

Über den Ablauf des  $\Theta$ -Pinchs bei höheren Ausgangsdichten

DIETER MEINERS

Institut für Plasmaphysik der Technischen Hochschule Hannover

(Z. Naturforschg. 20 a, 1711—1721 [1965]; eingegangen am 9. Oktober 1965)

A linear  $\Theta$ -pinch discharge without preionization is investigated in Helium within that range of density, in which the mean free path of electrons between two elastic collisions diminishes to such a low value that the electrons cannot gain the ionization energy in the induced electric field over this distance. Compared to the well known observations at low densities in this high density range the instant of the first breakdown in the discharge tube is found to be shifted to later half-cycles with increasing initial pressure. In addition, the further development of the discharge at high initial densities shows a very different structure compared to the low density behaviour. Comparison of optical observations with measurements of the current density distribution obtained by means of magnetic probes (using a special difference method on account of the very small plasma currents) shows the following result: In the half cycle immediately following the breakdown, a typical shock wave pinch is produced at high densities. The regions near the axis are heated only by an ionizing shock, while the contraction of the current sheath, which initially started the shock, is stopped very early in far outer regions. During the following half-cycle quite a different behaviour of the discharge is observed on account of the enhanced electrical conductivity: The contraction runs much faster and therefore the separation between the shock front and the driving current sheath decreases.

Da die Untersuchung des  $\Theta$ -Pinchs durch die Bemühungen um die kontrollierte thermische Kernfusion ausgelöst wurde, standen bisher niedrige Ausgangsdichten (entsprechend  $10^{-2}$  bis  $5 \cdot 10^{-1}$  Torr Deuterium) im Mittelpunkt des Interesses (z. B. <sup>1,2</sup>, dort weitere Literatur). Oberhalb von 1 Torr wurden nur in Ausnahmefällen sehr spezielle Untersuchungen durchgeführt. Zum Beispiel haben REYNOLDS und PHILLIPS<sup>3</sup> den Zündungsvorgang und das Einfangen eines Magnetfeldes zwischen  $8 \cdot 10^{-3}$  und 6 Torr Wasserstoff behandelt. Systematische Untersuchungen bei hohen Ausgangsdichten liegen bisher nicht vor.

Orientierende Messungen des Verfassers<sup>4</sup> an  $\Theta$ -Pinch-Entladungen bei höheren Ausgangsdichten, die neben dem linearen  $z$ -Pinch<sup>5,6</sup> eventuell ein weiteres Mittel zur Erzeugung von Plasmen mit hohen Ladungsträgerdichten von der Größenordnung  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  bei Temperaturen um  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  sind, zeigten, daß der Ablauf des  $\Theta$ -Pinchs bei diesen Ausgangsdichten eine völlig andere Struktur aufweist als bei niedrigen Dichten. Die Ergebnisse von weiterführenden Untersuchungen des Entladungsablaufs bei Ausgangsdrücken zwischen 8 und 30 Torr He-

lium ohne Vorionisierung und ohne Überlagerung eines Zusatzfeldes werden hier vorgelegt und mit Hilfe von Messungen der Stromdichteverteilung gedeutet.

### 1. Experimentelle Anordnung zur Pinch-Erzeugung

Weil der Bereich der Ausgangsdichte, in welchem der hier dargestellte, für hohe Dichten charakteristische Entladungsablauf auftritt, stark von der Dimensionierung der Anlage zur Erzeugung des  $\Theta$ -Pinchs abhängt, sei diese kurz beschrieben.

Die Untersuchungen wurden mit einer Kondensatorbatterie von  $123 \mu\text{F}$  Kapazität und 20 kJ Energieinhalt bei 18 kV Ladespannung ausgeführt. Bei der Entladung über die in Abb. 1 dargestellte einlagige zylindrische Messingspule von 20 cm Länge entstand in der Mittelebene der Spule auf der Achse bei einer Frequenz von 51 kHz ein Magnetfeld von 28 kG. Um side-on-Aufnahmen sowie die radiale Einführung von Induktionssonden zu ermöglichen, trug die Spule in ihrer Mittelebene einen 4 mm breiten, um den ganzen Umfang herumlaufenden Schlitz.

Als Entladungsgefäß wurde ein Glaszylinder aus DURAN 50 verwendet, in dessen Mittelebene längs eines Durchmessers ein dünnes Quarzrohr für die Auf-

<sup>1</sup> W. E. QUINN, Studies of Plasmas in Fast Magnetic Compression Experiments, in: Plasma Physics and Thermonuclear Research, Vol. 2, Pergamon Press, London 1963.

<sup>2</sup> L. A. ARTSIMOVICH, Controlled Thermonuclear Reactions, Oliver & Boyd, Edinburgh u. London 1964.

<sup>3</sup> J. A. REYNOLDS u. N. J. PHILLIPS, Proc. V<sup>th</sup> Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, p. 2288.

<sup>4</sup> D. MEINERS, Naturwiss. 52, 343 [1965].

<sup>5</sup> H. ZWICKER, Proc. V<sup>th</sup> Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, p. 2175.

<sup>6</sup> W. BÖTTCHER, Proc. V<sup>th</sup> Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, p. 2182.

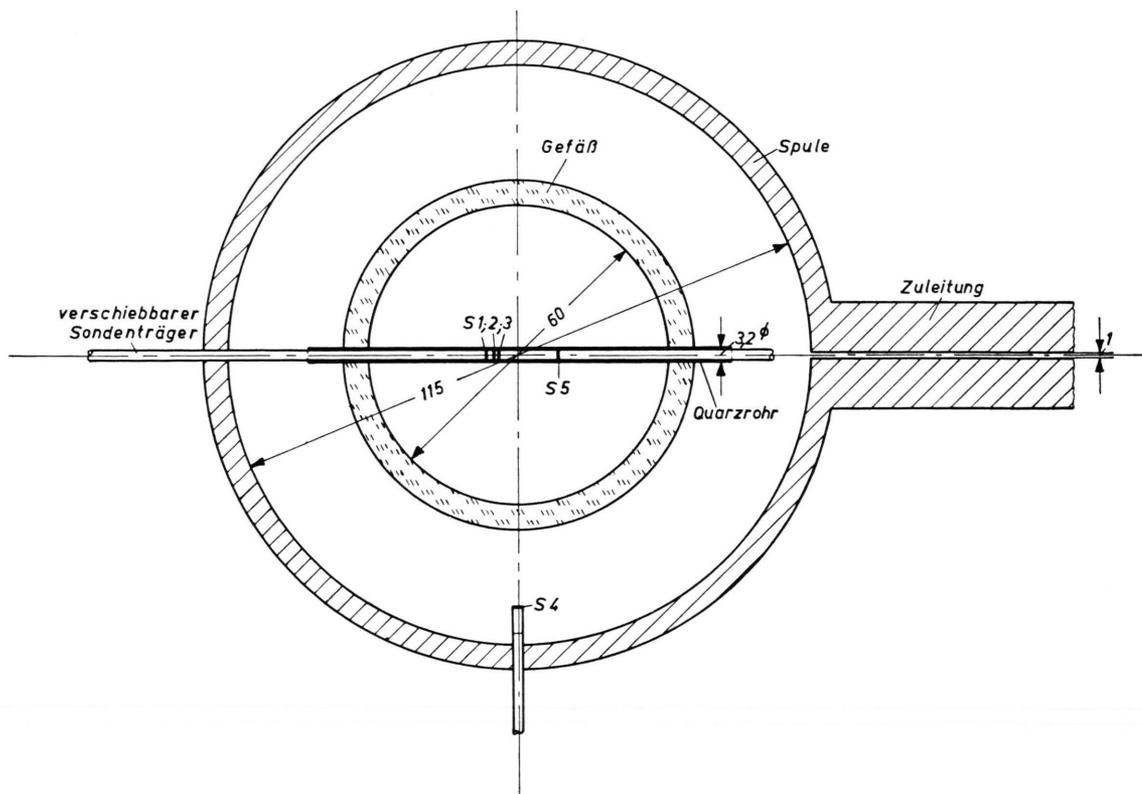


Abb. 1. Schnitt durch Spule und Entladungsgefäß mit Sonden (S).

nahme der Induktionssonden eingekittet war (Abb. 1). Um zu vermeiden, daß die von dem Beobachtungspalt und dem Schlitz in der Stromzuführung herrührenden Inhomogenitäten des Magnetfeldes die Entladung beeinflussen, wurde der Durchmesser des Gefäßes erheblich kleiner gewählt als der der Spule, obwohl durch diese Maßnahme die an der Gefäßwand maximal erreichbare induzierte elektrische Feldstärke nur etwa zur Hälfte ausgenutzt wurde.

## 2. Meßverfahren

### a) Optische Verfahren

Die kontinuierliche Erfassung der radialen Bewegung der leuchtenden Strukturen erfolgte mit Schmieraufnahmen gleichzeitig side-on (in der Mittelebene der Spule) und end-on. Der Strahlengang für letztere war zur Vermeidung perspektivischer Verzerrungen telezentrisch eingerichtet. End-on konnte das Plasma außerdem mit einer Schlierenanordnung

beobachtet werden; eine Drahtexplosion als durchstrahlende Lichtquelle ermöglichte Schlieren-Schmieraufnahmen. Ferner wurde mit Hilfe einer Drehspiegelkamera nach BARTELS und EISELT<sup>7</sup> in der von BORTFELDT<sup>8</sup> modifizierten Form der ganze Entladungsquerschnitt end-on kinematographisch untersucht, so daß die Rotationssymmetrie der Entladung und der störende Einfluß des eingekitteten Sondentrährens beurteilt werden konnten.

### b) Elektrische Verfahren zur Bestimmung der Stromdichte

Die Stromdichte im Plasma wurde aus Messungen der räumlichen Verteilung des Magnetfeldes ermittelt. Die den Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Stromdichte vermittelnde 1. MAXWELLSche Gleichung reduzierte sich wegen der Symmetrieeigenschaften der Entladung auf eine sehr einfache Form.

<sup>7</sup> H. BARTELS u. B. EISELT, *Optik* **6**, 56 [1950].

<sup>8</sup> J. BORTFELDT, *Proc. V<sup>th</sup> Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases*, Munich 1961, Vol. 2, p. 1931.

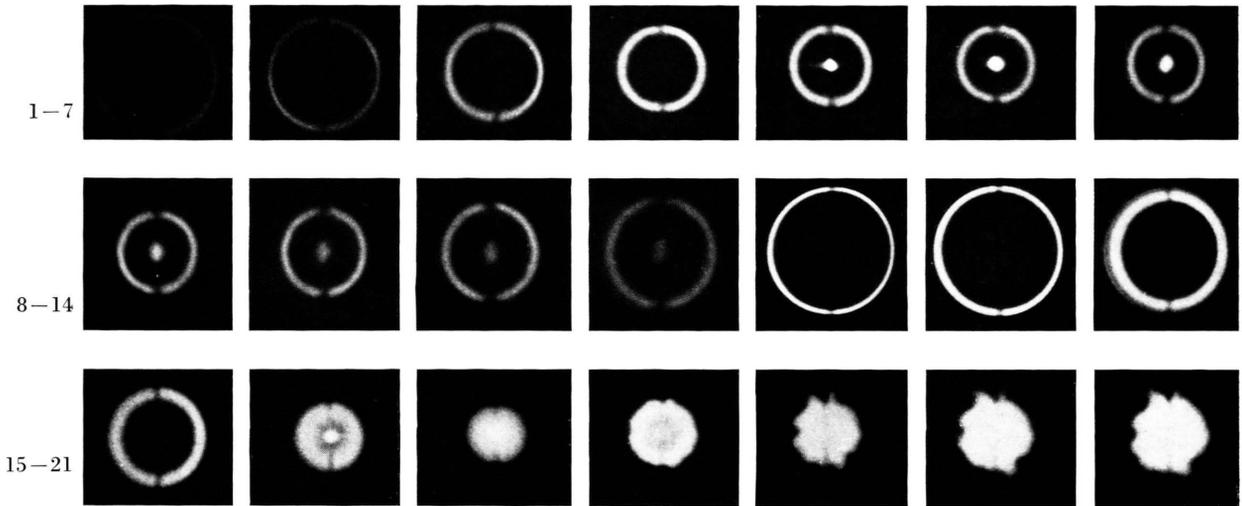


Abb. 2. Kinematographische Aufnahmen bei 10 Torr Helium (2. und 3. Halbperiode, Zeitabstand zwischen zwei Bildern  $0,75 \mu\text{s}$ ).  
Obere Reihe: Bild 1–7, mittlere Reihe: Bild 8–14, untere Reihe: Bild 15–21.

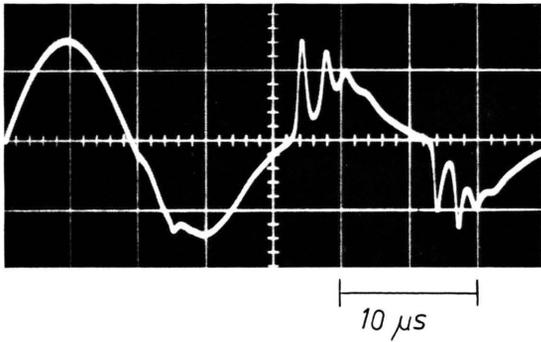


Abb. 3. Zeitlicher Verlauf der z-Komponente des Magnetfeldes in der Achse (8 Torr Helium).

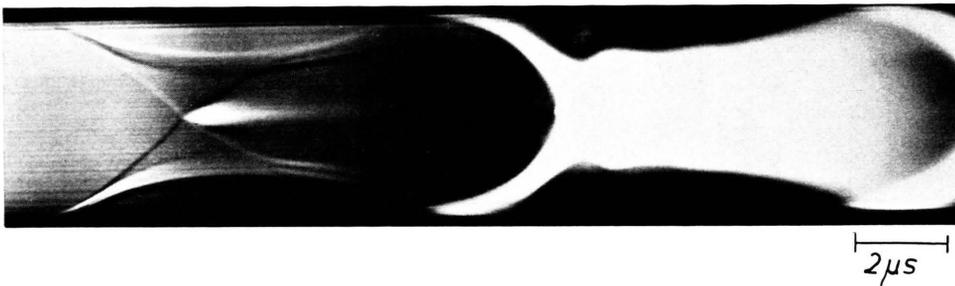


Abb. 5. Schlieren-Schmieraufnahme end-on.

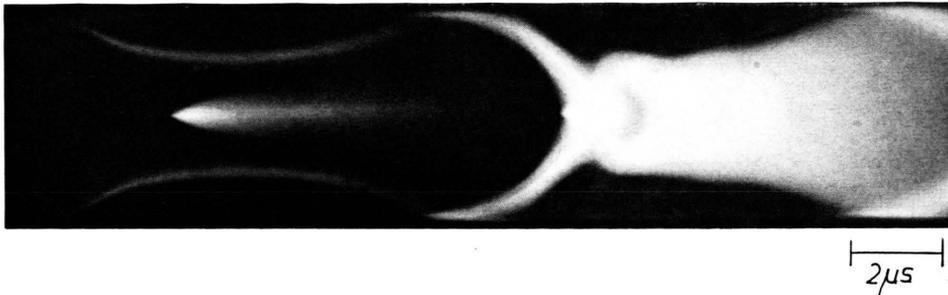


Abb. 7. Schmieraufnahme end-on von der 2. Entladung in 8 Torr Helium.

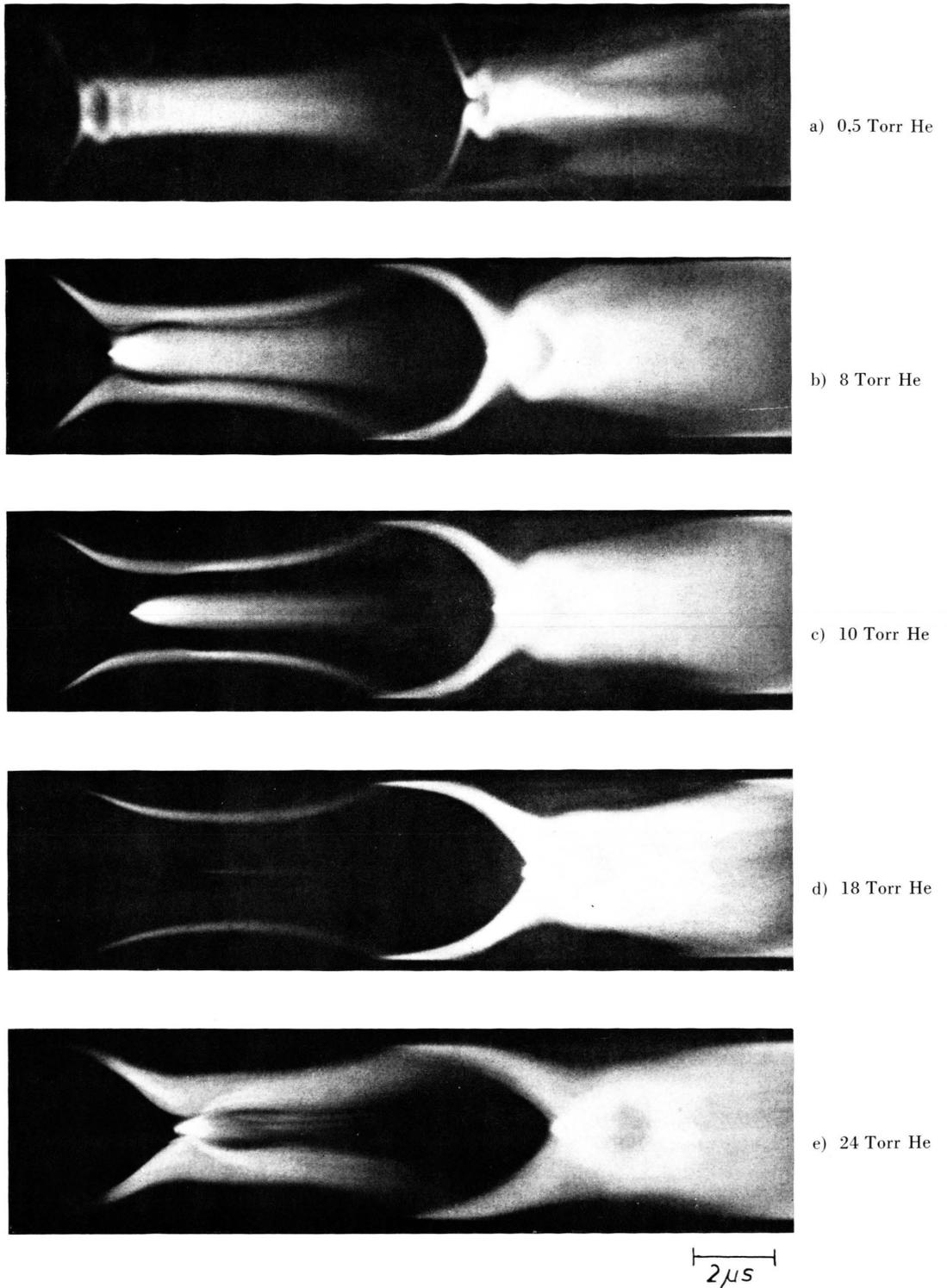


Abb. 4. Schmieraufnahmen end-on bei verschiedenen Ausgangsdrücken (a–d: 2. und 3. Halbperiode, e: 3. und 4. Halbperiode).

Es konnte nämlich angenommen werden, daß in der Nähe der Mittelebene der Spule alle Feldkomponenten von  $z$  unabhängig waren<sup>9</sup>, weil end-on- und side-on-Schmieraufnahmen, die simultan aufgenommen wurden, dasselbe Bild zeigten und außerdem die Spulenlänge erheblich größer als der Gefäßradius war.

Die Rotationssymmetrie des Plasmas wurde aus den kinematographischen end-on-Aufnahmen des ganzen Gefäßquerschnitts gefolgert. Abb. 2<sup>\*,10</sup> zeigt diese Symmetrie sowie die gute Stabilität des Plasmas vom Beginn der 2. Halbperiode der Kondensatorentladung bis zum Abschluß der Kontraktion in der 3. Halbperiode (Bild 17). Instabilitäten und Unsymmetrien treten erst in der Expansionsphase der 3. Halbperiode auf. Wie ein Vergleich mit Aufnahmen von Entladungen in Gefäßen ohne Sondenröhrchen zeigte, macht sich das radial eingekittete Sondenröhrchen bis zu dieser Phase nur dadurch bemerkbar, daß der leuchtende Hohlzylinder an den Durchstoßpunkten des Röhrchens weniger leuchtet als an anderen Stellen. Besonders betont sei, daß der leuchtende Achsenfaden während der ganzen 2. Halbperiode in derselben Weise auch bei Entladungen ohne Sonde auftrat.

Als Folge dieser Symmetrieeigenschaften ergibt sich die  $r$ -Komponente der Stromdichte immer zu Null. Die azimutale Komponente wurde nach der Gleichung

$$j_{\varphi} = -\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (1)$$

aus der Verteilung des Magnetfeldes berechnet. Die  $z$ -Komponente war ebenso wie die  $r$ -Komponente immer Null, da für alle Sondenstellungen  $B_{\varphi} = 0$  gemessen wurde.

Die Messung des Magnetfeldes in der Mittelebene der Spule erfolgte mit Hilfe mehrerer Induktionssonden (S 1, 2, 3 in Abb. 1), welche auf einem gemeinsamen Träger in dem in das Entladungsgefäß eingekitteten Quarzröhrchen verschiebbar waren. Der Träger aus Messingrohr nahm in seinem Innern die Zuleitungen für die Sonden auf und schirmte diese gegen Störfelder ab. Um sowohl eine hohe radiale Auflösung als auch eine ausreichende Empfindlichkeit der Sonden zu erreichen, wurde ein schmaler rechteckiger Wickelkörper verwendet, auf

dem sich zwei Lagen mit je 15 Windungen aus 50  $\mu$ -Kupferdraht befanden. Die radiale Ausdehnung einer Einzelsonde betrug 0,50 mm. Die Resonanzfrequenz jedes Sondenmeßkreises wurde zu 50 MHz bestimmt; durch den Wellenwiderstand des zum Oszillographen führenden Kabels wurde jeder Kreis so gedämpft, daß etwa der aperiodische Grenzfall vorlag. Die Empfindlichkeit der Sonden betrug nach Integration der Signale mit RC-Gliedern 6 mV/kG.

Um die Notwendigkeit für den Einsatz zweier spezieller Meßverfahren mit Magnetsonden begründen zu können, die über die allgemein übliche Technik der punktweisen Ausmessung des Magnetfeldes mit nur *einer* Sonde hinausgehen, muß an dieser Stelle schon ein Ergebnis der Untersuchungen vorgezogen werden: Für den Entladungsablauf bei höheren Ausgangsdichten stellte es sich als charakteristisch heraus, daß in der auf die erste Zündung unmittelbar folgenden Halbperiode die Abweichungen des zeitlichen Verlaufs des Magnetfeldes innerhalb der Entladung von dem sinusförmigen Verlauf sehr gering sind (Abb. 3, dort 2. Halbperiode), d. h. der Strom im Plasma ist klein im Vergleich zu dem felderzeugenden Spulenstrom. Daher kann aus Oszillogrammen wie Abb. 3 die vom Plasmastrom erzeugte, dem homogenen Spulenfeld überlagerte Feldverteilung nicht mit genügender Genauigkeit ermittelt werden. Diese Situation führte zur Entwicklung zweier Differenzverfahren zur Messung der vom Plasmastrom herrührenden Feldverteilung bzw. der Stromdichte selbst.

Bei dem ersten Verfahren wurde der störende Sinus-Anteil des Spulenfeldes mit dem Signal einer zweiten Sonde (S 4 in Abb. 1) kompensiert, welche sich innerhalb der Spule, aber außerhalb der Entladung befand und die daher nur das Spulenfeld maß. Die Subtraktion der Signale von S 1 und S 4, für die eine Serienschaltung der Sonden nicht in Frage kam, weil die Resonanzfrequenz zu tief lag, erfolgte dadurch, daß beide Sonden auf den gleichen Integrationskondensator arbeiteten. Auf diese Weise konnten Feldstärken bis herab zu 30 G bei Überlagerung von 30 kG gemessen werden. Dieses einfache Verfahren, mit dem die in<sup>4</sup> dargestellten Messungen des Verfassers durchgeführt wurden, vermittelt leicht einen qualitativen Überblick. Für die quantitative Ermittlung der Stromdichte nach Gl. (1) ist

<sup>9</sup>  $r, \varphi, z$  sollen im folgenden ein Rechtssystem von Zylinderkoordinaten bilden.

\* Abb. 2, 3, 4, 5 und 7 auf Tafel S. 1712 a, b

<sup>10</sup> Der spezielle Ausgangsdruck von 10 Torr ist charakteristisch für den Bereich zwischen 8 und 18 Torr.

es nur bedingt geeignet, da die Ausführung der Differentiation der  $B(r)$ -Kurve große Ungenauigkeiten mit sich bringt.

Diesen Nachteil vermeidet das zweite Verfahren, bei dem der Feldstärkegradient direkt mit Hilfe von zwei Sonden (S 2, S 3) gemessen wurde, die beide mit dem festen Mittenabstand von 1 mm in das Plasma eingeführt wurden und deren Signale nach Integration einem Differenzverstärker zugeführt wurden. Die Empfindlichkeiten beider Sonden unterschieden sich um weniger als 3%; dieser Unterschied wurde durch verschiedene Dimensionierung der beiden Integrierglieder kompensiert. Mit diesem direkten Verfahren konnten Feldstärkegradienten bis herab zu 30 G/mm gemessen werden.

### 3. Ergebnisse der Messungen

#### a) Druckabhängigkeit des Zeitpunkts der 1. Zündung

Im Druckbereich von 0,2 bis 2 Torr wird dieselbe Druckabhängigkeit des Zeitpunkts der 1. Zündung<sup>11</sup> beobachtet, wie sie z. B. von BODIN et al.<sup>12</sup>, BEERWALD<sup>13</sup> sowie REYNOLDS und PHILLIPS<sup>3</sup> beschrieben ist. Mit zunehmendem Ausgangsdruck verlagert sich die erste Zündung vom Beginn der 2. Halbperiode zum Beginn der 1. Halbperiode (Tab. 1).

Ausgangsdruck bei Helium (in Torr)	Nummer der Halbperiode, in der die 1. Zündung erfolgt
0,2	2
0,5	2
2	1
8	2
12	2
18	2
24	3
30	keine Zündung mehr

Tab. 1. Druckabhängigkeit des Zeitpunkts der 1. Zündung.

Oberhalb von 2 Torr liegt eine neue, bisher nicht beobachtete Abhängigkeit vor: Bei weiterer Zunahme des Druckes verschiebt sich die Zündung wieder in spätere Halbperioden. Immer erfolgt die Zün-

dung jedoch wie bei kleinen Drücken in einem engen Zeitintervall von einigen hundert Nanosekunden um den Nulldurchgang des äußeren Magnetfeldes.

Die Deutung dieser neu gefundenen Abhängigkeit des Zeitpunkts der 1. Zündung bei höheren Ausgangsdichten soll im Zusammenhang mit der Theorie für die Zündung bei kleinen Dichten<sup>14, 15</sup> diskutiert werden, deren Grundgedanke kurz skizziert sei: Da die Elektronen durch das Magnetfeld auf Gyrationbahnen gezwungen werden, können sie durch das elektrische Feld nur wenig beschleunigt werden. Nur solche Elektronen, welche in der Umgebung eines Nulldurchganges des Magnetfeldes entstehen, können eine zur Stoßionisierung ausreichende Energie aufnehmen und damit zur Vermehrung der Ladungsträger beitragen. Aus diesem Grund findet die erste Zündung immer in der Nähe eines Nulldurchganges des Spulenfeldes statt. Die bisher beobachtete Tendenz, daß sich die erste Zündung mit zunehmender Dichte in frühere Halbperioden verlagert, ist auf die Zunahme der Frequenz der ionisierenden Stöße mit wachsender Teilchendichte zurückzuführen.

Bei hohen Teilchendichten muß nun zusätzlich berücksichtigt werden, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen zwischen elastischen Stößen mit Atomen so gering ist, daß die Elektronen auf dieser Strecke nicht die Ionisierungsenergie aufnehmen können. Für den „Umkehrdruck“ von 2 Torr Helium ergibt sich die mittlere freie Weglänge der Elektronen mit den bei BROWN<sup>16</sup> angegebenen Daten zu etwa 0,03 cm. Folglich nehmen die Elektronen bei der vorhandenen induzierten Feldstärke von 150 V/cm zwischen zwei Stößen im Mittel nur 5 eV auf, also etwa ein Fünftel der Ionisierungsenergie des Heliums. Nur die wenigen Elektronen, welche – eventuell nach mehreren Stößen – bis auf die Ionisierungsenergie beschleunigt werden, können zur Vermehrung der Ladungsträger beitragen<sup>17</sup>. Da mit Abnahme der freien Weglänge immer weniger Elektronen die für die Ionisierung nötige Energie erhalten, verlagert sich bei hohen Dichten der Zeitpunkt

<sup>11</sup> Charakterisiert durch das Auftreten einer merklichen Änderung der Magnetfeldverteilung gegenüber der Vakuumfeldverteilung und durch die Bildung eines leuchtenden Hohlzylinders an der Gefäßwand.

<sup>12</sup> H. A. B. BODIN et al., Proc. IV<sup>th</sup> Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, Vol. 2, p. 1065.

<sup>13</sup> H. BEERWALD, Proc. V<sup>th</sup> Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, p. 1507.

<sup>14</sup> R. CHODURA u. M. KEILHACKER, Z. Naturforschg. **17 a**, 977 [1962].

<sup>15</sup> R. CHODURA, Z. Naturforschg. **19 a**, 679 [1964].

<sup>16</sup> S. C. BROWN, Basic Data of Plasma Physics, J. Wiley & Sons, New York 1961.

<sup>17</sup> Ionisierungsprozesse, die über die Anregung metastabiler Atome führen, sind bei diesen qualitativen Überlegungen zu vernachlässigen, da bei Helium deren Anregungsenergie nicht wesentlich tiefer als die Ionisierungsenergie liegt.

der 1. Zündung mit zunehmendem Druck wieder in spätere Halbperioden.

Daß dieser Effekt den bei kleinen Dichten durch die Zunahme der Stoßfrequenz bedingten gegenläufigen Effekt erst bei solch hohen Dichten überkompensiert, bei denen die Elektronen zwischen zwei Stößen im Mittel nur noch ein Fünftel der Ionisierungsenergie aufnehmen, ist ohne eingehende theoretische Behandlung mit diesen qualitativen Überlegungen, in denen der Einfluß der Gyrationen bei hohen Dichten nicht berücksichtigt ist, nicht zu erklären. Daß Gyrationen auch für die Zündung bei hohen Dichten noch eine wesentliche Rolle spielen, geht sowohl aus Abschätzungen für die Stoßfrequenz und die Gyrationenfrequenz als auch aus der Beobachtung hervor, daß die erste Zündung auch in diesem Bereich immer in der Umgebung eines Nulldurchganges des äußeren Feldes erfolgt.

Die Tatsache, daß REYNOLDS und PHILLIPS<sup>3</sup>, die bei Wasserstoff bis zu 6 Torr herauf gemessen haben, bei den höchsten Drücken noch eine Zündung in der ersten Halbperiode bekamen, ist vor allem auf die um den Faktor 4 höhere elektrische Feldstärke zurückzuführen. Daß der Dichtebereich, in dem die beschriebenen, für hohe Dichten charakteristischen Erscheinungen auftreten, äußerst stark von der elektrischen Feldstärke abhängt, sei noch durch einen Vergleich von Entladungen in Gefäßen verschiedenen Durchmessers belegt: Während bei einem Gefäß mit 100 mm Durchmesser die Entladung bis herauf zu 50 Torr zündete, war dies in dem 60 mm-Gefäß nur bis zu 24 Torr der Fall.

*b) Photographische Messungen*

Die Druckabhängigkeit des Entladungsablaufs zeigt die in Abb. 4 dargestellte Serie von Schmieraufnahmen. Wiedergegeben sind jeweils die auf die erste Zündung folgenden zwei Halbperioden. Die charakteristischen Unterschiede im Entladungsablauf zwischen hohen und niedrigen Ausgangsdichten seien am Beispiel der Aufnahmen bei 10 Torr und 0,5 Torr erläutert.

Bei 0,5 Torr gleicht das Bild in der 2. Halbperiode in seinen wesentlichen Zügen dem von BODIN et al.<sup>18</sup> bei 0,26 Torr Deuterium in der 1. Halbperiode beobachteten. Der leuchtende Hohlzylinder kontrahiert wegen des eingefangenen parallelen Magnetfeldes

nicht bis auf die Achse. Er führt Schwingungen um die Gleichgewichtslage aus, bis das eingefangene Magnetfeld aus dem Hohlzylinder herausdiffundiert ist.

Im Gegensatz zu diesem für niedrige Ausgangsdichten charakteristischen Entladungsablauf wird bei höheren Dichten (z. B. 10 Torr) der leuchtende Hohlzylinder sehr viel langsamer und ohne Auftreten von Schwingungen abgebremst. Er existiert während der ganzen 2. Halbperiode und weist große Stabilität und gute Symmetrie auf. Sein Durchmesser erreicht ein Minimum etwa dann, wenn das äußere Magnetfeld seinen Extremwert annimmt.

Charakteristisch für den Entladungsablauf bei hohen Ausgangsdichten ist weiter die Erscheinung, daß einige Zeit nach der Zündung unvermittelt eine stark leuchtende Plasmasäule in der Achse des Gefäßes auftaucht. Mit Schlieren-Schmieraufnahmen (Abb. 5) wurde nachgewiesen, daß diese Plasmasäule entsteht, wenn eine auf den gewöhnlichen Schmieraufnahmen nicht sichtbare zylindrische Stoßwelle, welche sich von dem leuchtenden Hohlzylinder abgelöst hat, in der Achse reflektiert wird.

Die Druckabhängigkeit der aus Schlierenaufnahmen ermittelten Geschwindigkeit der kontrahierenden Stoßwelle<sup>19</sup> ist für den Bereich zwischen 10 und 18 Torr Helium in Abb. 6 wiedergegeben. Die aus diesen Geschwindigkeiten nach den RANKINE-HUGO-

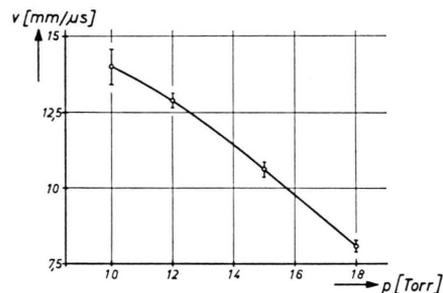


Abb. 6. Druckabhängigkeit der Geschwindigkeit der kontrahierenden Stoßwelle.

NOT-Beziehungen ermittelten Temperaturen unmittelbar hinter der kontrahierenden Front sind gering ( $\leq 17\,000\text{ }^\circ\text{K}$ ). Das erklärt, daß die Emission dieser Volumina nicht photographisch auf Schmieraufnahmen nachgewiesen werden konnte; ein photoelektrischer Nachweis dagegen war ohne weiteres möglich.

<sup>18</sup> H. A. B. BODIN et al., Proc. IV<sup>th</sup> Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, Vol. 2, p. 1061.

<sup>19</sup> Gemessen zwischen  $r=5\text{ mm}$  und  $15\text{ mm}$ , wo die Geschwindigkeit annähernd konstant ist.

Auch nach der Reflexion der Stoßwelle in der Achse ist die Front der reflektierten Welle auf den gewöhnlichen Schmieraufnahmen nicht sichtbar. Von dem Nachströmgebiet leuchtet nur eine achsnahe Zone, deren Durchmesser mit zunehmendem Druck so stark abnimmt, daß bei 18 Torr nur noch ein leuchtender Faden in der Achse auftritt. Die Tatsache, daß nicht das ganze Nachströmgebiet gleichmäßig leuchtet, ist auf die hinter zylindrischen Stoßwellen grundsätzlich vorhandene Inhomogenität des Nachströmgebietes zurückzuführen, bei welcher die Achse ausgezeichnet ist. Ob der beobachteten radialen Verteilung der Emission hinter der reflektierten Stoßwelle eine entsprechende Verteilung der Temperatur oder der Teilchendichte zugrunde liegt, kann ohne spektroskopische Messungen nicht entschieden werden.

Erkennbar wird die Front der reflektierten Stoßwelle erst, wenn sie den schon abgebremsen leuchtenden Hohlzylinder erreicht. Dieser leuchtet durch die Wechselwirkung mit der Stoßwelle für kurze Zeit ein wenig stärker und wird etwas nach außen gedrängt.

Typisch für die hohen Ausgangsdichten ist weiter der krasse Unterschied zwischen dem Entladungsablauf in der 2. Halbperiode und dem Ablauf in der 3. Halbperiode. Die Wiederzündung am Ende der 2. Halbperiode erfolgt im Gegensatz zu der ersten Zündung schon 1 bis 2  $\mu\text{s}$  vor dem Nulldurchgang des äußeren Magnetfeldes. Danach bleibt der gebildete Plasmahohlzylinder lange Zeit an der Gefäßwand. Er löst sich erst kurz nach dem Nulldurchgang von ihr ab und kontrahiert beschleunigt bis ganz auf die Achse. Nachdem die Vorderfront des sehr breiten leuchtenden Hohlzylinders die Achse erreicht hat, tritt dort auf der Schmieraufnahme eine stark leuchtende Spitze auf, welche, wie noch gezeigt wird, auf eine Stoßwellenreflexion zurückzuführen ist. Die äußere Begrenzung des Hohlzylinders kontrahiert weiter, bis sie auf die von der Spitze ausgehende reflektierte Stoßwelle trifft<sup>19a</sup>. Im weiteren Verlauf der Halbperiode treten in der Plasmasäule eine oder mehrere nicht besonders klar strukturierte Schwingungen bzw. Stoßwellenreflexionen auf; der Entladungsablauf in diesen Phasen hängt stark vom Druck ab und weist, wie schon Abb. 2 zeigt, Instabilitäten und Unsymmetrien auf.

Wird der Ausgangsdruck bis auf Werte gesteigert, bei denen die erste Zündung erst in der 3. Halbperiode erfolgt, so treten gleichfalls die eben als für hohe Dichten charakteristisch dargestellten Erscheinungen auf. Sie haben sich aber um eine Halbperiode zu späteren Zeiten hin verlagert, und die leuchtenden Fronten sind nicht mehr scharf begrenzt (Abb. 4 e).

### c) Elektrische Messungen

Nach dem optischen Bild des Entladungsablaufs seien nun die Ergebnisse der Sondenmessungen dargestellt. Während die Schmieraufnahmen bis zum Ende der Kontraktion in der 3. Halbperiode gut reproduzierbar waren, zeigten die an aufeinanderfolgenden Entladungen gemessenen Sondensignale Streuungen, welche eine Diskussion der Ergebnisse erschwerten.

Da sich bei Experimenten mit mehreren Entladungen in derselben Gasfüllung ohne Wechsel des Gases herausgestellt hatte, daß die Sondensignale der 2. bis 5. Entladung, welche sich erheblich von denen der 1. Entladung unterschieden, sehr gut untereinander übereinstimmten und auch bei verschiedenen Füllungen gut reproduzierbar waren, wurde als Untersuchungsobjekt für die Sondenmessungen nicht die 1. Entladung in einer Gasfüllung genommen, wie es allgemein üblich ist, sondern die Entladungen Nr. 2 bis 5. Trotz der bei ihnen mit den Voruntersuchungen gefundenen guten Reproduzierbarkeit wurde bei allen Messungen die Reproduzierbarkeit der Entladung immer mit einer feststehenden Sonde (S 5 in Abb. 1) überprüft, welche nach dem ersten der in Abschnitt 2 beschriebenen Differenzverfahren kompensiert war.

Daß auch die 2. bis 5. Entladung den im vorigen Abschnitt beschriebenen Ablauf aufwies, zeigt Abb. 7 am Beispiel einer 2. Entladung bei 8 Torr. Im Vergleich zu der 1. Entladung bei 8 Torr ist hier die Kontraktion in der 2. Halbperiode schwächer. Die Entladung ist einer 1. Entladung bei höherem Druck (etwa 11 Torr) ähnlich.

Der Unterschied zwischen der 1. Entladung und den folgenden Entladungen ist darauf zurückzuführen, daß durch die 1. Entladung Wandmaterial herausgeschlagen wird, was zu einer erheblichen Ver-

<sup>19a</sup> Bei den Reproduktionen der Abb. 4 ist dieses Verhalten nur bei 8 Torr deutlich erkennbar.

unreinigung der Gasfüllung führt<sup>20</sup>. Diese Verunreinigung ist jedoch für die vorliegende Aufgabenstellung, die auf den Entladungsmechanismus hinzielt, bedeutungslos: Aus diesen Sondenmessungen sollen keine Aussagen über die Eigenschaften eines reinen Heliumplasmas erschlossen werden. Der Gegenstand dieser Untersuchung, der typische Ablauf des Θ-Pinchs bei höheren Ausgangsdichten, wie er an Hand der Schmieraufnahmen charakterisiert wurde, bleibt nach Ausweis der Schmieraufnahme in Abb. 7 erhalten.

In Abb. 8 bis 10 sind als Ergebnisse der Magnetsondenmessungen bei 8 Torr (2. bis 5. Entladung) der zeitliche Verlauf des äußeren Magnetfeldes und des Magnetfeldes in der Achse sowie die zeitliche Entwicklung der Stromdichteverteilung in der 2. und 3. Halbperiode wiedergegeben<sup>21</sup>. Die dargestellten Meßwerte sind Mittelwerte von 2 bis 6 Entladungen; die eingetragenen Unsicherheiten geben die maximal aufgetretenen Abweichungen vom Mittelwert an.

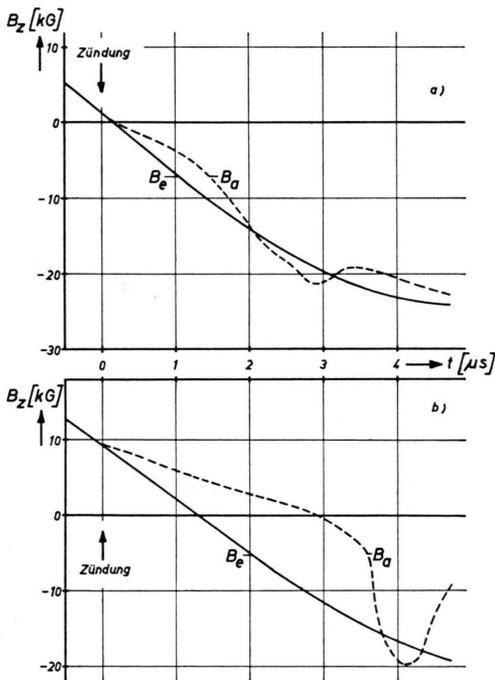


Abb. 8. Magnetfeld außerhalb des Plasmas ( $B_e$ ) und in der Achse ( $B_a$ ) (8 Torr Helium).

<sup>20</sup> Bei 8 Torr ist nach der 1. Entladung der Druck um etwa 0,2 Torr angestiegen. Bei den weiteren Entladungen steigt er dann wesentlich weniger an. Einen ähnlichen Entladungsablauf wie bei der 2. bis 5. Entladung erhält man schon bei der 1. Entladung, wenn man dem Helium 2% Luft zusetzt.

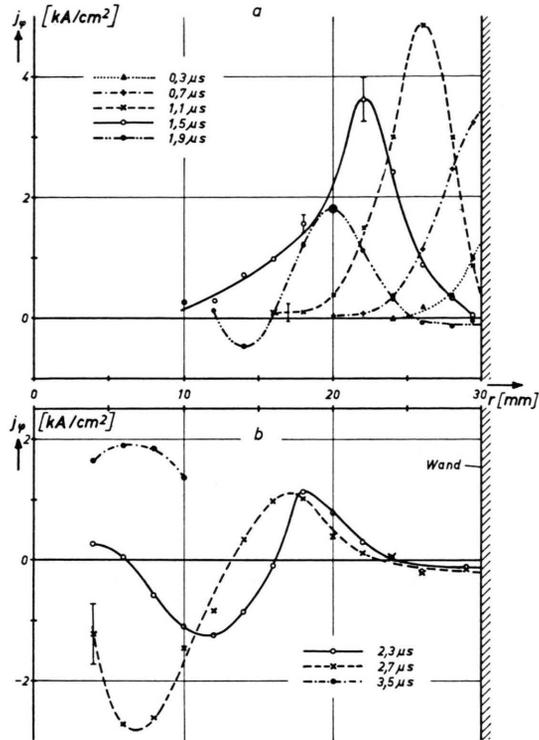


Abb. 9. Stromdichteverteilung in der 2. Halbperiode (8 Torr Helium).

Für die 2. Halbperiode ist folgendes charakteristisch: Der Strom setzt  $0,15 (\pm 0,05) \mu s$  vor dem Nulldurchgang des äußeren Feldes in einem dünnen Hohlzylinder an der Gefäßwand ein. Die maximale Stromdichte (Abb. 9) und der Gesamtstrom<sup>22</sup> wachsen beide gemeinsam etwa  $1 \mu s$  lang an, was auf die Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit infolge OHMScher Aufheizung zurückzuführen ist. Die dann folgende Abnahme der maximalen Stromdichte ist mit einem Fortschreiten der Ablösung des Stromdichtemaximums von der Wand verbunden.  $1,9 \mu s$  nach der Zündung ändert sich die bisher einfache Struktur der Stromverteilung völlig: Von diesem Zeitpunkt an fließt zusätzlich zu dem unmittelbar induzierten positiven Strom weiter innen ein negativer Strom. Der Betrag der negativen Stromdichte nimmt schnell zu, und die innere Begrenzung dieses stromführenden Bereichs bewegt sich auf die Achse

<sup>21</sup> Um die beiden Halbperioden unmittelbar vergleichbar zu machen, ist die Darstellung so eingerichtet, daß in beiden Halbperioden die z-Komponente des äußeren Feldes negative Werte annimmt. Damit fließt der zu Beginn jeder Halbperiode induzierte Strom in der positiven  $\varphi$ -Richtung.

<sup>22</sup> Bis auf einen Proportionalitätsfaktor stellt die Differenz  $B_a - B_e$  in Abb. 8 den Gesamtstrom im Plasma dar.

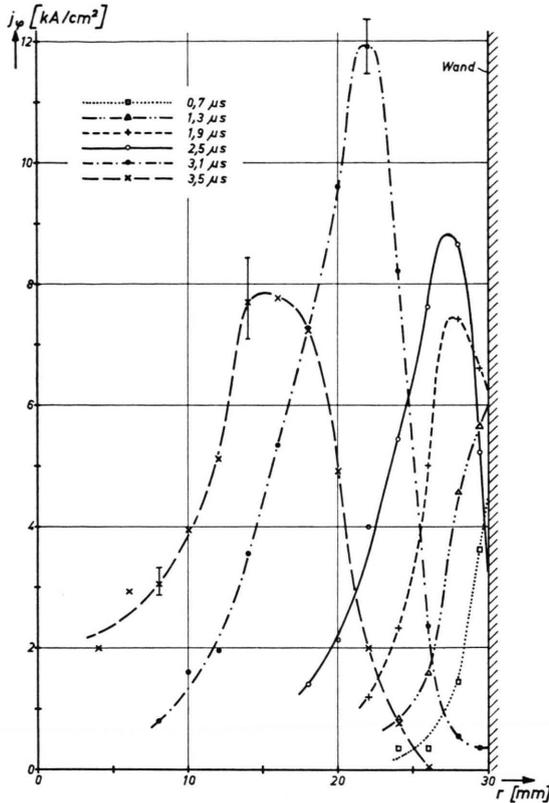


Abb. 10. Stromdichteverteilung in der 3. Halbperiode (8 Torr Helium).

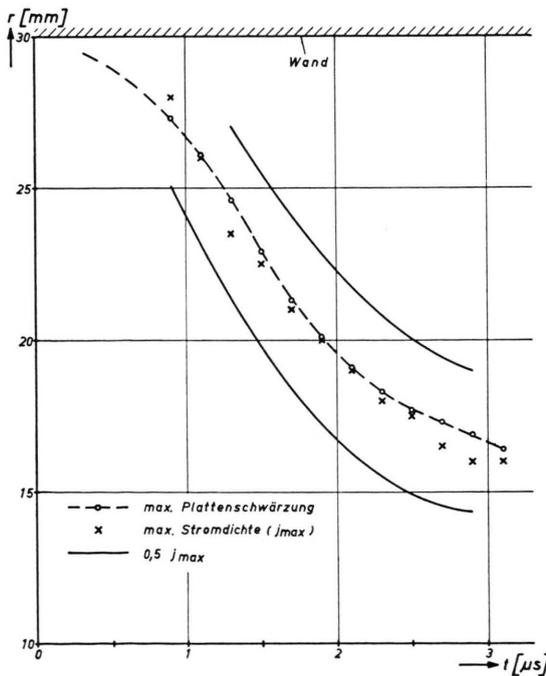


Abb. 11. Koinzidenz von leuchtendem und stromführendem Hohlzylinder in der 2. Halbperiode (8 Torr Helium).

hin. Diese wird nach etwa  $3 \mu s$ , dem Zeitpunkt der Stoßwellenreflexion, erreicht.

Der Vergleich dieser Ergebnisse mit den optischen Beobachtungen zeigt, daß der äußere positive Strom von dem leuchtenden Hohlzylinder getragen wird. Der Ort maximaler Schwärzung auf der Schmieraufnahme ist in den ersten 3 Mikrosekunden mit dem Ort der maximalen Stromdichte identisch (Abb. 11). Der leuchtende Hohlzylinder ist also als stromführender Stempel zu deuten, welcher die auf den Schlierenaufnahmen nachgewiesene Stoßwelle antreibt. Wegen der noch zu diskutierenden Abbremsung des Hohlzylinders läuft die Stoßwelle weit vor dem Hohlzylinder nach innen. Das Gebiet, das nach  $1,9 \mu s$  gegenläufigen Strom führt, ist das Nachströmgebiet hinter der Stoßwelle, wie vom Verfasser bereits<sup>4</sup> mitgeteilt wurde. Das durch die Stoßfront hindurchtretende Gas wird ionisiert und führt auf Grund der vorhandenen elektrischen Feldstärke  $E_\phi$  Strom. Ist  $v$  die auf die Achse hin gerichtete Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas, so ergibt sich aus der Anwendung des Induktionsgesetzes

$$E_\phi(r, t) = - \frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial B_z(r', t)}{\partial t} dr' + v B_z(r, t). \quad (2)$$

Das negative Vorzeichen der Stromdichte im Nachströmgebiet entsteht dadurch, daß der negative zweite Summand in der Nähe der Achse überwiegt, da der positive erste Summand etwa proportional zu  $r$  ist.

Die gegebene Deutung wird gestützt durch die Tatsache, daß hinter der reflektierten Stoßwelle nach  $3,5 \mu s$  eine positive Stromdichte beobachtet wird, was auf den Vorzeichenwechsel von  $v$  bei der Reflexion zurückzuführen ist. Zu späteren Zeiten der 2. Halbperiode nimmt die Stromdichte ab, und die stromführenden Volumina verlagern sich wieder zur Wand hin. Bis zur Wiederzündung sind keine ausgeprägten Strukturen in den Verteilungen des Magnetfeldes und der Stromdichte mehr zu beobachten.

Die 3. Halbperiode unterscheidet sich nicht nur optisch, sondern auch in der zeitlichen Entwicklung der Stromverteilung stark von der 2. Halbperiode. Folgende für die Diskussion wichtige charakteristische Züge der Abb. 10 seien hervorgehoben: Der Strom wird wie in der 2. Halbperiode von dem leuchtenden Hohlzylinder getragen; im Gegensatz zu der vorangehenden Halbperiode fließt jedoch nur positiver Strom, bis die Vorderfront des leuchtenden Hohlzylinders nach  $3,5 \mu s$  die Achse erreicht. Die

maximalen Stromdichten sind in der 3. Halbperiode erheblich größer als in der 2. Halbperiode; sie sind etwa dreimal so groß. Stromdichteverteilungen von Phasen nach dem Zeitpunkt der Entstehung der stark leuchtenden Spitze auf der Schmieraufnahme sind in Abb. 10 nicht mehr wiedergegeben, da unmittelbar nach der Entstehung der Spitze die räumliche Auflösung der Sondenmessungen für die interessante nähere Umgebung der Achse wegen der Ausdehnung des Sondenröhrchens nicht ausreichte und später die Entladung nicht mehr genügend rotationssymmetrisch war (Abb. 2).

#### 4. Diskussion der Ergebnisse

##### a) Die Kontraktionsgeschwindigkeit des Plasmas

Unmittelbar können bei dem vorliegenden Untersuchungsobjekt nur die Geschwindigkeiten von Stoßwellen und von leuchtenden Fronten gemessen werden. Die Kontraktionsgeschwindigkeit der Materie muß auf indirekte Weise ermittelt werden<sup>23</sup>. In der 2. Halbperiode ist diese Bestimmung an einer bestimmten Stelle des Nachströmgebietes hinter der Stoßwelle aus den Stromdichtemessungen möglich. Wie Abb. 9 zeigt, wechselt in der 3. Mikrosekunde die Stromdichte zwischen der Stoßfront und der antreibenden Schicht ihr Vorzeichen. Aus dem OHM'schen Gesetz folgt, daß am Ort des Nulldurchganges der Stromdichte entweder die elektrische Feldstärke oder die elektrische Leitfähigkeit Null sein muß. Da für die Möglichkeit, daß die Leitfähigkeit Null ist, keine physikalisch sinnvolle Erklärung gegeben werden kann, darf angenommen werden, daß die elektrische Feldstärke verschwindet. Dies ist dann der Fall, wenn der zweite Summand in Gl. (2) den ersten Summanden gerade kompensiert. Da die Feldverteilung gemessen ist, kann damit aus Gl. (2) am Ort des Nulldurchganges der Stromdichte die radiale Geschwindigkeit  $v$  der Ladungsträger ermittelt werden.

Das Resultat der Rechnung für die 3. Mikrosekunde der 2. Halbperiode ist folgendes: An dieser Stelle, die dicht vor dem Ort des maximalen Leuchtens des Hohlzylinders liegt, besitzen die Ladungsträger eine Geschwindigkeit, die während der ganzen Zeit um den Faktor  $1,2 (\pm 20\%)$  größer ist

als die Kontraktionsgeschwindigkeit des Hohlzylinders, die im Laufe dieser Mikrosekunde von 5 auf 2 mm/ $\mu$ s abnimmt.

Dieses Ergebnis führt zu der Folgerung, daß die Kontraktionsgeschwindigkeit des leuchtenden Hohlzylinders auch die Kontraktionsgeschwindigkeit der Materie ist. Dicht vor der leuchtenden Schicht wird eine nur wenig höhere Geschwindigkeit gemessen, die ihre Größe proportional zur Geschwindigkeit dieser Schicht ändert. Die Strömung gehorcht hier also nicht den Gesetzen, die für die inhomogene Nachströmung hinter der schon sehr viel weiter innen mit 13 mm/ $\mu$ s kontrahierenden zylindrischen Stoßwelle gelten, sondern sie wird durch die Verdünnungswelle bestimmt, welche wegen der Abbremsung des die Stoßwelle antreibenden Stempels von diesem ausgehend nach innen läuft. Daß der betrachtete Ort (3 mm vor der Stelle maximalen Leuchtens) im Bereich dieser Verdünnung liegt, zeigt auch die in Abb. 5 wiedergegebene Schlierenaufnahme, die zu einer 3. Entladung bei 8 Torr gehört.

Die Übereinstimmung der Kontraktionsgeschwindigkeit des leuchtenden Hohlzylinders mit der des Plasmas ist nicht nur auf die eben betrachtete 3. Mikrosekunde der 2. Halbperiode beschränkt, sondern läßt sich auch noch früher für den Zeitpunkt nachweisen, in dem der Hohlzylinder seine maximale Kontraktionsgeschwindigkeit besitzt. Diese ist dann nämlich gerade so groß wie die Nachströmgeschwindigkeit hinter der sich ablösenden Stoßwelle, wie sie aus der Stoßwellengeschwindigkeit auf Grund der RANKINE-HUGONOT-Beziehungen unter Berücksichtigung der Ionisierung berechnet wird. Auf Grund dieser Überlegungen ist es also möglich, bei der Diskussion der Abbremsung des leuchtenden Hohlzylinders dessen Kontraktionsgeschwindigkeit mit der des Plasmas zu identifizieren.

##### b) Die Abbremsung des stromführenden Hohlzylinders

Auf der Schmieraufnahme Abb. 7 beginnt in der 2. Halbperiode die Abbremsung des leuchtenden Hohlzylinders, die zu der weiten Ablösung der Stoßwelle von dem leuchtenden Hohlzylinder führt, 1,4  $\mu$ s nach der Zündung. Abb. 12 zeigt, daß dieser Vorgang mit einer starken Abnahme des in dem Hohlzylinder fließenden Stromes verbunden ist. Obwohl das äußere Phänomen der Abbremsung und der Stromabnahme dasselbe ist wie im Fall kleiner Dichten und großer Leitfähigkeit, wenn ein paralleles

<sup>23</sup> Die direkte Messung mit Hilfe des DOPPLER-Effekts scheidet bei den vorliegenden Teilchendichten wegen zu starker Linienverbreiterung aus.

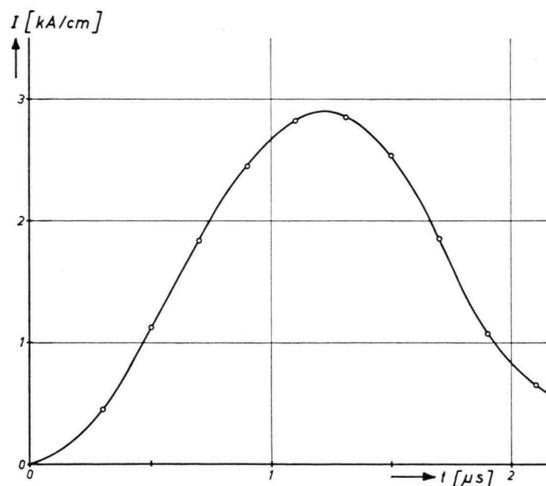


Abb. 12. Gesamtstrom (pro Längeneinheit) im leuchtenden Hohlzylinder (2. Halbperiode, 8 Torr Helium).

Feld eingefangen ist, so ist es hier doch auf ganz andere Ursachen zurückzuführen.

Im Grenzfall unendlich großer Leitfähigkeit wird der Gesamtstrom im Plasma durch die Bedingung der *Konstanz des magnetischen Flusses* festgelegt. Der Gesamtstrom nimmt ab bei Annäherung des Hohlzylinders an die Gleichgewichtslage, die bei eingefangenen parallelem Feld durch die Beziehung  $B_a = B_e$  festgelegt ist. Während der ganzen Kontraktion ist die azimutale elektrische Feldstärke Null.

Ganz andere Verhältnisse sind für den Fall kleiner Leitfähigkeit charakteristisch, welcher hier bei höheren Ausgangsdichten in der 2. Halbperiode vorliegt. Der magnetische Fluß ist nicht konstant, sondern er nimmt auch nach der Zündung während der Kontraktion noch stark zu. Hier stellt sich die Stromdichte gemäß dem *OHMSchen Gesetz*  $j_\varphi = \sigma E_\varphi$  ein. Nachdem die Kontraktion des leuchtenden Hohlzylinders in Gang gekommen ist, nimmt der negative zweite Summand in Gl. (1) wegen des gleichzeitigen Anstiegs von  $v$  und  $B_z$  so sehr zu, daß die Gesamtfeldstärke  $E_\varphi$  stark abnimmt. Während die Feldstärke im Innern der Entladung in einem weiten Bereich hinter der Stoßfront negativ ist, wie in Abschnitt 3 gezeigt wurde, berechnet man außen in dem leuchtenden Hohlzylinder immer positive Werte, wenn man dessen Kontraktionsgeschwindigkeit mit der Plasmageschwindigkeit  $v$  gleichsetzt, was nach den oben durchgeführten Überlegungen zulässig ist.

Wegen der Verminderung der elektrischen Feldstärke nehmen Stromdichte und Gesamtstrom so stark ab, daß die nach innen treibende Kraft trotz

des weiteren Anstiegs des Magnetfeldes abnimmt. Daher wird die Kontraktion des Hohlzylinders verlangsamt, so daß er die Achse nicht erreicht. Trägheitseffekte spielen in dieser Phase des Entladungsablaufs im Gegensatz zu niedrigen Dichten keine Rolle, da der Hohlzylinder keine Schwingungen um seine Gleichgewichtslage ausführt.

### c) Unterschied zwischen der 2. und 3. Halbperiode

Wesentlich für die Deutung des unterschiedlichen Entladungsablaufs in der 2. und 3. Halbperiode ist die Tatsache, daß die Zündung in den beiden Halbperioden in verschiedenen Phasen des äußeren Magnetfeldes erfolgt (Abb. 8). Während die Entladung in der 2. Halbperiode etwa beim Nulldurchgang des Spulenfeldes zündet, erfolgt die Zündung für die 3. Halbperiode schon  $1,3 \mu\text{s}$  vor dem Nulldurchgang, also noch in der 2. Halbperiode.

Diese frühe Lage des Zeitpunkts der Wiederezündung, welche auf die vorionisierende Wirkung der 2. Halbperiode zurückzuführen ist, hat zur Folge, daß in der 3. Halbperiode der leuchtende, stromführende Hohlzylinder im Gegensatz zur 2. Halbperiode lange Zeit an der Gefäßwand bleibt. Die Ablösung von der Wand erfolgt erst, wenn der äußere magnetische Druck den inneren übersteigt, was  $1,8 \mu\text{s}$  nach der Zündung der Fall ist. Bis zu diesem Zeitpunkt nimmt nur die Dicke des leuchtenden Hohlzylinders zu; seine innere Begrenzung bewegt sich infolge der Aufheizung durch den induzierten Strom sehr langsam nach innen. Diese Geschwindigkeit ist so gering, daß die auftretenden LORENTZ-Kräfte überhaupt keine Rolle spielen. Daher entsteht im Plasma in den ersten zwei Mikrosekunden nach der Zündung ohne Beeinflussung durch den zweiten Summanden in Gl. (2) ein großer Induktionsstrom und damit eine gute Leitfähigkeit, welche im weiteren Verlauf der 3. Halbperiode zu einer wesentlich stärkeren Kontraktion als in der 2. Halbperiode führt.

Die Ablösung einer Stoßwelle von dem leuchtenden und stromführenden Hohlzylinder kann in der 3. Halbperiode im Gegensatz zu der vorangehenden mit Schlierenaufnahmen nicht nachgewiesen werden. Da auf der Schmieraufnahme (Abb. 7) in dem Augenblick, in dem die Vorderfront des leuchtenden Hohlzylinders die Achse erreicht, in der Achse eine für eine Stoßwellenreflexion charakteristische Spitze erscheint, kann auch hier wie beim *z-Pinch*<sup>6, 24</sup> ge-

<sup>24</sup> H. ZWICKER, Z. Phys. **177**, 54 [1964].

folgt werden, daß die innere Begrenzung des leuchtenden Hohlzylinders mit der Stoßfront identisch ist. Diese wird bis zum Zeitpunkt der Reflexion in der Achse von der stromführenden Schicht hinter ihr noch angetrieben.

*d) Vergleich mit dem z-Pinch bei höheren Dichten*

In der auf die erste Zündung unmittelbar folgenden Halbperiode weist der beschriebene Ablauf des  $\Theta$ -Pinchs eine ähnliche Struktur auf, wie sie der z-Pinch bei höheren Ausgangsdichten zeigt. Nach Messungen von ERBSLÖH<sup>25</sup> bleibt beim z-Pinch bei einigen Torr Helium die leuchtende, stromführende Schicht in achsfernen Zonen stehen, was zur Folge hat, daß auch dort die Umgebung der Achse nur durch eine Stoßwelle aufgeheizt wird. Dort führt jedoch im Gegensatz zu den hier vorgelegten Ergebnissen das Nachströmgebiet hinter der Stoßfront keinen nennenswerten Strom.

Das beim  $\Theta$ -Pinch in der 3. Halbperiode beobachtete Bild, das keine Stoßwellenablösung von dem leuchtenden und stromführenden Hohlzylinder zeigt, stimmt gut mit den Beobachtungen von BÖTTICHER<sup>6</sup> und ZWICKER<sup>24</sup> am z-Pinch überein, welche im Vergleich zu ERBSLÖH mit Kondensatorbatterien größeren Energieinhalts arbeiteten und daher stärkere Kontraktionen erhielten.

Auf einen Unterschied zwischen der von BÖTTICHER aus spektroskopischen Messungen erschlossenen Stromverteilung und der hier am  $\Theta$ -Pinch direkt gemessenen Stromverteilung muß jedoch hingewiesen werden. Bei der theoretischen Behandlung der Nachströmung hinter der zylindrischen Stoßwelle beschreiben BÖTTICHER und DAMMANN<sup>26</sup> die Messungen von BÖTTICHER<sup>6</sup> durch ein Modell, bei welchem der Strom in dem Nachströmgebiet Null ist. Bei dem hier untersuchten  $\Theta$ -Pinch fließt dagegen in der 3. Halbperiode zwischen dem breiten Stromdichtemaximum und der Stoßfront ein erheblicher Strom, dessen aufheizende Wirkung und dessen Wechselwirkung mit dem Magnetfeld bei einer quantitativen theoretischen Behandlung der Nachströmung hinter der zylindrischen Stoßwelle nicht ohne weiteres vernachlässigt werden kann.

Da trotz solcher Unterschiede in Einzelheiten dieser Vergleich für den  $\Theta$ -Pinch und den z-Pinch einen in wesentlichen Zügen gleichen Entladungsablauf zeigt, sollte es auch mit dem  $\Theta$ -Pinch bei höheren Ausgangsdichten möglich sein, in der zweiten Halbperiode nach der ersten Zündung ein heißes Plasma sehr hoher Ladungsträgerdichte zu erzeugen.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. BARTELS, schulde ich Dank für die Anregung zu der vorliegenden Arbeit und für viele wertvolle Diskussionen bei der Durchführung.

<sup>25</sup> F. D. ERBSLÖH, Z. Phys. **180**, 449 [1964].

<sup>26</sup> W. BÖTTICHER u. H. DAMMANN, Z. Naturforschg. **18 a**, 580 [1963].