

**Aufbau einer Neutralstrahlapparatur  
und Messungen zur  
Eichung eines Neutralteilchenanalysators**

Helmut Scherübl

IPP 1/267

Januar 1992

Diplomarbeit

Betreuer: Dr. W. Herrmann, Dr. H.-U. Fahrbach



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN**

**Aufbau einer Neutralstrahlapparatur  
und Messungen zur  
Eichung eines Neutralteilchenanalysators**

Helmut Scherübl

Abstract

IPP 1/267

Januar 1992

Diplomarbeit

Betreuer: Dr. W. Herrmann, Dr. H.-U. Fahrbach

Neutral particles are produced in fusion plasmas. The particles, which result from charge exchange processes and are emitted from the plasma, are retained in a gas cell and separated by magnetic and electric fields in respect of energy and mass. The apparatus have to be calibrated experimentally since the cross-sections and fringe fields are not sufficiently well known. For this purpose a neutral beam source was set up and tested. It consisted of an ion source, a magnet for beam separation, and a neutralization cell. The particle energy ranges from 1 to 20 keV, where the uncertainties of the analyzer efficiency are most critical. First measurements of the properties of a neutral particle analyzer were also performed in particular the detector response, the energy calibration and resolution, and the time resolution. Good agreement with the previous results in Frascati was found.

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über  
die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

## Abstract

### **A neutral beam source for calibrating neutral particle analyzers**

Neutral particle analyzers are used to determine the energy distribution of ions in fusion plasmas. The neutrals, which result from charge exchange processes and are emitted from the plasma, are reionized in a gas cell and separated by magnetic and electric fields in respect of energy and mass. The analyzers have to be calibrated experimentally since the cross-sections and fringe fields are not sufficiently well known. For this purpose a neutral beam source was set up and tested. It consists of an ion source, a magnet for mass separation, and a neutralization path. The particle energy ranges from 1 to 20 keV, where the uncertainties of the analyzer efficiency are most critical. First measurements of the properties of a neutral particle analyzer were also performed, in particular the detector response, the energy calibration and resolution, and the mass resolution. Good agreement with the previous results in Frascati was found.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Neutralteilchendiagnostik</b>	<b>5</b>
2.1	Entstehung und Transport von Neutralen im Plasma . . . . .	5
2.2	Das Spektrum der Neutralteilchen . . . . .	8
2.3	Resultierende Anforderungen an den Analysator und die Ionenquelle .	10
<b>3</b>	<b>Gesamtaufbau des Experiments</b>	<b>13</b>
3.1	Beschreibung der Eichapparatur . . . . .	13
3.2	Aufbau und Eigenschaften des Vakuumsystems . . . . .	14
3.3	Datenverarbeitung . . . . .	17
3.4	Diagnostik für die Quellen- und Analysatorparameter . . . . .	18
3.5	Beschreibung und Betrieb der Ionenquelle und des Beschleunigungs- systems . . . . .	20
3.6	Ionenoptik . . . . .	22
3.6.1	Extraktion des Ionenstrahls . . . . .	22
3.6.2	Fokussierung und Beschleunigung . . . . .	27
3.6.3	Raumladungseinflüsse . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Messungen am Strahl der Ionenquelle und Interpretation der Er- gebnisse</b>	<b>33</b>
4.1	Die Wirksamkeit der Gegenfелеdelektrode bei der Messung des Strahl- stroms . . . . .	33
4.2	Der Einfluß des Quelledrucks auf den Strahlstrom . . . . .	35

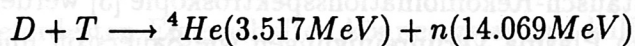
4.3	Der Strahlstrom in Abhängigkeit vom Bogenstrom . . . . .	36
4.4	Die Wirkung des Magnetfeldes in der Ionenquelle . . . . .	37
4.5	Die Fokussierungseigenschaften des Beschleunigungssystems . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Massenseparation des Strahlstroms</b>	<b>43</b>
5.1	Fokussierung im Magnetfeld . . . . .	43
5.2	Messung der Speziesverteilung . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Die Eichung des Neutralteilchenanalysators</b>	<b>48</b>
6.1	Neutralisation der Ionen im Strahlrohr und Umladung in der Strip- pingzelle . . . . .	48
6.2	Aufbau und Beschreibung des Analysators . . . . .	49
6.3	Vorgehensweise bei der Eichung . . . . .	53
6.4	Erste Messungen zur Eichung des Neutralteilchenanalysators . . . . .	55
6.4.1	Eichung des magnetischen Ablenkfeldes . . . . .	55
6.4.2	Prüfung der Detektoreigenschaften . . . . .	56
6.4.3	Messung des Strahlprofils . . . . .	57
6.4.4	Bestimmung der Energieauflösung eines Detektorkanals . . . . .	60
6.4.5	Die Messung der Massenunterdrückung . . . . .	62
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Erdungstechnik</b>	<b>66</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Weltenergiebedarf steigt durch die Zunahme der Erdbevölkerung und die fortschreitende Industrialisierung der Dritten Welt in Zukunft weiter. Die herkömmlichen fossilen Energieträger sind in absehbarer Zeit erschöpft, und ihr massiver Einsatz verändert die Umwelt. Erheblicher öffentlicher Kritik ausgesetzt sieht sich die Kernspaltung als Energiequelle. Die kontrollierte Fusion von Atomkernen könnte eine neue Energiequelle erschließen. Ein Ziel in der Forschung der Plasmaphysik ist die Beantwortung der Fragen nach Realisierbarkeit und Wirtschaftlichkeit eines Fusionsreaktors.

Die Bedingungen, unter denen eine ausreichende Zahl von Kernverschmelzungsreaktionen abläuft, sind sehr extrem. Es ist notwendig, Wasserstoffatome auf eine Temperatur von  $\approx 200$  Millionen Kelvin bei genügend hoher Dichte aufzuheizen und ausreichend lange einzuschließen. Am weitesten fortgeschritten auf dem Weg zum Fusionsreaktor ist der Einschluß des Plasmas durch ein starkes Magnetfeld, in dem sich das Plasma im wesentlichen entlang geschlossener, magnetischer Feldlinien bewegen kann. Als aussichtsreichste Reaktion gilt die Fusion von Deuterium und Tritium zu Helium gemäß



Das Plasma brennt erst dann stationär, wenn die Energieverluste (Abstrahlung elektromagnetischer Wellen, Diffusion hochenergetischer Teilchen aus dem Plasma und Wärmeleitung) durch Transfer der Energie der aus der Fusionsreaktion entstehenden Alphateilchen auf das Plasma kompensiert werden. Das Fusionsprodukt beschreibt, wie nahe eine Plasmaentladung dem stationären nuklearen Brennen ist. Dieses ist definiert als das Produkt aus Ionentemperatur, Ionendichte und Energieeinschlußzeit. Für das Plasmabrennen wird ein Fusionsprodukt von  $5 - 8 \cdot 10^{21} \text{ keV} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}$  benötigt. In der Plasmaphysik werden Temperaturen üblicherweise in eV angegeben ( $1 \text{ eV} \approx 11600 \text{ K}$ ). Diesem Wert am weitesten genähert hat sich bisher das europäische Großexperiment JET<sup>1</sup> bei der Fusion von Deuteri-

---

<sup>1</sup>Joint European Torus

umkern mit  $9 \cdot 10^{20}$  keV·m<sup>-3</sup>·s. JET erzielte im November 1991 beim Betrieb mit Deuterium und Tritium im Verhältnis 86 : 14 für etwa 1 Sekunde lang erstmals eine Nettofusionsleistung von 1.5 – 2.0 MW [1].

Das Erreichen fusionsrelevanter Temperaturen im Plasma erfordert eine zusätzliche Heizung des Plasmas. Dazu zählen die Injektion hochenergetischer Neutralteilchen oder die Einkopplung elektromagnetischer Hochfrequenzfelder (z. B. bei der Ionenzyklotronresonanzfrequenz). Die Untersuchung der Ionenenergieverteilung und -temperatur ist daher eine der zentralen Aufgaben der Plasmadiagnostik.

Hierfür werden hauptsächlich drei Verfahren angewendet:

Die Messung der Fusionsneutronen, die Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie (CXRS) und die Neutralteilchenanalyse (NPA).

Die Iontemperatur mittels Neutronen erhält man aus der Beobachtung des Neutronenflusses  $\dot{N}_n$ , der über den Reaktionsparameter  $\langle \sigma v \rangle$  (über die Relativbewegung und Geschwindigkeitsverteilung gemittelter Reaktionsquerschnitt) gemäß

$$\dot{N}_n = \frac{1}{2} \cdot n_D^2 \cdot \langle \sigma v \rangle_{D(D,n)^3He}(T_i) \cdot V$$

implizit die Iontemperatur enthält [2]. Voraussetzung dafür sind allerdings die Kenntnis des Reaktionsvolumens  $V$  und der Deuteronendichte  $n_D$ ; diese ist relativ schwer zu bestimmen und kann deutlich von der meist gut bekannten Elektronendichte abweichen. Außerdem enthält der Gesamtfluß immer Neutronen aus Reaktionen der suprathemischen Elektronen mit Wasserstoff (z. B.  $D(e,e'n)H$ ) oder Strukturmaterialien (z. B.  $^{97}Mo(e,e'n)^{96}Mo$ ). Diese Neutronen unterscheiden sich in ihrer Energie von den Fusionsneutronen. Das Spektrum der Neutronen muß daher berücksichtigt werden.

Bei der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie [3] werden zur Iontemperaturbestimmung im Plasma Verunreinigungen wie Sauerstoff und Kohlenstoff verwendet. Diese sind im Plasmainneren vollständig ionisiert. Beim Stoß der hochgeladenen Ionen mit neutralen Wasserstoff- oder Deuteriumatomen, die z. B. aus der Neutralinjektion für die Plasmaheizung stammen, finden Ladungsaustauschprozesse statt. Das vom Neutralteilchen auf das hochgeladene Ion übergehende Elektron wird in hochangeregten Orbitalen eingefangen. Es entstehen sogenannte "Rydbergzustände". Aufgrund der Energie- und Drehimpulserhaltung des ausgetauschten Elektrons besitzt die Ladungsaustauschreaktion resonanzartigen Charakter. Die Zustände zerfallen durch Strahlungskaskaden. Für hohe Quantenzahlen liegen die Übergänge im UV und sichtbaren Spektralbereich, womit ein relativ einfacher apparativer Zugang möglich ist. Die Dopplerbreite der abgestrahlten Linien ist ein Maß für die Temperatur der Ionen.

Die Verunreinigungen im Plasma sind aus obiger Sicht zwar nützlich, andererseits

stellt die Verringerung der Verunreinigungskonzentrationen im Plasma wegen der hohen abgestrahlten Verlustleistung eines der wesentlichen Ziele der Fusionsforschung dar.

Die Neutralteilchenanalyse ist zur Bestimmung der Ionentemperatur nicht auf Verunreinigungen angewiesen. Sie ermittelt die Ionentemperatur oder -energieverteilung aus der Analyse des Spektrums der aus dem Plasma kommenden neutralen Wasserstoff- und Deuteriumatome [4]. Auch in einem sehr heißen vollständig ionisierten Plasma sind Neutralteilchen vorhanden. Zum einen diffundieren sie, nicht an das Magnetfeld gebunden, unter einer Abfolge von mehreren Resonanzladungsaustauschprozessen in das Plasmainnere hinein. Dabei geht das ursprüngliche Neutrale verloren. Zum anderen entstehen Neutrale durch Rekombination von Ionen mit Elektronen. Die mit beiden Prozessen erzeugten Neutralen können das Plasma verlassen und tragen so detaillierte Information über die Energieverteilung und die Dichte der neutralisierten Ionen im Plasma mit sich nach außen.

Die Neutralen werden in einer Strippingzelle ionisiert und hinsichtlich ihrer Energie und wegen der verschiedenen Atomsorte (Spezies wie H, D, und He) auch hinsichtlich ihrer Masse analysiert. Dies geschieht meist mit Hilfe einer Kombination aus magnetischen und elektrischen Feldern. Das Spektrum wird bestimmt aus den Zählraten der Neutralen in verschiedenen Energiefenstern. Der hochenergetische Teil (die Teilchenflüsse bei der fünf- bis zehnfachen Energie der entsprechenden Temperatur) gibt im allgemeinen direkt Auskunft über die Ionentemperatur im Plasmazentrum.

Zu den Leistungsmerkmalen eines Neutralteilchenanalysators zählen die Energieauflösung und die Massentrennung sowie die Nachweisempfindlichkeit der einzelnen Kanäle. In die Empfindlichkeit gehen ein die Umladungseffizienz der Strippingzelle, die Streuung der Teilchen am Strippinggas, das Vermögen der Kanäle, die Teilchen zu sammeln und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren. Diese fundamentalen vom Analysator geforderten Eigenschaften können zwar mit Hilfe von Trajektorien-codes in der Konstruktion und dem Aufbau des Analysators berücksichtigt werden. Die Streufelder der magnetischen und elektrischen Ablenkfelder zur Energie- bzw. Massenselektion sind aber nur schwer zu erfassen und führen zu Unsicherheiten im Bahnverlauf der Ionen und damit auch in der Energieauflösung und Massentrennung. Auch die Umladungseffizienz der Strippingzelle läßt sich infolge der Unsicherheiten in der Datenbasis der Umladungs- und Streuquerschnitte nicht ausreichend genau berechnen.

Erforderlich ist daher eine experimentelle Bestimmung der Analysatorkenngrößen mit einem bezüglich Teilchenenergie, Intensität und Divergenz gut definierten Neutralstrahl, der die aus dem Plasma kommenden Neutralen gut simulieren soll. Zur Bereitstellung des Neutralstrahls bietet sich eine Ionenquelle mit anschließender Neutralisationsstrecke an.



Die Aufgabe dieser Arbeit ist die Spezifikation der Anforderungen an die Ionenquelle und den Neutralstrahl, die Inbetriebnahme einer geeigneten Ionenquelle und das Studium ihrer Eigenschaften sowie die Durchführung erster Messungen zur Eichung eines Neutralteilchenanalysators.

Das anschließende Kapitel beschreibt die physikalischen Grundlagen der Neutralteilchendiagnostik: Die Entstehung von Neutralteilchen im Plasma, deren Eigenschaften sowie die Bestimmung der Iontemperatur aus dem Spektrum der Neutralen. Hier-von abgeleitet werden Anforderungen, die an den Analysator zu stellen sind. Daraus ergeben sich Voraussetzungen an die für die Kalibration des Analysators notwendige Ionenquelle.

Das dritte Kapitel enthält eine Beschreibung des gesamten Experiments, angefangen bei der Eichapparatur hin zum Vakuumsystem und zur Aufnahme und Verarbeitung der Meßdaten. Anschließend wird die Ionenquelle und das Beschleunigungssystem behandelt. Geschildert wird die Inbetriebnahme der Quelle und die Teilchenoptik, die untergliedert ist in die Bereiche Extraktion des Strahlstroms, Beschleunigung und Fokussierung sowie Raumladungseinflüsse.

Messungen am Strahl der Ionenquelle und die Interpretation der Ergebnisse beinhaltet das vierte Kapitel.

Zur Eichung des Analysators wurde eine Massenseparation des Ionenstrahls durchgeführt. Die Fokussierungseigenschaften des Ablenkmagneten und Messungen zur Speziesverteilung werden im fünften Kapitel vorgestellt.

Das sechste Kapitel präsentiert zunächst eine Beschreibung des Analysators sowie der Neutralisation des Ionenstrahls und der Umladung in der Strippingzelle. Geschildert wird die Vorgehensweise bei der Eichung. Das Kapitel schließt mit ersten Messungen an Analysator und Neutralstrahl.

Eine Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse dieser Arbeit bietet das siebte Kapitel.

## Kapitel 2

# Grundlagen der Neutralteilchendiagnostik

### 2.1 Entstehung und Transport von Neutralen im Plasma

Die Plasmen in heutigen Fusionsexperimenten sind praktisch vollständig ionisiert. Es existieren aber Mechanismen, die dafür sorgen, daß auch bei solch hohen Temperaturen neutrale Atome im Plasma in sehr geringer Menge vorkommen. In relativ dichten Plasmen rekombinieren Ionen mit Elektronen in zunehmendem Maße. Die meisten Ionen im Plasma werden aber neutralisiert durch den Resonanzladungsaustausch zwischen Ionen und Atomen der gleichen Spezies. Die am Ladungsaustausch teilnehmenden Atome entstehen vor allem durch die Dissoziation des nachgefüllten Gases und der von den Wänden desorbierten Wasserstoffmoleküle. Die Atome besitzen eine Energie von  $\approx 3$  eV [5] und diffundieren in das Plasmaminnere. Wegen des großen Querschnitts für Resonanzladungsaustauschreaktionen geschehen selbst bei geringer Konzentration der neutralen Atome (z. B.  $10^{-8}$ ) Umladungen von Ionen im Plasma. In Abb. 2.1 sind die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation eines neutralen Wasserstoffatoms gezeigt. Bis zu Energien von 20 keV wird die Situation beherrscht vom Prozeß des resonanten Ladungsaustauschs. Das Elektron geht ohne eine Energieänderung vom Atom auf das Ion über; nur die Relativbewegung muß kompensiert werden. Ein Wechsel des Elektrons findet sogar bei Abständen bis zu 10 Bohrradien statt und bei entsprechend kleiner Relativgeschwindigkeit steigt der Querschnitt bis zu  $50\pi a_0^2$  ( $a_0$  = Bohrscher Radius) [6], bei höheren Energien bricht die Resonanz auf.

Auf das neutralisierte Ion wirken nunmehr keine Lorentzkräfte; es kann das Plasma verlassen. Auf dem Weg nach außen laufen aber Prozesse ab, die zu einer Abschwächung des Teilchenflusses führen. Allgemein ist für Teilchen die Wahrscheinlichkeit  $P$  vom Ort  $x_0$  nach  $x_1$  zu gelangen, gegeben durch:

$$P = \exp \left[ - \int_{x_0}^{x_1} \alpha(x) dx \right] \quad (2.1)$$

Im Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  enthalten sind alle Prozesse, die zu einem Verlust an Neutralteilchen führen. Die Reaktionsrate mit einer in Ruhe befindlichen Spezies

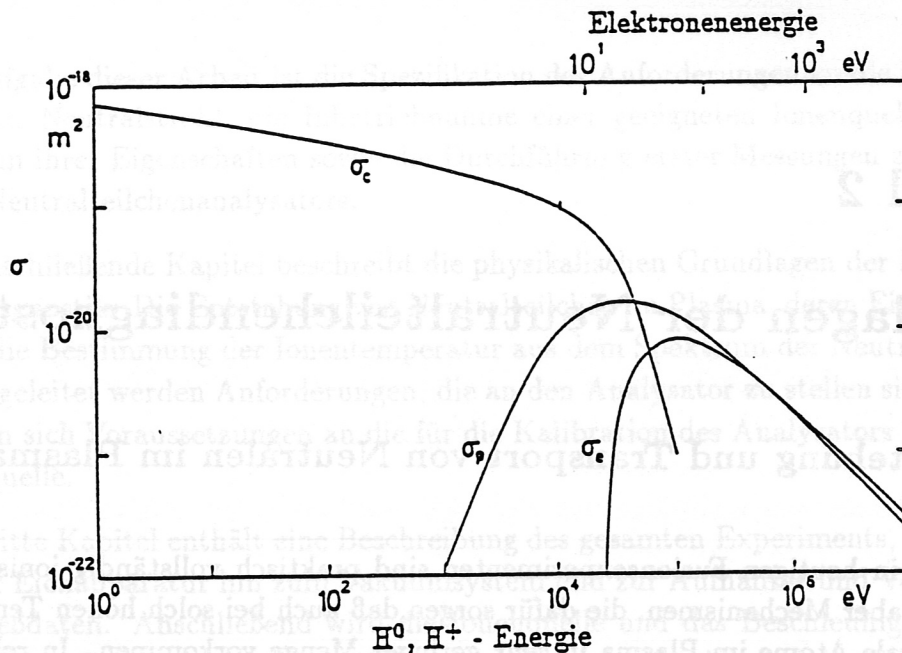


Abbildung 2.1: Die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von H durch Ladungsaustausch ( $\sigma_c$ ), durch Protonen ( $\sigma_p$ ) und durch Elektronen ( $\sigma_e$ ); für  $\sigma_e$  gilt die untere Skala, falls ein ruhendes Elektron und die obere Skala, falls ein ruhendes Atom betrachtet wird [6]

$j$  ( $j = e, p, H$ ) ist das Produkt aus dem Volumen, das die Neutralteilchen mit dem Querschnitt  $\sigma$  und der Geschwindigkeit  $v_a$  pro Sekunde durchqueren, multipliziert mit der Teilchendichte  $n_j$  des Targets. Dies ändert sich, wenn beide Reaktionspartner in Bewegung sind und das Target eine Geschwindigkeitsverteilung  $f_j(\vec{v})$  besitzt. Dann hängt  $\sigma$  ab vom Betrag der Relativgeschwindigkeit  $\vec{u}$ , und über die Verteilungsfunktion  $f_j$  muß gemittelt werden. Die Reaktionsrate ergibt sich also aus:

$$n_j \langle \sigma v \rangle_{v_a} = \int \sigma(u) \cdot u \cdot f_j(\vec{u} + \vec{v}_a) d^3u \quad (2.2)$$

mit  $\vec{u} = \vec{v} - \vec{v}_a$ . Der Abschwächungskoeffizient  $\alpha$  läßt sich mit den in Abb. 2.1 gezeigten Prozessen schreiben als:

$$\alpha = \frac{1}{v_a} [\langle \sigma_e v_e \rangle_{v_a} n_e + (\langle \sigma_p v_i \rangle_{v_a} + \langle \sigma_c v_i \rangle_{v_a}) n_i] \quad (2.3)$$

In Gl. 2.2 wird über eine verschobene Verteilungsfunktion integriert. Es existieren zwei Bedingungen, die zu einer Vereinfachung von Gl. 2.3 führen.

- Die thermische Geschwindigkeit der Elektronen im Plasma ist viel größer als  $v_a$ , d. h. in guter Näherung ist es erlaubt, in Gl. 2.2 über  $f_e(\vec{u})$  zu integrieren.
- Für die direkte Bestimmung der Iontemperatur werden nur die schnellen Neutralen herangezogen;  $v_a$  ist also viel größer als die thermische Geschwindigkeit der Ionen.

Der Abschwächungskoeffizient kann daher angenähert werden durch:

$$\alpha \approx \frac{1}{v_a} \langle \sigma_e v_e \rangle_0 n_e + (\sigma_p + \sigma_c) n_i \quad (2.4)$$

Der Ratenkoeffizient  $\langle \sigma_e v_e \rangle$  ist gemäß Abb. 2.2 im relevanten Energiebereich, verglichen mit den anderen Prozessen vernachlässigbar. Daraus folgt die Transmissionswahrscheinlichkeit  $P$  zu:

$$P \approx \exp \left[ -(\sigma_p + \sigma_c) \int n_i dl \right] \quad (2.5)$$

Die folgende Abbildung zeigt die Ratenkoeffizienten als Funktion der Energie. Im

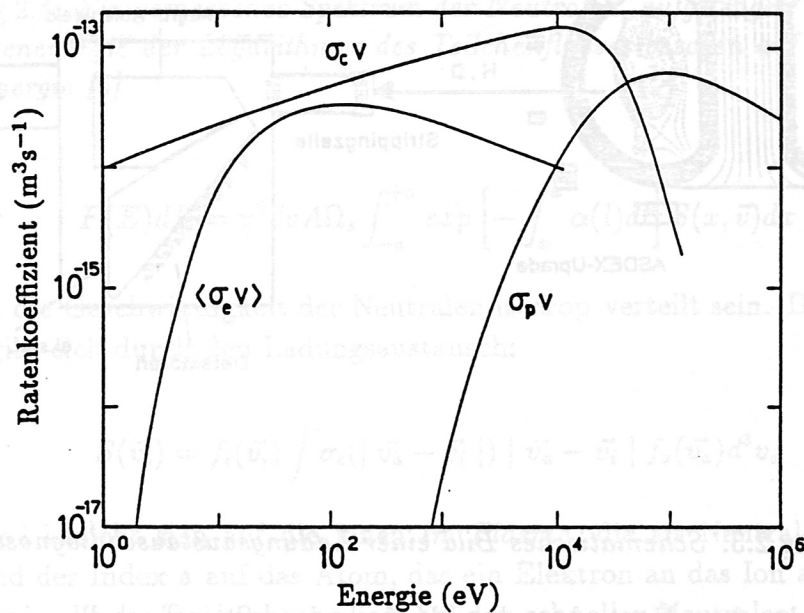


Abbildung 2.2: Die Ratenkoeffizienten für die Ionisation von Neutralen als Funktion der Energie der Teilchen, im Fall der Elektronen als Funktion der Elektronentemperatur; die Bedingungen, daß die Neutralteilchengeschwindigkeit  $v_a$  sehr klein gegen die thermische Geschwindigkeit  $v_e$  der Elektronen, aber sehr groß gegen die thermische Geschwindigkeit  $v_i$  der Ionen ist, sind berücksichtigt [6]

Zusammenhang mit Abb. 2.1 ist nun auch ein Problem der Ladungsaustauschdiagnostik erkennbar:

Bei einer Energie der Neutralteilchen von 10 keV und einer Plasmadichte von  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  bis  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  beträgt die mittlere freie Weglänge der Neutralteilchen nur mehr 1 m bzw. 0.1 m. Die Anwendbarkeit der konventionellen Neutralteilchenanalyse wie hier geschildert, begrenzt sich daher auf Plasmen mit  $\int n_i dl \leq 10^{19} \text{ m}^{-2}$ .

## 2.2 Das Spektrum der Neutralteilchen

In dünnen Plasmen diffundieren die Neutralteilchen von außen kommend durch Ladungsaustausch mit den Ionen ins Plasmazentrum. Die Rekombination von Ionen und Elektronen zu Neutralen wird erst in sehr dichten Plasmen bedeutsam. Die entstehenden schnellen Neutralen spiegeln die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Plasmazentrum wieder.

Eine typische Ladungsaustauschdiagnostik zeigt Abb. 2.3. Die aus dem

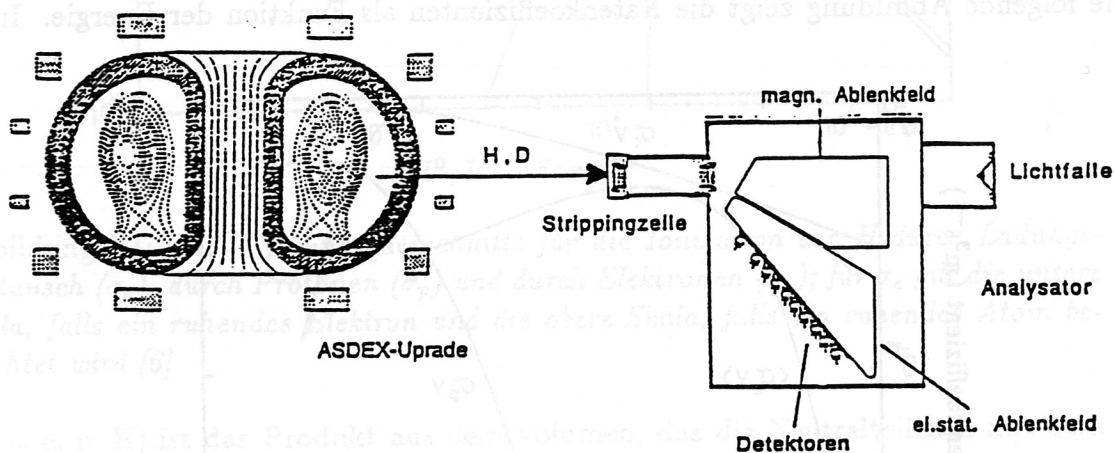


Abbildung 2.3: Schematisches Bild einer Ladungsaustauschdiagnostik

Plasma entweichenden Neutralen durchlaufen eine Strippingzelle, in der ein möglichst großer Teil mit einem geeigneten Strippinggas ( $H + H_2 \rightarrow H^+ + H_2 + e$ ;  $H + N_2 \rightarrow H^+ + N_2 + e$ ) ionisiert wird. Die entstandenen Ionen werden dann in einer Konfiguration mit parallelem magnetischem und elektrischem Feld hinsichtlich Energie und Masse getrennt. Ein typisches Spektrum für eine Masse ist in Abb. 2.4 gezeigt. Quantitativ kann das Spektrum wie folgt verstanden werden:

$S(x, \vec{v})d^3v$  beschreibe die Entstehungsrate von Neutralen im Intervall  $[\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v}]$  am Ort  $x$ . Das Plasma erstreckte sich von  $-a$  bis  $+a$ . Bis zum Plasmarand wird der Neutralteilchenfluß abgeschwächt mit dem Koeffizienten  $\alpha(l)$ . Der Analysator habe einen Öffnungswinkel  $\Omega$ , und die Fläche der Eintrittsöffnung sei  $A$ . Daraus folgt der auf der Sehlinie entstehende Teilchenfluß  $F(E)$  pro Sekunde im Intervall  $[E, E + dE]$  zu

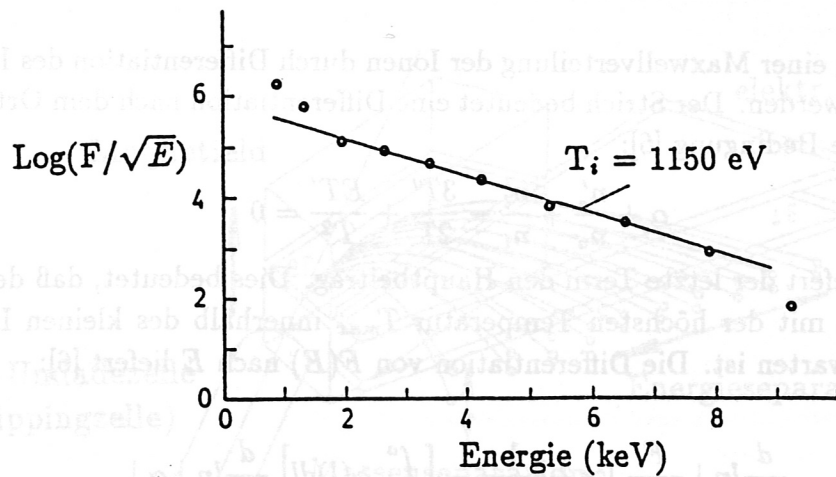


Abbildung 2.4: Ein gemessenes Spektrum der Neutralen, aufgetragen ist als Funktion der Teilchenenergie der Logarithmus des Teilchenflusses bezogen auf die Wurzel der Teilchenenergie [6]

$$F(E)dE = v^2 dv A \Omega_s \int_{-a}^{+a} \exp \left[ - \int_x^a \alpha(l) dl \right] S(x, \vec{v}) dx \quad (2.6)$$

Dabei soll die Geschwindigkeit der Neutralen isotrop verteilt sein. Die Erzeugungsrate  $S$  ergibt sich durch den Ladungsaustausch:

$$S(\vec{v}_i) = f_i(\vec{v}_i) \int \sigma_c(|\vec{v}_a - \vec{v}_i|) |\vec{v}_a - \vec{v}_i| f_a(\vec{v}_a) d^3 v_a \quad (2.7)$$

Der Index  $i$  bezieht sich auf die Ionen im Plasma, die als Neutrale nachgewiesen werden und der Index  $a$  auf das Atom, das ein Elektron an das Ion abgibt.

Der Schwerpunkt der Beobachtung liegt bei den schnellen Neutralen. In guter Näherung gilt  $|\vec{v}_a - \vec{v}_i| \approx v_i$ , und  $S$  ergibt sich zu:

$$S(\vec{v}_i) \approx f_i(\vec{v}_i) \cdot \sigma_c(v_i) \cdot v_i \cdot n_a \quad (2.8)$$

Gl. 2.6 kann damit genähert werden durch:

$$F(E)dE \approx v_i^2 dv A \Omega_s [\sigma_c(E) v_i(E)] \cdot \int_{-a}^{+a} \exp \left[ - \int_x^a \alpha(l) dl \right] n_a(x) f_i(v_i, x) dx \quad (2.9)$$

Aus der obigen Gleichung läßt sich  $f_i(v_i, x)$  nur bei Kenntnis von  $n_i$  und  $n_a$  bestimmen. Es kann aber der Ort, der den Hauptbeitrag zum Fluß liefert, unter der

Voraussetzung einer Maxwellverteilung der Ionen durch Differentiation des Integranden gefunden werden. Der Strich bedeutet eine Differentiation nach dem Ort  $x$ . Man erhält folgende Bedingung [6]:

$$\alpha + \frac{n'_a}{n_a} + \frac{n'_i}{n_i} - \frac{3T'}{2T} + \frac{ET'}{T^2} = 0 \quad (2.10)$$

Für  $E \gg T$  liefert der letzte Term den Hauptbeitrag. Dies bedeutet, daß der größte Fluß vom Ort mit der höchsten Temperatur  $T_{max}$  innerhalb des kleinen Intervalls  $T_{max}/E$  zu erwarten ist. Die Differentiation von  $F(E)$  nach  $E$  liefert [6]:

$$\frac{d}{dE} \ln \left| \frac{F}{\sigma_c E} \right| \approx -\frac{1}{T_{max}} - \left[ \int_{x_m}^a \alpha(l) dl \right] \frac{d}{dE} \ln |\alpha| \quad (2.11)$$

wobei  $x_m$  dem Ort maximaler Temperatur entspricht. Da sich  $\alpha$  im Bereich um 10 keV wenig mit der Energie ändert, kann der letzte Term vernachlässigt werden. Wird zusätzlich  $\sigma_c v$  als unabhängig von der Energie angenommen, liefert der Plot  $\ln \left| \frac{F}{\sqrt{E}} \right|$  als Funktion der Energie  $E$  den negativen Kehrwert der maximalen Temperatur auf der Sehlinie. Die Unsicherheit in der Temperatur liegt durch diese Näherung in der Größenordnung von  $T_{max}/2E$ .

Unter diesen Bedingungen ist eine relativ genaue und direkte Bestimmung der Iontemperatur aus dem Spektrum der Neutralen möglich. Günstig wirkt sich hierbei aus, daß sich zwei das Spektrum verfälschende Effekte recht gut kompensieren: Aus dem Plasmazentrum gelangen zwar weniger niederenergetische Neutralteilchen nach außen, dafür kommen aber aus dem äußeren, kühlen Bereich welche hinzu.

Wenn keine Maxwellverteilung vorliegt, etwa bei einer Zusatzheizung des Plasmas, also keine Temperatur definiert ist, kann die Neutralteilchenanalyse diese Abweichungen mit Hilfe von Simulationsrechnungen identifizieren.

### 2.3 Resultierende Anforderungen an den Analysator und die Ionenquelle

Der Neutralteilchenanalysator soll detaillierte Aussagen zu den Eigenschaften der Ionen im Plasma erlauben. Als Informationsquelle dient das Spektrum der Neutralen. Deren Fluß aus dem Fusionsplasma läßt sich am einfachsten nach Energie und Masse analysieren, wenn die Neutralen ionisiert werden. Der Analysator besteht deshalb aus einer Strippingzelle, die mit einem geeigneten Gas bei dem erforderlichen Druck gefüllt ist und in der ein Teil der Atome ionisiert wird. Für die anschließende Trennung der Ionen nach Energie und Masse bietet sich eine Kombination von magnetischen und elektrischen Feldern an. Abb. 2.5 zeigt schematisch das Konzept eines

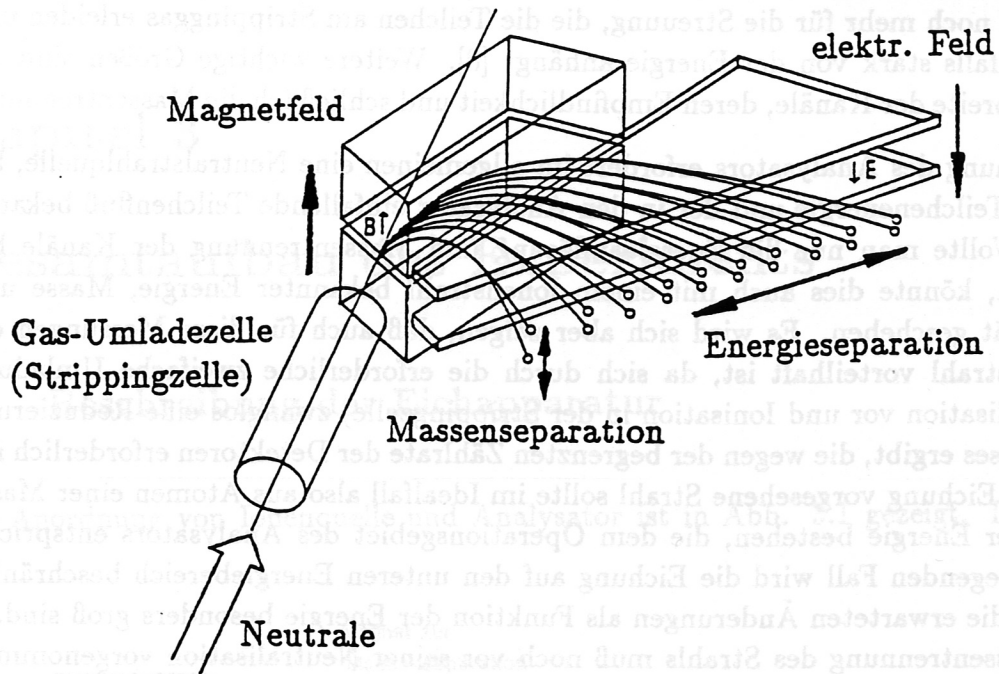


Abbildung 2.5: Schema eines Neutralteilchenanalysators [7]. Die aus dem Plasma kommenden Neutrals werden in einer Strippingzelle ionisiert und durchlaufen anschließend ein zwischen zwei Polschuhen homogenes Magnetfeld, in dem sie impulsabhängig abgelenkt werden. Das folgende elektrische Feld zwischen zwei parallelen Platten bewirkt nunmehr eine massenabhängige Ablenkung.

Neutralteilchenanalysators. Das Spektrum soll neben der Energie auch hinsichtlich der Masse analysiert werden, da in heutigen Fusionsplasmen meist Wasserstoff- und Deuteriumatome aber auch Helium enthalten sind. Der Analysator soll mehrere Energiekanäle besitzen, um das Spektrum mit hoher Zeitauflösung zum Studium transients Vorgänge im Plasma "abrastern" zu können. Bei dem Analysator, der in dieser Arbeit verwendet werden soll, wird zuerst die Trennung nach dem Impuls (10 Kanäle) und anschließend nach der Masse (2 Kanäle) vorgenommen. Kennt man die Masse, kann die Energie aus dem Impuls berechnet werden.

Da weder die Ablenkkelder noch die Lage der Detektoren ausreichend genau bekannt sind, können die Eigenschaften des Analysators nicht genau berechnet werden und erfordern eine sorgfältige Eichung des Analysators.

Zur Ermittlung des Teilchenflusses in den Analysator sind fünf Größen wesentlich: Bekannt sein muß der Anteil der Atome einer bestimmten Sorte, der in der Strippingzelle ionisiert wird. Vor allem unter 10 keV Teilchenenergie kann dieser Anteil nicht mit genügender Sicherheit aus den bekannten Querschnitten gewonnen werden.



Dies gilt noch mehr für die Streuung, die die Teilchen am Strippinggas erleiden und die ebenfalls stark von der Energie anhängt [8]. Weitere wichtige Größen sind die Energiebreite der Kanäle, deren Empfindlichkeit und schließlich die Massentrennung.

Die Eichung des Analysators erfordert im allgemeinen eine Neutralstrahlquelle, bei der die Teilchenenergie und der in den Analysator einfallende Teilchenfluß bekannt sind. Wollte man nur die Energieauflösung und Massentrennung der Kanäle bestimmen, könnte dies auch mit einem Ionenstrahl bekannter Energie, Masse und Intensität geschehen. Es wird sich aber zeigen, daß auch für diese Messungen ein Neutralstrahl vorteilhaft ist, da sich durch die erforderliche zweifache Umladung (Neutralisation vor und Ionisation in der Strippingzelle) zwanglos eine Reduzierung des Flusses ergibt, die wegen der begrenzten Zählrate der Detektoren erforderlich ist. Der zur Eichung vorgesehene Strahl sollte im Idealfall also aus Atomen einer Masse mit einer Energie bestehen, die dem Operationsgebiet des Analysators entspricht. Im vorliegenden Fall wird die Eichung auf den unteren Energiebereich beschränkt, in dem die erwarteten Änderungen als Funktion der Energie besonders groß sind. Die Massentrennung des Strahls muß noch vor seiner Neutralisation vorgenommen werden. Dazu dient ein Magnet, der den Strahl um  $30^\circ$  ablenkt. Nach der Massentrennung erfolgt die Neutralisierung.

Die Energiebreite des Strahls sollte deutlich kleiner sein als die erwartete Energiebreite der Kanäle von etwa 10 %.

Neben diesen inhaltlich notwendigen Eigenschaften erfordert die Eichung einen Neutralstrahl, der in Intensität, Energie und Divergenz zeitlich stabil ist.

## Kapitel 3

# Gesamtaufbau des Experiments

### 3.1 Beschreibung der Eichapparatur

Die Anordnung von Ionenquelle und Analysator ist in Abb. 3.1 gezeigt. Die ver-

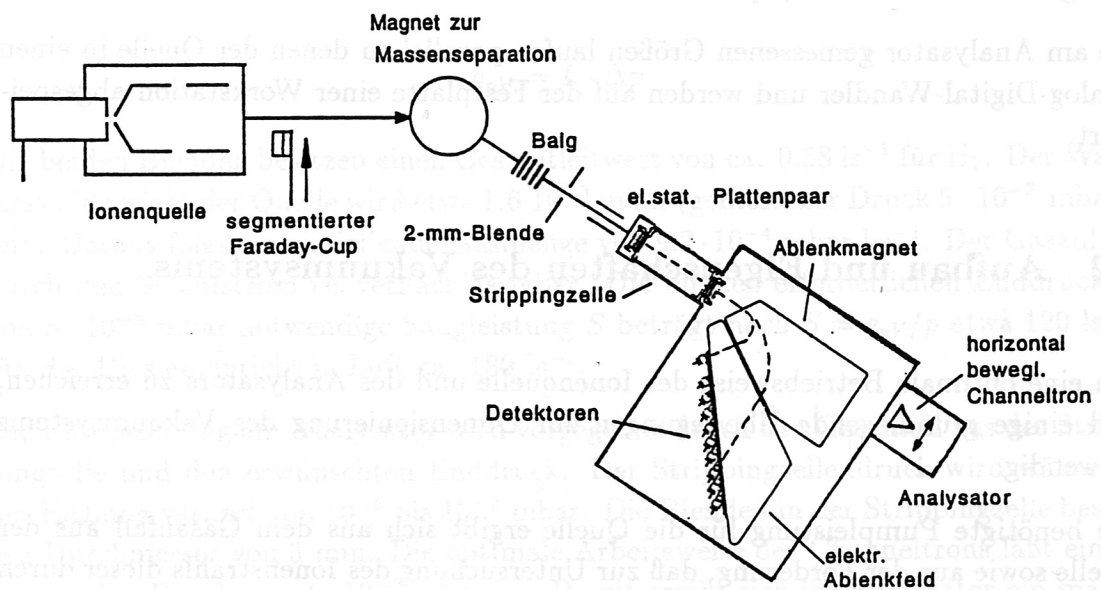


Abbildung 3.1: Schema der Eichapparatur

wendete Ionenquelle ist vom Typ PIG<sup>1</sup>, in der mit Hilfe eines externen Magnetfeldes bei  $10^{-3}$  mbar ein ausreichend dichtes Plasma erzeugt wird. Eine Zwei-Elektroden-Pierce-Geometrie extrahiert die Ionen aus dem Plasma. Die Ionenquelle liegt auf einem der Teilchenenergie entsprechenden Hochspannungspotential. Die Steuerung und Messung der Quellenparameter erfolgt über Infrarotempfänger bzw. über optische Leiter. Nach Durchqueren des Beschleunigungsfeldes wird die Intensität und

<sup>1</sup>Penning Ionisation Gauge

die Größe des Ionenstrahls mit einem Faraday-Auffänger bestimmt. Im darauffolgenden Magnetfeld wird durch eine Ablenkung um  $30^\circ$  die gewünschte Spezies vom Strahl absepariert.

Diese wird im Strahlrohr durch das Restgas neutralisiert, womit auch die Intensität des Strahls auf einen für die Detektoren im Analysator geeigneten Wert reduziert wird.

Der Analysator ist über einen Balg mit dem Strahlrohr verbunden, um eine Justierung auf die Ionenquelle vornehmen zu können. Eine 2-mm-Blende im Balg läßt nur die ausgewählte Komponente des Strahls in den Analysator vordringen. Das Paar elektrostatischer Platten lenkt die im Strahl verbliebenen Ionen aus dem Strahlengang. Am Ausgang des Analysators dient ein horizontal bewegliches Channeltron mit einer 0.5-mm-Blende zur Vermessung des die Strippingzelle verlassenden Strahls. Die Justierung der gesamten Apparatur wurde mit einem Laser vorgenommen und kann durch eine Bestimmung des Strahlprofils am Ausgang des Analysators mit dem beweglichen Channeltron geprüft werden.

Die am Analysator gemessenen Größen laufen parallel zu denen der Quelle in einen Analog-Digital-Wandler und werden auf der Festplatte einer Workstation abgespeichert.

### 3.2 Aufbau und Eigenschaften des Vakuumsystems

Um eine optimale Betriebsweise der Ionenquelle und des Analysators zu erreichen, sind einige grundlegende Überlegungen zur Dimensionierung des Vakuumsystems notwendig.

Die benötigte Pumpleistung für die Quelle ergibt sich aus dem Gasanfall aus der Quelle sowie aus der Forderung, daß zur Untersuchung des Ionenstrahls dieser durch Neutralisation im Restgas nur um etwa 1 % abgeschwächt werden soll. Die Abschwächung kann nicht vermieden, nur hinreichend klein gemacht werden.

In unserem Experiment betrachten wir hauptsächlich  $H^+$ -Ionen mit einer durchschnittlichen Energie  $E$  von 10 keV. Bei dieser Energie werden die Ionen vor allem durch Elektroneneinfang neutralisiert. Der Querschnitt  $\sigma_{10}$  für die Reaktion  $H^+ + H_2 \rightarrow H + H_2^+$  beträgt  $8.66 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  [9].

Bei einer Restgasdichte  $n_{H_2}$  gilt für die Strahlabschwächung:

$$\frac{N}{N^+}(E) = \frac{\sigma_{10}(E)}{\sigma_{10}(E) + \sigma_{01}(E)} \left( 1 - e^{-n_{H_2} l (\sigma_{10}(E) + \sigma_{01}(E))} \right) \quad (3.1)$$

Der Strippingquerschnitt  $\sigma_{01}$  für die Reaktion  $H + H_2 \rightarrow H^+ + H_2 + e$  beträgt bei 10 keV etwa  $0.92 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  [10]. Die Verluste durch Streuung werden vernachlässigt. Bei einer Weglänge  $l$  von 0.5 m von der Ionenquelle bis zum Faraday-Cup muß der Restgasdruck damit besser als  $8 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  sein.

Gasanfall durch das Einströmen von  $H_2$  aus der Quelle:

Die Quelle ist vom Extraktionsgebiet durch zwei Blenden (Durchmesser 1.5 bzw. 2.5 mm) als Druckstufe getrennt. Der Leitwert  $L$  der Blenden mit dem Querschnitt  $A$  ist im Molekularströmungsbereich ( $\bar{p}d \leq 10^{-2} \text{ mbar} \cdot \text{cm}$ ) gegeben durch

$$L[\text{ls}^{-1}] = k \cdot 11.6 \cdot A[\text{cm}^2]$$

wobei  $k$  ein gasabhängiger Korrekturfaktor ( $H_2$ : 2.5) bedeutet. Die anfallende Gasmenge  $q_{pV}$  wird berechnet aus:

$$q_{pV} = L \cdot \Delta p$$

Die beiden Blenden besitzen einen Gesamtleitwert von ca.  $0.58 \text{ ls}^{-1}$  für  $H_2$ . Der Wasserstoffdruck in der Quelle wird etwa  $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  (gemessener Druck  $5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ ) sein. Daraus folgt eine anfallende Gasmenge von  $9.2 \cdot 10^{-4} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$ . Der Gasanfall durch den Strahlstrom ist vernachlässigbar. Die für den erforderlichen Enddruck  $p$  von  $8 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  notwendige Saugleistung  $S$  beträgt nach  $S = q_{pV}/p$  etwa  $120 \text{ ls}^{-1}$  für  $H_2$ . Dies entspricht in Luft ca.  $180 \text{ ls}^{-1}$ .

Die Pumpleistung am Analysator wird vorgegeben durch den Gasanfall aus der Strippingzelle und den erwünschten Enddruck. Der Strippingzellendruck wird während der Eichung variiert von  $10^{-5}$  bis  $10^{-2} \text{ mbar}$ . Die Blenden in der Strippingzelle besitzen Durchmesser von 3 mm. Die optimale Arbeitsweise der Channeltrons läßt einen maximalen Druck von  $4 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$  zu. Damit ergibt sich im Analysator ein maximaler Gasanfall von ca.  $1.3 \cdot 10^{-2} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$ , der im Analysator eine Saugleistung von  $300 \text{ ls}^{-1}$  erfordert. Da der Druck im Strahlrohr in der gleichen Größenordnung liegen soll, ist für die Pumpe vor der Strippingzelle die gleiche Saugleistung zu veranschlagen.

Abb. 3.2 zeigt das gesamte Vakuumsystem. Der Gaseinlaß für die Ionenquelle besteht aus einer feedbackgeregelten Einheit (1), die den Quellendruck konstant hält. Ein Glasrohr (3) trennt den Gaseinlaß von der Hochspannungsseite. Mit dem Quellendruck ist im folgenden stets der von Instrument (2) angezeigte Druck gemeint. Der tatsächliche Druck folgt aus den Leitwerten des Glasrohrs und der Druckstufe (4) sowie aus der Saugleistung an der Druckstufe und dem Strahlrohr-

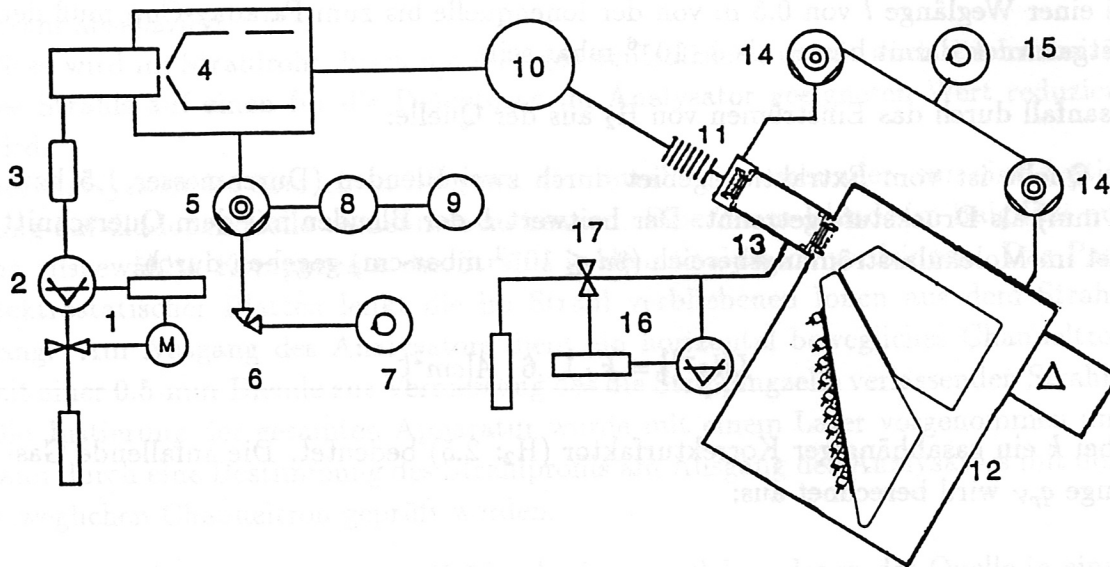


Abbildung 3.2: Aufbau des Experiments in vakuumtechnischer Hinsicht

druck. Bei der vorliegenden Geometrie ist der tatsächliche  $H_2$ -Druck in der Quelle etwa ein Drittel des angezeigten Wertes.

Das Strahlrohr auf der Quellenseite wird gepumpt durch eine Turbomolekularpumpe (5), die über ein Eckventil (6) an die Vorpumpe (7) angeschlossen ist. Bei einem Ausfall der Vorpumpe oder Lufteinbruch auf der Vorvakuumseite schließt das Eckventil. Dies geschieht auch, wenn der Wasserwächter (8) Kühlwasserverlust anzeigt. Zusätzlich werden beide Pumpen abgeschaltet. Das Magnetventil (9) unterbricht bei einem Leck im Kühlwasserkreislauf die Wasserzufuhr.

Von der Ionenquelle aus führt das Strahlrohr über den Magneten zur Massenseparation (10) und einem Balg (11), der einer Justierung des Analysators auf die Quelle dient, zum Analysator (12). Dessen Strippingzelle (13) enthält am Ein- und Ausgang jeweils zwei Druckstufen und wird über zwei Turbopumpen (14) mit eigener Vorpumpe (15) evakuiert. Der Gaseinlaß in die Strippingzelle besteht analog zur Quelle aus einer Feedbackkontrolle (16) und erfolgt durch ein Piezoventil (17).

Zur Evakuierung der Quelle dienen eine Turbopumpe mit  $190 \text{ ls}^{-1}$  und für das Vorvakuum eine Drehschieberpumpe mit  $5 \text{ ls}^{-1}$ . Nach 24 Stunden Evakuieren ist bei vorheriger Belüftung mit Argon ohne Quellenbetrieb ein Druck von  $4 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  im Strahlrohr erreichbar. Bei einem üblichen Quelldruck von  $6 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  beträgt der  $H_2$ -Druck im Strahlrohr ca.  $8 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ .

Für den Analysator wurden Turbopumpen mit je  $450 \text{ ls}^{-1}$  Saugvermögen und eine Vorpumpe mit  $3 \text{ ls}^{-1}$  gewählt.

### 3.3 Datenverarbeitung

Da für die Charakterisierung von Quelle und Analysator eine Vielzahl von Parametern vorhanden sind und während des später vorgesehenen Betriebs an ASDEX-Upgrade in kurzer Zeit eine automatische Nacheichung des Analysators möglich sein soll, ist eine elektronische Datenaufnahme notwendig. Dies geschieht mit Hilfe einer CAMAC<sup>2</sup>-Einheit. Abb. 3.3 zeigt den Verlauf der Meßdaten von der Analog-Digital-Konvertierung bis zur Speicherung. Über einen PPG<sup>3</sup> wird der Zeitpunkt für das

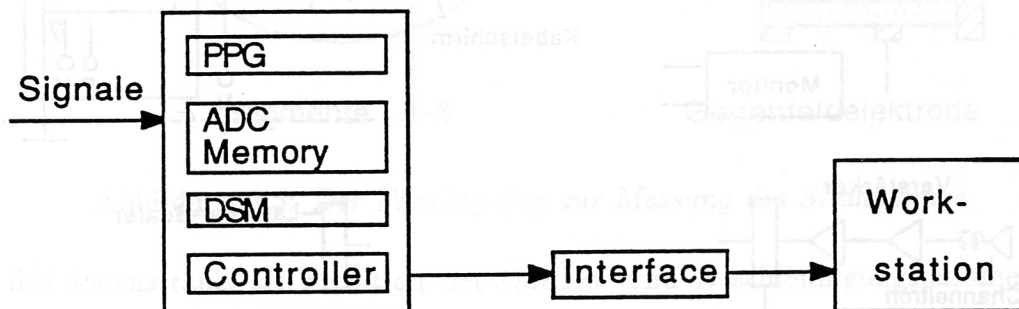


Abbildung 3.3: Verlauf der Meßdaten vom CAMAC bis zur Workstation

Einlesen der Meßdaten in den 12-bit-ADC<sup>4</sup> vorgegeben. In einem Memory erfolgt die Zwischenspeicherung, bis ein sogenanntes Schußfile (8 kWords) aufgefüllt ist. Anschließend werden die Meßwerte über einen Controller und ein Interface ausgelesen und zu einer ISI<sup>5</sup>-Workstation geschickt, wo sie auf einer Festplatte abgespeichert werden. Die Software und ein DSM<sup>6</sup>-Modul regeln dabei die Kommunikation zwischen PPG, ADC und Controller.

<sup>2</sup>Computer Aided Measurement And Control

<sup>3</sup>Programmable Pulse Generator

<sup>4</sup>Analog Digital Converter

<sup>5</sup>Integrated Solutions Incorporation

<sup>6</sup>Dataway Service Module

### 3.4 Diagnostik für die Quellen- und Analysatorparameter

Abb. 3.4 zeigt den Verlauf der Meßsignale von der Aufnahme bis zum ADC. Allen

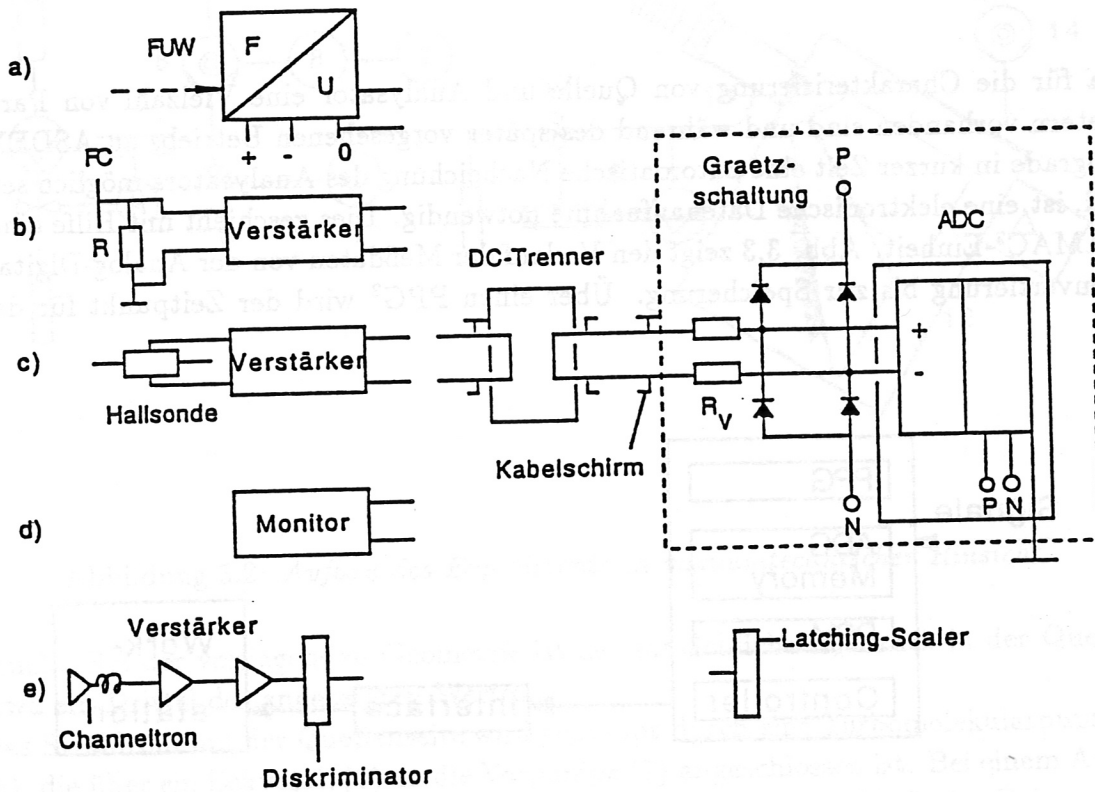


Abbildung 3.4: Der Verlauf der Meßsignale von der Aufnahme bis zur Digitalisierung

Signalkanälen gleich ist die galvanische Trennung durch DC-Trenner. Da diese jedoch Signale bis  $\pm 25$  Volt übertragen und die maximale Eingangsspannung am ADC nur  $\pm 12$  Volt betragen darf, wurde für jeden Kanal eine Graetzschaltung installiert; diese wird über die Spannungsversorgung der Multiplexer (P, N) vor dem ADC betrieben. Die Schaltung bewirkt, daß auf der Plus- oder Minusseite ankommende positive oder negative Pulse größer als die Versorgungsspannung plus Diffusionsspannung der Dioden abgeschnitten und in die Spannungsversorgung geleitet werden, wo sie unschädlich sind. An die Graetz-Schaltung schließt sich der ADC an.

Eine Kontrolleinheit erledigt die Messung der Quellenparameter wie Filamentstrom, Entladungsspannung, Bogenstrom, Magnetstrom und Extraktionsspannung. Dazu wird ein optisches Signal von der Versorgungseinheit über Lichtleiter auf die Erd-

seite übertragen und dort mit Hilfe eines FUW<sup>7</sup> in eine Spannung gewandelt. Als Meßpunkt dient dessen Ausgang (Abb. 3.4.a).

Zur Messung des Strahlstroms wird ein Faraday-Cup (FC) verwendet, der in Abb. 3.5 dargestellt ist. Die segmentierte Anordnung hat den Sinn, Lage und Durchmes-

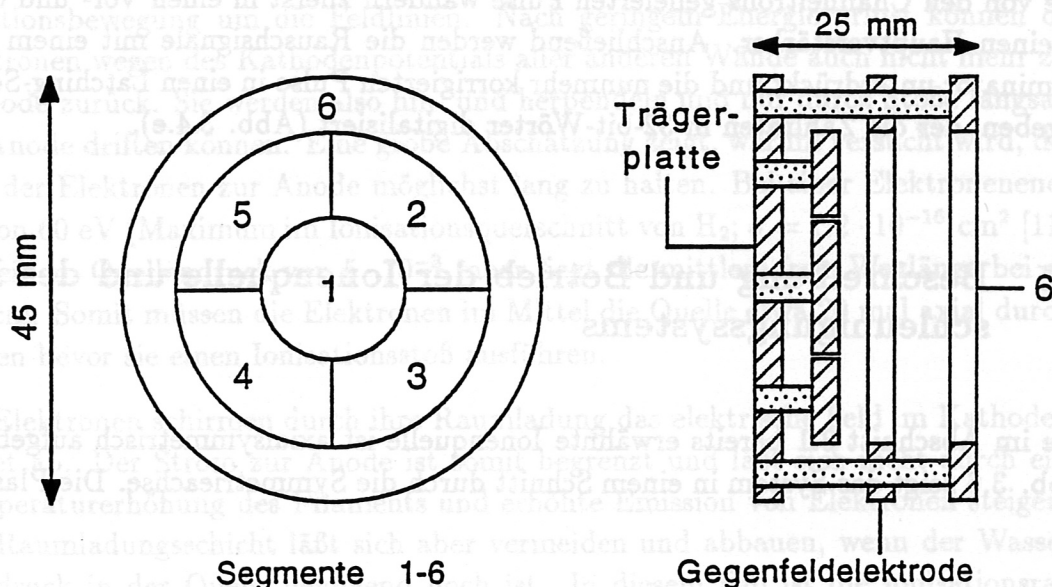


Abbildung 3.5: Der Faraday-Cup zur Messung des Strahlstroms

ser des Ionenstrahls als Funktion der Quellen- und Beschleunigungsparameter zu bestimmen.

Die gesamte Konstruktion besteht aus einer Aluminiumlegierung und ist senkrecht zur Strahlachse schwenkbar, wodurch zusätzlich genaue Informationen über Strahlprofil und -durchmesser zu gewinnen sind. Die einzelnen Segmente (1 bis 6) sind über Isolatoren aus Vespel auf der Trägerplatte fixiert. Die auf den Faraday-Cup treffenden Ionen werden dort entladen, indem ein Elektronenstrom über den 1 M $\Omega$ -Widerstand auf das Segment fließt. Eine Gegenfeldelektrode auf negativem Potential gegenüber Erde (-400 Volt) drängt die beim Auftreffen der Ionen erzeugten Sekundärelektronen auf die Segmente zurück und hindert Elektronen, die bei der Ionisation des Restgases im Driftbereich entstehen, auf den FC zu fließen. Die über den 1 M $\Omega$ -Widerständen eines jeden Segments entstehenden Spannungssignale werden zu hochohmigen Instrumentenverstärkern (Impedanz > 1 G $\Omega$ ) mit Filtermöglichkeit geleitet (Abb. 3.4.b).

Die Magnetfelder zur Massenseparation und des Analysatormagneten werden mit Hallsonden gemessen. Die Hallspannung wird verstärkt und gefiltert (Abb. 3.4.c).

<sup>7</sup>Frequenz-Spannungs-Wandler



Die Plattenspannung für die elektrostatische Ablenkung der Ionen im Analysator, die Detektorspannung, die Schwellenspannung für die Zählraten sowie der Gasdruck in Strippingzelle und Quelle werden an den Monitorausgängen des jeweiligen Versorgungs- oder Meßgerätes abgegriffen (Abb. 3.4.d).

Die von den Channeltrons gelieferten Pulse wandern zuerst in einen Vor- und dann in einen Hauptverstärker. Anschließend werden die Rauschsignale mit einem Diskriminator unterdrückt und die nunmehr korrigierten Pulse in einen Latching-Scaler gegeben, der die Zählraten in 32-bit-Wörter digitalisiert (Abb. 3.4.e).

### 3.5 Beschreibung und Betrieb der Ionenquelle und des Beschleunigungssystems

Die im Abschnitt 3.1 bereits erwähnte Ionenquelle ist axialsymmetrisch aufgebaut. Abb. 3.6 zeigt das System in einem Schnitt durch die Symmetrieachse. Die Plasma-

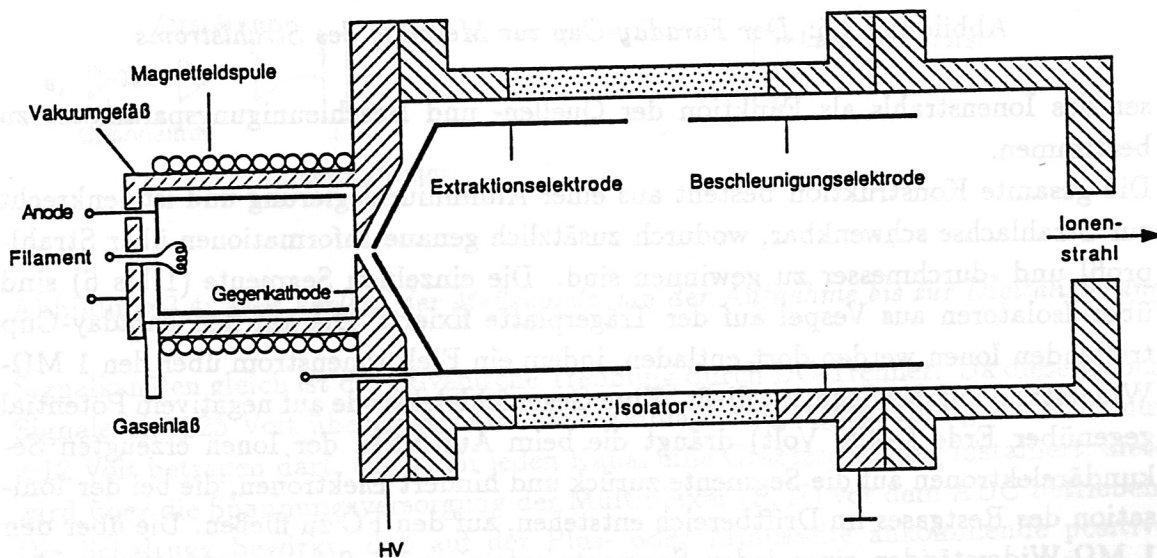


Abbildung 3.6: Der Aufbau der Ionenquelle betrachtet in einem Schnitt durch die Symmetrieachse des Systems

quelle besteht aus dem Gaseinlaß, einer Glühkathode und einem Anodenzyylinder.

Dessen Achse liegt parallel zu einem Magnetfeld, das von einer Spule auf dem Mantel des Vakuumgefäßes erzeugt wird. Das Vakuumgefäß einschließlich Filament und Gegenkathode befindet sich auf Kathodenpotential. Die Elektronen, die von der Glühkathode auf der Achse ausgehen, werden durch das Magnetfeld auf der Achse gehalten. Dabei führt die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Feld zu einer Gyrationbewegung um die Feldlinien. Nach geringem Energieverlust können die Elektronen wegen des Kathodenpotentials aller anderen Wände auch nicht mehr zur Kathode zurück. Sie werden also hin- und herpendeln und nur durch Stöße langsam zur Anode driften können. Eine grobe Abschätzung zeigt, warum versucht wird, den Weg der Elektronen zur Anode möglichst lang zu halten. Bei einer Elektronenenergie von 60 eV (Maximum im Ionisationsquerschnitt von  $H_2$ ;  $\sigma = 1.2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  [11]) und einem Quelledruck von  $5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  liegt die mittlere freie Weglänge bei ca. 185 cm. Somit müssen die Elektronen im Mittel die Quelle etwa 20 mal axial durchqueren bevor sie einen Ionisationsstoß ausführen.

Die Elektronen schirmen durch ihre Raumladung das elektrische Feld im Kathodengebiet ab. Der Strom zur Anode ist somit begrenzt und läßt sich nicht durch eine Temperaturerhöhung des Filaments und erhöhte Emission von Elektronen steigern. Die Raumladungsschicht läßt sich aber vermeiden und abbauen, wenn der Wasserstoffdruck in der Quelle genügend hoch ist. In diesem Fall ist die Ionisationsrate ausreichend und die zum Filament beschleunigten Ionen bauen die Raumladungsschicht von Elektronen ab. Erst jetzt kann die Sättigungsemissionsstromdichte  $j_{eS}$  fließen. Sie ist durch die RICHARDSON-Gleichung [12] gegeben:

$$j_{eS} = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{eU_A}{kT}}$$

- $A$  = thermoionische Konstante
- $T$  = absolute Temperatur
- $eU_A$  = Austrittsarbeit
- $k$  = Boltzmannkonstante

Nur durch Stöße können die Elektronen zur Anode gelangen. Die Stöße mit dem in das Vakuumgefäß eingefüllten Gas führen zur Bildung eines neutralen Plasmas mit hoher Dichte auf der Achse. Die Plasmadichte ist dabei umso höher, je größer das Magnetfeld ist; dann benötigen die Elektronen für den Weg zur Anode mehr Stöße. Schon bei einem Druck von etwa  $10^{-3} \text{ mbar}$  kann mit dieser Anordnung ein genügend dichtes Plasma aufgebaut werden, aus dem man Ionen absaugen kann. Da die gesamte Driftstrecke und der Analysator auf Erdpotential liegen, muß die Quelle auf einem der Ionenenergie entsprechenden Hochspannungspotential gehalten werden.

Die Glühkathode der Quelle besteht aus thoriertem Wolfram. Thorium erhöht die Duktilität von Wolframdrähten; damit kann das Filament leicht selbst hergestellt werden. Die Austrittsarbeit liegt bei ca. 3 eV. Bei einer Betriebstemperatur von 1800 K ergibt dies eine Emissionsstromdichte von ca.  $0.5 \text{ Acm}^{-2}$  wobei die emittierten Elektronen eine mittlere thermische Energie von 0.23 eV besitzen [13]. Unter diesen Bedingungen ergibt sich für ein Filament mit fünf Windungen (Durchmesser 1.5 mm) und 0.3 mm Drahtdurchmesser ein Emissionsstrom von 100 mA.

Bei genügend hohem Filamentstrom und nicht zu hohem Magnetstrom genügt eine Anodenspannung von +40 bis +60 V, um die Entladung aufrecht zu erhalten. Die Versorgung der Quelle läßt Bogenströme bis 50 mA zu. Der Magnetstrom für die Feldspule kann gewählt werden von 0.05 A bis 2 A.

Der Quelledruck ist begrenzt durch die Überschlagsfestigkeit der isolierenden Glasröhre in der Gaszufuhr (siehe Abb. 3.2). Ein sicherer Betrieb der Quelle ist bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV nur bei einem Druck im Glasrohr unter  $3 \cdot 10^{-3}$  mbar möglich. Dies entspricht einem Quelledruck von  $10^{-3}$  mbar.

Das Extraktions- und das Beschleunigungspotential sind kontinuierlich einstellbar zwischen 0 und  $-3$  kV bzw. 0 und 20 kV.

## 3.6 Ionenoptik

### 3.6.1 Extraktion des Ionenstrahls

Die Ionen werden durch eine Öffnung in der Gegenkathode und der Extraktionselektrode (Abb. 3.6) aus dem Plasma der Quelle abgesaugt. Elektrische Felder, die auf ein Plasma wirken, bauen eine Raumladungsschicht auf, innerhalb der das externe Feld abgeschirmt wird. Abb. 3.7 verdeutlicht die Verhältnisse unter der Annahme eines perfekten Plasmas (hier wird nur eine Spezies von Ionen, Ladungsneutralität und eine Maxwellverteilung der Ionen und Elektronen vorausgesetzt sowie  $T_i \ll T_e$  angenommen). Das Innere des Plasmas (rechter Bereich) ist feldfrei ( $n_{+o} = n_{e0}$ ). Der an das ungestörte Plasma links angrenzende Bereich ist ladungsneutral; die Dichte der Ionen und Elektronen nimmt jedoch ab (Abb. 3.7.c). Im Bereich zwischen der Oberfläche  $\Sigma$ , Plasmagrenzfläche genannt, und der Extraktionselektrode (ganz links) ist die Ionendichte an jedem Punkt größer als die Elektronendichte. Hier in der Raumladungsschicht findet hauptsächlich die Abschirmung des externen Feldes statt. Als Plasmagrenzfläche versteht man also eine imaginäre Fläche im Plasma, die den ladungsneutralen Bereich von der Raumladungszone trennt. Elektronen mit

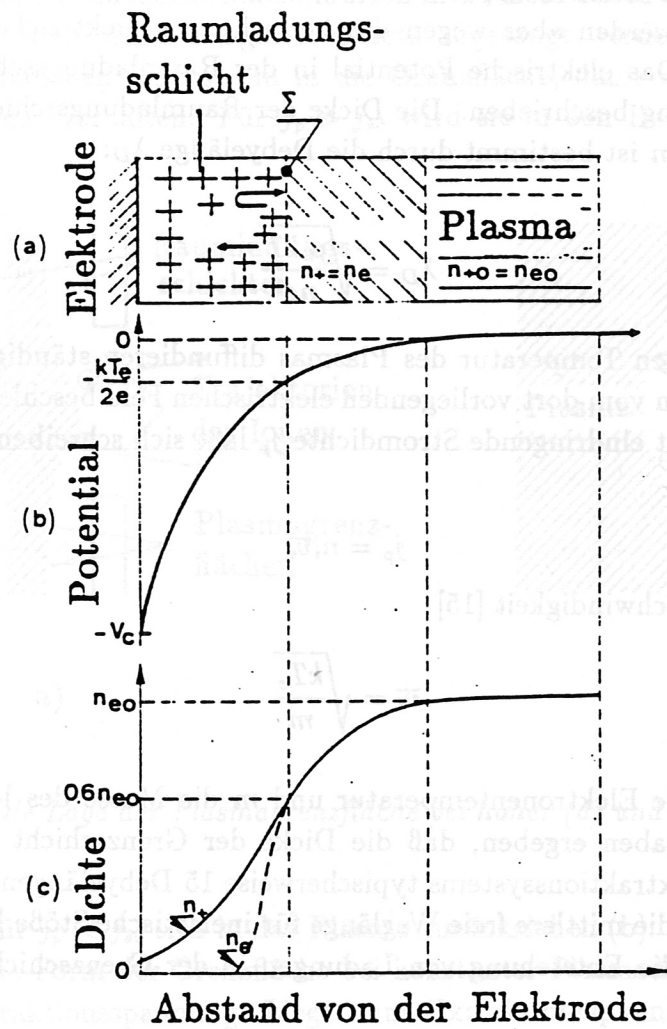


Abbildung 3.7: Der Verlauf der Ladungsträgerdichte  $n$  und des elektrischen Potentials  $V$  in einem neutralen Plasma bei Anliegen eines externen elektrischen Feldes [14].

Energien höher als deren Temperatur entsprechend, dringen zwar in die Plasmagrenzschicht ein, werden aber wegen des herrschenden elektrischen Feldes wieder zurückgedrängt. Das elektrische Potential in der Raumladungsschicht wird durch die Poissongleichung beschrieben. Die Dicke der Raumladungsschicht bei einer Ladungsträgerdichte  $n$  ist bestimmt durch die Debyelänge  $\lambda_D$ :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{n e^2}}$$

Wegen der endlichen Temperatur des Plasmas diffundieren ständig Ionen aus dem Plasma und werden vom dort vorliegenden elektrischen Feld beschleunigt. Die in die Plasmagrenzschicht eindringende Stromdichte  $j_p$  läßt sich schreiben als:

$$j_p = n_i \bar{v}_i$$

mit der Bohm-Geschwindigkeit [15]

$$\bar{v}_i = \sqrt{\frac{k T_e}{m}}$$

Es bedeuten  $T_e$  die Elektronentemperatur und  $m$  die Masse des Ions. Detaillierte Untersuchungen haben ergeben, daß die Dicke der Grenzschicht für verschiedene Geometrien des Extraktionssystems typischerweise 15 Debyelängen beträgt und damit kleiner ist als die mittlere freie Weglänge für inelastische Stöße [16]. Damit kann der Verlust oder die Entstehung von Ladungen in der Grenzschicht vernachlässigt werden.

Die Form der Plasmagrenzschicht wird bestimmt durch den einströmenden Ionenfluß und den abgesaugten Ionenstrom. Bei einer ebenen Elektroden- und Plasmagrenzfläche ergibt sich aus der Raumladungsverteilung das CHILD-LANGMUIR-Gesetz [17]:

$$j_{sc} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2Q}{m}} \frac{(U_{Ex} - U_0)^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

$j_{sc}$  = raumladungsbegrenzte Stromdichte

$Q$  = Ladung des Ions

$U_{Ex}$  = Extraktionsspannung

$U_0$  = Plasmapotential

$d$  = Abstand Extraktionselektrode - Plasmagrenzfläche

$\epsilon_0$  = Dielektrizitätskonstante

Will man eine ebene Grenzfläche haben, dürfen nicht mehr Ionen in die Grenzschicht eintreten als nach dem Child-Langmuir-Gesetz abgesaugt werden können. Erhöht oder erniedrigt man den Ionenstrom in die Grenzfläche, dann wird sich diese wie in Abb. 3.8 gezeigt verhalten. Für  $j_p > j_{sc}$  wird sie in den Beschleunigungsraum

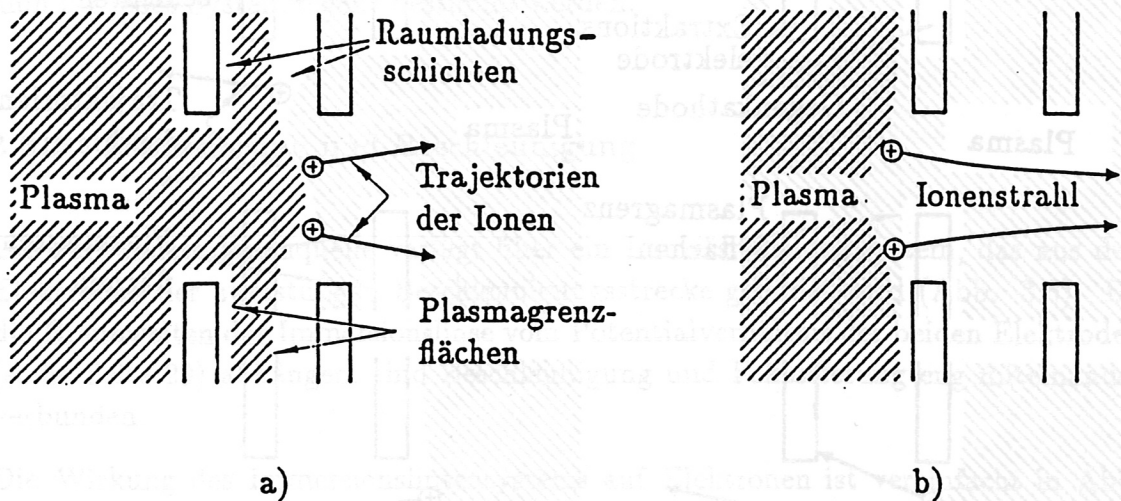


Abbildung 3.8: Die Lage der Plasmagrenzfläche bei hoher (a) und niedriger (b) Plasmadichte [18].

vordringen (a), für  $j_p < j_{sc}$  sich in das Plasma zurückziehen (b).

Abb. 3.9 zeigt die Form der Grenzfläche bei konstanter Plasmadichte in Abhängigkeit von der Extraktionsspannung. Liegt keine Extraktionsspannung an, dehnt sich das Plasma über das gesamte Quellenvolumen und den Extraktionsbereich aus (Abb. 3.9.a).

Bei schwach negativem Potential der Extraktionselektrode weicht die Grenzfläche zurück. Das angreifende elektrische Feld saugt bereits Ionen ab. Die Trajektorien der Ionen verlaufen divergent, da die Grenzfläche infolge der Potentialverteilung eine konkave Form besitzt (Abb. 3.9.b,c).

Steigert man die Extraktionsspannung weiter, so wird das Plasma in den Quellenraum zurückgedrängt. Die optimale Extraktionsspannung (meistens die maximale Strahlstromdichte auf einem Target) ist sehr oft nicht die, die aus dem Child-Langmuir-Gesetz folgt; eine leicht in das Plasma hineingekrümmte Grenzfläche ist im allgemeinen erwünscht, da sie den Ionen die sogenannte Primärfokussierung verleiht (Abb. 3.9.d).

Die geeignetste Form der Grenzfläche ist für jede Ionenquelle verschieden. Um Systeme vergleichen zu können, wurde der Begriff der Perveanz  $P$  eingeführt; sie ist

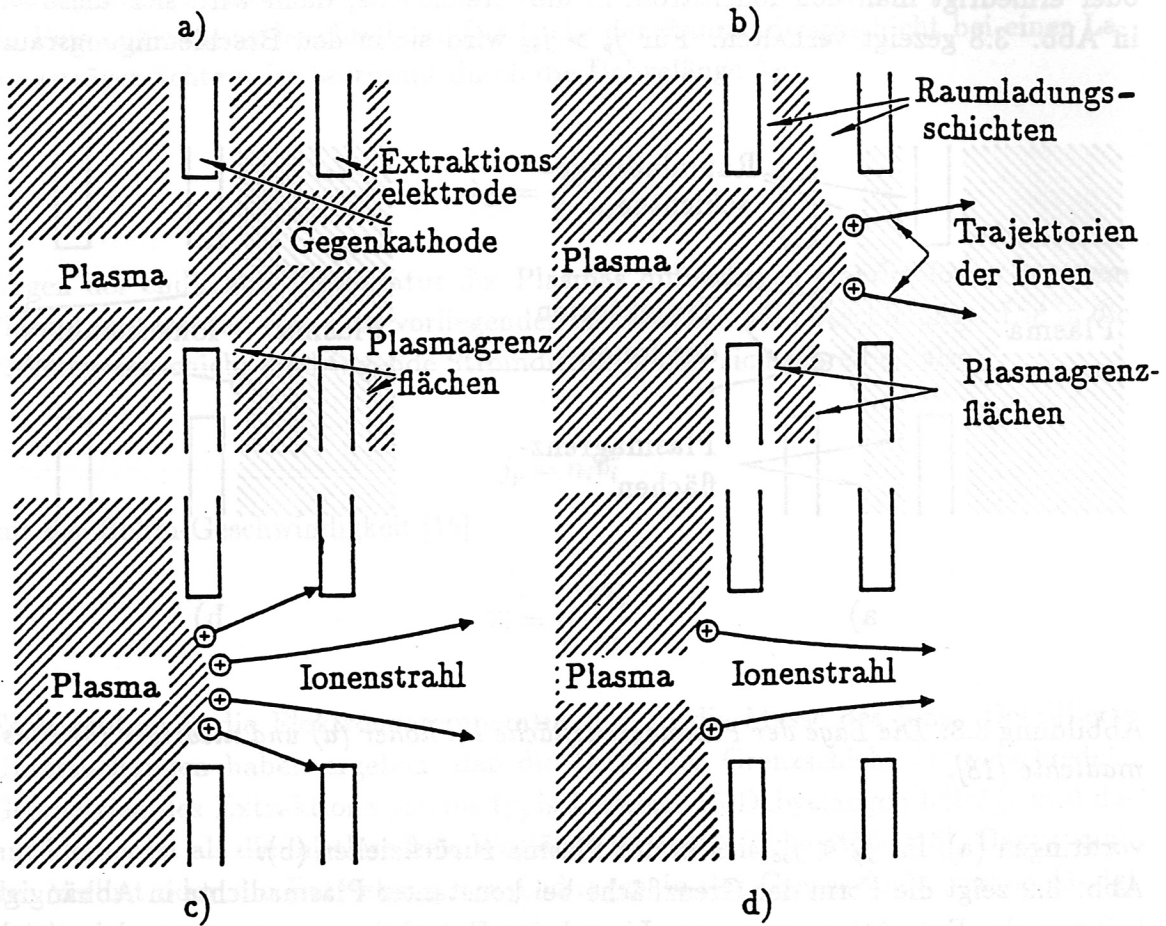


Abbildung 3.9: Die Lage und Krümmung der Plasmagrenzfläche bei unterschiedlicher Extraktionsspannung [18].

mit dem Strahlstrom  $I$  gegeben durch

$$P = I \cdot U_{Ex}^{-\frac{3}{2}}$$

Die Perveanz kann nicht aus der Child-Langmuir-Gleichung abgeleitet werden; sie muß für jedes System eigens bestimmt werden.

### 3.6.2 Fokussierung und Beschleunigung

Die verwendete Ionenquelle verfügt über ein Immersionslinsensystem, das aus den Elektroden der zweistufigen Beschleunigungsstrecke gebildet wird (Abb. 3.6). Da die Brennweiten der Immersionslinse vom Potentialverhältnis der beiden Elektroden (siehe Seite 29) abhängen, sind Beschleunigung und Fokussierung eng miteinander verbunden.

Die Wirkung des Immersionslinsensystems auf Elektronen ist vereinfacht in Abb. 3.10 dargestellt. Den zugehörigen axialen Potentialverlauf zeigt Abb. 3.11.

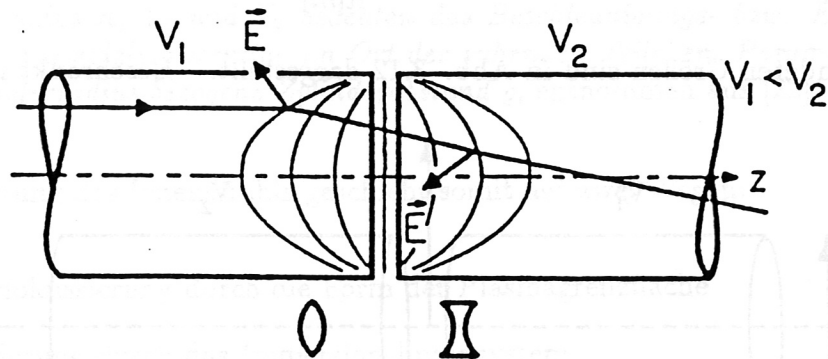


Abbildung 3.10: Die Wirkung der Immersionslinse, hier auf Elektronen; diese treten von links in die Immersionslinse ein und erfahren im elektrostatischen Feld eine Kraft, die sie zur Zylinderachse hin ablenkt. Der linke Teil der Immersionslinse wirkt damit fokussierend. Beim Durchlaufen der Potentialdifferenz ( $V_1 < V_2$ ) werden die Elektronen in Richtung des Potentialgradienten beschleunigt. Die rechte Seite der Linse hat einen defokussierenden Einfluß auf die Elektronen. Sie werden wegen der nun höheren kinetischen Energie weniger stark abgelenkt, woraus sich insgesamt eine fokussierende Wirkung ergibt [19].



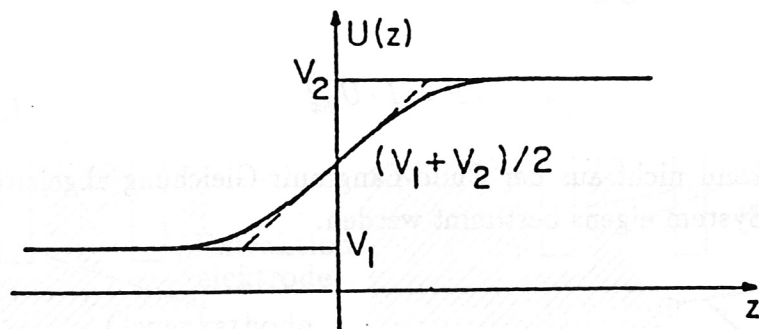


Abbildung 3.11: Der axiale Potentialverlauf  $U(z)$  in einer Immersionslinse [20]

Eine analytische Beschreibung der Potentialverteilung in einer Immersionslinse ist selbst bei dieser relativ einfachen Geometrie sehr aufwendig. Obiger Verlauf kann durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden [21]:

$$U(z) = \frac{V_1 + V_2}{2} + \frac{V_2 - V_1}{2\omega g} \ln \frac{\cosh(\omega(z + \frac{g}{2}))}{\cosh(\omega(z - \frac{g}{2}))}$$

mit

$$\omega[m^{-1}] = \frac{1.32}{R[m]}$$

Alle verwendeten Größen sind in Abb. 3.12 dargestellt. Beschränkt man sich auf

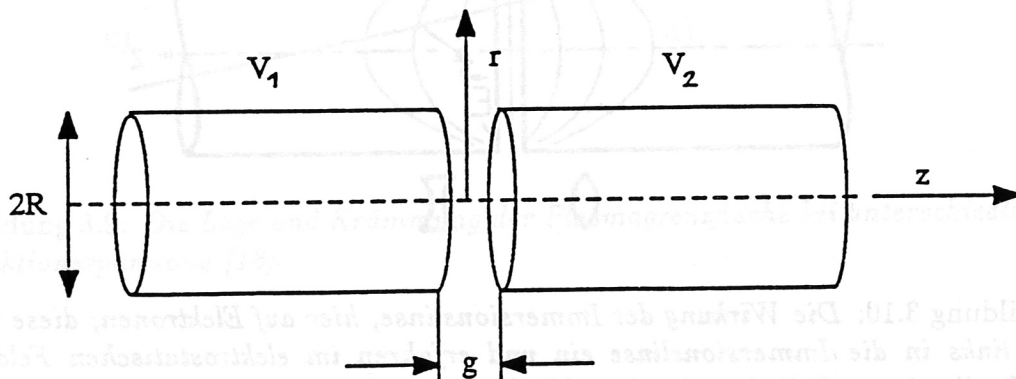


Abbildung 3.12: Verwendete Bezeichnungen an der Immersionslinse

achsennahe Strahlen, so kann man mit Hilfe der dortigen Potentialverteilung aus der paraxialen Strahlengleichung die Trajektorien geladener Teilchen und damit auch die Kardinalelemente und die Abberationskoeffizienten berechnen. Für verschiedene

Zylinderabstände  $g$  zeigt Abb. 3.13 die bildseitige Brennweite in Abhängigkeit vom Verhältnis des Potentials der Beschleunigungselektrode zur Extraktionselektrode.

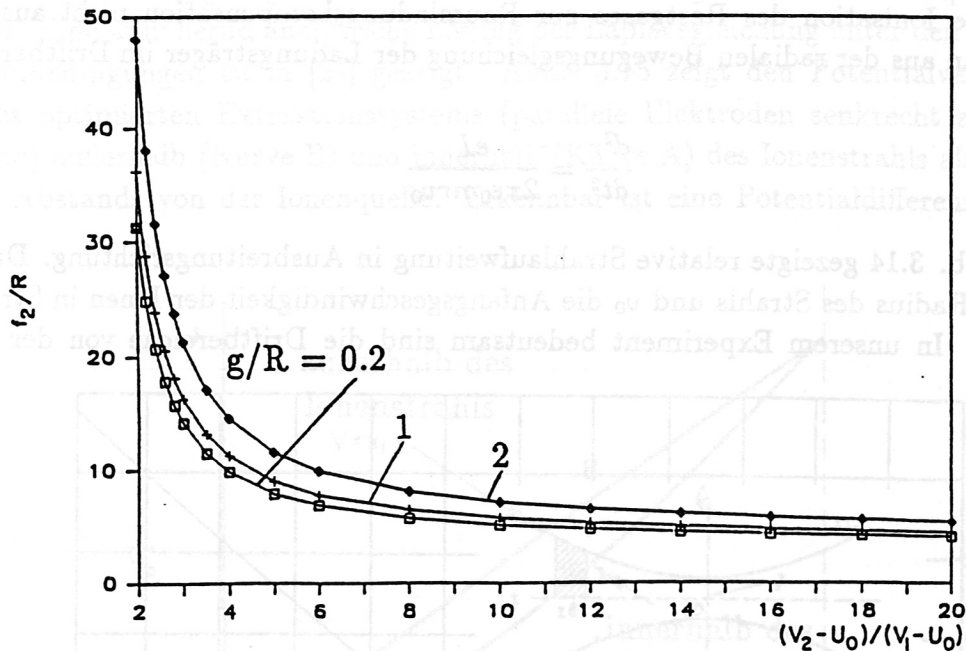


Abbildung 3.13: Die bildseitige Brennweite  $f_2$  einer Immersionslinse in Einheiten des Zylinderradius  $R$ ;  $V_1$  und  $V_2$  bedeuten das Beschleunigungs- bzw. Extraktionspotential,  $U_0$  das axiale Potential am Ort der ruhenden Teilchen, Parameter ist der auf den Zylinderradius bezogene Zylinderabstand  $g$ , entnommen aus [22]

Die Fokussierung des Ionenstrahls geschieht somit auf zwei Wegen:

1. Primärfokussierung durch die Form der Plasmagrenzfläche
2. Fokussierung durch das Immersionslinsensystem

Welcher der beiden Effekte in der Ionenquelle dominiert, wird im Abschnitt 4.5 experimentell ermittelt.

### 3.6.3 Raumladeungseinflüsse

In jedem Strahl aus geladenen Teilchen führen die aus der Raumladung resultierenden Kräfte zu einer Aufweitung des Strahls. Sie kann im Driftbereich durch Ionisation des

Restgases verhindert werden, da die entstehenden langsamen Elektronen unter dem Einfluß der Raumladung festgehalten und die erzeugten Ionen abgestoßen werden.

Reicht die Ionisation des Restgases zur Raumladungskompensation nicht aus, so erhält man aus der radialen Bewegungsgleichung der Ladungsträger im Driftbereich

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m r v_0}$$

die in Abb. 3.14 gezeigte relative Strahlaufweitung in Ausbreitungsrichtung. Dabei sei  $r$  der Radius des Strahls und  $v_0$  die Anfangsgeschwindigkeit der Ionen in Strahlrichtung. In unserem Experiment bedeutsam sind die Driftbereiche von der Be-

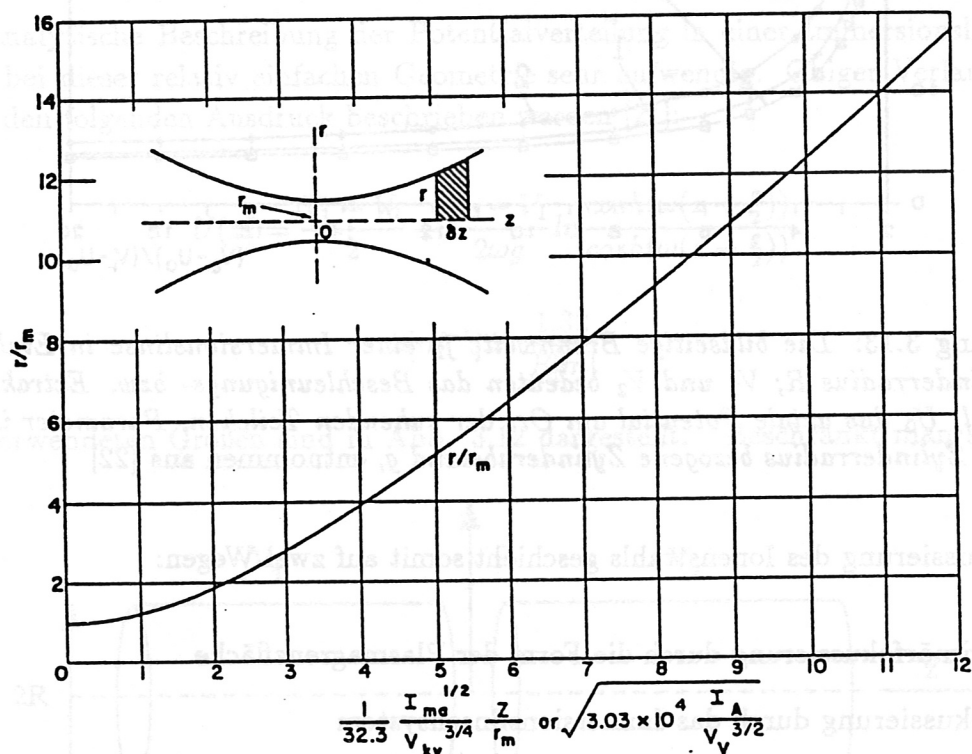


Abbildung 3.14: Die relative Strahlaufweitung eines Elektronenstrahls in Abhängigkeit vom Ort in Ausbreitungsrichtung [23].

schleunigungselektrode zum Ablenkmagneten und von dort zum Analysator. Beide Entfernungen betragen jeweils ca. 1 m.

Bei einer minimalen Beschleunigungsspannung von 1 kV, einem minimalen Strahlradius von 1 mm und einem maximalen Strahlstrom von 5  $\mu A$  ergibt sich eine vernachlässigbare relative Aufweitung von etwa  $2 \cdot 10^{-3}$ .

Im Extraktionsbereich, in dem eine Raumladungskompensation nicht möglich ist,

kann mit einem geeigneten Elektrodendesign die Strahlaufweitung vermieden werden. Dazu muß eine Feldverteilung geschaffen werden, die im strahlfreien Raum der Laplacegleichung genügt und an der Strahlbegrenzung keine Radialkomponente besitzt. Eine annähernd analytische Lösung der Laplacegleichung unter den gegebenen Randbedingungen ist in [24] gezeigt. Abb. 3.15 zeigt den Potentialverlauf eines nicht optimierten Extraktionssystems (parallele Elektroden senkrecht zur Strahlachse) außerhalb (Kurve B) und innerhalb (Kurve A) des Ionenstrahls als Funktion des Abstands von der Ionenquelle. Erkennbar ist eine Potentialdifferenz zwischen

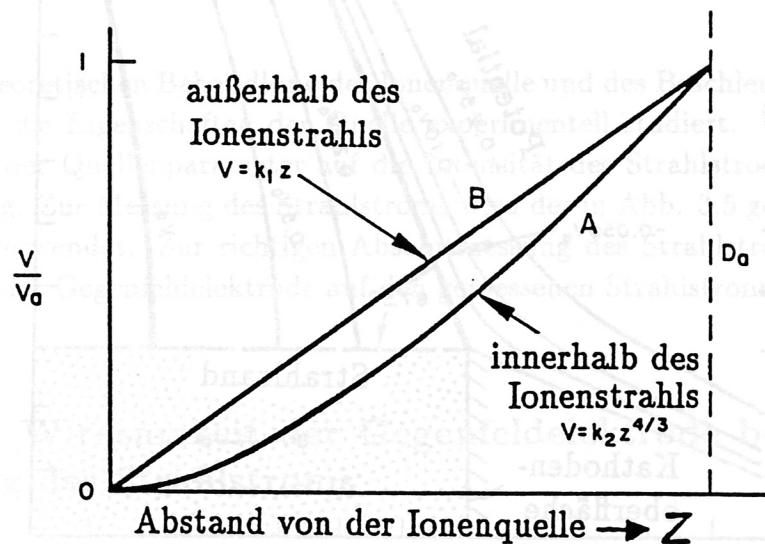


Abbildung 3.15: Der Potentialverlauf in dem nicht optimierten Extraktionssystem von ebener Plasmagrenzfläche und Extraktionselektrode. [25]

beiden Seiten der Strahlbegrenzung. Dies hat ein elektrisches Feld mit einer Radialkomponente und damit eine Divergenz des Strahls zur Folge.

Durch eine geeignete Wahl der Elektrodenform läßt sich diese Potentialdifferenz beseitigen. Für verschiedene Strahlkonfigurationen (eben, zylindrisch) berechnete J. R. PIERCE [26] einen Winkel von  $67.5^\circ$  zwischen Strahlbegrenzung und Fokussierungselektrode.

Abb. 3.16 veranschaulicht die Potentialverteilung einer Pierce-Optik.

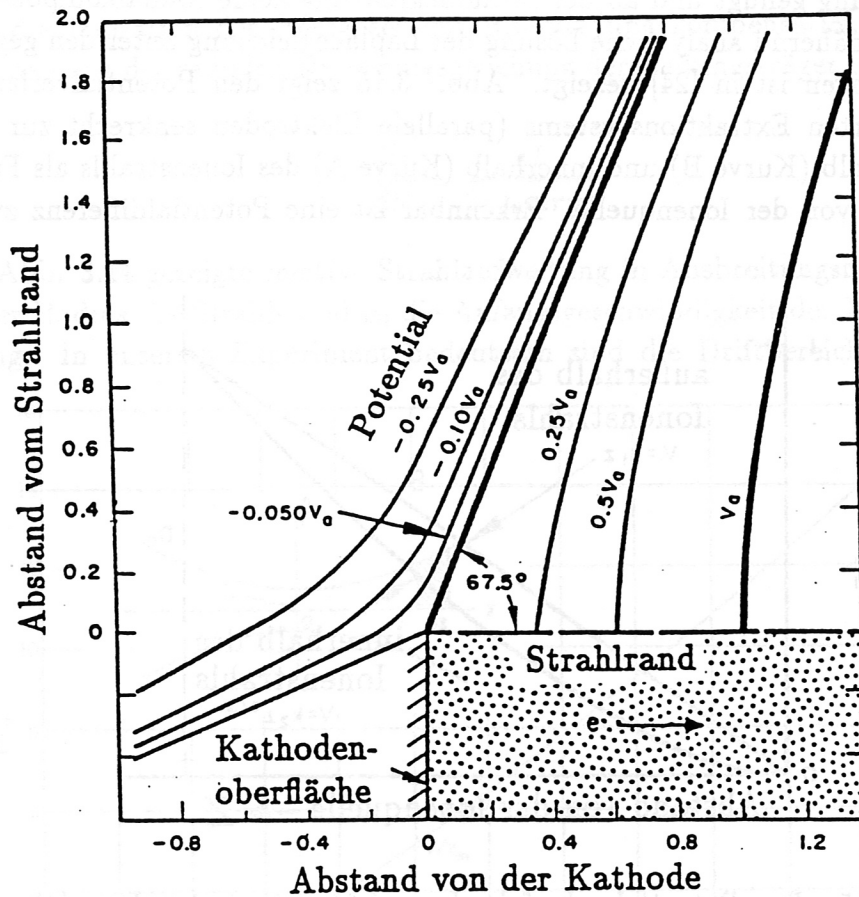


Abbildung 3.16: Der Potentialverlauf für einen raumladungsbegrenzten Elektronenstrahl in einer Pierce-Optik, angewandt auf die Ionenquelle ist die Plasmagrenzschicht als Kathodenoberfläche zu verstehen,  $V_a$  bezeichnet das Potential der Extraktionselektrode. [27]

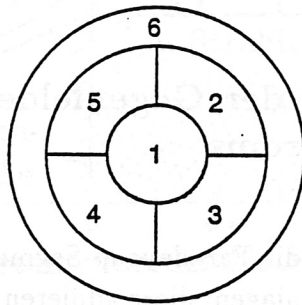
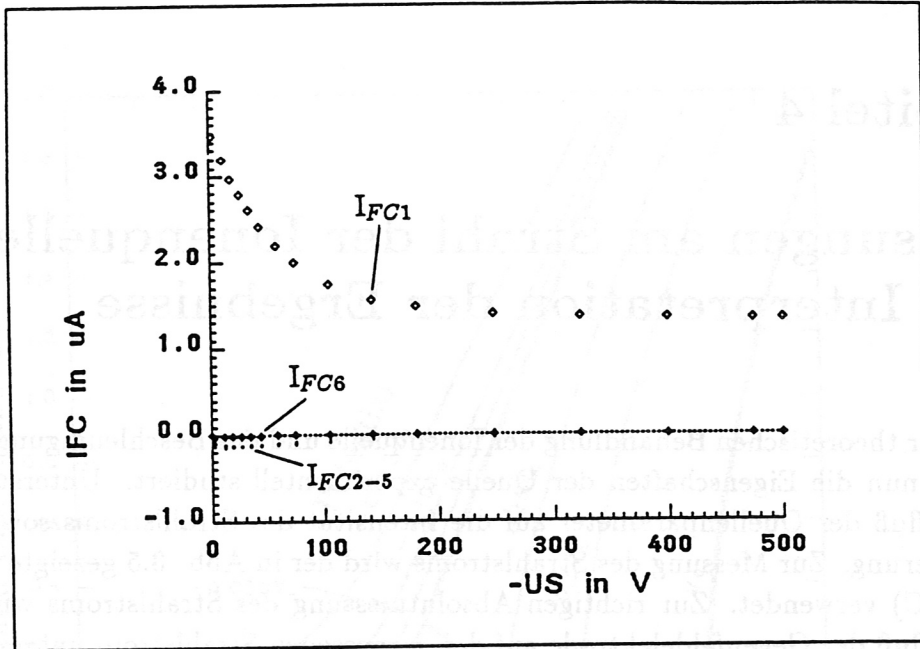
## Kapitel 4

# Messungen am Strahl der Ionenquelle und Interpretation der Ergebnisse

Nach der theoretischen Behandlung der Ionenquelle und des Beschleunigungssystems werden nun die Eigenschaften der Quelle experimentell studiert. Untersucht wird der Einfluß der Quellenparameter auf die Intensität des Strahlstroms sowie dessen Fokussierung. Zur Messung des Strahlstroms wird der in Abb. 3.5 gezeigte Faraday-Cup (FC) verwendet. Zur richtigen Absolutmessung des Strahlstroms wird zuerst der Einfluß der Gegenfелеlektrode auf den gemessenen Strahlstrom untersucht.

### 4.1 Die Wirksamkeit der Gegenfелеlektrode bei der Messung des Strahlstroms

Beim Auftreffen der Ionen auf die Faradaycup-Segmente werden aus der Oberfläche Sekundärelektronen herausgeschlagen; diese addieren sich zum Ionenstrom und ergeben somit ein falsches Bild des auf dem Faraday-Cup ankommenden Teilchenstroms. Abb. 4.1 zeigt die Wirksamkeit der Gegenfелеlektrode, deren elektrisches Feld die Sekundärelektronen auf die FC-Segmente zurückdrängt. Abgebildet ist der von den einzelnen Segmenten angezeigte Strahlstrom als Funktion des Potentials der Gegenfелеlektrode. Der gesamte Strahlstrom ist auf das axiale Segment fokussiert. Liegt keine Gegenspannung an, so trifft ein Teil der ausgelösten Elektronen auf die benachbarten Segmente 2 bis 5, der größte Teil der Elektronen aber verläßt den FC. Auf den äußersten Ring (Seg. 6) gelangen keine Elektronen. Erhöht man das negative Potential der Gegenfелеlektrode, so nimmt der Strom von Sekundärelektronen kontinuierlich ab, bis er bei ca.  $-400$  V verschwindend klein ist. Der gemessene Strom hat sich dabei etwa halbiert. Die Beschleunigungsspannung beträgt bei dieser Messung  $10$  kV. In allen folgenden Messungen liegt an der Gegenfелеlektrode eine Spannung von  $-400$  V an.



Segmente 1-6

Abbildung 4.1: Der Strahlstrom bei Variation des Potentials  $U_S$  der Gegenfелеlektrode.

## 4.2 Der Einfluß des Quelldrucks auf den Strahlstrom

Abb. 4.2 zeigt den Strahlstrom als Funktion des Quelldrucks. Die anderen Quellenparameter während dieser Messung betragen:  $U_B = 10$  kV,  $I_M = 1.0$  A und  $I_B = 20$  mA; der gesamte Strahlstrom ist wiederum auf das zentrale Segment fokussiert. Die Entladung zündet erst bei einem Druck von ca.  $2 \cdot 10^{-3}$  mbar. Der Strahl-

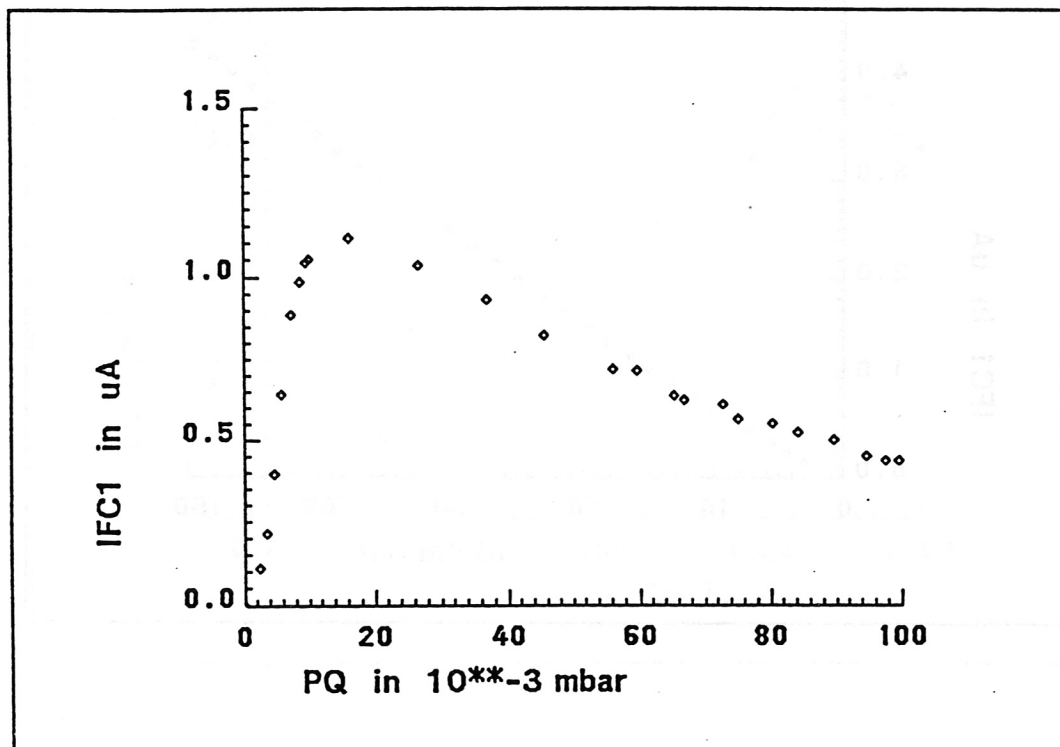


Abbildung 4.2: Der Strahlstrom bei Variation des Quelldrucks  $p_Q$  (gemessener Druck)

strom steigt bis  $10^{-2}$  mbar steil an und erreicht das Maximum bei  $1.7 \cdot 10^{-2}$  mbar. Bei höherem Druck nimmt der Strahlstrom infolge von Rekombination der Ionen und Elektronen in der Quelle und Ladungsaustausch wieder ab [28]. Der gezeigte Druck ist der an der Gaszufuhr gemessene; der tatsächliche  $H_2$ -Druck in der Quelle ist um einen Faktor 3 kleiner.



### 4.3 Der Strahlstrom in Abhängigkeit vom Bogenstrom

Abb. 4.3 zeigt den Strahlstrom als Funktion des Bogenstroms. Der Ionenstrom,

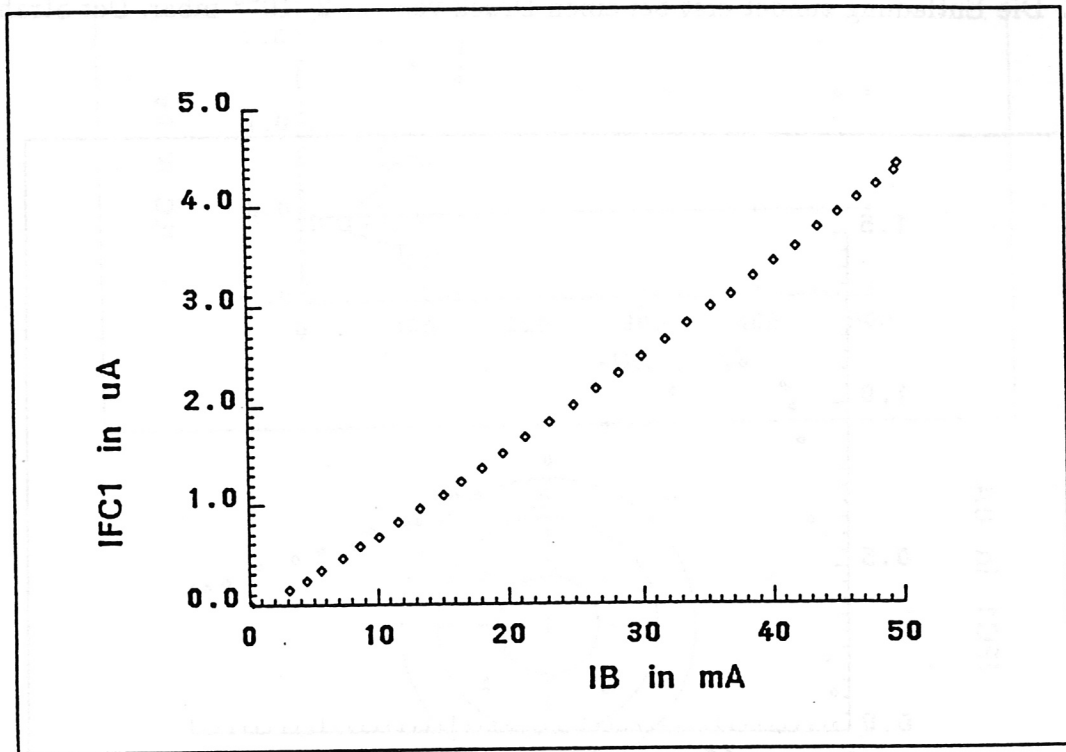


Abbildung 4.3: Der Einfluß des Bogenstroms  $I_B$  auf den Strahlstrom

wieder vollständig auf das innere Segment fokussiert, steigt stetig, jedoch etwas mehr als linear mit dem Bogenstrom an. Dieses Verhalten setzt sich wahrscheinlich für höhere Bogenströme fort, konnte aber wegen der Begrenzung der Stromversorgung nicht überprüft werden. Die Beschleunigungsspannung beträgt bei dieser Messung 10 kV und der Magnetstrom 1 A.

#### 4.4 Die Wirkung des Magnetfeldes in der Ionenquelle

Einen nahezu linearen Verlauf des Strahlstroms mit dem das Magnetfeld erzeugenden Strom zwischen 0.5 A und 1.4 A zeigt Abb. 4.4. Der Magnetstrom konnte

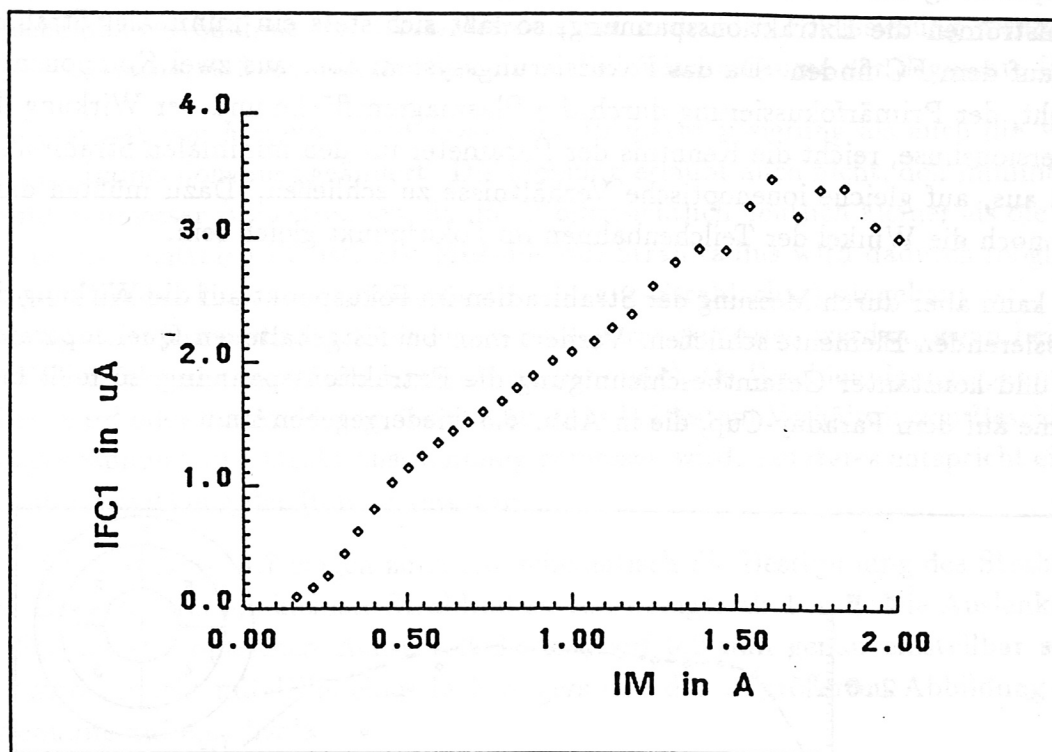


Abbildung 4.4: Der Strahlstrom in Abhängigkeit vom Strom  $I_M$ , der das Magnetfeld in der Ionenquelle erzeugt.

technisch bedingt nicht von null an gesteigert werden. Bei kleinen Magnetfeldern sinkt die Plasmadichte in der Extraktionsöffnung unter den aus einem linearen Verlauf erwarteten Wert ab. Über 1.4 A sind Schwankungen im Strahlstrom sichtbar. Untersucht man in diesem Bereich die zeitliche Struktur des Signals, so beobachtet man einen Strahlstrom, der von kurzen Stromabrissen unterbrochen ist. Dieses zunehmend instabile Verhalten bewirkt eine deutliche Abweichung von der Linearität. Die weiteren Parameter während dieser Messung betragen:  $U_B = 10$  kV,  $I_B = 25$  mA und  $p_Q = 3.4 \cdot 10^{-3}$  mbar.

## 4.5 Die Fokussierungseigenschaften des Beschleunigungssystems

Eine exakte Überprüfung der Child-Langmuir-Gleichung läßt sich experimentell schwer durchführen, da nicht feststellbar ist, bei welcher Plasmadichte und Extraktionsspannung eine ebene Grenzfläche vorliegt. Variiert man aber bei verschiedenen Strahlströmen die Extraktionsspannung, so läßt sich stets ein minimaler Strahlradius auf dem FC finden. Da das Fokussierungssystem aber aus zwei Komponenten besteht, der Primärfokussierung durch die Plasmagrenzfläche und der Wirkung der Immersionslinse, reicht die Kenntnis der Parameter für den minimalen Strahlradius nicht aus, auf gleiche ionenoptische Verhältnisse zu schließen. Dazu müßten dann auch noch die Winkel der Teilchenbahnen im Fokuspunkt gleich sein.

Man kann aber durch Messung der Strahlradien im Fokuspunkt auf die Wirkung der fokussierenden Elemente schließen. Variiert man bei festgehaltenen Quellenparametern und konstanter Gesamtbeschleunigung die Extraktionsspannung, so mißt man Ströme auf dem Faraday-Cup, die in Abb. 4.5 wiedergegeben sind.

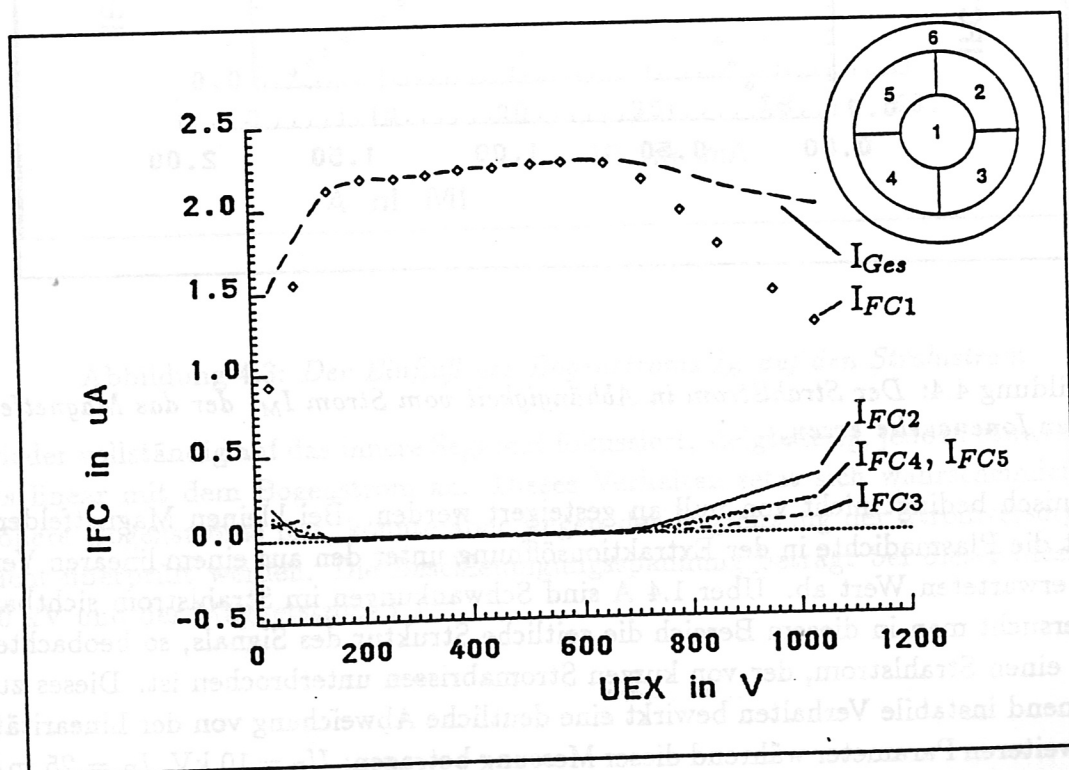


Abbildung 4.5: Der Strahlstrom bei Variation der Extraktionsspannung  $U_{Ex}$ .

Der Gesamtstrom ist bis auf sehr kleine Extraktionsspannungen konstant. Die Abweichungen dort ( $U_{Ex} < 150$  V) können darauf beruhen, daß der Strahl zu stark defokussiert ist. Weitere Kurven zeigen den Strom auf das zentrale Segment des FC ( $I_{FC1}$ ) und die Ströme auf die segmentierten Ringelemente ( $I_{FC2} - I_{FC5}$ ). Letztere sind in dem großen Bereich von 160 V bis 640 V praktisch null, der gesamte Strom fällt auf das zentrale Element. Außerhalb ist die Fokussierung schlecht und der Strahldurchmesser ist größer als 14.6 mm, dem Durchmesser des zentralen Elements. Die scheinbare Abnahme des Gesamtstroms bei schlechter Fokussierung resultiert aus der Tatsache, daß ein Teil des Strahls in die Zwischenräume der Segmente fällt.

Bei dieser Art von Messung wird sowohl die Primärfokussierung als auch die Wirkung der Immersionslinse geändert. Die Messung erlaubt auch nicht, den minimalen Strahldurchmesser zu bestimmen, da dieser offensichtlich deutlich kleiner als die Dimension des zentralen FC ist. Die Messung des Strahlradius wird dadurch möglich, daß der Faraday-Cup schwenkbar (senkrecht zur Strahlachse) eingebaut ist. Die Wirkung der fokussierenden Elemente kann separat gemessen werden, wenn bei fester Primärfokussierung (feste Extraktionsspannung) die Beschleunigungsspannung variiert wird oder die Änderung des Strahlradius bei festem Verhältnis von Beschleunigungsspannung zu Extraktionsspannung gemessen wird. Letzteres entspricht einer konstanten Wirkung der Immersionslinse.

Abb. 4.6 und Abb. 4.7 zeigen zunächst schematisch die Bestimmung des Strahlradius. Erwartet werden kleinste Strahlradien von weniger als 1 mm. Die Auslenkung des FC aus der optischen Achse soll deshalb auf 0.2 mm genau einstellbar sein. Dies wird erreicht mit Hilfe eines Lichtzeigers und der vergrößerten Abbildung der Auslenkung auf eine Skala.

In Abb. 4.7 ist der typische Verlauf der Ströme auf die Segmente 1 und 2 sowie deren Summe in Abhängigkeit von der Auslenkung gezeigt. Der Strahlstrom auf das axiale Segment ( $I_{FC1}$ ) ist unverändert bis zu einer Auslenkung von etwa 6 mm. Anschließend steigt er an, wobei allerdings der Gesamtstrom (gepunktete Linie) noch konstant ist. Die Ursache dafür sind am Rande des zentralen Segments erzeugte Sekundärelektronen, die nicht mehr auf das Segment ihrer Herkunft sondern auf das benachbarte zurückgedrängt werden. Segment 2 zeigt deutlich einen entsprechenden negativen Strom. Bei einer weiteren Auslenkung fällt der Strom auf Segment 1 ab, während der Ionenstrom von Segment 2 den Elektronenstrom von Segment 1 übertrifft. Der Gesamtstrom steigt, nachdem der Ionenstrahl die Zwischenräume überquert hat, wieder an. Der Strahlradius ist definiert als die Differenz der Auslenkung beim kleinsten Gesamtstrom und 95 % des Gesamtstroms.

Abb. 4.8 zeigt den Einfluß der Primärfokussierung auf den Strahlradius bei einem Strahlstrom von  $2.2 \mu\text{A}$ . Die Brennweite der Immersionslinse, d. h. das Verhältnis

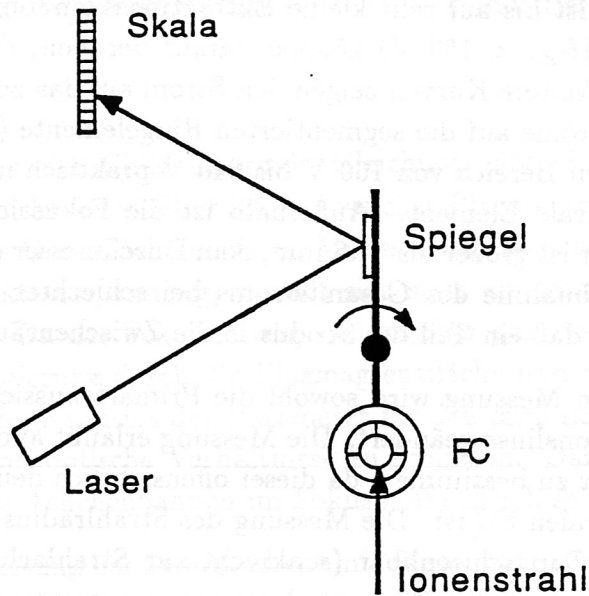


Abbildung 4.6: Die Bestimmung des Strahlradius durch Auslenken des Faraday-Cups senkrecht zur Strahlachse

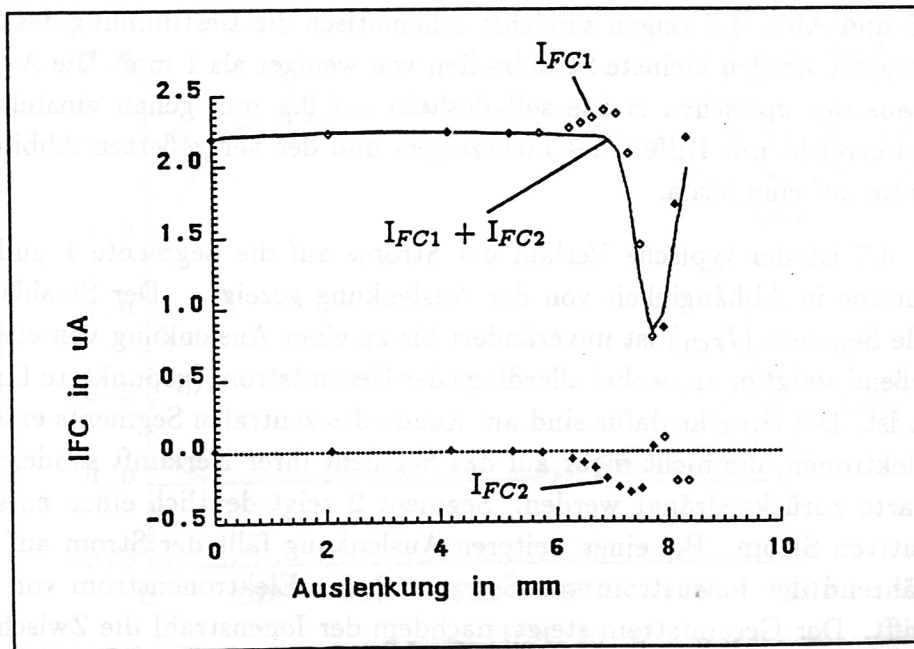


Abbildung 4.7: Der Strahlstrom beim Auslenken des Faraday-Cups von der Strahlachse; die Auslenkung erfolgt in Strahlrichtung gesehen im Uhrzeigersinn. Auf die Segmente 3 - 6 treffen keine Ionen.

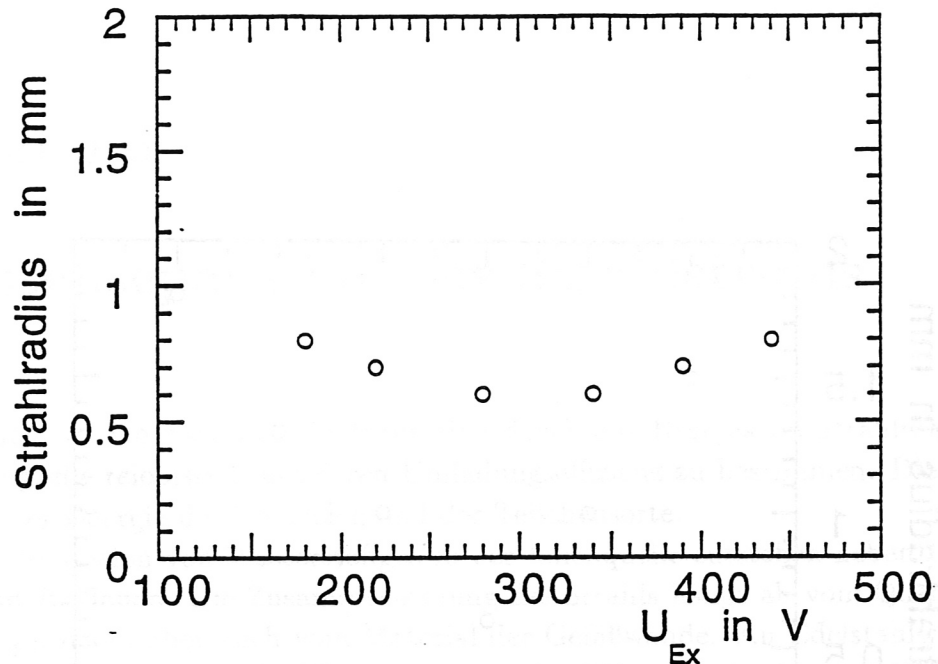


Abbildung 4.8: Der Einfluß der Primärfokussierung auf den Strahlradius bei  $2.2 \mu\text{A}$  Strahlstrom. Das Verhältnis von Beschleunigungs- zu Extraktionsspannung liegt konstant bei 36. Die Änderung des Strahlradius resultiert daher allein aus der veränderten Primärfokussierung durch die Form der Plasmagrenzfläche (Vgl. Abb. 3.9).

der Beschleunigungsspannung  $U_B$  zur Extraktionsspannung  $U_{Ex}$  war mit 36 bei dieser Messung konstant. Aus der Messung ergibt sich ein minimaler Strahlradius von 0.6 mm bei einer Extraktionsspannung von etwa 290 V.

In Abb. 4.9 wurde der Strahlradius bei einer konstanten Extraktionsspannung von 290 V (dem Minimum im Strahlradius aus obiger Messung) in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung gemessen. Damit wird allein der Einfluß der Immersionslinse auf die Fokussierung des Strahls sichtbar. Bei gleicher Variation der Beschleunigungsspannung (8 – 16 kV) in beiden Messungen ist deutlich zu erkennen, daß die Fokussierung durch die Immersionslinse wesentlich stärker auf den Strahlradius einwirkt als die Primärfokussierung der Plasmagrenzfläche.

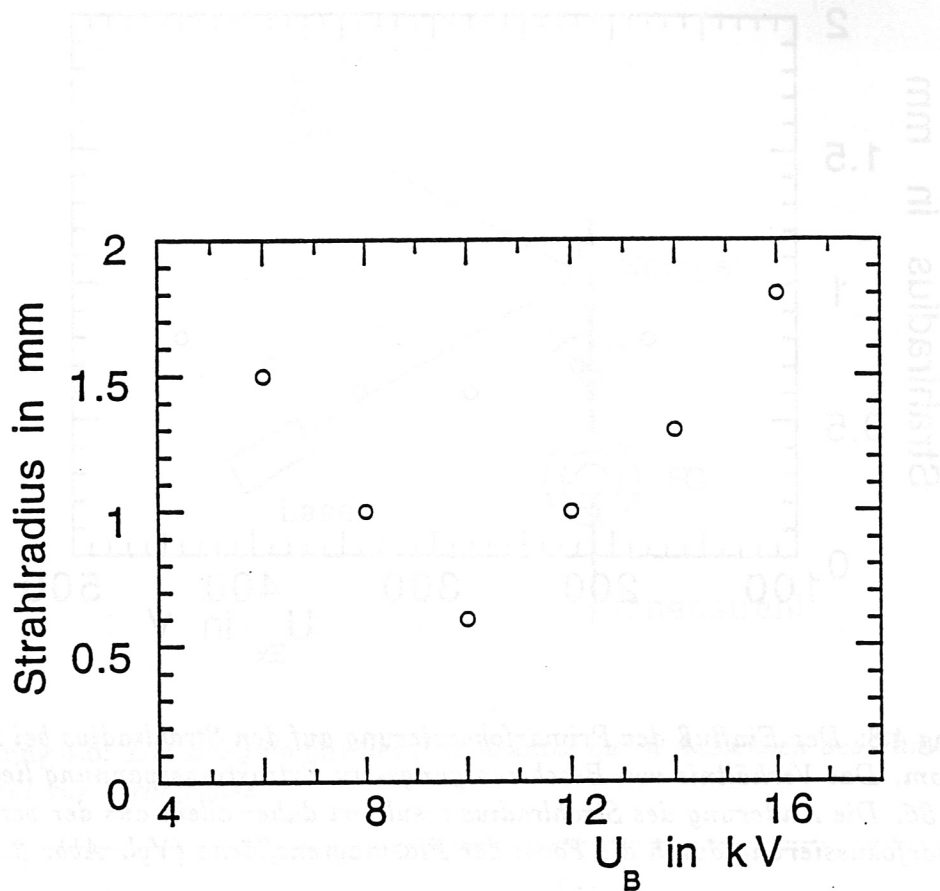


Abbildung 4.9: Der Einfluß der Fokussierung durch die Immersionslinse auf den Strahlradius, die Variation der Brennweite geschieht durch eine Änderung der Beschleunigungsspannung  $U_B$ . Die Extraktionspannung beträgt während der gesamten Messung 290 V.

Abbildung 4.10: Der Strahlstrom beim Durchgang durch die Fokussierlinse von der Strahlrohr zur Anode. Die Anode ist in Strahlrichtung geteilt in Überlagerung. Auf die Segmente 3-6 treffen keine Ionen.

## Kapitel 5

# Massenseparation des Strahlstroms

Die Ionen werden nach der Neutralisation durch das Restgas im Strahlrohr in der Strippingzelle reionisiert, um deren Umladungseffizienz zu bestimmen. Diese hängt ab von der Energie der Neutralen und der Teilchensorte.

Bei der Ionisation von Wasserstoffgas in der Ionenquelle entstehen neben  $H^+$ - auch  $H_2^+$ - und  $H_3^+$ -Ionen. Die Zusammensetzung des Strahls hängt ab vom Quelledruck und Bogenstrom aber auch vom Material der Gefäßwände. An Edelmetallwänden z. B. rekombinieren sehr leicht  $H^+$ -Ionen mit an den Wänden adsorbiertem Wasserstoff. Zudem sind unvermeidbar Verunreinigungen wie Wasserdampf und Stickstoff in der Quelle enthalten, die sich im Ionenstrahl wiederfinden.

Um den Einfluß der Teilchenenergie auf die Umladungseffizienz der Strippingzelle separat zu messen, ist daher eine Trennung der Spezies erforderlich.

Zur Separation der verschiedenen Massen wird ein Elektromagnet mit Weicheisenkern verwendet; dieser lenkt die für die Eichung des Analysators gewünschte Teilchensorte um  $30^\circ$  ab. Das maximale Magnetfeld von 0.3 Tesla erlaubt, bei einer Energie von 20 keV mit Massen A bis 6 amu zu arbeiten. Für die vorliegende Geometrie ergibt sich mit der Ladungszahl n des Ions folgender Zusammenhang

$$E[\text{keV}] = 1.29 \cdot 10^3 \frac{n^2 B^2 [\text{T}^2]}{A [\text{amu}]}$$

unter der Annahme, daß die Ausdehnung des Magnetfeldes dem Jochdurchmesser entspricht.

### 5.1 Fokussierung im Magnetfeld

Der verwendete Magnet soll eine gute Massentrennung leisten. Hierfür sind die ionenoptischen Eigenschaften von besonderem Interesse. Wegen des Strahldurchmessers



von ca. 1.4 mm ist für die Bestimmung der optischen Kenngrößen in erster Näherung die Annahme einer Sektorgeometrie gestattet; auf diese ist folgende Abbildungsgleichung anwendbar [29].

$$r_m \sin \phi_m + l'_m \frac{\cos(\phi_m - \epsilon')}{\cos \epsilon'} + l''_m \left[ \frac{\cos(\phi_m - \epsilon'')}{\cos \epsilon''} - \frac{l'_m \sin(\phi_m - \epsilon' - \epsilon'')}{r_m \cos \epsilon' \cos \epsilon''} \right] = 0$$

Angewendet auf unsere Geometrie zeigt dies Abb. 5.1. Der Ionenstrahl ist im feld-

Allgemeiner Fall:  $\epsilon' \neq 0$  und  $\epsilon'' \neq 0$

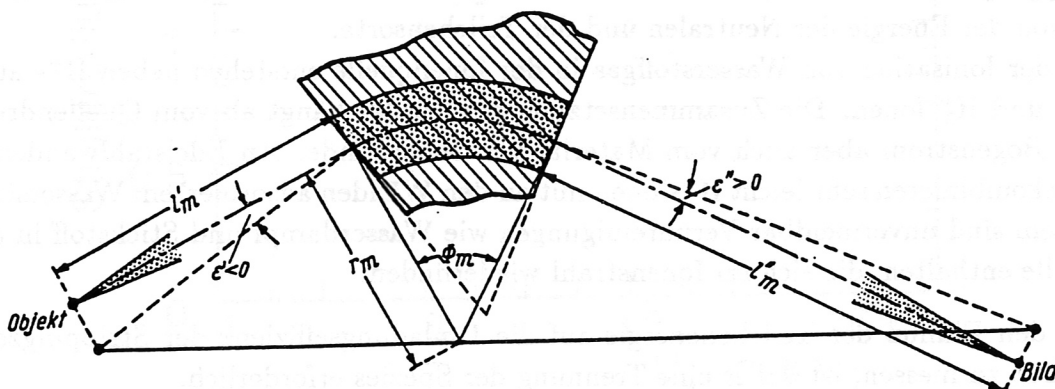


Abbildung 5.1: Die geometrischen Verhältnisse bei der Fokussierung im Magnetfeld, entnommen aus [29]

freien Fall auf die Achse des Magneten justiert. Unter Vernachlässigung der Randfelder ist es erlaubt, den Ein- und Austrittswinkel mit der Berandung des Magneten als  $90^\circ$  anzunehmen ( $\epsilon' = \epsilon'' = 0$ ). Als Strecke  $l'_m$  ( $= 40$  cm) wird der Abstand zwischen dem segmentierten FC und den Polschuhen des Magneten definiert. Damit ergibt sich aus der Abbildungsgleichung für unsere Geometrie eine Länge  $l''_m$  von 52 cm. An dieser Position wurde der FC für die Messung des massenseparierten Strahlstroms angebracht.

## 5.2 Messung der Speziesverteilung

Der separierte Ionenstrom wird von einem einfachen FC ohne Gegenfелеlektrode zur Rückhaltung von Sekundärelektronen gemessen, da hier vorwiegend Amplitu-

denverhältnisse interessieren. Der Durchmesser des Auffängers beträgt 9 mm.

Abb. 5.2 zeigt ein Schema der Messung. Der FC liegt über einen  $1\text{ M}\Omega$ -Widerstand auf einem Potential von  $-200\text{ V}$  gegenüber Erde, damit Sekundärelektronen, die beim Auftreffen der nicht gemessenen Spezies an den Wänden des Strahlrohrs entstehen, nicht auf den FC gelangen können. Bei der Trennung der Massen bis 4 amu

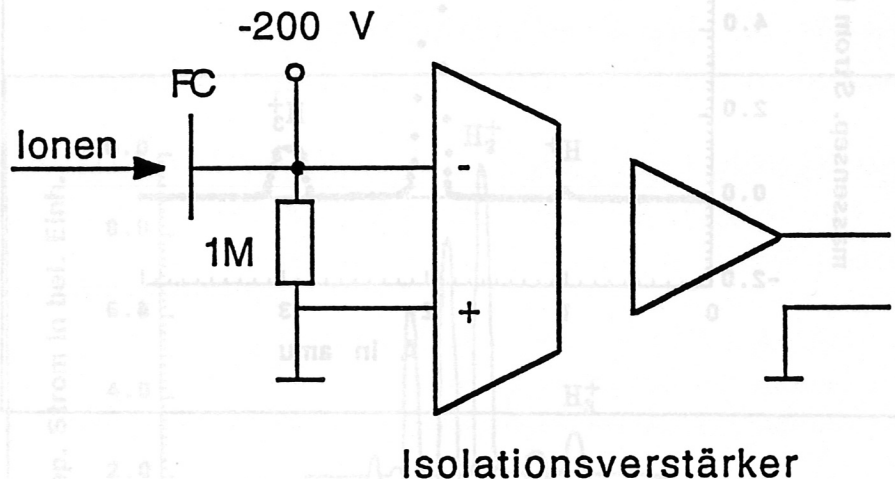


Abbildung 5.2: Die Messung des massenseparierten Strahlstroms

erhält man ein Spektrum vergleichbar mit Abb. 5.3. Aufgetragen ist der gemessene Strahlstrom über einer Massenskala, die aus dem Magnetfeld zur Massenseparation berechnet wird. Die drei Peaks der verschiedenen Wasserstoffionen mit den Atommassen 1 bis 3 amu sind gut zu erkennen. Die Messung wurde aufgenommen bei einem Quellendruck von  $6 \cdot 10^{-3}$  mbar und einem Bogenstrom von 30 mA.

Der  $\text{H}^+$ -Anteil ist erwartungsgemäß wegen der Rekombination mit an der Wand adsorbiertem Wasserstoff relativ gering. Entsprechend ist der  $\text{H}_2^+$ -Anteil sehr hoch. Der Abstand der verschiedenen Massensorten in der Fokusebene des Magneten beträgt bei einer magnetischen Flußdichte von 0.088 T (Ablenkung der  $\text{H}^+$ -Komponente um  $30^\circ$ ) zwischen  $\text{H}^+$  und  $\text{H}_2^+$  10 cm und zwischen  $\text{H}_2^+$  und  $\text{H}_3^+$  4 cm. Bei einem Strahldurchmesser von maximal 2 mm ist der vorgeschlagene Magnet für die Massentrennung vollkommen ausreichend.

### Die Strahlzusammensetzung bei Variation des Quellendrucks

Variiert man den Quellendruck, so ändert sich die Höhe der Peaks wie in Abb. 5.4 gezeigt. Bei niedrigem Quellendruck dominiert der  $\text{H}_2^+$ -Anteil. Dieser sinkt jedoch zu hohem Druck hin auf Kosten des  $\text{H}_3^+$ -Anteils, da nun vermehrt Stöße von  $\text{H}_2$  mit

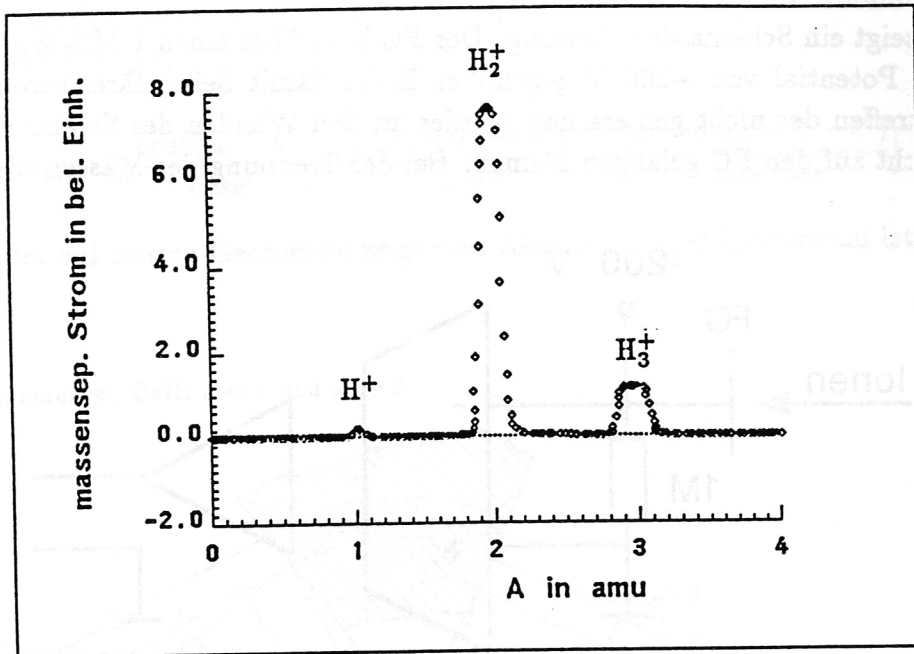


Abbildung 5.3: Der Strahlstrom durch Variation des Ablenkfeldes in seine Bestandteile  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  separiert.

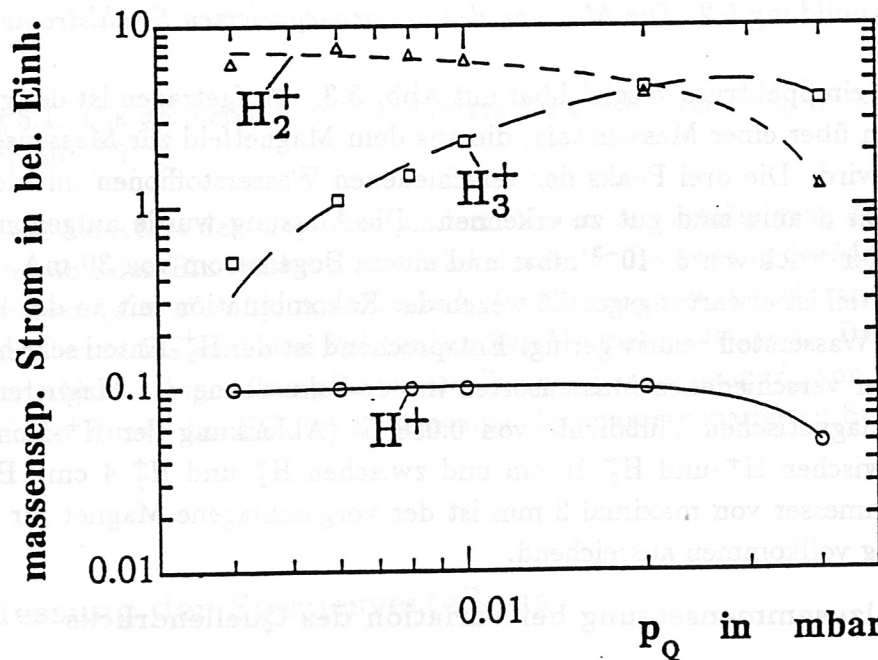


Abbildung 5.4: Die Zusammensetzung des Ionenstrahls bei Variation des Quelldrucks  $p_Q$ .

$H_2^+$  stattfinden und dabei  $H_3^+$ -Ionen entstehen. Bei ca.  $2 \cdot 10^{-2}$  mbar ist deren Anteil etwa gleich. Der Bogenstrom war konstant bei 30 mA. Der Gesamtstrom variiert mit dem Quelldruck gemäß Abschnitt 4.2.

### Die Strahlzusammensetzung bei Variation des Bogenstroms

Die Speziesverteilung als Funktion des Bogenstroms bei konstantem Quelldruck von  $8 \cdot 10^{-3}$  mbar ist in Abb. 5.5 gezeigt. Die Höhe der Peaks steigt mit zunehmendem

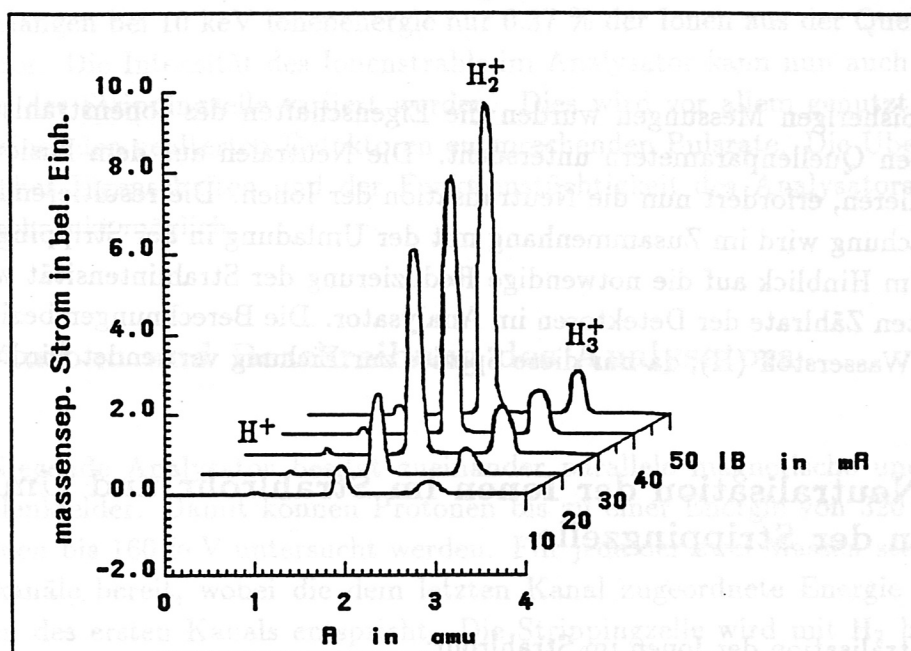


Abbildung 5.5: Die Zusammensetzung des Strahlstroms bei Variation des Bogenstroms  $I_B$

Bogenstrom an; das Verhältnis  $H^+ : H_2^+ : H_3^+$  ändert sich bis 30 mA kaum. Der  $H_3^+$ -Anteil zeigt ab 30 mA eine Sättigung, während der  $H^+$ - und der  $H_2^+$ -Anteil weiter steigen.

Die Extraktions- und die Beschleunigungsspannung betragen bei allen Messungen in diesem Kapitel – 400 V bzw. 10 kV.

## Kapitel 6

# Die Eichung des Neutralteilchenanalysators

In den bisherigen Messungen wurden die Eigenschaften des Ionenstrahls bei verschiedenen Quellenparametern untersucht. Die Neutralen aus dem Fusionsplasma zu simulieren, erfordert nun die Neutralisation der Ionen. Die resultierende Strahlabschwächung wird im Zusammenhang mit der Umladung in der Strippingzelle diskutiert im Hinblick auf die notwendige Reduzierung der Strahlintensität wegen der begrenzten Zählrate der Detektoren im Analysator. Die Berechnungen beziehen sich nur auf Wasserstoff (H), da nur diese Spezies zur Eichung verwendet wird.

### 6.1 Neutralisation der Ionen im Strahlrohr und Umladung in der Strippingzelle

Die Neutralisation der Ionen im Strahlrohr:

Zur Neutralisation wird das Restgas (vor allem  $H_2$ ) im Strahlrohr hinter dem Massenseparationsmagneten verwendet. Gemäß Gl. 3.1 werden bei einer Ionenenergie von 10 keV und einem Druck von max.  $10^{-5}$  mbar im Strahlrohr auf einer Weglänge von 1.5 m etwa 3.9 % des gesamten Ionenstroms neutralisiert.

Das Ende der Neutralisationsstrecke wird durch eine zusätzliche Ablenkung der im Strahl verbliebenen Ionen durch einen Permanentmagneten realisiert.

Die Reionisation in der Strippingzelle:

Der Anteil der reionisierten und nicht gestreuten Atome in der Strippingzelle ist gegeben durch:

$$\frac{N^+}{N}(E) = \frac{\sigma_{01}(E)}{\sigma_{01}(E) + \sigma_{10}(E)} e^{-nl(\sigma_{s0}(E) + \sigma_{si}(E))} (1 - e^{-nl(\sigma_{10}(E) + \sigma_{01}(E))}) \quad (6.1)$$

Die Querschnitte  $\sigma_{01}$  und  $\sigma_{10}$  wurden bereits auf Seite 14 verwendet. Der Stripping-

zellendruck ist bei Messungen am Plasma etwa  $10^{-3} - 10^{-2}$  mbar, und die Streuung von  $H^0$  und  $H^+$  an  $H_2$  ( $\sigma_{so}$  bzw.  $\sigma_{si}$ ) in der Strippingzelle deshalb vor allem bei niedrigen Teilchenenergien nicht mehr vernachlässigbar. Bei einer Energie von 2 keV beträgt  $\sigma_{so} = 0.83 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  und  $\sigma_{si} = 0.33 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  [7] und es gehen bereits 6 % des Strahls durch Streuung verloren. Ab 10 keV Teilchenenergie ist die Streuung vernachlässigbar gering. Die Ionisation der Neutralen bei einer Energie von 10 keV und auf einer Länge von 15 cm bei einem maximalen Druck von  $2 \cdot 10^{-2}$  mbar in der Strippingzelle beläuft sich auf etwa 9.7 %.

Somit gelangen bei 10 keV Ionenenergie nur 0.37 % der Ionen aus der Quelle in den Analysator. Die Intensität des Ionenstrahls im Analysator kann nun auch mit dem Druck in der Strippingzelle variiert werden. Dies wird vor allem genutzt zum Erreichen einer den gealterten Detektoren entsprechenden Pulsrate. Die Überprüfung wesentlicher Eigenschaften und der Funktionstüchtigkeit des Analysators ist aber uneingeschränkt möglich.

## 6.2 Aufbau und Beschreibung des Analysators

Der vorliegende Analysator besitzt zueinander parallele magnetische und elektrische Ablenkkfelder. Damit können Protonen bis zu einer Energie von 320 keV und Deuteronen bis 160 keV untersucht werden. Für jede der zwei Massen stehen zehn Energiekanäle bereit, wobei die dem letzten Kanal zugeordnete Energie etwa der 14-fachen des ersten Kanals entspricht. Die Strippingzelle wird mit  $H_2$  betrieben. Wasserstoff ist im Fusionsexperiment stets vorhanden und daher weniger störend als andere Gase. In Abb. 6.1 ist der Aufbau des Analysators dargestellt.

Die Hauptbestandteile des Analysators sind in einem Weicheisenbehälter, der als Vakuumgefäß und zur magnetischen Abschirmung dient, untergebracht. Die Teilchen gelangen vom Strahlrohr durch die Strippingzelle in den Analysator. Die Strippingzelle enthält am Ein- und Ausgang jeweils drei Blenden mit 3 mm Durchmesser. Damit soll der Gasanfall im Analysator und Strahlrohr klein gehalten werden und der Neutralstrahl eine gute Kollimation erhalten. Vor der Strippingzelle ist eine weitere 3-mm-Blende angebracht, um zu verhindern, daß an den Strahlrohrwänden reflektierte Strahlung in die Strippingzelle gelangt. Der Gaseinlaß erfolgt feedback-gesteuert über ein Piezoventil.

Der Ablenkmagnet, dessen Joch ebenfalls aus Weicheisen besteht, erzeugt in einem Spalt von 7 mm zwischen den Polschuhen ein Feld bis zu 0.6 Tesla, das mit einer Hallsonde gemessen wird. Die Berandung der Polschuhe ist so gestaltet, daß der Ionenstrahl unter einem Winkel von  $60^\circ$  ins Ablenkkfeld eintritt. Damit kann

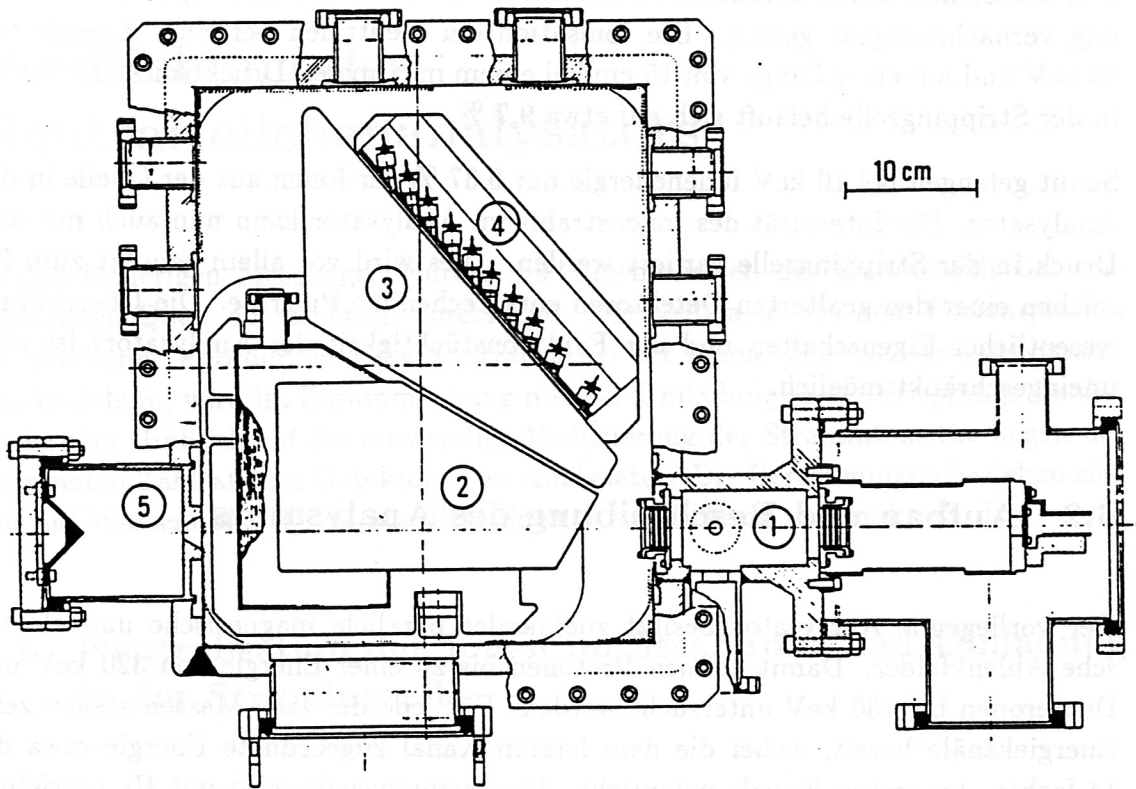


Abbildung 6.1: Der Aufbau des Analysators, 1 Strippingzelle, 2 Ablenkmagnet, 3 elektrostatische Ablenkplatten, 4 Channeltrons, 5 Lichtfalle, entnommen aus [7]

der Effekt der vertikalen Fokussierung [30] ausgenutzt werden, um die Massenunterdrückung des Analysators zu steigern. In Abb. 6.2 ist dieser Effekt dargestellt. Ein 1 cm großes Loch im feldrückführenden Teil des Jochs läßt die aus dem Plasma

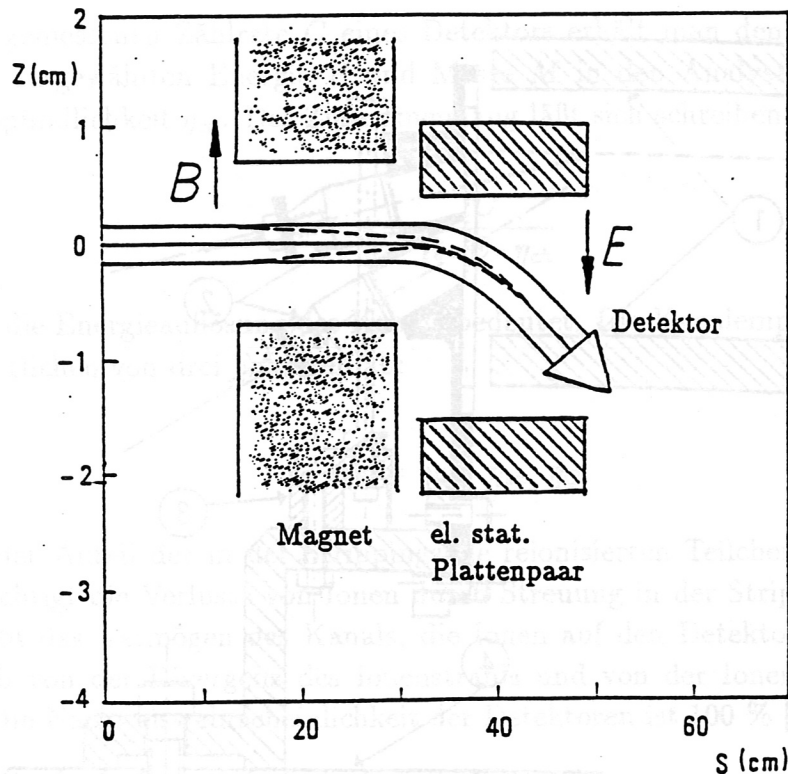


Abbildung 6.2: Der Effekt der vertikalen Fokussierung durch die Randfelder des Magneten bei senkrechtem (durchgezogene Linie) und bei schrägem (gestrichelte Linie) Eintritt des Teilchenstrahls in das Magnetfeld  $B$ ; die Ablenkung nach unten bewirkt das elektrische Feld  $E$ . Die Detektoröffnung befindet sich zur besseren Massenunterdrückung im Fokuspunkt des Magneten, entnommen aus [8]

kommende Strahlung in eine Lichtfalle gelangen damit möglichst wenig UV-Licht, für das die Detektoren auch empfindlich sind, auf die Detektoren fällt. Während der Eichung ist an dieser Stelle ein horizontal bewegliches Channeltron mit einer 0,5-mm-Blende angebracht, mit dem das Strahlprofil bestimmt wird. Am Magneten sind über keramische Isolatoren die beiden Platten für die elektrostatische Ablenkung der Ionen fixiert. Eine Platte liegt 1 cm über der Mittelebene des Magneten und ist positiv gepolt. Die zweite liegt 3 cm unterhalb der Mittelebene und ist negativ gepolt. Die angelegten Potentiale sind im Verhältnis 1 : 3, damit erfahren die Ionen beim Eintritt in das elektrische Feld keinen Energiegewinn oder -verlust. Auf der Ausgangsseite ist eine Edelstahlplatte im Abstand von 0,2 cm zu den Ablenkplatten angebracht. Sie verhindert Inhomogenitäten des Feldes im Randbereich und enthält 20 8-mm-Bohrungen, jede entlang der Flugrichtung der Ionen. Die Bohrungen



sind in zwei übereinander liegenden Reihen zu je 10 angeordnet, entsprechend den 10 Energiekanälen und zwei beobachtbaren Massen. Am Ende jeder Bohrung sitzt

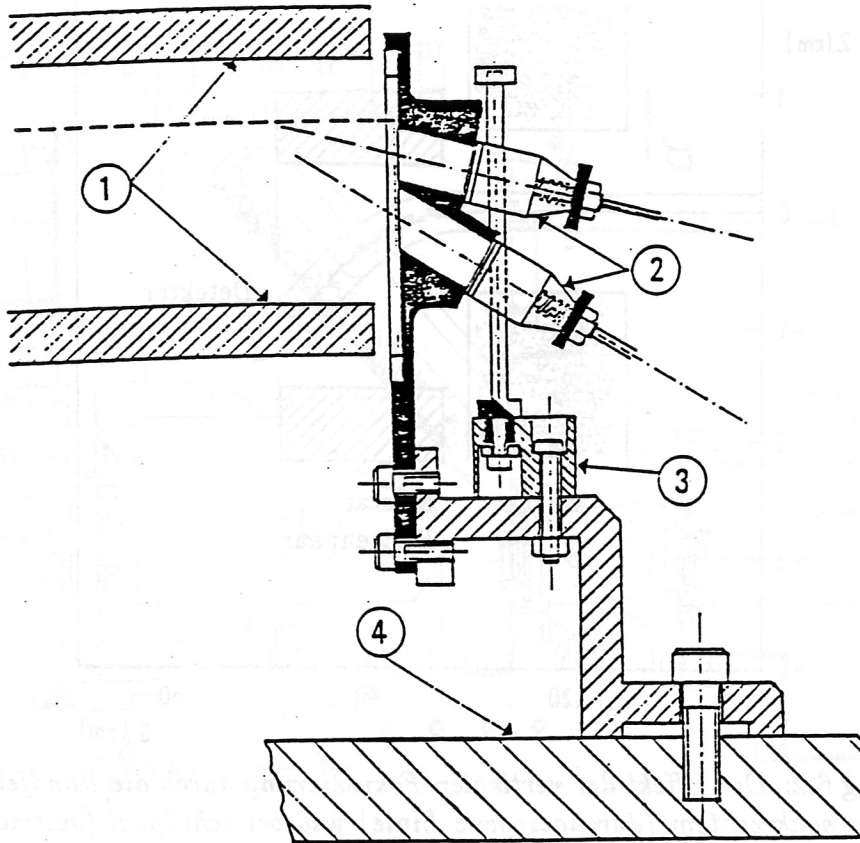


Abbildung 6.3: Schema der Detektoranordnung, 1 elektrostatische Platten, 2 Channeltrons, 3 Keramikisolator, 4 Kupferplatte; die gestrichelte Linie stellt die Mittelebene des Ablenkmagneten dar [31].

ein Channeltron; dessen Öffnung auf 2 – 3 kV liegt und die ankommenden Ionen zusätzlich beschleunigt. Abb. 6.3 veranschaulicht die Anordnung der Detektoren.

Die Detektoröffnung hat einen Durchmesser von 8 mm. Hier setzen die Ionen Elektronen frei, die im Inneren des Channeltrons  $10^8$  mal vervielfacht werden. Die entstehenden Ladungspulse werden verstärkt und in einen Diskriminator geleitet. Dort können Störpulse und Übersprechen zwischen Kanälen unterdrückt werden, indem nur Pulse mit einer Stärke oberhalb einer einstellbaren Schwelle weitergeleitet werden. Der anschließende Latching-Scaler zählt die nunmehr korrigierten Pulse. Um den technischen Aufwand zu begrenzen, werden alle Channeltrons parallel

mit der gleichen Detektorspannung versorgt und die Diskriminatorschwelle für alle Kanäle gleich gesetzt. Dies bedingt aber, daß alle Detektoren in ihren Pulshöhenspektren auch bei verschiedenen Zählraten übereinstimmen.

Aus der gemessenen Zählrate  $C$  eines Detektors erhält man den Fluß  $\phi$  von Atomen der ausgewählten Energie  $E$  und Masse  $M$  in den Analysator mit Hilfe der Kanalempfindlichkeit  $\eta_{ch}$ . Der Zusammenhang läßt sich schreiben als

$$\phi = \frac{C}{R \cdot E \cdot \eta_{ch}}$$

wobei  $R$  die Energieauflösung des Kanals bedeutet. Die Kanalempfindlichkeit hängt im wesentlichen von drei Faktoren ab:

$$\eta_{ch} = \eta_{ion} \cdot \eta_{sc} \cdot \eta_G$$

$\eta_{ion}$  ist der Anteil der in der Strippingzelle reionisierten Teilchen. Der Faktor  $\eta_{sc}$  berücksichtigt die Verluste von Ionen durch Streuung in der Strippingzelle, und  $\eta_G$  beschreibt das Vermögen des Kanals, die Ionen auf den Detektor zu sammeln;  $\eta_G$  hängt ab von der Divergenz des Ionenstrahls und von der Ionenoptik des Kanals selbst. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren ist 100 % [32].

### 6.3 Vorgehensweise bei der Eichung

Die vollständige Eichung des Analysators beinhaltet die Bestimmung der

- Funktionstüchtigkeit der Detektoren
- Energie der Kanäle für verschiedene Magnetfeldstärken (quadratische Beziehung)
- elektrischen Ablenkspannung (linearer Verlauf mit der Energie und gleicher Betrag für alle Kanäle)
- Energieauflösung der Kanäle
- Massenunterdrückung der Kanäle
- Umladungseffizienz der Strippingzelle in Abhängigkeit von Druck und Energie

Zu Beginn wird die Kalibration der eingebauten Magnetfeldsonde mit einem geeichten Gaußmeter geprüft. Anschließend wird der Strahl durch Variation des magnetischen und elektrischen Feldes über die Oberfläche der einzelnen Detektoren "gefahren" und die Zählrate gemessen. Hierbei werden auch mögliche Schwankungen in der örtlichen Empfindlichkeit der Detektoren festgestellt. Detektoren mit sog. "Totzonen" müssen ausgewechselt werden.

Im zweiten Teil der Eichung wird der Strahl sowohl horizontal als auch vertikal über den Analysatorkanal geführt; daraus folgen die Energieauflösung  $R$  bzw. die Massenunterdrückung; erstere ist durch die magnetische, letztere durch die elektrische Ablenkung definiert. Für die Messung der Nachweisempfindlichkeit  $\eta_{ion} \cdot \eta_{sc} \cdot \eta_G$ , abhängig von Energie und Strippingzellendruck, muß der Absolutwert  $\phi$  des Neutralteilchenflusses in den Analysator bekannt sein. Dazu wird das Strahlprofil mit dem Channeltron in Geradeaus-Richtung vermessen. Aus der Signalintensität der Kanäle bezogen auf die Geradeaus-Richtung ergibt sich die Nachweisempfindlichkeit.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten in der zur Verfügung stehenden Zeit folgende Messungen am Analysator durchgeführt werden:

- Eichung des magnetischen Ablenkkfeldes
- Prüfung der Detektoreigenschaften
- Messung des Strahlprofils

sowie die exemplarische Bestimmung an einigen Analysatorkanälen:

- der Energieauflösung
- der Massenunterdrückung

Der bereitstehende Analysator war schon am JET im Einsatz und wurde daher schon früher geeicht. Er soll an ASDEX-Upgrade wieder in Betrieb genommen werden, wobei die Daten der jetzigen Eichung mit denen der früheren am ENEA-Institut in Frascati verglichen werden.

## 6.4 Erste Messungen zur Eichung des Neutralteilchenanaly- sators

### 6.4.1 Eichung des magnetischen Ablenkfeldes

Die Einstellung des Magnetfeldes  $B$  mit dem Spulenstrom ist wegen der Hysterese ungeeignet. Deswegen wird das Magnetfeld des Analysators mit einer eingebauten Hallsonde gemessen. Deren Empfindlichkeit wird mit einem geeichten Gaußmeter bestimmt. Abb. 6.4 zeigt diese Messung. Die Meßpunkte werden wegen der Nichtli-

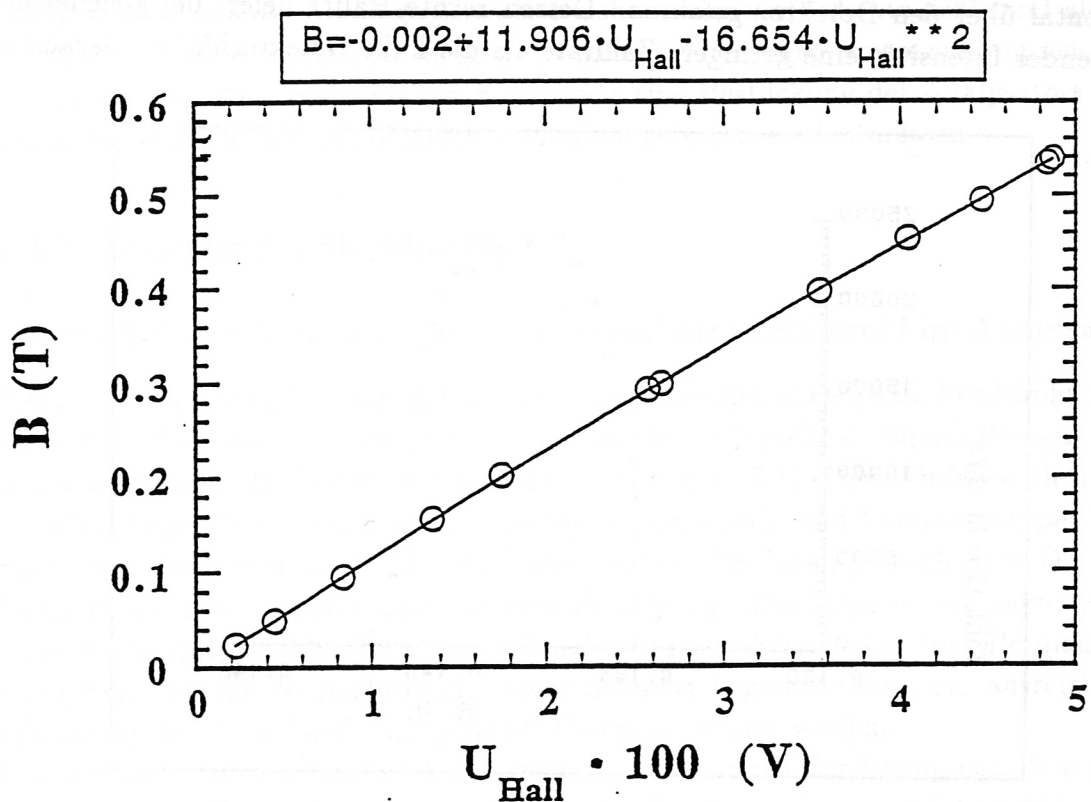


Abbildung 6.4: Die Eichung des magnetischen Ablenkfeldes  $B$  des Analysators mit einem Gaußmeter; Hallsonde:  $I = 100 \text{ mA}$ , ohne Linearisierungswiderstand

nearität der Hallsonde quadratisch gefittet; aus den sich ergebenden Fitparametern wird für alle nachfolgenden Messungen das Magnetfeld berechnet.

### 6.4.2 Prüfung der Detektoreigenschaften

Der Analysator war bereits fünf Jahre in Betrieb und stand etwa zwei Jahre lang still. Die Channeltrons sind gealtert und ihr Pulshöhenspektrum hat sich verändert. Der Alterungsprozeß ist u. a. abhängig von der Zahl der Meßpulse, die für die Analysatorkanäle sehr verschieden ist. Eine Einschränkung der Funktionstüchtigkeit wurde befürchtet.

Bei der Prüfung hat sich folgendes herausgestellt:

Die Detektorfläche einiger Channeltrons ist lokal verschieden empfindlich. In Abb. 6.5 wird der Ionenstrahl durch Variation des magnetischen Ablenkfeldes horizontal über den Detektor gefahren. Dessen rechte Hälfte liefert bei gleicher einfallender Intensität eine geringere Zählrate als die linke Detektorhälfte. Daraus er-

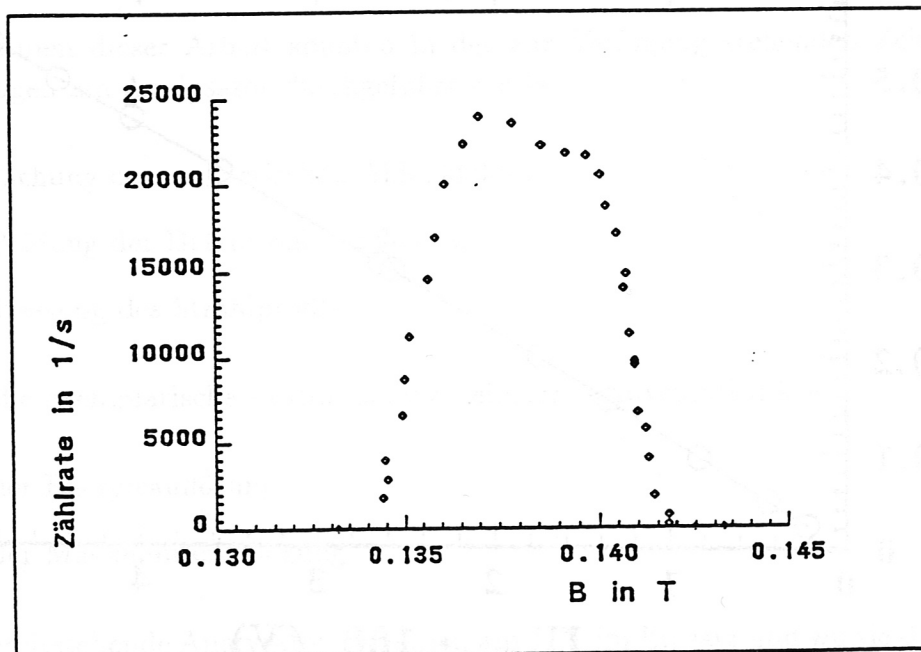


Abbildung 6.5: Beispiel für einen Detektor mit lokal unterschiedlicher Empfindlichkeit; ein gleichmäßig empfindlicher Detektor würde im Zentrum ein flaches Plateau zeigen.

geben sich Konsequenzen bei der Messung am Fusionsplasma. Es verändert sich die Energieauflösung und damit auch die Empfindlichkeit des Detektors, da sich der Schwerpunkt der Kanalenergie verschiebt.

Die maximale Zählrate beträgt bei guten neuen Channeltrons  $10^6 \text{ s}^{-1}$ . Diese ist not-

wendig für die hohe Zeitauflösung beim Studium transienter Vorgänge am Plasma. Die alten Channeltrons brauchen eine wesentlich höhere und sehr unterschiedliche Detektorspannung für eine gleiche Signalpulshöhe (Verstärkung). Die maximale Pulsrate beträgt weniger als  $10^5 \text{ s}^{-1}$ . Darüber sind die Pulse zu klein für die Detektion und zur Unterscheidung von Störungen und Rauschen. Abb. 6.6 zeigt Pulshöhenspektren von Kanal 10 D bei verschiedenen Zählraten und gleicher, aber bereits gegenüber der Spezifikation des Herstellers ( $-2.7 \text{ kV}$  bei Verstärkung  $10^8$ ) stark erhöhten Detektorspannung von  $-3.25 \text{ kV}$ . Die Abbildungen entstanden durch numerische Differentiation der Zählrate nach der Schwellenspannung  $U_{Thr}$ .

Die unterschiedlichen Eigenschaften der Detektoren würden für jeden Kanal eine eigene Detektor- und Schwellenspannung erfordern. Selbst dann wäre aber nicht gewährleistet, daß die Abhängigkeit der Pulshöhe von der Pulsrate genügend gleich ist. Zudem müßten beide Spannungen infolge der Alterungsprozesse ständig neu angepaßt werden. Aus diesen Gründen erscheint eine Bestückung des Analysators mit neuen Detektoren sinnvoll, obgleich auch diese getestet werden müssen.

### 6.4.3 Messung des Strahlprofils

#### Der Einfluß der Neutralisationsstrecke auf das Strahlprofil im Analysator

Der zur Vermessung des Analysators verwendete Ionenstrahl wird im Strahlrohr zwischen dem Massenseparationsmagneten und der Strippingzelle durch das Restgas, das hauptsächlich aus  $\text{H}_2$  besteht, neutralisiert (siehe Abb. 3.1). Diese einfache Methode erfordert keine Neutralisationszelle mit eigener Gaszufuhr und Vakuumpumpe. Magnetische Streufelder im Strahlrohr lenken jedoch die Ionen je nach dem Ort der Neutralisation verschieden weit aus dem Strahlgang. Die Folge ist ein asymmetrisches Profil mit erhöhter Divergenz. Durch geeignete Platzierung eines Permanentmagneten, der die Neutralisationsstrecke definiert begrenzt, kann ein ausreichend symmetrisches Strahlprofil mit geringer Divergenz erzielt werden.

Der zentrale Teil des Neutralstrahls wird beim Passieren der Strippingzelle ausgeblendet und trifft auf das Channeltron am Analysatorausgang, gezeigt in Abb. 3.1. Dieses ist, mit einer 0.5-mm-Blende ausgestattet, horizontal verschiebbar und erlaubt eine Messung des Neutralstrahlprofils im Analysator. Untersucht wurde der Einfluß der Position des Magneten auf das Strahlprofil. Abb. 6.7 zeigt für verschiedene Positionen des Magneten die erhaltenen Strahlprofile, entstanden durch Verschieben des Channeltrons nach rechts in Strahlrichtung gesehen beginnend von einem festen Ausgangspunkt (Position 12 mm) bezüglich des Analysatorgehäuses. Erwartungsgemäß wird der Strahldurchmesser umso kleiner, je kürzer man die Neutralisationsstrecke wählt. Die Energie der Ionen liegt in beiden Messungen bei  $5.2 \text{ keV}$ ; der niedrige  $\text{H}_2$ -Druck von  $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  in der Strippingzelle erhöht

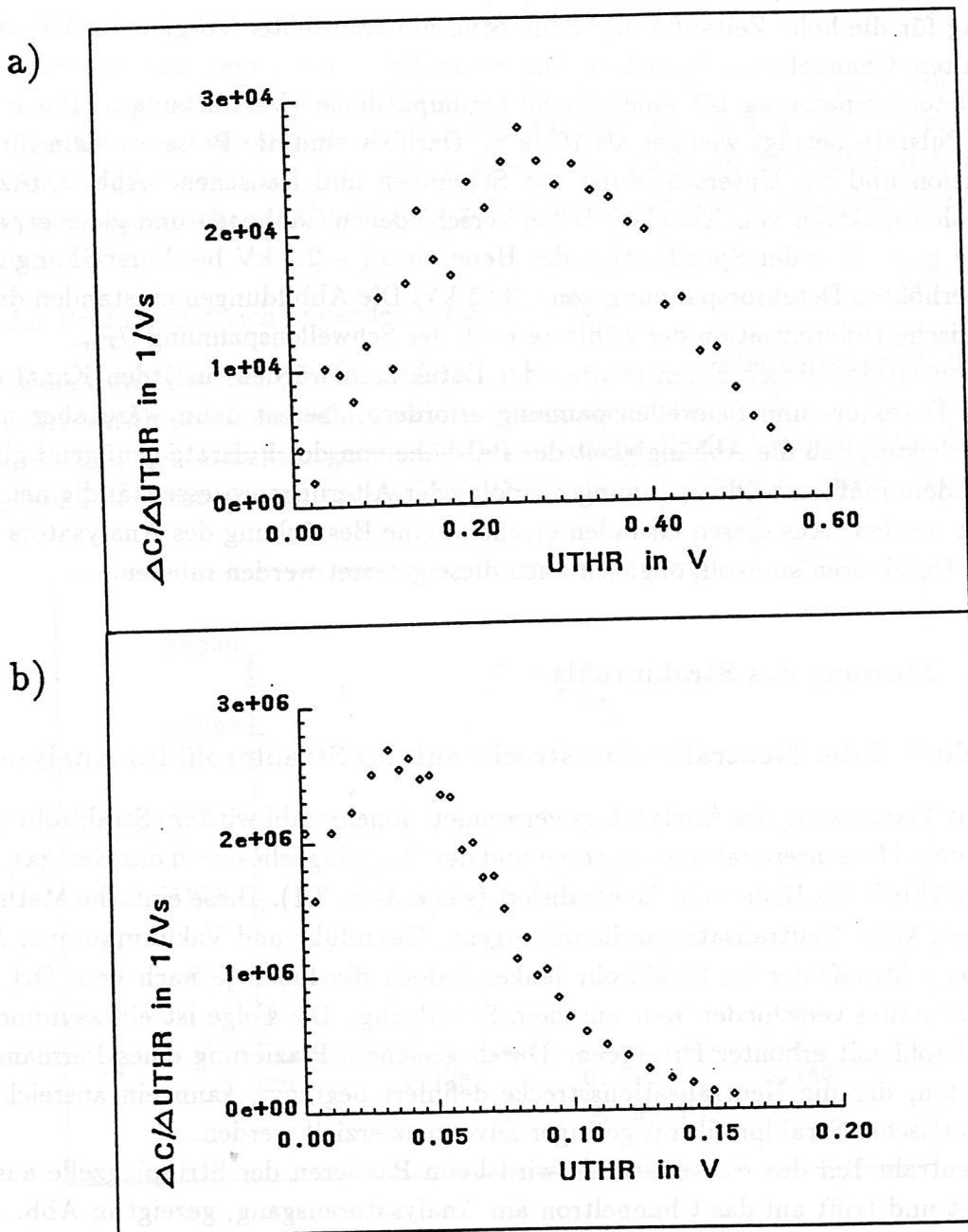


Abbildung 6.6: Pulshöhenspektren von Kanal 10 D: Aufgetragen ist die Zählrate differenziert nach der Schwellenspannung als Funktion der Schwellenspannung.

a) bei einer Zählrate von  $10^4 \text{ s}^{-1}$ ; das Maximum im Pulshöhenspektrum, d. h. die am häufigsten vorkommende Pulshöhe, ist 280 mV.

b) bei einer Zählrate von  $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ ; das Maximum nimmt zu kleineren Schwellenspannungen hin nur etwa 30 % ab und beträgt 40 mV.

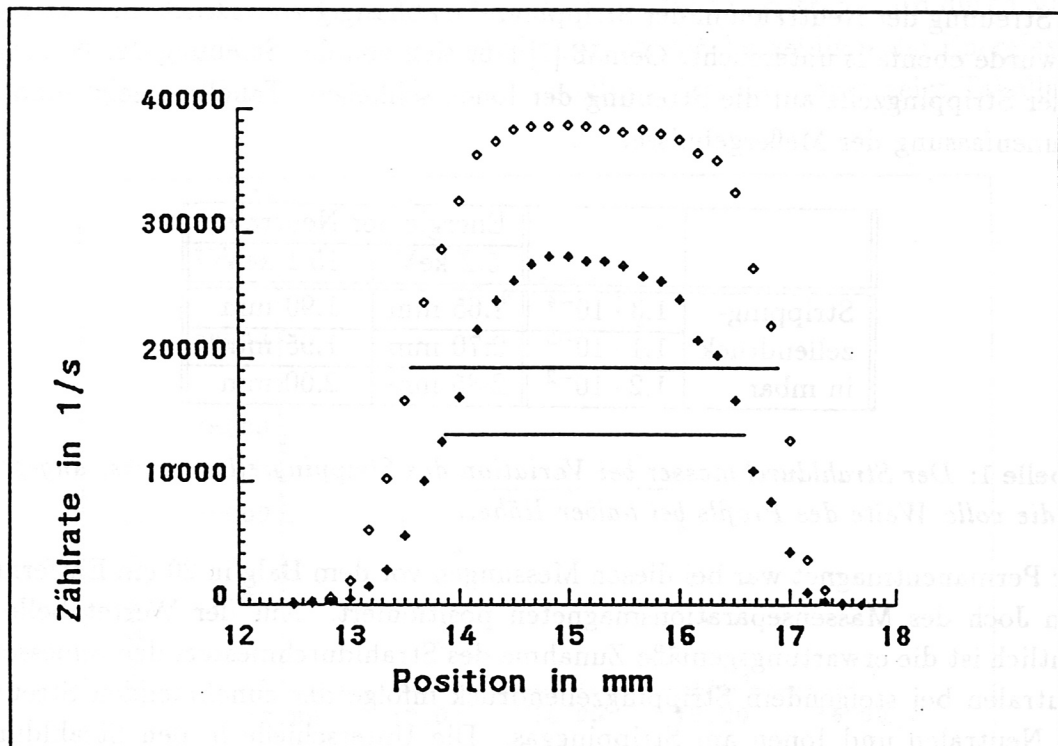


Abbildung 6.7: Das Profil des Neutralstrahls am Analysatorausgang:

- a) Der Permanentmagnet befindet sich in Strahlrichtung hinter der 2-mm-Blende im Strahlrohr (Vgl. Abb. 3.1); der Abstand zum Joch des Massenseparationsmagneten beträgt 50 cm und der Strahldurchmesser, die volle Weite bei halber Höhe des Profils, ergibt sich zu 3.3 mm.
- b) Der Permanentmagnet befindet sich vor der 2-mm-Blende; der Abstand zum Joch beträgt 20 cm und der Strahldurchmesser 2.7 mm.



den Strahldurchmesser durch Streuung kaum.

### Der Einfluß der Streuung in der Strippingzelle auf das Strahlprofil

Die Streuung der Neutralen in der Strippingzelle abhängig vom Druck und der Energie wurde ebenfalls untersucht. Gemäß [7] läßt sich von der Streuung der Neutralen in der Strippingzelle auf die Streuung der Ionen schließen. Tabelle 1 zeigt eine Zusammenfassung der Meßergebnisse.

		Energie der Neutralen	
		5.2 keV	15.1 keV
Strippingzellendruck in mbar	$1.3 \cdot 10^{-4}$	2.65 mm	1.90 mm
	$1.1 \cdot 10^{-3}$	2.70 mm	1.95 mm
	$1.2 \cdot 10^{-2}$	2.85 mm	2.00 mm

Tabelle 1: Der Strahldurchmesser bei Variation des Strippingzellendrucks, angegeben ist die volle Weite des Profils bei halber Höhe.

Der Permanentmagnet war bei diesen Messungen vor dem Balg in 20 cm Entfernung vom Joch des Massenseparationsmagneten positioniert. Aus der Wertetabelle ersichtlich ist die erwartungsgemäße Zunahme des Strahldurchmessers der gemessenen Neutralen bei steigendem Strippingzellendruck infolge der zunehmenden Streuung der Neutralen und Ionen am Strippinggas. Die Unterschiede in den Strahldurchmessern bei beiden Energien ergeben sich aus der veränderten Fokussierung in der Ionenquelle (die Beschleunigungsspannung wurde erhöht).

Der vermessene Strahl füllt die Strippingzellenblende vollständig aus, bei niedrigen Drucken mit einer geringen Zuspitzung zum Zentrum, bei hohen Drucken ziemlich gleichmäßig. Die Situation am Plasmaexperiment wird damit gut simuliert.

#### 6.4.4 Bestimmung der Energieauflösung eines Detektorkanals

Das Magnetfeld  $B$  des Analysators ist mit der Konstanten  $C$  und der Ionenmasse  $M$  gemäß

$$B^2 = C \cdot M \cdot E \quad (6.2)$$

mit der Ionenenergie  $E$  verknüpft. Die Energieauflösung eines Kanals ist bestimmt durch die Detektorbreite und gegeben durch

$$\frac{2\Delta B}{B} = \frac{\Delta E}{E}.$$

Die Energiebreite kann gemessen werden, falls der Ionenstrahl kleiner ist als die Ausdehnung des Detektors. Dies wurde anhand der Analysatorgeometrie nachgeprüft. Es ergaben sich Strahldurchmesser von 2.7 – 3.3 mm. Den typischen Verlauf der Zählrate als Funktion der Energie zeigt Abb. 6.8. Der Ionenstrahl wird durch Variation des Magnetfeldes horizontal über die Detektorfläche geführt; die Energieskala ergibt sich gemäß Gl. 6.2. Eine Zusammenstellung der Messungen zeigt Tabelle 2.

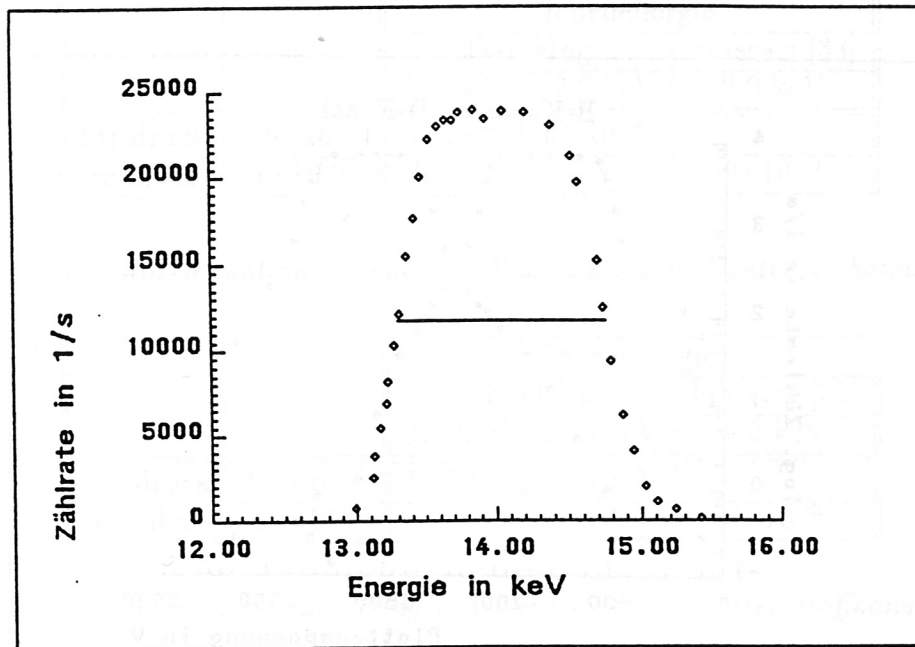


Abbildung 6.8: Die gemessene Zählrate als Funktion des magnetischen Ablenkfeldes, das bereits in Energieeinheiten umgerechnet ist; die Energie der Ionen beträgt 14 keV.

Kanal	Ionenenergie			
	Garching			Frascati [8]
	8.5 keV	14.3 keV	16.9 keV	15.0 keV
3 D	13.4 %	13.3 %	13.0 %	13.5 %
4 H	10.5 %	10.5 %	10.5 %	11.5 %
7 D	10.3 %	10.3 %	10.3 %	10.3 %

Tabelle 2: Die gemessene Energieauflösung der Kanäle 3 D, 4 H und 7 D bei unterschiedlicher Strahlenergie.

Die Energieauflösung liegt zwischen 10% und 14% und stimmt innerhalb der Meßunsicherheiten gut mit den früheren Messungen aus Frascati überein.

## 6.4.5 Die Messung der Massenunterdrückung

Die Massentrennung geschieht im Analysator durch ein elektrostatisches Feld zwischen parallelen Platten, das parallel zum magnetischen Ablenkbild gerichtet ist. Für die Messung wird die Plattenspannung variiert und der Ionenstrahl vertikal über den Wasserstoff- und Deuteriumkanal geführt (siehe Abb. 6.3). Eine typische Messung bei 12.2 keV Ionenenergie zeigt Abb. 6.9. Für beide Kanäle ergibt sich ein Plateau,

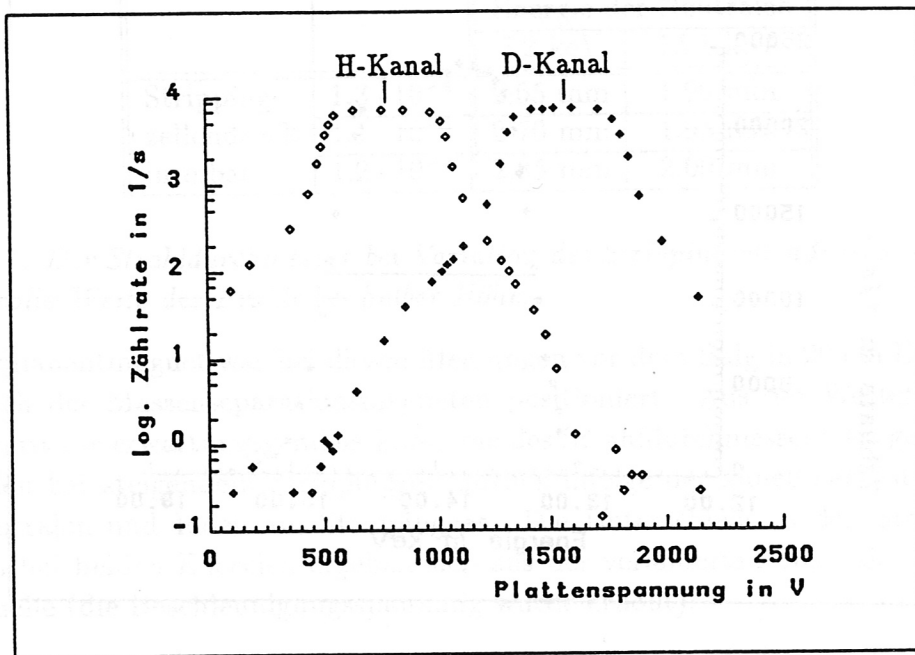


Abbildung 6.9: Eine typische Messung zur Massenunterdrückung. Dargestellt ist der Logarithmus der Zählrate im Wasserstoff- (H) und Deuteriumkanal (D) in Abhängigkeit von der Plattenspannung; bei Erhöhung der Plattenspannung wird der Ionenstrahl zunehmend vertikal abgelenkt und überstreicht zuerst den Wasserstoff- und anschließend den Deuteriumkanal.

dessen Mitte die zu diesem Kanal gehörende optimale Plattenspannung definiert. Da der Magnet nach dem Impuls der Teilchen separiert, wird Deuterium genauso abgelenkt wie Wasserstoff mit der doppelten Energie. Die optimale Ablenkspannung sollte also für den Deuteriumkanal doppelt so groß sein wie für den Wasserstoffkanal, da das elektrische Feld nach der Energie separiert. Das ist, wie man aus Abb. 6.9 sieht, sehr gut der Fall (780 V für H und 1560 V für D). Die Massenunterdrückung wird, wenn man mit einem Strahl nur einer Masse arbeitet, bestimmt aus dem Verhältnis der Zählraten bei der zu diesem Kanal gehörigen Plattenspannung und der dem Massenverhältnis entsprechend geänderten Plattenspannung.

Aus Abb. 6.9 ist erkennbar, wie empfindlich die Massenunterdrückung vom Strahlprofil im äußeren Bereich des Strahls beeinflusst wird. Auch die geometrischen Gegebenheiten zwischen den Ablenkplatten und den Detektoren spielen eine wesentliche Rolle. Infolge von Streueffekten wird die Massenunterdrückung auch von der Ionenenergie und dem Druck in der Strippingzelle beeinflusst. Tabelle 3a und 3b zeigen den Einfluß der Ionenenergie an Meßergebnissen von Kanal 10.

		Ionenenergie		
		Garching		Frascati [33]
		3.2 keV	12.2 keV	9.0 keV
Str.druck in mbar	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$	
	$1 \cdot 10^{-2}$			$9 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3a: Die Massenunterdrückung von Wasserstoff im Deuteriumkanal 10.

		Ionenenergie		
		Garching		Frascati [33]
		3.2 keV	12.2 keV	9.0 keV
Str.druck in mbar	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	
	$1 \cdot 10^{-2}$			$6 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3b: Die Massenunterdrückung von Deuterium im Wasserstoffkanal 10.

Die Ergebnisse passen gut zu den Werten aus Frascati. Übereinstimmend mit den theoretischen Vorhersagen verbessert sich die Massenunterdrückung bei Erhöhung der Ionenenergie infolge des abnehmenden Streuquerschnitts.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Der Gegenstand dieser Arbeit war der Aufbau und die Untersuchung einer Neutralstrahlapparatur für die Eichung eines Neutralteilchenanalysators. Zur Simulation der aus einem Fusionsplasma kommenden Neutralen bot sich eine Ionenquelle mit anschließender Neutralisationsstrecke an. Nach der Inbetriebnahme der Ionenquelle und des Beschleunigungssystems sowie dem Aufbau einer elektronischen Erfassung und rechnergestützten Auswertung der Meßdaten wurden die Eigenschaften des mit diesem System erzeugten Strahls bestimmt und seine Eignung für die Eichung des Analysators geprüft.

Das Plasma der Ionenquelle nach Art einer Penning-Entladung brannte stabil, wenn Druck und Magnetfeld in der Quelle innerhalb gewisser Grenzen gehalten wurden. Bei zu niedrigem Druck, unterhalb  $6 \cdot 10^{-4}$  mbar, konnte keine Entladung gezündet werden; war der Druck zu hoch, bestand die Gefahr von Überschlägen im Glasrohr der Gaszufuhr ( $3 \cdot 10^{-3}$  mbar bei 20 kV Beschleunigungsspannung). War das Magnetfeld größer als es der Wirkung eines Stroms von 1.5 A entsprach, wurde die Entladung instabil.

Bei einem Strahlstrom von wenigen  $\mu\text{A}$  waren die Raumladungseinflüsse für den Transport des Strahls vernachlässigbar. Die Fokussierungseigenschaften des Beschleunigungssystems konnten daher gut untersucht werden. Es zeigte sich ein deutlicher Einfluß der Immersionslinse auf die Fokussierung, der völlig vom Einfluß der Primärfokussierung durch die Plasmagrenzfläche der Ionenquelle getrennt werden konnte. Unter Beibehaltung stabiler Bedingungen in der Quelle konnte die Strahlstromdichte vor den Blenden des Analysators durch Defokussierung gezielt verändert werden.

Die Massenseparation des Strahls mit einem Magnetfeld führte zu deutlich getrennten Strahlen der aus der Quelle abgesaugten Ionen  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$  und  $\text{H}_3^+$ . Das Massenauflösungsvermögen beträgt etwa 11. Die Strahlzusammensetzung wurde in Abhängigkeit von Druck und Bogenstrom in der Quelle geprüft. Der in der Eichung des Analysators verwendete  $\text{H}^+$ -Anteil am Gesamtstrom war stets kleiner als 10 % und kam damit der für die Eichung notwendigen Reduzierung der Strahlintensität

entgegen.

Die Energiebreite des durch die Blenden am Analysatoreingang ausgewählten und massenseparierten Strahls war mit 0.6 % deutlich kleiner als die zu 10 % erwartete Energiebreite der Analysatorkanäle.

Mit der Neutralisationsstrecke hinter dem Massenseparator konnte ein Neutralstrahl erzeugt werden, dessen Intensität dem dynamischen Bereich der Detektoren angepaßt werden kann.

Insgesamt erfüllt der Strahl mit seiner guten Massen- und Energieauflösung und seiner Intensität die wesentlichen Anforderungen zur Eichung des Analysators.

Es gelang, erste Messungen am Analysator, der schon vor mehreren Jahren an einem anderen Institut in Betrieb war, auszuführen.

Die Prüfung der Channeltrons ergab eine unterschiedliche Verstärkung und maximal zulässige Zählrate. Zudem zeigen sie auf der Detektorfläche eine lokal stark verschiedene Empfindlichkeit. Für Messungen am Fusionsplasma müssen die Detektoren ausgetauscht werden.

In Absolutmessungen der magnetischen und elektrischen Ablenkfelder bei verschiedenen Energien sowie der Energieauflösung und der Massenunterdrückung der Kanäle ergab sich, daß der Analysator seine Eigenschaften im Vergleich zur früheren Eichung nicht verändert hat.

## Anhang A

### Erdungstechnik

Beim Betrieb der Ionenquelle ereigneten sich Hochspannungsüberschläge in der Gaszufuhr oder im Rezipienten, die Schäden in der Elektronik der Meßwertaufnahme verursachten. Es war deshalb große Sorgfalt bei den Erdungsmaßnahmen notwendig.

Der wesentliche Aspekt dabei war das Vermeiden von Erdungsschleifen. Bei einem Überschlag werden darin durch die zeitliche Stromänderung und die Induktivität der Leitungen Spannungen induziert, die die zulässige Signalhöhe am ADC weit überschreiten können. Um diese Schleifen aufzutrennen, wurden sämtliche Spannungsversorgungen erdungsfrei über einen Trenntransformator betrieben und die Erdung der Versorgungsgeräte am Gehäuse vorgenommen. Die Erdungsleitungen sollen im Idealfall sternförmig zu einem Haupterdungspunkt laufen. Abb. A.1 zeigt den Aufbau der gesamten Erdung. Außerdem wurden alle Meß- und Steuerleitungen über DC-Trenner zwischen Experiment und Datenaufnahme galvanisch getrennt. Alle Kabelschirme sind an der einen Seite vom Stecker entfernt und auf der anderen Seite über Buchse und Gehäuse geerdet.

Auch die Workstation ist durch einen Trenntrafo von der Netzerde abgekoppelt und am Gehäuse der CAMAC-Einheit geerdet.

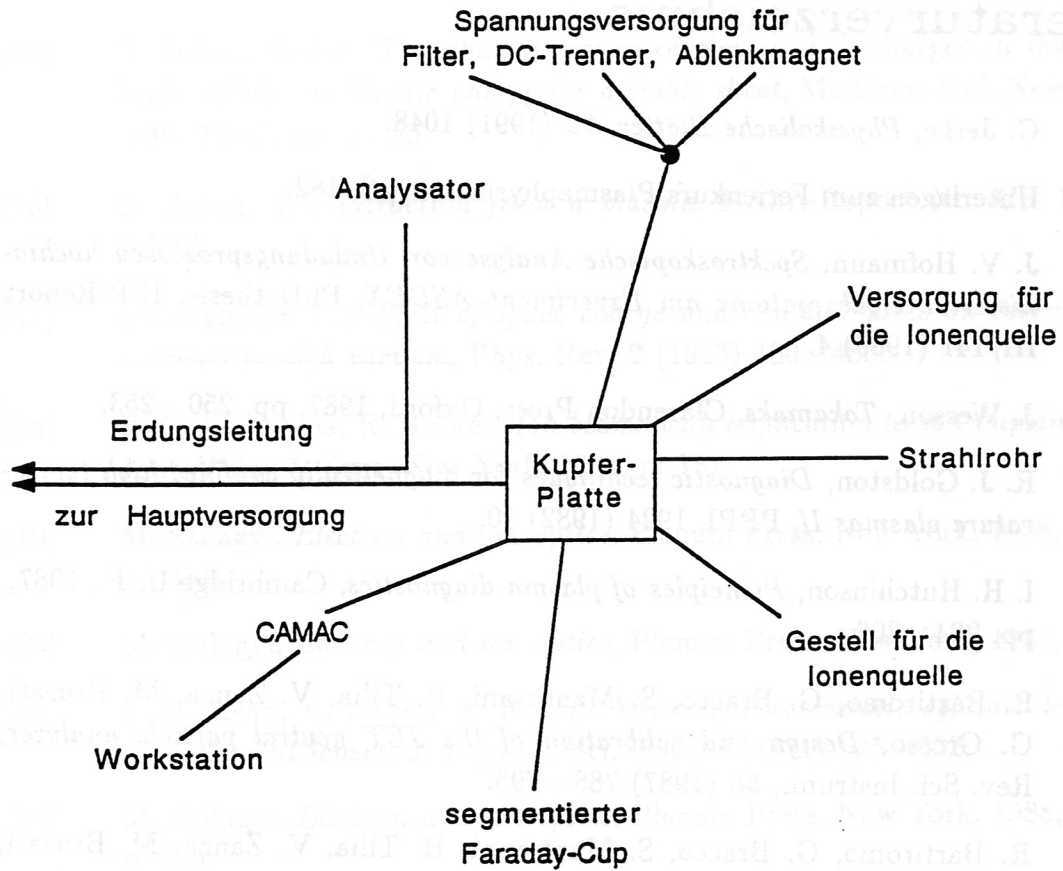


Abbildung A.1: Aufbau der Erdung



## Literaturverzeichnis

- [1] G. Jerke, *Physikalische Blätter*, **12** (1991) 1048.
- [2] Unterlagen zum Ferienkurs Plasmaphysik 1990, S. 182.
- [3] J. V. Hofmann, *Spektroskopische Analyse von Umladungsprozessen hochionisierter Rydbergatome am Experiment ASDEX*, PhD thesis, IPP-Report III/141 (1989) 4.
- [4] J. Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press, Oxford, 1987, pp. 250 - 253.
- [5] R. J. Goldston, *Diagnostic techniques for magnetically confined high temperature plasmas II*, PPPL 1924 (1982) 10.
- [6] I. H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge U. P., 1987, pp. 284 - 306.
- [7] R. Bartiromo, G. Bracco, S. Mantovani, B. Tilia, V. Zanza, M. Brusati, G. Grosso, *Design and calibration of the JET neutral particle analyzer*, Rev. Sci. Instrum., **58** (1987) 788 - 795.
- [8] R. Bartiromo, G. Bracco, S. Mantovani, B. Tilia, V. Zanza, M. Brusati, G. Grosso, *Design and calibration of the JET neutral particle analyzer*, ENEA, Frascati, No. RT/FUS/85/21(1985) 23 - 31.
- [9] C. F. Barnett, Atomic Data for Fusion, *Collisions of H, H<sub>2</sub>, He and Li atoms and ions with atoms and molecules*, ORNL-6086, **1** (1990) A-28.
- [10] C. F. Barnett, Atomic Data for Fusion, *Collisions of H, H<sub>2</sub>, He and Li atoms and ions with atoms and molecules*, ORNL-6086, **1** (1990) E-6.
- [11] R. L. Freeman, E. M. Jones, *Atomic collision processes in plasma physics experiments*, UKAEA Research Group, Culham, CLM-R 137 (1974) 6.
- [12] M. Alonso, E. J. Finn, *Fundamental University Physics, Vol. III: Quantum and statistical physics*, Addison-Wesley, 1968, p. 527.
- [13] M. v. Ardenne, *Tabellen zur angewandten Physik*, VEB Berlin, 1962, Vol.1, S. 77 - 80.

- [14] C. Lejeune, Series: Advances in electronics and electron physics, *Applied charged particle optics*, Academic Press, New York, 1983, Suppl. 13 C, p. 214.
- [15] D. Bohm, Series: The characteristics of electrical discharges in magnetic fields, *Minimum kinetic energy for a stable sheath*, Mc-Graw-Hill, New York, 1949, 13 C, pp. 7 - 86.
- [16] G. Aston, *Ion extraction from a plasma*, NASA-Report No. CR 159849 (1980).
- [17] I. Langmuir, *The effect of space charge and residual gases on thermoionic currents in high vacuum*, Phys. Rev. 2 (1913) 450 - 460.
- [18] R. G. Wilson, G. R. Brewer, *Ion beams with application to ion implantation*, John Wiley & Sons, New York, 1988, p. 181.
- [19] M. Szilagy, *Electron and ion optics*, Plenum Press, New York, 1988, p. 314.
- [20] M. Szilagy, *Electron and ion optics*, Plenum Press, New York, 1988, p. 73.
- [21] F. H. Read, A. Adams, J. R. Soto-Montiel, *Electrostatic cylinder lenses I: Two element lenses*, J. Phys. E: Sci. Instr. 4 (1971) 625 - 632.
- [22] M. Szilagy, *Electron and ion optics*, Plenum Press, New York, 1988, p. 335.
- [23] R. Hutter, *Beams with space charge*, in: Focusing of charged particles (ed. by A. Septier), Academic Press, 1967, New York, 2, pp. 3 - 22.
- [24] P. N. Daykin, *Electrode shape for a cylindrical electron beam*, Brit. J. of Appl. Phys. 6 (1955) 248 - 250.
- [25] R. G. Wilson, G. R. Brewer, *Ion beams with application to ion implantation*, John Wiley & Sons, New York, 1988, p. 162.
- [26] J. R. Pierce; *Rectilinear electron flow in beams*, J. Appl. Phys., 11 (1940) 548 - 554.
- [27] G. R. Brewer, *High intensity electron guns*, in: Focusing of charged particles (ed. by A. Septier), Academic Press, New York, 1967, Vol. 2, p. 30.
- [28] Bedienungsanleitung der Ionenquelle, S. 15.

- [29] M. v. Ardenne, *Tabellen zur angewandten Physik*, VEB Berlin, 1962, Vol.1, S. 559 - 563.
- [30] C. A. Dowell, *Mass spectroscopy*, Mc-Graw-Hill, New York, 1963, p. 137.
- [31] R. Bartiromo, G. Bracco, S. Mantovani, B. Tilia, V. Zanza, M. Brusati, G. Grosso, *Design and calibration of the JET neutral particle analyzer*, ENEA, Frascati, No. RT/FUS/85/21 (1985) 8 - 13.
- [32] J. R. Sharber, J. D. Winningham, W. R. Sheldon, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS (1968) 536.
- [33] R. Bartiromo, *Private Mitteilung*.

## Danksagung

Herrn Prof. Dr. K. PINKAU danke ich für die Möglichkeit, daß ich diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen konnte.

Herrn Dr. W. HERRMANN und Herrn Dr. H.-U. FAHRBACH möchte ich besonders danken für die Vergabe des interessanten Themas, ihren ständigen persönlichen Einsatz bei dieser Arbeit und die zahlreichen Auskünfte und Erklärungen zu allen physikalischen Fragestellungen.

An Herrn Dr. U. SCHUMACHER richtet sich ebenfalls mein besonderer Dank für seine außerordentliche Hilfsbereitschaft und sein konstruktives Interesse an dieser Arbeit.

Den Herren H.-K. SCHNEIDER, G. ZIMMERMANN und H. FRISCHMUTH danke ich für ihre Unterstützung beim Aufbau des Experiments sowie der raschen und kompetenten Durchführung vieler Umbauten an der Apparatur.

Danken möchte ich Herrn Dr. T. OZAKI für die wertvolle Unterstützung in fachlichen Fragen und bei den Messungen am Analysator.

Herrn R. MERKEL schulde ich Dank für seine stete Hilfsbereitschaft bei Problemen in der rechnergestützten Datenaufnahme.

Den Mitarbeitern der Werkstatt von Herrn K. SAHNER danke ich für die spontane Ausführung zahlreicher Aufträge.

Zu besonderem Dank verpflichtet bin ich meinen Kommilitonen für die freundschaftliche Zusammenarbeit und den regen Gedankenaustausch.

Meine Eltern, Josefine und Johann Scherübl, haben mich in allen Fragen stets tatkräftig unterstützt. Ich danke Ihnen sehr.