

# Über konvergente Zylinderstoßwellen im z-Pinch mit und ohne $B_z$ -Feld

W. BÖTTICHER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **20 a**, 1262—1268 [1965]; eingegangen am 11. Juli 1965)

Es werden z-Pinch-Entladungen in H<sub>2</sub>, He, Ar und X bei Anfangsdichten von 2,3 bis  $37 \cdot 10^{-7}$  g/cm<sup>3</sup> untersucht. Alle beobachteten Leuchterscheinungen lassen sich durch das Modell einer von einem magnetischen Kolben getriebenen konvergenten Zylinderstoßwelle deuten. Auch der Einfang eines überlagerten  $B_z$ -Feldes kann durch das Stoßwellenmodell beschrieben werden.

Der lineare Pinch wird vor allem zur Erzeugung sehr heißer Deuteriumplasmen verwandt, um die Voraussetzungen für eine thermonukleare Reaktion — sehr hohe Temperatur bei nicht zu kleiner Teilchendichte — herzustellen. Verwendet man dagegen als Füllgas schwerere Elemente und arbeitet bei höheren Ausgangsdichten, so sinken die erreichbaren Plasmatemperaturen auf etwa 10 eV. Die Teilchendichten des komprimierten Plasmas sind bei solchen Experimenten groß genug, um die Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichts zu ermöglichen. Damit ist der lineare Pinch eine interessante Anordnung für quantitative spektroskopische Untersuchungen.

Da für spektroskopische Zwecke Deuterium von geringerem Interesse ist, werden hier als Füllgas Wasserstoff, Helium, Argon und Xenon verwandt. Gegenstand der Untersuchung ist vor allem die während der Kontraktion auftretende schnelle Zylinderstoßwelle, die das ruhende Gas aufsammelt und dabei stark aufheizt. Das Spektrum der von dem aufgeheizten Gas emittierten Strahlung zeigt ein intensives Kontinuum und stark verbreiterte Linien hoher Anregungsenergie<sup>1</sup>. Die Pinch-Geometrie bietet gegenüber der ebenen Lauffunkenstrecke<sup>2</sup> und der „Annularshocktube“<sup>3</sup>, die ebenfalls Stoßstromentladungen zur Erzeugung von Stoßwellen benutzen, den Vorteil, daß das heiße Plasma vor der ersten Kontraktion nur mit den Elektroden und nicht mit den Gefäßwänden in Berührung kommt. Der Erzeugungsmechanismus heißer Plasmen in den T-

Stoßwellenrohren<sup>4, 5</sup> erscheint nach neueren Untersuchungen<sup>6</sup> geklärt. Das beobachtete starke Leuchten kommt nicht aus einer Stoßwelle, sondern aus dem bewegten Entladungsplasma. Von diesem löst sich nur bei kleineren MACH-Zahlen eine Stoßfront ab.

## Modell der Pinch-Kontraktion

Einen einfachen Überblick über die Dynamik der Pinch-Kontraktion gibt das von ROSENBLUTH<sup>7</sup> angegebene Schneepflugmodell. Als charakteristische Kontraktionsgeschwindigkeit findet man

$$v^* = \sqrt[4]{\left(\frac{U}{l}\right)^2 \frac{10^{16}}{4\pi\varrho_1}} \text{ cm/sec.} \quad (1)$$

Dabei ist die elektrische Feldstärke  $U/l$  in der Entladung in Volt/cm und die Ausgangsdichte  $\varrho_1$  in g/cm<sup>3</sup> einzusetzen. Das Schneepflugmodell gilt bei den hier untersuchten Gasdichten nur näherungsweise. Es gibt vor allem auch keine Auskunft über die thermodynamischen Zustandsgrößen im komprimierten Gas. Aussagen darüber erhält man aber, wenn man die Kontraktion als eine von einem magnetischen Kolben angetriebene konvergente Zylinderstoßwelle interpretiert und von der leicht zu messenden Weg-Zeit-Kurve des einlaufenden Stoßes ausgeht. Insbesondere findet man, daß Dichte und Temperatur in der Umgebung der Entladungssachse bis zu dem Zeitpunkt, an dem die stromführende Schicht mit der reflektierten Stoßfront zusammentrifft, vollständig durch Stoßwellenprozesse bestimmt werden.

<sup>1</sup> W. BÖTTICHER, Proc. V. Intern. Conf. Ionization Phenomena of Gases, München 1961, p. 2182.

<sup>2</sup> V. O. JENSEN, A. H. SILLESEN, F. HEIKEL VINOTHER u. C. F. WANDEL, Risø Report No. 28.

<sup>3</sup> R. M. PATRICK, Phys. Fluids **2**, 589 [1959].

<sup>4</sup> E. A. McLEAN, C. A. FANEUFF, A. C. KOLB u. H. GRIEM, Phys. Fluids **3**, 843 [1960].

<sup>5</sup> W. WIESE, H. F. BERG u. H. GRIEM, Phys. Rev. **120**, 1079 [1960].

<sup>6</sup> H. BRINKSCHULTE u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforsch. **20 a**, 196 [1965].

<sup>7</sup> M. ROSENBLUTH, in Magnetohydrodynamics, herausgeg. von R. LANDSHOFF, Stanford University Press 1957.



Eine Möglichkeit, diesen Vorgang zu berechnen, wurde zuerst von GUDERLEY<sup>8</sup> angegeben und von DAMMANN<sup>9</sup> auf die bei Pinch-Entladungen auftretenden Verhältnisse erweitert. In den Rechnungen von JUKES<sup>10</sup>, der als erster die GUDERLEYSche Lösung zur Beschreibung der Pinch-Entladung benutzt hat, wurden die bei schnellen Kontraktionen wesentlich werdenden Ionisationsprozesse noch nicht berücksichtigt. Seine Ergebnisse sind daher nur auf eine Pinch-Entladung in einem bereits vollständig ionisierten Gas anwendbar.

Ziel der im folgenden beschriebenen Experimente ist es, zu prüfen, wie weit die in Pinch-Entladungen ohne Vorionisation auftretenden Vorgänge durch das Stoßwellenmodell beschrieben werden können. Quantitative spektroskopische Messungen an einer speziellen Entladung in He<sup>11</sup> haben bereits Übereinstimmung der aus den gemessenen Frontgeschwindigkeiten berechneten und den spektroskopisch bestimmten Temperaturen ergeben.

### Experimentelle Anordnung

Die Entladung wurde gespeist aus einer induktivitätsarm aufgebauten Kondensatorbatterie ( $C = 150 \mu\text{F}$ ,  $U_0 = 30 \text{ kV}$ ,  $L_0 = 5 \text{ nH}$ ). Die Stromführung zum Entladungsgefäß erfolgte völlig koaxial, um einen eventuellen Einfluß des Rückleiters auf die Bildung von Unsymmetrien der Entladung auszuschalten. Das Gefäß bestand aus Glas (Duran 50), war 500 mm lang und hatte einen Innendurchmesser von 180 mm. Um der Entladung ein Magnetfeld  $B_z$  überlagern zu können, wurde eine einlagige Zylinderspule (Innendurchmesser 220 mm, Länge 500 mm) über den koaxialen Rückleiter geschoben. Diese Spule wurde mit Gleichstrom bis zu 800 A gespeist. Der gemessene Verlauf der magnetischen Feldstärke  $B_z$  in der Entladungssachse ist in Abb. 1 dargestellt.

Der Untersuchung der Entladung dienten im wesentlichen Schmierkameraufnahmen des Eigenleuchtens. Um aus den Aufnahmen genaue Wegezeitdiagramme entnehmen zu können und um feine radiale Strukturen zu erkennen, wurde end-on beobachtet, d. h. die optische Achse lag parallel zur Zylinderachse  $r = 0$ . Bei einer Beobachtungsrichtung senkrecht zur Zylinderachse (side-on) wäre es notwendig gewesen, den Rückleiter mit die Symmetrie störenden Beobachtungsschlitzten zu versehen. Folgender Aufbau wurde gewählt. In der oberen Elektrode befand sich ein Spalt ( $0,2 \times 100 \text{ mm}^2$ ), der genau auf einem Durchmesser lag und den Eintrittsspalt der Schmierkamera bildete. Da bei der Längsausdehnung

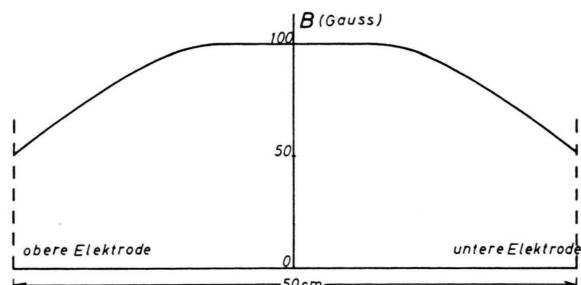


Abb. 1. Die Feldstärke  $B_z$  des Überlagerungsfeldes in Abhängigkeit von  $z$ . ( $B_z$  wurde in der Achse bei einem Spulenstrom von 24 A gemessen.)

von 500 mm eine große Tiefenschärfe der Abbildung erforderlich ist, wurde ein telezentrischer Strahlengang benutzt, bei dem jeder Punkt des Elektrodenspalts durch ein zur optischen Achse paralleles Bündel mit der Öffnung 1:600 abgebildet wird.

### Experimente ohne $B_z$ -Feld

Die Schmieraufnahme einer Entladung in Wasserstoff ohne  $B_z$ -Feld zeigt Abb. 4 f. Man sieht genau wie bei den früher untersuchten Entladungen in Helium<sup>9</sup>, daß die einlaufende Stoßfront bei Annäherung an die Achse schneller wird. Beim Einlauf in die Achse bildet sich sofort die reflektierte Stoßfront, die mit etwa fünfmal kleinerer Geschwindigkeit zurückläuft. Außen wird die leuchtende Zone durch eine schmale hellere Schicht begrenzt. Nachdem diese Schicht auf den reflektierten Stoß getroffen ist, expandiert dieser mit zunehmender Geschwindigkeit. Dies zeigt, daß außerhalb der Leuchtzone die konvergente Massenströmung stark abnimmt. Das Verhältnis der Stoßfrontgeschwindigkeiten kann infolge der kleinen Laufstrecke der reflektierten Front nur ungenau bestimmt werden. Der beobachtete Wert entspricht etwa den Ergebnissen der Rechnungen von DAMMANN<sup>9</sup>. Um zu prüfen, ob bei einer Änderung von Gasart oder Fülldruck eine Änderung des Charakters der Entladung auftritt, wurde eine Serie von Aufnahmen hergestellt, bei der die Gasfüllung geändert wurde. Untersucht wurden Entladungen in Wasserstoff, Helium, Argon und Xenon bei jeweils 5 Druckwerten, die so gewählt waren, daß sich bei den verschiedenen Gasen gleiche Anfangsdichten ergaben.

<sup>8</sup> G. GUDERLEY, Luftfahrtforschung **19**, 302 [1942].

<sup>9</sup> W. BÖTTICHER u. H. DAMMANN, Z. Naturforschg. **18a**, 580 [1963].

<sup>10</sup> J. D. JUKES, Harwell Report AERE GP / R 2293, 1958.

<sup>11</sup> W. BÖTTICHER u. O. E. BERGE, Z. Naturforschg. **19a**, 1460 [1964].

H <sub>2</sub>	2	4	8	16	32
He	1	2	4	8	16
A	0,1	0,2	0,4	0,8	1,6
X	0,03	0,06	0,12	0,24	0,48

Tab. 1. Bei den verschiedenen Gasen benutzte Fülldrucke in Torr.

Bei jedem Druck wurden je 5 einzelne Entladungen ausgewertet, um die Reproduzierbarkeit zu prüfen. Es zeigte sich, daß sie im allgemeinen gut war. Streuungen und unsymmetrische Entladungen ergeben sich bei den hohen Dichten in Wasserstoff und bei den niederen Dichten in Xenon. Bei 32 Torr Wasserstoff trat überhaupt keine Kontraktion mehr auf. Der Symmetrieverlust bei hohem Druck läßt sich in folgender Weise verstehen. Zur Ausbildung eines nahe der Wand liegenden Stromzyinders ist eine kleine möglichst homogene Anfangselektronendichte im gesamten Entladungsvolumen notwendig, da sich nur dann ein zylindersymmetrischer Skin-effekt ausbilden<sup>12</sup> kann. Diese Anfangsverteilung wird beim Fehlen einer Fremdionisation durch den ersten Durchschlag erzeugt. Ob es dabei zur Bildung einzelner leitfähiger Kanäle oder zu einer Volumen-ionisierung kommt, hängt wesentlich vom Verhältnis Batteriespannung/Statische Zündspannung, dem sog. Stoßfaktor ab. Erhöht man bei sonst ungeänderten Bedingungen den Fülldruck, so wird der Stoßfaktor kleiner und die Entladung verliert ihre Symmetrie. Dies wurde hier nur für H<sub>2</sub> beobachtet, da die statischen Zündspannungen bei den Edelgasentladungen infolge des geringeren Drucks wesentlich niedriger liegen. Ein Vergleich mit anderen Autoren<sup>13, 14</sup> zeigt, daß für das Auftreten einzelner Strombahnen nicht nur der Stoßfaktor, sondern auch die Geometrie der Stromzuführungen, die das elektrische Feld vor der Zündung beeinflußt, und die Größe der Anfangsinduktivität, die den Stromanstieg bestimmt, eine Rolle spielen.

Ein Beispiel einer unsymmetrischen Entladung bei hohem Druck zeigt Abb. 2.

Man erkennt mehrere Fronten (die vermutlich in verschiedenen Höhen laufen) und das Auftreten von mehreren reflektierten Stoßfronten, die wieder ver-

schiedenen Höhen entstammen (end-on-Beobachtung!). Die symmetrischen Aufnahmen zeigen alle die anfangs beschriebene Struktur. Die Ergebnisse

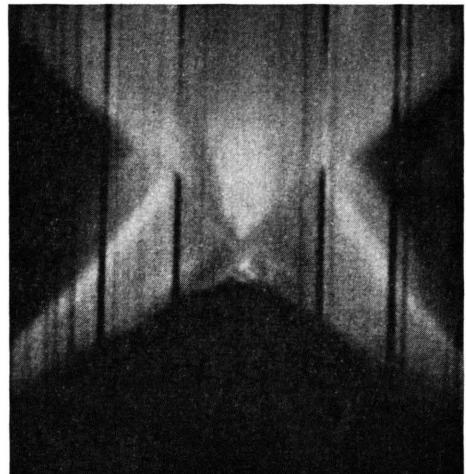


Abb. 2. Schmieraufnahme einer Entladung in 13 Torr H<sub>2</sub>. Die innere Front der Zone I ist hier unscharf bzw. mehrfach. Die reflektierte Front ist nur angegedeutet.

der Geschwindigkeitsmessungen sind in Abb. 3 zusammengefaßt. Dort ist die bei  $r = 30$  mm bestimmte Frontgeschwindigkeit gegen die Dichte aufgetragen. Die nach dem Schneepflugmodell Gl. (1) berechnete Kurve für die charakteristische Geschwindigkeit ist gestrichelt eingetragen.

Man sieht, daß die auftretenden Geschwindigkeiten recht gut nach dem Schneepflugmodell abgeschätzt werden können. Eine Aussage über die mittlere Dichte  $\bar{\rho}$  in der Leuchtzone ( $r_a \geqq r \geqq r_i$ ) ergibt sich, wenn man annimmt, daß alles Füllgas in dieser Zone komprimiert ist. Demnach muß gelten

$$q_1 \pi (R^2 - r_i^2) = \bar{\rho} \pi (r_a^2 - r_i^2).$$

Mißt man die Größen  $r_a$  und  $r_i$  auf den Schmieraufnahmen, so ergeben sich mittlere Dichteerhöhungen von etwa 20. Die Genauigkeit von  $\bar{\rho}$  ist wegen der unscharfen äußeren Begrenzung der Leuchtzone nicht sehr groß. Ohne Zweifel ergibt sich aber, daß die Dichteerhöhung merklich größer ist als der aus den Stoßbedingungen berechenbare Dichtesprung über der Front, der etwa 10–12 beträgt. Dieses Ergebnis steht in qualitativer Übereinstimmung mit dem Dichteverlauf, wie er sich nach<sup>9</sup> ergibt. Wegen der Konvergenz der Strömung hinter dem Stoß steigt nämlich die Dichte hinter der Front weiter an.

<sup>12</sup> W. FRIE u. A. MICHEL, Nucl. Fusion, Suppl. **2**, 641 [1962].

<sup>13</sup> F. L. CURZON u. R. J. CHURCHILL, Can. J. Phys. **40**, 1191 [1962].

<sup>14</sup> H. ZWICKER, Z. Phys. **177**, 54 [1964].

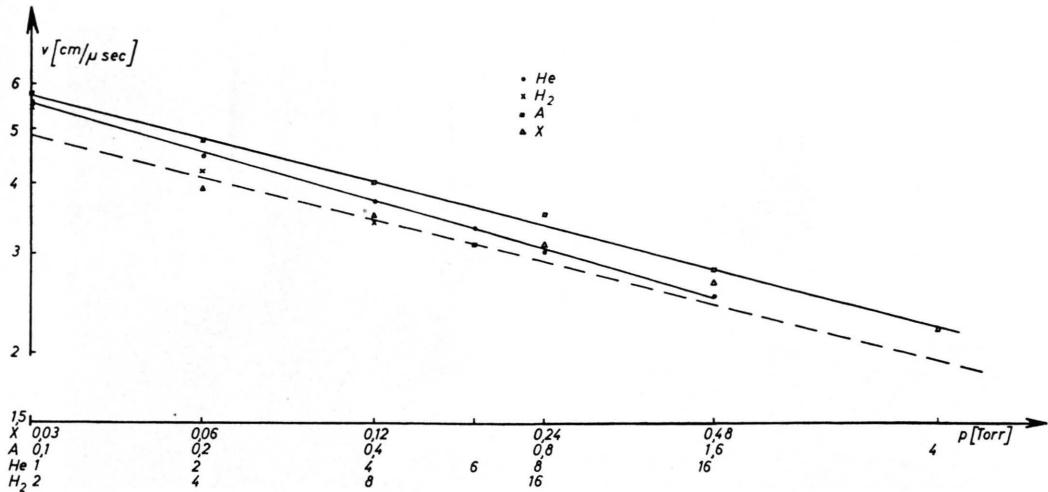


Abb. 3. Gemessene Frontgeschwindigkeiten bei  $r = 30$  mm in Abhängigkeit von Gasart und Druck. Die ausgezogene Gerade verbindet die Helium- bzw. Argonwerte. Die gestrichelte Gerade entspricht der nach Gl. (1) berechneten Geschwindigkeit.

## Experimente mit $B_z$ -Feld

### Abschätzung des Feldeinfangs

Voraussetzung für den Einfang des Magnetfeldes ist es, daß die Leitfähigkeit  $\sigma$  hinter der Stoßwellenfront genügend groß ist, nur dann kann das Magnetfeld nicht in das Plasma eindringen, und der von der Zylinderstoßwelle eingefangene magnetische Fluß bleibt konstant. Die bei diesem Einfangprozeß im Plasma induzierten Ströme fließen in der inneren Grenzschicht, d. h. unmittelbar hinter der Front der Stoßwelle, und zwar als Ringstrom, der dem Strom in der äußeren Zylinderspule parallel gerichtet ist. Wenn der magnetische Druck

$$p_{\text{Mag}} = (1/8 \pi) B_z^2$$

des eingefangenen Magnetfeldes genügend groß geworden ist, wirkt er wie eine Wand, auf die die Stoßwelle auftrifft. Anschließend expandiert das Magnetfeld wieder und treibt das Plasma nach außen.

Daß nur Oberflächenströme fließen, ergibt sich aus folgender Abschätzung. Die Eindringtiefe  $d$  für den Skineffekt im stationären Fall (sinusförmiger Verlauf des Magnetfeldes mit der Periodendauer  $\tau$ ) beträgt

$$d = 0,48 \sqrt{\frac{\tau \cdot 10^6}{\sigma \cdot 10^{-14}}} \text{ cm}.$$

Anstelle der Periodendauer  $\tau$  setzen wir die Kontraktionsdauer von ca.  $1 \mu\text{s}$ , d. h. die Zeit, in der das Magnetfeld ansteigt, ein. Die Leitfähigkeit wird bei den auftretenden hohen Ionisationsgraden im wesentlichen durch die Stöße Elektron-Ion bestimmt. Verwendet

man den von MAECKER<sup>15</sup> empirisch gefundenen Querschnitt

$$Q_{\text{e+}} = \left( \frac{e}{k T} \right)^2 \ln \left( \frac{k T}{e^2 n_e^{1/3}} \right),$$

so ergibt sich für die Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{n_e e^4}{V^3 m k T} \frac{1}{n_e Q_{\text{e+}}} = \frac{e^2 (k T)^{3/2}}{V^3 m} \ln \left( \frac{k T}{e^2 n_e^{1/3}} \right) \text{ sec}^{-1}.$$

Mit einer Temperatur von  $25000^\circ\text{K}$  und einer Elektronendichte von  $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  erhält man  $\sigma = 2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  und damit für die Eindringtiefe

$$d = 0,34 \text{ cm}.$$

Die Eindringtiefe ist danach klein gegenüber der Dicke der anströmenden Plasmaschicht.

Zur Vereinfachung der weiteren Rechnung sehen wir daher von der endlichen Dicke der Schicht ab, in der das Feld und damit der magnetische Druck abfallen und betrachten das eingefangene Magnetfeld als eine bewegliche Wand, die auf das Plasma den Druck  $p_{\text{Mag}}$  ausübt. Da der Fluß

$$\Phi = \pi R^2 B_{z0}$$

konstant bleibt, gilt bei einer Kompression auf den Radius  $r$

$$r^2 B_z(r) = R^2 B_{z0}$$

und damit

$$p_{\text{Mag}} = (1/8 \pi) B_{z0}^2 (R^4/r^4), \quad (2)$$

$r$  bedeutet dabei den Ort der Stoßfront.

<sup>15</sup> H. MAECKER, TH. PETERS u. H. SCHENCK, Z. Phys. **140**, 119 [1955].

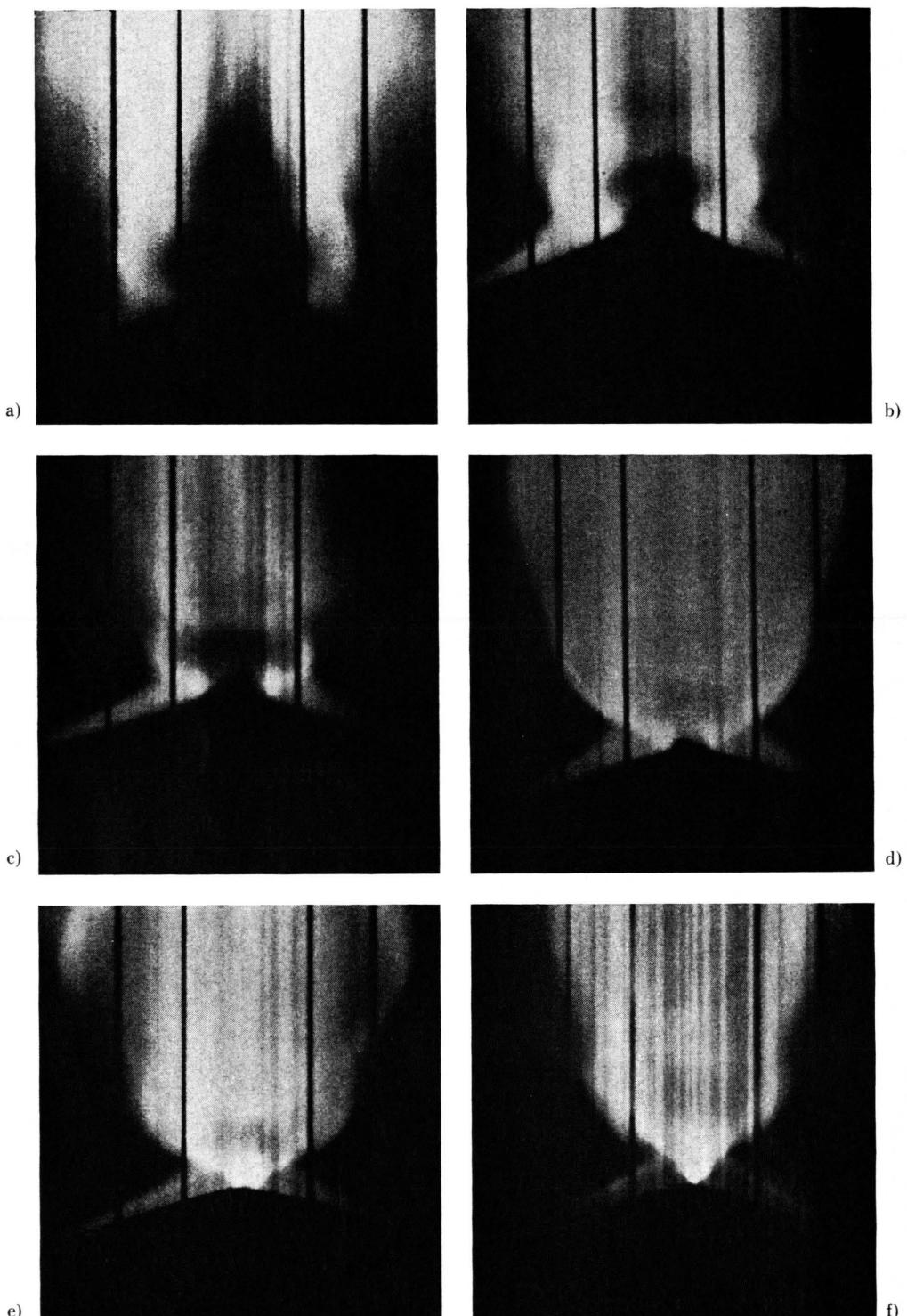


Abb. 4. Entladungen in 2 Torr  $H_2$  mit überlagertem Magnetfeld. Stromstärke in der Außenspule bei Aufnahme  
a) 650 A, b) 510 A, c) 400 A, d) 280 A, e) 150 A, f) 0 A.

Im Moment des Umkehrens der Plasmaströmung ist diese reflektierende Wand in Ruhe. Zur Bestimmung des Gasdrucks  $p_5$  im Plasma, der zu diesem Zeitpunkt dem Druck des eingefangenen Magnetfeldes gleich sein muß, machen wir eine weitere Näherung. Aus den Schmieraufnahmen erkennt man, daß die Abbremsung plötzlich erfolgt, d. h. daß der Gegendruck in einem kleinen Intervall  $\Delta r$  von Werten, die die Bewegung wenig beeinflussen, auf den Wert  $p_5$  ansteigt, der die Stoßwelle zur Ruhe bringt. Wir sehen daher von den Details der stetigen Abbremsung ab und betrachten die Reflexion an einer starren Wand. In diesem Fall läßt sich  $p_5$  aus den RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen<sup>16</sup> berechnen und man erhält, da der ankommende Stoß stark ist,

$$p_5 = \frac{2}{\gamma+1} \varrho_1 v^2 \left( \frac{\gamma+1}{\gamma-1} + 2 \right). \quad (3)$$

Bei der Ableitung von Gl. (3) wurde die Zustandsgleichung des idealen Gases

$$i \varrho/p = \gamma/(\gamma - 1)$$

benutzt. Um die Ionisationsprozesse zu berücksichtigen, setzen wir für das Verhältnis der spezifischen Wärmeln  $\gamma$  den Wert 1,2 und erhalten

$$p_5 = 12 \varrho_1 v^2.$$

Für den Umkehrradius  $r_u$  ergibt sich aus den Gln. (2) und (3)

$$r_u^4 = \frac{R^4}{96 \pi} \left( \frac{B_{z0}}{v \sqrt{\varrho_1}} \right)^2. \quad (4)$$

Da die Abbremsung plötzlich erfolgt, können wir für die Stoßgeschwindigkeit  $v$  den Wert der ungestörten Stoßwelle einsetzen.

### Experimentelle Ergebnisse

Die Schmieraufnahmen von Entladungen in 2 Torr H<sub>2</sub> mit verschiedenen starken überlagertem Magnetfeld sind in Abb. 4 zusammengestellt. Auf der Aufnahme 4 d erkennt man besonders deutlich das Aufleuchten der vom Umkehrradius nach außen laufenden Stoßwelle. Die aus solchen Aufnahmen bestimmten Umkehrradien sind in Abb. 5 gegen die Größe  $I/(v \sqrt{\varrho_1})$  aufgetragen. Die ausgezogene Gerade wird durch Gl. (4) gegeben, wenn man den zum gemessenen Spulenstrom  $I$  gehörenden Wert von  $B_{z0}$  in der Spulenmitte benutzt; für die Spulenenden erhält man die gestrichelte Gerade. Man sieht, daß alle Meßpunkte zwischen den beiden Geraden liegen. Prüft man, welche Entladungen am meisten von der

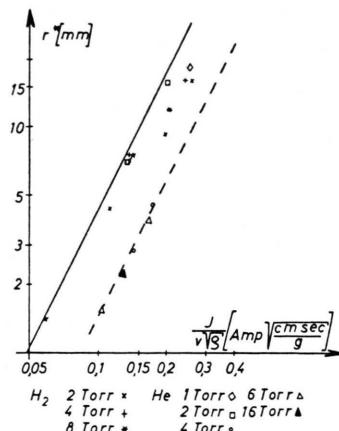


Abb. 5. Beobachtete Umkehrradien bei Entladungen mit überlagertem Magnetfeld in Helium und Wasserstoff bei verschiedenen Fülldrucken.

stark ausgezogenen Kurve abweichen, so bemerkt man, daß dies die Entladungen mit höherem Anfangsdruck, besonders die Heliumentladungen sind. Da diese Entladungen recht gut auf der Geraden für die Spulenenden liegen, liegt die Vermutung nahe, daß in diesen Fällen die Strahlung, die auf den Schmieraufnahmen registriert wird, aus optisch dicker Schicht emittiert wird, d. h. man sieht nur den oberen Teil der Entladung.

### Zusammenfassung

Will man eine lineare Pinch-Entladung als spektroskopische Lichtquelle benutzen, so ist es notwendig, den Aufheizmechanismus des Plasmas zu kennen. Es wird gezeigt, daß das Schneepflugmodell die auftretenden Kontraktionsgeschwindigkeiten gut beschreibt. Dies erklärt sich daraus, daß der Dichtesprung über der Front der erzeugten Stoßwelle infolge der Ionisationsprozesse verhältnismäßig groß ist und die Dichte hinter der Front als Folge der Zylindergeometrie noch ansteigt. Damit wird die Annahme des Schneepflugmodells, daß das ruhende Gas in einer dünnen Schicht aufgesammelt wird, annähernd erfüllt. Für den mittleren Dichtesprung ergeben sich bei allen Versuchen Werte von etwa 20. Diese Beobachtung und das Geschwindigkeitsverhältnis von einlaufender und reflektierter Stoßfront zeigen, daß das Modell einer von einem Kolben geschobenen zylindrischen Stoßwelle in großen Zügen richtig ist. Die Leitfähigkeiten und Geschwindigkeiten der erzeugten Plasmen sind genügend hoch, um ein überlagertes Magnetfeld vom Plasma einzufangen. Die Abbremsung der Stoßwelle läßt sich an

<sup>16</sup> A. G. GAYDON u. I. R. HURLE, The Shocktube in High-Temperature Chemical Physics, Chapman & Hall Ltd., London 1963, Gl. (2.15) und (2.35).

Hand eines Stoßwellenmodells abschätzen und gibt die beobachteten Werte richtig wieder. Da die Entladungen in bestimmten Druck- bzw. Dichtebereichen sehr gut reproduzierbar sind, erscheint die genauere Untersuchung der auftretenden Prozesse sinnvoll.

Diese Arbeit wurde durch Personal- und Sachbeihilfen des Bundesministeriums für Wissenschaftliche Forschung wesentlich gefördert. Herrn Prof. LOCHTE-HOLTGREVEN danke ich für die großzügige Unterstützung, die er mir gewährte. Herrn U. ARNDT und Herrn W. HORNING danke ich für ihre Hilfe bei den Experimenten.

## Time and Space-Resolved Electron Densities in a Theta Pinch at Various Distances along the Discharge Axis

A. EBERHAGEN \* and H. GLASER

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforschg. 20 a, 1268—1273 [1965]; received 23 July 1965)

The influence of the finite length of the discharge coil on the axial behaviour of a theta pinch plasma column is investigated by measuring electron density profiles at various distances from the midplane of the coil along the discharge axis. The resulting line densities were then checked by an independent method. For a parallel trapped magnetic field it was possible in this way to measure end losses and also the collection rate of the contraction wave in the case of an antiparallel trapped magnetic field.

In previous investigations time-resolved measurements of the radial electron density distribution were carried out on a 26 kJoule theta pinch experiment. The results were compared with theoretical predictions of the three-fluid model for the behaviour of the plasma during the discharge<sup>1, 2</sup>. The agreement between the experimental and theoretical results was found to be very reasonable as long as the comparison was limited to the admissible time interval, i. e. as long as the plasma was undisturbed as in an infinitely long coil. It was also found, however, that for later times of the discharge discrepancies, some of them appreciable, occurred between the theoretical predictions and the measurements even before the peak magnetic field was reached. These were attributed to effects due to the finite length of the coil and were not further considered at the time. To make up for this, measurements of electron densities at various distances along the discharge axis were carried out in order to investigate the influence of the finite length of the coil on the plasma. An account of these measurements is given in the following. It was hoped to obtain information in this way on the quantitative amount of end losses of the plasma, especially in the case of a parallel trapped

magnetic field and the collection rate by axial contraction with antiparallel trapped magnetic field.

Since these investigations were thus meant as a continuation of the earlier measurements the same discharge conditions were retained<sup>2</sup>. Hence, the main capacitor bank of the 26 kJoule experiment, which had a quarter period of 1.6  $\mu$ s, was fired after the hydrogen in the quartz discharge tube (inner diameter: 4.5 cm) had been preionized up to about 50% and a magnetic field of variable sign and magnitude had been superimposed.

The investigations were carried out for the following initial conditions at the moment when the main discharge was started:

1. Hydrogen filling pressure  $p(\text{H}_2) = .15 \text{ torr}, B_{z0} = +.8 \text{ kG}$
2. Hydrogen filling pressure  $p(\text{H}_2) = .10 \text{ torr}, B_{z0} = -2.3 \text{ kG}$

The radial electron density distributions were again obtained from continuum measurements at  $\lambda = 4980 \text{ \AA}$  by means of a light-pipe assembly, which picked up the plasma radiation from eight different distances from the discharge axis. In addition, the so-called line density  $\sigma[\text{cm}^{-1}]$  was derived from the duration of the individual radial plasma oscillations,

\* Present address: University of Maryland, Department of Physics and Astronomy, College Park, Maryland.

<sup>1</sup> D. DÜCHS, Compt. Rend. VIe Conf. Intern. Phenomenes Ionisation Gaz, Paris 1963, Vol. II, p. 567.

<sup>2</sup> A. EBERHAGEN and M. KEILHACKER, Compt. Rend. VIe Conf. Intern. Phenomenes Ionisation Gaz, Paris 1963, Vol. II, p. 573, 577.