

Folgerung, daß Anordnungen, in denen Magnetfeld und beträchtliche elektrische Felder oder Driftgeschwindigkeiten einer Teilchensorte parallel sind, anfällig für diese Art von turbulenzartigen Instabilitäten sein werden.

Diese Arbeit wurde im Max-Planck-Institut für Physik durchgeführt. Herrn Professor W. HEISENBERG danke ich für die Aufnahme in das Institut. Besonders danke

ich Herrn Dr. G. v. GIERKE für sein förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit und für manche anregende Diskussion. Herrn Professor A. SCHLÜTER danke ich für kritische Durchsicht der Arbeit. Herrn Dr. G. MÜLLER bin ich für die Unterstützung bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung dankbar. Herrn D. ANTRACK danke ich für die Programmierung und die Durchführung der numerischen Rechnungen auf der G 3 und Herrn E. GRIMM schließlich danke ich für die Glasbläserarbeiten.

Untersuchung der Plasmagrenzschicht in einer Niederdruckentladung*

Von WERNER OTT

Aus dem Institut für Plasmaphysik G.m.b.H., München-Garching
(Z. Naturforschg. 17 a, 962—967 [1962]; eingegangen am 15. August 1962)

The electrical field in the space charge sheath between a Hg low-pressure plasma and an insulated plane wall was measured with an electron beam probe. Near the wall, the field strength was observed to increase linearly. Linear extrapolation to zero field strength is used here to define the thickness of the sheath which turned out to be 3 to 5 times the DEBYE length. On the other hand, the potential, the electrical field strength, and the space charge density in the sheath were, now, calculated (using BOHM's criterion). Also theoretically, a (approximately) linear increase of field strength is found. A linear extrapolation of the theoretical values gives a boundary layer thickness about 6.7 to 6.9 times the DEBYE length, if the wall is at floating potential. Some differences are found between the experimental and the theoretical values of the wall potential and the space charge density in the sheath.

Experimente mit einer Elektronenstrahlsonde

Im Zusammenhang mit Experimenten, die nähere Aufklärung über die Schwingungen in einer Plasmagrenzschicht bringen sollten¹, wurde auch der stationäre Verlauf der Feldstärke in der Grenzschicht ausgemessen. Das geschah folgendermaßen (s. Abb. 1): In die Achse der positiven Säule einer Entladung in Hg-Dampf von ungefähr 10^{-3} Torr wurde eine ebene, isoliert gehaltene Metallplatte eingebracht und durch die sich hieran ausbildende Raumladungsschicht ein fein ausgeblendeter 20-kV-Elektronenstrahl geschossen, der auf einem Leuchtschirm beobachtet werden konnte. Die Ablenkung des Strahls durch das stationäre elektrische Feld in der Grenzschicht wurde kompensiert durch ein schwaches Magnetfeld; der Strom in den Magnetspulen gab ein Maß für die Stärke des elektrischen Feldes. Differen-

tiation und Integration der Feldstärkekurven ergab Raumladungsdichte bzw. Potential in der Grenzschicht. Ein Beispiel für die erhaltenen Kurven zeigt Abb. 2.

Allen Kurven für die Feldstärke gemeinsam war der lineare Anstieg zur Wand hin. Durch lineare Extrapolation auf Feldstärke Null wurde die Grenzschichtdicke definiert. Diese Grenzschichtdicke veränderte sich mit dem Bogenstrom wie die DEBYE-Länge, wie aus Tab. 1 zu ersehen ist.

Berechnung von Raumladung, Feldstärke und Potential in der Grenzschicht

Der Potentialverlauf wurde nun berechnet, wobei für den Ionenstrom ein Wert zugrunde gelegt wurde, wie er sich aus dem BOHMSchen Schichtkriterium² ergibt. Dieses Kriterium besagt, daß der Potential-

* Auf der Physikertagung 1962 in Stuttgart auszugsweise vorgetragen.

¹ G. v. GIERKE, W. OTT u. F. SCHWIRZKE, Proc. Fifth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. II, S. 1412 (North Holland Publ. Co., Amsterdam); W. OTT,

Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München 1961 (unveröffentlicht).

² D. BOHM, Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, herausgeg. von A. GUTHRIE u. R. K. WAKERLING (Kap. 3), McGraw-Hill Book Co., New York 1949.



Abb. 1.
Apparatur zur Ausmessung
der elektrischen Feldstärke
in der Grenzschicht mit einer
Elektronenstrahlsonde
(halbschematisch).

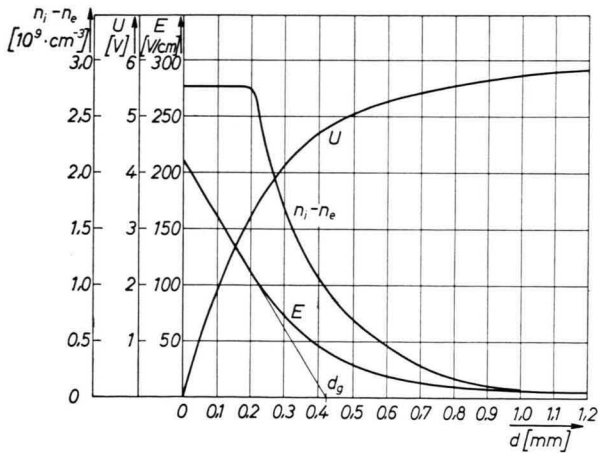
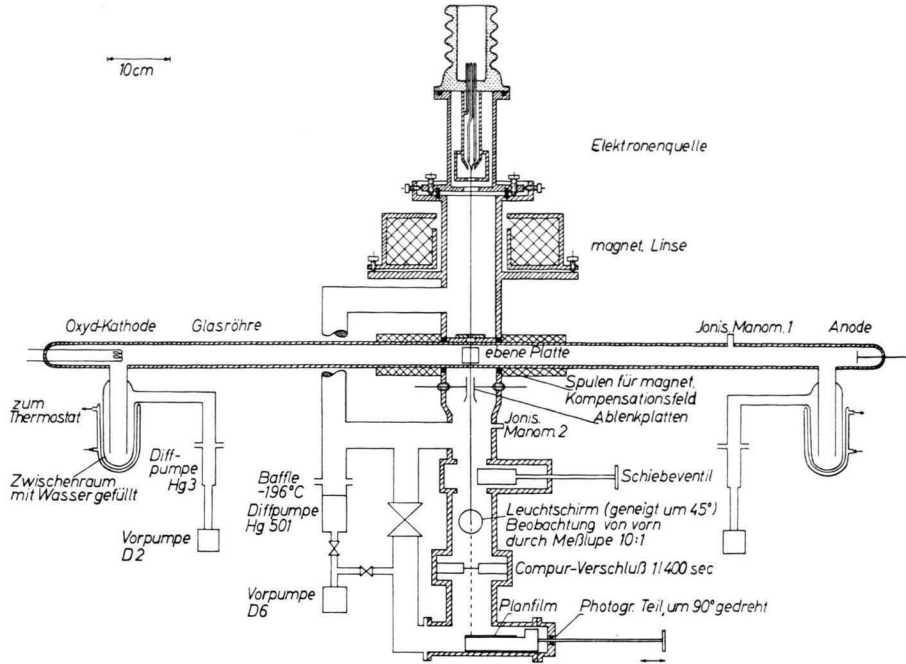


Abb. 2. Experimentell gefundener Feldstärkeverlauf (E) und
hieraus gewonnener Potential- und Raumladungsverlauf (U
bzw. $n_i - n_e$) als Funktion des Abstands von der Wand.

abfällt innerhalb des Plasmas bis zum Schichtrand

$$-U_s \geq \frac{1}{2} k T_e / e \quad (1)$$

ist, wobei sich aus energetischen Gründen das Minimum einstellen dürfte³. Das heißt: Am Schichtrand ist die Energie der Ionen $e |U_s|$ gleich der mittleren,

zur Wand gerichteten Energiekomponente $\frac{1}{2} k T_e$ der Elektronen.

Ist n_{is} die Ionendichte am Schichtrand, so folgt für die Ionenstromdichte zur Wand⁴:

$$j_i = e \cdot n_{is} \sqrt{k T_e / m_i}. \quad (2)$$

Innerhalb des Plasmas bis zum Schichtrand sollen Elektronen- und Ionenkonzentrationen einander (annähernd) gleich sein. Falls für die Elektronendichte eine BOLTZMANN-Verteilung gilt, wie es für das folgende angenommen ist, so gilt für die Dichte am Schichtrand:

$$n_{is} \approx n_{es} = n_0 \exp \{ e U_s / (k T_e) \} = n_0 / V^{\bar{}} \quad (3)$$

(n_0 = Trägerdichte im Plasmamitten, $\bar{\epsilon}$ = Basis der natürlichen Logarithmen).

Somit ist also die Ionenstromdichte zur Wand:

$$j_i = (1 / V^{\bar{}}) e n_0 \sqrt{k T_e / m_i}. \quad (4)$$

Das Kontaktpotential U_f einer isolierten Wand stellt sich auf einen Wert ein, bei dem diese Ionenstromdichte gleich der ungerichteten Elektronenstromdichte

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e = e n_e \sqrt{k T_e / (2 \pi m_e)} \quad (5)$$

³ F. F. CHEN, The Sheath Criterion, Princeton University, Plasma Physics Laboratory, MATT 77 [1961].

⁴ loc. cit. 2, Kap. 1.

p [mTorr]	0,75				1,9				
I_B [mA]	30	100	300	800	30	100	200	400	800
T_e [°K]*	45000	38000	32000	27000	20000				
n_0 [cm ⁻³]	$3,8 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{10}$	$9 \cdot 10^8$	$2,9 \cdot 10^9$	$5,8 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^{10}$
U_{fber} [V]	23	19,5	16,5	14	10,3				
U_{fexp} [V]	14	10	9,5	6,5	11,5	9,5	8	6	5
$\left(\frac{n_i - n_e}{n_0}\right)_{gth}$	0,17 ... 0,20								
$\left(\frac{n_i - n_e}{n_0}\right)_{gexp}$	0,97	0,73	0,54	0,32	0,5	0,35	0,29	0,23	0,18
d_g [mm]	1,98	1,05	0,61	0,41	1,50	0,89	0,62	0,42	0,29
$(d_g/h)_{th}$	6,7 ... 6,9								
$(d_g/h)_{exp}$	2,7	2,7	3,0	3,6	4,6	4,9	4,8	4,7	4,5

* In der Arbeit ¹ war bei einem Druck von 0,75 mTorr für die Elektronen temperatur bei allen Stromwerten 35 000 °K angegeben. Die hier verwendeten Elektronentemperaturen ergaben sich bei einer genaueren Auswertung der früher aufgenommenen Sondencharakteristiken.

Tab. 1. Zusammenstellung der berechneten und experimentell gefundenen Werte für das Wandpotential U_f , die auf die Plasmadichte bezogene Raumladung in der Grenzschicht $(n_i - n_e/n_0)_g$ und die auf die DEBYE-Länge h bezogene Grenzschichtdicke d_g .

ist, wobei

$$n_e = n_0 \exp \{ e U / (k T_e) \}. \quad (6)$$

Das ergibt für das „Floating“-Potential ⁵

$$U_f = - \frac{k T_e}{2e} \ln \frac{\epsilon m_i}{2 \pi m_e} \quad (7)$$

$$= -0,992 \cdot 10^{-4} (\lg M_i + 2,88) T_e [\text{°K}] \text{ [V]}.$$

Speziell für Hg ($M_i = 200,6$) ergibt sich

$$U_f = -5,14 \cdot 10^{-4} T_e [\text{°K}] \text{ [V]}. \quad (7a)$$

Eine Abschätzung der Grenzschichtdicke aus der Ionenstromdichte (4) zur Wand und dem Wandpotential (7) wird ermöglicht durch das LANGMUIR-CHILD-Gesetz für den raumladungsbegrenzten Strom:

$$U(x)^{3/2} = \frac{9}{4 \epsilon_0} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} j_i x^2. \quad (8)$$

In den üblichen dimensionslosen Koordinaten

$$\eta = - \frac{e U}{k T_e}; \quad \xi = \frac{x}{h} \quad \text{mit} \quad h = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_0 e^2}} \quad (9)$$

⁵ Die Beziehung (7) ist schon von YAMAMOTO und OKUDA ⁶ angegeben worden. Ein ähnlicher Ausdruck für das „Floating“-Potential, nämlich

$$U_f = (-) \frac{k T_e}{2e} \ln \frac{m_i}{2 \pi m_e},$$

findet sich bei v. ARDENNE ⁷. Diesen Wert erhält man, wenn

lautet diese Gleichung

$$\eta^{3/2} = [9/(4\sqrt{2}\epsilon)] \xi^2, \quad (10)$$

wobei die Ionenstromdichte j_i mit Hilfe von Gl. (4) ersetzt wurde.

Bezeichnet man als Grenzschichtdicke die Strecke $\Delta_g = x_g/h$ zwischen BOHMSchem Schichtrand und Wand, so ergibt sich aus (9)

$$\Delta_g = \sqrt[3]{\frac{4}{2\epsilon}} (\eta_f^{3/4} - (\frac{1}{2})^{3/4}).$$

Für Quecksilber bekommt man hieraus $x_g = 3,28 h$. Die Übereinstimmung dieses Wertes mit dem experimentell gefundenen ($d_g = 3 \dots 5 \cdot h$) ist gut, doch ist wegen der verschiedenen Definitionen von x_g und d_g ein Vergleich eigentlich nicht erlaubt.

Für eine genauere Betrachtung soll nun der Raumladungseinfluß der Elektronen berücksichtigt werden. In den dimensionslosen Koordinaten ξ und η

man die Ionenkonzentration am BOHMSchen Schichtrand gleich der Elektronenkonzentration im Plasmaminnern setzt.

⁶ K. YAMAMOTO u. T. OKUDA, J. Phys. Soc., Japan **11**, 57 [1956].

⁷ M. v. ARDENNE, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956, Bd. II, S. 857.

wie in (9) ergibt sich aus der Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = \frac{1}{\sqrt{2} \epsilon \eta} - \epsilon^{-\eta}. \quad (11)$$

Die erste Integration hiervon ergibt mit der BOHM-schen Randbedingung $d\eta/d\xi = 0$ am Schichtrand ($\eta = 1/2$):

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \sqrt{\frac{2}{V\epsilon} \{ \sqrt{2} \eta + \epsilon^{1/2-\eta} - 2 \}} \quad (12)$$

und hieraus

$$\xi = \int_{\eta_t}^{\eta} \frac{d\eta}{\sqrt{\frac{2}{V\epsilon} \{ \sqrt{2} \eta + \epsilon^{1/2-\eta} - 2 \}}} \quad (13)$$

Dabei ist im Anschluß an (7)

$$\eta_t = \frac{1}{2} \ln \{ \epsilon m_i / (2 \pi m_e) \} \quad (14)$$

und speziell für Hg $\eta_t = 5,97$. (14a)

Integral (13) konvergiert für $\eta = 1/2$ nicht, der BOHM-sche Schichtrand rückt also unendlich weit von der Wand weg. Die tatsächlichen Verhältnisse werden durch Gl. (13) in der Nähe von $\eta = 1/2$ somit besonders stark verfälscht, wogegen sie in Wand-nähe richtig wiedergegeben werden dürfen.

In Abb. 3 ist der sich aus (11), (12) und (13) für Quecksilber ergebende Verlauf von Raumladungsdichte, Feldstärke und Potential in Wand-

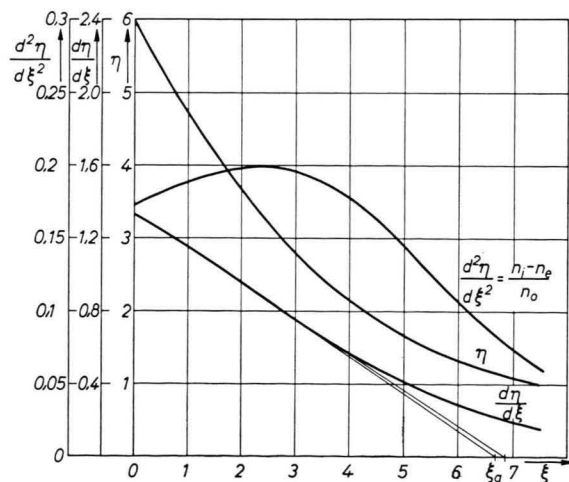


Abb. 3. Berechneter Verlauf von Potential $[\xi]$, Feldstärke $[d\eta/d\xi]$ und Raumladung $[d^2\eta/d\xi^2 = (n_i - n_e)/n_0]$ als Funktion des Abstands von der Wand ($\eta = -e U / (k T_e)$, $\xi = x/h$, $h = \sqrt{\epsilon_0 k T_e / (n_0 e^2)} = \text{DEBYE-Länge}$).

nähe dargestellt. Wie man sieht, verläuft der Feldstärkeabfall vor der Wand in sehr guter Näherung zunächst linear, während das LANGMUIR-CHILDSche

Raumladungsgesetz einen Verlauf wie $(a-x)^{1/3}$ erwarten ließe. Der Unterschied rührt von der Elektronenkonzentration her, die in der Grenzschicht vor einer isolierten Wand eben nicht vernachlässigt werden darf. Die Konzentrationen von Elektronen und Ionen (s. Abb. 4) nehmen zur Wand hin gerade so ab, daß die Raumladungsdichte ungefähr 2,5 DEBYE-Längen vor der Wand ein Maximum annimmt.

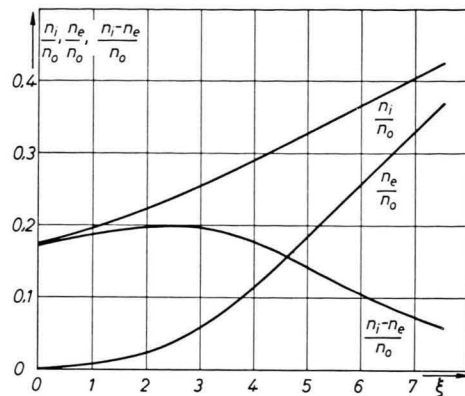


Abb. 4. Konzentration der Ionen n_i und Elektronen n_e in der Grenzschicht und deren Differenz (jeweils bezogen auf die Trägerdichte n_0 im Plasmaminner).

Die Kurve für die Feldstärke hat an dieser Stelle also einen Wendepunkt, und das bringt den annähernd linearen Verlauf. Die Extrapolation hiervon auf Feldstärke Null ergibt eine Grenzschichtdicke von $\xi_g = 6,7 \dots 6,9$, somit $d_g = 6,7 \dots 6,9 h$.

Diese Betrachtungen gelten, wie gesagt, für den Fall, daß sich die Wand auf „Floating“-Potential η_t befindet. Wird die Wand stärker negativ gemacht, so wandert der Ort, an dem das Potential den Wert η_t annimmt, gegen das Plasma hin. Jenseits ändert sich in dem hier betrachteten Fall der unendlich ausgedehnten Ebene nichts, der Schichtrand ist von diesem Ort ebenso weit entfernt wie im Falle des „Floating“-Potentials.

In dem Gebiet zwischen der negativ geladenen Wand und dem Ort mit „Floating“-Potential kann nun die Elektronendichte vernachlässigt und somit für die Berechnung des weiteren Potentialverlaufs das LANGMUIR-CHILD-Gesetz in der Form (10) angewendet werden. Die gesamte Schichtdicke ist dann

$$\sigma = s_g/h = \xi(\eta_w) - \xi(\eta_t) + \xi_g.$$

η_w und η_t sind hier Wand- bzw. „Floating“-Potential $[\eta_t$ berechnet nach Gl. (14), $\xi(\eta_w)$ und $\xi(\eta_t)$ mit Hilfe von Gl. (10) bestimmt]; ξ_g schließlich ist

die Grenzschriftdicke, wie sie vor einer isolierten Wand wäre. Sie muß für jede Atomsorte graphisch bestimmt werden. Für Quecksilber ist $\xi(\eta_f) = 3,88$; $\xi_g \approx 6,8$; somit die Grenzschriftdicke

$$\sigma = \xi(\eta_w) + 2,9 = \frac{2}{3} \sqrt[4]{2} \in \eta_w^{3/4} + 2,9.$$

Vergleich der experimentellen und theoretischen Ergebnisse

Die berechneten und experimentell gefundenen Werte sind in Tab. 1 zusammengestellt und sollen im folgenden miteinander verglichen werden:

1. *Wandpotential*: Die mit der Elektronenstrahlsonde bestimmten Werte für das Wandpotential nehmen mit wachsendem Bogenstrom stark ab. Diese Abnahme spiegelt sich bei den aus der Elektronentemperatur berechneten Wandpotentialen bei 0,75 mTorr wider, doch liegen diese um den Faktor 1,7 bis 2,2 über den mit der Elektronenstrahlsonde bestimmten Werten.

Bei 1,9 mTorr berechnet sich aus der über den ganzen Strombereich konstanten Elektronentemperatur ein ebenfalls konstantes Wandpotential. Vermutlich liegt der Unterschied gegenüber den mit der Elektronenstrahlsonde bestimmten, fallenden Werten des Wandpotentials an einer ungenauen Bestimmung der Elektronentemperatur⁸.

2. *Raumladungsdichte in der Grenzschrift*: Die reduzierte Raumladungsdichte in der Grenzschrift $((n_i - n_e)/n_0)_g$ müßte nach der Rechnung unabhängig von Plasmadichte und Elektronentemperatur einen konstanten Wert annehmen. Dagegen ergab die Elektronenstrahlsonde eine starke Abnahme von $((n_i - n_e)/n_0)_g$ mit zunehmendem Bogenstrom. Auf eine mögliche Ursache für diese Unterschiede wird weiter unten hingewiesen.

3. *Feldstärkeverlauf und Grenzschriftdicke*: Wie bei den Experimenten ergibt sich bei der Rechnung ein linearer Feldstärkeanstieg in der Grenzschrift vor der Wand. Die hieraus extrapolierte Grenzschriftdicke müßte ebenfalls unabhängig von Elektronentemperatur und Plasmadichte das 6,7 ... 6,9-fache der DEBYE-Länge h betragen. Die Messun-

gen ergaben für d_g/h bei dem niedrigeren Druck 2,7 ... 3,6 und bei dem höheren Druck 4,5 ... 4,9.

Rechnung und Experiment stimmen darin überein, daß an dem durch Extrapolation bestimmten Rand der Grenzschrift die Raumladung noch ungefähr ein Drittel derjenigen in Wandnähe beträgt.

Zu den Messungen ist allgemein zu sagen: Plasmadichte und Elektronentemperatur wurden in der *ungestörten Achse* der Entladung bestimmt. Die in die Mitte der Entladung eingebrachte Platte stört das Plasma jedoch erheblich. So dürfte wegen der erhöhten Verluste die Plasmadichte zwischen Platte und Rohrwand höher, die Elektronentemperatur wegen der höheren Stromdichte dagegen niedriger als in der ungestörten Achse sein. Das kann z. B. für die Unterschiede zwischen berechneten und experimentell bestimmten Werten für das Wandpotential verantwortlich sein. Außerdem wird durch die Grenzschrift besonders bei den niedrigen Plasmadichten die dem Strom zur Verfügung stehende Fläche erheblich verkleinert. Ist die Grenzschrift z. B. 2 mm dick (wie bei $I_B = 30$ mA, $p = 0,75$ mTorr), so nimmt sie ungefähr die Hälfte der Querschnittsfläche ein (s. Abb. 5). Die dem Entladungsplasma zur Ver-

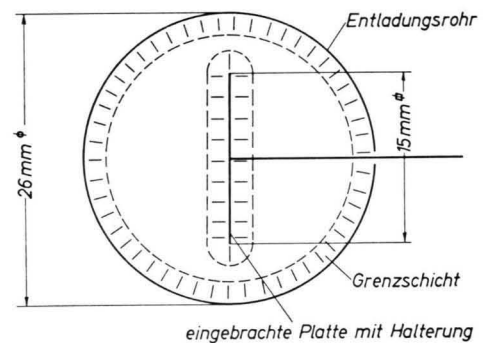


Abb. 5. Einengung des Entladungsplasmas durch die Grenzschrift.

fügung stehende Fläche ändert sich mit der Bogenstromstärke also besonders stark in dem Gebiet der Platte, weniger stark im übrigen Teil des Bogens. Hierauf ist wohl die Änderung der gemessenen reduzierten Raumladung $(n_i - n_e)/n_0$ in der Grenzschrift mit dem Bogenstrom zurückzuführen.

⁸ Sehr gute Übereinstimmung der Formel (14 a),

$$\eta_f = -e U_w / (k T_e) = 5,97,$$

herrscht mit experimentellen Ergebnissen, die in einer Arbeit von TONKS und LANGMUIR⁹ mitgeteilt sind: Für die reduzierte Potentialdifferenz η_f zwischen Achse und Wand in der positiven Säule einer Hg-Niederdruckentladung war dort $5,9 \pm 0,2$ gemessen worden. Für den Fall, daß die

Wand keine Elektronen reflektiert, hatten TONKS und LANGMUIR dagegen einen theoretischen Wert von $\eta_f = 6,45$ angegeben. Aus (4) und (5) folgt für Hg: $j_{e0}/j_i = 400$. Dies stimmt ebenfalls sehr gut überein mit dem von LANGMUIR¹⁰ experimentell bestimmten Wert von 411 ± 17 .

⁹ L. TONKS u. I. LANGMUIR, Phys. Rev. **34**, 876 [1929].

¹⁰ I. LANGMUIR, J. Franklin Institute **214**, 275 [1943].

Weiter können Abweichungen der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen von einer MAXWELL-Verteilung, insbesondere auch die erhebliche mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen, für Unterschiede zwischen theoretischen und experimentellen Daten verantwortlich sein. Näheres läßt sich jedoch wegen der allzu ungenauen Messungen der Geschwindigkeitsverteilung nicht sagen.

Diese 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.

Herrn Dr. G. VON GIERKE, Herrn Dr. F. SCHWIRZKE und Herrn Dr. H. WIMMEL danke ich für viele anregende und klärende Diskussionen, Fräulein R. RESCH und Fräulein C. SEIDEL für wertvolle Hilfe bei der Messung und Auswertung der Versuchsergebnisse.

Messung der radialen Elektronendichte- und Magnetfeldverteilung beim Thetapinch und Vergleich mit numerischen Rechnungen

VON E. FÜNFER, K. HAIN, H. HEROLD, P. IGENBERGS und F. P. KÜPPER

Aus dem Institut für Plasmaphysik GmbH., Garching bei München

(Z. Naturforschg. 17 a, 967—976 [1962]; eingegangen am 15. August 1962)

In a Θ -pinch the electron density as function of space and time has been measured by a MACH-ZEHNDER interferometer. Also the magnetic fields have been determined with help of magnetic probes. These experimental results are compared with the hydromagnetic theory. The agreement between these two holds for several compressions in the case of a captured parallel field, however, only for one compression for the antiparallel field. The disagreement for later times for the parallel field case can be explained by end losses and incomplete ionization which is not taken into account in the theory. In the antiparallel field case, however, the disagreement cannot be explained by generalizing the hydromagnetic theory. It seems almost sure that microinstabilities will cause the fast mixing of magnetic fields found experimentally.

Die interferometrische Messung der Elektronendichte in Plasmen wurde von ALPHER und WHITE¹ und ASCOLI-BARTOLI u. a.² eingeführt. WRIGHT u. a.³ wendeten dieses Verfahren auf eine Thetapinch-Entladung an. In der folgenden Arbeit wird die Elektronendichte in einer Thetapinch-Entladung mit einem Interferometer räumlich und zeitlich aufgelöst untersucht, wobei Größe und Richtung des im Plasma eingefangenen Feldes verändert werden. Die Verteilung und der zeitliche Verlauf des magnetischen Längsfeldes (B_z) im Plasma wird mit Sonden gemessen.

Die Ergebnisse werden mit den aus der numerischen Lösung der Zweiflüssigkeitstheorie für den Thetapinch gewonnenen Größen verglichen. Die Lösung der hydromagnetischen Gleichungen nach einem Programm von HAIN und ROBERTS⁴ wurde bereits von HAIN und KOLB⁵ auf den Thetapinch angewandt. Abweichungen zwischen Experiment und Rechnung

sind verständlich, wenn man die verschiedenen Anfangs- und Randbedingungen betrachtet.

Experimentelle Anordnung

Die Daten der Thetapinch-Anlage sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Das zylindrische Entladungsgefäß ist für die interferometrischen Messungen an den Enden mit planparallelen Glasplatten abgeschlossen. Es wurde mit Wasserstoff bei einem Druck von 10^{-1} mm Hg gearbeitet. Die Zündung der Entladung erfolgte beim Nulldurchgang zwischen 1. und 2. Halbwelle. Durch zusätzliche schwache Vorionisierung variabler Stärke konnte der Zündzeitpunkt um den Nulldurchgang zeitlich verschoben werden und dadurch parallele oder antiparallele Felder verschiedener Größe eingefangen werden. Die Vorionisierung erfolgte durch Entladen von kapazitiv an die Gasstrecke angekoppelten Hochfrequenzkabeln, wobei die Ankopplung an die Gasstrecke und die Ladespannung verändert wurden.

Die Verteilung des Magnetfeldes über dem Radius im Verlauf der Entladung wurde mit einer 6-fach-

¹ R. A. ALPHER u. D. R. WHITE, Phys. Fluids **1**, 452 [1958].

² U. ASCOLI-BARTOLI, A. DE ANGELIS u. S. MATELUCCI, Nuovo Cim. (18 Ser.) **10**, 1116 [1960].

³ J. K. WRIGHT, R. D. MEDFORD, A. G. HUNT u. J. D. HERBERT, Proc. Phys. Soc., Lond. **78**, 1439 [1961].

⁴ K. u. G. HAIN, K. V. u. S. J. ROBERTS u. W. KÖPPENDÖRFER, Z. Naturforschg. **15 a**, 1039 [1960].

⁵ K. HAIN u. A. C. KOLB, Conf. on Nuclear Fusion, Salzburg CN 10/029 [1961].