

Bei  $C = 0,5$  wechselt  $j_z^*$  das Vorzeichen, indem es einen Pol durchläuft. Die Linearisierungsbedingung schränkt die Gültigkeit der Lösung in der Umgebung dieses Pols zwar ein, ein starkes Ansteigen der Stromdichte an dieser Stelle ist jedoch zu erwarten. Der physikalische Grund für dieses Verhalten resultiert aus dem doppelten Einfluß der Stromdichte. Einerseits hält die durch sie verursachte magnetische Kraft dem Druck das Gleichgewicht, andererseits legen die Gleichungen im leitfähigen Bereich einen Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld, das

z. Tl. von der induzierten Stromdichte erzeugt wird, und dem Druck fest. Beide Einflüsse führen bei  $C = 0,5$  zu einem instabilen Verhalten.

Die aufgeführten Beispiele demonstrieren die Bedeutung einer endlichen Begrenzung der Strömung in einer Reihe von verschiedenen Fällen. Auch für kompliziertere, z. B. dreidimensionale oder nicht-lineare Strömungen kann mit Hilfe dieser Ergebnisse ein zumindest qualitativer Überblick über die Wechselwirkung zwischen dem Feld im Außenraum und der Strömung gewonnen werden.

## Über die gasdynamischen Vorgänge während der Dunkelpause von Drahtexplosionen und ihre Bedeutung für die Wiederzündung

WILHELM TIEMANN

Institut für Plasmaphysik der Technischen Universität Hannover

(Z. Naturforsch. 23 a, 1952—1960 [1968]; eingegangen am 18. September 1968)

Gasdynamic flow phenomena during the dwell time of exploding wires and their importance in reignition problems are investigated. Schlieren photographs show a shock wave inside the metal vapor cylinder converging to the axis. According to the theory of detonation this shock wave determines the radial distribution of temperature, pressure, and density in the vapor cylinder. It is shown, that reignition occurs always at the radius of minimum vapor density. Denoting the moment of reignition as  $t_Z$  and the moment, when the converging shock wave reaches the axis, as  $t_R$ , the following types of discharge may be distinguished:

- 1) For  $t_Z < t_R$  reignition occurs immediately in front of the inward facing shock wave.
- 2) For  $t_Z > t_R$  reignition starts in the axis of the vapor cylinder.

Die Methode der elektrischen Drahtexplosion, bei der ein dünner Metalldraht durch Entladen einer Kondensatorbatterie explosionsartig verdampft wird, dient auf Grund der einfachen Versuchstechnik häufig zur Erzeugung dichter Metaldampfplasmen. Obwohl zahlreiche Veröffentlichungen<sup>1-3</sup> über elektrische Drahtexplosionen vorliegen, sind die Vorgänge, die zur Entstehung des Plasmas führen, in wesentlichen Punkten noch unklar; das gilt insbesondere für die im folgenden untersuchte Drahtexplosion mit „Dunkelpause“.

Bei einer Drahtexplosion mit Dunkelpause setzt sich der Entladungsablauf aus drei Abschnitten zusammen. Der Vorgang beginnt mit einem kurzen Entladungsimpuls, durch den der Draht explosionsartig aufgeheizt und verdampft wird. Unmittelbar darauf folgt eine Entladungspause, da der entstehende Dampfzylinder elektrisch nichtleitend ist und wegen der anfänglich hohen Dampfdichte eine Gas-

entladung nicht einsetzen kann. Diese Entladungspause tritt optisch als Dunkelpause in Erscheinung<sup>1</sup>.

Die zu Beginn der Entladungspause einsetzende Expansion des Dampfzylinders führt jedoch schnell zu einer starken Abnahme der Dampfdichte. Währenddessen liegt an der Entladungsstrecke eine hohe, zeitlich konstante Restspannung; unter ihrer Wirkung kann bei hinreichender Dichteabnahme schließlich ein elektrischer Durchschlag im Dampfzylinder erfolgen. Dieser Vorgang, der einen neuen Entladungsabschnitt einleitet, wird als „Wiederzündung“ bezeichnet.

Die vorliegende Arbeit behandelt noch ungeklärte, den Mechanismus der Wiederzündung betreffende Fragen. Dazu wurden sowohl die gasdynamischen Vorgänge während der Dunkelpause als auch die Entladungserscheinungen bei der Wiederzündung näher untersucht. Es zeigt sich, daß ein enger Zusammenhang zwischen Ort und Zeitpunkt der Wie-

<sup>1</sup> B. EISELT, Dissertation, TH Hannover 1951; Z. Phys. 132, 54 [1952].

<sup>2</sup> W. MÜLLER, Z. Phys. 149, 397 [1957].

<sup>3</sup> W. G. CHACE u. H. K. MOORE, Exploding Wires, Vol. 1—3.

derzündung einerseits und dem Verhalten einer innerhalb des Dampfzylinders verlaufenden Stoßwelle andererseits besteht. Die an nichtlackierten Kupferdrähten durchgeführten Untersuchungen bestätigen teilweise frühere Beobachtungen von MÜLLER<sup>2</sup>.

## I. Experimenteller Teil

### 1. Entladungskreis

Der zur Explosion der Drähte benutzte Entladungskreis besteht aus einem Stoßkondensator ( $C = 2,3 \mu\text{F}$ ), einer triggerbaren Funkenstrecke und einem Hochdruckentladungsgefäß. Der Kreis hat bei kurzgeschlossener Entladungsstrecke eine Eigenfrequenz von  $f = 130 \text{ kHz}$ , eine Induktivität von  $L = 650 \text{ nH}$  und einen Dämpfungswiderstand von  $R = 60 \text{ m}\Omega$ .

Das Entladungsgefäß<sup>4</sup> wurde für die Untersuchung von Drahtexplosionen bei Fülldrücken bis  $100 \text{ kp/cm}^2$  gebaut. Es besteht aus einem quaderförmigen Stahlkörper mit einem ausgedrehten Längszylinder als Entladungskanal, in dessen Achse der Draht, an einem Ende gegen das Gefäß isoliert, eingespannt werden kann. Zur Beobachtung der Entladung dient eine durch die Gefäßmitte gehende, an den Enden durch starke Glasfenster abgeschlossene Querbohrung.

### 2. Meßmethoden

Die Entladungsvorgänge im Stoßkreis wurden durch Strommessungen kontrolliert. Dazu diente eine kleine Induktionsspule, die zwischen den als Zuleitung zum Entladungsgefäß führenden Metallbändern angebracht war und deren Ausgangssignal durch ein RC-Glied integriert wurde.

Zur Aufzeichnung der radialen Ausbreitungsvorgänge bei der Explosion wurde eine Drehspiegel-Schmierkamera in Verbindung mit einer Schlierenanordnung benutzt. Als Schlierenlichtquelle diente eine zweite Drahtexplosion. Ferner wurde eine Drehspiegelapparatur für spektroskopische Untersuchungen eingesetzt. Diese gestattete es, zu einem beliebigen Zeitpunkt eine spektral zerlegte Momentaufnahme der Mitte-Rand-Verteilung der Entladung herzustellen.

## II. Ergebnisse

### 1. Länge der Dunkelpause

Bei der Untersuchung der in der Einleitung beschriebenen Entladungsform zeigt sich, daß die Länge der Dunkelpause u. a. von der Ladespannung der Stoßbatterie und von der Art und dem Druck des Füllgases im Entladungsgefäß abhängt. Diese Abhängigkeit läßt sich experimentell aus Stromoszillogrammen (Abb. 1) bestimmen.

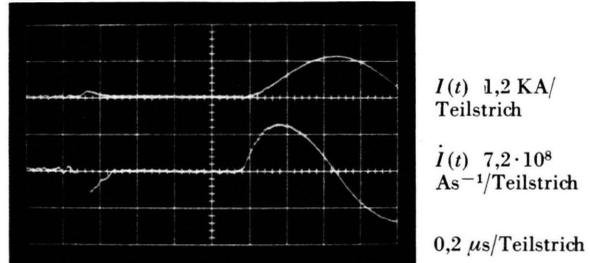


Abb. 1. Explosion eines Kupferdrahtes ( $40 \mu$  Durchmesser,  $5 \text{ cm}$  Länge) in  $1 \text{ kp/cm}^2$  Stickstoff bei  $6 \text{ kV}$  Ladespannung.

In Helium und Wasserstoff, also Füllgasen mit niedrigem Molekulargewicht, ergeben sich für die Druckabhängigkeit der Dunkelpausen die in Abb. 2 dargestellten Kurven. Die Dunkelpausen bleiben bis zu einem Grenzdruck nahezu konstant und werden dann sprunghaft unendlich lang, d. h. oberhalb des Grenzdruckes erfolgt keine Wiederverzündung mehr. Der Grenzdruck liegt für  $6 \text{ kV}$  Ladespannung in Wasserstoff bei  $9,3 \text{ kp/cm}^2$  und in Helium bei  $7,8 \text{ kp/cm}^2$ . In Füllgasen mit höherem Molekulargewicht wie Argon und Stickstoff sind die Druckbereiche konstanter und unendlich langer Dunkelpausen nach Abb. 3 und 4 durch ein Übergangsgebiet mit zunächst starkem, dann schwächer werdendem Anstieg der Pausenlängen getrennt.

Die verwendeten Füllgase unterscheiden sich gasdynamisch nicht nur durch das Molekulargewicht, sondern auch durch das Verhältnis der spezif. Wär-

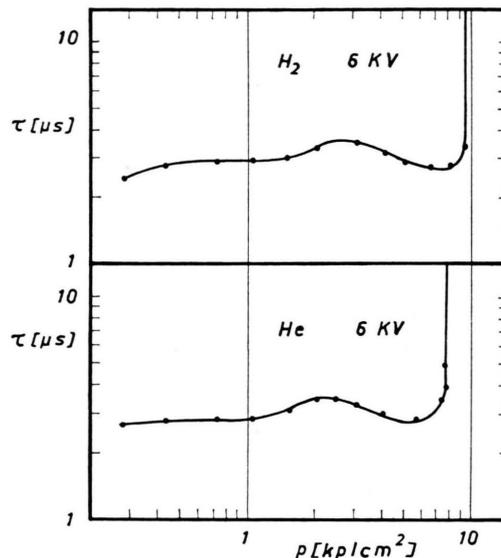


Abb. 2. Druckabhängigkeit der Dunkelpause in Wasserstoff und Helium (Drahtlänge  $5 \text{ cm}$ , Durchmesser  $40 \mu$ ).

<sup>4</sup> Einzelheiten im Forschungsbericht des BMWF (im Druck).

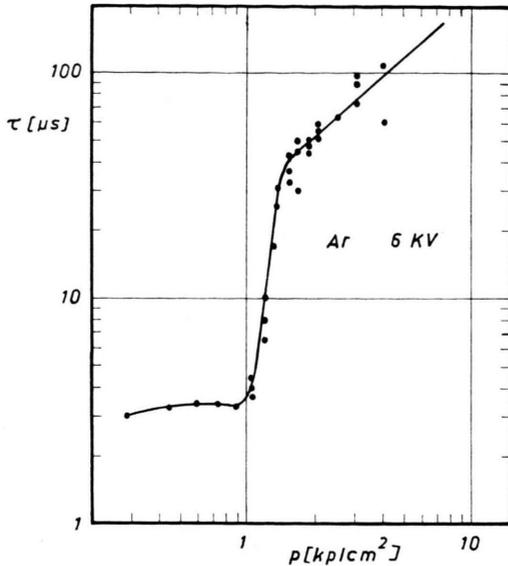


Abb. 3. Druckabhängigkeit der Dunkelpause in Argon (Drahtlänge 5 cm, Durchmesser 40 μ).

men  $\kappa = C_p/C_v$ . Ein Vergleich der obigen Kurven unter Konstanzhaltung von  $\kappa$ , z. B. der entsprechenden Kurven für  $H_2$  und  $N_2$ , zeigt jedoch, daß die Änderung im typischen Kurvenverlauf allein auf das Molekulargewicht des Füllgases zurückzuführen ist. Bei höheren Molekulargewichten ergibt sich der Kurventyp von Stickstoff, bei geringen Molekulargewichten der von Wasserstoff.

Die Art des Verlaufs der Dunkelpausenkurven bleibt im übrigen weitgehend unabhängig von der Ladespannung der Stoßbatterie. Das zeigen die in Abb. 4 für Stickstoff bei 6, 15 und 25 kV Ladespannung zusammengestellten Messungen. Die Kurven verschieben sich nur mit wachsender Ladespannung zu höheren Drücken. Dabei werden die Dunkelpausen bei konstantem Fülldruck um so kürzer, je höher die Ausgangsspannung ist.

2. Beschreibung der Vorgänge während der Dunkelpause

Die mit der Expansion des Metaldampfzylinders während der Dunkelpause verbundenen gasdynamischen Vorgänge sollen an Hand einer typischen Schlieren-Schmieraufnahme erläutert werden (Abb. 5\*). Es handelt sich hier um eine Drahtexplosion, bei der die Wiederezündung durch eine geeignete Wahl der Versuchsbedingungen ausgeschaltet wurde. Alle Strukturen der Abbildung sind nichtleuchtend und werden erst bei der Durchstrahlung des Entladungsraums mit der Schlierenlichtquelle sichtbar.

Die Aufnahme zeigt unmittelbar, daß der expandierende Metaldampfzylinder Cu, der spektroskopisch durch das Auftreten von Cu-I-Absorptionslinien (5105, 5153, 5218/20 Å) nachgewiesen wurde, inhomogen aufgebaut ist. Er besteht aus einem stark absorbierenden, undurchsichtigen Kern in der Um-

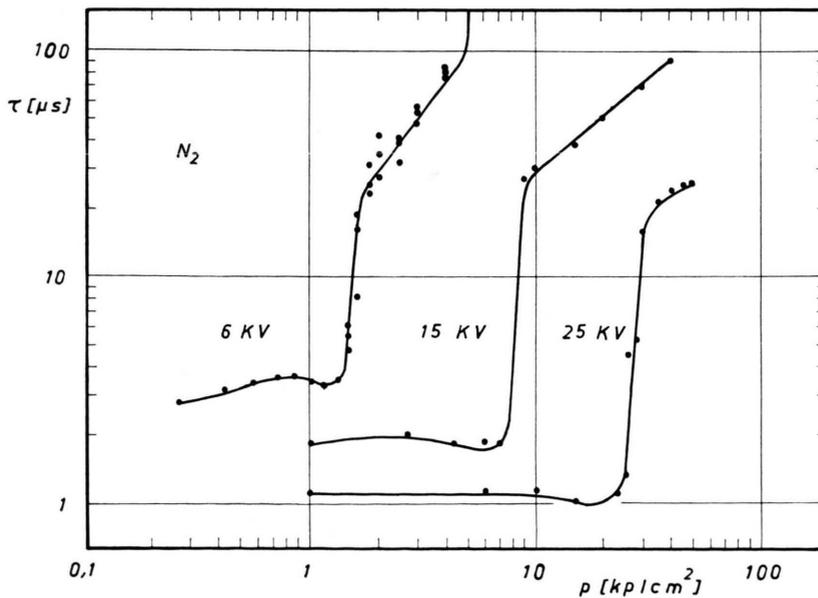


Abb. 4. Druckabhängigkeit der Dunkelpause in Stickstoff (Drahtlänge 5 cm, Durchmesser 40 μ). Ladespannung als Kurvenparameter.

\* Abb. 5, 6 und 11 auf Tafel S. 1956 a-d.

gebung der Achse und einer schwächer absorbierenden Dampfhülle. Die äußere Grenze dieser Dampfhülle zeichnet sich deutlich durch eine Schliere M gegen das Füllgas ab, da mit dem Übergang zum Füllgas eine Änderung des Brechungsindex verbunden ist. In der Gasdynamik wird diese Grenze üblicherweise als „Mediengrenze“ bezeichnet. Für den von der Mediengrenze eingeschlossenen Dampfzylinder wird häufig die Bezeichnung „Schwadenzylinder“ verwendet.

Die Anwendung der Schlierentechnik liefert wichtige Informationen über das Auftreten zweier Stoßwellen. Die erste Stoßwelle ( $W_L$ ) entsteht im Füllgas; sie entwickelt sich aus einer Verdichtung vor dem expandierenden Dampfzylinder, der als treibender Kolben wirkt. Diese Stoßwelle, die wie in der Gasdynamik der Kürze halber als „Luftstoßwelle“ bezeichnet werden soll, löst sich nach kurzer Laufzeit von der Mediengrenze ab und entfernt sich mit Überschallgeschwindigkeit von der Entladungsachse. Im Weg-Zeit-Diagramm verläuft sie anfänglich konvex und später konkav gekrümmt gegen die Zeitachse.

Die zweite Stoßwelle, welche, wie sich noch zeigen wird, von ausschlaggebender Bedeutung für das Problem der Wiederrzündung ist, verläuft im Gegensatz zur Luftstoßwelle im Inneren des Metalldampfzylinders. Diese innere Stoßwelle bewegt sich für einen an der Expansion des Dampfzylinders teilnehmenden Beobachter von Explosionsbeginn an zur Achse hin. Dagegen wird sie im ruhenden Laborsystem von der starken Expansionsströmung anfänglich mit nach außen geschwemmt. Nachdem die Dampfströmung langsamer geworden ist, vermag die Stoßwelle jedoch gegen die Strömung anzulaufen, erreicht schließlich die Achse und wird dort reflektiert. Für diese innere Stoßwelle ist die Bezeichnung „Schwadenstoßwelle“ gebräuchlich.

### 3. Druckabhängigkeit der gasdynamischen Vorgänge

Abb. 6 zeigt Aufnahmen aus einer Versuchsreihe, in der die Abhängigkeit der oben beschriebenen Vorgänge vom Fülldruck im Entladungsgefäß untersucht wurde. Der Explosionsablauf ist bei allen Aufnahmen über das Anfangsstadium hinaus bis zu einem Zeitpunkt zu verfolgen, in dem die Expansion praktisch zum Stillstand gekommen ist und sich im Dampfzylinder der ursprüngliche Fülldruck eingestellt hat.

Die Aufnahmeserie zeigt, daß der Explosionsablauf bei wachsendem Fülldruck qualitativ unverändert bleibt. Eine Druckerhöhung im Entladungsgefäß bewirkt jedoch, daß die Ausbreitung der gasdynamischen Vorgänge stärker behindert und charakteristische Längen- und Zeitintervalle verkürzt werden. Diese Feststellung trifft für beide Stoßwellen, die Mediengrenze und den Kern in der Achse des Dampfzylinders zu.

Eine wichtige Rolle für das Problem der Wiederrzündung spielt das Konvergenzverhalten der Schwadenstoßwelle. Zunächst verringern sich mit wachsendem Fülldruck deutlich die räumlichen Abstände zwischen Stoßwelle und Entladungsachse. Gleichzeitig verschiebt sich der Reflexionszeitpunkt, und zwar in dem Sinn, daß das für die Stoßwelle charakteristische Intervall  $t_R$  zwischen Explosionsbeginn und Reflexionszeitpunkt bei einer Druckerhöhung stark verkürzt wird. Für die erste, die mittlere und die letzte Aufnahme ergeben sich beispielsweise der Reihe nach  $t_R = 5,4 \mu s$ ,  $t_R = 4,2 \mu s$  und  $t_R = 3,5 \mu s$ . Trotz der qualitativ weitgehenden Ähnlichkeit der Schlieren-Aufnahmen ist es nicht möglich, die zugehörigen Weg-Zeit-Diagramme durch eine Transformation der Koordinaten auf eine einzige Darstellung zu reduzieren.

### 4. Vergleich mit der Detonationstheorie

Für das Verständnis der Vorgänge bei der Wiederrzündung ist es nötig, eine genaue Kenntnis vom räumlichen Aufbau des Metalldampfzylinders und dessen zeitlicher Entwicklung zu besitzen. Es ist naheliegend, einen Vergleich der Schlierenaufnahmen mit schon bekannten gasdynamischen Rechnungen über Detonationsvorgänge durchzuführen. Als Vergleichsbeispiel soll hier die von BRODE<sup>5</sup> berechnete Explosion einer Sprengstoffkugel (TNT) betrachtet werden. Tatsächlich findet man im Weg-Zeit-Diagramm der TNT-Explosion (Abb. 7) die wesentlichen Merkmale der Schlierenaufnahme einer Drahtexplosion wieder. Für einen nur qualitativen Vergleich sollte es daher möglich sein, die räumliche Verteilung der Zustandsgrößen von der kugelsymmetrischen TNT-Explosion auf die zylindersymmetrische Drahtexplosion zu übertragen. Dabei ist für den Vorgang der Wiederrzündung vor allem der räumliche und zeitliche Dichteverlauf im Dampfzylinder interessant. In Abb. 8 sind deshalb drei

<sup>5</sup> H. L. BRODE, Phys. Fluids 2, 217 [1959].

zeitlich aufeinanderfolgende Momentaufnahmen der Dichteverteilung wiedergegeben. Die Zeitpunkte wurden in Abb. 7 durch Pfeile markiert.

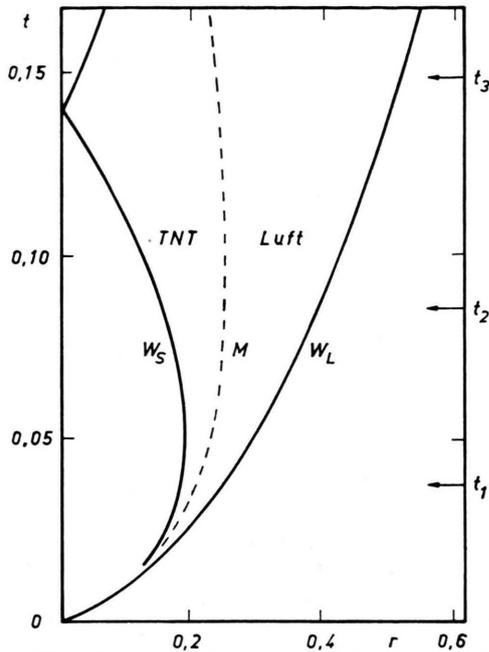


Abb. 7. Weg-Zeit-Diagramm der Explosion einer TNT-Kugel nach Brode.

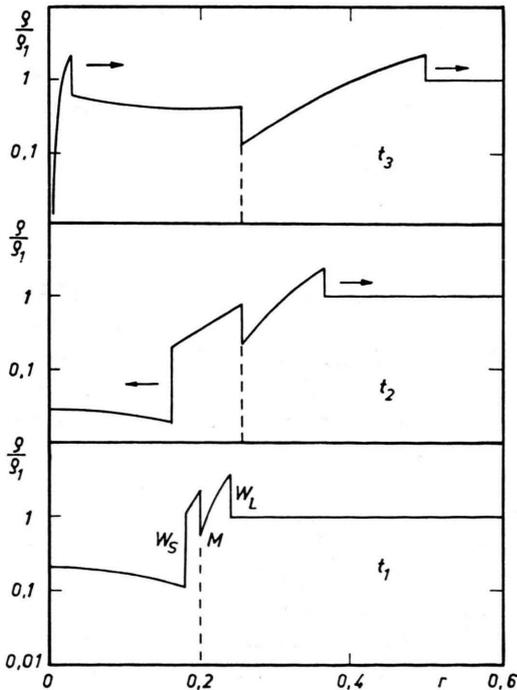


Abb. 8. Zeitliche Entwicklung der Dichteverteilung bei einer TNT-Explosion nach Brode ( $\rho_1$  Ausgangsdichte des Füllgases).

Die Momentbilder zeigen, daß der Aufbau des Dampfzylinders maßgeblich durch die innere Stoßwelle bestimmt wird. Aus der Dichteverteilung im Zeitpunkt  $t_1$  geht hervor, daß zwischen der Achse und der inneren Stoßwelle ein Verdünnungsgebiet entsteht, in dem die Dichte weit unter den Wert in der Nähe der Mediengrenze absinkt. Die Stelle kleinster Dichte, die für den Durchschlag einer Gasentladung in Frage kommt, liegt unmittelbar vor der Schwadenstoßfront  $W_S$ . Zur Achse hin ist ein schwacher Anstieg der Dichte erkennbar.

Bei der Einwärtsbewegung der Schwadenstoßwelle von  $t_1$  nach  $t_2$ , die durch einen Pfeil zur Achse hin angedeutet ist, nimmt die Dichte in dem Gebiet vor der Stoßfront noch weiter ab, weil hier die Expansionsströmung entgegen der Laufrichtung der Stoßfront radial nach außen gerichtet ist. Die ausströmende Masse wird zwischen der inneren Stoßwelle und der Mediengrenze aufgesammelt.

Nach der Reflexion der Schwadenstoßwelle im Kugelzentrum (Zeitpunkt  $t_3$ ) ändert sich die Dichteverteilung grundlegend. Für das Zündproblem bei der Drahtexplosion ist entscheidend, daß die Stelle kleinster Dichte nunmehr in der Achse des Dampfzylinders zu finden ist.

5. Quantitative Auswertung einer Schlierenaufnahme

Die Kenntnis des  $r-t$ -Diagramms einer Drahtexplosion ermöglicht es, in gewissem Grade quantitative Aussagen über den Explosionsablauf zu machen. Von der Luftstoßwelle im Weg-Zeit-Diagramm ausgehend kann mit Hilfe des Charakteristikenverfahrens das Strömungsfeld bis zur Mediengrenze berechnet und danach eine Abschätzung der Zustandsgrößen im Randgebiet des Dampfzylinders durchgeführt werden. Die Luftstoßwelle dient dabei als Anfangswertkurve für eine Integration der gasdynamischen Grundgleichungen. Das im folgenden näher beschriebene Verfahren bezieht sich auf eine Auswertung der in Abb. 6 wiedergegebenen Aufnahme bei  $p = 755$  Torr, deren Weg-Zeit-Diagramm in Abb. 9 dargestellt ist. Die Auswertung wurde vorläufig nur in dem schraffierten Gebiet durchgeführt.

Der erste Schritt besteht darin, die zeitabhängige Geschwindigkeit  $v$  der Luftstoßwelle aus dem  $r-t$ -Diagramm zu ermitteln. Die dabei erhaltene Kurve (Abb. 10) durchläuft ein ausgeprägtes Maximum, da die Stoßwelle anfänglich konvex und später konkav gegen die Zeitachse gekrümmt ist. Eine Extrapolation der Kurve auf den Zeitnullpunkt ergibt,

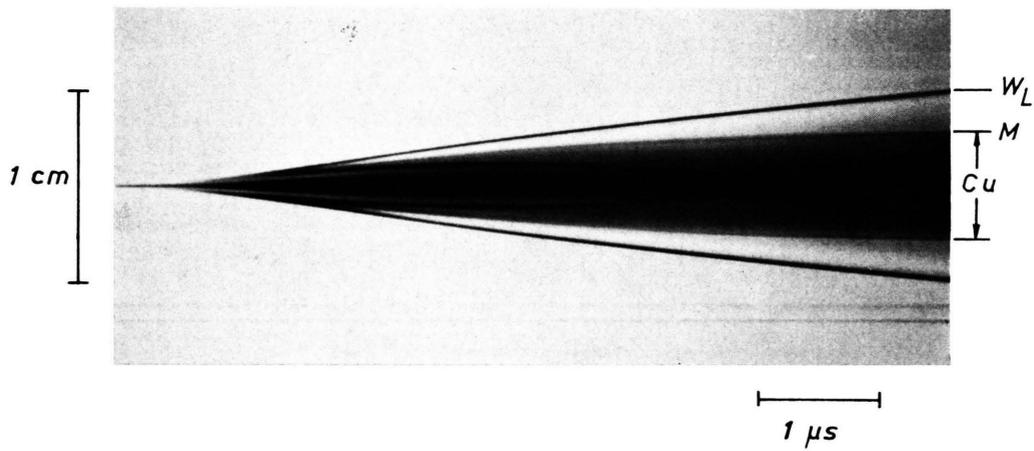


Abb. 5. Schlierenschmieraufnahme eines explodierenden Kupferdrahtes vor der Wiederzündung. Drahtexplosion in 385 Torr N<sub>2</sub> bei 6 kV Ladespannung (Drahtlänge 8 cm, Durchmesser 40 μ).

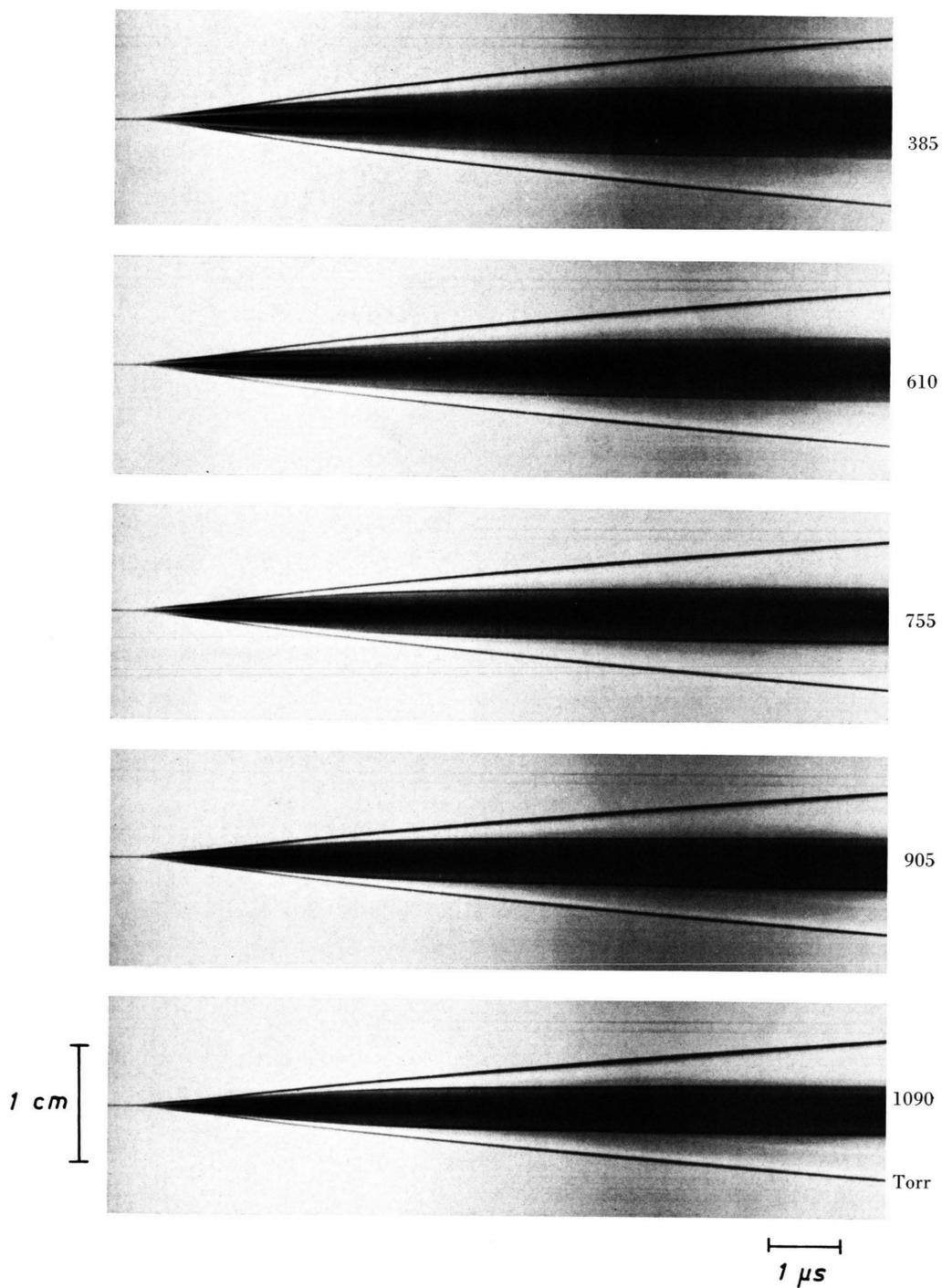


Abb. 6. Druckabhängigkeit der gasdynamischen Vorgänge.  
 Drahtexplosionen in  $N_2$  bei 6 kV Ladespannung  
 (Drahtlänge 8 cm, Durchmesser  $40 \mu$ ).

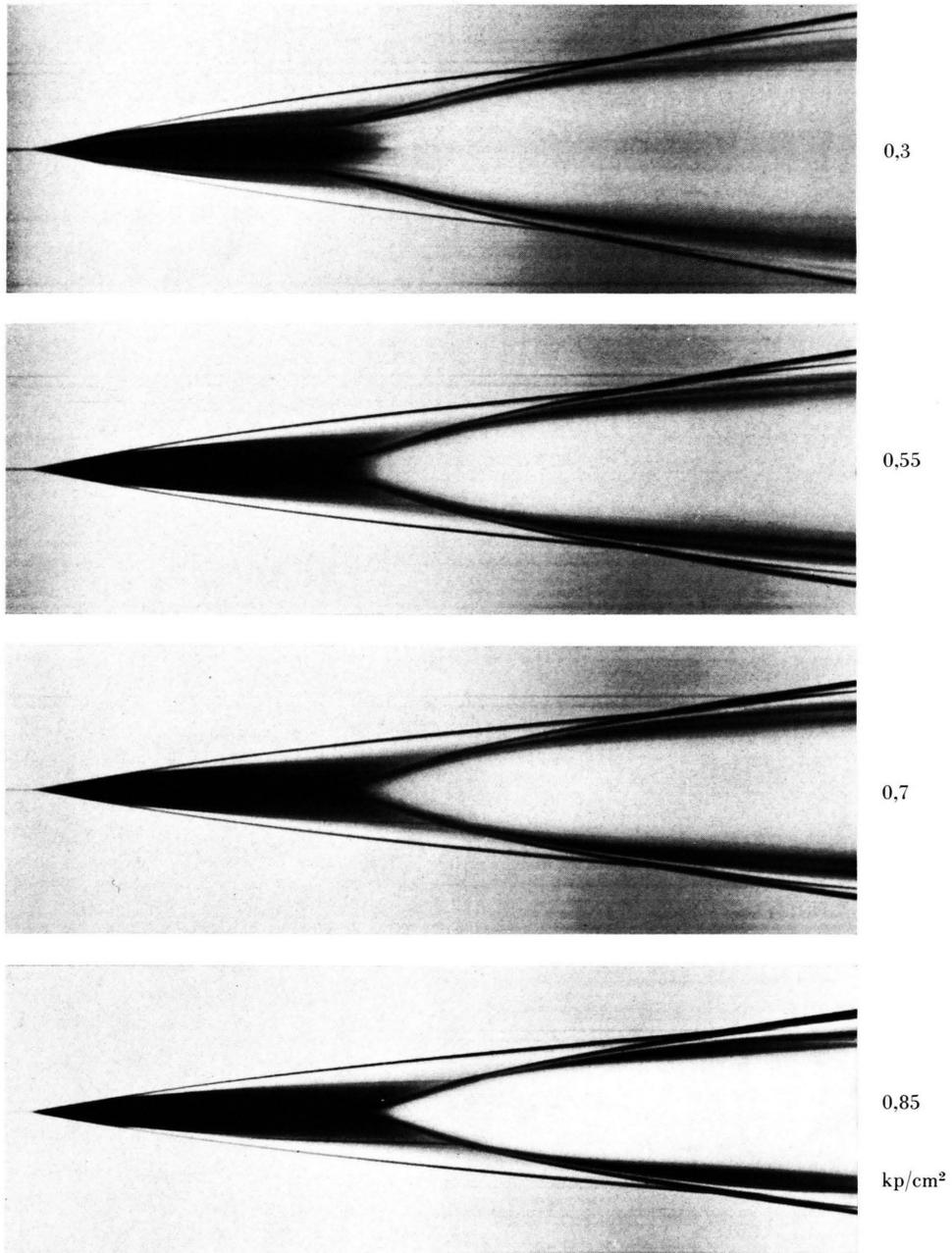


Abb. 11. Abhängigkeit der Wiederzündung vom Fülldruck im Entladungsgefäß. Drahtexplosionen in  $\text{N}_2$  bei 6 kV Ladespannung (Drahtlänge 5 cm, Durchmesser  $40 \mu$ ).

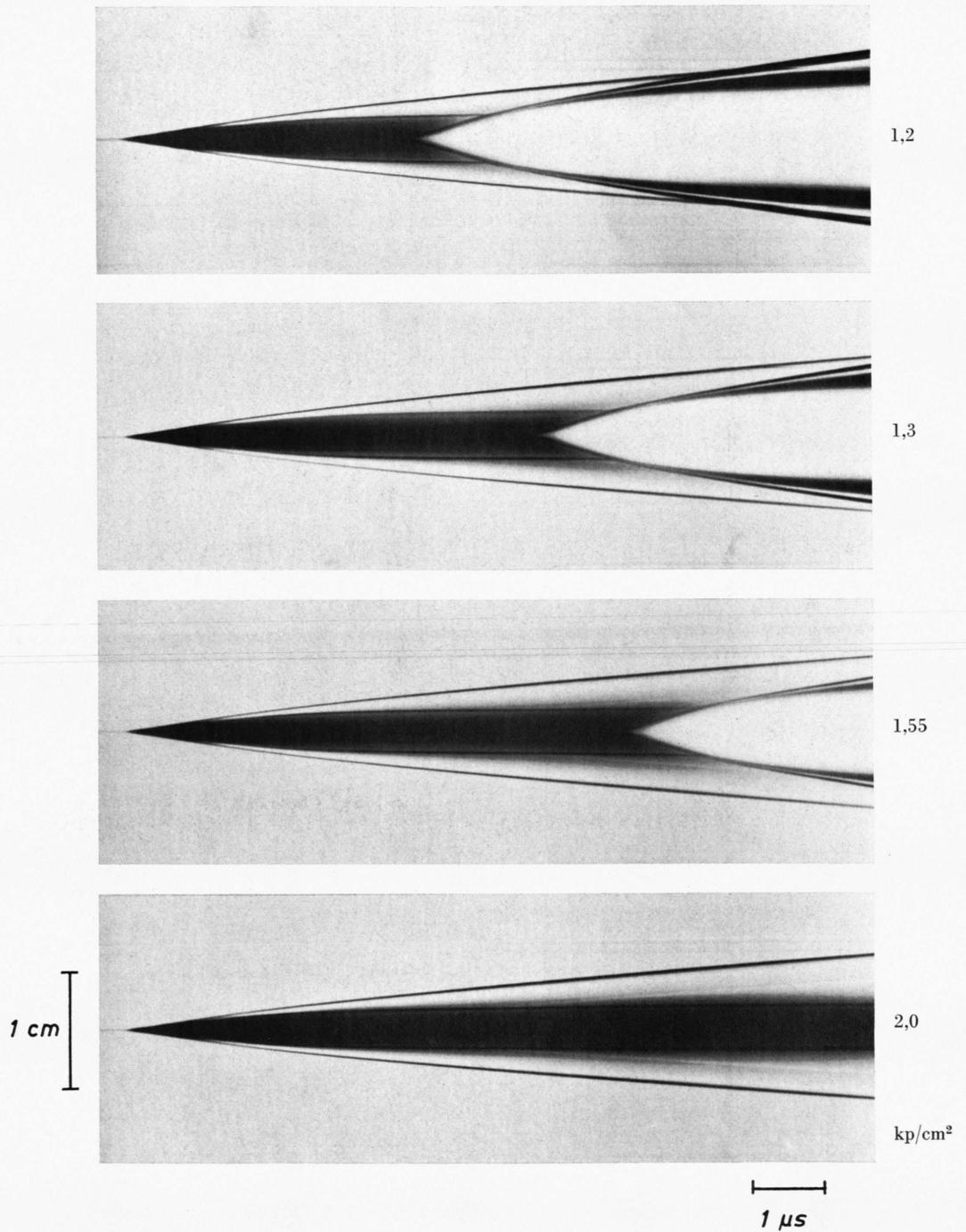


Abb. 11. Fortsetzung.

daß die Luftstoßwelle wahrscheinlich als Schallwelle mit der Mach-Zahl  $M=1$  beginnt. Der Kurvenverlauf mit dem Maximum erklärt sich aus der von Null verschiedenen Dauer des ersten Entladungsimpulses, d. h. aus einer Abweichung von einer momentanen Energiefreisetzung.

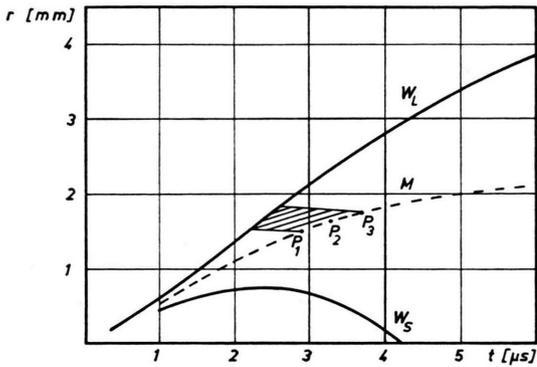


Abb. 9. Weg-Zeit-Diagramm der Explosion eines Kupferdrahtes (Drahtlänge 8 cm, Durchmesser  $40 \mu$ ) bei 6 kV Ladepannung. Ausgangszustand des Füllgases:  $p=755$  Torr  $N_2$ ,  $T=296^\circ K$ ,  $\rho=1,143 \cdot 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>.

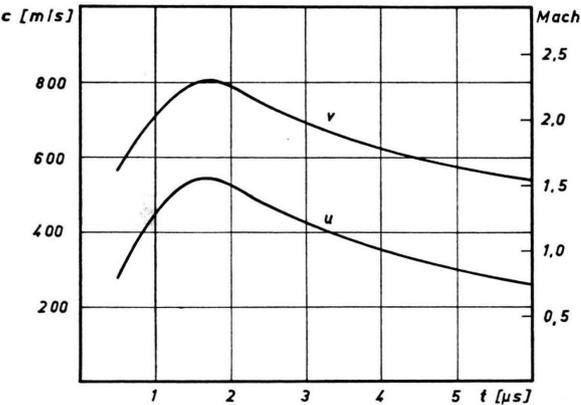


Abb. 10. Geschwindigkeit  $v$  der Luftstoßwelle und Strömungsgeschwindigkeit  $u$  an der Luftstoßwelle als Funktionen der Zeit.

Die Mach-Zahl der Luftstoßwelle ist wie die Stoßwellengeschwindigkeit  $v$  eine Funktion der Zeit, und damit sind auch die Zustandsgrößen und die Strömungsgeschwindigkeit hinter der Stoßfront zeitabhängig. Diese als Anfangswerte in die Integration der Grundgleichungen eingehenden Größen können mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Beziehungen berechnet werden. In Abb. 10 wurde als Beispiel die Kurve  $u$  für die Strömungsgeschwindigkeit an der Stoßfront miteingezeichnet.

Nachdem die Anfangswerte für die Integration bestimmt worden sind, kann das Strömungsfeld zwischen der Luftstoßwelle und der Mediengrenze berechnet werden. Dazu dienen die folgenden Grundgleichungen:

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u \rho}{r} = 0, \quad (1)$$

Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0. \quad (2)$$

Entropieerhaltung

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

Die Kontinuitäts- und die Bewegungsgleichung lassen sich zusammenfassen und auf Charakteristiken transformieren. Dabei ergeben sich vereinfachte Differentialbeziehungen zwischen den Zustandsgrößen und der Strömungsgeschwindigkeit, die numerisch ausgewertet werden können<sup>6</sup>. Im vorliegenden Beispiel wurden für drei unmittelbar vor der Mediengrenze liegende Punkte  $P_1$ ,  $P_2$  und  $P_3$  (Abb. 9) die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Werte berechnet.

	$P_1$	$P_2$	$P_3$
$t$ [µs]	2,9	3,3	3,7
$p$ [Torr]	2025	1690	1470
$T$ [°K]	455	430	410
$u$ [m/s]	355	290	240

Tab. 1. Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit in den vor der Mediengrenze liegenden Punkten  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  aus Abb. 9.

Die angegebenen Zustandsgrößen beziehen sich zunächst nur auf das Füllgas unmittelbar vor der Mediengrenze. Da der Druckverlauf beim Übergang zum Dampfzylinder stetig bleibt, sind jedoch die Druckwerte auch für das Grenzgebiet im Metaldampf gültig. Der Druck am Rand des Dampfzylinders beträgt  $2,9 \mu s$  nach Explosionsbeginn ca. 2000 Torr und fällt schon innerhalb der nächsten  $0,8 \mu s$  um mehr als 500 Torr.

Durch Ausmessen des Zylinderdurchmessers auf der Schlierenaufnahme kann die mittlere Dichte im Dampfzylinder bestimmt werden. Die mittlere Dichte bedeutet gleichzeitig eine untere Grenze für die

<sup>6</sup> W. DÖRING u. G. BURKHARDT, Deutsche Luftfahrtforschung FB 1939 [1944].

Randdicke des Dampfzylinders, da nach der Detonationstheorie die Masse überwiegend an der Mediengrenze konzentriert ist. Es ist naheliegend, zusammengehörige Randwerte von Druck und Dichte in ein Zustandsdiagramm einzutragen. Dabei zeigt sich, daß die Zustandspunkte im Sättigungsgebiet liegen, d. h. der expandierende Dampfzylinder besteht an der Grenzfläche zum Füllgas aus Kupfer-naßdampf. Der Naßdampf entsteht vermutlich bei der mit der Expansion des Dampfzylinders verbundenen Abkühlung.

Im Naßdampfzustand sind Druck und Temperatur eindeutig durch die Dampfdruckkurve des Kupfers miteinander verknüpft, die sich nach <sup>7</sup> durch

$$\lg p = 13,39 - \frac{17\,650}{T} - 1,273 \lg T$$

darstellen läßt ( $T$  in °Kelvin,  $p$  in Torr). Unter Benutzung der Druckwerte aus der Tabelle kann somit die Temperatur am Rand des Dampfzylinders berechnet werden. Sie liegt in dem Zeitraum von 2,9 bis 3,7  $\mu\text{s}$  zwischen 3200 und 3000 °K. Die kritische Temperatur beträgt vergleichsweise ca. 8500 °K.

Für eine Abschätzung der Zustandsgrößen im Inneren des Dampfzylinders, insbesondere in der Zylinderachse, reichen die vorliegenden Untersuchungen nicht aus.

#### 6. Entladungsvorgänge bei der Wiederzündung

Abschließend sollen die Vorgänge bei der Wiederzündung der unterbrochenen Kondensatorentladung diskutiert werden. Die bisher beschriebenen, mit der Expansion des Dampfzylinders verbundenen Erscheinungen bilden das Vorstadium zu diesem neu einsetzenden Entladungsabschnitt. Um die Wiederzündung zu ermöglichen, wird bei sonst unveränderten Versuchsbedingungen die Drahtlänge verkürzt. Bei einer Druckvariation des Füllgases im Entladungsgefäß erhält man dann die in Abb. 11 zusammengestellten Schlierenaufnahmen. Diese zeigen im Bereich niedriger und hoher Drücke zwei grundsätzlich verschiedene Entladungstypen.

##### a) Entladungstyp A

Für niedrige Drücke ist die durch die erste Aufnahme der Serie dargestellte Entladungsform typisch. Diese Aufnahme zeigt anfänglich die schon

<sup>7</sup> C. J. SMITHELLS, Metals Reference Book, London 1962, Vol. 1, 3. Edition.

beschriebenen gasdynamischen Erscheinungen, doch dann kommt etwas völlig Neues: Noch bevor die innere Stoßwelle die Entladungsachse erreicht, beobachtet man plötzlich ein starkes Aufleuchten im Inneren des Metalldampfzylinders, das sichtbare Anzeichen für den Durchschlag der Hauptentladung. In diesem Augenblick werden die bisherigen gasdynamischen Vorgänge durch neue Entladungserscheinungen abgelöst; sie sollen an Hand der schematischen Darstellung in Abb. 12 a erläutert werden.

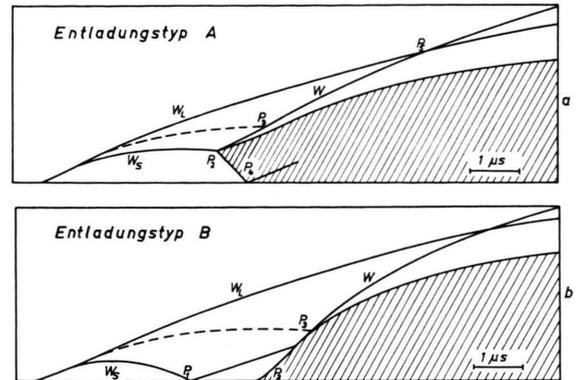


Abb. 12 a, b. Drahtexplosionen mit Wiederzündung. Entladungstyp A: Zündung an der Schwadenstoßwelle  $W_S$  in  $P_2$ . Entladungstyp B: Zündung in der Zylinderachse ( $P_2$ ).

Kennzeichnend für den vorliegenden Entladungstyp ist, daß die Wiederzündung außerhalb der Entladungsachse einsetzt, und zwar in einem Punkt  $P_2$ , der genau am Ort der Schwadenstoßwelle  $W_S$  liegt. Demnach entsteht zunächst ein Plasmahohlzylinder mit sehr geringer Wandstärke und einem Radius, der durch den Abstand zwischen  $P_2$  und der Entladungsachse gegeben ist. Der Plasmazylinder setzt sich aus vielen Entladungsfäden zusammen, die bei der vorliegenden Zeitauflösung praktisch gleichzeitig erscheinen und auf dem Zylinderumfang statistisch verteilt sind. Im weiteren Verlauf wird die Wandstärke des Plasmahohlzylinders größer, das Leuchten breitet sich von  $P_2$  sowohl zur Achse hin als auch zur Mediengrenze hin aus, wie es durch die Schraffur angedeutet wird. Die nach innen laufende Plasmafront erreicht schließlich in  $P_4$  die Entladungsachse und wird dort reflektiert.

##### b) Entladungstyp B

Die für höhere Drücke typische Entladungsform wird durch die Aufnahmen oberhalb 0,85 kp/cm<sup>2</sup> veranschaulicht. Einzelheiten des Entladungsvorgangs sind schematisch in Abb. 12 b dargestellt.

Im Gegensatz zum Entladungstyp A bleiben die gasdynamischen Vorgänge über den Reflexionszeitpunkt  $t_R$  hinaus vollkommen ungestört. Dabei ist die Schwadenstoßwelle infolge des höheren Fülldruckes stärker konvergent und erreicht schon früh die Entladungssache ( $P_1$ ). Die Wiederzündung erfolgt in diesem Fall erst nach der Reflexion der Schwadenstoßwelle, und zwar liegt der Entladungseinsatz genau in der Zylinderachse ( $P_2$ ). Aus dem ersten Entladungsfaden entwickelt sich sofort ein stark expandierender Plasmazyliner, der bei  $P_3$  auf die Medien-grenze stößt. Bis dahin ist der schraffiert dargestellte Plasmazyliner noch von einer Hülle relativ kalten Kupferdampfes umgeben.

### c) Druckabhängigkeit der Wiederzündung

Die in Abb. 11 zusammengestellte Aufnahmeserie durchläuft den unteren und mittleren Teil der 6 kV-Dunkelpausenkurve aus Abb. 4. Dementsprechend bleibt die Länge der Dunkelpausen auf den Schlierenaufnahmen bei wachsendem Fülldruck zunächst unveränderlich. Eine deutlich verlängerte Entladungspause ist erstmalig bei  $1,3 \text{ kp/cm}^2$  zu beobachten. Bei weiterer Druckerhöhung wird die Dunkelpause dann so lang, daß der Zündvorgang bei  $2 \text{ kp/cm}^2$  schon nicht mehr auf die photographische Platte fällt.

Darüber hinaus zeigt die Aufnahmeserie, in welcher Weise sich der Übergang zwischen den oben beschriebenen Entladungstypen A und B vollzieht. Die ersten Aufnahmen bis einschließlich  $0,7 \text{ kp/cm}^2$  entsprechen dem Typ A: Die Wiederzündung erfolgt vor der Reflexion der Schwadenstoßwelle und setzt genau an der Stoßfront ein. Da die Dunkelpausenlänge bei wachsendem Druck praktisch unverändert bleibt, verlagert sich der Ort der Zündung wegen des früher beschriebenen Konvergenzverhaltens der Schwadenstoßwelle zur Achse hin.

Die nächste Aufnahme der Serie ( $0,85 \text{ kp/cm}^2$ ) ist schon deutlich dem Entladungstyp B zuzurechnen. Im Gegensatz zu den drei ersten Aufnahmen erfolgt hier die Wiederzündung erst nach der Reflexion der Schwadenstoßwelle, und der Ort der Zündung fällt in die Achse des Dampfzylinders. Eine genauere Untersuchung zeigt, daß der Übergang zu dieser Entladungsform bei  $0,8 \text{ kp/cm}^2$  beginnt. Bei diesem Grenzdruck erreicht die Schwadenstoßwelle erstmalig ohne Störung die Zylinderachse.

Die beschriebenen Entladungsvorgänge lassen sich in einfacher Weise ordnen, wenn man die Intervalle  $t_R$  bis zur Reflexion der Schwadenstoßwelle und  $t_Z$  bis zur Wiederzündung miteinander vergleicht. Dabei erhält man folgendes Ergebnis:

- A)  $t_Z < t_R$ : Wiederzündung an der Schwadenstoßwelle  
(Druckbereich  $p < 0,8 \text{ kp/cm}^2$ ),
- B)  $t_Z > t_R$ : Wiederzündung in der Zylinderachse  
(Druckbereich  $p > 0,8 \text{ kp/cm}^2$ ).

Der Grenzdruck  $0,8 \text{ kp/cm}^2$  ist bei diesen Versuchsbedingungen dadurch ausgezeichnet, daß die Reflexion der Schwadenstoßwelle und die Wiederzündung zusammenfallen.

### III. Diskussion des Wiederzündungsvorgangs

In den vorangehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß ein enger Zusammenhang zwischen dem Einsatzort und Zeitpunkt der Wiederzündung einerseits und dem Reflexionszeitpunkt der Schwadenstoßwelle andererseits besteht. Eine zwanglose Deutung der beschriebenen Entladungsvorgänge ergibt sich, wenn man den räumlich inhomogenen Aufbau des Dampfzylinders und dessen zeitliche Entwicklung berücksichtigt.

Da während der Entladungspause nur ein verschwindend geringer Strom fließt, liegt an den Enden des expandierenden Metaldampfzylinders eine zeitlich konstante Restspannung. Im Gegensatz zu üblichen Entladungsexperimenten wird die Zündung deshalb nicht durch eine Spannungserhöhung, sondern durch gasdynamische Vorgänge eingeleitet. Entscheidend ist die mit der Expansion des Dampfzylinders verknüpfte Dichteabnahme, die zu einer Vergrößerung der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Metaldampf führt. Die Wiederzündung beruht auf der lawinenartigen Vermehrung eines geeigneten Primärelektrons; sie erfolgt, sobald ein kritischer, von der Feldstärke abhängiger Dichtewert im Dampfzylinder unterschritten wird.

Nach dieser Überlegung ist es naheliegend, daß bei dem räumlich inhomogenen Aufbau des Dampfzylinders als Ort der Zündung die Stelle kleinster Dichte in Frage kommt. Die Schlierenaufnahmen zeigen, daß die Wiederzündung für  $t_Z < t_R$  an der Schwadenstoßwelle und für  $t_Z > t_R$  in der Zylinderachse einsetzt. Aus den experimentellen Beobachtungen folgt demnach, daß die Stelle kleinster Dichte

bis zum Reflexionszeitpunkt  $t_R$  an der Schwadenstoßfront, danach aber in der Achse des Dampfzylinders liegt. Dieses experimentell gewonnene Ergebnis steht, wie ein Vergleich mit den Dichteverteilungen in Abb. 8 zeigt, in voller Übereinstimmung mit der Theorie: Der Entladungsdurchbruch erfolgt in jedem Fall genau an der Stelle, an der nach der Detonationstheorie die geringste Dichte herrscht.

Meinem verstorbenen Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. BARTELS, bin ich für zahlreiche Anregungen und Diskussionen dankbar. Herrn Prof. Dr. W. A. VON MEYEREN und Herrn Prof. Dr. R. W. LARENZ danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung der Aufgabe und Herrn Dr. D. MEINERS für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

## Experimentelle Untersuchungen über den Einfluß der Wand-Raumladungsschicht bei der Extraktion positiver Ionen \*

H. H. BRÖMER und J. HESSE

Institut A für Physik der Technischen Universität Braunschweig

(Z. Naturforschg. 23 a, 1960—1967 [1968]; eingegangen am 23. September 1968)

The mechanism of ion extraction from a weakly ionized plasma has been investigated using a quadrupole mass spectrometer. The plasma was generated in a flow system by means of a high frequency discharge.

It could be shown that the picture given by PAHL has to be extended by considering a space charge sheath spread over several mean free ion paths in front of the plane extraction probe, used. Two effects, resulting from the space charge, have been found observing the behaviour of nitrogen ions. First, the directional distribution of the extracted ions may be different for different ions. Second, ion-molecule reactions may be caused by the field strength within the sheath varying with both ion number density and probe voltage. In the case of  $N_4^+$  ions the Varney reaction seems already to start in the static sheath. In order to minimize influences from the space charge, it is suitable to apply a slightly positive potential with respect to the container wall.

Bei Untersuchungen an Plasmen ist es häufig notwendig, die an den Plasmaprozessen beteiligten Ionen nachzuweisen, um Aufschlüsse über die Ionenarten und ihre Konzentrationen zu bekommen. So ist zum Beispiel bei Untersuchungen der Volumrekombination von Elektronen mit positiven Ionen in abklingenden Plasmen die Kenntnis sowohl des zeitlichen Verlaufs der Elektronen- als auch der Ionenkonzentrationen notwendig<sup>1</sup>. Während bei der Messung von Elektronenkonzentrationen Verfahren zur Verfügung stehen<sup>2</sup>, die es möglich machen, die Messungen an Plasmen in abgeschlossenen Gefäßen durchzuführen, müssen im allgemeinen die Ionen durch eine Öffnung in der Wand extrahiert werden.

Die Problematik der Ionenextraktion stellt sich in gleicher Weise bei der Untersuchung von Ion-Molekül-Reaktionen<sup>3, 4</sup>. Sie tritt auch auf bei experimentellen Untersuchungen an Plasmen, bei denen die im Plasma stattfindenden Prozesse das Hauptinteresse finden<sup>5</sup>.

In allen diesen Fällen bildet das Plasma selbst die Ionenquelle. Gelingt es, den Prozeß der Ionenextraktion ohne Beeinflussung der wahren Plasmaverhältnisse durchzuführen, kann der weitere Ionenachweis mit den üblichen massenspektrometrischen Methoden erfolgen.

Aus den gemessenen Ionenströmen sollen Rückschlüsse auf die Ionenkonzentrationen im Volumen

\* Die vorliegende Arbeit enthält einen Teil der Ergebnisse der Dissertation von J. HESSE, Technische Universität Braunschweig, 7. 2. 1968. Teile der Arbeit wurden in Stuttgart auf der Frühjahrstagung des Fachausschusses für Plasma- und Gasentladungsphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 5. 4. 1968 vorgetragen [J. Hesse und H. H. Brömer, Verhandl. DPG (VI) 3, 456 (1968)].

<sup>1</sup> H. H. BRÖMER, Abhandl. der Braunschweigischen Wiss. Ges. 20, 1 [1968].

<sup>2</sup> H. H. BRÖMER u. G. v. HÄFEN, Meßtechnik, im Druck.

<sup>3</sup> F. C. FEHSENFELD, A. C. SCHMELTEKOPF, P. D. GOLDAN, H. I. SCHIFF u. E. E. FERGUSON, J. Chem. Phys. 44, 4087 [1966].

<sup>4</sup> E. E. FERGUSON, Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 18, Academic Press, New York 1968.

<sup>5</sup> D. D. BRIGLIA, Dissertation, Dept. of Physics, Univ. of Calif., Los Angeles 1964.