

Zur Extraktion von Ionen aus Plasmen und plasmaähnlichen Gebilden

Von W. FISCHER und W. WALCHER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg
(Z. Naturforsch. **10a**, 857—863 [1955]; eingegangen am 2. August 1955)

Herrn J. Mattauch zum 60. Geburtstag gewidmet

An einer Bogen-Ionenquelle werden gleichzeitig Sonden- und Extraktionsmessungen angestellt. Die Sondenmessungen zeigen, daß trotz einer gegen die Gefäßdimensionen großen freien Weglänge die Plasma-Vorstellungen der Sondentheorie anwendbar sind. Da der extrahierte Strom konstant und unabhängig von der Ziehspannung ist, und da seine Stromdichte gleich der aus den Sondenmessungen gefundenen Ionendiffusionsstromdichte an der Plasmagrenze ist, muß der extrahierte Strom ein reiner Diffusionsstrom sein; die für die Nachlieferung verantwortliche IonenTemperatur ist dabei etwa die Hälfte bis ein Viertel der Elektronentemperatur. Selbst bei ganz kleinen Ziehspannungen bildet sich in weiten Räumen ein „Pseudoplasma“ aus, welches Stromstärke, Spannung und Geometrie nach dem Langmuir-Schottkyschen Raumladungsgesetz verbindet. Es wird jedoch gezeigt, daß ein $U^{3/2}$ -Gesetz nicht immer durch Raumladungsbegrenzung bedingt sein muß, sondern auch durch Stromverteilung und Bündelaufweitung bedingt sein kann.

Die Extraktion von Ionen aus einem Plasma ist zuerst von Fowler und Gibson¹ mit Hilfe der Langmuirschen Sondentheorie² beschrieben worden. Obwohl in dieser Arbeit das Wesentliche des Problems klar herausgestellt ist, nämlich daß sich das Plasma von der Sonde so weit zurückzieht, daß durch die entstehende Raumladungsschicht das Feld der Sonde abgeschirmt wird und Sondenstrom (extrahierter Ionenstrom) und Sondenspannung (Ziehspannung) durch ein Raumladungsgesetz verknüpft sind, wird gerade dieser Zusammenhang auch in neueren Arbeiten des öfteren falsch oder mißverständlich interpretiert. Insbesondere wird oft aus diesen Vorstellungen eine $U^{3/2}$ -Proportionalität des Stromes gefolgert. Kennlinien, welche einen derartigen Anstieg zeigen, werden als Diodenkennlinien gedeutet, was nicht allgemein richtig ist, sondern in vielen Fällen auf einer Stromverteilung beruht. Auf Grund solcher Mißdeutungen werden nicht selten Fehlschlüsse auf die Entladungsdaten gezogen.

Die Bedeutung der sich nach der Sondentheorie einstellenden Plasmagrenze für die Ausbildung des Ionenbündels haben Thonemann³ und in aller Ausführlichkeit Reifenschweiler⁴ besprochen. Wir haben anlässlich der Untersuchung einer neuen Ionenquelle für einen Isotopentrenner einige Beobachtungen über das sich unter den verschiedensten Bedingungen ausbildende Plasmagebiet und seine Grenze gemacht; insbesondere haben wir

gleichzeitig Sondenmessungen und Extraktionsmessungen angestellt und ihre Gleichartigkeit zeigen können. Da diese Versuche geeignet sind, den Extraktionsmechanismus in Einzelheiten aufzuzeigen, sollen sie im folgenden dargestellt werden. Dabei wird sich zeigen, bis zu welchen Grenzen die Sondentheorie angewandt werden kann und wann man noch von einem Plasma sprechen kann.

1. Versuchsanordnung

Die zu unseren Messungen verwendete Ionenquelle ist in Abb. 1 maßstäblich dargestellt. Im Kohleöfchen O, welches durch einen Sinterkorund-Heizkörper auf eine Temperatur von 1500°K gebracht wird, wird Silber verdampft. Der Dampf tritt durch einen Kanal von $2\text{ mm } \varnothing$ und 2 mm Länge in den Entladungsraum B ein, der etwa dieselbe Temperatur wie O besitzt. In B sind zwei Glühkathoden K₁ und K₂ eingeführt, von denen zur Abschlußplatte A, welche als Anode dient, und gegebenfalls zum Ofen O eine Bogenentladung brennt. Durch ein Loch von $4,5\text{ mm } \varnothing$ in der Anode (0,3 mm Tantal) brennt ein Teil des Bogens im Vorräum C hinüber zur Ziehblende Z, sofern diese auf Anodenpotential oder in dessen Nähe gehalten wird. Wird die Ziehblende Z negativ gemacht, so kann sie bei genügend hoher Spannung die Funktion der Ziehelektrode übernehmen (siehe Ziff. 7). Bei den zunächst beschriebenen Versuchen ist Z mit Anode verbunden. Im Raum C ist die Sonde S angebracht, ein $0,1\text{ mm}$ dicker Molybdändraht, der $7,5\text{ mm}$ aus einem Sinterkorundröhren herausragt und tangential 1 mm neben der kreisrunden Öffnung in A befestigt ist. Hinter der

¹ R. D. Fowler u. G. E. Gibson, Phys. Rev. **46**, 1075 [1934].

² I. Langmuir u. K. T. Compton, Rev. Mod. Phys. **3**, 237 [1931].

³ P. C. Thonemann, Progr. Nucl. Phys. **3**, 219 [1953].

⁴ O. Reifenschweiler, Ann. Phys., Lpz. **14**, 33 [1954].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

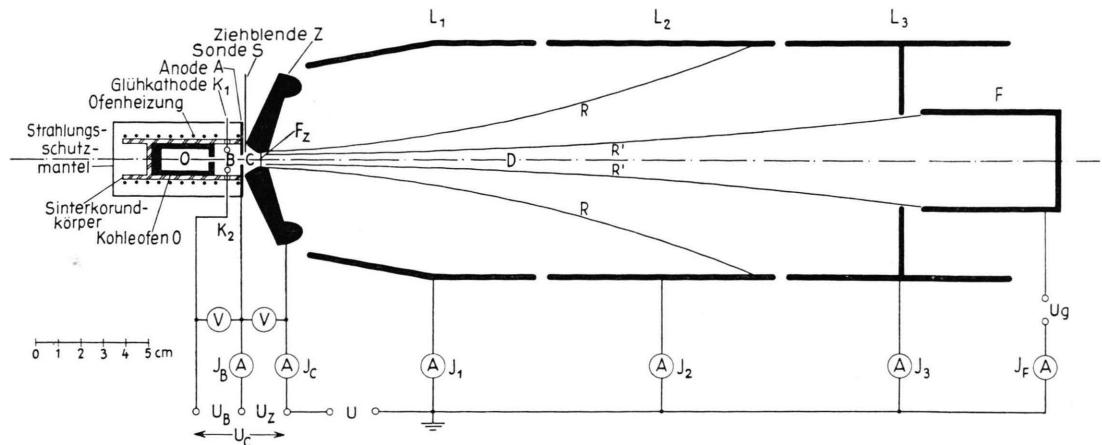


Abb. 1. Versuchsanordnung. R, R' = Randbahn bei Raumladungsaufweitung. Ziehblende Z: Kegelwinkel 60° bzw. 140° (Pierce-Linse). U_g : Gegenspannung für Sekundärelektronen.

Ziehblende befinden sich eine dreiteilige zylindrische Rohrlinse L_1 , L_2 , L_3 und ein Faraday-Käfig F. Alle 4 Elektroden haben bei unseren Messungen gleiches Potential und wirken bei den folgenden Versuchen als Ziehelektrode.

Der Temperatur von 1500°K entspricht in O eine Silberdampfdichte von $n_0 = 2,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und eine mittlere freie Weglänge der Silberatome von $\lambda_0 \approx 1 \text{ mm}$. Aus dem gemessenen Silberverbrauch einerseits und den Molekülstromstärken durch die Öffnungen in O und A andererseits kann man die Dampfdichte in B zu $n_B \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ abschätzen, was einer Weglänge von $\lambda_B \approx 10 \text{ mm}$ entspricht. Die Dampfdichte in C erhält man aus der Effusionsformel⁵ $n_C = n_B \cdot \Omega / 4\pi$, weil an Z praktisch alles auftreffende Silber kondensiert; man findet $n_C \approx 2$ bis $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$; $\lambda_C \approx 300$ bis 1000 mm .

2. Entladung

Die Kennlinien der im Raum B (und C) brennenden Entladung sind in Abb. 2 dargestellt. Bei hoher Kathodenheizleistung (vgl. Tab. 1), d. h. also hoher Elektronensättigungsstromstärke (Kurve 4), ist die Bogenspannung bis zu hohen Entladungsstromstärken konstant und niedrig, wir haben den typischen Niedervoltbogen. Bei kleinerer Heizleistung ist die Bogenspannung bei kleinen Entladungsströmen zunächst konstant, steigt aber von einem Knickpunkt ab stark an. Nach Druyvesteyn und Warmoltz⁶ liegt dieser Knickpunkt bei dem durch die Kathodenheizung gegebenen Elektronen-

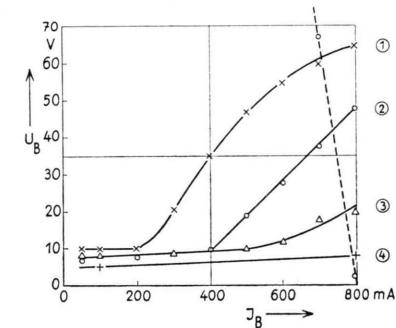


Abb. 2. Kennlinien der Entladung. —— Widerstandsgesetz. Vgl. Tab. 1.

sättigungsstrom. Während unterhalb des Knickpunktes (Niedervoltbogengebiet) die Elektronen sich nur so viele Ionen schaffen, daß ihre Raumladung kompensiert wird, müssen bei Strömen, welche größer als der Sättigungsstrom sind, zusätzliche Trägerpaare gebildet werden (gewöhnliche Bogenentladung). Dementsprechend ist bei der Entladung mit niedriger

Kurve	Heizleistung der Kathoden in Watt	Trägerdichten im Raum C in 10^{16} cm^{-3} n^+	Trägerdichten im Raum C in 10^{16} cm^{-3} n^-	Elektronen- temperatur T_e in $^\circ\text{K}$
1	70	28	—	—
2	83	—	—	—
3	86,5	22,9	20,6	29 000
4	110	6,3	7,8	15 000

Tab. 1. Daten der in Abb. 2 dargestellten Entladungen.

⁵ W. Walcher, Z. Phys. **122**, 65 [1944].

⁶ M. J. Druyvesteyn, Z. Phys. **64**, 782 [1930]. — M. J. Druyvesteyn u. N. Warmoltz, Physica **4**,

41 [1937]; vgl. auch A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen II, Springer, Berlin, S. 157–164.

Kathodenheizleistung (Kurve 1) eine höhere Trägerdichte zu erwarten; der echte Niedervoltbogen ist also als Ionenquelle wenig geeignet. Dies zeigt Tab. 1. Dort sind für die Kennlinien der Abb. 2 die Heizleistung aufgeschrieben und daneben die Trägerdichten angegeben, welche sich aus den in Ziff. 3 noch zu besprechenden Sondenmessungen ergeben. Die in Tab. 1 eingetragenen Werte der Trägerdichten und Elektronentemperaturen gelten für diejenigen Arbeitspunkte der Entladung, welche durch die in Abb. 2 eingezeichnete Widerstandsgerade gekennzeichnet sind.

3. Das „Plasma“ in B und C. Sondenmessungen

Die mittlere freie Gasweglänge im Raum B ist $\lambda_B = 10 \text{ mm}$, im Raum C $\lambda_C \approx 300 \text{ bis } 1000 \text{ mm}$ (vgl. Ziff. 1). Daher ist es fraglich, ob sich vor allem in C noch ein Plasma ausbilden kann, dessen Kennzeichen Quasineutralität und Temperatur der Träger sind. Nur unter diesen Umständen scheint es einen Sinn zu haben, auf die Ionenextraktion die Gesetze und Überlegungen der Langmuir'schen Sondentheorie anzuwenden. Daher haben wir in C mit der Sonde S Sondenkennlinien aufgenommen; sie zeigten das von höheren Gasdichten bekannte Verhalten, so daß sie in üblicher Weise⁷ ausgewertet werden konnten.

Die logarithmische Auftragung des Elektronenanlaufstromes gibt die Elektronentemperatur, aus den Kurven $(J^+)^2 = f(U_S)$ und $(J^-)^2 = f(U_S)$ findet man unabhängig von allen anderen Entladungsdaten die Trägerdichten n^+ und n^- ; aus dem Elektronenstrom für den Fall Sondenpotential = Raumpotential erhält man die Elektronendiffusionsstromdichte j^- im Plasma, und aus dem Ionenstrom die Ionendiffusionsstromdichte j^+ an der Grenze zwischen Plasma und positivem Raumladungsgebiet.

Die so gewonnenen Trägerdichten n^+ und n^- sind in Tab. 1 eingetragen; n^+ und n^- stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit solcher Sondenmessungen überein. Aus den Zahlenwerten kann man auf einen Ionisierungsgrad von einigen Prozent in unserem Plasma schließen. Die gemessenen Elektronentemperaturen fallen in die übliche Größenordnung, so daß also aus den Sondenmessungen insgesamt geschlossen werden kann, daß zumindest an der Stelle der Sonde im Raum C trotz der großen freien Weglänge ein vom Standpunkt der Sondenmessung und damit

auch der Extraktionstheorie „normales Plasma“ vorhanden ist.

Wir sind nun auch in der Lage, die für den Energieaustausch im Mikrofeld zwischen den Elektronen bzw. den Ionen verantwortliche Relaxationslänge S zu berechnen⁷, welche bekanntlich die freie Weglänge verkleinert

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda S / (\lambda + S).$$

Wir finden für Raum B: $S_B^- \approx S_B^+ \approx 0,5 \text{ bis } 1 \text{ cm}$, so daß gegenüber einem Gefäßdurchmesser von 1 cm ein $\lambda_{B,\text{eff}} \approx 0,3 \text{ cm}$ resultiert. Im Raum C wird $S \approx 3 \text{ bis } 4 \text{ cm}$ gegenüber $\lambda_C \approx 30 \text{ cm}$, weshalb hier λ_{eff} allein durch S bestimmt wird. Da $\lambda_{C,\text{eff}}$ einmal größer als die Gefäßdimensionen ist, werden also in C nur wenige Stöße passieren, die Ionen werden an den Wänden von A und Z reflektiert (Plasmapotential kleiner Anodenpotential) und mit einer gewissen Isotropie durch die Öffnung in Z diffundieren. Dabei wird allerdings durch die aus der Öffnung in A direkt durch die Öffnung in Z fliegenden Ionen eine gewisse Vorwärtsrichtung bevorzugt. Die Elektronen, welche aus B in C diffundieren, werden von den Wänden aufgefangen oder fliegen durch Z hindurch. Die Quasineutralität muß auch in C auf Grund unserer Messungen auf alle Fälle gewahrt sein.

Wegen der großen Effektivweglänge wird man die Trägerbildung durch Stoß in C vernachlässigen können, der Trägerdiffusionsstrom durch A wird also den Wandverlust und den Effusionsstrom durch Z decken müssen. Damit kann aber der durch C extrahierte Ionenstrom niemals größer werden als der Diffusionsstrom durch A.

4. Ionenextraktion

Zur Extraktion von Ionen durch die Ziehblende wurde an die Elektroden $L_1 + L_2 + L_3 + F$ eine Spannung U gegenüber der Ziehblende Z gelegt. Abb. 3 und Abb. 4 zeigen die Ergebnisse. Bei hohen Ziehspannungen (0,5 bis 15 kV, Abb. 3) erhält man eine Stromverteilung auf die einzelnen Linsenelektroden derart, daß mit wachsender Spannung der Strom auf die hinteren Elektroden größer wird. Die Summe der sämtlichen Ströme allerdings, also der durch die Ziehblende hindurchgehende Strom, zeigt nur einen langsam ansteigenden Anstieg. Dieser An-

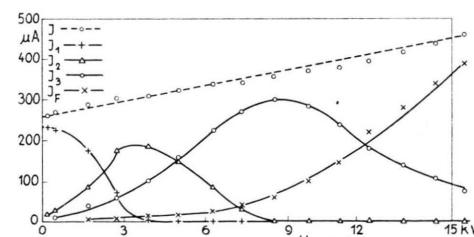


Abb. 3. Teilströme und Gesamtstrom auf die Linsenelektroden in Abhängigkeit von der Spannung. Große Spannungswerte (mit Sekundärelektronen).

⁷ A. v. Engel u. M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen II, Springer, Berlin.

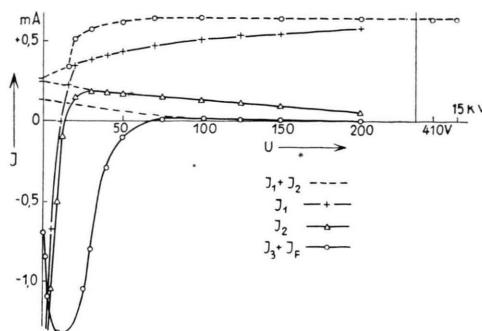


Abb. 4. Teilströme und Gesamtstrom auf die Linsenelektroden in Abhängigkeit von der Spannung. Kleine Spannungswerte (Sekundärelektronen unterdrückt).

stieg röhrt, wie Messungen gezeigt haben, allein von der mit der Spannung wachsenden Sekundärelektronenemission der Auffangelektrode her, so daß also das Ergebnis folgt: *Der aus C herausgezogene Strom ist konstant und unabhängig von der Ziehspannung.* Diese Konstanz gilt bis zu ganz kleinen Ziehspannungen herunter, wie Abb. 4 zeigt. Erst bei $U = 65$ V wird zunächst $J_3 + J_F$, bei $U = 30$ V J_2 und bei $U = 20$ V J_1 kleiner und schließlich negativ. Dies ist so zu verstehen: In der Entladung sind neben den thermischen „Plasmaelektronen“ auch schnelle Elektronen vorhanden, welche die Bogenspannung $U_B = 60$ V ohne oder mit geringem Energieverlust durchlaufen haben und nun in der Lage sind, gegen die Ziehspannung anzulaufen. In Ziff. 5 werden wir hierauf zurückkommen.

Die Konstanz des „Ziehstromes“ ($J_{\text{ges}} = J_1 + J_2 + J_3 + J_F$) im Spannungsbereich von wenigen Volt bis zu 15 kV legt die Vermutung nahe, daß so viel positive Ionen durch die Öffnung der Ziehblende (Fläche F_Z) hindurchtreten, wie durch „Diffusion“ auf F_Z auftreffen. Dann muß aber der Ionenstrom J_{ges} sich aus der Diffusionsstromdichte berechnen lassen und umgekehrt die Diffusionsstromdichte aus dem Gesamtstrom nach der Gleichung⁸

$$J_{\text{ges}}^+ = q (n^+ v^+/4)_{C,S} \cdot F_Z. \quad (1)$$

Dadurch ergibt sich eine Vergleichsmöglichkeit zwischen der so erhaltenen positiven Trägerdiffusionsstromdichte ($n^+ v^+/4)_{C,Z}$ und der aus Sondenmessungen gefundenen ($n^+ v^+/4)_{C,S}$. In Tab. 2 sind die Ergebnisse aus drei Messungen, welche den Kur-

⁸ Für die Plasmagrenzfläche ist hier F_Z eingesetzt, was bei unserer Anordnung in allen Fällen richtig war. Im allgemeinen ist die Wölbung der Plasmagrenzfläche zu berücksichtigen.

⁹ D. Bohm in Guthrie-Wakerling, Electrical

ven 2, 3, 4 der Abb. 2 entsprechen, wiedergegeben. Man findet befriedigende Übereinstimmung der beiden Werte und damit eine Bestätigung unserer Annahme, daß der aus der Ziehblendenöffnung F_Z austretende Strom unabhängig von der angelegten Ziehspannung immer gleich dem Ionendiffusionsstrom ist.

Heizstrom der Kathode in Amp.	Trägerdiffusionsstromdichte in $\mu\text{A}/\text{cm}^2$		Ionen- temperatur T^+ in $^\circ\text{K}$
	aus Sonden- messungen ($n^+ v^+/4)_{C,S}$	aus dem extrahierten Ionenstrom ($n^+ v^+/4)_{C,Z}$	
8,0	2400	1850	13000
8,4	990	1000	9500
8,8	435	500	7600

Tab. 2.

Bei der Berechnung der in Tab. 2 angegebenen Diffusionsstromdichten sind keinerlei Annahmen über v^+ gemacht, sondern lediglich gemessene Stromstärkewerte durch die Größe der jeweiligen Plasmagrenzfläche dividiert. Man kann daher umgekehrt aus den Werten für $n^+ v^+/4$ die Ionentemperatur ausrechnen und erhält die in Tab. 2 eingetragenen Werte. Sie sind alle von der Größenordnung der Elektronentemperatur, was bekanntlich⁹ zu einer Kritik der einfachen Langmuir'schen Sondentheorie geführt hat, welche zu einer Abänderung des Ausdrucks für die positive Ionenstromdichte an der Plasmagrenze führt:

$$i^+ = q n_{\text{Plasma}}^+ \sqrt{k T^- / 8 \pi m}.$$

In dieser Formel bedeuten n_{Plasma}^+ die positive Trägerdichte und T^- die Elektronentemperatur im *ungestörten* Plasma.

Dies ist von großer Bedeutung für die Ausbeute einer Ionenquelle. Der positive Trägerstrom ergibt sich dann nämlich zu

$$i^+ = q n_{\text{Plasma}}^+ \sqrt{k T^- / 8 \pi m} \cdot F_{\text{Plasma}},$$

während der Neutral-Teilchenstrom sich zu

$$i^0 = q n^0 \sqrt{k T_{\text{gas}} / 2 \pi m} \cdot F$$

errechnet. F ist dabei die Fläche der Ionenquellen-

Discharges in Magnetic Fields. NNES New York, McGraw-Hill 1949. R. Boyd, Proc. Roy. Soc., Lond. A **201**, 329 [1950]; F. Wenzl, Z. Angew. Phys. **2**, 59 [1950]; I. Langmuir u. K. T. Compton, Rev. Mod. Phys. **3**, 237 [1931].

Öffnung (Spalt), F_{Plasma} die Plasmagrenzfläche. Das Verhältnis beider Ströme

$$\frac{i^+}{i^0} = \frac{n_{\text{Plasma}}^+}{n^0} \cdot \frac{F_{\text{Plasma}}}{F} \sqrt{\frac{T^-}{4 T_{\text{gas}}}}$$

ist also, da das Verhältnis der Flächen F_{Plasma}/F nur wenig größer als eins sein wird, um den Wurzelkoeffizienten größer als das Verhältnis der Teilchenindichten. Daher kann ein Ionisierungsgrad von 1% zu einer etwa 10-prozent. Ökonomie führen; und die „beste“ Ionenquelle wird von diesem Standpunkt eine solche mit möglichst hoher Elektronentemperatur sein.

Aus der obigen Gleichung für die positive Ionenstromdichte und der entsprechenden Gleichung für die negative Ionenstromdichte folgt weiter, daß sich positive und negative Diffusionsstromdichte wie $2\sqrt{m^+/m^-}$ verhalten, was bei unseren Messungen stets ungefähr erfüllt war. Der Faktor vor der Wurzel hängt sehr von den Annahmen über das „penetrating field“ ab; er kann auch kleiner als 2 sein.¹⁰.

5. Pseudoplasma im Raum D

Die Tatsache, daß ein Silber-Ionenstrom von etwa 0,5 mA bei Spannungen von wenigen hundert Volt durch den Raum D, selbst auf der kürzesten Strecke von F_Z nach L_1 , transportiert werden kann (Abb. 4), fordert aus dem Raumladungsgesetz heraus die Annahme, daß auch im Raum D sich ein quasineutrales Gebiet ausbildet, dessen Grenzfläche F_{gr} wie eine Plasmagrenze einen Strom von Ionen mit thermischer Geschwindigkeit liefert und welches diese Grenze so einstellt, daß durch die angelegte Spannung U der Strom J von Ionen des Atomgewichts A transportiert werden kann, gemäß dem Raumladungsgesetz:

$$J = 5,46 \cdot 10^{-8} \text{ Amp} \left(\frac{U}{\text{Volt}} \right)^{3/2} A^{-1/2} F_{\text{gr}}/d^2 \quad (2a)$$

bzw.

$$J = 5,46 \cdot 10^{-8} \text{ Amp} \left(\frac{U}{\text{Volt}} \right)^{3/2} A^{-1/2} g(F_{\text{gr}}). \quad (2b)$$

Dabei gilt (2a) für eine ebene Anordnung mit dem Ebenenabstand d , während (2b) für beliebige Geometrie Gültigkeit hat; der Geometriefaktor enthält die Größe der Grenzfläche, weil diese von der sich einstellenden Geometrie abhängig ist². Wenn man

aus den in Abb. 4 gemessenen Strömen für die Spannungswerte $U = 200, 100, 60$ V nach Gl. (2a) unter Zugrundelegung der stromaufnehmenden Flächen der Linsenelektroden für F_{gr} die d -Werte im Sinne einer Abschätzung berechnet, erhält man für die Grenze dieses „Pseudoplasmas“ die in Abb. 5 ungefähr eingetragenen Kurven. Innerhalb dieser Gebiete ist das Potential konstant gleich dem Plasmapotential der Entladung, also ungefähr gleich dem Potential der Ziehblende Z ; zwischen dem Rand dieser Gebiete und den Elektroden steigt das Potential an, dort fließt ein raumladungsbeschwerter Sättigungsstrom, der gegeben ist durch den von innen auf die Grenze auftreffenden Strom thermischer Ionen.

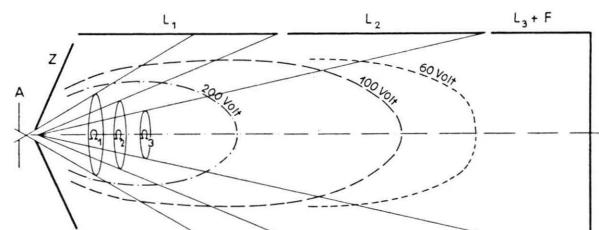


Abb. 5. Grenzen des Pseudoplasmas in Raum D.

Wird die Spannung gesteigert, so verschiebt sich die Grenze, das Feldlinienbild ändert sich und dementsprechend auch die in Abb. 4 zum Ausdruck kommende Stromverteilung auf die Elektroden¹¹.

In dem von unserem Pseudoplasma erfüllten Gebiet sind die freie Weglänge und ebenso die Relaxationslänge so groß, daß die aus der Öffnung in der Ziehblende austretenden Ionen und Elektronen praktisch gerade Bahnen bis zur Plasmagrenze zurücklegen können. Dort werden die Ionen vom Feld erfaßt und zur Elektrode gezogen; die Plasma-Elektronen hingegen werden reflektiert, sie können das „Pseudoplasma“ nicht verlassen, sondern laufen in diesem Gebiet so lange von Grenze zu Grenze, bis sie auf Z treffen. Die schnellen Primärelektronen können bei abnehmender Spannung (Abb. 4) wegen ihrer kleinen Radialgeschwindigkeit zunächst nur auf die Elektroden $L_3 + F$, erst bei kleinerer Spannung auf L_2 und schließlich auf L_1 treffen.

Die positiven Ionen, welche durch Z hindurchtreten, verteilen sich als Effusionsstrom auf die Raumwinkel Ω_3 ($\Omega_2 - \Omega_3$) und ($\Omega_1 - \Omega_2$) (Abb. 5). Bei $U = 0$ muß daher die Stromverteilung auf die Elektroden L_1 bis L_3 durch diese Raumwinkel ge-

¹⁰ D. Kamke u. H. J. Rose, Z. Phys., erscheint demnächst.

¹¹ Die in Abb. 3 zum Ausdruck kommende Stromverteilung hat andere Gründe, siehe Ziff. 6.

geben sein. Die aus den aus Abb. 1 gemessenen Winkeln errechneten Effusionsströme ergeben sich, wenn man für Ω_1 noch eine gewisse Vignettierung hinzunimmt, zu $J_1 = 270 \mu\text{A}$, $J_2 = 250 \mu\text{A}$ und $J_3 = 130 \mu\text{A}$. Diese Werte sind für $U = 0$ in Abb. 4 eingetragen, sie passen sich sehr gut den extrapolierten Kurven an.

6. Bündelbildung bei höheren Spannungen

Bei steigender Spannung zieht sich das Pseudoplasma gemäß Gl. (2) zurück, bei etwa 1000 V wird seine Grenze etwa eine Kugel mit dem Radius 1 cm um den Mittelpunkt der Öffnung der Ziehblende bilden, bei noch höheren Spannungen (einige kV) tritt die Plasmagrenzfläche ins Innere des Ziehblendenkanals. Da sich bei höheren Spannungen bereits ein Ionenbündel gebildet hat, aus dem das Raumladungsfeld seitlich herausquillt, wird die Längsfeldstärke gegenüber dem raumladungsfreien Fall bis auf die unmittelbare Umgebung der Ziehblende wenig verändert sein. Man kann daher zur ungefähren Festlegung der Plasmagrenze und deren Verschiebung mit der Spannung mit einer „Ersatzsonde“ bei ungefähr der Potentialfläche $U/30$ rechnen und schätzt dann ab, daß zwischen $U = \text{einige kV}$ und $U = 15 \text{ kV}$ die Plasmagrenze sich nur noch um etwa 20% des Ziehblendendurchmessers verschiebt¹².

Das Anwachsen der Ströme auf die immer weiter in Strahlrichtung liegenden Elektroden (Abb. 3) mit zunehmender Spannung kann als reiner Aufweitungseffekt des Ionenbündels durch das Radialfeld seiner Raumladung gedeutet werden. Rechnet man nach Watson¹³ den Bruchteil (Randbahnen R' , Abb. 1) des Gesamtbündels (Randbahnen R , Abb. 1) aus, der in den Faraday-Käfig F trifft, so findet man

$$J_F \approx K U^{1.78}, \quad (3)$$

also nahezu ein $U^{3/2}$ -Gesetz, wie es vielfach bei Ionenquellenuntersuchungen gemessen worden ist.

Abb. 6 zeigt diesen in unserer Anordnung gemessenen Zusammenhang. Der Anstieg der Geraden ergibt sich unabhängig von der Kathodenheizleistung (n^+) zu 1,5; Sättigung bedeutet, daß das ganze Ionenbündel in den Käfig trifft¹⁴.

¹² Da der Geometriefaktor $g(F_{gr})$ nicht bekannt ist, muß man sich mit einer solchen Abschätzung begnügen. Dabei ändern sich die Ergebnisse nur unwesentlich, wenn man mit $U/10$ oder $U/50$ rechnet.

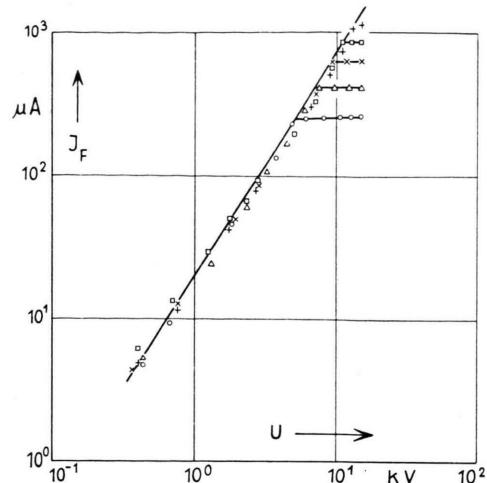


Abb. 6. Ionenstrom in den Faraday-Käfig für verschiedene Kathodenheizleistung in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung: Scheinbares $U^{3/2}$ -Gesetz. Sekundärelektronen unterdrückt.

7. Negative Ziehblende

Macht man die Ziehblende negativ, so wird sie das Plasma aus dem Raum C gegen die Öffnung vor Raum B zurückdrängen. Man berechnet aus Gl. (2), daß eine Spannung U_Z von etwa 3500 Volt notwendig ist, um die Plasmagrenze bis zur Anodenöffnung zurückzuschieben. Durch weiteres Steigern der negativen Spannung kann man die Plasmagrenze so in das Innere von B hineinkrümmen, daß alle aus A austretenden Ionen in die Öffnung der Ziehblende hineinfokussiert werden. Dieser Fall ist von Reifenschweiler⁴ und Thonemann³ bereits ausführlich diskutiert worden.

Hier sollte gerade der Fall „Ziehblende auf Anodenpotential“ besprochen werden, weil er das Zustandekommen der Pseudoplasmagebiete und die Anwendung der Sondentheorie hierauf besonders klar erkennen läßt.

8. Extraktion an der Kathodenseite

Oft wird der Ionenextraktion an der Kathodenseite der Vorzug gegeben¹⁵. Das entspräche einer Schaltung nach Abb. 1, in der O Anode wäre und A

¹³ E. E. Watson, Phil. Mag. 3, 849 [1927].

¹⁴ Beim Vergleich des gefundenen Anstiegs mit dem nach Gl. (3) ist allerdings zu beachten, daß Gl. (3), für ein Trägerbündel im feldfreien Raum abgeleitet ist, während wir auf der ganzen Länge beschleunigen.

auf Kathodenpotential läge. In diesem Fall lassen sich die Sondenvorstellungen ganz analog anwenden. Man muß hier aber bedenken, daß auch die Austrittsblende (A) negative Sonde im Plasma ist und einen positiven Ionenstrom aufnimmt. Dann tritt

eine Stromverteilung zwischen A und dem herausgezogenen Bündelstrom (J_F) auf, welche ebenfalls ein „Raumladungsgesetz“ ($J_F \sim U^{3/2}$) ergeben kann.

¹⁵ J. Kistemaker u. H. L. Douwes Dekker, Physica **16**, 198 u. 209 [1950].

Massenspektrometrische Untersuchungen der Feldemission positiver Ionen

Von MARK G. INGHRAM und ROBERT GOMER

Aus dem Department of Physics, University of Chicago, Chicago, Illinois,
und Argonne National Laboratory, Lemont, Illinois, USA
und dem Department of Chemistry, und Institute for the Study of Metals,
University of Chicago, Chicago, Illinois, USA
(Z. Naturforsch. **10a**, 863—872 [1955]; eingegangen am 2. August 1955)

Herrn Professor Dr. J. Mattauch zum 60. Geburtstag gewidmet

Massenspektrometrische Untersuchungen der in der Nähe und an der Oberfläche einer Spitze eines Feld-Emissions-Mikroskops (FEM) erzeugten positiven Ionen erläutern den Mechanismus von Ionisierungsvorgängen und weisen auf verschiedene Anwendungen hin. Letztere bestehen in einer Bestimmung der Dissoziationsprodukte bei Chemisorption, Analyse von Gasmischungen, Nachweis und Messung kurzebiger Zwischenprodukte, freier Radikale und so weiter.

Die Desorption positiver Ionen von Oberflächen unter Einwirkung starker elektrischer Felder wurde zuerst von Müller beobachtet¹. Er fand, daß Schichten von Barium, Strontium, Natrium und anderen elektropositiven Metallen bei Feldstärken von 0,5 bis 2,0 Volt/Å von positiv geladenen FEM-Spitzen abgerissen wurden. In späteren Untersuchungen benutzte Müller eine mit Wasserstoff von einem Druck von 10^{-3} Torr gefüllte Feldemissionsröhre und zeigte, daß bei positiver Ladung der Spitze ($F = 2$ Volt/Å) ein schwaches, aber äußerst scharfes Bild entstand, welches er der Desorption von Protonen zuschrieb¹.

Der ursprüngliche Zweck der vorliegenden Arbeit war die Bestimmung der Ionen, die von starken Feldern erzeugt werden können. Zu diesem Zweck ließen wir einen kleinen Teil des Ionenstrahls von einer FEM-Spitze durch ein feines Loch (ca. 0,75 mm) im Schirm einer Feldemissionsröhre in den Analysator eines Massenspektrometers eindringen. Die Feldemissionsanordnung diente also als Ionenquelle in einem sonst herkömmlichen Massenspektrometer.

Es erwies sich, daß Ionen von allen gasförmigen Substanzen erzeugt werden konnten, unabhängig davon, ob diese elektropositiv oder elektronegativ, fest

oder gar nicht adsorbiert waren. Es zeigte sich auch bald, daß die Verbindung von Massenspektrometrie mit Feldionisierung interessante Möglichkeiten bietet für die Untersuchung von Adsorptionsvorgängen, für Gasanalysen und für den Nachweis sowie die Messung von kurzebigen oder schwachen Reaktionsprodukten. Die Untersuchungen, über die hier berichtet werden soll^{2,3}, stellen zwar nur einen Anfang dar, scheinen aber doch einer genaueren Beschreibung wert zu sein.

Versuchsanordnung

Die Ionenquelle und der erste Teil des Massenspektrometers sind in Abb. 1 gezeigt. Das Emissionsmikroskop wurde mittels einer „Kovar“-Glas-Metall-Verbindung von 2,5 cm \varnothing an einem zylindrischen Stück von „Inconel“-Metall angebracht. Dieses Stück wurde mit zwölf Bolzen von rund 0,8 cm Durchmesser am Massenspektrometer befestigt. Gasdichte wurde durch eine toroidale Gold-Dichtung von 0,064 cm Durchmesser erreicht. Ein Inconel-Einsatz mit einem Loch von 0,102 cm \varnothing ragte vom Massenspektrometer bis fast zur Rückseite des Leuchtschirms vor. Die FEM-Spitze und das Austrittsloch im Schirm wurden hinsichtlich des Massenspektrometers sorgfältig justiert.

Gasproben konnten durch das Pumprohr des Emissionsmikroskops mittels ausheizbarer Metallventile und veränderlicher Spalte aus Vorratsgefäß eingeführt werden. Alle

¹ E. W. Müller, Erg. exakt. Naturwiss. **27**, 290 [1953].

² M. G. Inghram u. R. Gomer, J. Chem. Phys. **22**, 1279 [1954].

³ R. Gomer u. M. G. Inghram, J. Amer. Chem. Soc. **77**, 500 [1955].