

Über explodierende Flüssigkeitsstrahlen sowie über eine periodisch arbeitende Maschine zur Erzeugung sehr hoher Temperaturen

H. JÄGER* und W. LOCHTE-HOLTGREVEN

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

Eingegangen am 30. August 1966

An Hand von Schmieraufnahmen und zeitaufgelösten Spektren werden elektrische Entladungen an Flüssigkeitsfäden verschiedener chemischer Zusammensetzung und Leitfähigkeit untersucht. Es wird die Verdampfung eines Strahls aus einer Lösung von Lithium in flüssigem Ammoniak in weitgehender Analogie zu einem explodierenden Draht realisiert und damit bei gutem Wirkungsgrad die Aufheizung von Wasserstoff in einem derartigen Mechanismus. Weiterhin gelingt die Wiederherstellung solcher Flüssigkeitsfäden in sehr kurzer Zeit nach erfolgter Explosion und es wird eine periodisch arbeitende Anordnung beschrieben, mit der die Erreichung sehr hoher Temperaturen möglich erscheint.

Einleitung

Seit etwa 45 Jahren¹ sind die Erscheinungen, die bei elektrisch „explodierenden Drähten“ auftreten, näher untersucht und erforscht worden. Es handelt sich dabei um dünne metallische Leiter, die in einem Stromkreis von geringem Ohmschen und induktiven Widerstand eine Stromquelle kurzschließen: Durch die Stromwärme wird der Leiter erwärmt, geschmolzen und verdampft. Der Phasenübergang erfolgt verzögert und der hohe Druck des plötzlich verdampften Materials verursacht die anschließende Explosion. Untersuchungen der zeitlichen Änderung von Energieaufnahme und Widerstand²⁻⁸ während des ersten Aufheizungsstadiums haben zu folgender Vorstellung über den Ablauf

* Dieser Verfasser dankt der A. v. Humboldt-Stiftung für die Gewährung eines einhalbjährigen Stipendiums.

¹ ANDERSON, J. A.: *Astrophys. J.* **51**, 37 (1920).

² LOCHTE-HOLTGREVEN, W.: *Conférence sur la Combustion, la Detonation, et les Ondes de Choc*. St. Louis Memoire Nr 14m/51, 1951.

³ EISELT, B.: *Z. Physik* **132**, 54 (1952).

⁴ BODARENKO, V. V., I. F. KVARTSKHAVA, A. A. PLIUTO i A. A. CHERNOW: *Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz.* **28**, 191 (1955); **31**, 745 (1956) *Soviet. Phys. JETP* **1**, 221 (1955); **4**, 623 (1957).

⁵ FÜNFER, E., M. KEILHACKER u. G. LEHNER: *Z. angew. Phys.* **10**, 157 (1958).

⁶ KEILHACKER, M.: *Z. angew. Phys.* **12**, 49 (1960).

⁷ NASH, C. P., and W. G. McMILLAN: *Phys. Fluids* **4**, 911 (1961).

⁸ WEBB, F. H., H. H. HILTON, P. H. LEVINE, and A. V. TOLLESTRUP: *Exploding Wires*, im folgenden zitiert als „E.W.“, W. G. CHACE and H. K. MOORE, eds., vol. II, p. 37. New York: Plenum Press 1962.

der eigentlichen Explosion geführt^{9,10}: Nach einer mehr oder minder starken Expansion des flüssigen Drahtmaterials beginnt die Verdampfung zunächst an der Drahtoberfläche und setzt sich in Form einer radial einwärtslaufenden, sog. „Verdampfungswelle“ fort. Dabei wird die Stromleitung immer mehr auf die achsialen Bereiche beschränkt, was zu einer Überhitzung des Drahtkernes führt. Versuchen, diese Überhitzung durch rasche Energiezufuhr möglichst hoch zu treiben, scheint insofern eine Grenze gesetzt, als dann entlang der Oberfläche des entstehenden Metalldampfzylinders eine periphere Entladung zündet, durch welche die Stromzufuhr zu den achsialen Bereichen spontan gedrosselt wird¹¹⁻¹⁴. Nach BENNETT¹⁵ soll dieser Effekt die Erreichung höchster Temperaturen im Drahtkern mehr beeinflussen, als etwa Energieverluste durch Abstrahlung oder Ionisation. Je nach den experimentellen Bedingungen kann die periphere Entladung auch wieder verlöschen. Nach hinlänglicher Expansion des Metalldampfzylinders („Dunkelpause, Strompause“) setzt ein elektrischer Durchschlag innerhalb des Dampfzylinders ein („Wiederzündung“), welcher meistens mit dem Auftreten einer zweiten Stoßwelle gekoppelt ist. In diesem Stadium der Entladung sind auch eine Reihe von Stoßwellenreflexionen zwischen Metalldampfgrenzfläche und Drahtachse nachgewiesen worden^{11,16-19}.

Über die bei Drahtexplosionen auftretenden Temperaturen existieren viele Arbeiten, ohne daß es bisher gelungen ist, für die maximal erreichbaren Werte einen Anhaltspunkt zu gewinnen. Rechnungen²⁰, die lediglich auf einer Energiebilanz basieren und voraussetzen, daß alle aufgewendete elektrische Energie einzig und allein vom Drahtmaterial aufgenommen wird, haben nur geringen Wert, da diese Voraussetzung nach spektroskopischem Befund keineswegs erfüllt ist. Eingehendere Temperaturabschätzungen auf der Grundlage von Strom- und Spannungs-

⁹ BENNETT, F.D., G.D. KAHL, and E.H. WEDEMEYER: „E.W.“, vol. III, p. 65 (1964).

¹⁰ BENNETT, F.D.: Phys. Fluids **8**, 1425 (1965).

¹¹ BARTELS, H., P. GANSAUGE, and J. BORTFELDT: Proc. of the IV. International Conference on Ionization Phenomena in Gases, p. 1196. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1960.

¹² BARTELS, H., J. BORTFELDT, and K.H. BERG: Proc. of the V. International Conference on Ionization Phenomena in Gases, p. 1048. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1962.

¹³ TUCKER, T.J.: J. Appl. Phys. **30**, 1841 (1959); **32**, 1894 (1961).

¹⁴ BENNETT, F.D., H.S. BURDEN, and D.D. SHEAR: Phys. Fluids **5**, 102 (1962).

¹⁵ BENNETT, F.D.: Phys. Fluids **8**, 1106 (1965).

¹⁶ CONN, W. M.: Phys. Rev. **98**, 1551 (1955).

¹⁷ OSHIMA, K.: „E.W.“, vol. II, p. 159 (1962).

¹⁸ CLARK, G.L., J.J. HICKLEY, R.J. KINGSLEY, and R.F. WUERKER: „E.W.“, vol. II, p. 175 (1962).

¹⁹ BENNETT, F.D., and D.D. SHEAR: „E.W.“, vol. II, p. 181 (1962).

²⁰ SCHERRER, V. E.: „E.W.“, vol. I, p. 118 (1959).

oscillogrammen haben jedoch größenordnungsmäßig vergleichbare untere Grenzwerte ergeben. Danach lassen sich in dem der Explosion vorausgehenden Stadium – hinlänglich große Entladungsenergie vorausgesetzt – im Drahtkern Temperaturen von wenigstens 10^5 °K bei Drucken um etwa 10^4 Atm vermuten^{5, 6, 15, 21}.

Eine Messung der Temperatur auf optischem Wege wurde bereits in den ersten von ANDERSEN erschienenen Arbeiten durchgeführt. Das Resultat war eine wesentlich größere Helligkeit als auf der Sonnenoberfläche. Quantitative spektroskopische Untersuchungen ergeben zu Beginn der Leuchterscheinung kontinuierliche Emission. Dieser überlagert findet man je nach den Versuchsbedingungen relativ breite Emissionslinien von N II und O II oder Metallabsorptionslinien. Im ersteren Fall stammen die N II- und O II-Linien offensichtlich aus der umgebenden Luft und zeigen an, daß im Bereich der Drahtoberfläche die früher erwähnte, periphere Entladung stattgefunden hat²². Das Auftreten zahlreicher Metallabsorptionslinien auf kontinuierlichem Untergrund läßt hingegen in der Regel auf eine Entladung innerhalb des Metaldampfzylinders schließen. In beiden Fällen tauchen mit Ausbreitung der Gaswolke stark verbreiterte, zum Teil im Kern selbstumgekehrte Emissionslinien aus dem Kontinuum auf, die zunehmend schärfer werden. Etwa 100 μ sec nach Beginn der Explosion ist das Plasma optisch dünn geworden, so daß sich die Plasmaparameter exakt messen lassen. Bei Cu-Drähten findet man zu dieser Zeit etwa 12000 °K²³. Diese Temperatur ist in der Tat höher als diejenige der Oberfläche der Sonne, liegt aber in dem von Lichtbogenentladungen bekannten Temperaturbereich. Die optisch dünne Phase tritt erst relativ spät auf. In früheren Stadien ist die Temperatur sicher höher. Bemerkenswert ist jedoch, daß im wesentlichen nur das Bogenspektrum des verdampften Metalls erscheint. Mag auch in Einzelfällen das Auftreten der untersten Ionisationsstufen beobachtet sein, so ist doch die Temperatur, sobald die Metall-Linien auftreten, im allgemeinen nicht höher als 10000 bis 20000 °K. Zusatz von etwas Magnesium-Metall zum Kupfer ermöglicht die Messung der Elektronendichte. Diese liegt, sobald die Linienemission aus optisch dünner Schicht erfolgt, bei $3,7 \cdot 10^{17}$ cm⁻³. Damit ist der Ionisationsgrad in dieser Phase der Entladung kleiner als 3%²³.

Versuche, das anfängliche Kontinuum zu messen, um auch für dieses Stadium der Drahtexplosion zuverlässige Daten zu gewinnen, stoßen auf Schwierigkeiten: In Sehrichtung erfolgte Dampfausbrüche verhindern eine direkte Beobachtung und stark selektive Strahlung

²¹ DAVID, E.: Z. Physik **150**, 162 (1958).

²² REITHEL, R. J., J. H. BLACKBURN, G. E. SEAY, and S. SKOLNICK: „E. W.“, vol. I, p. 19 (1959).

²³ KRÜGER, R.: Diplomarbeit Kiel 1965.

macht die Bestimmung einer Farbtemperatur zweifelhaft. Zudem ist über die optische Dicke der strahlenden Schicht nur wenig bekannt. So erhält MAYFIELD²⁴ bei Al, W und Cu aus dem Kontinuum Farbtemperaturen zwischen 3500 und 3800 °K, während YA'AKOBI, KAUFMAN und AVIVI bei Drähten aus Lithium Temperaturen zwischen 3000 und 19000 °K messen, bei allerdings recht geringer eingespeister Energie²⁵. DAY²⁶ berichtet von Temperaturen zwischen 17000 und 20000 °K, die mit W-Drähten erhalten wurden.

BARTELS et al.^{27,28} bestimmen aus Emissionsmessungen die Oberflächentemperatur bei Cu-Drähten optisch zu 34000 bis 50000 °K. Bei überlagerter Pinch-Entladung wurden 70000 °K erhalten. Messungen hinsichtlich optischer Dicke ließen darauf schließen, daß die Strahlung nur aus den oberflächennahen Schichten kommt und das Innere der Metaldampf Wolke wohl heißer sein müsse.

Auf Grund ähnlicher Messungen erhalten BEUCHELT und BÖHM²⁹ einen Anfangsdruck von 135 Atm und eine Temperatur von 63000 °K zur Zeit der maximalen Lichtausstrahlung. Interessant ist bei dieser Arbeit, die an sehr dünnen Drähten (< 50 µ) durchgeführt wurde, daß hier im wesentlichen die Temperatur der umgebenden aufgeheizten Luft (periphere Entladung!) gemessen wurde. Die Autoren geben an, daß „der Einfluß des geringen Kupfergehaltes des Plasmas innerhalb der Fehlergrenzen liegt“.

Bei allen diesen Messungen ist jedoch das Stadium der ersten Aufheizung des Drahtes mit den optischen Methoden sicher nicht erfaßt worden.

Einen ganz anderen Weg der Messung schlagen ZINKE et al. ein, die bei einer Explosion von Gold- und Kupferdrähten die Geschwindigkeitsverteilung der auftretenden Ionen messen: Für letztere wird eine Maxwellverteilung mit Temperaturen von $0,2 \cdot 10^6$ bis $1,9 \cdot 10^6$ °K erhalten*³⁰. Zusammenfassend ergeben die bisher vorliegenden Messun-

* Diese Messungen wurden naturgemäß im Vakuum durchgeführt. Unter diesen Bedingungen ist — nach Befund mehrerer Autoren — die Explosion mit einem betont peripheren Durchschlag verbunden^{7,31,32}.

²⁴ MAYFIELD, E.B.: „E.W.“, vol. I, p. 147 (1959).

²⁵ YA'AKOBI, B., A.S. KAUFMAN, and P. AVIVI: VII Conference on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad 1965.

²⁶ DAY, P.B.: J. Opt. Soc. Am. **43**, 817 (1953).

²⁷ BARTELS, H., and J. BORTFELDT: „E.W.“, vol. III, p. 9 (1964).

²⁸ BARTELS, H., P. GANSAUGE, and H. KUHLMEI: Proc. of the V. International Conference on Ionisation Phenomena in Gases, p. 2032. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1962.

²⁹ BEUCHELT, R., u. E. BÖHM: Naturwissenschaften **44**, 507 (1957).

³⁰ ZINKE, O.H., R.B. OWEN, and C.K. MANKA: „E.W.“, vol. III, p. 103 (1964).

³¹ EDELSON, H.D., and S.T. KORNEFF: „E.W.“, vol. III, p. 267 (1964).

³² KVARTSKHAVA, I.F., V. V. BONDARENKO, P.D. MELADZE i K.V. SULADZE: Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz. **31**, 737 (1956); — Soviet Phys. JETP **4**, 637 (1957).

gen über die bei der Explosion auftretenden Temperaturen noch kein klares Bild. In thermodynamischer Hinsicht interessant ist vor allem das erste Aufheizungsstadium des Drahtes, in dem der Drahtkern unter Druck überhitzt wird. Wie schon erwähnt, erscheint es durchaus möglich, daß kurzzeitig Temperaturen von 10^5 °K oder darüber bei Drucken von 10^4 atü oder mehr erreicht werden, Bedingungen, wie sie im Laboratorium sonst nicht realisiert werden können. Auch hier ist — wie stets bei der Aufheizung von Plasmen — die Ionisierung in allen Stufen ein Energiekonsument. Will man also möglichst hohe Temperaturen erreichen, so muß das Plasma, wie schon von KATZENSTEIN³³ bemerkt, möglichst viele Atome mit wenig Außenelektronen besitzen. Als zweite Möglichkeit der Temperaturerhöhung ist die Drahtexplosion so zu führen, daß möglichst viel Energie zur Aufheizung des Drahtmaterials verwendet wird, und endlich sind die äußeren Bedingungen der Entladung so zu gestalten, daß die Energie auf möglichst geringem Raum konzentriert bleibt. Wir beginnen mit Untersuchungen des ersten Problems.

Plasma enthaltend Atome mit möglichst wenig Außenelektronen

Bei Verwendung von Drähten ist die Wahl sehr beschränkt. Am meisten Aussicht auf Erreichen hoher Temperaturen bieten Drähte aus Lithium-Metall, und in der Tat haben sich eine Anzahl Forscher diesem Metall zugewandt. Hierzu ist zu sagen, daß auch bei Verwendung von Li-Drähten praktisch nur das Spektrum des neutralen Li-Atoms beobachtet wird^{25, 34}. Ob auch Linien des Li^+ beobachtet sind, erscheint fraglich. Desgleichen ist nie bekannt geworden, daß ein vorwiegend wasserstoffähnliches Spektrum des Lithium-Atoms beobachtet worden wäre.

Wenn auch zur Zeit die Frage noch völlig offen steht, ob mit der Drahtexplosionsmethode thermische Bedingungen erreicht werden können, die für Kernprozesse von Interesse sind, so bieten sich doch im Hinblick darauf zunächst Lithium-Deuterium-Gemische an. Der Versuch, ein derartiges Gemisch etwa dadurch herzustellen und aufzuheizen, daß man Lithium-Drähte in einer Deuterium-Atmosphäre explodieren läßt, erscheint deshalb aussichtslos, weil die sich ausdehnende Lithiumdampf Wolke das Deuteriumgas beiseite schiebt. Die Kontaktzone besteht aus der äußeren Randzone der sich ausdehnenden Lithiumdampf Wolke, und diese ist zweifellos kälter als das Innere der Lithiumdampf Wolke. Andererseits sind bei Vorhandensein eines bevorzugt peripheren Durchschlages und der damit verbundenen Aufheizung des umgebenden Gases Bedingungen ähnlich wie in Funkenentladungen vorhanden²⁹. Versuche,

³³ KATZENSTEIN, J.: „E. W.“, vol. I, p. 135 (1959).

³⁴ ECKSTEIN, L., u. J. M. FREEMAN: Z. Physik **64**, 547 (1930).

bei Funken in Deuterium-Atmosphären Neutronen nachzuweisen, sind negativ verlaufen³⁵.

Unter diesen Gesichtspunkten ist es also erforderlich, das Lithium mit dem Deuterium von vornherein innig zu mischen, wie dies am besten bei Verbindungen wie etwa Lithiumdeuterid der Fall ist. Unglücklicherweise ist das elektrische Leitvermögen dieser Verbindungen nur gering. Es entfällt somit die Möglichkeit der Herstellung eines „Drahtes“ aus derartigen Verbindungen, der explodiert werden könnte. Eine andere Möglichkeit, den Li-Draht physikalisch oder chemisch mit Deuterium zu beladen (Adsorption und etwas Deuteridbildung³³), hat offenbar auch nicht zum Erfolg geführt. Drähte aus Elementen, die nennenswerte Mengen an Wasserstoff zu absorbieren vermögen, wie etwa Platin oder Paladium – letzteres nimmt bis nahezu 50 At-% Wasserstoff auf – scheiden in diesem Zusammenhang wegen des hohen Atomgewichts aus. Über Drahtexplosionen mit Pd/H berichtet BENNETT³⁶.

a) Entladungen über Elektrolytfäden

Es liegt nun nahe, eine wäßrige Lithiumhydroxyldösung herzustellen, die aus einer engen Metalldüse strömend im laminaren Strahl eine Gegen-

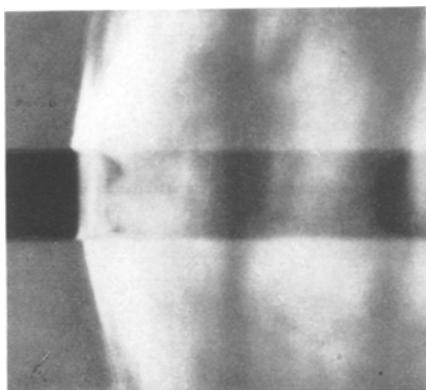


Fig. 1. Periphere Entladung bei einem Elektrolytfaden. KCl in H_2O (25 Gew.-%), Fadenlänge $l=4$ cm, Durchmesser $d=1$ mm, Kapazität und Ladungsspannung des Kondensators $C=0,56 \mu F$, $U_0=30$ kV. Der Flüssigkeitsstrahl verdampft nur wenig bei den einzelnen Halbwellen des Stromes

Elektrode trifft, und diesen Flüssigkeitsstrahl elektrisch zu explodieren. Versuche dieser Art sind im Kieler Institut für Experimentalphysik in den Jahren 1957 bis 1959 durchgeführt worden³⁷. Es zeigte sich, daß zwar die äußere Erscheinungsform den von ANDERSEN beschriebenen Drahtexplosionen täuschend ähnelt. Der Mechanismus der Verdampfung dieser Salzlösungs-Strahlen erwies sich jedoch als andersartig: Der Ohmsche Widerstand des Lösungsstrahles ist so groß (einige Kiloohm), daß sich lediglich eine Entladung entlang der Oberfläche ausbildet. Dabei wird der Flüssigkeitsstrahl nur von *außen* her verdampft. Bei Versuchen, die mit geringer Energie durchgeführt wurden, lag der Durchschlag der Ent-

ladung nur von *außen* her verdampft. Bei Versuchen, die mit geringer Energie durchgeführt wurden, lag der Durchschlag der Ent-

³⁵ REYNOLDS, P., and J. D. CRAGGS: Phil. Mag. **43**, 258 (1942).

³⁶ BENNETT, F. D.: Phys. Fluids **2**, 470 (1959).

³⁷ MILKEREIT, P. H.: Staatsexamensarbeit Kiel 1959.

ladung zudem manchmal auf nur *einer* Seite des Flüssigkeitsstrahles, so daß letzterer durch das verdampfende Material zur Seite geblasen wurde. Bei symmetrischer Zündung rings über die Oberfläche ergibt eine zeitaufgelöste Schmieraufnahme ein Bild wie in Fig. 1. Der Flüssigkeitsstrahl wurde von der Seite beobachtet. Ein Objektiv entwirft zunächst ein Bild des Strahles auf einem zur Strahlachse senkrecht stehenden Spalt. Eine weitere Linse bildet den Spalt über einen Drehspiegel auf der Photoplatte ab. In Fig. 1 läuft die Zeitachse von links nach rechts. Der Flüssigkeitsstrahl ist von hinten kontinuierlich beleuchtet, so daß sein Schatten auf der Platte erkennbar wird. Man sieht die helle Entladung rund um den Strahl herum ansetzen.

Im einzelnen sind die Daten folgende: Der Flüssigkeitsstrahl besteht hier aus einer gesättigten Lösung von KCl in Wasser (25 Gew.-%), hat 1 mm Durchmesser und ist 4 cm lang. Die Kapazität ist 0,56 μF , die Ladespannung 30 kV. Die damit eingespeiste Energie von 250 Wsec müßte selbst bei Berücksichtigung aller möglichen Verluste für eine Verdampfung des Strahles ausreichen. Fig. 1 zeigt deutlich, daß der Flüssigkeitsstrahl parktisch nicht verdampft. Außerdem sieht man, daß die Entladung zum guten Teil entlang der Oberfläche geht, ohne das Innere des Strahles wesentlich zu affizieren.

Bei 2,7 μF und 30 kV, d.h. 1200 Wsec wird der Flüssigkeitsfaden (25 % NH_4Cl in H_2O) ebenfalls noch nicht verdampft, läßt aber nach der Entladung geringe Anzeichen von Turbulenz erkennen (Fig. 2a). Bei 21 μF und 30 kV, d.h. 9450 Wsec und einem Strahlquerschnitt von etwa 0,3 mm verdampft der Flüssigkeitsfaden auch noch nicht, wird aber durch die nach der Entladung heftig einsetzende Turbulenz zerstäubt (Fig. 2c). Im letzten Fall übertrifft die eingespeiste Energie die zur Verdampfung des Strahles benötigte um den Faktor 1000.

Bei Übergang zu wesentlich kleineren Strahlquerschnitten gelingt es infolge des Einflusses der Oberflächenspannung nicht mehr einen zusammenhängenden Faden von mehreren cm Länge zu erzeugen. Bei weiterer Vergrößerung der eingespeisten Energie erscheint es jedoch denkbar, daß auch Flüssigkeitsstrahlen größeren Querschnittes vollständig verdampft werden können. Immer wird aber nur ein relativ sehr kleiner Bruchteil der zugeführten elektrischen Energie zur Verdampfung und Aufheizung des Strahlmaterials führen und damit die Temperatur in der Strahlachse relativ gering bleiben. Bei Verwendung eines in schwerem Wasser aufgelösten Lithiumsalzes werden die zu erwartenden Temperaturen außerdem wegen des hohen Anteils an Sauerstoff bzw. Anionen niedrig gehalten werden. Damit wird deutlich, daß wäßrige Lösungen, die elektrisch explodiert werden, wenig Aussicht bieten, in interessante Temperaturbereiche zu gelangen. Die eingangs angedeutete Forderung, Wasserstoff in Gegenwart von Lithium in einem

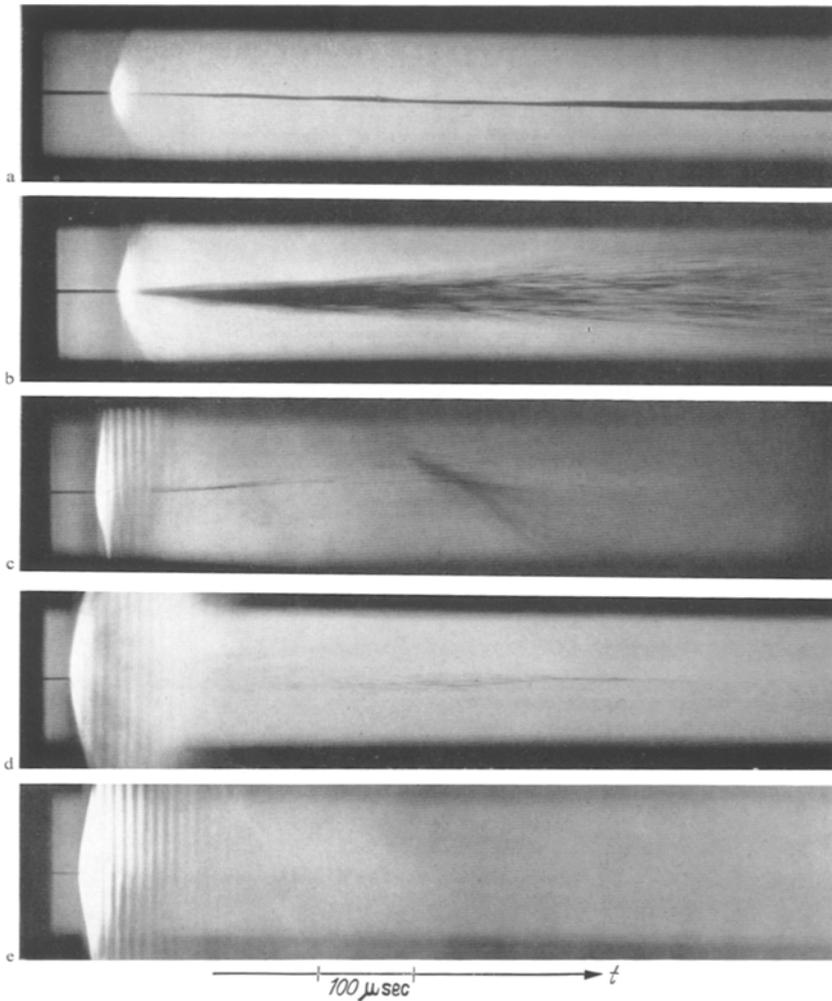


Fig. 2a-e. Entladungsmechanismus bei Flüssigkeitsfäden verschiedener Zusammensetzung bzw. Änderung der elektrischen Parameter. a NH_4Cl in H_2O (25 Gew.-%), $l=4$ cm, $d=1$ mm, $C=2,7$ μF , $U_0=30$ kV. Der Strahl ist sehr wenig verdampft, läßt aber nach der Entladung bereits Anzeichen von Turbulenz erkennen. b Na in NH_3 (2 Gew.-% $\approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ Grammatome Na/Mol NH_3) $l=4$ cm, $d=1$ mm, $C=2,7$ μF , $U_0=30$ kV. Die Aufheizung erfaßt bereits den ganzen Strahlquerschnitt. Die vom Strahl aufgenommene Energie ist noch zu niedrig, um vollständige Verdampfung zu bewirken. c KCl in H_2O (25 Gew.-%), $l=4$ cm, $d=0,3$ mm $C=21$ μF , $U_0=30$ kV. Trotz wesentlicher Verkleinerung des Strahlquerschnittes und Erhöhung der Entladungsenergie um das 8fache gelingt die vollständige Verdampfung des Elektrolytfadens nicht. Der Strahl liegt hier nicht in der Achse des Explosionsbehälters. Die reflektierten Stoßwellen treffen unsymmetrisch auf den Strahl. d Hg, $l=4$ cm, $d=0,3$ mm, $C=21$ μF , $U_0=24$ kV. Nahezu vollständige Verdampfung. Reste unverdampften Materials werden in der Achse des Entladungsgefäßes sichtbar. e Li in NH_3 , gesättigte Lösung ca. 0,26 Grammatome Li/Mol NH_3 , $l=4$ cm, $d=0,3$ mm, $C=21$ μF , $U_0=32$ kV. Vollständige Verdampfung

Drahtexplosionsmechanismus aufzuheizen, setzt also unbedingt eine metallisch leitfähige Grundsubstanz voraus. Der Verwendung von Flüssigkeiten dieser Eigenschaft, welche nur Li und H enthalten, stellen sich beträchtliche physikalische bzw. technologische Schwierigkeiten entgegen, die z. Z. noch nicht ganz überwunden sind. Gleiches gilt auch für Versuche, reine Wasserstoffstrahlen zu explodieren, deren Leitfähigkeit durch äußere Einwirkungen erhöht wird.

b) Metall-Ammoniak-Lösungen

Seit den ersten Arbeiten von WEYL³⁸ und SEELY³⁹ haben die Lösungen der Alkalien und Erdalkalien in flüssigem Ammoniak wegen ihrer eigenartigen physikalisch-chemischen Eigenschaften und vor allem im Zusammenhang mit Fragen, welche den Übergang von metallischer zu nichtmetallischer chemischer Bindung betreffen, zunehmend größere Beachtung gefunden. Nachfolgend sei kurz auf einige Eigenschaften der Alkalilösungen, insbesondere der des Lithiums eingegangen, soweit sie hier von Interesse sind*.

Bei niederen Metallkonzentrationen sind diese Flüssigkeiten ihrer elektrischen Leitfähigkeit nach den Elektrolyten zuzuordnen. Der Ladungstransport erfolgt dann durch solvatisierte Elektronen und Metallionen, die im Bereich sehr großer Verdünnung voneinander isoliert auftreten, bei zunehmendem Metallgehalt jedoch mehr und mehr zu komplexen Ladungsträgern zusammentreten. Bei hohen Konzentrationen ($> 5 \cdot 10^{-2}$ Grammatome Metall/Mol NH_3) zeigen die Lösungen in jeder Hinsicht metallischen Charakter. Messungen des Hall-effektes lassen darauf schließen, daß pro Metallion ein freies Elektron vorliegt^{40, 41}. Aufbau und Häufigkeitsverteilung der genannten Ladungsträger sowie der Leitfähigkeitsmechanismus im Übergangsbereich zur metallischen Stromleitung sind zum Teil noch unbekannt**. Die Äquivalentleitfähigkeit fällt mit zunehmender Metallkonzentration, ausgehend vom reinen Lösungsmittel, zunächst in der für Elektrolyte typischen Art, durchläuft ein Minimum bei einer Konzentration von

* Neuere zusammenfassende Darstellungen: JOLLY, W. L.: Progr. Inorg. Chem. **1**, 235 (1959). — SYMONS, M. C. R.: Quart. Revs. **13**, 99 (1959). — PAOLEONI, L.: Serie von Veröffentlichungen in Gazz. chim. ital., ref. in **91**, 787, 1063 (1961); **93**, 1605 (1963). — Solutions Métal-Ammoniac (Proc. of Colloquium Weyl, Lille 1963), herausgeg. v. G. LÉPOUTRE und M. J. SIENKO. New York: W. A. Benjamin Inc. 1964 (im folgenden zitiert als „S. M. A.“).

** Siehe⁴¹ sowie mehrere disbezügliche Veröffentlichungen in „S. M. A.“.

³⁸ WEYL, W.: Pogg. Ann. **121**, 601 (1864).

³⁹ SEELY, C. A.: Chem. News **22**, 717 (1870).

⁴⁰ JAFFE, H.: Z. Physik **93**, 741 (1935).

⁴¹ KYSER, D. S., and J. C. THOMPSON: J. Am. Chem. Soc. **86**, 4509 (1964); — J. Chem. Phys. **42**, 3910 (1965).

etwa $1,3 \cdot 10^{-3}$ Grammatomen Metall/Mol NH_3 und steigt schließlich zum metallischen Leitfähigkeitsbereich hin exponentiell um einige Größenordnungen an. Die Leitfähigkeitskurven liegen bei -33° für die Lösungen von Li, Na und K nahezu übereinander^{42,43}. Für die gesättigten Lösungen sind Leitfähigkeitsmessungen in höheren Temperaturbereichen nur in unzureichendem Ausmaß vorhanden. Wegen der Kleinheit der Temperaturkoeffizienten der Leitfähigkeit gesättigter Lösungen ($<10^{-3}$ pro Grad^{40,44}) erscheinen jedoch Vergleiche mit Metallen bei höherer Temperatur zulässig. Danach liegen bei Zimmertemperatur die spezifischen Leitfähigkeiten der gesättigten Alkalilösungen etwa in der Größenordnung jener vom Quecksilber ($1,0 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$). Für die gesättigte Lithiumlösung wird bei -80° : $1,6 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ⁴⁰ angegeben. Dieses entspricht einer Äquivalentfähigkeit, die vergleichbar mit der des reinen Lithiums bei gleicher Temperatur ist.

Der Gehalt an Lithium in der gesättigten ammoniakalischen Lösung beträgt rund 21 Mol-%. Im einzelnen geben für 0° RUFF und GEISEL⁴⁵: 0,255 sowie JOHNSON und PISKUR⁴⁶: 0,277 Grammatome Li/Mol NH_3 an. Gewichtsmäßig ist in dieser gesättigten Lösung das Lithium auf etwa 1/10 verdünnt. In At-% ausgedrückt enthält sie 70,5% H, 23,5% N, 6% Li.

Die Dichten aller Alkalilösungen sind jeweils niedriger als die der einzelnen Komponenten. Auch hier liegen Meßwerte vorwiegend für tiefe Temperaturen vor. KIKUCHI⁴⁷ erhielt für die gesättigte Na-Lösung bei 20° : $0,557 \text{ g/cm}^3$ und JAFFE⁴⁰ für die entsprechende Li-Lösung bei 19° : $0,477 \text{ g/cm}^3$. Letztere ist unter allen bekannten Flüssigkeiten diejenige mit der niedrigsten Dichte unter Normalbedingungen.

Wesentlich verschieden sind die Alkali/ NH_3 -Lösungen hinsichtlich ihrer Dampfdrucke. Während bei Zimmertemperatur die Dampfdrucke der gesättigten Natrium- und Kaliumlösung einige At betragen – genaue Meßwerte stehen für diesen Temperaturbereich wiederum aus – beträgt der Wert für die gesättigte Lithiumlösung bei 21° nur 104 Torr^{48,49}.

Die Herstellung und insbesondere die Handhabung dieser Lösungen erfordert einigen Aufwand. Selbst bei weitgehendstem Ausschluß von

⁴² KRAUS, C. A.: J. Am. Chem. Soc. **43**, 749 (1921).

⁴³ BERNS, D. S.: „S. M. A.“, p. 146.

⁴⁴ KRAUS, C. A., and W. LUCASSE: J. Am. Chem. Soc. **44**, 1941 (1922); **45**, 281 (1923).

⁴⁵ RUFF, O., u. E. GEISEL: Ber. Dtsch. Chem. Ges. **39**, 828 (1906).

⁴⁶ JOHNSON, W. C., and M. M. PISKUR: J. Phys. Chem. **37**, 93 (1933).

⁴⁷ KIKUCHI, S.: J. Soc. Chem. Ind. Japan **47**, 488 (1944).

⁴⁸ MARSHALL, P. R., and H. HUNT: J. Phys. Chem. **60**, 732 (1956).

⁴⁹ CATTERALL, R.: „S. M. A.“, p. 41.

Sauerstoff und Wasser zersetzen sie sich unter Bildung von Metallamid und Wasserstoff, wobei diese Reaktion praktisch durch jede Art von Fremdstanz katalytisch beschleunigt wird⁵⁰. Die gesättigten Lösungen des Lithiums und Natriums sind relativ am unempfindlichsten. Ihre Zersetzungsraten dürften bei Zimmertemperatur und durchschnittlichen Präparationsbedingungen (Glasapparatur, Vakuum besser als 10^{-3} Torr, einfach nachgereinigte Ausgangssubstanzen) größenordnungsmäßig 0,1 bis 1%/Std betragen. Die Anwesenheit von Metallen kann diesen Wert um ein mehrfaches vergrößern, was im vorliegenden Fall die Auswahl des Materials für Druckgefäß und Düse erschwerte. Schon geringe Mengen des als Kolloid ausfallenden Reaktionsproduktes verhinderten die Ausbildung eines zusammenhängenden Flüssigkeitsfadens (vgl. ⁵¹).

Unter sauberen Versuchsbedingungen gelang es jedoch, aus diesen Lösungen Flüssigkeitsfäden bis zu Durchmessern von 0,3 mm herzustellen und darüber in üblicher Weise eine Kondensatorbatterie zu entladen. Ebenso gelang das Abfüllen in Kapillaren mit Wandstärken von 0,01 mm, wo bei geringster Verunreinigung die bekannte Reaktionsfähigkeit des Lithiums mit Glas bereits stark in Erscheinung tritt und spontan zu einer Zerstörung der Kapillare führt.

Rein physikalisch stößt die Herstellung von Flüssigkeitsfäden kleinen Durchmessers auf die bekannten Schwierigkeiten: Wählt man die Austrittsgeschwindigkeit des Strahles laminaren Bedingungen entsprechend gering, so läßt die Oberflächenspannung den Strahl schon bald nach dem Austritt aus der Düse in kleine Tröpfchen zerfallen. Bei Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit läßt sich die Strecke des zusammenhängenden Flüssigkeitsfadens zwar im allgemeinen verlängern, aber es setzt alsbald Turbulenz ein, welche zu einer Aufsplitterung des Strahles führt. Im Zwischengebiet eben beginnender Turbulenz lassen sich jedoch bei Verwendung geeigneter Düsenprofile und reiner, kolloidfreier Flüssigkeiten zusammenhängende Stromfäden glatter Oberfläche mit Querschnitten von weniger als 0,3 mm und einigen cm Länge herstellen. Für die hier verwendeten Flüssigkeiten wurden bei Düsendurchmessern von 0,3 mm Strahlgeschwindigkeiten um etwa 15 m/sec mittels photographischer Aufnahmen bei 30 nsec Belichtungszeit als optimal gefunden.

Die Explosionen erfolgten in einem zylindrischen Gefäß von 20 cm Durchmesser. Die Elektroden hatten zwecks Erhaltung eines homogenen Plasmazyllinders plane Edelflächen. In der einen war achsial die Einspritzdüse untergebracht und die andere hatte eine versenkte Auffangvorrichtung von 3 mm Durchmesser, welche das Zerspritzen des Flüssigkeitsstrahles bei Auftreffen verhinderte.

⁵⁰ DEWALD, J. F., and G. LÉPOUTRE: J. Am. Chem. Soc. **76**, 3369 (1954).

⁵¹ GUTANT, R.: Diss. Abstr. **25**, 120 (1964).

c) *Explosion metallisch leitender Flüssigkeitsfäden*

Zunächst wurde der Mechanismus der Strahlexplosionen an Hand von Schmieraufnahmen mit relativ geringer Zeitauflösung und hinreichend langer Leuchtdauer der Hintergrundbeleuchtung (Xenon-Blitzlampe) studiert, so daß über eine Zeitspanne von 500 μsec nach erfolgter Entladung noch eine Beobachtung möglich war. Jede nicht ganz vollständige Verdampfung war am Wiederauftreten kondensierter Phasen in Achsenähe deutlich erkennbar. Fig. 2e bringt die Schmieraufnahme

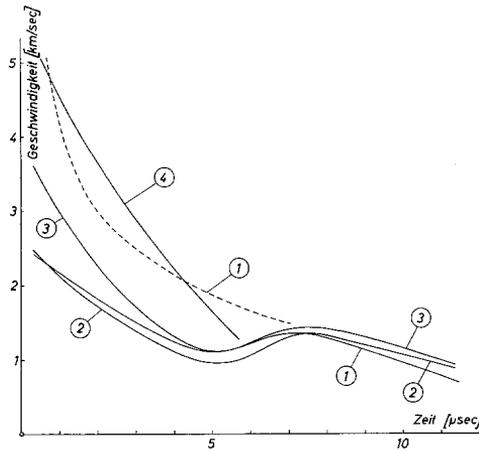


Fig. 3. Zeitlicher Verlauf der radialen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Grenzfläche des leuchtenden Plasmazyinders bei der Explosion von: 1 Strahl aus gesättigter Li/NH_3 -Lösung, $d=0,3$ mm (Verlauf der Ausbreitungsgeschwindigkeit der 1. Stoßwelle - - -); 2 Cu-Draht, $d=0,05$ mm; 3 Cu-Draht, $d=0,1$ mm; 4 Cu-Draht, $d=0,4$ mm. In allen Fällen: $l=4$ cm, $C=21$ μF , $U_0=32$ kV

der Explosion des Strahles einer gesättigten Lösung von Lithium in flüssigem Ammoniak, auf welcher bereits totale Verdampfung zu sehen ist. Man erkennt bis zur Zündung der Entladung den zusammenhängenden Stromfaden. Völlig symmetrisch erscheint dann die Aufhellung, die alsbald in die Explosion übergeht. Diese Explosion gleicht phänomenologisch wie auch im Hinblick auf die elektrische Dämpfung der Oszillationen ($t_{1/e}=3,1\tau$) weitgehend der Explosion eines Kupferdrahtes von 50 μ Durchmesser unter gleichen experimentellen Bedingungen*. In Fig. 3 ist die zeitliche Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der 1. Stoßwelle** und der Grenzfläche des leuchtenden Plasmazyinders für die Explosion des Li/NH_3 -Strahles aufgetragen.

* In beiden Fällen sind auch die Anfangswiderstände des zu verdampfenden Materials von gleicher Größenordnung (einige 0,1 Ω).

** Die Stoßwellen wurden durch geeignete Reflexion des Explosionslichtes an der Wand des Entladungsgefäßes sichtbar gemacht, eine Möglichkeit, auf die BENNETT⁶² hingewiesen hat.

Insbesondere die letztere ändert sich in sehr charakteristischer Weise mit den Versuchsbedingungen, wobei das im Kurvenverlauf auftretende Minimum auf die Vergrößerung der Pinch-Kräfte beim Stromanstieg zu Beginn der 2. Halbwelle bzw. beim Durchschlag innerhalb des Metaldampfzylinders zurückzuführen sein dürfte¹¹. Ein Vergleich mit Cu-Drähten verschiedenen Querschnittes läßt auch diesbezüglich die Ähnlichkeit mit der Explosion des 50 μ -Cu-Drahtes gut erkennen.

Bei Verringerung der Entladungsspannung etwa um den Faktor 0,25 trat bei der Explosion von freien Flüssigkeitsfäden der gesättigten Alkalilösungen deutlich ein peripherer Entladungsmechanismus in Erscheinung. Obwohl die angebotene Energie noch ein Vielfaches der zur Verdampfung benötigten betrug, erfolgte die Verdampfung unvollständig und zunehmend mehr von einem peripheren Durchschlag ausgehend. Zur Ermittlung, ob dieser Mechanismus spezifisch nur bei den Alkali/NH₃-Lösungen auftritt und hier allenfalls von chemischen Oberflächenreaktionen induziert wird (Aufreten ionogener Zwischenprodukte), wurden vergleichsweise Experimente mit Quecksilberfäden durchgeführt. Letzteres hat bei größenordnungsmäßig gleicher elektrischer Leitfähigkeit ebenfalls relativ niederen Siedepunkt und geringe Verdampfungswärme bezogen auf die Volumeneinheit.

Explodierende Hg-Fäden wurden unseres Wissens bisher noch nicht näher untersucht, mit Ausnahme von Arbeiten, welche sich spektroskopisch mit dem integral emittierten Licht befaßten⁵²⁻⁵⁴. Über Einzelheiten der im Zusammenhang mit vorliegender Arbeit durchgeführten Untersuchungen soll zu einem späteren Zeitpunkt berichtet werden. Hier sei lediglich festgehalten, daß unter gleichen experimentellen Bedingungen die Explosion eines Hg-Strahls in bezug auf den Grad peripherer Verdampfung ganz ähnlich verläuft wie beim Strahl einer gesättigten Alkali/NH₃-Lösung. Dies deutet darauf hin, daß für ein bevorzugtes Auftreten des peripheren Durchschlages neben einer entsprechenden Größe des spezifischen Widerstandes vor allem niedere Werte für Siedepunkt und Verdampfungswärme ausschlaggebend sind. Fig. 2d zeigt die Schmieraufnahme der Explosion eines Hg-Strahles bei einer Entladungsspannung, bei der eben gerade noch nicht vollständige Verdampfung eintrat. Das Zusammenführen des unverdampften Materials in Achsennähe wird offenbar durch Stoßwellen verursacht, die an der Innenwand des Explosionsbehälters reflektiert werden.

Wurde die Entladungsspannung noch weiter erniedrigt oder der Widerstand des Flüssigkeitsstrahles durch Verringerung der Metallkonzentration bei den Alkali/NH₃-Lösungen erhöht, so ergab sich eine

⁵² HORI, T.: Sci. Papers Inst. Phys. Chem. Research (Tokyo) **4**, 59 (1926).

⁵³ NAGAOKA, H., and T. FUTAGAMI: Proc. Imp. Acad. (Tokyo) **2**, 254 (1926).

⁵⁴ KNAUSS, H.P., and A.L. BRYAN: Phys. Rev. **47**, 842 (1935).

weitere Annäherung an den Grenzfall eines rein peripheren Überschlages (Fig. 2b). Bei Betrachtung dieses Bildes fällt die weitgehende Analogie zu Drahtexplosionen auf, bei denen die Durchschlagsspannung der umgebenden Atmosphäre etwas erniedrigt wurde, etwa durch Verwendung von Argon bzw. Verringerung des Druckes^{12, 19}. In diesem Zusammenhang sei noch erwähnt, daß auch bei den früher beschriebenen Elektrolytfäden keineswegs ein reiner Gleitfunke auftritt. Die Überschlagespannung bei einem mit Elektrolyt bestrichenen Glasfaden von 0,3 mm Dicke und einigen Zentimetern Länge liegt einige Male höher, als bei einer mit demselben Elektrolyt gefüllten dünnwandigen Kapillaren gleicher Abmessungen.

Obwohl die Auffangelektrode der Entladungsstrecke mit einer Vorrichtung versehen war, die das Versprühen des auftreffenden Strahles augenscheinlich verhinderte, bestand immerhin doch die Möglichkeit, daß die Tendenz zur Entstehung des peripheren Durchschlags trotzdem durch Spuren auftretenden Metallnebels hervorgerufen wurde. Um das Vorhandensein solchen Metallnebels sicher auszuschließen, erfolgten alle Aufnahmen unmittelbar nach Auftreffen des Strahls auf der Gegenelektrode. Durch eine geeignete elektronische Schaltung wurde erreicht, daß etwa 10 μ sec nach Auftreffen des Strahls die Hintergrundbeleuchtung einsetzte und nach einer weiteren, vorgegebenen Verzögerungszeit von einigen 10 μ sec die Entladung eintrat. In dieser Zeit war bei den verwendeten Strahlgeschwindigkeiten von etwa 15 m/sec der Strahl lediglich um einige Zehntel mm vorgerückt.

Zum selben Zweck wurden schließlich Glaskapillaren von etwa 0,3 mm Durchmesser und Wandstärken von 0,01 mm mit gesättigter Lithium/ NH_3 -Lösung gefüllt, mit Metallstiften verschlossen und zur Explosion gebracht. Die hier erhaltenen Schmieraufnahmen zeigten auch bei relativ niederen Entladungsenergien vollständige Verdampfung. Oberhalb einer Kondensatorladespannung von 25 kV unterschieden sie sich in keiner Weise von den entsprechenden Aufnahmen des freien Strahles.

Eine Ausnahme bildete lediglich das intensive Auftreten der 1. Stoßwelle bei allen Kapillarexplosionen. Es dürfte sich dabei um eine analoge Erscheinung handeln, wie sie bei der Explosion von Pd/H-Drähten beobachtet wurde, die mit einer H-undurchlässigen dünnen Schicht umgeben waren³⁶. Hier wie dort wird durch den Einschluß der zu explodierenden Substanz das vorzeitige Austreten von Gas niederen Molekulargewichtes verhindert, wodurch die Entstehung kräftiger Stoßwellen begünstigt wird.

d) Zeitlich aufgelöste Spektren

Wie schon eingangs erwähnt, findet bei Drahtexplosionen die mit Lichtemission verbundene Entladung je nach den Versuchsbedingungen mehr außerhalb oder innerhalb des entstehenden Metaldampfzylinders

statt. Grob gesprochen tritt eine periphere Entladung in erster Linie bei großen Entladungsfeldstärken auf. Eine diesbezügliche Entscheidung läßt sich mit Hilfe von Schmierspektren durchführen. Zunächst wurde die spektrale Homogenität der Oberfläche des leuchtenden Plasmazyinders durch Kurzaufnahmen geprüft. Hierzu diente eine Drehspiegelanordnung, bei der das Bild des Schmierspalt parallel zum Spektrographenspalt und die Bewegungsrichtung senkrecht dazu orientiert waren. Eine selektive spektrale Absorption oder Emission des Metaldampfzylinders innerhalb der Plasmasäule war nicht zu erkennen^{11, 12}. Im folgenden wurde daher die für qualitative Untersuchungen günstigere Methode der senkrechten Anordnung von Schmierspalt und Spektrographenspalt gewählt. Das damit erhaltene Spektrum der Explosion eines Strahles aus gesättigter Li/NH₃-Lösung zeigt Fig. 4a. Die Zeitachse verläuft von oben nach unten. Der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Halbwellen beträgt 11 μ sec. Die Entladungsenergie wurde in dem vorliegenden Fall absichtlich nicht zu groß gewählt, um das Kontinuum photographisch auflösen zu können. Das Spektrum entspricht weitgehend demjenigen einer Drahtexplosion mit bevorzugt peripherem Durchschlag. Die Li I-Linie 6103,6 Å ist anfangs noch in Absorption zu sehen, was beweist, daß eine rein periphere Entladung nicht vorliegt. Zu Beginn der Aufheizphase erscheinen Emissionslinien, die, breit und diffus, dem Kontinuum überlagert sind. Die Analyse der Linien zeigt, daß es sich um Stickstoff II und Sauerstoff II handelt, wenn die Explosion in Luft erfolgte. Bei Verwendung von Stickstoff oder Ammoniak als Füllgas – Ammoniak ist in diesem Zusammenhang zur Vermeidung chemischer Reaktionen an der Strahloberfläche bei gleichzeitig relativ hoher Durchschlagspannung besonders geeignet – traten nur noch die N II-Linien auf und zwar in etwa gleicher Intensität und Häufigkeit wie bei Explosion in Luft.

Die Verbreiterung dieser Linien nimmt mit größerer eingespeister Energie zu und erreicht bei 11 KJ etwa 60 bis 70 Å (Fig. 4b). Leider läßt sich aus den gemessenen Linienbreiten keine Elektronendichte ableiten, da die optische Dicke und die Temperaturschichtung im Plasma unbekannt sind. Die Balmerlinie H_{β} wird in der zweiten Halbwelle sichtbar und ist über mindestens 150 Å verbreitert. Die Reproduzierbarkeit der Aufnahmen ist gut. Die Linienbreite variiert außer mit der Entladungsenergie auch mit der Konzentration der Lösung. Bei entsprechend langen Belichtungszeiten zeigen sich einwandfrei Li II-Linien. Die schwach auftretenden Ca- und Na-Linien entstammen den Elektroden, welche bei diesen Untersuchungen mit einer Kohleschicht belegt waren*.

Zum Vergleich mit eigentlichen Drahtexplosionen wurden Spektren von gleich langen Cu- und Fe-Drähten verschiedener Querschnitte

* „Hochreine Kohle“ EK 506, Fa. Ringsdorf.

zwischen 0,5 und 0,05 mm aufgenommen. Bei hohen Entladungsenergien, etwa der Fig. 4b entsprechend, waren die unter Verwendung eines 50 μ -Cu-Drahtes erhaltenen Spektren denen der gesättigten Alkali/ NH_3 -Lösungen in Bezug auf das anfängliche Kontinuum sehr ähnlich.

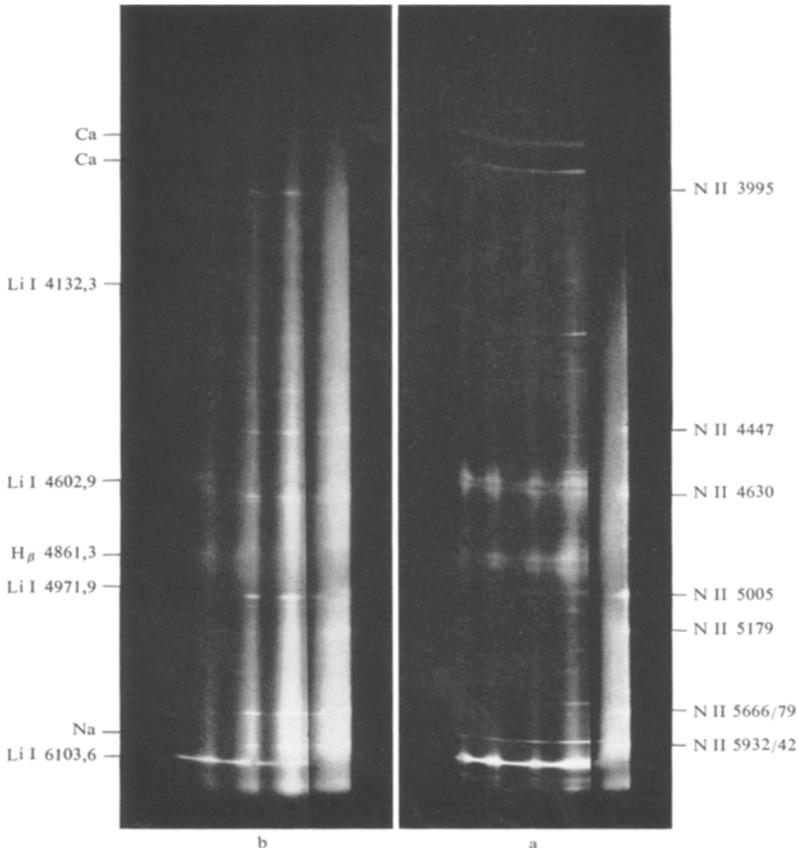


Fig. 4a u. b. Zeitaufgelöste Spektren der Explosion von Flüssigkeitsfäden aus gesättigter Li/NH_3 -Lösung (freier Strahl), Fadlänge $l=4$ cm, Fadendurchmesser $d=0,3$ mm. Die Zeitachse verläuft jeweils von rechts nach links. Der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Halbwellen beträgt 11 μsec . Bei der Reproduktion wurde die 1. Halbwelle länger belichtet, um das Kontinuum besser aufzulösen. a $C=21$ μF , $U_0=15$ kV, Stickstoffatmosphäre. Im Kontinuum (1. Halbwelle) N II-Linien. Im späteren Stadium treten Li-Linien und H_β deutlich hervor. b $C=21$ μF , $U_0=32$ kV, Stickstoffatmosphäre. Im 1. Kontinuum stark verbreiterte N II-Linien. Auch in der 2. und 3. Halbwelle starkes Kontinuum. Li-Linien und H_β bereits relativ schwach

In beiden Fällen zeigten die am stärksten auftretenden N II-Linien:

$$3995 \text{ \AA}, 4447 \text{ \AA}, 4630 \text{ \AA}, 5005 \text{ \AA}, 5666/79 \text{ \AA} \text{ und } 5932/42 \text{ \AA}$$

bei gleicher Entladungsspannung jeweils etwa dieselbe Verbreiterung und blieben in gleicher Weise über mehrere Halbwellen hinweg sichtbar. Bei

niederer Kondensatorladespannung (< 25 kV) waren hingegen bei der Explosion dünner Drähte noch relativ viele Absorptionslinien im Kontinuum zu erkennen und außerdem traten die N II- bzw. O II-Linien bei weitem nicht so stark hervor wie beim Li/NH₃-Strahl. Beides deutet

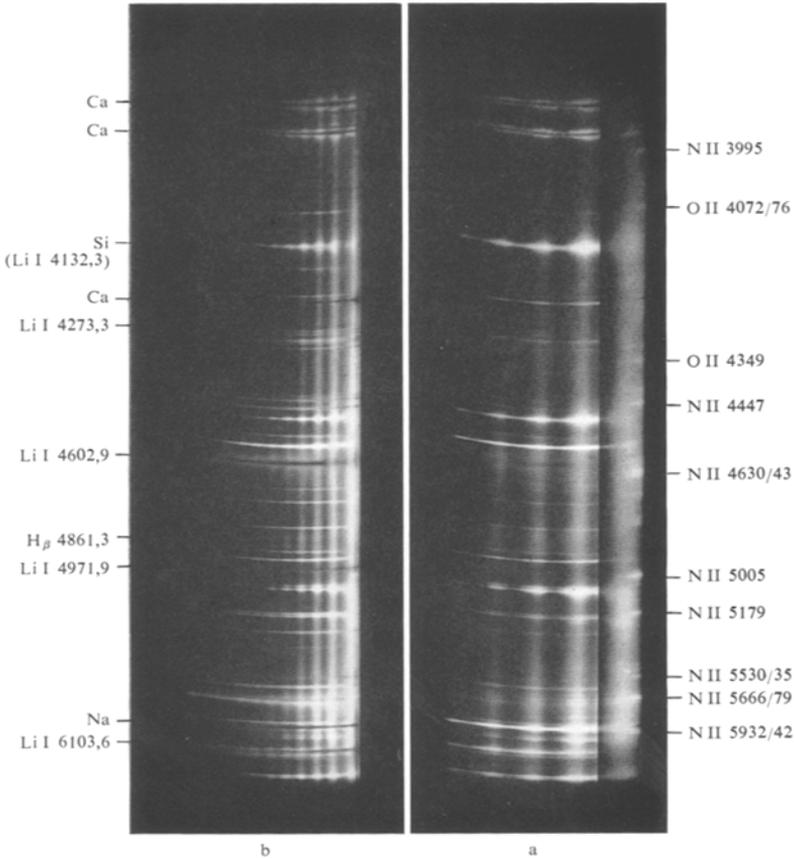


Fig. 5a u. b. Zeitaufgelöste Spektren der Explosion von Glas-Kapillaren, die mit gesättigter Li/NH₃-Lösung gefüllt waren, Länge $l=4$ cm, Innendurchmesser $d=0,3$ mm. a Dünnwandige Kapillare (Wandstärke 0,01 mm), $C=21$ μ F, $U_0=15$ kV. In der 1. Halbwellenlänge N II- und O II-Linien. Im späteren Stadium treten neben Li-Linien und H_{β} eine Vielzahl von Linien der im Glas enthaltenen Elemente auf (Na, Ca, Ba, Si usw.). b Dickwandige Kapillare (Wandstärke 1,5 mm), $C=21$ μ F, $U_0=20$ kV. Das Kontinuum der 1. Halbwellenlänge ist fast verschwunden. Von Anfang an treten starke Absorptionslinien von Li, Na, und Ca auf

darauf hin, daß unter diesen Bedingungen bei dünnen Drähten im Gegensatz zu den Alkali/NH₃-Lösungsstrahlen ein bevorzugter Durchschlag *innerhalb* des Metalldampfzylinders auftritt.

Aus den im vorigen Abschnitt erläuterten Gründen wurden auch Schmierspektren der Explosion dünnwandiger Kapillaren aufgenommen.

Die in NH_3 -Atmosphäre mit Li/NH_3 -Lösungen gefüllten Glas-Kapillaren wurden mit Elektrodenkohle verschlossen, die zur Herabsetzung der Oberflächenaktivität mit geringen Mengen reinen Paraffinöls versetzt werden mußten.

Aus Fig. 5a ist zu entnehmen, daß auch bei der Kapillarexplosion das zuerst auftretende Licht von einem peripheren Durchschlag stammt. Es treten sogar mehr N II- bzw. O II-Linien in Erscheinung, wie beim freien Strahl (vgl. Fig. 4a). Die Eindringtiefe der Entladung kann in beiden Fällen nicht sehr verschieden sein, wie sich aus dem gleichstarken Auftreten der Absorptionslinie Li I 6103,6 im anfänglichen Kontinuum schließen läßt. Im späteren Stadium der Entladung sind auch die Emissionsbedingungen etwa gleich, abgesehen von dem naturgemäß starken Auftreten von Linien aus dem Glasmaterial bei der Kapillarexplosion.

Trotz vieler offener Fragen lassen die gezeigten Spektren eindeutig die gleichzeitige Aufheizung von Lithium und Wasserstoff erkennen. Im Sinne der eingangs gestellten Forderung wurde damit die Aufgabe, einen Weg für die Herstellung eines Li-D-Plasmas in einer Drahtexplosion zu finden, gelöst.

Es ist wahrscheinlich, daß durch die Untersuchung der Entladung an derartigen Flüssigkeitsfäden ein wesentlicher Beitrag zur Klärung des Entstehens des peripheren Durchschlages bei Drahtexplosionen gelingt. Die Alkali/ NH_3 -Lösungen stellen als Drahtmaterial einen bisher nicht untersuchten Grenzfall dar: Siedepunkt und Dichte liegen außergewöhnlich niedrig und darüberhinaus ist die elektrische Leitfähigkeit in weiten Grenzen variierbar.

Energieeinkopplung in die Drahtexplosion

Viele Arbeiten haben die Energieeinkopplung von den Kapazitäten in den explodierenden Draht behandelt. Die Impedanz der „Stromversorgung“ und des „Verbrauchers“ werden aufeinander abgestimmt bzw. es wird sogar versucht, hierbei die zeitlich veränderlichen Anpassungsbedingungen mit zu berücksichtigen, um optimale Bedingungen für den Energieübergang vorgeben zu können^{16, 55-57}. Die Erreichung extremer thermischer Zustände in einer Drahtexplosion wird aber, wie auch aus den hier berichteten, spektroskopischen Untersuchungen zu entnehmen ist, durch das Auftreten des peripheren Durchschlages wesentlich eingeschränkt. Die Fragestellung lautet somit nicht nur, wie bekommt man möglichst viel Energie in die Drahtexplosion als ganzes, sondern vor

⁵⁵ MANINGER, R. C.: „E. W.“, vol. II, p. 109 (1962).

⁵⁶ OHTAY, E.: Rev. Sci. Instr. **36**, 1327 (1965).

⁵⁷ BENNETT, F. D.: Phys. Fluids **9**, 471 (1966).

allem, wie wird das Drahtmaterial möglichst hoch und das umgebende Gas möglichst wenig aufgeheizt.

Es hat zunächst den Anschein, als ob hier keine weiteren Fortschritte erzielt werden könnten. Jeder Versuch, den Drahtkern durch eine Erhöhung von $(\partial J/\partial t)_0$ mehr aufzuheizen, wird durch den infolge der höheren bzw. früher eintretenden induktiven Spannungsspitze eher einsetzenden peripheren Durchschlag gestoppt. Als einigermaßen aussichtsreich bieten sich lediglich 2 Wege an:

Entweder wird das Auftreten des peripheren Durchschlages durch äußere Einflüsse zeitlich verzögert oder die Aufheizung des Drahtinneren muß zusätzlich durch Energiezufuhr anderer Art höher getrieben werden.

Für den ersten Fall wäre zunächst an mechanische Einschlüsse des Drahtes zu denken. Derartige Versuche sind schon früh unternommen worden. Bereits ANDERSON hat Metalldrähte im Schlitz eines Holzblockes ausgespannt und die so „verdämmte“ Entladung beobachtet. Auch in der neueren Literatur gibt es eine Reihe diesbezüglicher Arbeiten, welche jedoch zum Teil andere Untersuchungen zum Ziel hatten⁵⁸⁻⁶⁰. Nicht untersucht wurden bis jetzt unseres Wissens Drahtexplosionen bei totalem massiven Einschluß in hochfeuerfesten Stoffen, bei denen die Verdampfung des Verdämmungsmaterials und damit die Erweiterung des Entladungskanals erst zeitlich später eintritt.

Wir haben diesbezügliche Vorversuche angestellt. Bei Verwendung flüssiger, metallisch leitfähiger Substanzen läßt sich ein totaler Einschluß durch Abfüllen in Rohre bequem und schnell erreichen. Schmieraufnahmen der Explosion dickwandiger Glas-Kapillaren, die mit Quecksilber oder Li/NH₃-Lösung gefüllt waren, zeigten, daß hier die Expansionsgeschwindigkeit des leuchtenden Plasmazyinders unter sonst gleichen experimentellen Bedingungen wesentlich größer sein kann als beim freien Strahl oder bei Kapillaren von nur 0,01 mm Wandstärke. Darüber hinaus traten intensive Leuchtfronten der an der Innenwand des Explosionsbehälters reflektierten Stoßwellen auf. Fig. 5b zeigt das Schmierspektrum einer solchen Kapillarexplosion. Wie man sieht, ist der periphere Überschlag tatsächlich weitgehend unterbunden. Eine Dunkelpause tritt auf und die Lithium-Linien erscheinen von Anfang an stark in Absorption, der Lichtemission aus inneren Schichten des Metalldampfzylinders entsprechend. Quantitative elektrische und optische Untersuchungen werden zur Zeit noch durchgeführt.

Im Zusammenhang mit der zuvor erwähnten, zweiten Möglichkeit einer Weiteraufheizung des Drahtkernes bieten sich in erster Linie Stoßwellen

⁵⁸ PROPOPOV, N. A., i V. M. KUL'GAVCHUK: Zhur. Tekh. Fiz. **31**, 557 (1961); — Trans. in Soviet Phys.-Tech. Phys. **6**, 399 (1961).

⁵⁹ NASH, C. P., R. P. DE SIENO, and C. W. OLSEN: „E. W.“, vol. III, p. 231 (1964).

⁶⁰ FYFE, I. M., and R. R. ENSMINGER: „E. W.“, vol. III, p. 257 (1964).

an. Viele Arbeiten befaßten sich bereits mit den bei Drahtexplosionen auftretenden Stoßwellen, insbesondere mit deren Energie bei verschiedenen Versuchsbedingungen^{61, 62} *. Die Möglichkeit, umgekehrt Stoßwellen mit zur Aufheizung des Drahtmaterials zu verwenden, ist jedoch bis jetzt offenbar noch nicht ausgenützt worden. Zur Realisierung dieses Gedankens ist eine koaxiale oder konzentrische Stoßwelle zu schaffen, in deren Zentrum ein Draht oder Flüssigkeitsfaden explodiert. Derartige hoch energetische Zylinderstoßwellen sind von linearen Z-Pinchen seit langem bekannt. Die Entladung zündet dabei wegen des Skin-Effektes an der Wandung der Zylindergefäße und verursacht heftige Stoßwellen, die konzentrisch auf die Achse zulaufen.

Während die dabei auftretenden Stabilitätserscheinungen schon in allen Einzelheiten erforscht sind, ist bisher niemals eine Drahtexplosion in der Achse von Zylinderstoßwellen synchronisiert mit letzteren untersucht worden**. Versuche hierzu sind in Kiel im Gange. Bei allen derartigen Versuchen bedarf es einer sorgfältigen Justierung des Drahtes sowie einer genauen Synchronisation.

Die periodisch arbeitende Hochtemperaturmaschine

Während ein Draht nach erfolgter Explosion stets wieder neu eingezogen und justiert werden muß, womit sich eine periodisch arbeitende Maschine verbietet, läßt sich — jedenfalls im Prinzip — mit einem Flüssigkeitsfaden die Anfangssituation ständig in kürzester Zeit wieder herstellen und periodisch, eventuell mit Pinchentladungen kombiniert, zur Explosion bringen. Eine periodische Folge von Drahtexplosionen eröffnet aber andererseits auch die Möglichkeit, die mit den Stoßwellen jeweils abwandernde Energie wenigstens zum Teil wieder in den Aufheizvorgang einzubeziehen. Dazu ist es notwendig, die Stoßwellen durch geeignete Reflexion wieder zum Ausgangsort zurückzuführen. Die neue Explosion muß immer dann einsetzen, wenn die Stoßwelle der vorhergehenden Explosion sich dem Zentrum wieder nähert. Wie sich aus Fig. 2d entnehmen läßt, ist dabei auch gleichzeitig eine wirksame Verdämmung des Stahls zu erwarten. Zur Realisierung wird der explodierende Faden in ein konzentrisches, die Stoßwelle reflektierendes Gefäß, eine Kugel oder einen Zylinder, eingeschlossen. Bei oder kurz vor Wiedereintreffen der reflek-

* Siehe auch diesbezügliche Veröffentlichungen in „E.W.“, Vol. I, II und III.

** Versuche von H. BARTELS et al.²⁸, eine Drahtexplosion durch das Magnetfeld eines sehr starken Überlagerens und weiter aufheizenden Stromes zusammen zu halten, sind ein anderer Lösungsversuch desselben Problems. Da der Durchmesser des Entladungsschlauches auch während der magnetischen Kompression sehr groß bleibt, ist die Temperatursteigerung jedoch nicht wesentlich.

⁶¹ MÜLLER, W.: Z. Physik **149**, 397 (1957); — „E. W.“, vol. I, p. 186 (1959).

⁶² BENNETT, F. D.: Phys. Fluids **1**, 347, 515 (1958).

tierten Stoßwelle der vorhergehenden Explosion im Zentrum muß der inzwischen wieder eingespritzte Flüssigkeitsstrahl für eine neue Explosion bereit sein.

Quantitative Rechnungen zur Reflexion von Stoßwellen in einer Kugel sind für den Fall der Taylorschen blast wave im Kieler Institut von DEMMIG⁶³ durchgeführt worden und werden gleichzeitig mit dieser Arbeit veröffentlicht. Danach schiebt die Stoßwelle einen erheblichen Teil des in der Kugel befindlichen Gases (nicht alles!) an die innere Kugeloberfläche. Dort bildet sich ein Gaspolster hohen Druckes. Die reflektierte Stoßwelle findet darauf in der Kugel nur noch einen wesentlich geringeren Restgasdruck vor. Dies ist für die Ausbildung einer starken reflektierten Stoßwelle ungünstig. Tatsächlich ist aber bei Drahtexplosionen der Fall einer echten blast wave nicht gegeben, sondern es folgt relativ viel Materie im Hinterland der Stoßwelle nach. Die reflektierte Stoßwelle läuft also in einen Gasraum relativ hoher Dichte zurück, besonders dann, wenn die Laufzeiten der Stoßwelle bzw. der Gefäßdurchmesser geeignet gewählt werden. Ein diesbezügliches Optimum kann nur experimentell ermittelt werden.

Für die schnell aufeinander folgenden Explosionen wird man eine Reihe von Kondensatorbänken benutzen, die taktmäßig arbeiten, um für die Wiederaufladung Zeit zu gewinnen. Nach wenigen Explosionen wird das Druckpolster an der Innenwand der Kugel einen Grenzwert des Druckes erreichen und man muß dann auch in den weiter innen gelegenen Bereichen des Gefäßes durch Abpumpen oder Abblasen für stationäre Verhältnisse sorgen. Das Druckpolster wird auch zur Verhinderung des Eindringens von Verunreinigungen aus der Kugelwandung in das Gasvolumen eine entscheidende Rolle spielen.

Die Wiederherstellung eines Flüssigkeitsfadens unmittelbar nach einer vorhergegangenen Explosion schien zunächst wegen der heftigen Konvektion im Entladungsgefäß experimentell schwer realisierbar. Bei geeigneter Formgebung des Düsenprofils gelang es jedoch selbst bei niederem Auspreßdruck den Strahl schnell wiederherzustellen. Ein vollkommen zusammenhängender Flüssigkeitsfaden konnte dabei nur unter Bedingungen erhalten werden, bei denen eine weitgehende Radialsymmetrie bezüglich der an der Innenwand des Explosionsgefäßes reflektierten Wellenfronten gegeben war. Fig. 6 zeigt eine Schmieraufnahme, auf der eine solche Strahlwiederkehr zu sehen ist. Der Elektrodenabstand betrug 3 cm. Der Schmierpalt greift eine in der Mitte zwischen den Elektroden liegende Zone heraus. 100 µsec nach Beginn der Explosion setzt die Hintergrundbeleuchtung ein und nach weiteren 1,1 msec erscheint die Spitze des neuen Strahles. Die Zeit bis zur Wiederherstellung

⁶³ DEMMIG, F.: Ann. Phys. (im Druck).

des Kontaktes betrug also im vorliegenden Fall 2,4 msec. Die Strahlggeschwindigkeit ist mit 12,5 m/sec das 0,8fache des Bernoullischen Wertes: $v = (2\Delta p/\rho)^{\frac{1}{2}}$. Einer weiteren Verkürzung der Kontaktperiode und damit der Verwirklichung einer wirksamen periodischen Aufheizung scheinen von dieser Seite her keine Schwierigkeiten im Wege zu stehen.

Wie hoch die Temperaturen, die mit der beschriebenen Maschine erreicht werden können, voraussichtlich sind, ist deshalb schwer zu über-

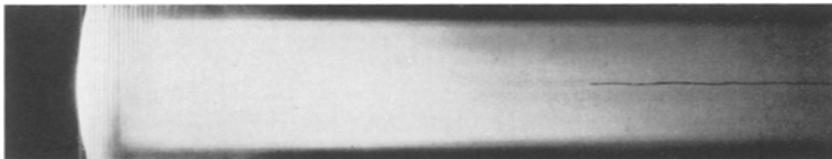


Fig. 6. Wiederherstellung des Flüssigkeitsfadens nach erfolgter, vollständiger Explosion. $C=21 \mu\text{F}$, $U_0=30 \text{ kV}$, Düsendurchmesser 0,3 mm, Auspreßdruck 0,6 atü, Zeit bis zur Wiederherstellung des Kontaktes 2,4 msec

sehen, weil, wie anfangs angedeutet, bereits über die in explodierenden Drähten auftretenden Temperaturen keine Klarheit herrscht.

Es hat auch wenig Sinn, etwa mittels optischer Beobachtung Temperaturwerte ermitteln zu wollen, da die Plasmen, wie gezeigt, für mehr als 100 μsec optisch dick sind.

Die Stoßwellen laufen durch das heiße Plasma hindurch und tragen zur Erwärmung im Zentrum der Entladung bei. Dies wird bei sehr heißen und sehr dichten Plasmen von großer Bedeutung, wenn die Strahlung nur durch Diffusion nach außen gelangen kann. Zur Zeit wird geprüft, ob bei der Explosion verdämmter Li/ND₃-Lösungsfäden Neutronen beobachtet werden können.

Für die Beschaffung apparativer Hilfsmittel danken wir dem Herrn Bundesminister für wissenschaftliche Forschung.