

This equation is, of course, only valid if $R_1 b^2/2 L_1 U^2 \gg |t|$. The expression for $V_1(t)$ for any value of R_1 is found from equation (4) to be

$$V_1(t) = \frac{-U u_2 I \sigma^* V_{cp} R_1}{u_c^2 I_c \sigma_c L_1} \exp\left\{-\frac{R_1}{L_1} t\right\} \int_{-\infty}^t \left\{ \exp\left\{+\frac{R_1}{L_1} t\right\} \left\{ \exp\left\{-\left[\frac{U t}{b}\right]^2\right\} - \frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^t \exp\left\{-\left[\frac{x}{b}\right]^2 - \left[\frac{s-x}{\beta}\right]\right\} dx \right\} dt \right\} . \quad (16)$$

Equation (16) cannot be solved by analytical methods.

The form of the function $\psi(t)$ in equation (15) for various values of β is shown in Fig. 7. The observed waveform, the $R_1=200 \Omega$ curve in Fig. 5, is quite closely of the same shape as the $\beta=4 b$ curve in Fig. 7. The maximum conductivity of the plasma is given by

$$\sigma^* = \left\{ \frac{u_c^2 I_c \sigma_c}{V_{cp}} \right\} \left\{ \frac{V_p}{U u_2 I} \right\} \left\{ \frac{1}{\psi_1} \right\} \quad (17)$$

where ψ_1 is the maximum value of $\psi(t)$ and V_p is the peak value of voltage observed. Thus for $U=u_1=2 \times 10^4$ m/sec, $u_c^2 I_c/V_{cp}=7.5 \times 10^4$ amps m²/sec² volt, $\sigma_c=0.581 \times 10^8$ mhos/m; $V_p=7.5$ V, $I=10$ A, $\psi_1=0.82$, then $\sigma^*=10^4$ mhos/m.

Diffusion eines Plasmas in Abhängigkeit von Magnetfeld und Druck und von der Längs-Ausdehnung in Magnetfeldrichtung*

Von F. SCHWIRZKE **

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München
(Z. Naturforsch. 18 a, 889—895 [1963] ; eingegangen am 30. Mai 1963)

The radial density distribution for a plasma in a uniform magnetic field was studied in dependence of pressure and distance of the conducting end plates. It was possible to confirm experimentally the dependence of the radial distribution of the finite length in direction of the field lines. The influence of the magnetic field, of the pressure, and of the length of the plasma column on the radial density profile is, in different gases, qualitatively in accordance with the "short-circuiting" theory of A. SIMON.

Die Diffusion von Ladungsträgern senkrecht zum Magnetfeld ist ein fundamentales Problem der Plasmaphysik, für das bis jetzt kaum eine wirklich zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erreicht werden konnte. Der Grund ist darin zu suchen, daß die „normale“ Stoß-Diffusion, bei der die Ladungsträger im Mittel einen Gyro-Radius pro Stoß versetzt werden, offensichtlich der „langsamste“ aller denkbaren Transport-Mechanismen ist. Statische und oszillierende elektrische Felder oder ganz allgemein Instabilitäten können eine um Größenordnungen höhere „anomale“ Diffusion verursachen. Experimentell ist es sehr schwierig, ein ruhiges Plasma mit einer MAXWELL-Verteilung der Ionen und Elektronen zu erzeugen, das Vergleichsmöglichkeiten mit der Theorie bietet. Wenn aber unter sorgfältig kontrollierten Bedingungen die „normale“ Diffusion in einem Experiment einmal bestätigt worden ist, kann durch sinnvolle Änderung der Parameter das Einsetzen von Instabilitäten und

ihre Auswirkung auf den Transport von Ladungsträgern senkrecht zum Magnetfeld systematisch untersucht werden.

Beim Vergleich mit der Theorie wird angenommen, daß das Plasma in der Zylinderachse eines homogenen Magnetfeldes erzeugt wird. Das sekundäre Plasma, das durch Diffusion aus der Achse entsteht, sollte die Forderungen nach einem ruhigen Plasma mit MAXWELL-Verteilung relativ gut erfüllen, da keine äußeren Felder die Diffusion beeinflussen und die Ladungsträger — insbesondere die Elektronen — eine große Anzahl von Stößen mit den neutralen Gas-Molekülen erleiden.

Unter dem Einfluß von Dichtegradienten und elektrischen Feldern strömen die Ladungsträger parallel und senkrecht zum Magnetfeld zu den Wänden der Vakuumkammer. Für den zwei-dimensionalen Fall, bei dem das Magnetfeld in z -Richtung angelegt ist, während die r -Richtung senkrecht zum Magnetfeld liegt, ist dieser Teilchenfluß durch folgende Gleichung

* 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.

** Gegenwärtige Anschrift: General Atomic, Division of General Dynamics, P.O. Box 608, San Diego 12, California/USA.



chungen zu beschreiben:

$$\frac{\partial n^-}{\partial t} = D_{\parallel} \frac{\partial^2 n^-}{\partial z^2} - b_{\parallel}^- \frac{\partial (n^- E_z)}{\partial z} + D_{\perp} \frac{\partial^2 n^-}{\partial r^2} - b_{\perp}^- \frac{\partial (n^- E_r)}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n^+}{\partial t} = D_{\parallel}^+ \frac{\partial^2 n^+}{\partial z^2} - b_{\parallel}^+ \frac{\partial (n^+ E_z)}{\partial z} + D_{\perp}^+ \frac{\partial^2 n^+}{\partial r^2} - b_{\perp}^+ \frac{\partial (n^+ E_r)}{\partial r}. \quad (2)$$

$D_{\parallel} = \lambda v/3$ und $D_{\perp} = D_{\parallel}/[1 + (\omega \tau)^2]$ sind die Diffusionskoeffizienten parallel und senkrecht zum Magnetfeld, b_{\parallel} und b_{\perp} sind die entsprechenden Beweglichkeiten. λ = mittlere freie Weglänge, v = thermische Geschwindigkeit, $\tau = \lambda/v$ mittlere Flugzeit zwischen den Stößen, ω = Gyrofrequenz. Das Magnetfeld ist im Experiment so groß gewählt, daß

$$\omega^- \tau^- \gg \omega^+ \tau^+ \gg 1.$$

Bei vergleichbaren Temperaturen ist der Diffusionskoeffizient der Elektronen D_{\parallel}^- wesentlich größer als der der Ionen D_{\parallel}^+ :

$$D_{\parallel}^- \gg D_{\parallel}^+.$$

Durch die daraus folgende Ladungstrennung wird ein elektrisches Feld aufgebaut, das die Ionen beschleunigt und die Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen reduziert, bis beide mit gleicher Geschwindigkeit „ambipolar“ diffundieren.

Der ambipolare Diffusionskoeffizient parallel zum Magnetfeld ist

$$D_{\parallel \text{ amb}} = D_{\parallel}^+ (1 + T^-/T^+). \quad (3)$$

Für gleiche Temperaturen $T^- = T^+$ wird $D_{\parallel \text{ amb}} = 2 D_{\parallel}^+$

Infolge des wesentlich größeren Gyroradius der Ionen ist die Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen senkrecht zum Magnetfeld größer als die der Elektronen:

$$D_{\perp}^+ \gg D_{\perp}^-.$$

SIMON¹ zeigte, daß in einem Plasma endlicher Länge in Richtung des Magnetfeldes die Diffusion senkrecht zum Feld nicht mehr „ambipolar“ erfolgt. Durch die große Beweglichkeit der negativen Ladungsträger parallel zum Magnetfeld, $b_{\parallel}^- \gg b_{\perp}^-$, gleichen sich eventuelle Überschußladungen über die leitenden Endwände aus. Durch diesen „Kurzschluß-Effekt“ sollen die elektrischen Felder reduziert werden, die durch ambipolare Diffusion senkrecht zum Magnetfeld entstehen. SIMON vernachlässigte daher in seiner Analyse der Gln. (1) und (2)

die E_r -Terme und fand, daß dann die Diffusion der Ionen senkrecht zum Magnetfeld nicht mehr von den Elektronen beeinflusst wird. Der effektive Diffusionskoeffizient D_{\perp} ist daher nicht $2 D_{\perp}^-$, was man bei ambipolarer Diffusion erwarten würde, sondern D_{\perp}^+ , wobei

$$D_{\perp}^+ \gg 2 D_{\perp}^-$$

ist. Durch diesen „Kurzschluß-Effekt“ wurden von SIMON die früher von BOHM und Mitarbeitern² sowie von SIMON und NEIDIGH³ beobachteten großen Diffusionskoeffizienten interpretiert, ohne die von BOHM postulierte „drain diffusion“ annehmen zu müssen.

Für ein stationäres Plasma, $\partial n/\partial t = 0$, und unter der Annahme eines Sinus-Profiles für die Dichteverteilung zwischen den Endplatten entlang der Magnetfeldlinien, $n(z) = n_0 \sin(\pi z/L)$, fand SIMON¹ eine exponentielle Abnahme der Dichte senkrecht zum Magnetfeld:

$$n = n_0 \exp(-r/q). \quad (4)$$

Für Zylinder-Geometrie wird das radiale Dichteprofil durch die HANKEL-Funktion $K_0(r/q)$ beschrieben. Jedoch für $r \geq q$ ist $\exp(-r/q)$ eine so gute Näherung, daß die Abweichungen innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegen. Die charakteristische $1/e$ -Abfall-Länge q ist mit dem Diffusionskoeffizienten verbunden durch die Gleichung

$$D_{\perp}^- = \frac{\pi^2}{L^2} q^2 D_{\parallel \text{ amb}} \quad (5)$$

(L = Länge der Plasmasäule zwischen den Endplatten; $\lambda \ll L$).

Mit Hilfe der Gl. (3) und der Beziehung $\omega^+ \tau^+ = \lambda^+/r_c^+$ (r_c^+ = Gyroradius der Ionen) kann man die Gl. (5) umformen in

$$q = \frac{L}{\pi} \frac{r_c^+}{\lambda^+} \sqrt{\frac{T^-}{T^+}}, \quad (6)$$

wobei angenommen ist: $T^- \gg T^+$.

¹ A. SIMON, Proc. 2. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy **32**, 343 [1958] oder Phys. Rev. **98**, 317 [1955] und: An Introduction to Thermonuclear Research, Pergamon Press, London 1959, Chapter IX.

² A. GUTHRIE u. R. K. WAKERLING (Eds.), The Characteristics

of Electrical Discharges in Magnetic Fields, McGraw-Hill, New York 1949. D. BOHM, Chapter 1; D. BOHM, E. H. S. BURHOP, H. S. W. MASSEY, and R. W. WILLIAMS, Chapt. 9.

³ A. SIMON u. R. V. NEIDIGH, Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-2024 [1956].

Gl. (6) bietet die Möglichkeit, die gemessenen $1/e$ -Abfall-Längen mit der Theorie zu vergleichen. Nach Gl. (6) ist q eine lineare Funktion der Parameter Länge L , Druck P und Magnetfeld B

$$q = \text{const} \cdot \frac{LP}{B}. \quad (7)$$

Das Ziel des Experiments war, den Einfluß dieser Parameter auf die Diffusion der Ladungsträger systematisch zu untersuchen. Bereits in einem früheren Bericht⁴ war für einen Druck von $P = 10^{-3}$ mm Hg die Magnetfeld-Abhängigkeit

$$1/q \sim B$$

für die Gase Wasserstoff und Stickstoff bestätigt worden. Die Druckabhängigkeit wurde von NEIDIGH⁵ in dem Bereich 1 bis $4 \cdot 10^{-3}$ mm Hg untersucht. In diesem Experiment wird die Untersuchung auf den Bereich von $5 \cdot 10^{-5}$ bis $2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg ausgedehnt.

Der „Kurzschluß-Effekt“ selbst, d. h. q als Funktion der Länge L des Plasmas, wurde bisher noch nie experimentell bestätigt.

Experimentelle Anordnung

In die Vakuumkammer von Cabinet, einem Experiment, das bereits früher in Einzelheiten beschrieben worden ist⁴, wurden zwei in z -Richtung bewegliche, kupferne Endplatten eingesetzt — Abb. 1. Der primäre Plasmastrahl aus der Plasmaquelle driftet parallel zum Magnetfeld entlang der Symmetrie-Achse in die Meßkammer. Der Durchmesser der Ein- und Austrittsöffnung für den Strahl in den Endplatten betrug 1 cm, der Außendurchmesser 19 cm. Die Länge L zwischen den Endplatten konnte unter Vakuumbedingungen von 10 bis 110 cm variiert werden, während der Druck P , das Magnetfeld B und der Bogenstrom in der Plasmaquelle unverändert blieben. Die beiden Endplatten, die Anode der Plasmaquelle sowie die Diffusionspumpe waren geerdet, d. h. zwischen Plasmaquelle und Diffusionspumpe war kein äußeres elektrisches Feld angelegt. Die Messungen wurden in Wasserstoff, Helium und Stickstoff durchgeführt.

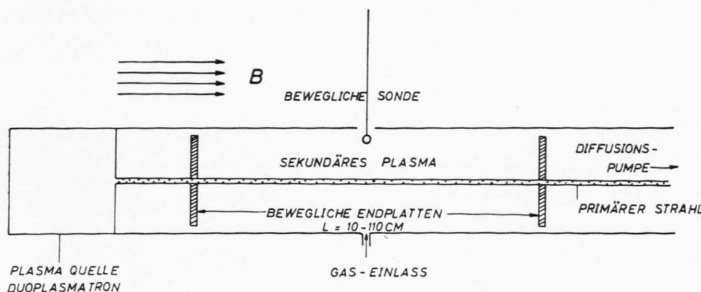


Abb. 1. Versuchsanordnung, schematisch.

Die radiale Verteilung der Ionendichte in der Mittelebene wurde mit einer LANGMUIR-Sonde gemessen, die in die Mitte zwischen den Endplatten eingeführt wurde. Die Sonde bestand aus einer dünnen, runden Platinscheibe von 3 mm Durchmesser, deren Normale parallel zum Magnetfeld orientiert war. Die Sonde bewegte sich — angetrieben durch einen kleinen Servomotor — mit konstanter Geschwindigkeit von ungefähr 2 mm/sec in radialer Richtung. Der Ionensättigungsstrom zur Sonde wurde kontinuierlich mit Hilfe eines logarithmischen Verstärkers und eines Schreibers als Funktion des Radius aufgezeichnet — Abb. 2. Bei allen Dichteprofilen wurde bei einem Radius von $r \approx 0,5$ bis 1,5 cm ein Knick beobachtet, wobei der Dichteabfall nahe am primären Plasmafaden wesentlich größer als im sekundären Plasma war — Abb. 2. Die $1/e$ -Abfall-Länge q wurde aus dem exponentiellen Dichteabfall im sekundären Plasma ermittelt.

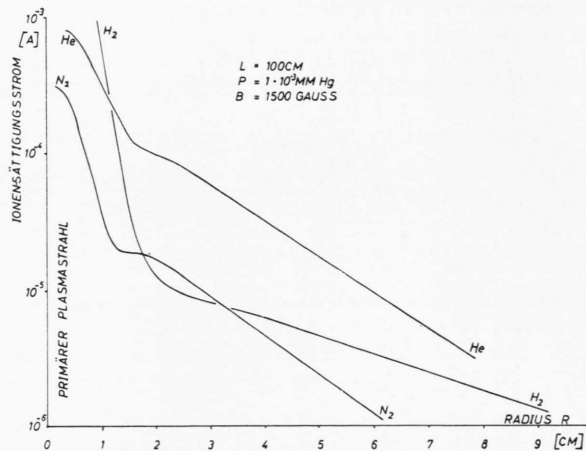


Abb. 2. Radiale Dichteprofile für Wasserstoff, Helium und Stickstoff.

Es mögen gewisse Zweifel bestehen an der Bestimmung der absoluten Ionendichte mit Hilfe einer LANGMUIR-Sonde im Magnetfeld. In diesem Experiment jedoch wurden nur relative Änderungen des Ionensättigungsstromes, den wir als proportional zur Dichte betrachten, als Funktion des Radius ermittelt. Dadurch,

⁴ F. BOESCHOTEN u. F. SCHWIRZKE, Nucl. Fusion 2, 54 [1962].

⁵ R. V. NEIDIGH, Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-1890 [1955].

daß die Sonde auf konstantes negatives Potential gegenüber den Endplatten gelegt war, während sich das Plasmapotential innerhalb des sekundären Plasmas geringfügig über den Radius ändert, kann ein maximaler Fehler von $\approx 10\%$ bei niedrigem Druck ($P \approx 10^{-4}$ mm Hg) und von ungefähr 5% bei höherem Druck ($P \approx 10^{-3}$ mm Hg) auftreten.

Die Ionentemperatur T^+ im sekundären Plasma wurde zu $kT^+ \sim 0,1$ eV geschätzt, da die nach außen diffundierenden Ionen infolge der Stöße mit den kalten Neutralteilchen sehr schnell die Energie verlieren, mit der sie aus der Plasmaquelle austreten. Innerhalb der Plasmaquelle, kurz vor der Austrittsöffnung, besteht ein negativer Anodenfall von ca. 10 eV, so daß die Ionen mit einer entsprechenden, gerichteten Geschwindigkeit emittiert werden⁶.

Versuche, die Ionentemperatur bei $P = 10^{-3}$ mm Hg aus der DOPPLER-Verbreiterung der Spektrallinien zu bestimmen, ergaben nur eine Abschätzung der oberen Grenze, $0,4 \text{ eV} \geq kT^+$, da die Verbreiterung zu geringfügig war, um eine definitive Aussage machen zu können⁷. In den trotz „Kurzschluß-Effekt“ noch beobachteten radialen elektrischen Feldern können die Ionen nicht mehr als ca. 0,1 eV aufnehmen.

Die Elektronen-Temperatur T^- wurde aus Sondencharakteristiken außerhalb des primären Plasmastrahls zu $kT^- \approx 1$ eV ermittelt. Bei den weiteren Auswertungen wird das Verhältnis der Temperaturen zu $T^-/T^+ \approx 10$ angenommen.

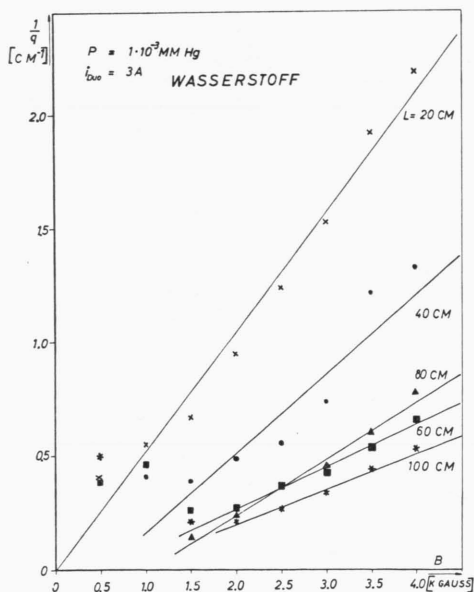


Abb. 3. $1/q$ in cm^{-1} für Wasserstoff als Funktion der magnetischen Induktion in kGauss. $q = 1/e$ -Abfall-Länge des radialen Dichteprofiles. Parameter ist die Länge L zwischen den Endplatten. i_{Duo} ist der Bogenstrom in der Plasmaquelle (Duoplasmatron).

⁶ H. FRÖHLICH, Nukleonik 1, 183 [1959].

⁷ Für diese Messungen danke ich Herrn J. DURAND herzlich.

Experimentelle Ergebnisse

Abb. 3 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q für Wasserstoff. Der Parameter ist die Länge L zwischen den Endplatten; i_{Duo} ist der Bogenstrom in der Plasmaquelle (Duoplasmatron). Bei niedrigen Werten der magnetischen Induktion, $B < 1000$ Gauss, war häufig ein irreguläres Verhalten des Plasmas feststellbar. Für die Auswertung und den Vergleich mit der Theorie wurden daher nur Meßwerte aus dem Bereich $B > 1000$ Gauss herangezogen. Die Messungen der Abb. 3 wurden so durchgeführt, daß L konstant gehalten wurde, bis alle B -Werte gemessen waren; dann erst wurde L verändert und so fort. In Übereinstimmung mit Gl. (7) finden wir

$$1/q \sim B$$

sowie ein Anwachsen von q mit L .

Nach Gl. (7) sollte für konstanten Druck P und konstantes Magnetfeld B auch $L/q = \text{const}$ sein. Abb. 4 bestätigt dieses Ergebnis für $B = 2000, 3000$ und 4000 Gauss. Damit ist der Einfluß der leitenden Endwände auf die Diffusion der Ionen senkrecht zum Magnetfeld nachgewiesen.

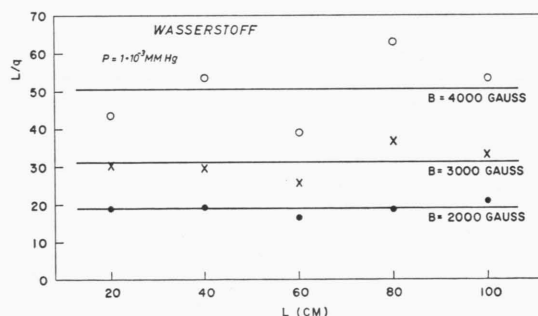


Abb. 4. Einfluß der Länge L auf die radiale Dichteverteilung in Wasserstoff; $L/q \approx \text{const}$.

Abb. 5 zeigt die Druckabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q für Wasserstoff, $L = 20$ cm, $B = 1500$ Gauss.

„Normales“ Verhalten, $q \sim P$, ist bis zu einem Druck von $P \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg festzustellen. Dann werden die radialen Dichteprofile wieder flacher und damit q größer. Sehr wahrscheinlich ist eine Instabilität, die bei niedrigen Drucken wirksam wird, für die Verflachung der Dichteprofile verantwortlich. Überraschend ist, daß q nach Durchlaufen eines Maximums wieder linear mit dem Druck abfällt. Ein ähnliches Maximum von q wurde bei niedrigen

Drucken auch in Helium und Stickstoff festgestellt. Eine detaillierte Untersuchung der Instabilität bei niedrigem Druck wird in einem getrennten Bericht gegeben⁸.

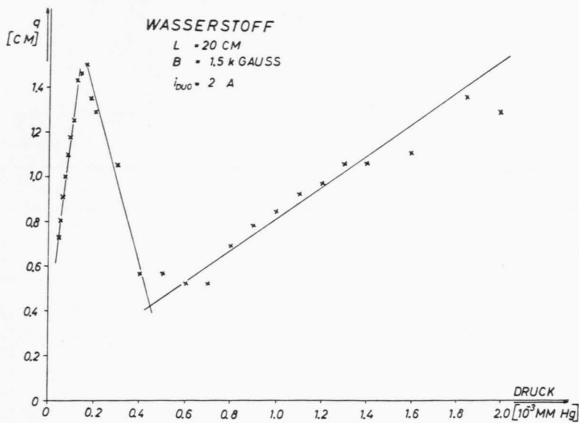


Abb. 5. Druckabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q , in Wasserstoff; $L=20 \text{ cm}$.

Abb. 6 zeigt q als Funktion des Druckes P in Wasserstoff für $L=100 \text{ cm}$.

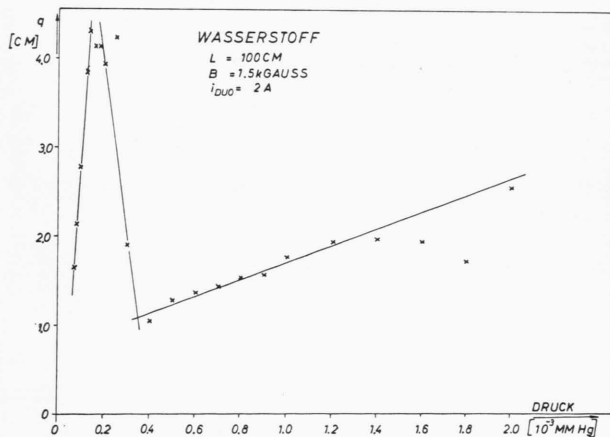


Abb. 6. Druckabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q , in Wasserstoff; $L=100 \text{ cm}$.

Abb. 7 zeigt $1/q$ als Funktion des Magnetfeldes in Helium mit der Länge L zwischen den Endplatten als Parameter. Der Buchstabe S markiert Messungen, bei denen der Ionensättigungsstrom zur Sonde beträchtlich schwankte. Bei diesen Messungen war auch visuell ein flackerndes Plasma zu erkennen. Für $L=20 \text{ cm}$ und $L=100 \text{ cm}$ sind für höhere Magnet-

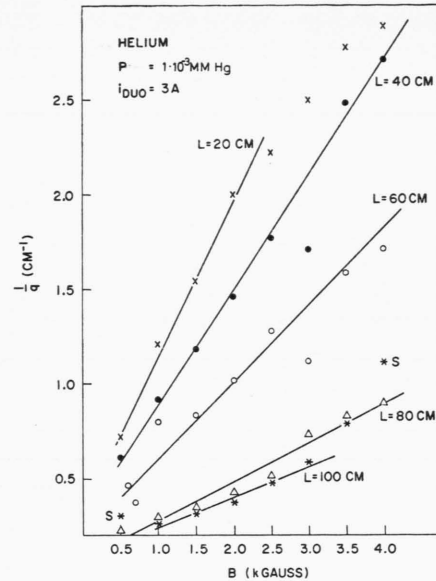


Abb. 7. Magnetfeldabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q , in Helium. Parameter ist die Länge L zwischen den Endplatten.

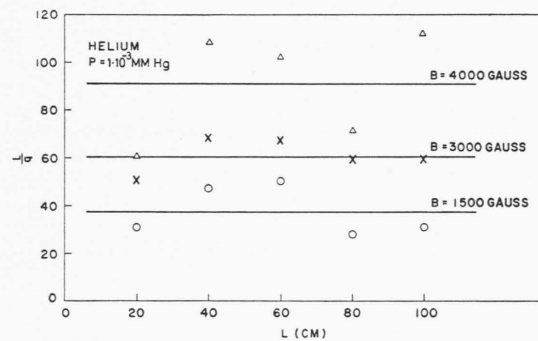


Abb. 8. Einfluss der Länge L auf die radiale Dichteverteilung, in Helium; $L/q \approx \text{const.}$

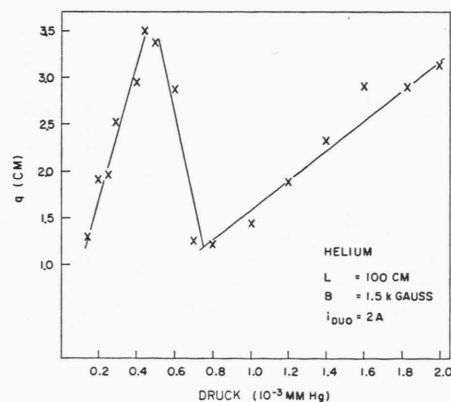


Abb. 9. Druckabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q , in Helium; $L=100 \text{ cm}$.

⁸ F. SCHWIRZKE, General-Atomic-Report GA-4005 [1963], Veröffentlichung in Phys. of Fluids in Vorbereitung.

felder Abweichungen von den Geraden vorhanden. Infolge dieser Abweichungen streuen die L/q -Werte für $B = 4000$ Gauss in Abb. 8 beträchtlich.

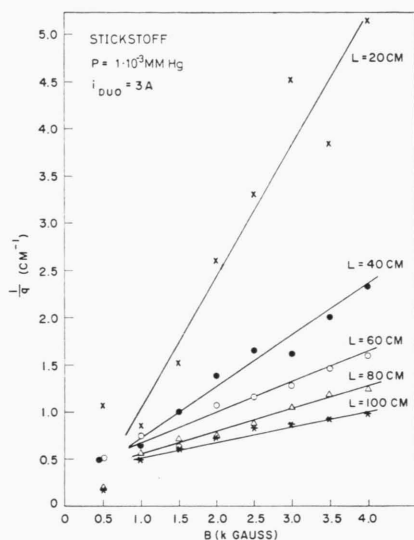


Abb. 10. Magnetfeldabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q , in Stickstoff.

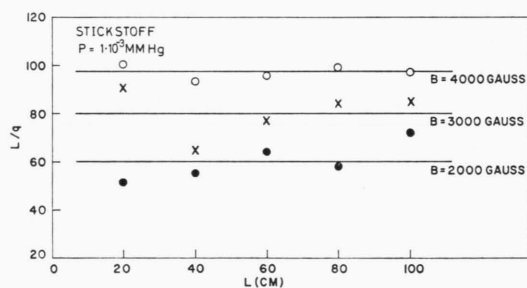


Abb. 11. Einfluß der Länge L auf die radiale Dichteverteilung, in Stickstoff; $L/q \approx \text{const.}$

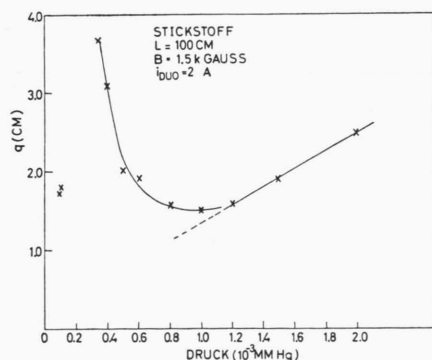


Abb. 12. Druckabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge q , in Stickstoff; $L = 100$ cm.

In Abb. 9 ist die Druckabhängigkeit der $1/e$ -Abfall-Länge für Helium aufgetragen. Wieder ist bei niedrigem Druck ein Maximum feststellbar. Die gleiche Abhängigkeit von Magnetfeld, Länge und Druck wurde auch in Stickstoff gemessen – Abb. 10, 11, 12.

Diskussion der Meßergebnisse

Mit den Messungen wurde qualitativ die funktionale Abhängigkeit der radialen Dichteverteilung von den Parametern Magnetfeld, Länge und Druck, d. h. Gl. (7), bestätigt. Bei einer quantitativen Auswertung nach Gl. (6) jedoch stoßen wir auf eine beträchtliche Diskrepanz. Das Verhältnis L/q wurde direkt gemessen (Abb. 4, 8, 11), T^-/T^+ wurde zu ≈ 10 abgeschätzt. (Da dieses Verhältnis unter der Wurzel steht, ist ein Fehler in dieser Abschätzung nicht allzu schwerwiegend.) Das Magnetfeld und somit – innerhalb der Temperaturunsicherheit – r_c^+ sind bekannt. Die unsicherste Größe ist die mittlere freie Weglänge λ^+ , da für diese niedrigen Energien kaum Querschnittsmessungen existieren.

Aus Messungen bei etwas höheren Energien können wir grob extrapolieren, daß die mittleren freien Weglängen für die Ionen in den drei Gasen Wasserstoff, Helium, Stickstoff bei einem Druck von $P = 1 \cdot 10^{-3}$ mm Hg ungefähr 5 bis 10 cm betragen sollten.

Nach Gl. (6) berechnen wir aber wesentlich kleinere Werte für die „effektive“ mittlere freie Weglänge:

$$\lambda_{\text{eff}}^+ = \frac{r_c^+}{\pi} \frac{L}{q} \sqrt{\frac{T^+}{T^-}}. \quad (8)$$

Mit $\frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{T^+}{T^-}} \approx \frac{1}{10}$ wird: $\lambda_{\text{eff}}^+ \approx 0,1 \frac{L}{q} r_c^+.$ (9)

In Tab. 1 sind die nach Gl. (9) berechneten Werte eingetragen.

Gas	B kGauss	r_c^+ cm für $k T^+ \approx 0,1$ eV	L/q	λ_{eff}^+ cm
H ₂	2	$3,2 \cdot 10^{-2}$	19	0,061
	3	$2,1 \cdot 10^{-2}$	31	0,065
	4	$1,6 \cdot 10^{-2}$	50	0,08
He	1,5	$6,1 \cdot 10^{-2}$	38	0,23
	3	$3,0 \cdot 10^{-2}$	60	0,18
	4	$2,3 \cdot 10^{-2}$	91	0,21
N ₂	2	$12,0 \cdot 10^{-2}$	60	0,72
	3	$8,0 \cdot 10^{-2}$	80	0,64
	4	$6,0 \cdot 10^{-2}$	98	0,59

Tab. 1.

Die Werte für λ_{eff}^+ sind um das 10- bis 100-fache kleiner, als für die mittlere freie Weglänge auf Grund von Wirkungsquerschnittsmessungen zu erwarten wäre. Vielleicht kann diese Diskrepanz gemildert werden, wenn einige zusätzliche Effekte, wie z. B. der radiale Temperaturgradient der Elektronen und der Einfluß der Schicht an den Endplatten berücksichtigt werden. Ein Temperaturgradient der Elektronen kann zusätzlich zum Dichtegradienten zu einem schnelleren Transport der Ladungsträger senkrecht zum Magnetfeld beitragen. Die Schicht an den Endplatten bewirkt, daß für die Elektronen keine vollständige Senke an den Endplatten existiert. Die meisten Elektronen werden an dem Schichtpotential reflektiert und nur die energiereichsten können

die Wand wirklich erreichen. Es ist daher anzunehmen, daß das Dichteprofil zwischen den Endplatten in z -Richtung flacher ist als das angenommene Sinusprofil, $n(z) = n_0 \sin(\pi z/L)$, und in der Schicht selbst ein beträchtlicher Dichteabfall existiert. Eine vorläufige Abschätzung zeigt, daß beide Effekte, Elektronentemperaturgradient und Einfluß der Schicht an den Endplatten, die „effektive“ mittlere freie Weglänge λ_{eff}^+ zu größeren Werten verschieben.

Herrn Dr. G. v. GIERKE danke ich für die Unterstützung, die er dieser Arbeit angedeihen ließ. Fräulein RESCH, Fräulein SEIDEL sowie Herrn BUCHELT danke ich für ihre Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der Messungen.

Die zeitliche Änderung der radialen Elektronendichteverteilung beim Theta-Pinch*

Von FRANZ PETER KÜPPER

Aus dem Institut für Plasmaphysik, Garching bei München
(Z. Naturforsch. **18 a**, 895—900 [1963]; eingegangen am 7. Juni 1963)

In a Θ -pinch the radial symmetry of the electron density distribution as a function of time has been measured by a MACH-ZEHNDER interferometer. In a time interval of 400 nsec during a discharge an image converter made three pictures (exposure times of 10 nsec each). Up to 100 nsec after the first compression, the experimental results show different density distributions for the cases of trapped parallel and antiparallel magnetic fields. Complete radial symmetry of the electron density distribution was not found.

Another interferometric method for measuring the radial symmetry of the electron distribution by observing "zero order" fringes is described.

Bei den bisherigen interferometrischen Untersuchungen an Theta-Pinch-Entladungen^{1, 2}, die mit Hilfe von Schmieraufnahmen gemacht worden sind, wird das Bild eines Spaltes zusammen mit den Interferenzstreifen mit einem Drehspiegel über eine Filmebene bewegt. Die Interferenzstreifen stehen senkrecht zum Spalt. Diese Aufnahmen gestatten die zeitliche Verfolgung der Interferenzstreifenverschiebung nur in der Spaltebene. Bei der Auswertung wird die Rotationssymmetrie der Elektronendichteverteilung vorausgesetzt.

In der vorliegenden Arbeit ist die zeitliche Änderung der Rotationssymmetrie der Elektronendichteverteilung über den gesamten Querschnitt eines Theta-Pinches untersucht worden. Die Daten der Anlage enthält Tab. 1. Die Ergebnisse werden u. a. zeigen, inwieweit die Annahme der Rotationssymmetrie der Elektronendichte, die z. B. von HAIN u. a.^{3, 4} und DÜCHS⁵ in ihren numerischen Behandlungen der Theta-Pinch-Entladung zugrunde gelegt ist, einem Theta-Pinch mit endlicher Spulenlänge (16 cm) und der üblichen massiven, in Z -Richtung geschlitzten Spule entspricht.

* 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.

¹ R. D. MEDFORD, A. L. T. POWEL, A. G. HUNT u. K. G. WRIGHT, Proc. 5. Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, München 1961. North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1961, S. 2000 ff.

² E. FÜNFER, K. HAIN, H. HEROLD, P. IGENBERGS u. F. P. KÜPPER, Z. Naturforsch. **17 a**, 967 [1962].

³ K. HAIN, G. HAIN, K. V. ROBERTS, S. J. ROBERTS u. W. KÖPPEN-DÖRFER, Z. Naturforsch. **15 a**, 1039 [1960].

⁴ K. HAIN u. A. C. KOLB, Conf. on Nuclear Fusion, CN 10/129, Salzburg 1961.

⁵ D. DÜCHS, Physics Letters, im Druck.