

Messungen an dem Ionenstrahl-Injektor-
System ISIS I mit Pendelelektronen-
Duoplasmatron

Investigations at the Ion-Beam Injection
System ISIS I using a Duoplasmatron with
Electron Oscillation in the Anode Plasma

Peter Ulbricht

IPP 2/87

April 1970

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MUNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Messungen an dem Ionenstrahl-Injektor-
System ISIS I mit Pendelelektronen-
Duoplasmatron

Investigations at the Ion-Beam Injection
System ISIS I using a Duoplasmatron with
Electron Oscillation in the Anode Plasma

Peter Ulbricht

IPP 2/87

April 1970

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

IPP 2/87
April 1970

P. Ulbricht

Investigations at the Ion Beam
Injection System ISIS I using a
Duoplasmatron with Electron
Oscillation in the Anode Plasma

Abstract

Investigations have been made to find suitable conditions for the injection of an ion beam which has small divergence, high intensity and of which the density distribution is Gaussian. This paper shows that the only parameters which influence the beam are those acting at the plasma boundary. These are the parameters of the ion source which determine the emission, and also the extraction field strength and the shape of the extraction field.

A modified four electrode duoplasmatron, with electron oscillation in the anode plasma, was used as an ion source. With this type of source a favourable relation between arc current and emission current was obtained.

The space charge forces of the plasma boundary could be decreased by means of a plasma expansion cup.

Furthermore the different influences of the deceleration-acceleration system on the beam were investigated.

The mass analysis of the beam showed that this type of ion source delivers up to 50 % of H_1^+ -ions for arc currents in the range 1 - 7 amps. A high portion of metastable ions were observed.

Inhaltsverzeichnis

- 1) Einleitung
- 2) Aufbau des Experiments
- 3) Meßmethoden
- 4) Abhängigkeit der Ionenemission von den Quellenparametern
- 5) Einfluß der negativen Saugelektrodenspannung
- 6) Plasmagrenzschicht und Strahlprofil
- 7) Messung der Strahlintensität
- 8) Analyse des Massenspektrums

1) Einleitung

Für eine Reihe von Plasma-Experimenten in der Hochtemperaturphysik werden stromstarke Ioneneinschüßanlagen mit Ionenstrahlen kleiner Divergenz benötigt. Das im Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkungsexperiment WW2 benutzte Ardenne-Saugsystem in Verbindung mit der normalen Duoplasmatron-Ionenquelle lieferte mit einem Strahlstrom von nur ca. 80 mA und einer großen Strahlaufspreizung nicht die gewünschten Werte. Die hohe Ionenstromdichte im Absaugraum, eine Folge der kleinen Emissionsöffnung, warf wegen der Raumladung technisch schwer zu bewältigende Probleme auf. Es wurde daher ein neues Ionenstrahl-Injektorsystem (ISIS I) auf seine Verwendungsfähigkeit untersucht. (Abb. 1,2). In der vorliegenden Arbeit wurde eine modifizierte Duoplasmatron-Ionenquelle mit Elektronenoszillation im Anodenplasma benutzt. ¹⁾ Bei einem Neutralgasdruck von $1,2 \cdot 10^{-2}$ Torr H_2 liefert diese Quelle einen Ionenstrahlstrom von etwa 150 mA bei einer Absaugspannung von 40 kV und einer Teilchenenergie

von 30 keV und gestattet eine Emissionsöffnung von $d_e = 5 \text{ mm } \emptyset$ ohne den Absaugraum unzulässig hoch mit Neutralgas zu belasten. Ein weiterer Vorteil dieser Quelle ist, daß für 150 mA Strahlstrom nur ein Anodenstrom von 6A erforderlich ist.

2) Aufbau des Experiments

Die Quelle arbeitet mit nachgereinigtem Wasserstoffgas, das über ein Feindosierventil im Anodenraum eingespeist wird. Die Bogenelektronen-Reflektionsstrecke zwischen der Reflektionselektrode und der Zwischenelektrode beträgt 42 mm. Die Bohrung der dazwischen liegenden aus Kupfer bestehenden Anode ist 7 mm.

Das ermittelte Plasma expandiert in einen Plasmazyylinder aus nichtmagnetischem Stahl mit $d_p = 45 \text{ mm}$ (bzw. 37 und 85 mm) \emptyset und 67 mm Länge. Es bildet in dieser Elektrode unter dem Einfluß der Absaugspannung eine Grenzschicht, die Teil des ionenoptischen Systems ist und deren Form wesentlich für das Strahlprofil und den Ort der Strahltaile ist. Das Restmagnetfeld

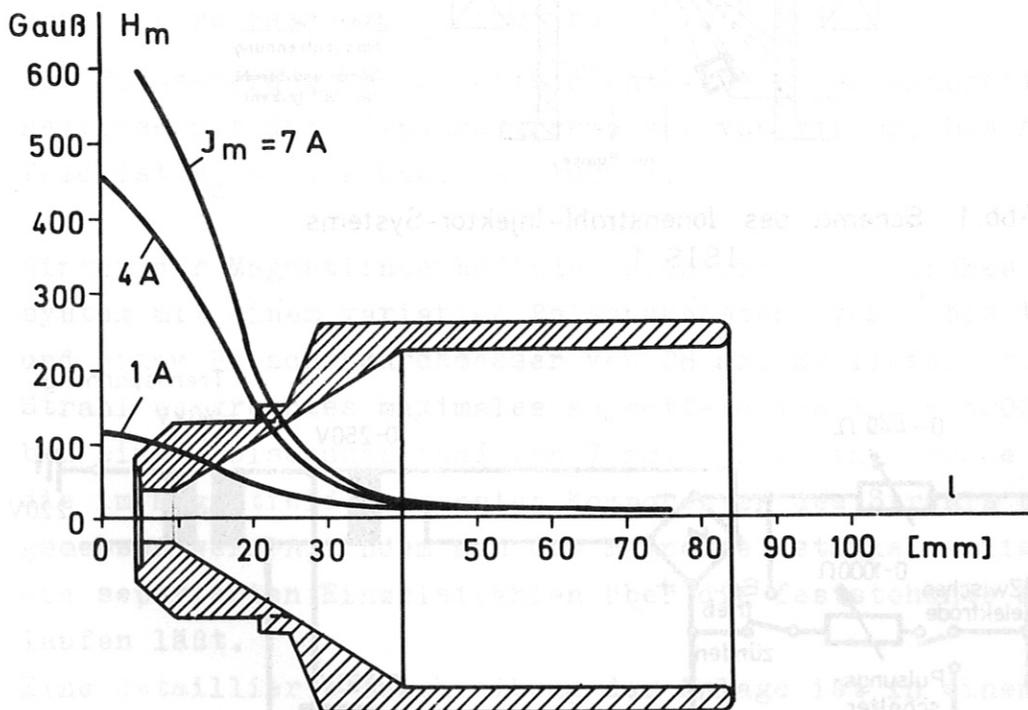


Abb. 3 Magnetverlauf im Bereich der Plasma-
Expansionelektrode

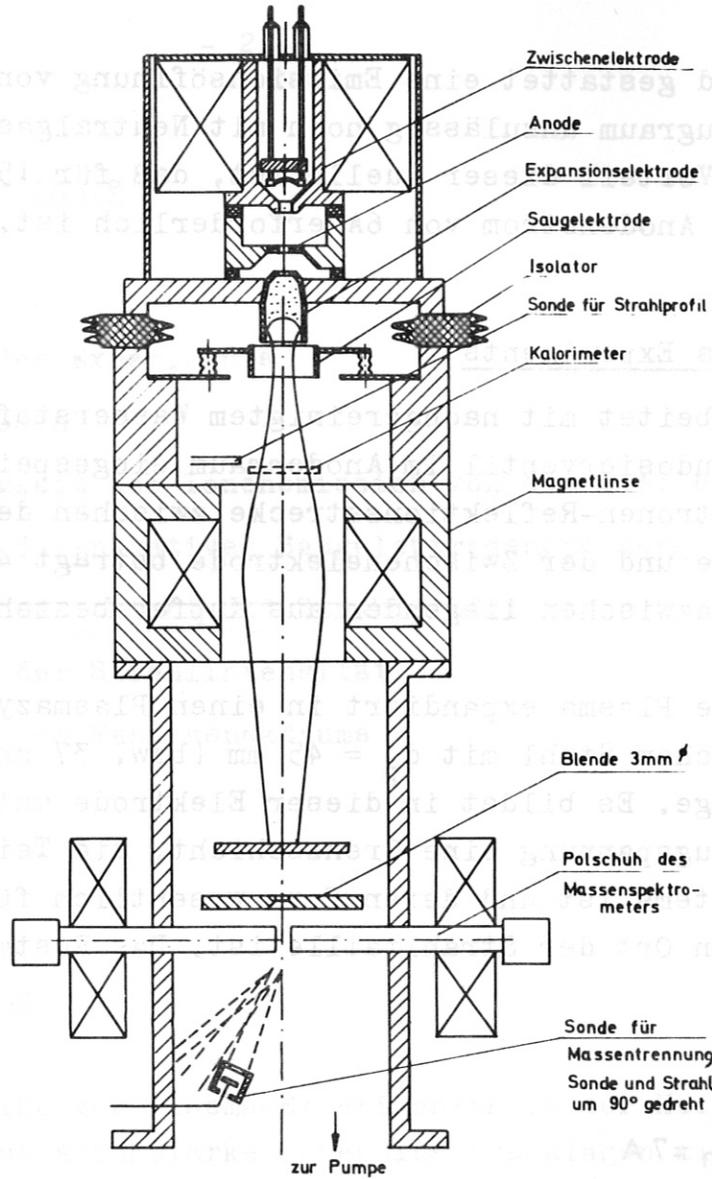


Abb.1 Schema des Ionenstrahl-Injektor-Systems
ISIS 1

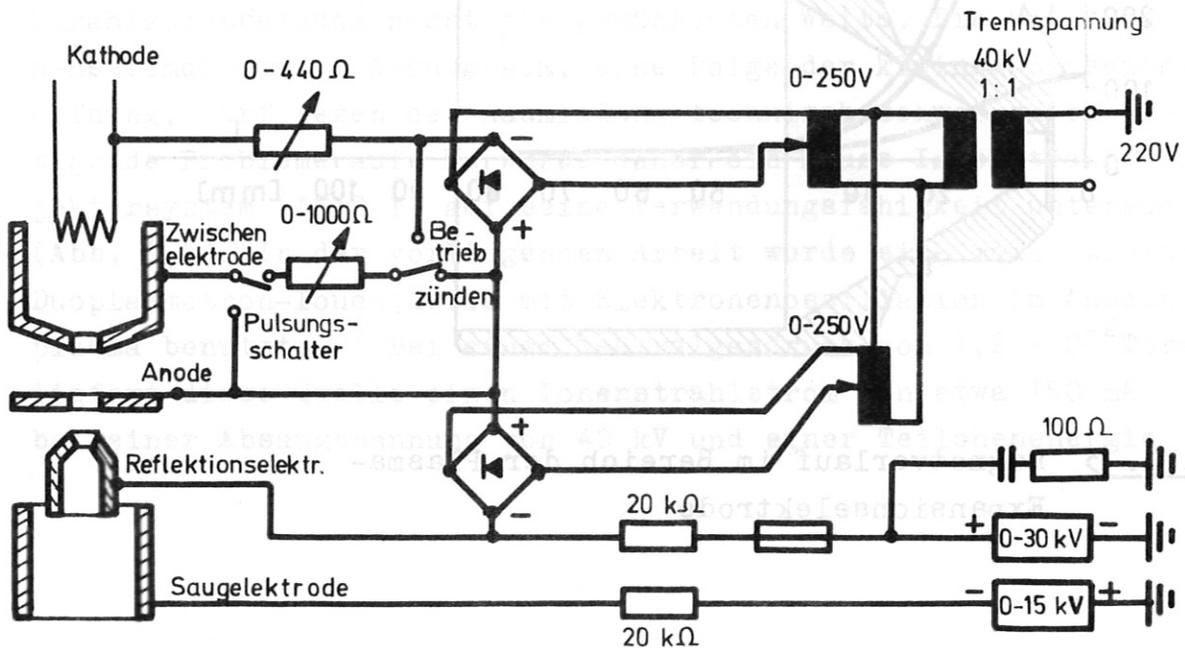


Abb.2 Elektrische Schaltung der Ionenquelle

des Zwischenelektrodenpolschuhs im Plasmaexpansionszylinder ist im mutmaßlichen Bereich der Grenzschicht in der Größenordnung von 10 Gauß (Abb.3). Wesentliche Störungen in der Grenzschicht durch das Magnetfeld sind nicht zu erwarten, da der Gyrationradius der thermischen Ionen mit $r_{\perp} = 46\text{cm}$ um mehr als eine Größenordnung höher ist als die Dimension des Plasmazylinders.

Die axial verschiebbare Saugelektrode, aus nichtmagnetischem Stahl bestehend, hat einen Innendurchmesser von 63 mm und einen maximalen Stirnabstand zur Plasmaelektrode von -5 bis +10 mm. Der radiale Elektrodenabstand ist 5 mm. Sie ist elektrolytisch poliert und elektrisch bis 15 kV isoliert.

Das Vakuumsystem besteht aus einer 8000 l/s Öl-Diffusionspumpe in Verbindung mit einer Vorpumpe von $25\text{ m}^3/\text{h}$ und einer Roots-pumpe. Die Saugleistung der Diffusionspumpe oberhalb des Schiebeventils mit der Nennweite von 25 cm beträgt 1740 L/s. Diese Saugleistung ist ausreichend, um bei einem Neutralgasanfall, den ein Ionenstrahl von 200 mA am Auffänger hervorruft, einen Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ Torr aufrechtzuerhalten. Der erreichbare Basisdruck liegt bei $2 \cdot 10^{-6}$ Torr.

Zur Fokussierung des Strahls dient eine eisengekapselte Magnetlinse mit dem Öffnungsdurchmesser von 112 mm. Das Achsenfeld ist $B_z = 11\text{ k Gauß}$ bei 1000 A.

Hinter der Magnetlinse befindet sich ein magnetisches Polschuhsystem mit einem variablen Polschuhabstand von 2 bis 10 mm und einem Polschuhdurchmesser von 28 mm. Es liefert ein zum Strahl senkrechtes maximales Magnetfeld von $B_{MT} = 5000\text{ Gauß}$ bei einem Polschuhabstand von 7 mm. - Mit einer Sonde können die im Magnetfeld getrennten Komponenten des Strahls einzeln gemessen werden, indem man die Magnetfeldstärke variiert und die separierten Einzelstrahlen über die feststehende Sonde laufen läßt.

Eine detaillierte Beschreibung der Anlage ist in einem unveröffentlichten Arbeitsbericht zusammengefaßt. ²⁾

3) Meßmethoden

Zur Messung des absoluten Wertes des Ionenstroms wurde ein Kalorimeter mit einem Durchmesser von $d = 6\text{ cm}$ benutzt. Aus dem

denkennlinie.

Das Kalorimeter wurde auch als Auffänger für elektrische Messungen des Gesamtstrahlstroms benutzt. Legt man eine negative Spannung an den Auffänger, so werden die Elektronen zurückgehalten; der resultierende Strom ist positiv und zeigt ein flach ansteigendes Plateau. Die geringe Steigung bei wachsender Spannung ist auf die Absaugung langsamer Ionen zurückzuführen. Bei einer Spannung von ca. - 40V an dem Auffänger werden nur wenig langsame Ionen angesaugt, aber alle Elektronen abgewiesen. In diesem Bereich am Anfang des Plateaus, dürfte der tatsächliche Wert des Ionenstroms liegen.

4) Abhängigkeit der Ionenemission von den Quellenparametern

Wie schon frühere Untersuchungen zeigten ¹⁾, ist die Emission der Vierelektroden-Duoplasmatron-Quelle im wesentlichen von dem Magnetfeld, dem Zwischenelektrodenpotential, dem Neutralgasdruck und dem Bogenstrom abhängig.

Die Ionenemission zeigt über den Bereich der Magnetfeldstärke H_m zwei Maxima; das erste ist niedrig, aber deutlich ausgeprägt und liegt bei $H_m = 650$ Gauß, das Höhere mit einer geringeren Steigung ist bei $H_m = 1800$ Gauß. Oberhalb von 1800 Gauß fällt die Emission wieder ab (Abb. 4). Eine befriedigende Erklärung für diesen Verlauf wurde nicht gefunden. - Der günstigste Arbeitsbereich liegt im zweiten Maximum. An dieser Stelle ist nicht nur die Ionenemission am höchsten, sondern auch die Emissionsänderung bei Schwankungen des Magnetfeldes am geringsten. Unterhalb von $H_m = 350$ Gauß geht die Bogenentladung aus, da die Bogenelektroden ohne genügend starkes Führungsfeld nicht mehr oszillieren und direkt zur Anode gehen. Wegen der dann kurzen Wegstrecke ist der Ionisationsgrad zu gering.

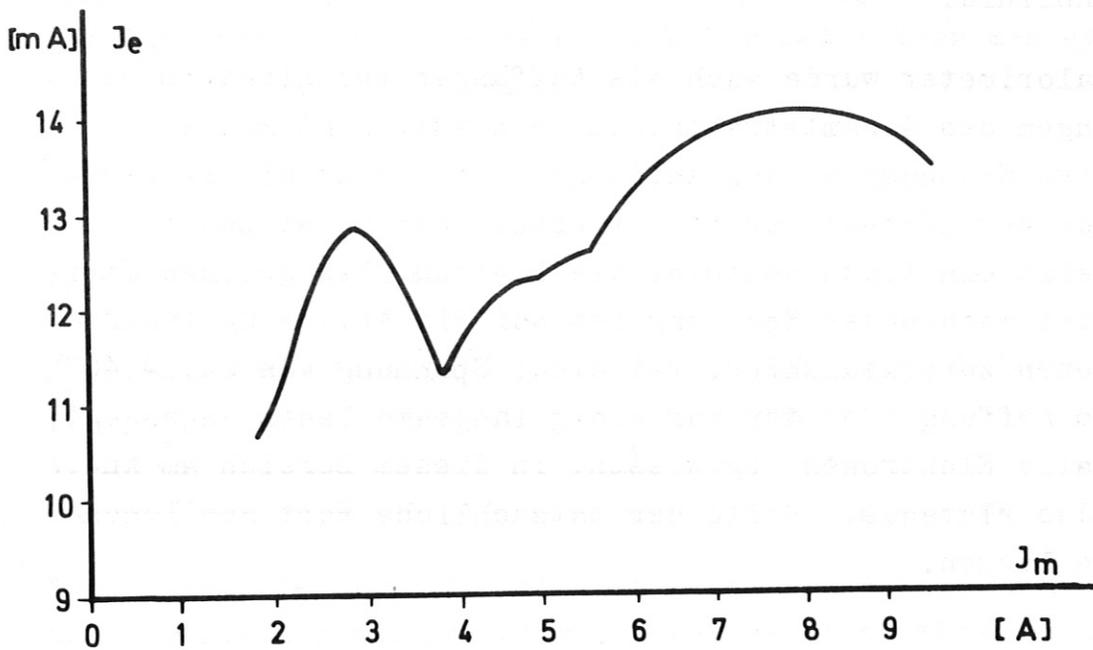


Abb. 4 Emissionsstrom in Abhängigkeit vom Magnetfeld der Ionenquelle

Die Ionenemission ist proportional den Ionenverlusten aus dem Anodenplasma zur Zwischenelektrode. Liegt die Zwischenelektrode auf Floatingpotential, so ist der Elektronenstrom zu ihr gleich dem Ionenstrom, die Zwischenelektrode also stromlos. Ändert man das Potential der Zwischenelektrode von positiver Spannung gegenüber dem Plasmapotential ausgehend um wenige Volt über das Floatingpotential zu negativen Spannungen in Bezug auf das Plasma, so steigt der Ionenverluststrom aus dem Anodenplasma zur Zwischenelektrode, während im gleichen Maße der Elektronenstrom zu ihr abnimmt (Abb. 5). Mit dem Ionenverluststrom steigt linear die Ionenemission bis zu einem Grenzwert, an dem die Ionenverluste im Anodenplasma bei konstantem Neutralgasangebot nicht mehr gedeckt werden können und die Entladung erlischt. Alle Parameter wie Anodenstrom, Neutralgasdruck und Saugspannung wurden während der Messung konstant gehalten. Kalorimetrische und elektrische Messungen ergaben einen linearen Verlauf der Ionenemission, nur verlief die elektrisch gemessene Kurve etwas steiler wegen des Sekundärelektronenanteils.

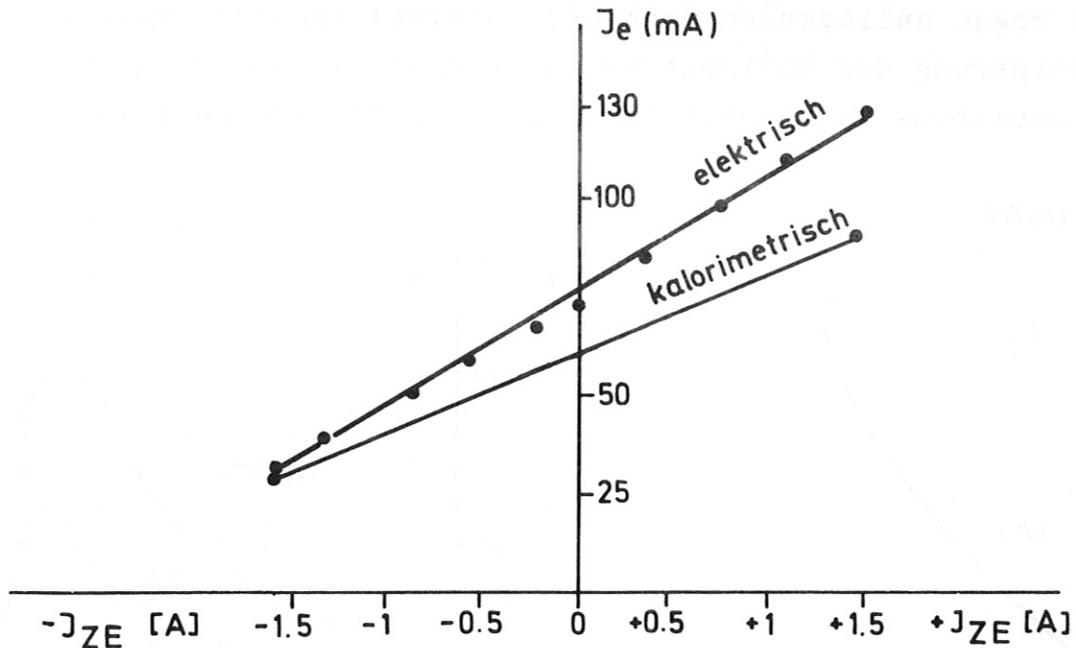


Abb. 5 Emissionsstrom in Abhängigkeit vom Zwischen-
elektrodenstrom

Die Ionenquelle wurde über ein Nadelventil mit nachgereinigtem Wasserstoffgas gespeist. - Es wurde der Ionenemissionsstrom kalorimetrisch in Abhängigkeit von dem Neutralgasdruck im Anodenraum gemessen (Abb. 6). Die Kurve zeigt, daß bei konstant gehaltenem Bogenstrom die Emission mit fallendem Neutralgasdruck erst langsam, dann steiler ansteigt, um bei $P_A = 1,1 \times 10^{-2}$ Torr ein schmales Maximum zu erreichen. Versucht man den Druck weiter zu verringern, so sinkt der Bogenstrom, die Ionenemission fällt steil ab und die Entladung verlöscht bei 9×10^{-3} Torr. - Eine elektrische Messung des Emissionsstroms I_e in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck P_A ergab ein etwas anderes Bild. Es zeigten sich zwei Maxima, das höhere Emissionsmaximum hat bei 8×10^{-3} Torr einen Strahlstrom von $I_e = 60$ mA. Der Bogenstrom nahm mit sinkendem Druck geringfügig ab. Die schnelle Zunahme der Ionenemission mit fallendem Druck kann durch den steigenden Energie-Umsatz im Anodenplasma erklärt werden. Der Bogenstrom sinkt nur langsam, die Bogenspannung steigt dagegen schnell mit sinkendem Druck infolge der verminderten Plasma-Leitfähigkeit. - Abb. 7 zeigt eine

Kurvenschar, bei der der Bogenstrom durch graduelle Erhöhung der am Bogen anliegenden Spannung konstant gehalten wurde. Bei Steigerung des Bogenstroms wurde eine Verschiebung der Emissionsmaxima zu höheren Neutralgasdrücken beobachtet.

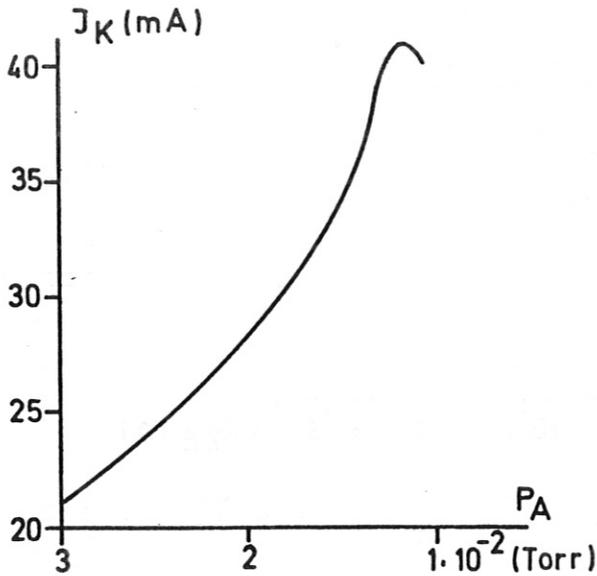


Abb. 6 Kalorimetrisch gemessener Auffängerstrom in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck in der Quelle

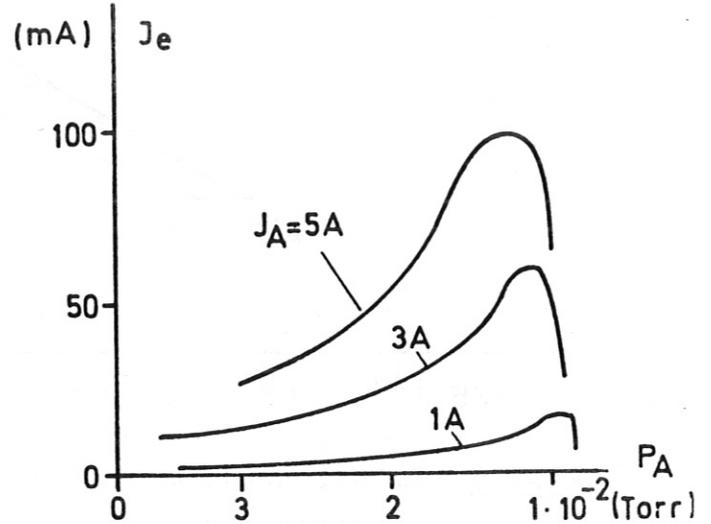


Abb. 7 Emissionsstrom I_e in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck bei verschiedenen Anodenströmen

Wie Abb. 8 zeigt, steigt die Ionenemission mit dem Bogenstrom. Durch die steigende Ionenemission fällt der Neutralgasdruck im Anodenplasma. Dadurch wird eine zusätzliche Ionenemission aufgrund der sinkenden Neutralgasdichte erzielt, die sich im steilen Anstieg der ersten Kurvenhälfte äußert. - Wenn der Neutralgasdruck mit wachsender Ionenemission konstant gehalten wird, so zeigt sich ein linearer Verlauf. Die Entladung für den Parameter $P_A = 1,2 \times 10^{-2}$ Torr erlischt schon bei $I_A = 3,5$ A, da die angebotene konstante Neutralgasmenge nicht mehr ausreichte, um die Teilchenverluste durch die steigende Ionenemission zu decken.

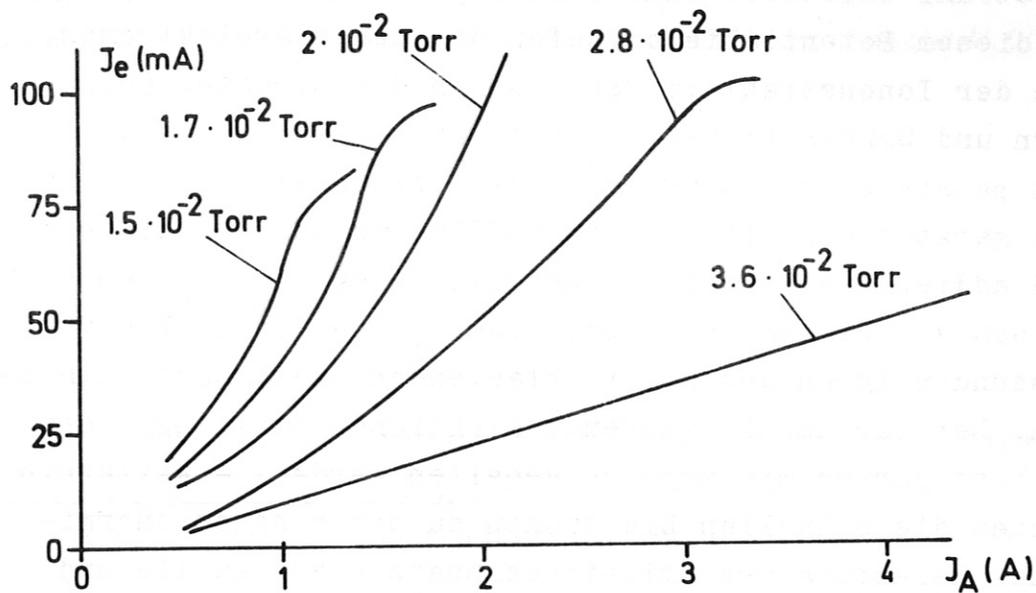


Abb. 8 Emissionsstrom in Abhängigkeit vom Anodenstrom

5) Einfluß der negativen Saugelektrodenspannung

Die Ionenquelle lag auf einem maximalen Potential von $U_B = + 30$ kV. Die Spannung der isoliert angebrachten Saug-elektrode war von 0 bis -15 kV regelbar. Durch die hohe ne-gative Saugelektrodenspannung wurden drei Vorteile erzielt.

- a) Die vom 30 kV-Versorgungsgerät her begrenzte Spannung konnte im Absaugraum auf 45 kV heraufgesetzt werden. Dadurch wurde nach dem Langmuirgesetz die raumladungs-begrenzte Stromdichte im Saugraum erhöht. Die auf eine Energie von 45 keV beschleunigten Ionen laufen nach Pas-sieren der Saugelektrode gegen das Potential Null am Ka-lorimeter bzw. einer Blende an und werden daher vor Er-reichen dieser Elektroden wieder auf 30 keV abgebremst. Durch diese Maßnahme durchlaufen die Ionen einen Teil der Laufstrecke mit höherer Geschwindigkeit, dort ist die Raumladungsaufspreizung entsprechend geringer. Außerdem wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ionen im Bereich kleiner Geschwindigkeiten, also vor der Grenzschicht, durch die höhere elektrische Feldstärke verringert. Damit werden die dort besonders stark wir-kenden Raumladungskräfte gemindert.

b) Im Strahl existiert eine axiale Potentialdifferenz. In diesem Potentialfeld laufen die Sekundärelektronen, die der Ionenstrahl im Restgas, an den Blenden, Auffängern und Sonden bildet, in Richtung Ionenquelle zurück und passieren die Saugelektrode, sofern sie geerdet ist. Sie geraten dann in das Absaugfeld, werden beschleunigt und addieren sich zum Ionenstrom. Daher sind im dem elektrisch gemessenen Emissionsstrom J_e die die Quelle verlassenden Ionen und die rücklaufenden Elektronen enthalten. Der zur Quelle laufende Elektronenanteil soll deshalb so gering wie möglich gehalten werden. - Weiterhin führen die schnellen Elektronen zu einer hohen thermischen Belastung des Emissionseinsatzes der Quelle und lösen dort auch Röntgenstrahlung aus. - Durch ein starkes negatives Feld an der Saugelektrode werden diese rücklaufenden Elektronen weitgehend reflektiert. Dadurch haben sie eine längere Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Strahl zwischen Saugelektrode und Auffänger und verbessern dort die Raumladungskompensation.

c) Bei Erhöhung der Potentialdifferenz in der Saugstrecke wird der Krümmungsradius der Grenzschicht kleiner und die Primärfokussierung der Ionen verbessert. Bei konstantem Plasmaangebot steigt so die Stromdichte bei fallender Strahlaufspreizung. Eine zu starke Primärfokussierung führt allerdings wieder zu einer Strahlaufspreizung.

Ohne Berücksichtigung der Raumladungskompensation durch Elektronen ist die axiale Potentialdifferenz ΔU im Ionenstrahl³⁾ im divergenten Gebiet:

$$(2) \quad \Delta U = - \frac{2,72 \times 10^8 \text{ j } r_0}{\frac{U_B}{M_i} \text{ tg}^2 \alpha} \left(1 \text{ tg} \alpha - r_0 \ln \frac{1 \text{ tg} \alpha + r_0}{r_0} \right)$$

Dieser auf der Ionenraumladung beruhende axiale negative Potentialgradient bewirkt, daß die Sekundärelektronen vom Auffänger und Strahlplasma im Ionenstrahl zur Quelle zurücklaufen. Am Auffänger aus Kupfer ist für 30 keV Protonen die Se-

kundäremissionsrate $n = 2,6$.

Für die gemessenen Werte wurde die axiale Potentialdifferenz berechnet:

| | | | | |
|----------|--------------------------------|----------------|-------|--------------------|
| j | $= 0,121 \text{ A cm}^{-2}$ | (Strahltaille) | I_K | $= 95 \text{ mA}$ |
| U_B | $= 30 \text{ kV}$ | Saugspannung | I_e | $= 105 \text{ mA}$ |
| r_o | $= 1 \times 10^{-2} \text{ m}$ | (Strahltaille) | U_G | $= -12 \text{ kV}$ |
| α | $= 5,2 \times 10^{-2}$ | Strahlapertur | | |
| l | $= 0,3 \text{ m}$ | Strahllänge | | |

Der Wert für α wurde in erster Näherung durch eine linearisierte Strahlaufspreizung gewonnen. Mit der Formel 2 ergibt sich $\Delta U = -4300 \text{ V}$ ohne Raumladungskompensation. Legt man eine 90%ige Kompensation zugrunde, so existiert noch immer eine axiale Potentialdifferenz von 430 V. Die diesem Feld folgenden Elektronen müssen durch eine entsprechende negative Spannung an der Saugelektrode reflektiert werden. Die Spannung muß so hoch sein, daß das Achsenpotential zum Sperren noch ausreichend ist.

Steigert man das negative Potential der Saugelektrode von $U = 0$ ausgehend, so fällt der elektrisch gemessene Strahlstrom I_e zunächst stark ab, um dann ein Plateau zu erreichen, auf dem der Strom über alle weiteren Werte von U_G konstant bleibt (Abb. 9). Wie Kontrollmessungen mit dem Kalorimeter ergaben, entspricht der Stromwert im Plateau dem tatsächlichen Ionenstrom. Dieser beträgt ca. 45% des anfänglichen Strahlstroms bei $U_G = 0$. Die kalorimetrische Strahlstrommessung bestätigt damit, daß das negative Potential der Saugelektrode alle im Strahl rücklaufenden Elektronen abbremst.

Wie bereits aus Gleichung 2 ersichtlich, steigt die axiale Potentialdifferenz und damit die Elektronenenergie mit dem Term $\frac{j r_o}{2 \alpha}$, d.h. mit dem Strahlstrom. Bestätigt wird diese Annahme durch das Experiment. Nimmt man den anfänglichen Strahlstrom I_e (bei $U_G = 0$) als Parameter, so beobachtet man, daß der Knick zwischen dem abfallenden Ast und dem Plateau in der Funktion $I_e = f(U_G)$ sich mit wachsendem Strahlstrom in Richtung höherer Saugelektroden Spannungen verschiebt (Abb. 9). Um die Elektronen zu unterdrücken,

muß bei steigendem Strahlstrom auch die Elektronensperrspannung erhöht werden.

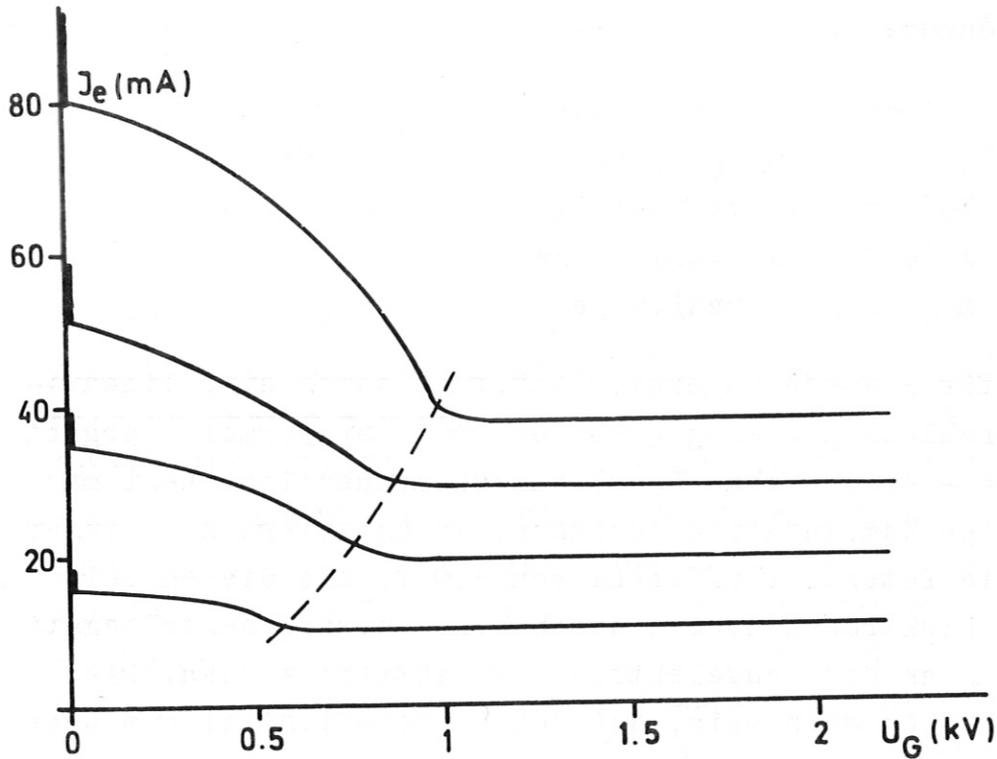


Abb. 9 Emissionsstrom I_e in Abhängigkeit von der Elektronenbremsspannung an der Saugelektrode bei verschiedenen Anodenströmen. - Im Emissionsstrom I_e sind die beschleunigten Ionen und die rücklaufenden Elektronen enthalten.

Der Anteil der im Strahlvolumen der Saugstrecke gebildeten Sekundärelektronen, die nicht mehr zurückgehalten werden können, ist sehr klein, wie eine Abschätzung im Strahlvolumen zwischen der Grenzschicht und der Mitte der Saugelektrode ergibt. Die Ionen durchlaufen auf der Strecke l das Potential von 0 bis 40 kV. Die differentielle Ionisation ist energieabhängig. Um eine Abschätzung der oberen Grenze des rücklaufenden Elektronenstroms vorzunehmen, wurde für Q_i^* der Maximalwert von 40 keV eingesetzt. Die im Saugraum gebildeten rücklaufenden Sekundärelektronen ionisieren ihrerseits auch. Da aber der Wert der differentiellen Ionisation weit unter 1 liegt, kommt keine Lawine zustande, es braucht nur die 1. und 2. Generation der Sekundärelektronen berücksichtigt zu werden.

Da die Elektronen ebenfalls eine Energieverteilung von 0 bis 40 keV haben, wurde zur Abschätzung der oberen Grenze der Maximalwert von Q_e^* herangezogen. So ergibt sich

$$4) \quad I_{el} = I_i Q_i^* l \left(1 + \frac{Q_e^* l}{2} \right)$$

I_{el} = gesamter an der Quelle ankommender Sekundärelektronenstrom (mA)

I_i = Ionenstrahlstrom (mA)

Q_i^* = differentielle Ionisierung des Neutralgases durch H_1^+ -Ionen bei einem Druck von $p = 1 \cdot 10^{-4}$ Torr und einer Energie von 40 keV = $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

Q_e^* = differentielle Ionisierung bei $p = 1 \cdot 10^{-4}$ Torr und 70 eV (Maximalwert) = $3,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

l = Abstand Grenzschrift - Maximum der negativen Sperrspannung an der Saugelektrode = 10 cm

Der rücklaufende Elektronenstrom ergibt sich aus Gleichung 4 zu 0,48 mA. Der Anteil $\frac{I_i Q_i^* Q_e^* l^2}{2}$, der von der ionisierenden Sekundärelektronen der 1. Generation herrührt, ist nur 0,36 μ A. Da experimentell erheblich höhere Stromdifferenzen zwischen dem kalorimetrisch gemessenen Ionenstrom und dem Emissionsstrom I_e festgestellt wurde, muß noch eine andere Quelle von Sekundärelektronen angenommen werden. - Der Strom zur Saugelektrode steigt mit der negativen Saugelektrodenspannung stark an und erreicht bei $U_G = -10$ kV und hohem Ionenstrahlstrom einen Wert von maximal 50 mA. Es handelt sich dabei um Sekundärionen, die im Strahlplasma im Bereich des Saugelektrodenpotentials gebildet und von der negativen Saugelektrode angesaugt werden. Sie schlagen aus der Oberfläche Sekundärelektronen heraus, die sofort zur Quelle abgesaugt werden. Sie sind der Grund für den hohen Elektronenrückstrom im Saugraum. Der Sekundärelektronenkoeffizient für 10 keV-Ionen liegt oberhalb von 1. Der hohe Wert von 50 mA ist trotzdem nur verständlich, wenn örtlich der Neutralgasdruck höher als angenommen ist. Durch Steigerung der negativen Saugelektrodenspannung über die notwendige Elektronenbremsspannung hinaus wird die Absaugfeldstärke erhöht. Dadurch fällt in dem gemessenen Bereich von $U_G =$

- 5 kV bis -10 kV der Strahldurchmesser linear mit steigender Spannung.

6) Plasmagrenzschicht und Strahlprofil

Die hohe Raumladungsdichte $\rho = j/v$ am Emissionsort war beim Normalduoplasmatron mit dem Grenzschichtdurchmesser von 1 mm \emptyset der wesentlichste Grund für die starke Raumladungsaufspreizung des Strahls. Sie kann gesenkt werden durch eine Erhöhung der Absaugfeldstärke oder über die Senkung der Stromdichte bei konstanter Emission durch Vergrößern der Grenzschichtfläche. Einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke sind wegen der Durchbrüche Grenzen gesetzt. Daher wurde die Oberfläche der Grenzschicht durch eine Plasma-Expansionselektrode mit dem Durchmesser von 45 mm um den Faktor 1570 vergrößert, die Raumladungsdichte konnte damit stark gesenkt werden, was besonders wichtig im Bereich kleiner Ionengeschwindigkeiten, also an der Grenzschichtoberfläche ist.

Die Plasma-Grenzschicht im Expansionszylinder bildet sich unter dem Einfluß der Absaugfeldstärke und des kinetischen Plasmaprucks, der durch die Emission bestimmt wird. Als Gleichgewichtsfall soll das Kräfteverhältnis definiert werden, bei dem sich eine ebene Grenzschicht bildet ³⁾. Dann ist die raumladungsbegrenzte Stromdichte in der Saugstrecke gerade gleich der Ionenstromdichte in der Grenzschicht und es gilt:

$$(5) \quad \frac{4 \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2 n e}{m_i}} \frac{U^{3/2}}{d^2} C = n_i e \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}$$

n_i = Ionendichte an der Grenzschicht

e = Elementarladung

k = Boltzmannkonstante

T_e = Elektronentemperatur

m_i = Ionenmasse

ϵ_0 = Influenzkonstante

n = Ionenladungszahl

U = Beschleunigungsspannung ($U_B + U_G$)

d = Abstand ebener Elektroden

C = Faktor für nichtebene Elektroden

Wird durch Steigerung der Absaugfeldstärke die raumladungs- begrenzte Stromdichte der Saugstrecke erhöht, muß sich bei konstanter Ionenstromdichte der Grenzschicht die Oberfläche vergrößern, d.h. konkav wölben. Erst durch Erhöhung der Emission und damit der Ionenstromdichte der Grenzschicht kann das Gleichgewicht wieder hergestellt werden.

Für die Absaugung eines Ionenstrahls kleiner Strahlaufsprei- zung wird eine Grenzschichtform gewünscht, die eine Primär- fokussierung auf der Gegenstandsebene der Magnetlinse hervor- ruft, also eine im Plasma konkave Wölbung hat. Diese Bedin- gung ist erfüllt, wenn in Gleichung 5 der linke Term größer als der Rechte ist. Dann werden die senkrecht aus der gewölb- ten Grenzschicht austretenden Ionen auf die Strahlachse fo- kussiert. Die Grenzschicht ist also ein Teil des ionenopti- schen Systems der Immersions-Linse, die das Saugsystem bildet. - Visuelle Beobachtung ergab, daß die Strahltaille etwa auf der Stirnfläche der Plasma-Expansionselektrode lag.

Das Strahlprofil in 150 mm Abstand wurde ohne Benutzung der Magnetlinse in Abhängigkeit von der Absaugspannung und dem Plasmaangebot der Quelle untersucht. Bei geringen Strahlströ- men und hoher Saugspannung ist das Strahlprofil schmal und hat steile Flanken (Abb. 10). Erhöht man das Plasmaangebot im Expansionszylinder bei konstanter Saugspannung, so ver- breitet sich der Durchmesser des Strahlprofils, während das Strommaximum des Profils nur langsam steigt. Bei weiterer Er- höhung der Emission werden die Flanken flacher und es bilden sich zwei Seitenmaxima aus, die in der Amplitude kleiner als das Zentralmaximum sind. Erhöht man die Absaugspannung, so verschwinden die Seitenmaxima wieder und die Halbwertsbreite des Strahlprofils sinkt, während das Maximum steigt. Diese Änderung des Dichteprofiles läßt folgende Modellvorstellung über die Form der Plasmagrenzschicht zu. Wird die konkave Grenzschicht durch einen zu hohen Plasmadruck gestört, so wölbt sie sich nicht im ganzen Bereich konvex durch, sondern zunächst nur im Zentralteil, also dort, wo die Ionendichte

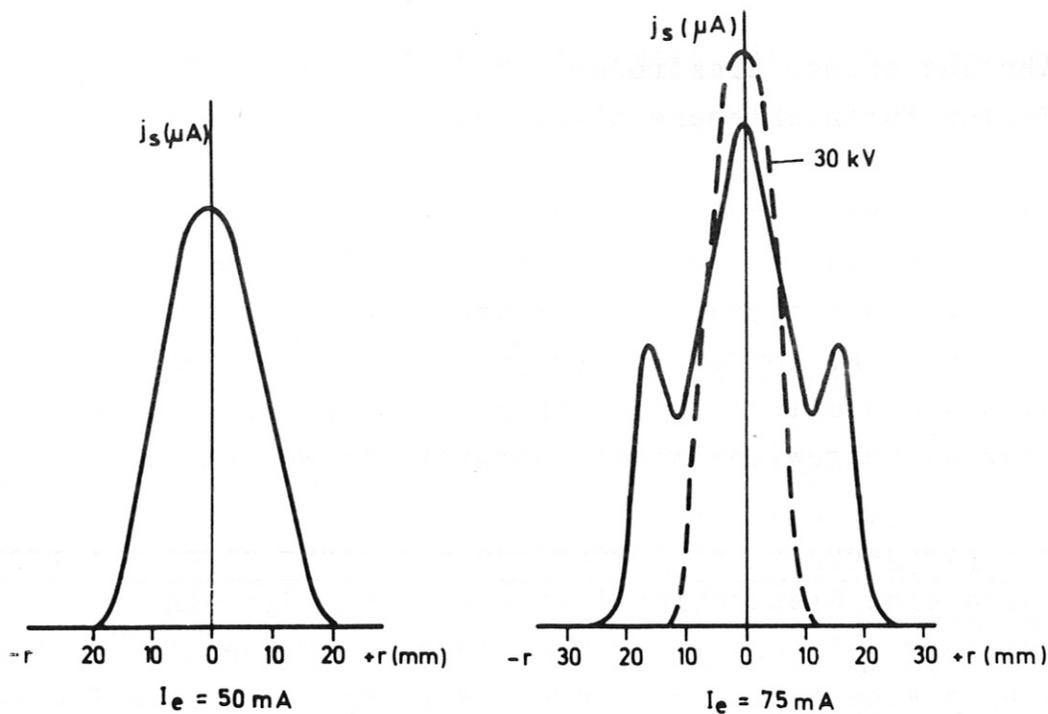


Abb. 10 Ionenstrahldichteprofil über den Durchmesser bei konst. Saugspannung $U_B = 25 \text{ KV}$

wegen der Emissionsbohrung und des Restmagnetfeldes der Zwischenelektrode höher ist als am Rand, an dem die Wandrekombinationsverluste sogar zur Verringerung der Plasmadichte führen. So resultiert daraus eine Grenzschichtform mit konvexem Zentralteil und konkavem Randprofil. (Abb. 11). Die Folge ist eine Grenzschicht mit zwei rotationssymmetrischen Hauptemissionsgebieten und damit ein coaxialer Doppelstrahl. Die Randgebiete liefern einen konvergenten Strahl, der das Hauptmaximum der Dichteverteilungskurve bildet, während die Seitenmaxima des Dichteprofiles auf die Flanken der konvexen Zentralwölbung der Grenzschicht zurückzuführen sind. Aus dem Term $\frac{U^{3/2}}{d^2}$ der Gleichung (5) ist ersichtlich, daß eine Verringerung des Abstandes d stärker eingeht als eine Erhöhung der Saugspannung. Eine genaue Definition des Saugabstandes ist aber nicht möglich. Wegen des großen Elektrodendurchmessers liegen die Äquipotentiallinien von Null und 100% auf der Achse weit auseinander. Der Abstand der Linien ändert sich zudem mit der Spannung. Mit einer im Betrieb verstellbaren Saugelektrode, die von 10 mm Stirnflächenabstand bis

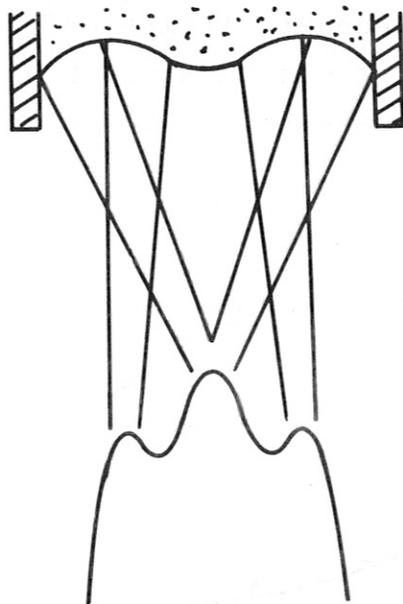


Abb. 11 Modell für die Entstehung der Seitenmaxima bei zu hohem Plasmaangebot im Expansionszylinder

zur sich überlappenden konzentrischen Anordnung über die Plasmaelektrode geschoben werden konnte, wurde nachgewiesen, daß die Halbwertsbreite des Strahls fiel und das Maximum der Stromdichteverteilung stieg, wenn man die Saugelektrode in Richtung Plasmaelektrode bewegte. Die sich überlappende Elektrodenanordnung wurde dann bei allen weiteren Messungen beibehalten.

Bei konstanten Werten des Saugabstandes, des negativen Saugelektrodenpotentials von $U_G = -3 \text{ kV}$ und des Strahlstroms von $I_e = 30 \text{ mA}$ wurde das Strahlprofil bei verschiedenen positiven Saugspannungen an der Ionenquelle aufgenommen und der Strahldurchmesser in der Sondenebene 150 mm von der Grenzschicht entfernt in Abhängigkeit von der Saugspannung aufgetragen. Als Strahldurchmesser wurde der Abstand zwischen den Schnittpunkten der Wendetangenten mit der Linie $J_s = 0$ der Dichteverteilungskurve gewählt. Die gemessene Abhängigkeit (Abb.12) zeigt einen Verlauf, der der Beziehung $d \sim U^{-3/2}$ nahekommt. Für ein vorgegebenes Plasmaangebot sinkt somit der Strahldurchmesser mit zunehmender Spannung und nähert sich einem Grenzwert.

Eine Angabe der Strahlapertur aus den Werten für den Strahldurchmesser ist nicht möglich, da die Strahlaufspreizung in z-Richtung nicht linear, sondern trompetenförmig verläuft. Außerdem ist der genaue Ort und Durchmesser des kleinsten Strahlquerschnitts nicht bekannt, da er im Bereich der Saugstrecke liegt.

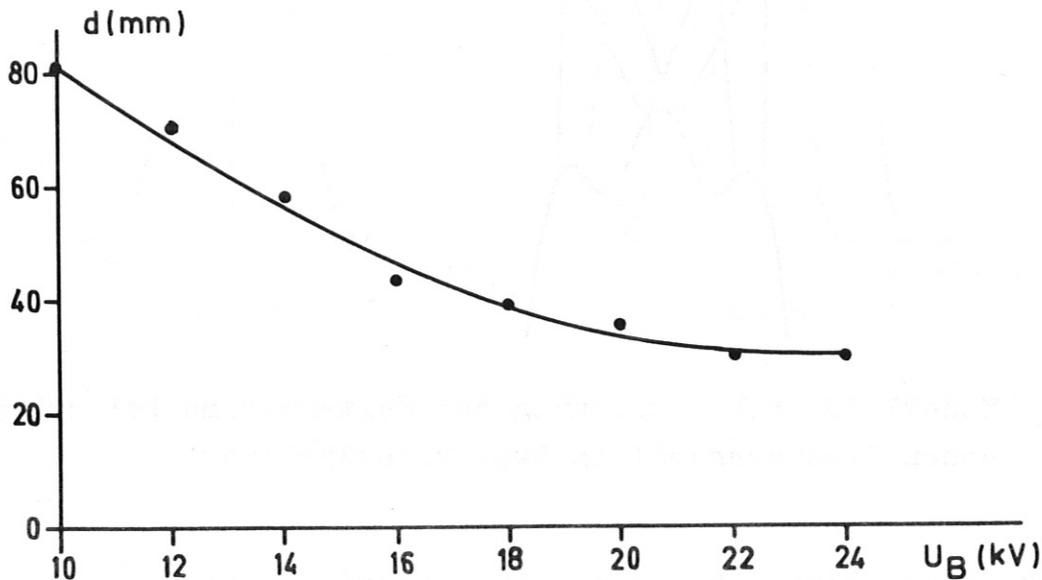


Abb. 12 Abnahme des Strahldurchmessers mit der Absaugspannung bei konstantem Plasmaangebot

Einfluß auf die Grenzschichtform und damit die Strahlaufspreizung hat auch die Länge des Plasmaexpansionszylinders. Diese Abhängigkeit wurde bereits von Tawara ⁴⁾ untersucht und beschrieben. - Nach Experimenten mit einer kurzen Expansionselektrode von $l = 40$ mm und $d = 37$ mm \varnothing wurde eine längere Elektrode mit $l = 67$ mm eingebaut. Die Halbwertsbreite des Strahlprofils war bei Verwendung der längeren Elektrode wesentlich kleiner als mit der kurzen Plasmaelektrode. Bei $I_e = 80$ mA konnte mit der langen Elektrode bei 40 kV Gesamtspannung ein Ionenstrahl abgesaugt werden, dessen Durchmesser am Auffänger in 150 mm Entfernung gleich dem Grenzschichtdurchmesser war. Bei Strahlströmen $I_e < 80$ mA war der Strahldurchmesser kleiner als der Plasmaelektroden Durchmesser. Die Magnetlinse war dabei nicht eingeschaltet.

7) Messung der Strahlintensität

Die Abhängigkeit des kalorimetrisch gemessenen Strahlstroms I_k von der Absaugspannung U_B wurde bei konstantem Plasmaangebot und konstanter negativer Spannung an der Saugelektrode in Abb. 13 aufgetragen. Der Strahlstrom steigt abgesehen von

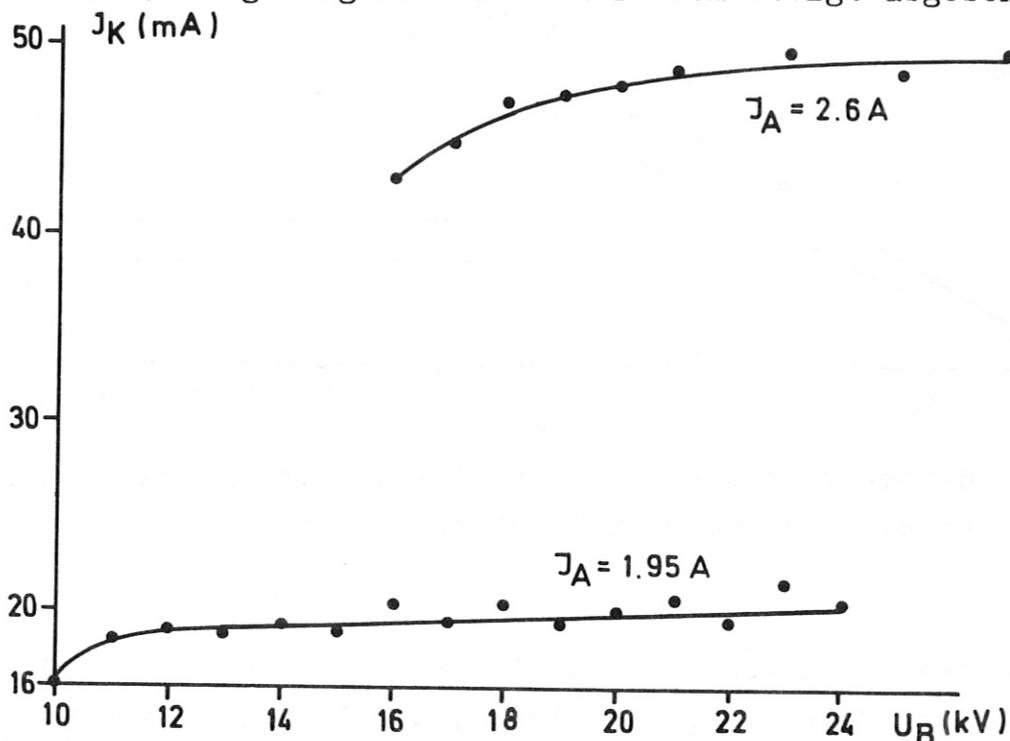


Abb. 13 Kalorimetrisch gemessener Strahlstrom in Abhängigkeit von der Absaugspannung bei verschiedenem Plasmaangebot

einer Abweichung bei kleinen Spannungen linear mit der Absaugspannung an. Da sich die Ionendichte im expandierten Plasma nicht ändert, kann die Zunahme an Strahlstrom nur darauf zurückgeführt werden, daß das vordringende elektrische Feld die Emissionsfläche stärker durchwölbt und somit vergrößert.

Für diese Annahme spricht auch, daß gleichzeitig mit steigender Spannung wegen der stärker werdenden Primärfokussierung die Halbwertsbreite des Strahldichteprofiles abnimmt und die Stromdichte auf der Achse steigt.

Interessant ist die Strom-Spannungscharakteristik bei konstant gehaltenem Strahldurchmesser. Mit einer Plasmaelektrode von $d_p = 85$ mm Innendurchmesser wurde das Plasmaangebot bei steigender Absaugspannung so erhöht, daß der Strahldurchmesser am Kalorimeter mit 60 mm unverändert blieb (Abb. 14). Die Einstellung erfolgte so, daß ein Auffänger unter dem Kalorimeter

gerade keinen Strom mehr anzeigte.

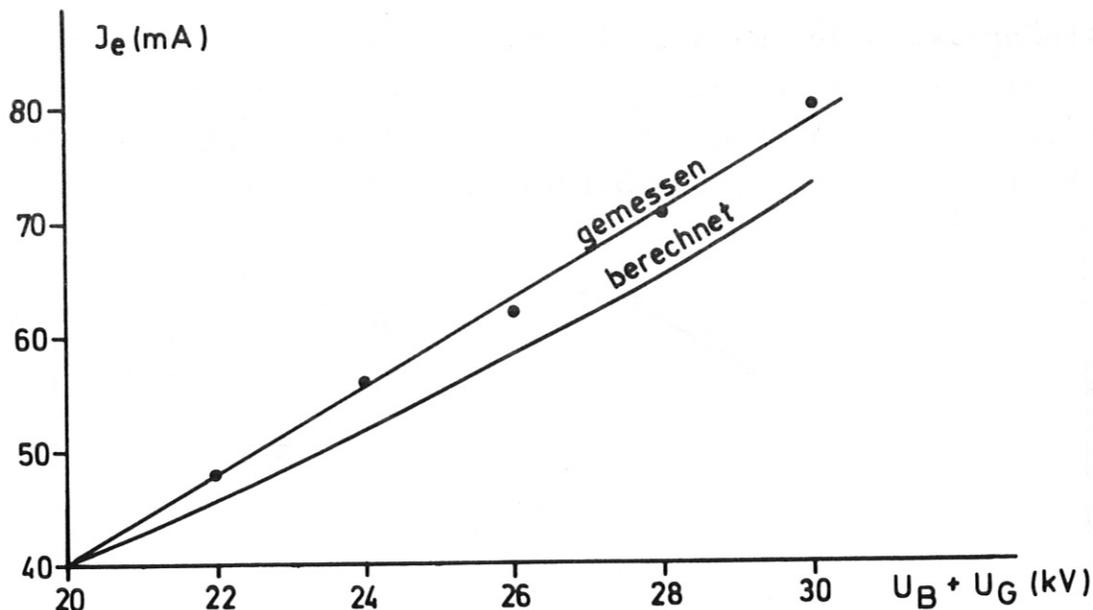


Abb. 14 Strom-Spannungscharakteristik des Ionenstrahls bei konstant gehaltenem Strahldurchmesser

Die gemessene Abhängigkeit ist zwischen $U_B = 20$ kV bis 30 kV im Rahmen der Meßgenauigkeit linear, der Strahlstrom verdoppelt sich in diesem Bereich.

Die Grenzschicht konnte bei dieser Messung offenbar stets in einem Gleichgewichtszustand zwischen Plasmapdruck und elektrischer Feldstärke gehalten werden, d.h. sie veränderte ihre Form nicht. Die steigende Emission ist also einzig eine Folge erhöhter Plasmadichte.

Bei dieser Messung mit unveränderter Grenzschichtform ist es erlaubt, die Perveanz $P = \frac{I}{U^{3/2}}$ als konstant zu betrachten. Ermittelt man den Wert der Perveanz für den Punkt $U_B = 20$ kV der gemessenen Kurve, so kann man für die weiteren Spannungswerte den theoretischen Anstieg des Strahlstroms bestimmen, der wegen der $U^{3/2}$ -Abhängigkeit nicht linear ist, aber im gemessenen Bereich sich einer Geraden annähert.

Mit einer auf der Achse des Ionenstrahls exponierten elektrischen Sonde wurde die Strahlstromdichte in Abhängigkeit von dem Emissionsstrom gemessen. Es zeigt sich, daß die Stromdichte über einen weiten Bereich der Emission konstant ist,

da gleichzeitig die Strahlaufspreizung steigt, wie Strahlprofilmessungen ergaben.

Eine Erhöhung des H_2 -Neutralgasdrucks im Strahlraum um den Faktor 10 bis auf $P_A = 1 \times 10^{-4}$ Torr hatte keine Veränderung des kalorimetrisch gemessenen Ionenstroms zur Folge. Das ist leicht erklärbar, da die durch Umladung entstandenen schnellen Neutralteilchen mitgemessen werden. Ihr Anteil auf dem $x = 100\text{cm}$ entfernten Kalorimeter auf das der Strahl magnetisch fokussiert wurde, ist bei einer Neutralgasdichte von $n = 1,76 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \cong p = 5 \times 10^{-5}$ Torr in der Strahllaufstrecke noch klein. Für 30 keV Protonen ist der Umladungsquerschnitt ⁵⁾ in Wasserstoff $Q^* = 4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Für den am Kalorimeter ankommenden Ionenstrom gilt Gleichung

$$(7) \quad I = I_0 e^{-Q^* nx}$$

Der Ionenstrom beträgt bei obigen Werten 93% des anfänglichen Strahls, es werden nur 7% der H_1^+ - Ionen umgeladen. - Die mittlere freie Weglänge eines Teilchens ohne Umladungsprozeß beträgt 10^3 cm .

Es wurde erwartet, daß der Strahldurchmesser mit steigendem Druck geringer wird wegen der besseren Raumladungskompensation im gesamten Strahlbereich infolge vermehrt gebildeter Sekundärelektronen. Statt dessen wurde eine geringfügige Verbreiterung des Strahldurchmessers gemessen, die auf die Streuung an den Neutralgasmolekülen zurückzuführen ist.

Steigt die Neutralgasdichte um den Faktor 10 bis auf $P_R = 1 \times 10^{-4}$ Torr, so erhöhte sich auch der Emissionsstrom I_e um 45%, was mit vermehrt gebildeten Elektronen im Strahlplasma des Saugraumes erklärt werden kann. Es steigt aber auch der elektrisch gemessene Auffängerstrom, infolge von langsamen Ionen aus dem Strahlplasma.

An dem Experiment ISIS 1 konnte mit einer 45 mm \varnothing Plasma-Elektrode ein kalorimetrisch gemessener Gesamtstrom von $I_k = 130\text{mA}$ bei einer Absaugspannung von $U_B = 30 \text{ kV}$ und einer Saugelektrodenspannung von $U_G = -10 \text{ kV}$ erreicht werden. Die Strahlauf-

spreizung wurde für diesen Wert nicht gemessen, aber der Strahldurchmesser in 15 cm Abstand von der Grenzschicht war etwas größer als der Kalorimeterdurchmesser von 60 mm. Der elektrisch gemessene Strahlstrom I_e betrug 150 mA. Versuchte man mit einem höheren Plasmaangebot den Wert von $I_k = 130$ mA zu steigern, so erhöhte sich der elektrisch gemessene Strahlstrom schnell auf $I_e > 190$ mA, während gleichzeitig der kalorimetrisch gemessene Strom sank. Die Strahldivergenz steigt offenbar so stark an, daß einerseits der Strahl die Saugelektrode streift und Sekundärelektronen auslöst, die den Strom I_e erhöhen, andererseits der Strahldurchmesser größer wird als der Durchmesser des Kalorimeters. Eine höhere Absaugspannung konnte nicht angelegt werden.

Die mittlere Strahlstromdichte des unfokussierten Strahls in der Meßebene 15 cm von der Grenzschicht entfernt schwankte zwischen 2 und 5 mA cm⁻². Die auf der Achse erreichten Maximalwerte der Stromdichte liegen erheblich höher, die dort herrschende Energiedichte in der Größenordnung von 1 kW cm⁻² führte oft zur Zerstörung der Sonden.

| I_k | I_e | U_B | U_G | I_{AN} | U_{Bo} | P_A | I_m | I_{ZE} | d_1 | d_2 |
|-------|-------|-------|-------|----------|----------|----------------------|-------|----------|-------|-------|
| mA | mA | kV | kV | A | V | Torr | A | A | mm | mm |
| 25 | 30 | +20 | -3 | 0,5 | 250 | 1×10^{-2} | 3 | +0,25 | 37 | 37 |
| 65 | 90 | +25 | -3 | 2 | | $1,3 \times 10^{-2}$ | 4 | | 37 | 65 |
| 98 | 150 | +30 | -7 | 2,2 | 140 | | 4 | | 85 | |
| 101 | 115 | +25 | -9 | 1,5 | 220 | | 4,4 | | 45 | 65 |
| 124 | | +25 | -5 | 6 | 110 | $3,5 \times 10^{-2}$ | 6 | +1,5 | 45 | 64 |

Tabelle 1 Zusammenstellung einiger charakteristischer Werte des Ionenstrahls

d_1 = Durchmesser der Plasmaelektrode

d_2 = Strahldurchmesser in 15 cm Abstand von der Grenzschicht

Zur Erzielung hoher Ionen-Strahlströme sind mit der vorliegenden Quelle nur geringe Anodenströme erforderlich. Das Verhältnis Anodenstrom/Strahlstrom liegt zwischen 15 : 1 und 30 : 1, der Nutzungsfaktor ist also recht gut.

Mit einer Plasma-Expansionselektrode von 85 mm \varnothing wurde bei konstantem Strahldurchmesser versucht den Strahlstrom zu erhöhen bzw. bei gleichem Strahlstrom den Strahldurchmesser zu verkleinern. Bei unveränderten Quellen-Parametern und konstantem Strahlstrom betrug der Strahldurchmesser in der Meßebene für die 45 mm Elektrode 2,1 cm und für die 85 mm Elektrode 7 cm. Damit war zwar der Strahldurchmesser mit der 85 mm Elektrode kleiner als ihr Grenzschichtdurchmesser, aber erheblich größer als mit der kleineren Expansionselektrode. Die durchschnittliche Stromdichte mit der 85 mm Elektrode war um den Faktor 3 geringer. Allerdings entsprach die 85 mm Elektrode mit einem Verhältnis Durchmesser/Länge = 1,35 nicht der 45 mm Elektrode mit 0,71. Die Plasmagrenzschichten waren somit hinsichtlich der Krümmung und damit der Primärfokussierung einander nicht ähnlich.

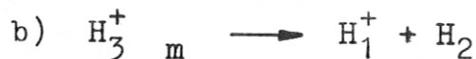
8) Analyse des Massenspektrums

Es wurde von dem gesamten unfokussierten Ionenstrahl ein 1 mm breites paraxiales Bündel ausgeblendet und durch das Polschuhsystem des Trennmagnetfeldes geschickt, welches senkrecht zur Richtung der einfallenden Ionen steht. Ändert man das Magnetfeld zwischen 0 und dem Höchstwert, so wandern nacheinander die Bündel der verschiedenen Massen über den Auffänger. Der Strahlstrom der separierten Ionen wurde in Abhängigkeit von dem Erregerstrom der Magnetspule mit Hilfe eines Schreibers aufgenommen. - Stellt man die Funktion $I_S = f(H_{MT})^*$ dar, so ist die Lage der Maxima auf der H_{MT} -Achse proportional zu der Wurzel aus dem Produkt von Energie und Masse entsprechend der Gleichung des Bahnkreisradius im Magnetfeld.

Der Profildurchmesser der drei Strahlkomponenten wächst mit der Ionenmasse, ist also bei H_3^+ am breitesten. Diese Tatsache erklärt sich aus der unterschiedlichen Ionengeschwindigkeit. Mit steigender Masse und konstanter Energie fällt v_i , die Raumladungskräfte wachsen und führen zur Strahlverbreiterung. - Der Fokussierungseffekt des kreisförmigen Polschuhsystems überlagert sich der Raumladungsaufspreizung und kompensiert sie teilweise.

* I_S = Sondenstrom, H_{MT} = Feldstärke des Trennmagnetfeldes

Das aufgenommene Massenspektrum weist bis zu sieben Maxima auf. Da das Meßsystem nicht auf Absolutwerte geeicht war, konnten die einzelnen Maxima nicht sofort identifiziert werden. Es wurden aus mehreren Messungen die zu den jeweiligen Maxima gehörenden Feldstärken gemittelt, das letzte Maximum als H_3^+ betrachtet und damit das H_1^+ Maximum identifiziert mit der Beziehung $H_{H_1^+} = H_{H_3^+} / \sqrt{3}$. Die übrigen Feldstärkewerte der Maxima standen im Verhältnis von $\sqrt{0,33}$, $\sqrt{0,5}$, $\sqrt{1,35}$, $\sqrt{2}$, und $\sqrt{3}$ zu H_1^+ . (Tabelle 2). Da die ersten zwei Massen und die vierte Masse nicht existieren, muß es sich um Teilchen mit einer Energie handeln, die von der Beschleunigungsenergie abweicht. In Frage kommen metastabile Ionen, also H_2^+ und H_3^+ -Teilchen, die nach Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke zerfallen. Die bekannte Zerfallzeit für metastabile Ionen ist ca. 10^{-7} sec, die Laufzeit auf der 90 cm Strecke ist für H_2^+ von 25 keV Energie $7,8 \times 10^{-7}$ sec, also lange genug gegen die Zerfallzeit. - Es handelt sich bei den Zerfällen um folgende Prozesse

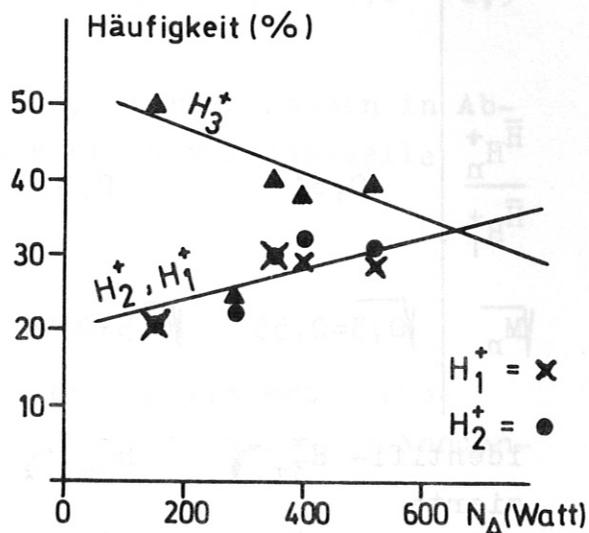
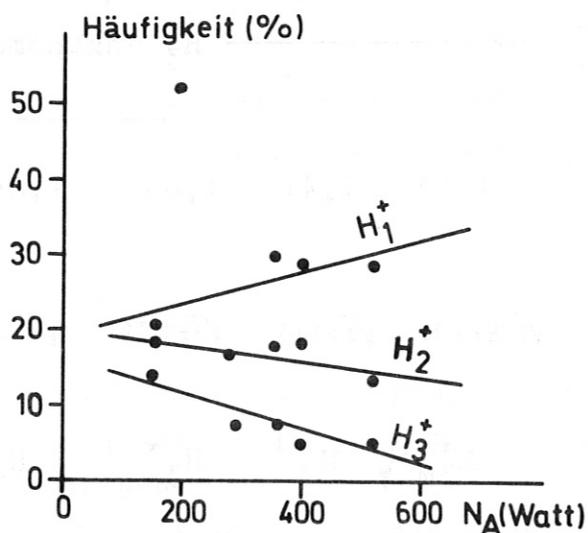


Da die abgespaltenen Neutralteilchen einen ihrer Masse entsprechenden Energiebetrag mitführen, erscheinen die H_1^+ und H_2^+ Produkte der metastabilen Ionen an den Stellen der relativen Massen von 0,33 (b), 0,5 (a) und 1,35 (c). Gelegentlich wurde auch die Masse 4 beobachtet. Dieses Helium trat aber nur in geringen Anteilen auf.

Die Sonde hatte rechtwinklig zur Strahlenslenkung eine Schlitzblende, deren Schlitzlänge größer als der Strahldurchmesser war. So wurde der Strahlstrom beim Überstreichen der Blende bereits in der einen Ebene senkrecht in Abb. 14 aufgezeichneten Ebene integriert. Summiert man über die Fläche unter den aufgezeichneten Maxima, so erhält man das Rotationsvolumen jeder Komponente und damit ein Bild über die relative Zusammensetzung des Ionenmassenspektrums.

Die ermittelten Werte wurden in Tabelle 3 zusammengestellt. Da die Experimente an der Anlage ISIS 1 wegen Einstellung der Arbeiten an der Anlage WW2 vorzeitig beendet wurden, liegen keine geschlossenen Meßreihen zur Ermittlung der Massenspektren vor, sondern nur einige Einzelmessungen mit wechselnden Parametern.

Faßt man alle Werte mit Neutralgasdrücken in der Quelle von $P_A = 8,3 \cdot 10^{-3}$ Torr bis $1,2 \cdot 10^{-2}$ Torr zusammen und trägt die relative Häufigkeit der stabilen Massen-Komponenten in Abhängigkeit von dem Leistungsumsatz N_A im Anodenplasma der Quelle auf, so sieht man, daß der H_1^+ -Anteil mit der Bogenleistung steigt, während H_2^+ und H_3^+ sinkt (Abb. 17).



Relative Zusammensetzung der Komponenten in Abhängigkeit von der Bogenleistung.

Abb. 15 gemessen am Auffänger, ohne Zerfallsprodukt-Anteil der metastabilen Ionen

Abb. 16 Summe von stabilen und metastabilen Ionen beim Verlassen der Quelle

Dieses Bild zeigt zwar die Verhältnisse am Auffänger, entspricht aber nicht dem Massenspektrum der Quelle, da auf der Laufstrecke die metastabilen H_2^+ und H_3^+ -Ionen zerfallen. Addiert man die zerfallenen Folgekomponenten der metastabilen Molekülionen zu ihren Ausgangsmassen, so erhält man bei H_2^+ einen Anstieg der Häufigkeit mit dem Leistungsumsatz im Anodenplasma (Abb.15). Die H_1^+ -Komponente mit der vollen Energie

ändert sich nicht. Die Folgeprodukte von H_{3m}^+ und H_{2m}^+ ergeben zwar auch H_1^+ -Ionen, diese sind aber wegen ihrer geringen Energie für einen Einschub nicht geeignet.

Ändert man das Magnetfeld im Anodenplasma der Ionenquelle bei sonst gleichen Parametern, so steigt nicht nur der Emissionsstrom, sondern auch die relative Häufigkeit der H_1^+ -Komponente. Auch H_2^+ wird etwa größer, während der H_3^+ -Anteil zurückgeht.

Aus 8 Messungen gemittelte Werte der magnetischen Feldstärke \bar{H} des Polschuhs in Gauß an den gefundenen Maxima

| | | | | | | | |
|---|------------------------------------|------------------------------------|---------|------------------------------------|-----------------|-----------------|--------------|
| \bar{H} | 1380 | 1715 | 2140 | 2550 | 3010 | 3480 | (3940) |
| | | | H_1^+ | ← H_3^+ angenommen | | | |
| $\frac{\bar{H}_{H_n^+}}{\bar{H}_{H_1^+}}$ | 0,64 | 0,8 | 1 | 1,19 | 1,41 | 1,63 | 1,84 |
| $\sqrt{M_n}$ | $\sqrt{0,3}=0,55$ | $\sqrt{0,5}=0,71$ | 1 | $\sqrt{1,35}=1,14$ | $\sqrt{2}=1,43$ | $\sqrt{3}=1,73$ | $\sqrt{4}=2$ |
| identifizierte Massen | $H_{3m}^+ \rightarrow H_1^+ + H_2$ | $H_{2m}^+ \rightarrow H_1^+ + H_1$ | H_1^+ | $H_{3m}^+ \rightarrow H_2^+ + H_1$ | H_2^+ | H_3^+ | He |

Tabelle 2 Analyse der Maxima des Massenspektrogramms bezüglich ihrer Massenzugehörigkeit

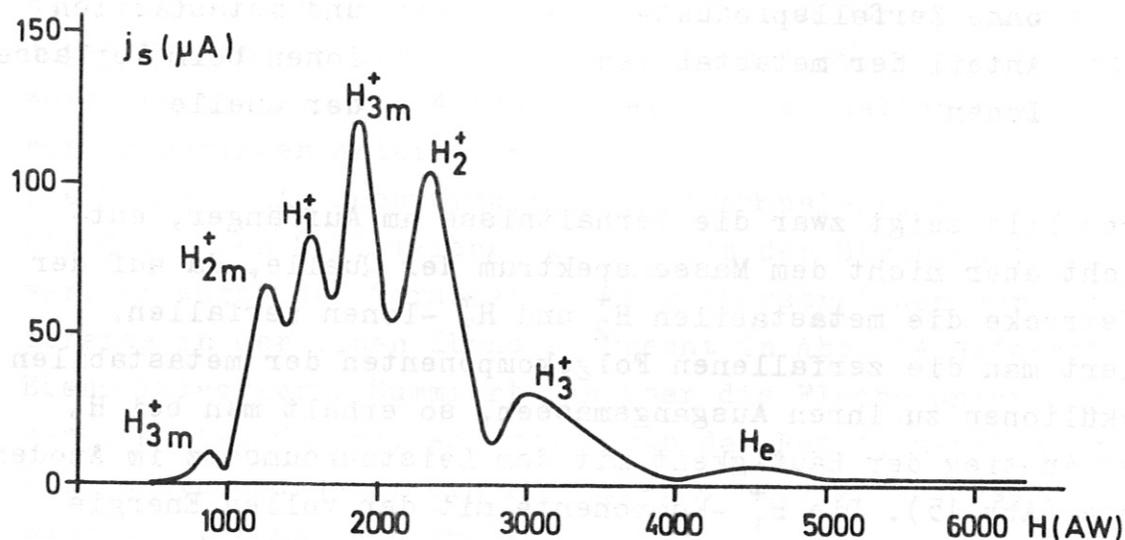


Abb. 17 Massenspektrum

| Parameter der Ionenquelle | | | | | gemessene relative Häufigkeit | | | | | | |
|---------------------------|----------|-----|---------------------|-------|-------------------------------|------------|---------|------------|---------|---------|----|
| I_m | I_{Bo} | N | p | I_e | H_{3m}^+ | H_{2m}^+ | H_1^+ | H_{3m}^+ | H_2^+ | H_3^+ | He |
| A | A | W | Torr | mA | | | | | | | |
| | 5,2 | 830 | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | 60 | 0,6 | 18,9 | 41,8 | 14,3 | 12,5 | 7,7 | |
| 6,6 | 1,3 | 285 | $8,3 \cdot 10^{-3}$ | 60 | 3 | 6,4 | 53,2 | 13,4 | 16,7 | 7,4 | |
| | 1,4 | 155 | $1,2 \cdot 10^{-2}$ | 15 | | 2,5 | 21,4 | 35,3 | 18,8 | 14,7 | 7 |
| 5 | 7 | 600 | $6,5 \cdot 10^{-3}$ | 20 | | 9,6 | 12 | 47,2 | 5,8 | 25,5 | |
| 2 | 7 | 560 | $6,5 \cdot 10^{-3}$ | 12 | | 5,4 | 3,4 | 59,5 | 4,1 | 27,7 | |
| 6,6 | 2 | 415 | $9,0 \cdot 10^{-3}$ | 110 | 2 | 14,0 | 30,1 | 30,1 | 17,1 | 6,7 | |
| 4 | 1,5 | | | 70 | 0,9 | 13,3 | 15,9 | 25,1 | 28,8 | 13,1 | 3 |
| 4 | 5,5 | 550 | $3,0 \cdot 10^{-2}$ | 20 | | 4,4 | 14,3 | 16,3 | 34 | 31 | |
| 4 | 1,8 | 430 | $4,4 \cdot 10^{-2}$ | 40 | 1,7 | 14,3 | 17,4 | 28,2 | 26,2 | 12,3 | |

Tabelle 3 Relative Häufigkeit der separierten Massen in Abhängigkeit von den Parametern der Ionenquelle

Literaturverzeichnis

- 1) P. Ulbricht, Untersuchungen an einer modifizierten Duoplasmatron-Ionenquelle mit Elektronenoszillation im Anodenplasma
IPP-Laborbericht 2/64, Oktober 1967
- 2) P. Ulbricht, Messungen an dem Ionenstrahl-Injektorsystem ISIS 1 mit einer Duoplasmatron-Ionenquelle mit Elektronenoszillation im Anodenplasma
Arbeitsbericht, unveröffentlicht
- 3) M. von Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften 1, 1962
- 4) H. Tawara, Japanese Journal of Applied Physics,
Vd. 5, 3, 1966
- 5) F. Schwirzke, Zeitschrift für Physik , 157