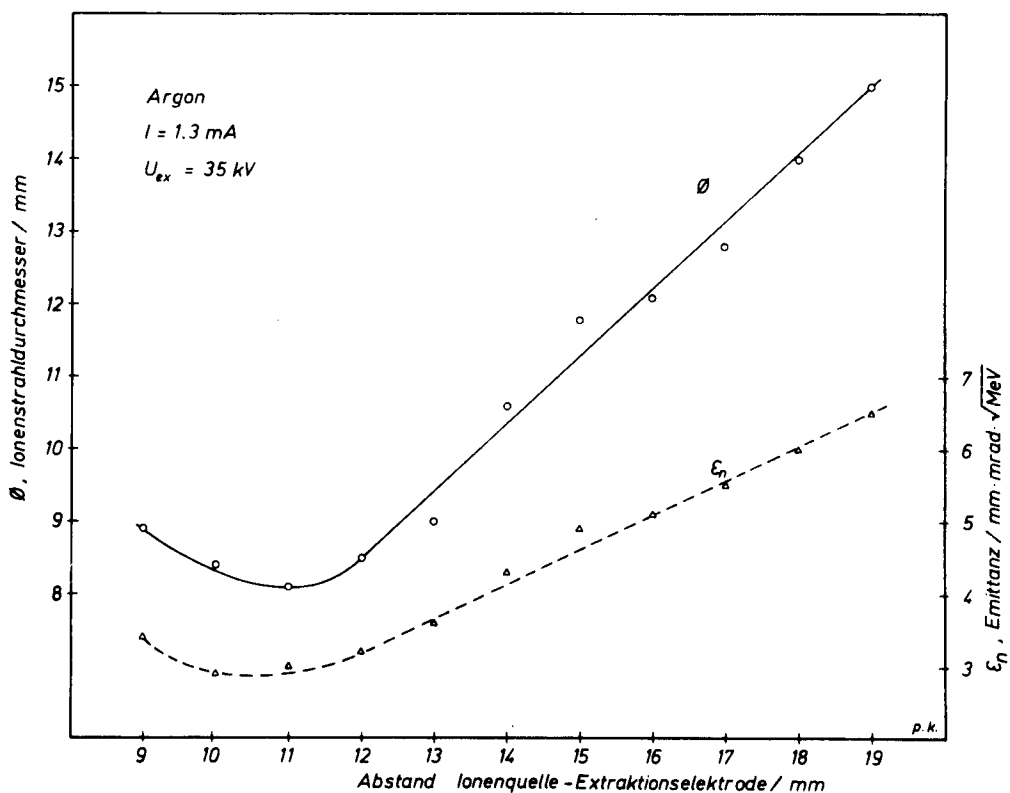


Abb.A4.3 Der Strahldurchmesser und die Strahlemittanz in Abhängigkeit vom Abstand Ionenquelle-Extraktionselektrode

Es ergaben sich jedoch schon während der Vorbereitungsphase für die Messungen mit RADIAN nicht vernachlässigbare Beeinflussungen des Ionenstrahls durch die Emittanzsonde. Eine dieser Messungen ist im folgenden beschrieben.

Es wurde der Strahldurchmesser bzw. die Emittanz in Abhängigkeit vom Restgasdruck gemessen. In Abb.A4.5 sind drei Kurven eingezeichnet. Die untere stellt den gemessenen Strahldurchmesser in Abhängigkeit vom Restgasdruck dar, die Emittanzsonde war nicht in den

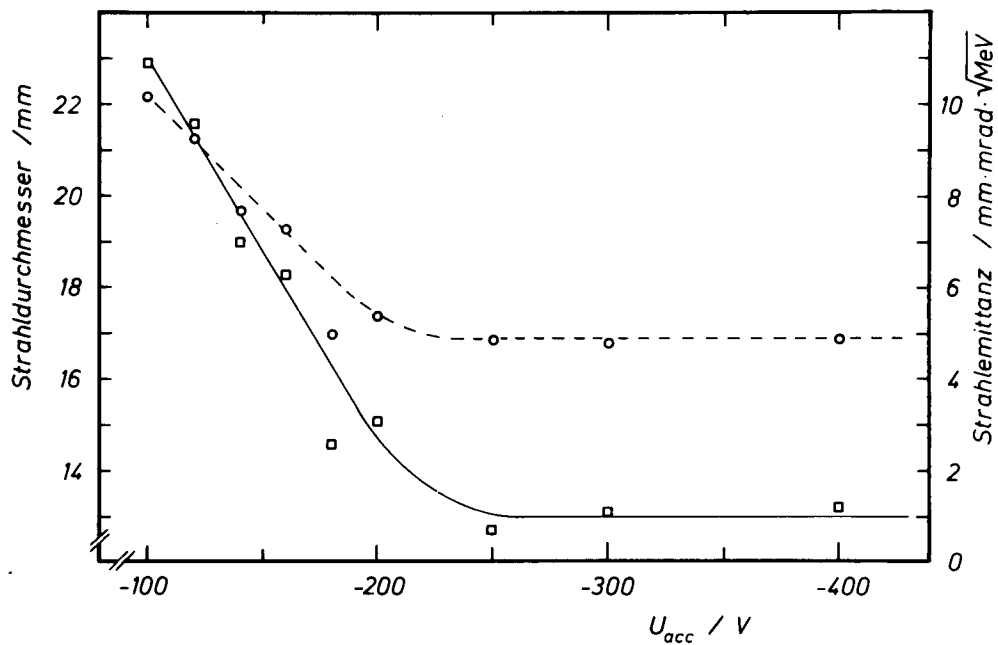


Abb.A4.4 Strahldurchmesser ($\square$) und Emittanz ($\circ$) in Abhängigkeit von der Spannung an der ersten Extraktionselektrode

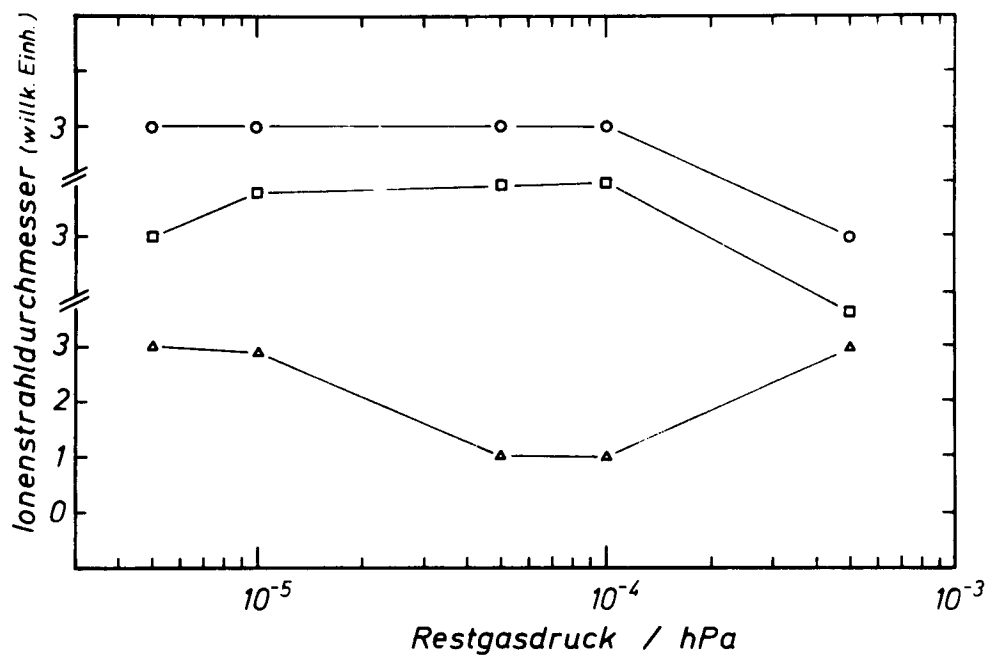


Abb.A4.5 Ionenstrahldurchmesser in Abhängigkeit vom Restgasdruck
 $\triangle$ Messung mit dem Profilmonitor, Emittanzsonde nicht im Ionenstrahl
 $\square$ Messung mit dem Profilmonitor, Emittanzsonde im Strahl
 $\circ$ Messung mit der Emittanzsonde

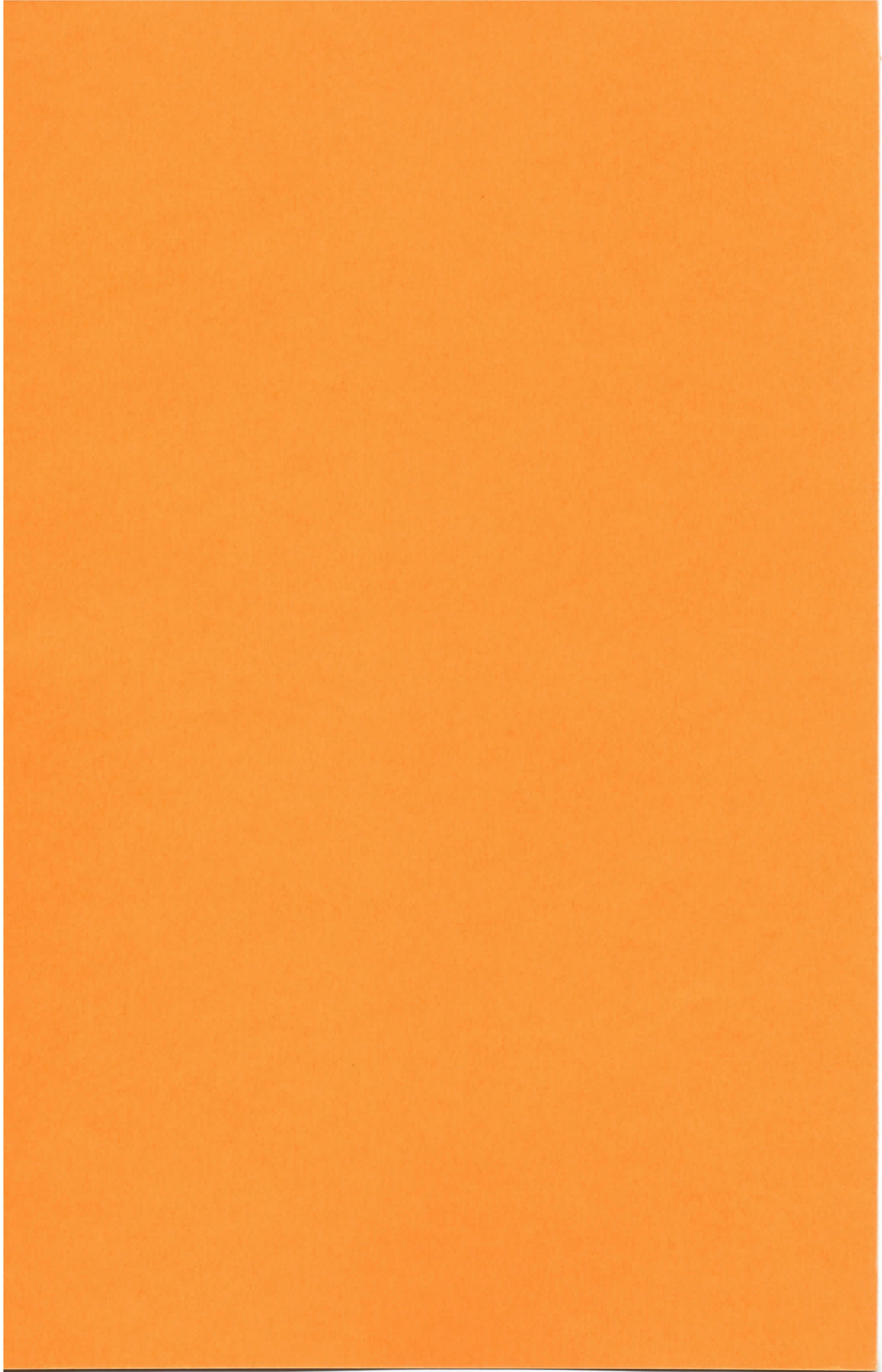
Strahl geschoben. Die zweite Kurve wurde wieder mit dem Profilmonitor gemessen. Bei dieser Messung war die Emittanzsonde im Strahl. Die obere Kurve wurde mit der Emittanzsonde bestimmt.

Das (auch visuell beobachtbare) Minimum des Strahldurchmessers bei etwa 10^{-4} hPa wird mit der Emittanzsonde im Strahl nicht beobachtet.

Literaturverzeichnis

- Af62 V.V. Afrosimov et al.: Soviet Physics JETP, Vol.14, No.4, 1962
- Al83 J.G. Alassi: Proceedings of LEIB 3 (Loughborough, März 83), Vacuum, Vol.34, No.1-2, 1984, p.7
- Ar73 M.v. Ardenne: Tabellen zur Angew. Physik, Bd.1, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaft, Berlin 1973
- Ba67 H. Baumann: Diplomarbeit, Heidelberg, 1967
- Ba74 H. Baumann, K.Bethge: Nucl. Inst. and Meth., 122(1974)517
- Ba84 H. Baumann, priv. Mitteilung
- Ev71 L.R. Evans, D.J. Warner: CERN/MPS/Lin.71-2, August 1971
- Ga75 M.D. Gabovich et al.: Sov. J. Plasma Phys., 1, 162(1975)
- Gi57 H.B. Gilbody, J.B. Hasted: Proc. Roy. Soc., A240(1957), p.382
- Go78 T.F. Godlov, D.F. Sutter: The US Program in Heavy Ion Beam Fusion, IAEA-CN-37-v-3
- Gr72 T.S. Green, B.J.C. Burrows: Proceedings of the second "Int. Conf. on Ion Sources", Sept.1972, Wien, p.450
- Ha55 G.A. Harrower: Rev. Sci. Instr., Vol.26, No.9, 1955, p.850
- Ha80 R. Harde, KFK-Nachrichten, Jahrg.12, 4/80
- Ho79 A.J.T. Holmes, Phys. Rev. A, Vol.19, No.1 (1979) p389
- Ke83 G. Keßler et al.: GSI-82-8, Proceedings of the symposium on accelerator aspects of HIF, p.63
- Kl83 J. Klabunde et al.: GSI-Nachrichten 7-83, S.9 (1983)
- La26 L. Langmuir, H.M. Mott-Smith: Phys. Rev. 28(1926)729
- La76 J.D. Lawson: Nucl. Inst. and Meth. 139(1976)17
- La77 J.D. Lawson: The physics of charged particle beams, Claradon Press, Oxford 1977
- Le82 Manual der Fa. Leybold-Heraeus zum Ionisationsvakuummeter IM210, 1982
- Le83 Manual der Fa. Leybold-Heraeus zum Quadrupol-Massenspektrometer Q100, 1983

- Ma79 M.G. Mazarakis et al.: IEEE Transactions on Nucl. Sci.,
Vol. NS-26, No.3, June 1979
- Ma80 M.G. Mazarakis et al.: Paper submitted to Cleos Conference
Feb.1980
- Ne68 M.V. Nezlin: Plasma Physics, Vol.10, 1968, p.337
- Or82 Manual der Fa. Ortec: Position-Sensitive Detector Analyzer,
Model 464, 1982
- Os78 J.E. Osher: Inst. Phys. Conf. Ser., No.38, 1978, Bristol and
London
- Pl84 S. Plappert, priv. Mitteilung
- Re80 E. Reh: Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Frankfurt, 1980
- Ro82 P. Rohwer et al.: Nucl. Inst. and Meth. **204**(1982)245
- Ru84 T Rupp: Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Frankfurt, 1984
- Sc83 A. Schönlein: Seminarvortrag, Inst. f. Angew. Phys., 1983
und priv. Mitteilung
- Sl59 Th.J.M. Sluyters et al.: Physica **25** (1959)
- Sp56 L. Spitzer,Jr.: Physics of fully ionized gases, Interscience
publishers, Inc., New York, 1956
- Sp84 P. Spädtke: ACCEL-GSI, GSI-Report, GSI-83-9
- Zi77 J. Zientek: Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Frankfurt, 1977
J. Zimmermann: Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Frankfurt,
1977



1. The first part of the paper is devoted to a general discussion of the problem of the existence of a solution of the system of equations (1) for arbitrary values of the parameters α and β . It is shown that the system has a solution if and only if the condition $\alpha + \beta = 1$ is satisfied. In this case the solution is unique and is given by the formula (2).

2. In the second part of the paper the problem of the stability of the solution of the system (1) is considered. It is shown that the solution is stable if and only if the condition $\alpha < 1$ is satisfied. In this case the solution is stable in the sense of Lyapunov.

3. In the third part of the paper the problem of the asymptotic behavior of the solution of the system (1) is considered. It is shown that the solution tends to zero as $t \rightarrow \infty$ if and only if the condition $\alpha < 1$ is satisfied. In this case the solution is asymptotically stable.