

Untersuchungen an einer modifizierten
Duoplasmatron-Ionenquelle mit Elektro-
nenoszillation im Anodenplasma

Peter Ulbricht

IPP 2/64

Oktober 1967

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K
G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchungen an einer modifizierten
Duoplasmatron-Ionenquelle mit Elektro-
nenoszillation im Anodenplasma

Peter Ulbricht

IPP 2/64

Oktober 1967

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.

Abstract

This paper describes a high-intensity modified duoplasmatron ion source with electron oscillation in the anode plasma. The special properties of the source are a large plasma sheath with small positive space charge forces and a hydrogen neutral gas density in the anode plasma of $1.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ corresponding to $p = 5 \times 10^{-3}$ torr. The source works in continuous operation with a discharge current of about 2 A and provides an emission current of $I_e > 200 \text{ mA}$.

In spite of an emission hole with a diameter of 5.5 mm the neutral gas pressure in the extraction gap remains about 1×10^{-5} torr. High field gradients can therefore be used. The emission current density, beam density distribution and divergence of the extracted ion beam were measured as a function of the ion source parameters.

Einleitung

Ionenstrahlen hoher Intensität und Dichte bei kleinem Aperturwinkel werden für viele Experimente der Plasmaphysik gefordert. Das vielfach benutzte, von v.Ardenne angegebene Saugsystem mit Pierce-Optik^{1, 2)} läßt einen sicheren stationären Betrieb mit Strahlströmen von $I_e > 70 \text{ mA}$ nicht mehr zu.

Die Ionenraumladung ρ_i des abgesaugten Strahls ist im Saugraum aufgrund der zunächst noch langsamen Ionen höher als die Elektronenraumladung ρ_e der schnellen rücklaufenden Elektronen. Die positiven Raumladungskräfte in der Absaugstrecke steigen weiterhin mit zunehmender Ionenstrahldichte.

Sehr hohe Absaugfeldstärken sind daher erforderlich, um diese Raumladungskräfte zu kompensieren.

Da der Erhöhung der Absaugfeldstärke durch die Überschlagnspannung Grenzen gesetzt sind, muß zur Senkung der Strahl-Raumladung die Ionendichte im Bereich der langsamen Ionen, also im Grenzschichtgebiet, verringert werden. - Die Senkung der Ionendichte in der Grenzschicht kann durch Expansion des die Emissionsöffnung verlassenden Plasmas in eine Expansioselectrode erreicht werden.

Die Grenzschicht ist Teil des ionenoptischen Abbildungssystems, daher ist ihre Form wesentlich für die Strahlapertur und das Strahlprofil. Sie ist außer von dem Kräftegleichgewicht zwischen der Absaugfeldstärke und dem kinetischen Plasmadruck auch von dem anwesenden Magnetfeld, der Elektrodengeometrie und der örtlichen Plasmadichte abhängig. - Zur Erzielung eines Strahles mit kleiner Divergenz und gleichmäßiger Dichteverteilung über den Durchmesser wird eine sphärisch konkav gewölbte Grenzschicht mit großer Krümmung und gleichmäßiger Ionendichte über die ganze Oberfläche gewünscht. Um eine gleichmäßige Plasmadichte im ganzen Expansionstrichter zu erreichen und das Plasmaangebot zu steigern, wird eine große Emissionsöffnung verlangt.

Um diesen Forderungen zu genügen, ist eine spezielle Ionenquelle erforderlich. Der Bogen der Quelle darf auch bei vergrößerter Emissionsöffnung nicht verlöschen, andererseits muß wegen der großen Emissionsbohrung die Neutralgasdichte im Anodenplasma der Quelle klein sein, um den Absaugraum nicht unzulässig mit Gas zu belasten.

Da bei der erforderlichen geringen Neutralgasdichte die mittlere freie Weglänge der Neutralteilchen groß ist, ist eine genügende

Ionisation bei gleichem Bogenelektronenstrom und gleichem Elektrodenabstand nicht mehr gegeben. Es muß daher mit der Drucksenkung der Weg der gerichteten Bogenelektronen verlängert werden. Die Laufstreckenverlängerung kann einerseits durch einen größeren geometrischen Abstand der Elektroden erreicht werden, andererseits auch durch Oszillation der Bogenelektronen im Anodenplasma.

Die Reflektion der Bogenelektronen erreicht man durch eine negative Elektrode, die sich auf der der Zwischenelektrode abgewandten Seite der Anode befindet. Um die gerichteten Elektronen daran zu hindern, vor der Reflektion zur Anode zu gelangen, ist außer einer großen Anodenbohrung noch ein führendes axiales Magnetfeld im Anodenraum erforderlich. Die durch das Magnetfeld am direkten radialen Entweichen gehinderten Bogenelektronen oszillieren einige Male in der elektrischen Potentialmulde des Anodenplasmas, bevor sie nach einigen Stößen die Anode erreichen können.

Durch diese Änderung einer normalen Duoplasmatron-Ionenquelle ist zu erwarten, daß die Neutralgasdichte der Entladung um etwa eine Größenordnung gesenkt und die Emissionsfläche um den Faktor 500 vergrößert werden kann.

Beschreibung der modifizierten Duoplasmatron-Ionenquelle

Die beschriebene Ionenquelle zeigt Abb. 1. Die Reflektionselektrode (3) und die Zwischenelektrode (2) bilden ein magnetisches Polschuhsystem. Innerhalb des Polschuhabstandes von 42 mm liegt die aus Kupfer bestehende Anode (1) mit einer Bohrung von 5,5 mm Durchmesser. Die aus Weicheisen bestehende Reflektionselektrode erweitert sich zu einem Trichter, in dem das emittierte Plasma ohne Störung durch das Magnetfeld expandiert und die Grenzsicht bildet. Das feinmaschige Gitter aus Nickel im Expansionstrichter (7) hat eine Durchlässigkeit von 90 % und soll die Form und den Ort der Plasmagrenzsicht stabilisieren. Das inhomogene Magnetfeld im Spalt des Polschuhsystem

stems beträgt bei $\Theta = 12\ 800\ \text{Aw}$ im Maximum der Reflektionsstrecke $240\ \text{Oe/A}$ (Abb. 2). Eine wassergekühlte Platte mit Molybdäneinsatz (8) im Zwischenelektrodenzylinder soll verhindern, daß sich die Entladung in den Teil des Kathodenraumes ausbreitet, der dem Zwischenelektrodenkanal gegenüber liegt. Gleichzeitig fängt diese Platte die rücklaufenden energiereichen Sekundärelektronen auf, die durch das Magnetfeld der Zwischenelektrode zu einem Strahl gebündelt werden. Damit der Elektronenstrahl nicht die Oxyd-Kathode (4) trifft, wurde sie außerhalb der Symmetrieachse angeordnet.

Abhängigkeit des Löschdruckes von den Quellenparametern

Als Löschdruck soll der im Anodenraum gemessene Neutralgasdruck bezeichnet werden, bei dem die Entladung löscht, dh. bei dem der über die langsame Drucksenkung konstant gehaltene Bogenstrom abrupt gegen Null geht. Bei Senkung der Neutralgasdichte steigt die Bogenspannung erst langsam, dann steiler an, um schließlich bei $p = p_g$ beliebig hohe Werte anzunehmen. Dieser Wert p_g ist aber bei endlichem Spannungsangebot nicht erreichbar. Die Entladung geht bereits bei dem Löschdruck p_L aus, der von der vorhandenen Spannungsversorgung mitbestimmt wird.

Zur geerdeten Reflektionselektrode brennt der Bogen nur oberhalb eines Druckes von $4 \cdot 10^{-2}$ Torr. Unterhalb dieses Druckes geht die Entladung sofort aus, während sie bei angelegter negativer Reflektionsspannung noch bei wesentlich niedrigeren Drücken brennt. Diese Beobachtung bestätigt, daß bei geringer Neutralgasdichte die Entladung nur mit Elektronenoszillation im Anodenplasma aufrecht erhalten werden kann. - Eine Änderung der Reflektionsspannung zwischen Floatingpotential und Kathodenpotential hat keinen wesentlichen Einfluß auf den Löschdruck. Bei positiver Zwischenelektrode war der Löschdruck am niedrigsten. Der Einfluß des Elektronenstroms zur positiven Zwischenelektrodenwand im Kathodenraum ist auf die Löschdruckerniedrigung daher offenbar größer als die Erhöhung des Bogenelektronenstromes im

Anodenplasma durch die gegen das Plasma negativ gepolte Zwischenelektrode.

Der Durchmesser des Zwischenelektrodenkanals bestimmt die Verluste der Ionen aus dem Anodenplasma und die Verluste der gerichteten Bogenelektronen, die bereits in den Kanal eingetreten sind. Bei hohen Ionenverlusten löscht die Entladung, bei Verlusten an gerichteten Elektronen sinkt die Ionisation im Anodenplasma. Um die Verluste von Ionen und Elektronen im Kanal gleichzeitig zu senken, ist eine Vergrößerung der Kanalbohrung erforderlich. Das Magnetfeld greift bei einer größeren Bohrung tiefer in den Zwischenelektrodenkanal hinein und löst das Plasma eher von den Wänden ab. Mit der Vergrößerung des Kanals auf 9 mm Durchmesser konnte der Löschdruck bei einer gegen das Plasma negativen Zwischenelektrode auf $1,2 \cdot 10^{-2}$ Torr erniedrigt werden. War dagegen die Zwischenelektrode gegen das Plasma positiv, so sank der Löschdruck auf $1,0 \cdot 10^{-2}$ Torr. - Der Löschdruck bei Elektronenverlusten zur Zwischenelektrode lag somit niedriger. Die Ionenemission war in diesem Fall aber auch gering. Wie später gezeigt wird, steigt die Emission mit anwachsenden Ionenverlusten zur Zwischenelektrode. Bei extrem niedriger Neutralgasdichte im Anodenplasma wird daher der Betrag des Emissionsstroms begrenzt sein.

Die Stellung der Anodenbohrung im inhomogenen axialen Magnetfeld hat ebenfalls Einfluß auf den Löschdruck. Befindet sich die Anode im magnetischen Minimum, so ist die radiale Bewegung der Bogenelektronen erleichtert, der Entladungswiderstand und somit der Spannungsbedarf ist geringer und der Löschdruck sinkt (Abb. 3). Andererseits darf der radiale Entladungs-Widerstand nicht zu klein werden, da dann viele Bogenelektronen ohne zu oszillieren auf die Anode gehen.

Der Ort des Gaseintritts ist wesentlich für den Löschdruck. Wird das Gas im Kathodenraum eingelassen, so sinkt die Entladungsspannung beträchtlich (Abb. 3). Die Druckdifferenz zwischen Kathodenraum und Anodenraum steigt um den Faktor zwei, während beim Gas-einlaß im Anodenraum der Druck im Kathodenplasma und Anodenplas-

ma gleich ist. - Durch die höhere Neutralgasdichte im Kathodenplasma steigt die Leitfähigkeit und damit sinkt der Spannungsabfall der Bogenentladung. Infolge der niedrigeren Brennspannung ließ sich der Löschdruck fast um den Faktor 2 bis auf $7 \cdot 10^{-3}$ Torr senken. Wurde die Zwischenelektrode gegen das Plasma positiv gemacht, so konnte eine weitere Erniedrigung des Löschdruckes bis auf $5 \cdot 10^{-3}$ Torr beobachtet werden.

Untersuchung des Ionenemissionsstroms und der Dichteverteilung des abgesaugten Ionenstrahles

Die Meßanordnung (Abb. 8) besteht, von der Kathode aus gesehen, aus einer außerhalb der Ionenquelle im Abstand von 4 mm hinter der Stirnfläche der Reflektionselektrode angeordneten isolierten Saugelektrodenplatte mit einem 1 mm breiten Schlitz, der durch die Mitte der wassergekühlten Platte verläuft. Eine zweite Schieberplatte mit einem 1 mm breiten Schlitz senkrecht zum ersten gleitet auf der Saugelektrodenplatte und ist mit dieser leitend verbunden. - Durch das Verschieben der beweglichen geschlitzten Platte wandert eine Öffnung von 1 mm^2 über den Radius der gesamten Saugelektrodenplatte. Die Plattengeometrie wurde gewählt, um ein weitgehend homogenes Absaugfeld zu erreichen. Die Absaugelektrode hatte ein negatives Saugpotential von 3 bis 6 kV gegen Erde. Dicht hinter der Saugelektrode befand sich unter dem Weg der verschiebbaren Saugöffnung eine schmale isolierte Auffängerelektrode.

Die Ionenemissionsstromdichte der modifizierten Duoplasmatron-Quelle wurde in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern auf der Strahlachse untersucht.

Da alle Messungen elektrisch durchgeführt wurden, ist der Anteil der rücklaufenden Elektronen im Strahl unbekannt. Der wahre Wert des Ionenanteils ist daher kleiner als die gemessene Ionenemissionsstromdichte j_e .

Mit dem anwachsenden inhomogenen Magnetfeld im Anodenplasma-gebiet steigt die Ionenemissionsstromdichte bis zu einem Maxi-

mum und sinkt bei hohen Magnetfeldern wieder (Abb. 4). Bereits FRÖHLICH fand dieses Verhalten bei der normalen Duoplasmatron-Quelle³⁾.

Mit dem Bogenstrom steigt die Ionenemissionsstromdichte anfangs annähernd linear, im Bereich hoher Bogenströme aber weniger stark (Abb. 6). Die Abweichungen von der Linearität sind dem Umstand zuzuschreiben, daß sich bei steigendem Bogenstrom und konstanter Absaugspannung die Grenzschicht verschiebt und eine konvexe Form annimmt, bei der sich die Divergenz des abgesaugten Ionenstrahls vergrößert. Damit fällt aber die Stromdichte des Strahls bei annähernd konstanter Stromdichte in der Grenzschicht.

Mit fallender Neutralgasdichte steigt die Ionenemissionsstromdichte, wobei der Anstieg im niedrigen Druckbereich besonders steil ist (Abb. 5). Die Erhöhung der Emission ist darauf zurückzuführen, daß bei konstantem Bogenstrom und der infolge des sinkenden Druckes ansteigenden Bogenspannung der Leistungsumsatz im Anodenplasma steigt.

Bei Erhöhung der Ionenverluste muß die Ionisierung im Anodenplasma vergrößert werden, wenn das Plasma im stationären Zustand erhalten bleiben soll. Durch Steigerung der Ionenverluste zur Reflektionselektrode konnte eine geringfügige lineare Erhöhung der Ionenemissionsstromdichte von 10 % erreicht werden. - Da der Ionenstrom zur Reflektionselektrode wenig Einfluß auf den Emissionsstrom hat, wurde in allen Experimenten diese Elektrode auf Floatingpotential gelegt.

Steigert man das Potential der Zwischenelektrode, von positiven Werten ausgehend über Floatingpotential zu negativen Spannungen gegenüber dem Plasma, so steigt die Emissionsstromdichte linear mit zunehmendem Ioneneinstrom, wobei der Ioneneinstrom der von der Zwischenelektrodenspannung abhängige positive Anteil des Zwischenelektrodenstromes ist (Abb. 7). Bei zu hohen Ioneneinströmen zur Zwischenelektrode löscht die Entladung, da das Anodenplasma bei konstanter Neutralgasdichte die Verluste nicht mehr decken kann.

Es wurde der Einfluß der Ioneneinströme zur Zwischenelektrode und zur Reflektionselektrode miteinander verglichen. Dabei

zeigte sich, daß bei gleich hohen Ionenströmen die Ionenverluste im Anodenplasma eine wesentlich höhere Emissionsstromdichte zur Folge haben als im Bereich der Grenzschicht.

Der erzielte Gesamtstrahlstrom lag bei $I_{gl} = 300$ mA. Experimente zur Erzielung höherer Strahlströme wurden nicht unternommen.

Die graphischen Darstellungen in der Abb. 9 zeigen die Stromdichteverteilung des Ionenstrahls über den Strahlradius in der Saugenebene in Abhängigkeit von den Parametern, die die Divergenz und die Emission beeinflussen. Die Dichteverteilungsmessungen mit den Parametern Bogenstrom, Magnetfeld, Neutralgasdichte sowie Ionenverluststrom zur Zwischenelektrode und Reflektionselektrode zeigen untereinander ein ähnliches Verhalten. Im Zentralteil des Strahlprofils ist die Stromdichte annähernd konstant, an den Seiten steigt sie stark an und bildet zwei ausgeprägte Randmaxima. - Wird die Emission durch einen der Quellenparameter bei konstanter Saugspannung gesteigert, so bildet sich ein flaches Zentralmaximum, in dessen Flanken die Seitenmaxima fast verschwinden. Außerdem wird der Stromanstieg der Strahlränder klein und die Strahldivergenz steigt (Abb. 9). Steigert man bei konstanter Emission die Absaugspannung, so verringert sich die Breite des Strahlprofils, dh. die Divergenz fällt. Gleichzeitig wird der Stromanstieg der Profilflanken steiler. - Die Verringerung der Divergenz bei steigender Saugspannung ist darauf zurückzuführen, daß die konkave Krümmung der Grenzschicht sich vergrößert, die Ionen somit stärker zur Strahlachse fokussiert werden. - Der Einfluß des Gitters scheint gering zu sein.

Aus der Breite der aufgenommenen Ionenstromdichteverteilung kann man auf die Divergenz des Strahls schließen, wenn man den Durchmesser des Gitters als Bezugsgröße betrachtet. Da die Ionendichte an den Rändern der Stromdichteverteilungskurven kontinuierlich gegen Null geht, wurde als Begrenzung der Kurvenbreite der Schnittpunkt der Flankensteigung mit der Null-Linie des Emissionsstroms gewählt. Es existiert ein Fall, bei dem der Emis-

sionsstrom bei vorgegebener Saugspannung so gewählt ist, daß die Breite der Dichteverteilungskurve mit dem Durchmesser der die Grenzschicht stabilisierenden Gitters zusammenfällt. Der Ionenstrahl verläuft somit parallel und die Grenzschicht wird wahrscheinlich annähernd eben sein. Wurde der Emissionsstrom bei konstanter Saugspannung gesenkt, so verringerte sich die Breite des Strahlprofils, es liegt ein konvergenter Strahlverlauf vor, die Grenzschicht ist offenbar konkav durchgewölbt. Bei höheren Strahlströmen steigt der Durchmesser, der Strahl wird divergent und läßt auf eine zumindest im achsnahen Bereich konvexe Grenzschicht schließen.

Es ist gleichgültig, ob man bei konstanter Saugspannung die Emission ändert oder, wie in Abb. 10, bei unveränderter Emission die Saugspannung variiert. Für die Form der Grenzschicht ist nur das Verhältnis von Saugfeldstärke zur Plasmadichte entscheidend. Ist die Plasmadichte für die herrschende Saugfeldstärke zu groß, wird der Strahl divergent.

Im Fall des parallelen Strahls zeigt die Dichteverteilung besonders deutlich ein Hohlstrahlprofil. Während im Inneren des Strahls die Ionendichte konstant ist, steigt sie zu den Rändern hin an. Diese Erscheinung ist möglicherweise bei rein konkaver Grenzschicht auf die höhere elektrische Feldstärke am Rande des konkav gewölbten Gitters zurückzuführen.

Eine andere Erklärung wäre, daß die Grenzschicht nicht, wie angenommen, bei parallelem Strahl eben ist, sondern bereits eine zentrale konvexe Wölbung besitzt. Der Grund für die hohe Stromdichte der Randmaxima wären dann die aus dem zentralen Teil der Grenzschicht divergent austretenden Ionen. Das Hohlstrahlphänomen soll in einer späteren Arbeit untersucht werden.

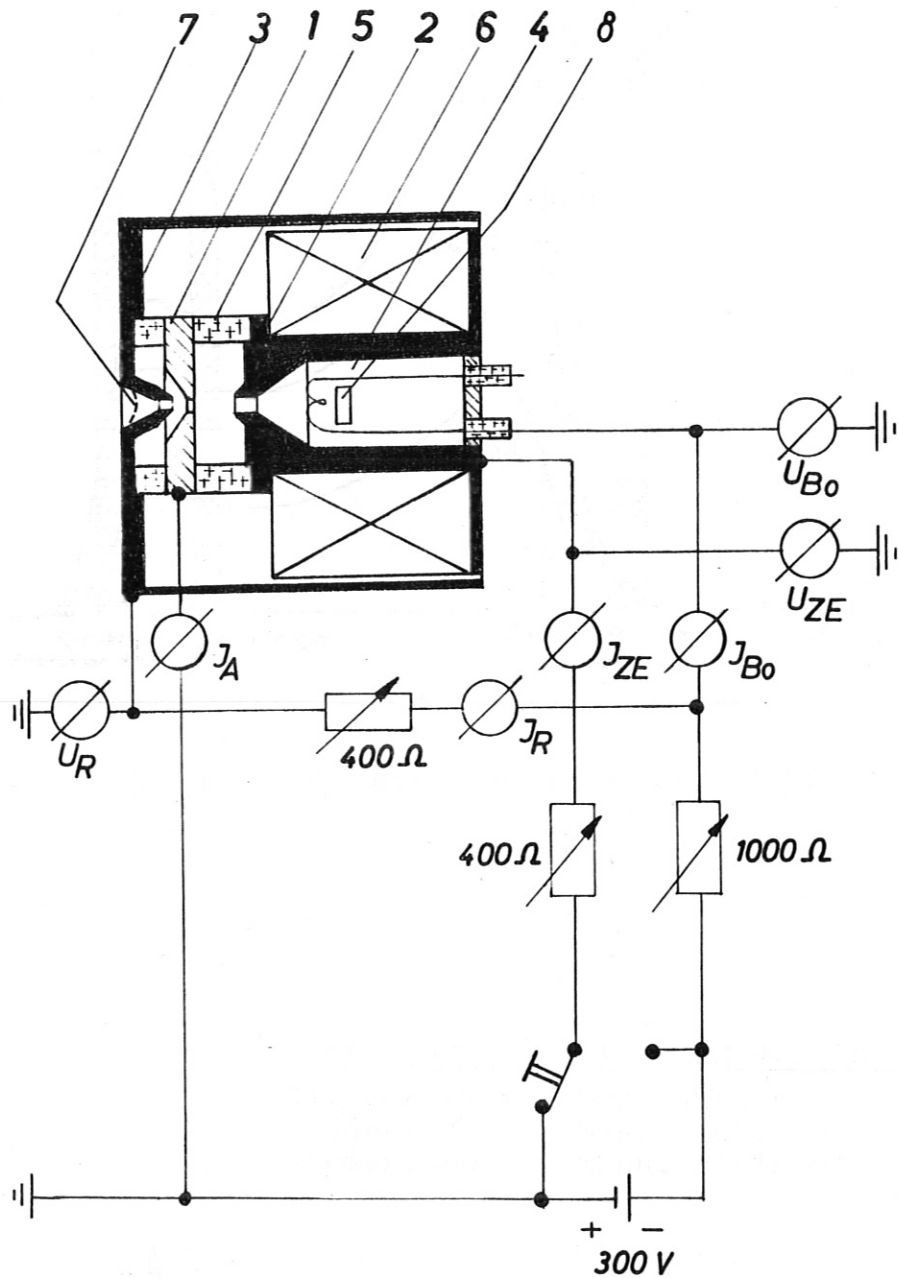
Ich habe Herrn Dr. von Gierke dafür zu danken, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte, ebenso Herrn Dr. Herrmann für klärende Diskussionen und die Unterstützung bei der Planung des Experimentes. Für die Mithilfe bei der Durchführung der experimentellen Arbeiten bin ich Herrn G. Weber zu Dank verpflichtet.

Literatur

- 1) M. von Ardenne Tabellen der Elektronenphysik,
Ionenphysik und Übermikroskopie

- 2) W. Herrmann Experimente an einer Ionenstrahl-
apparatur.
IPP-Laborbericht 2/13 (1963)

- 3) H. Fröhlich Ein stromstarker Generator für Io-
nen- und Elektronenstrahlen.
Nukleonik 1, H. 5, 183 (1959)



- 1 Anode
 - 2 Zwischenelektrode
 - 3 Reflektionselektrode mit Expansionsstrichter
 - 4 Kathode
 - 5 Isolator
 - 6 Magnetspule
 - 7 Gitter
 - 8 Molybdänplatte
- magnetischer Kreis

Abb. 1

Schematische Darstellung der Ionenquelle

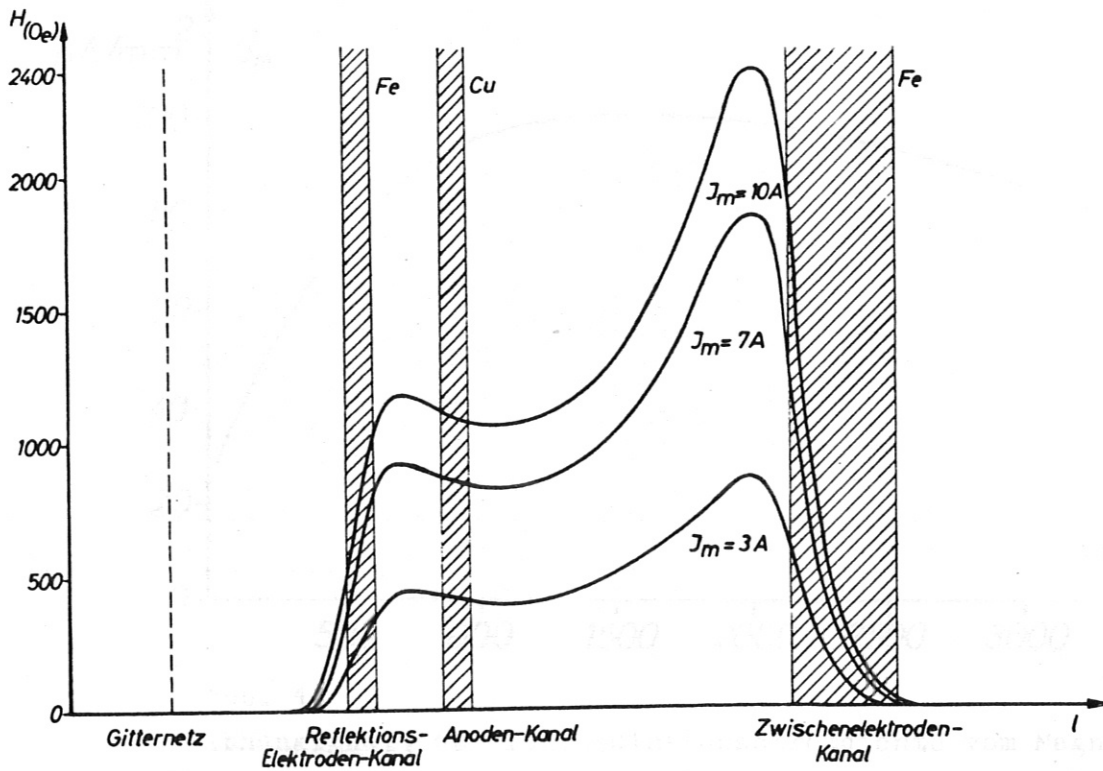


Abb. 2

Magnetische Längsfeldstärke auf der Achse des Duoplasmatrons

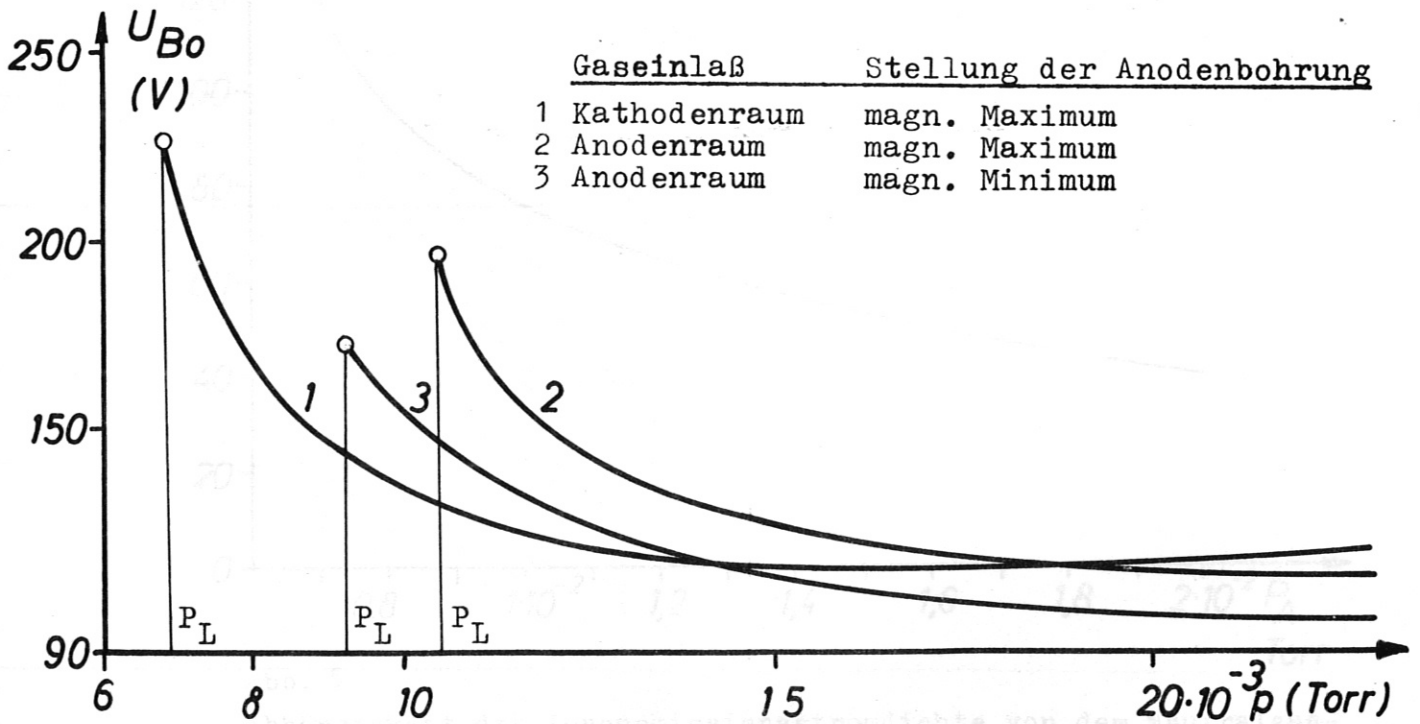


Abb. 3 Bogenspannung in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck bei verschiedenen Anodenstellungen und verschiedenen Druckdifferenzen zwischen Anodenplasma und Kathodenplasma

$I_{Bo} = 1 \text{ A}$ $H_{max} = 1500 \text{ Gauß}$ $d_A = 5,5 \text{ mm } \varnothing$
 $I_{ZE} = + 0,3 \text{ A}$ $U_R = \text{Floatingpotential}$

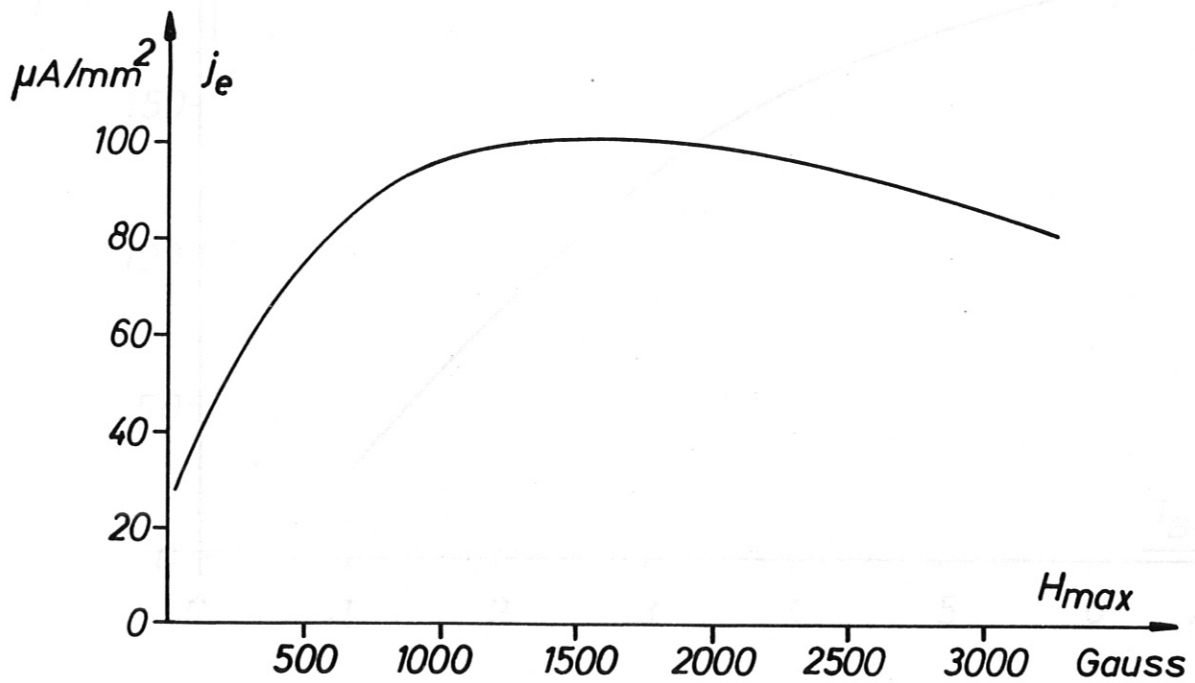


Abb. 4

Abhängigkeit der Ionenemissionsstromdichte vom Magnetfeld

$I_{Bo} = 2 \text{ A}$ $U_{Bo} = 135 \text{ V}$ $U_B = -3 \text{ kV}$
 $P_A = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ $I_{ZE} = +0,2 \text{ A}$ $U_R = \text{Floating}$

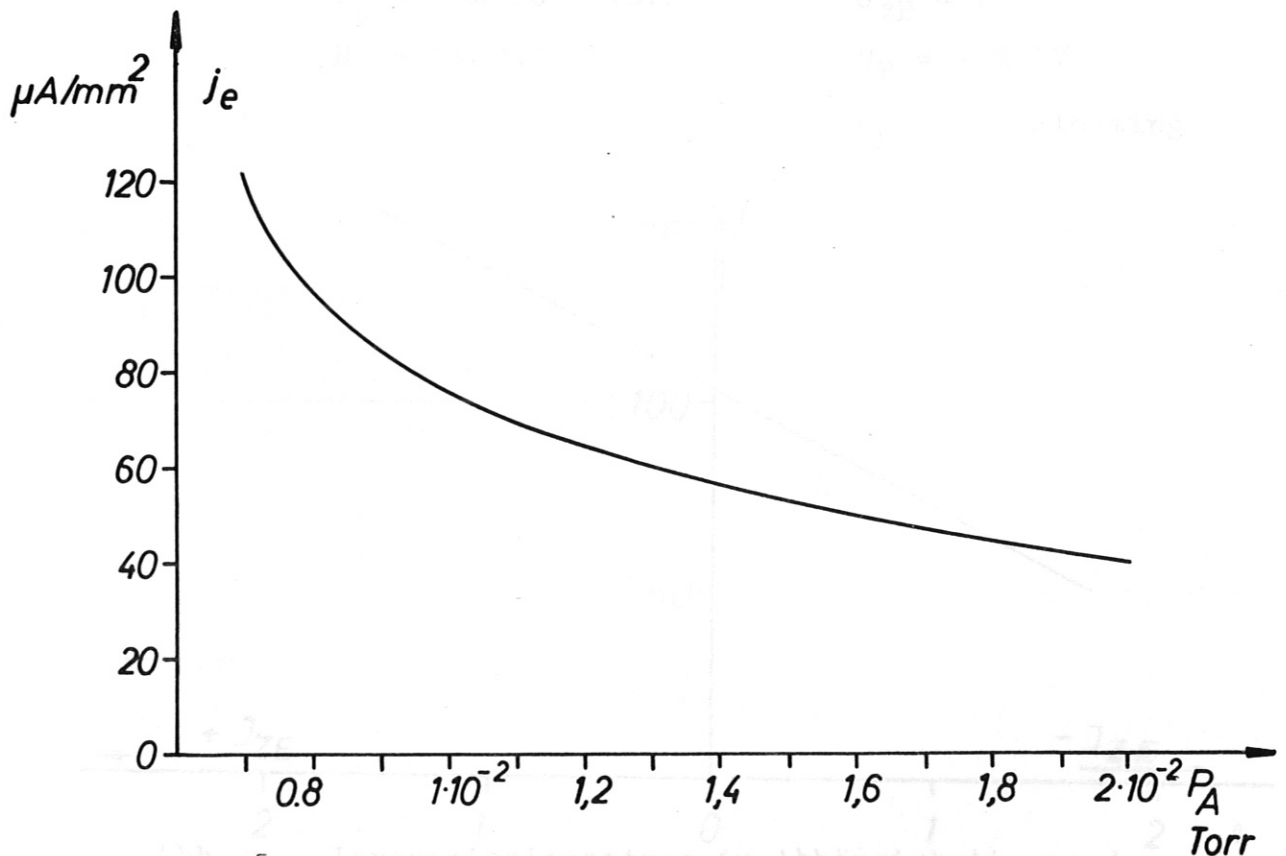


Abb. 5

Abhängigkeit der Ionenemissionsstromdichte von dem Neutralgasdruck im Anodenraum

$I_{Bo} = 2 \text{ A}$ $H_{max} = 1900 \text{ Gauss}$
 $U_R = \text{Floating}$ $U_B = -3 \text{ kV}$

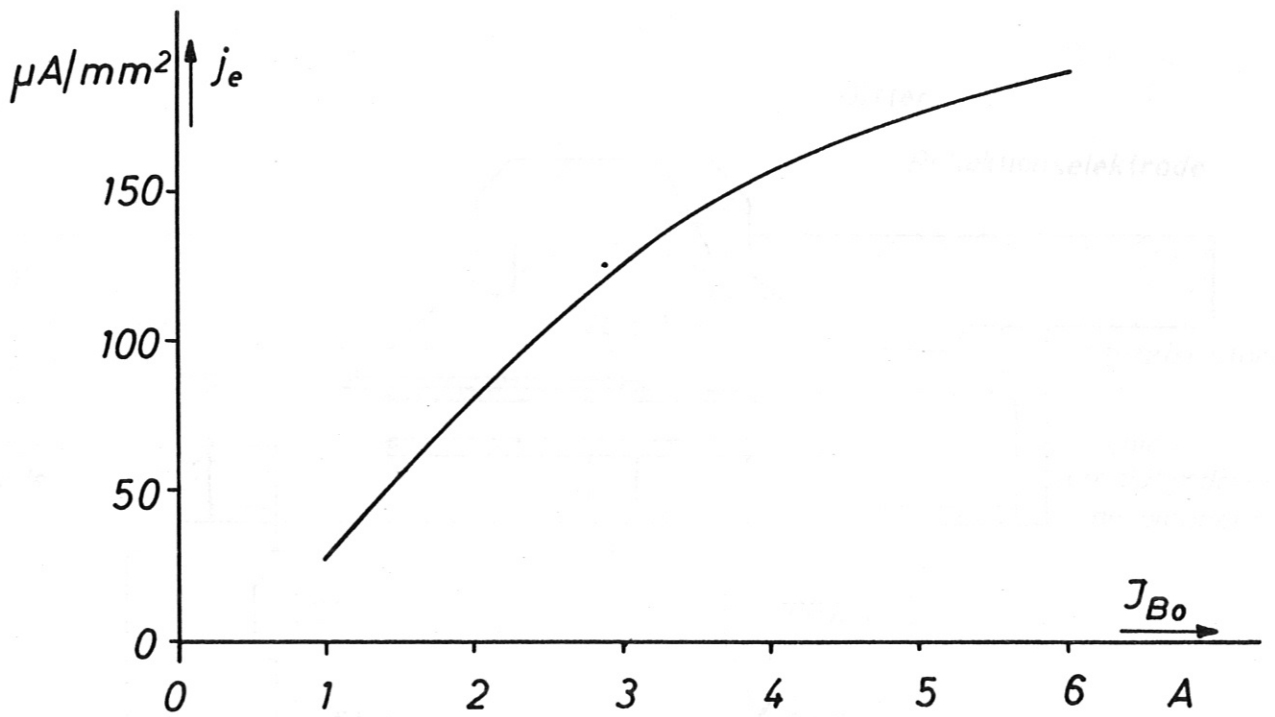


Abb. 6

Ionenemissionsstromdichte in Abhängigkeit vom Bogenstrom bei konstanter Saugspannung

$$P_A = 1 \times 10^{-2} \text{ Torr}$$

$$H = 2400 \text{ } \Gamma$$

$$J_{ZE} = +$$

$$U_B = -2 \text{ kV}$$

$$U_R = \text{Floating}$$

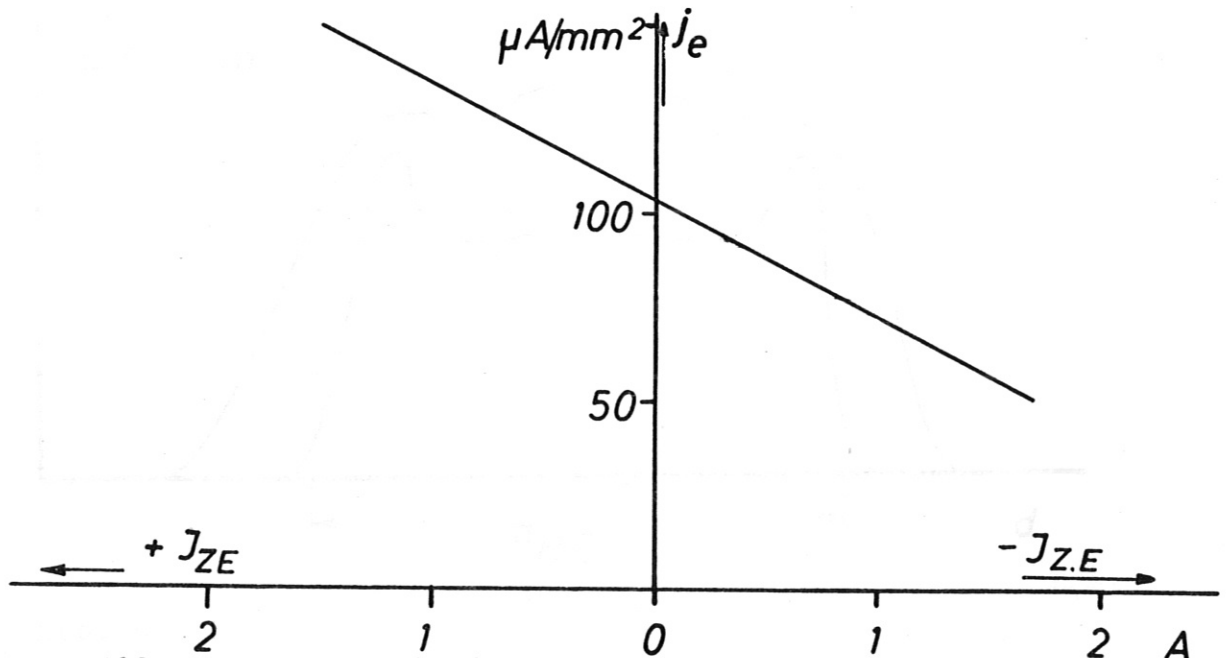


Abb. 7 Ionenemissionsstrom in Abhängigkeit von den Ionenverlusten zur Zwischenelektrode

$$J_A = 2 \text{ A}$$

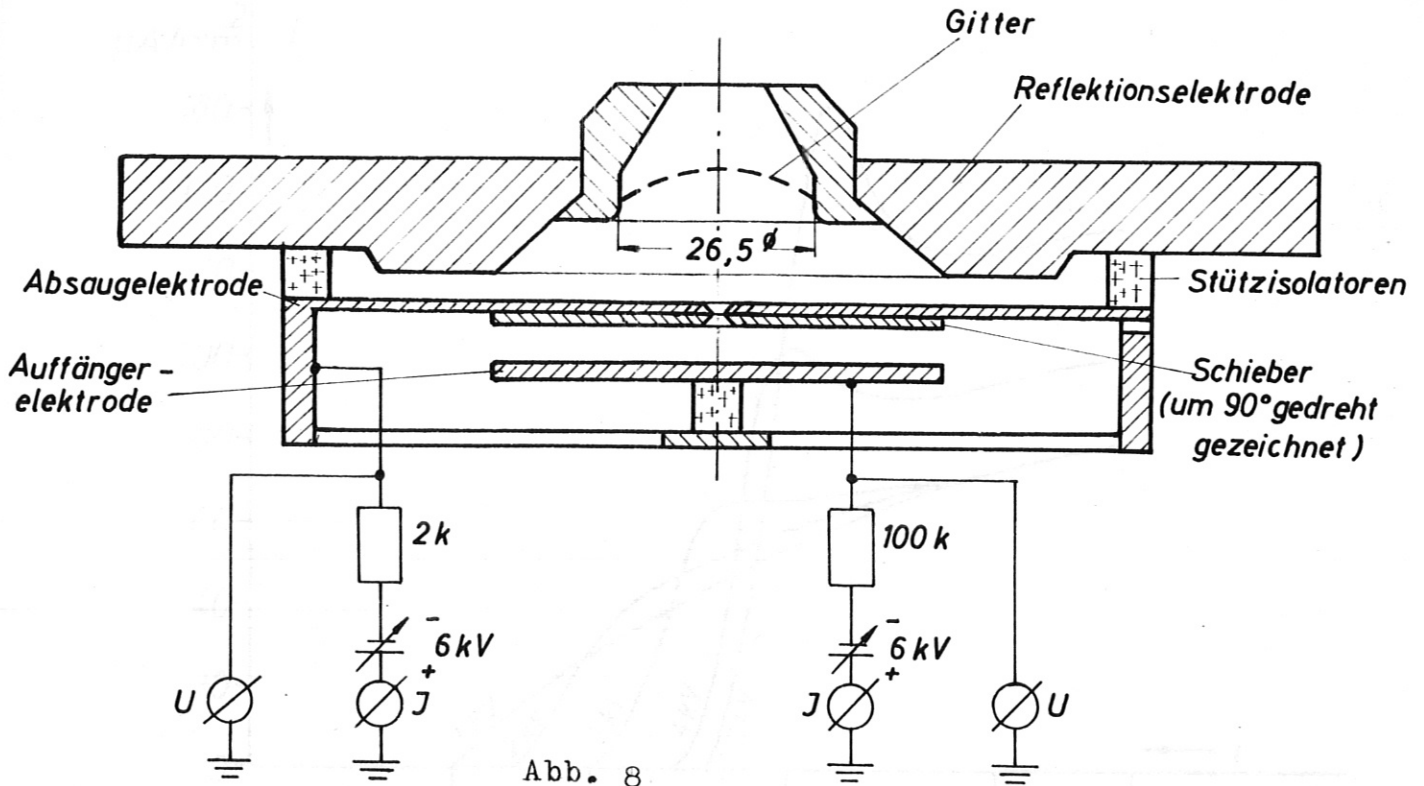
$$U_{Bo} = 140 \text{ V}$$

$$P_A = 1.2 \times 10^{-2} \text{ Torr}$$

$$H_{\max} = 1750 \text{ } \Gamma$$

$$U_B = -3 \text{ kV}$$

$$U_R = \text{Floating-potential}$$



Schema der Meßvorrichtung zur Untersuchung der Divergenz und Ionendichteverteilung

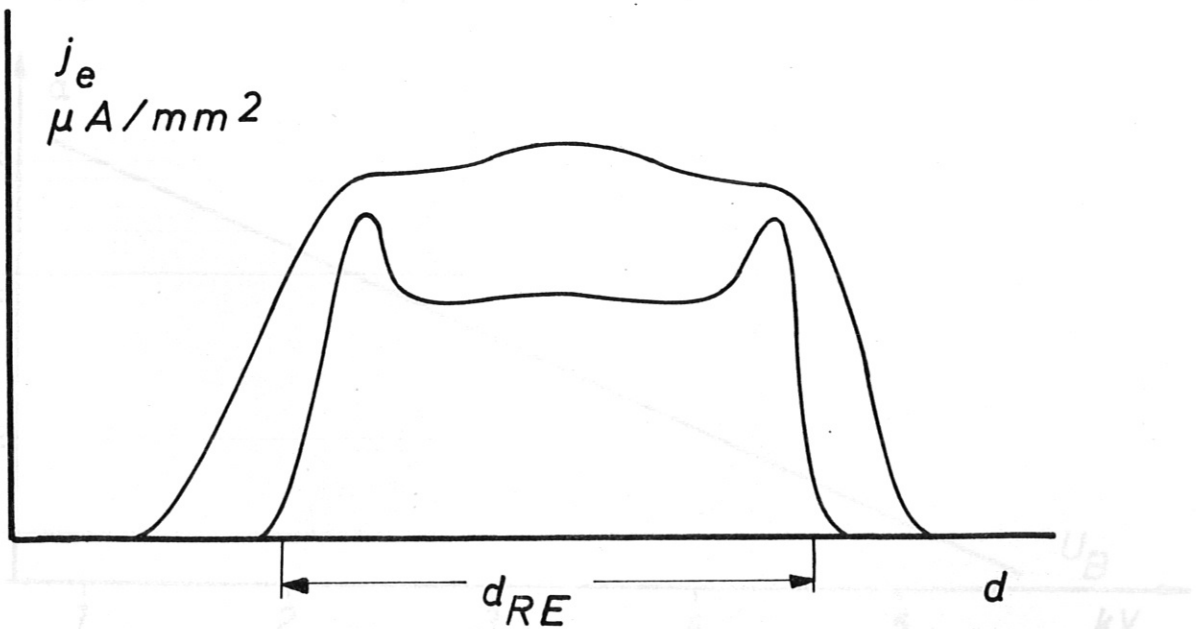


Abb. 9

Ionenstromdichte des Strahls in der Ebene der Saug-elektrode in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser bei verschiedenem Emissionsangebot im Plasma-Expansionskegel und konstanter Saugspannung

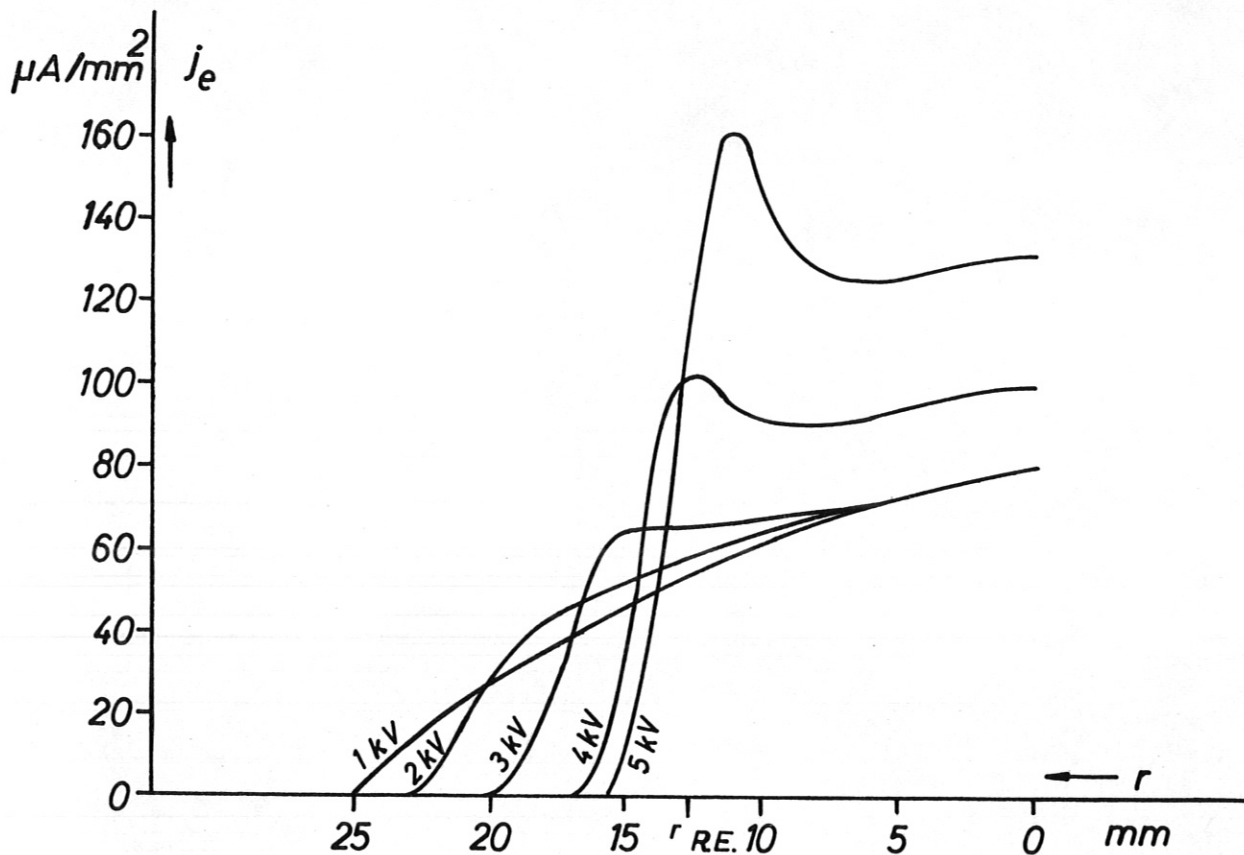


Abb. 10

Ionenstromdichte des Strahls in der Ebene der Saugelektrode in Abhängigkeit vom Strahlradius bei verschiedenen Saugspannungen

$$I_{Bo} = 0,3 \text{ A}$$

$$I_{ZE} = +0,3 \text{ A}$$

$$H_{max} = 1750 \text{ Gauss}$$

$$U_{Bo} = 215 \text{ V}$$

$$p_A = 6 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$U_R = \text{Floatingpot.}$$

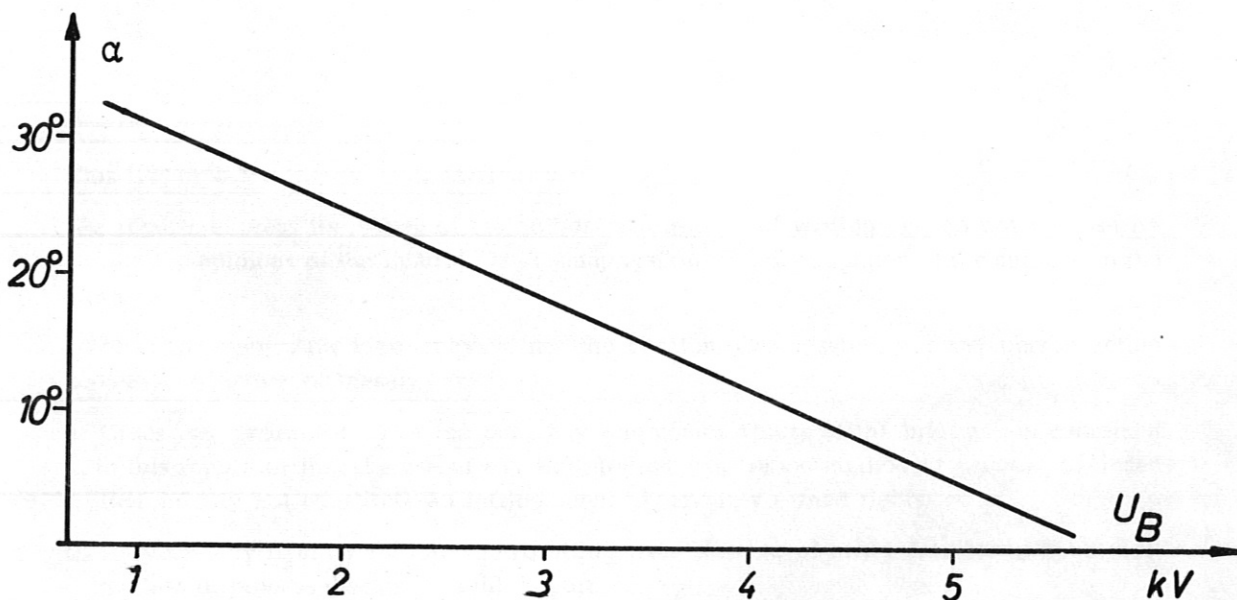


Abb. 11

Divergenz α in Abhängigkeit von der Absaugspannung

$$I_{Bo} = 0,3 \text{ A}$$

$$I_{ZE} = +0,3 \text{ A}$$

$$U_{Bo} = 215 \text{ V}$$

$$H_{max} = 1750 \text{ Gauss}$$

$$p = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$U_R = \text{Floatingpotential} = 190 \text{ V}$$