

Auf Grund des hier gefundenen, näherungsweise proportionalen Zusammenhangs zwischen optischer Emission und Elektronendichte konnten optisch durchgeführte Bestimmungen des Elektronendichte-profiles mit Mikrowellenmessungen verglichen werden. Dabei zeigte sich, daß die Mikrowellenbrücke ein räumliches „Auflösungsvermögen“ besitzt. Es wurden sehr stark zeitabhängige, komplizierte Elektronendichteprofile im Nachleuchten gefunden. Da für eine Berechnung dieser Profile noch keine theore-

tische Grundlage besteht, hat sich die Wahl einer Anordnung mit einer offenen Übertragungsstrecke gegenüber einem Hohlraumverfahren als besonders vorteilhaft erwiesen.

Unseren verehrten Lehrern, Herrn Professor Dr. G. CARIO und Herrn Professor Dr. U. STILLE, danken wir für die fördernde Unterstützung und Diskussion bei der Durchführung dieser Arbeit. Der Research Corporation, New York, und der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, sei für die Bereitstellung von Apparaten besonders gedankt.

## Untersuchungen am inversen Pinch

H. GRÖNIG

Institut für Mechanik der Technischen Hochschule Aachen

(Z. Naturforschg. **20 a**, 606—610 [1965]; eingegangen am 21. Dezember 1964)

Es wird experimentell gezeigt, daß sich der inverse Pinch wegen seiner Symmetrieeigenschaften sehr gut dazu eignet, zylindrische Stoßwellen zu erzeugen, deren Leuchtfronten wohldefiniert und reproduzierbar sind. Zur Messung der Leuchtfront dienen eine KERR-Zellenkamera und ein Lichtleitersystem, während zur Untersuchung der Stoßfront selbst eine piezoelektrische Drucksonde verwendet wird. Die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß Leuchtfront und Stoßwelle übereinstimmen und daß die Ausbreitung der Stoßwelle gut mit Hilfe des Schneepflugmodells beschrieben werden kann.

Zur Untersuchung von Gaseigenschaften bei hohen Temperaturen ist seit etlichen Jahren das konventionelle, gasgetriebene Stoßwellenrohr verwendet worden<sup>1</sup>. Diese Anordnung zeichnet sich durch die Konstanz der Zustandsgrößen aus, die hinter der Stoßwelle außerhalb der Grenzschicht existieren und die mit geeigneten Meßmethoden in Zeiten bis zu einigen hundert Mikrosekunden untersucht werden können. So wurden in gasgetriebenen Stoßwellenrohren u. a. Oszillatorenstärken<sup>2</sup>, Relaxationszeiten für die Einstellung des Gleichgewichtes von Schwingungsfreiheitsgraden<sup>3</sup> und Ionisationsgeschwindigkeiten<sup>4</sup> experimentell bestimmt.

Während in diesen konventionellen Stoßwellenrohren, selbst bei chemischer oder elektrischer Aufheizung des Hochdruckgases, die Temperatur des von der Stoßwelle erfaßten Gases maximal etwa 15 000 °K beträgt, sind für experimentelle Unter-

suchungen von Gasen bei noch höheren Temperaturen elektrisch bzw. elektromagnetisch betriebene Stoßwellenrohre entwickelt worden, wie z. B. das T-Rohr<sup>5</sup> oder das konische elektromagnetische Stoßrohr<sup>6</sup>.

Die Stoßwellen- und Leuchtfrontausbreitung ist in diesen z. T. auch modifizierten Rohrtypen intensiv studiert worden, wobei sich zeigte, daß die Stoßwelle selbst einer sehr großen Verzögerung unterliegt und außerdem aber auch die Leuchtfront eine stark zerklüftete Struktur aufweist<sup>7</sup>. Deutet man die Leuchtfront als Kontaktfläche<sup>7</sup>, dann kann kaum mit einer Konstanz der Gaseigenschaften zwischen der Stoßwelle und der leuchtenden Kontaktfläche gerechnet werden.

Demgegenüber kann man bei der zuerst von ANDERSON<sup>8</sup> vorgeschlagenen Entladungsgeometrie des inversen Pinches viel eher mit konstanten Zu-

<sup>1</sup> H. J. PAIN u. E. W. E. ROGERS, Shock Waves in Gases, Rep. Prog. Phys. Vol. 25, 1962.

<sup>2</sup> S. S. PENNER, The Determination of Absolute Intensities and f-Numbers from Shock Tube Studies, Techn. Rep. 5, California Institute of Technology, JPL (1957).

<sup>3</sup> W. C. GRIFFITH, D. BRICKL u. V. BLACKMAN, Phys. Rev. **102**, 1209 [1957].

<sup>4</sup> K. E. HARWELL u. R. G. JAHN, Phys. Fluids **7**, 214 [1964].

<sup>5</sup> A. C. KOLB, Magnetically Driven Shock Waves, in R. K. M. LANDSHOFF (Ed.) Magnetohydrodynamics, p. 76, Stanford Univ. Press 1957.

<sup>6</sup> V. JOSEPHSON, J. Appl. Phys. **29**, 30 [1958].

<sup>7</sup> P. JEANMAIRE, H. KLINGENBERG u. H. REICHENBACH, Z. Naturforschg. **18 a**, 318 [1963].

<sup>8</sup> O. A. ANDERSON, H. P. FURTH, J. M. STONE u. R. E. WRIGHT, Phys. Fluids **1**, 489 [1958].



standsgrößen zwischen Stoßwelle und Kontaktfront rechnen, denn dadurch, daß man bei dieser experimentellen Anordnung die Symmetrie der Entladung ausnutzt, erzielt man Leuchtfarben, die bemerkenswert zylindersymmetrisch sind, und weiterhin bewirkt das azimutale Magnetfeld des zentralen Leiters (siehe auch Abb. 1), daß sich das zylindersymmetrische Plasma bei seiner Ausbreitung bis zur Gefäßwand mit konstanter Geschwindigkeit bewegt.

Da das Plasma mit seiner konkaven Seite das azimutale Magnetfeld umgibt, zeichnet sich die Anordnung durch eine große Stabilität und gute Reproduzierbarkeit aus, was den inversen Pinch zu Stoßwellenstudien sehr geeignet macht. Neben einer eingehenden Untersuchung der Stabilitätsfragen des inversen Pinches<sup>9</sup> existieren etliche vereinfachte Modelle zur Beschreibung der Plasmaausbreitung, wodurch die Deutung der experimentellen Ergebnisse erleichtert wird. Für die experimentelle Untersuchung der Ausbreitungsvorgänge ist diese Geometrie wegen ihrer geringen Wandverluste und leichten Zugänglichkeit ebenfalls sehr geeignet.

Bei der hier durchgeführten Untersuchung wurde die zeitliche Entwicklung des inversen Pinches studiert; die mit der Stoßwelle auftretende Leuchtfarbe wurde sowohl mit einer KERR-Zellenkamera wie auch mit Hilfe einer Lichtleiteranordnung untersucht, während die zeitliche Lage der Stoßwelle selbst mit einer piezoelektrischen Drucksonde registriert wurde, so daß damit die relative Lage von Stoßwelle und Leuchtfarbe eindeutig bestimmt werden konnte. Die experimentellen Ergebnisse werden mit einem theoretischen Modell, dem sog. Schneepflugmodell, verglichen, wobei es sich zeigt, daß das Modell für den hier erreichbaren Stoßgeschwindigkeitsbereich voll bestätigt wird.

## 1. Experimentelles

Die Versuche wurden in einer zylindrischen Stoßwellenkammer durchgeführt, deren prinzipielle Wirkungsweise Abb. 1 veranschaulicht<sup>10</sup>. Zwischen einem Elektrodensystem, das aus zwei zueinander parallelen, kreisförmigen Edelstahlplatten besteht und das sich in einem evakuierten Glasbehälter befindet, wird eine Kondensatorenentladung durch einen Gleitfunken gezündet, der sich entlang des teflonisierten Innenleiters ausbildet. Die Kondensatorbatterie C entlädt sich dann über den Schalter T durch den Innenleiter und das geätzte Gas. Der Rückstrom durch das Gas bildet mit

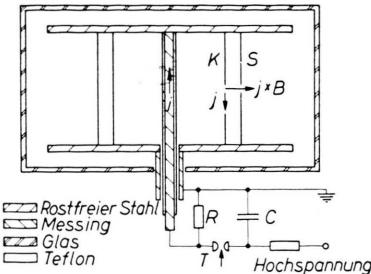


Abb. 1. Prinzip der Anordnung zur Erzeugung magnetisch getriebener zylindrischer Stoßwellen.

dem vom Strom im axialen Leiter hervorgerufenen azimutalen Magnetfeld einen magnetischen Druckgradienten  $j \times B$ , der die Entladung radial nach außen treibt, so daß das Magnetfeld wie ein zylindrischer Kolben K mit zeitlich wachsendem Durchmesser auf das Gas wirkt, das durch den diesem Kolben voranliegenden Verdichtungsstoß S komprimiert wird.

Abb. 2 zeigt die gesamte experimentelle Anordnung als Blockschema. Die Elektroden hatten einen Durchmesser von 20,2 cm bei einem Abstand von 15,2 cm. Der Durchmesser des axialen Messingleiters betrug einschließlich der Teflon-Isolierung 9,5 mm. Die Stoßwellenkammer bestand aus zwei leicht konischen Glas-

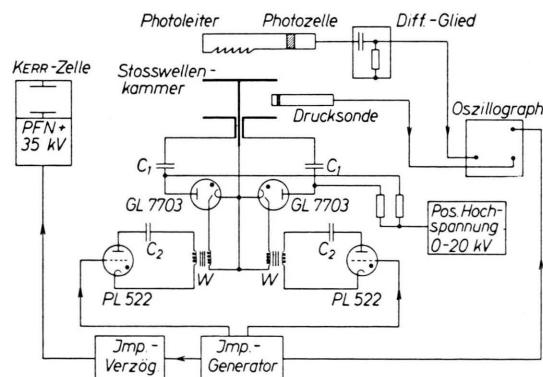


Abb. 2. Schaltungsprinzip der experimentellen Anordnung.

zylindern mit ca. 22,8 cm Durchmesser, zwischen denen sich symmetrisch zu den beiden Elektroden eine Teflon-Platte mit einer kreisförmigen Öffnung von 21,6 cm befand. Diese Teflon-Platte hatte bei einer Dicke von 3,8 cm seitlich eine Öffnung von 17,1 cm × 1,26 cm, die mit einer planparallelen Glasplatte versehen war, so daß die Ausbreitung der Leuchtfarbe verzerrungsfrei registriert werden konnte. Weitere Bohrungen von 1,9 cm Durchmesser in der Teflon-Platte dienten zur Aufnahme von Drucksensoren und zum Anschließen von Ionisationssonden. Als Schalter wurden zwei parallel geschaltete Ignitrons (General Electric GL 7703) verwendet, durch die bei einer Spannung von 12 kV an

<sup>9</sup> S. A. COLGATE u. H. P. FURTH, Phys. Fluids 3, 982 [1960].

<sup>10</sup> H. W. LIEPMANN u. G. VLASES, Phys. Fluids 4, 927 [1961].

den Kondensatoren  $C_1$  (je  $15 \mu\text{F}$ ) ein Maximalstrom von ca.  $125 \text{ kA}$  floß. Die Ignitrons wurden über zwei Impulstransformatoren  $W$  (Wicklungsverhältnis  $1:1$ , Kern: Westinghouse Hipersil Core L-22) getriggert, in die sich jeweils die Kondensatoren  $C_2$  ( $0,1 \mu\text{F}$ ,  $4 \text{ kV}$ ) über zwei Wasserstoff-Thyatronen PL 522 entluden. Ein Impulsgenerator steuerte die Thyatronen an, die mit einer Streuzeit von  $0,1 \mu\text{s}$  zündeten, und triggerte außerdem noch nach einer beliebig einstellbaren Verzögerungszeit zwischen  $0,5 \mu\text{s}$  und  $14 \mu\text{s}$  die Kerr-Zellenkamera, die mit einer Belichtungszeit von  $50 \text{ ns}$  Aufnahmen der Leuchtfront machte. Die zeitliche Ausbreitung der Leuchtfront wurde ferner über einen Plexiglas-Lichtleiter mit Hilfe eines Schlitzblendensystems und einer Photozelle mit nachgeschaltetem Differenzierglied registriert. Mit piezoelektrischen Drucksonden, die radial verschiebbar in der Stoßwellenkammer eingebaut waren, konnte die Lage der Stoßwelle als Funktion der Zeit gemessen und mit den Leuchtfrontergebnissen verglichen werden.

## 2. Das Schneepflugmodell

Die theoretische Behandlung der Ausbreitung des zylindrischen magnetischen Kolbens gelingt mit Hilfe des Schneepflugmodells<sup>8</sup>; hierbei wird angenommen, daß die gesamte Gasmasse, die von der Stoßwelle erfaßt worden ist, in einer unendlich dünnen Schicht hinter dem Stoß komprimiert wird, so daß die Stoßwelle und die Kontaktfläche theoretisch die gleiche Diskontinuitätsfläche darstellen. Die Bewegung dieser Fläche wird dadurch bestimmt, daß die zeitliche Änderung des Impulses der Gesamtmasse im Gleichgewicht steht mit den Druckkräften beiderseits der betrachteten Fläche. Für den hier vorliegenden Fall der Ausbreitung eines zylindrischen, magnetischen Kolbens erhält man als Bewegungsgleichung

$$\frac{d}{dt} \left[ \pi \varrho_0 (r^2 - r_0^2) \frac{dr}{dt} \right] = 2 \pi r (p_1 - p_0), \quad (1)$$

wobei  $r$  der Radius des magnetischen Kolbens zur Zeit  $t$  und  $r_0$  der Radius des zentralen isolierten Leiters darstellen,  $\varrho_0$  ist die Anfangsdichte. Der Druck  $p_0$  und  $p_1$  vor bzw. hinter der Diskontinuitätsfläche setzt sich aus dem magnetischen und dem gaskinetischen Druck zusammen, wobei der Druck vor der Stoßwelle bei Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes gleich dem gaskinetischen Druck ist. Da nach dem Schneepflugmodell die gesamte Gasmasse in einer dünnen Schicht zwischen dem Stoß und dem magnetischen Kolben, hinter dem somit Vakuum herrscht, komprimiert wird, ist  $p_1$  nur durch den magnetischen Druck bestimmt, der den hier verwendeten Anfangsdruck zwischen  $0,1$  und  $1 \text{ Torr}$  um

eine Größenordnungen übertrifft. Man erhält damit

$$\frac{d}{dt} \left[ (r^2 - r_0^2) \frac{dr}{dt} \right] = r \cdot \frac{B^2 \varrho}{\mu \varrho_0}, \quad (2)$$

wobei das azimutale Magnetfeld  $B_\theta$  vom Entladungsstrom  $I$  nach  $B_\theta = \mu I / (2 \pi r)$  abhängt. Für einen schwach gedämpften Entladungskreis ergibt sich die Stromstärke zu  $I = I_0 \sin \omega t$ . Mit diesen Beziehungen und den folgenden dimensionslosen Variablen

$$x = r/r_0 \quad \text{und} \quad \tau = t/t_0 \quad \text{folgt aus Gl. (2)}$$

$$\frac{d}{d\tau} \left[ (x^2 - 1) \frac{dx}{d\tau} \right] = \frac{\sin^2(\omega t_0 \tau)}{x(\omega t_0)^2}, \quad (3)$$

$$\text{wobei } t_0 = r_0/c_0, \quad c_0 = [\mu \omega^2 I_0^2 / (4 \pi^2 \varrho_0)]^{1/4}. \quad (4)$$

Für den Fall einer zeitproportionalen Veränderlichkeit des Stromes  $I = I_0 \omega t$  folgt aus Gl. (3) als Partikularlösung

$$x_0 = \tau/2^{1/4}. \quad (5)$$

Für  $x \gg 1$  und  $\omega t_0 \ll 1$  erhält man aus Gl. (3) durch Entwicklung der Sinusfunktion bis zum 4. Glied mit der Abkürzung  $\alpha = \omega t_0$

$$x = x_0 - \frac{2^{3/4}}{\alpha} \left[ \frac{(\alpha \tau)}{66} - 0,37 \cdot 10^{-3} (\alpha \tau)^5 - 2,7 \cdot 10^{-7} (\alpha \tau)^7 \dots \right]. \quad (6)$$

In einer theoretischen Behandlung der zylindersymmetrischen Ausbreitung eines magnetischen Kolbens unter der Annahme unendlicher Leitfähigkeit fanden GREIFINGER und COLE<sup>11</sup>, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Kolbens sehr gut mit der aus dem Schneepflugmodell hergeleiteten übereinstimmt und daß für sehr starke Stoßwellen die Stoßgeschwindigkeit etwa  $10\%$  größer als die Geschwindigkeit des Kolbens ist. Abweichungen vom Schneepflugmodell lassen damit auf Effekte schließen, die wegen der idealisierten Voraussetzungen bei der experimentellen Durchführung nicht zutreffen. Diese resultieren einmal aus der endlichen Leitfähigkeit des Gases zwischen Stoß und Kontaktfläche, die zu einer Verbreiterung des magnetischen Kolbens durch Diffusion führt, andererseits wird durch die endliche Leitfähigkeit auch eine Ohmsche Aufheizung des Gases, insbesondere kurz nach der Zündung in der Nähe des axialen Leiters, hervorgerufen, was zu einer Ausbreitungsscheinung ähnlich der einer Detonationswelle führt.

<sup>11</sup> C. GREIFINGER u. J. COLE, Phys. Fluids 4, 527 [1961].

### 3. Die experimentellen Ergebnisse

In den Abb. 3 a und 3 b \* sind einige KERR-Zellenphotographien wiedergegeben, die jeweils zu den angegebenen Zeiten nach dem Zünden der Entladung aufgenommen wurden. Abb. 3 a zeigt vier Aufnahmen, die auf diese Weise mit einer Intervalldauer von  $1 \mu\text{s}$  bei einem Anfangsdruck von 0,1 Torr in Argon aufgenommen wurden, in Abb. 3 b sind zwei Photographien gezeigt, von denen die erste  $3,5 \mu\text{s}$  nach der Zündung der Entladung und die zweite nach zwei weiteren Mikrosekunden erzielt wurde. Der in beiden Bildreihen in der Mitte sichtbare Schatten röhrt von der Teflon-Platte her, die sich zwischen den beiden Glaszylinern befand.

Den KERR-Zellenaufnahmen kann man einige interessante Einzelheiten entnehmen. Ein Vergleich der Abb. 3 a und b zeigt, daß die Leuchtfreit mit steigendem Anfangsdruck gerader erscheint und auch besser definiert ist, d. h. die bei dem geringeren Druck aus der Leuchtfreit heraustratenden irregulären Leuchterscheinungen treten bei höherem Druck gegenüber dem eigentlichen Leuchten stark zurück. Es wurde weiterhin beobachtet, daß der Radius der Leuchtfreit nahe der Kathode im allgemeinen geringfügig größer war als an der Anode. Die Neigung

führt vermutlich daher, daß die Ionen auf ihrem Wege zur Kathode vermöge ihrer kleineren Beweglichkeit eine Drift nach außen erleiden <sup>12</sup>.

In Abb. 4 sind die experimentellen Ergebnisse der Leuchtfreitmessungen mit Hilfe der KERR-Zellenkamera und der Lichtleiteranordnung als Weg-Zeit-Diagramm dargestellt. Die zeitliche Lage der durch die Stoßwelle verursachten Druckänderung, die mittels einer piezoelektrischen Drucksonde mit einer Anstiegszeit <sup>10</sup> von  $0,2 \mu\text{s}$  registriert wurde, ist ebenfalls in Abb. 4 wiedergegeben. Es zeigt sich, daß innerhalb der Meßgenauigkeit die relative Lage von Leuchtfreit und Stoßfront übereinstimmt.

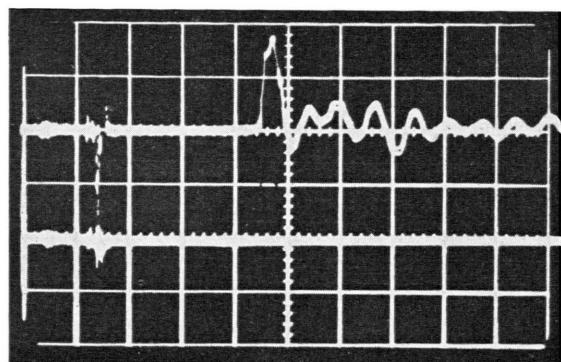


Abb. 5. Oszilloskopogramm der Drucksonde (oberer Strahl); Empfindlichkeit 0,5 V/Einteilung; Zeitablenkung  $2 \mu\text{s}$ /Einteilung, Anfangsdruck 0,1 Torr Argon.

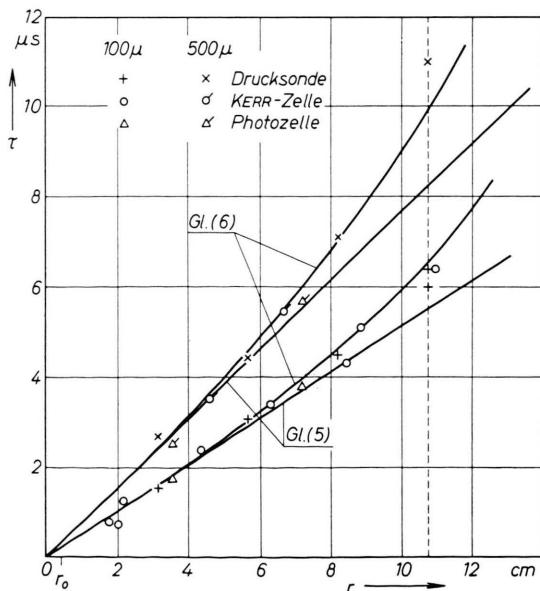


Abb. 4. Weg-Zeit-Diagramm für die Leuchtfreit bzw. Stoßmodell gerechnet. Die gestrichelte Linie gibt den Radius der Teflon-Platte an.

\* Abb. 3 a, b auf Tafel S. 610 a.

<sup>12</sup> G. VLASES, J. Fluid Mech. **16**, 82 [1963].

mit zusätzlichem axialem Magnetfeld und Vorionisation bestätigt, wobei eindeutig eine komplexe Struktur der Stoßwelle festgestellt wurde<sup>13</sup>, nämlich ein hydrodynamischer Stoß mit einem endlichen Gebiet vorlaufender Kompression, einen „Stoß innerhalb eines Stoßes“, dessen Existenz von MARSHALL für magnetohydrodynamische Stoßwellen theoretisch nachgewiesen wurde<sup>14</sup>.

In Abb. 4 sind neben den Meßergebnissen die theoretischen Lösungen nach dem Schneepflugmodell eingezeichnet, und zwar die zeitproportionale Lösung nach Gl. (5) und die höhere Näherung nach Gl. (6), wobei  $c_0$  der einzige Parameter ist, von dem die theoretischen Kurven abhängen. Da bei konstanter Induktivität  $L$  des Kreises  $\omega I_0 = U_0/L$  mit  $U_0$  der Kondensatorladespannung ist, hängen die theoretischen Kurven in Abb. 4 lediglich von  $U_0$  und der Anfangsdichte  $\varrho_0$ , d. h. dem Anfangsdruck ab. Es zeigt sich damit, daß die Ausbreitung der zylindrischen Stoßwelle sehr gut mit Hilfe des Schneepflugmodells beschrieben werden kann, was daran liegt, daß bei sehr großen Stoß-MACH-Zahlen die Geschwindigkeiten von Stoßwelle und Kontaktfläche nur noch um 10% voneinander abweichen<sup>11</sup>.

#### 4. Zusammenfassung

Die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß die hier erzeugten zylindersymmetrischen Stoßwellen

eine sehr gut definierte, reproduzierbare und stabile Leuchtfront aufweisen, die gemäß der Anzeige der Drucksonden innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Stoßfront übereinstimmt. Obwohl auch vor den hier verwendeten Stoßwellen vorlaufende optische und elektrische Signale registriert werden konnten<sup>15</sup>, die zu Photoionisation und Raumladungerscheinungen vor der Stoßwelle führten, trat bei den untersuchten Drücken die Leuchtfront stets in Verbindung mit der Stoßfront auf und eilte nicht etwa der Stoßfront voran, wie in T-Rohren gefunden wurde<sup>16</sup>. Weiterhin breiten sich die hier behandelten Stoßwellen mit nahezu konstanter Geschwindigkeit aus, wobei die Abweichungen davon in Übereinstimmung mit dem Schneepflugmodell bei sinusförmigem Stromverlauf stehen. Es wird damit bestätigt, daß für die hier vorliegenden sehr starken Stoßwellen das Schneepflugmodell zur Beschreibung der Weg-Zeit-Abhängigkeit mit Vorteil verwendet werden kann, da der Geschwindigkeitsunterschied zwischen Stoß und Kontaktfläche in diesem Bereich als klein angesehen werden kann.

Herrn Prof. Dr. H. W. LIEPMANN vom California Institute of Technology in Pasadena möchte ich für die große Liebenswürdigkeit danken, mir während eines einjährigen Aufenthaltes für die Durchführung der Versuche sein Institut und die finanziellen Mittel zur Verfügung zu stellen.

<sup>13</sup> G. VLASES, Phys. Fluids **7**, 1358 [1964].

<sup>14</sup> W. MARSHALL, Proc. Roy. Soc., London A **233**, 367 [1955].

<sup>15</sup> H. GRÖNING, Phys. Fluids **6**, 142 [1963].

<sup>16</sup> M. CLOUPEAU, Phys. Fluids **6**, 679 [1963].

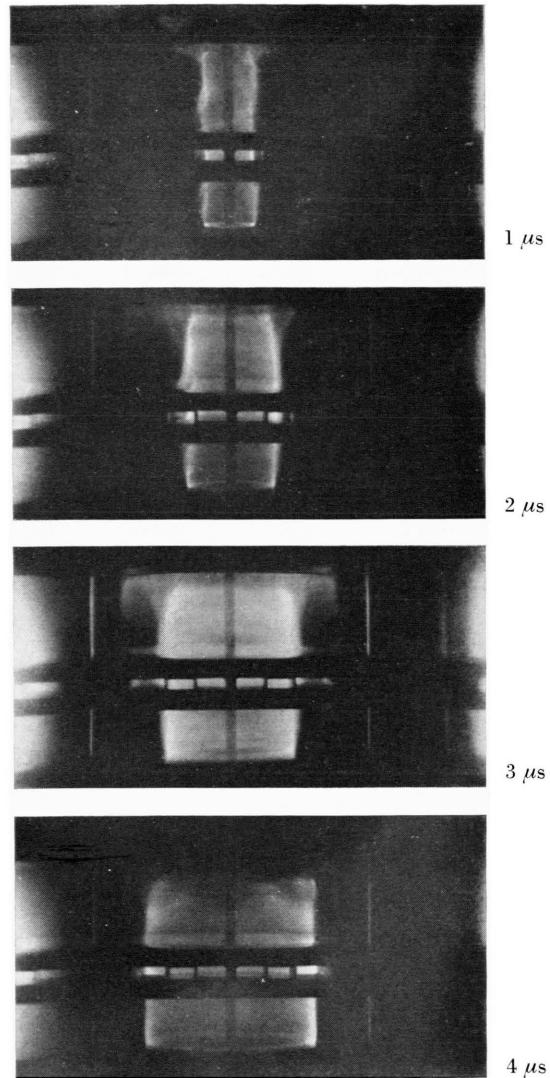


Abb. 3 a.  $p=0,1$  Torr.

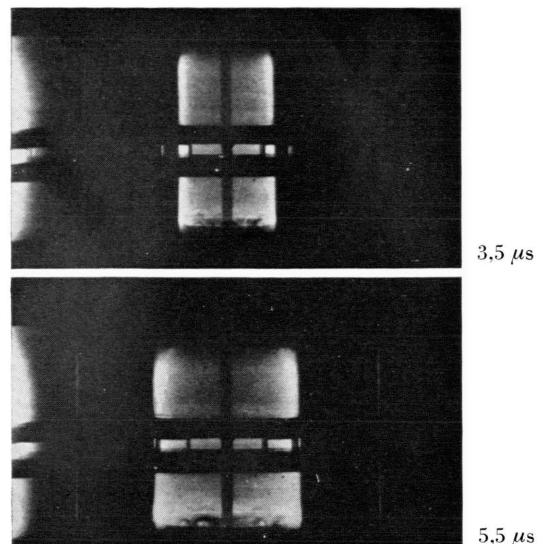


Abb. 3 b.  $p=0,5$  Torr.

Abb. 3. KERR-Zellenphotographien vom inversen Pinch in Argon, Kondensatorspannung  $U_0 = 12$  kV, Belichtungszeit 50 ns; Parameter : Zeit nach dem Zünden der Entladung.

