

Zugrichtung maßgebend und nicht ihre kristallographische Lage bezüglich des betätigten Systems. In diesem Fall müßte die Verfestigung in den Systemen, die bezüglich des betätigten Systems symmetrisch zueinander liegen, gleich groß sein, während sie in Wirklichkeit sehr verschiedene Werte besitzt, da ihre Neigungswinkel  $\chi$  stets bedeutend voneinander verschieden sind.

Nach Abb. 5 verläuft die mittlere  $(\tau_V^S, \chi)$ -Kurve näherungsweise sinusförmig, wenn zunächst davon abgesehen wird, daß  $\tau_V^S$  für  $\chi \leq 10^\circ$  ungefähr konstant bleibt. Es ist also

$$\tau_V^S = \tau_{V_1}^S \frac{\sin \chi}{\sin \chi_1}, \quad (7)$$

wo  $\tau_{V_1}^S$  den Wert von  $\tau_V^S$  für einen bestimmten Wert  $\chi = \chi_1$  bezeichnet. Da nun die Größen der Gleitflächen proportional zu  $1/\sin \chi$  sind, so besagt (7), daß der der Verfestigung entsprechende Anteil an der Verformungskraft für alle Gleitsysteme denselben Wert besitzt. Zahlenmäßig ergibt sich:

$$K_V^S = (37\,000 \pm 3000) \text{ g}. \quad (8)$$

Dabei ist wie  $\tau_V^S$  auch  $K_V^S$  auf die Abgleitung 1 des betätigten Systems bezogen. Für die Gleitsysteme mit  $\chi < 5^\circ$  verlaufen die Gleitebenen nahezu parallel zur Kristallachse und sind daher in ihrer Ausdehnung durch die Kristall-Länge begrenzt.

Ihre Fläche nimmt von der Mitte des Kristalls, wo sie etwa gleich der Längsschnittsfläche von etwa  $4 \times 60 = 240 \text{ mm}^2$  ist, nach dem Rande des Kristalls zu gleichmäßig auf Null ab. Da die Verfestigung  $\tau_V^S$  nach Abb. 2 in den Mittelebenen gemessen wurde, so beträgt die Verfestigungskraft mit dem Wert  $\tau_V^S \sim 200 \text{ g/mm}^2$  (Abb. 5)  $K_V^S = 48\,000 \text{ g}$ . Dieser Wert ist rund 30% größer als der Wert (8). Da bei diesen Kristallen die Gleitebene selbst angeschnitten werden mußte, so ist es wohl möglich, daß bei ihnen eine zusätzliche Verfestigung dieser Größe aufgetreten ist. Wir können daher als zweites wesentliches Ergebnis aussprechen: Bei der Dehnung von Aluminiumkristallen, und vermutlich bei allen kubisch-flächenzentrierten Metallen, nimmt die Verfestigung in allen (betätigten und nicht betätigten) Gleitsystemen solche Werte an, daß der ihr entsprechende Kraftanteil konstant ist.

Der Versuch einer theoretischen Deutung dieser Ergebnisse auf Grund der bisherigen Theorien der Gleitverfestigung wird nach Abschluß laufender Versuche, in denen noch einige damit im Zusammenhang stehende Fragen geklärt werden sollen, in einer späteren Mitteilung durchgeführt werden.

Hrn. Prof. Dr. U. Dehlinger sprechen wir für wertvolle Anregungen unseren herzlichsten Dank aus.

## Röntgenographische Untersuchung der beim dielektrischen Funkenüberschlag auftretenden Schallwellen

Von WERNER SCHAAFFS und FERDINAND TRENDELENBURG

Aus dem Physik.-Techn. Laboratorium des Wernerwerkes M der Siemens & Halske A.G.  
in Berlin-Siemensstadt

(Z. Naturforschg. 3a, 656—668 [1948]; eingegangen am 18. März 1948).

Mit Hilfe von Röntgenblitzen wird die Entstehung und das Abflauen von Schallwellen, die durch Funkenüberschlag in Flüssigkeiten erzeugt werden, untersucht. Die großen, in den Schallwellen auftretenden Verdichtungen bewirken eine erhöhte Absorption der Röntgenstrahlung und ermöglichen so die röntgenographische Aufzeichnung des Wellenverlaufes. Der Übergang der Wellen in Medien anderer Schallgeschwindigkeit und die an Grenzflächen auftretenden Kopfwellen werden photographiert und quantitativ ausgewertet.

### I. Akustische Probleme des elektrischen Funkens

Legt man an die Elektroden einer Funkenstrecke in einer Flüssigkeit eine Spannung, so entsteht beim elektrischen Durchschlag eine Funken-schallwelle, die sich mit Überschallgeschwin-

digkeit fortpflanzt. Das Problem der Entstehung und der Struktur dieser Schallwelle, dem die nachfolgende Untersuchung dient, stellt die akustisch-thermodynamische Fortsetzung des elektrisch-optisch bedingten ersten Teiles einer Funkenentladung dar.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

In der Akustik hat man es meistens mit Vorgängen zu tun, bei denen die im Schallfeld schwingenden Moleküle dem linearen Kraftgesetz gehorchen. Die Änderungen des Druckes und der Dichte überschreiten relativ kleine Beträge nicht, und die Schallgeschwindigkeit kann als charakteristische Stoffkonstante angesehen werden. Bei Schallwellen mit hoher Amplitude der schwingenden Teilchen, wie sie von Funkenentladungen ausgehen, gelten diese einfachen Gesetzmäßigkeiten nicht mehr. Die Gesetze ihrer Ausbreitung studiert man am einfachsten an Toeplerschen Schlierenbildern nach der Methode von Cranz und Schardin<sup>1</sup>. Eine besonders schöne Anwendung dieser Methode stammt von O. v. Schmidt<sup>2</sup>, dem es gelang, im Grenzgebiet zweier Medien verschiedener Schallgeschwindigkeit Kopfwellen nachzuweisen.

Für das Toeplersche Schlierenverfahren hat Schardin<sup>3</sup> nachgewiesen, daß man in einfachen Fällen bei Gasen, auf Grund der Helligkeitsverteilung im Schlierenbild, das Maß der Lichtablenkung in der Schliere und damit den inneren Zustand des Objekts der Untersuchung quantitativ ermitteln kann. In der Mehrzahl der Fälle aber, insbesondere bei örtlich sehr starken Druck- und Dichteschwankungen in Flüssigkeiten und festen Körpern, ist eine quantitative Auswertung wahrscheinlich nur unter hohem Aufwand möglich, zumal wir im allgemeinen keine Kenntnis des Zusammenhangs zwischen Brechungsindex, Druck und Dichte haben. Sowohl auf Grund des Toeplerschen Schlierenverfahrens als auch des Dvorakschen Schattenverfahrens ist es unmöglich, über die genaue Form, die Dichte und den Druck von Funkschallwellen während ihrer Emission aus dem Gebiet des elektrischen Durchschlags sichere Aussagen zu machen.

Die Frage nach der Entstehung und dem Zustande dieser Schallwellen steht in engem Zusammenhang mit der thermischen Zustandsgleichung bei höchsten Drucken. Da statische Verfahren zur Erzeugung und Messung höchster Drucke und Dichteänderungen auf viele technische Schwierigkeiten stoßen, kann eine Meßmethode, die zur Beobachtung nur sehr kleine Zeiten benötigt, zu ihrer Erforschung dienen.

<sup>1</sup> C. Cranz u. H. Schardin, Z. Physik **56**, 147 [1929].

<sup>2</sup> O. v. Schmidt, Z. techn. Physik **19**, 554 [1938] bzw. Physik Z. **39**, 868 [1938].

Es soll nun gezeigt werden, daß man diese Probleme nach einem von W. Schaaffs im Mai 1947 gemachten Vorschlag dadurch experimentell untersuchen kann, daß man den elektrischen Durchschlag und die von ihm ausgehenden Schallwellen nicht mit den der Brechung und Beugung unterworfenen Wellen des sichtbaren Lichtes, sondern mit Röntgenstrahlen, die nach Maßgabe von Dicke und Dichte des durchstrahlten Mediums absorbiert werden, durchleuchtet. Da es sich um kurzzeitige, mit Schall- und Überschallgeschwindigkeit ablaufende Vorgänge handelt, kommen zur Durchleuchtung nur Röntgenstrahlen in Gestalt intensiver Röntgenblitze von etwa  $10^{-7}$  sec Dauer in Frage.

Wir wenden uns zunächst dem für die Untersuchung der Funkschallwellen notwendigen Verfahren der Erzeugung und Steuerung von Röntgenblitzen zu.

## II. Die Erzeugung kurzdauernder Röntgenstrahlen

a) Die Röntgenröhre. Unter Röntgenblitzen verstehen wir Röntgenstrahlen, die von Röhren emittiert werden, in denen sich starke Entladungen von blitzartiger Kürze abspielen. M. Steenbeck<sup>4</sup> hat über ein Entladungsrohr und ein Verfahren zur Erzeugung intensiver Röntgenlichtblitze berichtet. Das von ihm angegebene gasgefüllte Röntgenblitzrohr mit Quecksilberanode und Striktionskapillare wurde von J. Mühlendorff durch günstigere Anordnung seiner Bauelemente weiterentwickelt.

Aus diesem Rohr entwickelte er dann eine Reihe weiterer Typen, an denen er Beobachtungen machte, die ihn schließlich zum gänzlichen Verzicht auf die Kapillare veranlaßten und zur Entwicklung eines Hochvakuum-Röntgenblitzrohres führten. Das von ihm vor der ersten Veröffentlichung von Slack und Ehrke<sup>5</sup> über den gleichen Gegenstand gebaute Blitzrohr besteht aus einem innen hochglanzpolierten Stahlmantel, dessen eines Ende einen Porzellankörper als Durchführung einer Anodenstange mit einem massiven Wolframkegel als Spitze, und dessen anderes Ende eine als Hohlkegel ausgebildete Molybdänkathode mit einem Aluminiumfenster zum Austritt der Röntgenstrahlung trägt. Mittels einer angeflanschten Diffusionspumpe wird das Innere des Rohres dauernd auf Hochvakuum gehalten.

<sup>3</sup> H. Schardin, VDI-Forschungsheft **367** [1934]; Ergebn. exakt. Naturwiss. **20**, 303 [1942].

<sup>4</sup> M. Steenbeck, Wiss. Veröff. Siemens-Werke **17**, 1 [1938]; Vörl. Mitt. in Naturwiss. **26**, 476 [1938].

<sup>5</sup> Ch. M. Slack u. L. F. Ehrke, J. appl. Physics **12**, 165 [1941]; vgl. ferner Ch. M. Slack u. D. C. Dickson jr., Proc. I.R.E. **35**, 600 [1947].

Die Anode dieses Rohres ist unter Zwischenschaltung einer Funkenstrecke mit einem geladenen Hochspannungskondensator verbunden. Die Zündung erfolgt dadurch, daß mit Hilfe eines Zündtransformators an die Funkenstrecke eine Überspannung gelegt wird, so daß das Potential an ihr zusammenbricht und die Kondensatorspannung am Blitzrohr auftritt. Durch eine zwischen der Anode und der Kathode auftretende Entladung wird von der Spitze der Anode ein sehr intensiver Röntgenblitz ausgestrahlt, mit dem bei 100 kV in einer Entfernung von 20 cm vom Fenster noch eine Eisenplatte von 4,5 mm Stärke durchleuchtet werden kann.

Da die den Röntgenblitz auslösende Funkenstrecke mit dem Rohr in Reihe liegt, geht ein gewisser Teil der Energie des Kondensators in der Funkenstrecke verloren. Es macht sich ferner störend bemerkbar, daß die Zündung in dieser Schaltung auch bei beträchtlicher Überspannung nicht immer mit Sicherheit einsetzt und vor allem zeitlich nicht hinreichend genau definiert ist, wenn man den Röntgenblitz durch den zu untersuchenden Vorgang automatisch zur Auslösung bringen will. Daher hat schon Mühlentpfordt in dieses Blitzrohr eine besondere, über der Kathode angeordnete Zündelektrode eingebaut, an die die Spannung des Zündtrafos gelegt wurde. Der Gedanke, die Anode als Kegel auszubilden, um dem Brennfleck die Form eines Kegelmantels zu geben und die Anode mit der Kathode ringförmig zu umgeben, wurde schon 1934 von R. Thaller in der sogenannten „Kestralröhre“ verwirklicht; nur war dabei die Kathode als Glühkathode ausgebildet.

In Fortführung dieser Arbeiten wurde ein im rechten Teil von Abb. 1 schematisch skizziertes Röntgenblitzrohr entwickelt und mit ihm das Studium der Schallprobleme beim elektrischen Funkdurchschlag aufgenommen. Einer als Hohlkegel ausgebildeten Kathode K steht die Anode A, die als spitzer massiver Wolframkegel ausgebildet ist und von einem Porzellanisolator getragen wird, gegenüber. Die Kathode K trägt einen Ring aus Glas mit der scheibenförmigen Zündelektrode Z. Zwischen den scharfen Innenrändern von Kathode K und Zündelektrode Z wird ein kleiner Spalt gelassen, der für die Zwecke der Schallwellenuntersuchung eine Weite von  $1/10$  mm besitzt.

Alle Vakuumdichtungen sind mittels Gummiringen vorgenommen. Als Vakuumpumpe dient eine 3-stufige Quecksilberdiffusionspumpe von Leybold, Modell E mit Kühlfalle von flüssiger Luft. Da durch die starken Entladungen in der Größenordnung 10000 A bisweilen erhebliche Gasmengen aus der Anode gelöst werden, muß das Rohr dauernd an eine leistungsfähige Diffusionspumpe angeschlossen bleiben.

b) Die elektrische Schaltung. Der Betrieb erfolgt bei Spannungen bis zu 100 kV. Der in-

duktionsfreie Hochspannungskondensator C ist mit der Anode des Blitzrohres RB fest verbunden. Er wird vom Transformator Tr über das Ventilrohr Vi und den hochohmigen Widerstand R aufgeladen. Die Einstellung der Kondensatorspannung erfolgt auf der Primärseite von Tr, ihre Messung mit einer Kugelfunkenstrecke F.

Die Zündung des Röntgenblitzrohres tritt beim Anlegen einer Spannung an die Zündelektrode Z ein. Sie wird einer Stromtoranlage entnommen. Der zu untersuchende Vorgang bringt auf mechanische oder elek-

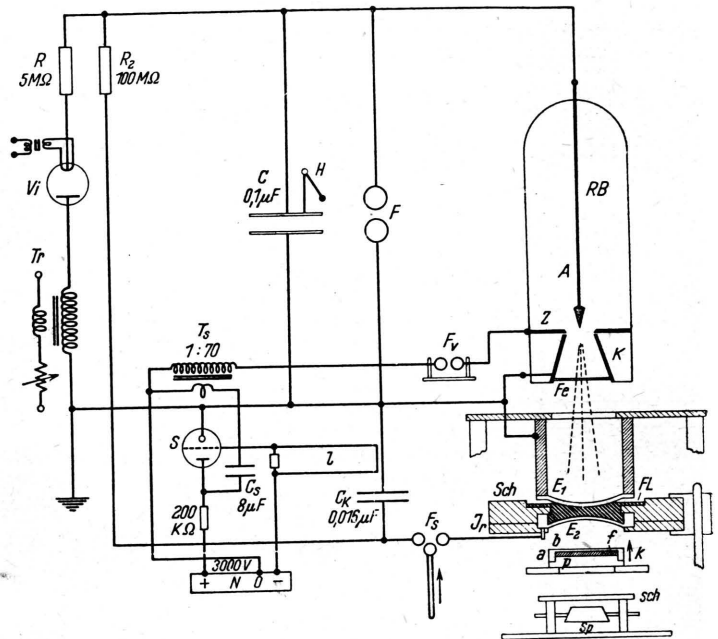


Abb. 1. Röntgenblitzrohranlage zur Durchleuchtung von Funkenschallwellen.

trische Weise durch Erniedrigung der Gittervorspannung das Stromtor S zur Zündung, indem sich der von einem Netzgerät N aufgeladene Ladekondensator Cs über das Stromtor S und die Primärwindung eines Stoßtrafos Ts entlädt. Sekundärseitig wird eine Spannungsspitze von 10–20 kV erzeugt, die den Zündfunken liefert.

c) Der Mechanismus der Entladung. Über den Mechanismus der Entladung und der Entstehung der Röntgenblitze kann man sich folgendes Bild machen: Zunächst besteht zwischen Anode A und Kathode K Vakuumisolation, die erst zu einem von außen bestimmten Zeitmoment durch einen Hochvakuumdurchschlag überwunden werden soll. Bei Spannungen zwischen 50 und 100 kV zwischen Anode A und Kathode K ist bei dem vorliegenden Elektrodenabstand von 10 mm der Kathodengradient zu klein, um eine Feldemission von Elektronen zu bewirken<sup>6</sup>. Sind aber erst einmal Elektronen in den Zwischenraum ge-

<sup>6</sup> Zu diesen Problemen vgl. J. G. Trump u. R. J. van de Graaff, J. appl. Physics 18, 327 [1947].



kommen, so werden sie aus der Anode Ionen auslösen; diese werden zur Kathode fliegen und weitere Elektronen auslösen. Ferner dürften auch Photonen an der Auslösung weiterer Elektronen beteiligt sein. Bei zu starkem Austausch tritt der Überschlag im Hochvakuum auf. Durch den ungeheuren Anprall der Elektronen auf die Anode unter Stromstärken von etwa 10000 A werden auf der Anode Röntgenstrahlen ausgelöst und ein Teil des Anodenmaterials verdampft.

Um die für diesen Durchschlag erforderlichen primären Elektronen zu erhalten, wird an den schmalen Spalt mit scharfen Kanten von Zündelektrode Z und Kathode K entsprechend dem oben erwähnten Vorgehen von Mühlenpfordt die Zündspannung von 10–20 kV gelegt. Durch die Gestaltung dieser Elektroden und durch einen Abstand von  $\frac{1}{10}$  mm wird ein Kathodengradient von etwa 2000 kV/cm erzielt, um Feldemission und Überschlag zu bewirken und dadurch die für die Hauptentladung erforderlichen Elektrizitätsträger zu schaffen.

d) Der Focus. Die kürzesten Wege, die die Elektronen auf ihrem Flug zur Anode zurücklegen, enden auf der Anodenspitze. Es wird zwar der ganze Anodenkegel von Elektronen getroffen, doch gehen die härtesten Komponenten des Strahlungsgemisches von der Anodenspitze aus. Abb. 2\* gibt eine Aufnahme des wirksamen Brennflecks in der Richtung der Hauptstrahlen wieder. Die Aufnahme wurde mit einer Bleilochkamera im Verhältnis 1:1 bei einer Spannung von 100 kV mit einem einzelnen Röntgenblitz gewonnen. Man sieht, daß die Intensität der harten Strahlen auf einen Bereich von etwa 1 mm Durchmesser beschränkt bleibt. Die als Kegelmantel ausgebildete Anode besitzt also einen für die Güte der nachfolgenden photographischen Aufnahmen wesentlichen guten Anastigmatismus.

e) Leistung und Strombelastung. Die Leistung des Röntgenblitzrohres wird am besten durch die Dicke einer mit einem einzelnen Schlag zu durchleuchtenden Eisenplatte gekennzeichnet. Bei einer Anodenspannung von 100 kV können in einer Entfernung von etwa 20 cm 3 mm starke Eisenplatten durchleuchtet werden. In unmittelbarer Nähe der Röhre können 10 mm starke Eisenplatten durchleuchtet werden. Es sei aber darauf hingewiesen, daß die Intensität der Röntgenblitze noch Schwankungen ungeklärter Ursache unterliegt, so daß dieser Wert vielfach unterschritten, bisweilen aber auch überschritten wird.

Die bei der Entladung auftretenden mittleren Stromstärken lassen sich abschätzen. Die Gesamtdauer der einzelnen Röntgenblitze ergibt sich, wie unten gezeigt wird, zu weniger als  $2 \cdot 10^{-7}$  sec. Während dieser Zeitspanne müssen sowohl Strom wie Spannung relativ groß sein. Der Kondensator  $C = 0,1 \mu\text{F}$  entlädt sich dabei von 100 kV auf etwa 20 kV. Es gilt die Beziehung, daß sich die Elektrizitätsmenge

entladen hat; für eine mittlere Stromstärke  $i_m$  gilt angenähert

$$i_m = C \Delta V / \Delta t;$$

dabei wollen wir sicherheitshalber annehmen, daß die tatsächliche Entladungsdauer etwa 2–3-mal so groß als die beobachtete Röntgenblitzdauer ist. Einsetzen der genannten Werte ergibt bei 100 kV eine mittlere Stromstärke von  $i_m \approx 15000$  A, bei Betrieb mit 50 kV ergibt sich  $i_m \approx 7500$  A. Dieses Strommaximum wird aber nicht bei der vollen Spannung, sondern wahrscheinlich erst unterhalb der halben erreicht. Trotz dieser sehr starken Belastungen hat das beschriebene Blitzrohr schon mehrere tausend Schläge bei Spannungen zwischen 60 und 100 kV ausgehalten.

f) Die Röntgenblitzdauer. Um einen Anhaltspunkt für die obengenannte Dauer der Röntgenblitze zu bekommen, wurde auf die Achse eines sehr schnell laufenden Motors eine Aluminiumscheibe von 20 cm Durchmesser gesetzt, die an zwei gegenüberliegenden Stellen nahe am Rande Fenster mit radial ausgespannten Tantalfäden von 0,1 mm Dicke trug. Ein Vergleich der Zeichnungsschärfen dieser Fäden auf einem Film im ruhenden und bewegten Zustande des Motors ließ auf eine Röntgenblitzdauer von  $2 \cdot 10^{-7}$  sec schließen.

Indes haftet einer solchen Messung ein Mangel an, der nicht in der Begrenzung der Tourenzahl des Motors nach oben hin liegt. Diese Messung gibt bestenfalls die Gesamtdauer der Strahlung *aller* Wellenlängen des Röntgenblitzes wieder, während die tatsächlich *wirksame Röntgenblitzdauer* bei Durchleuchtung von Objekten von der Absorption der härtesten, weil am wenigsten geschwächten Strahlung abhängt. Es ergab sich bei der unten näher beschriebenen Durchstrahlung schneller Schallwellen bei 50–60 kV eine effektive Blitzdauer von

$$t_{\text{eff}} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

### III. Die Emission von Funkenschallwellen beim dielektrischen Durchschlag

a) Abschätzung des Effekts. Es war in der Einleitung gesagt worden, daß das Problem der Entstehung und Ausbreitung von Funkenschallwellen mit Hilfe von Röntgenblitzen untersucht werden könne. Ausgangspunkt für diese Überlegung waren Untersuchungen über die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Konstitution der Moleküle in Flüssigkeiten. Gegenseitiger Abstand und Eigenvolumen der schallübertragenden Moleküle, zusammengefaßt im Begriff der Raumerfüllung, sind die wesentlichen Faktoren für die Größe der Schallgeschwindig-

\* Die Abb. 2, 4, 6–8 u. 11–15 sind auf S. 664 a u. b wiedergegeben.

$$Q = \int_0^t i dt = C \Delta V$$



keit<sup>7</sup>. Stillschweigende Voraussetzung ist allerdings, daß die schwingenden Moleküle das lineare Kraftgesetz befolgen, also nicht zu starken Kräften unterworfen werden. Daher liegt die Frage nahe: Was geschieht, wenn diese Voraussetzung nicht mehr zutrifft? Die Untersuchung läßt sich praktisch nur an Funkenschallwellen durchführen, da nur diese eine beträchtliche Teilchenamplitude, hohe Dichten und Drucke in Flüssigkeiten zu erreichen gestatten.

Auf Grund einer elementaren Überlegung war zu erwarten, daß der Nachweis dieser Schallwellen mit Hilfe von Röntgenblitzen gelingen würde.

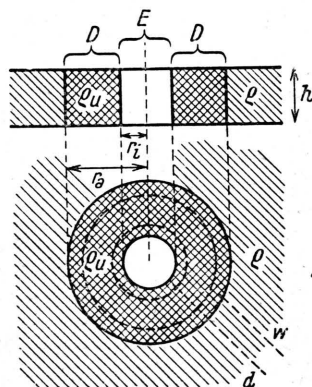


Abb. 3. Entladungsraum E und Verdichtungsraum D.

Wenn man in einer Flüssigkeit der Dichte  $q$  zwischen zwei Elektroden  $E_1$  und  $E_2$  nach Abb. 3 durch eine Kondensatorentladung einen kräftigen elektrischen Durchschlag erzeugt, so entsteht in einer sehr kurzen Zeit von etwa  $10^{-6}$  sec ein gasförmiger, von dichter Flüssigkeit freier zylindrischer Entladungsraum E des Radius  $r_i$ . Die in diesem Raum befindlich gewesene Materie breitet sich als Druckwelle mit Überschallgeschwindigkeit  $u$  bis zum Radius  $r_a$  aus und bewirke eine Erhöhung der mittleren Dichte der Umgebung auf den Wert  $q_u$ . Dann ist für den Verdichtungsraum D zwischen den Radien  $r_i$  und  $r_a$  die mittlere Dichte

$$q_u = q \frac{1}{1 - (r_i/r_a)^2} \quad (1)$$

Die mittlere Dichte des Verdichtungsraumes D wächst also nach Maßgabe des Verhältnisses der Radien von Entladungs- und Verdichtungsraum.

<sup>7</sup> W. Schaaffs, Z. physik. Chem., Abt. A, **194**, 28, 66, 170 [1944]; Z. Naturforsch. **3a**, 396 [1948].

Wenn man auf Grund von Versuchen mit starken Kondensatorentladungen an festen Stoffen einen Entladungsraum von  $r_i = 0,1$  cm, eine Entladungsdauer von  $10^{-6}$  sec und eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $u = 2000$  m/sec ansetzt, so erhält man  $r_a = 0,25$  cm und für die mittlere Dichte des Verdichtungsraumes  $q_u = 1,2 q$ . Eine Verdichtung um 20 % in einem Ring von 1,5 mm Breite muß sich selbst mit harten Röntgenstrahlen leicht nachweisen lassen.

Wenn es erlaubt ist, den auftretenden Druck  $\Delta p$  nach der Formel

$$\Delta p = u^2 \frac{q}{q_u} \Delta q$$

abzuschätzen, so erhalten wir im vorliegenden Falle einen Überdruck von  $\Delta p = 8000$  kp/cm<sup>2</sup>. Und wenn es ferner erlaubt ist, wenigstens qualitativ statische Verhältnisse zum Vergleich heranzuziehen, so stehen nach Messungen von Bridgman diese beiden Größen Druck- und Dichteänderung in organischen Flüssigkeiten in einem nicht unwahrscheinlichen Verhältnis.

Für das lineare Problem lautet die Dichtegleichung

$$q_u = q \frac{1}{1 - (r_i/r_a)^2} \quad (2)$$

und für das räumliche Problem

$$q_u = q \frac{1}{1 - (r_i/r_a)^3} \quad (3)$$

b) Versuchsanordnung. Die Versuchsanordnung zum Nachweis dieses Effektes ist aus Abb. 1 zu ersehen. Im Strahlenkegel des Röntgenblitzes befindet sich die Schale Sch mit einer schwach gewölbten, 2 mm starken Aluminiumelektrode  $E_2$ . Ihr gegenüber steht die ebenfalls schwach gewölbte Aluminiumelektrode  $E_1$ . Dazwischen befindet sich die Flüssigkeitsschicht Fl. Die untere Elektrode liegt zwischen 2 Isolieringen  $J_r$ . Eine Bleifolie dient als Dichtung. Als Versuchsfülligkeit wird vorwiegend technisches Trichloräthylen ( $\text{CHCl}=\text{CCl}_2$ ) verwendet. Diese Substanz ist nicht entflammbar, und die Atomgewichte der Komponenten des Moleküls sind wesentlich höher als bei Kohlenstoffverbindungen ohne Halogen, so daß eine relativ größere Röntgenstrahlabsorption und damit im Verhältnis zur Dicke der Elektroden ein ausgeprägter Effekt erwartet werden kann. Die Schale Sch ist verstellbar, so daß der Abstand der Elektroden  $E_1$  und  $E_2$  sowie Form und Dicke der zwischen ihnen befindlichen Versuchsobjekte variiert werden kann.

Um mit dem Film recht nahe an das Untersuchungsobjekt heranzukommen, wurde eine runde Spezialkassette k, bestehend aus einer Aluminiumdose a mit

Verschlußplatte p und zwischen Verstärkerfolien eingelegtem Film f, hergestellt und vor jedem Versuch in die Aussparung der Schale Sch bis auf 2 mm an die Elektrode  $E_2$  herangeschoben. Es muß zwischen Elektrode  $E_2$  und Boden b ein Luftzwischenraum bleiben, um zu verhindern, daß durch die sehr starken Druckstöße auf  $E_2$  beim elektrischen Durchschlag auf dem Film f Triboluminiszenz-Erscheinungen auftreten und falsche Effekte vortäuschen. Die Elektroden sind aus Aluminium, um die Röntgenstrahlabsorption in ihnen möglichst gering zu halten. An Stelle der Kassette k kann für subjektive Beobachtungen der Fluoreszenzschirm sch mit dem geneigten Spiegel Sp benutzt werden. Man kann aber auch bei dünner Verschlußplatte p der Kassette k diese und den Schirm übereinander anordnen und so objektive Photographie mit subjektiver Beobachtung verknüpfen.

Der elektrische Überschlag, der im mittleren Bereich der Elektroden stattfindet, wird durch Hineinstoßen einer Kugel in die Schaltfunkenstrecke  $F_s$  ausgelöst. Der über den Hochohmwidstand  $R_2$  aufgeladene Kondensator  $C_k$  wird entladen. An seine Erdleitung ist die Zuführung l zum Gitter des Stromtores S mit einem Stück der Leitung lose angekoppelt. Der Entladungsstromstoß erzeugt in der Zündleitung l einen Spannungsstoß von 100–200 V. Dadurch wird das Stromtor gezündet und der bei Entladung des Kondensators  $C_s$  über den Trafo  $T_s$  zwischen Zündelektrode Z und Kathode K des Blitzrohres RB auftretende Zündfunke leitet die Hauptentladung mit dem Röntgenblitz, der die Funkenschallwellen durchleuchtet, ein. Der Zusammenbruch der Spannung am Kondensator C wird durch das Zusammenfallen eines primitiven Holundermarkelektroskops H angezeigt.

In die Leitung zwischen Zündtrafo  $T_s$  und Zündelektrode Z ist die wichtige Verzögerungsfunkkenstrecke  $F_v$  geschaltet. Mit ihr läßt sich der zeitliche Abstand zwischen Durchschlag und Blitz am einfachsten variieren. Wenn man  $F_v$  kurzschließt und den Spalt zwischen Zündelektrode Z und Kathode K im Blitzrohr RB größer macht, also beispielsweise 0,3 mm, so tritt ebenfalls eine deutliche Verzögerung ein. Da es dann aber vorkommen kann, daß die Zündspannung nach langem Betrieb des Rohres nicht mehr ausreicht, die Hauptentladung auszulösen und die Verzögerungszeit um Größenordnungen schwankt, wurde ihr Abstand, wie schon oben erwähnt, mit  $1/10$  mm sehr klein und damit die ihr eigene Verzögerungszeit kurz bemessen. An der Verzögerungsfunkkenstrecke  $F_v$  lassen sich verschiedene Verzögerungszeiten zwischen 20 und 30 Mikrosekunden bequem einstellen.

c) Momentbilder von Funkenschallwellen<sup>8</sup>. Abb. 4, a–g, zeigt Aufnahmen der wichtigsten Phasen der Emission der Funkenschallwelle. Die Entladungsstromstärke des mit etwa 500 kHz oszillierenden Funkens beträgt nach Be-

obachtung am Braunschen Rohr 500 A. Durch Beobachtung am Elektronenstrahl-Oszillographen und durch Kontrolle mittels Funkenmarkierung auf einer mit 7500 Touren/min laufenden beruhten Scheibe ergibt sich, daß die Entladung in  $2 \cdot 10^{-5}$  sec abgeklungen ist. Der Elektrodenabstand ist ungefähr 1,5 mm. Die Spannung am Röntgenblitzrohr liegt zwischen 50 und 60 kV. Die Verzögerungsfunkkenstrecke  $F_v$  besteht aus Kugeln von 15 mm Ø.

Abb. 4, a–b, zeigt 2 Aufnahmen bei geschlossener Funkenstrecke  $F_v = 0$ . Der etwa 1 mm breite Entladungsraum ist von einem etwa 1 mm breiten Verdichtungsraum umgeben. Abb. 4c zeigt eine Aufnahme bei  $F_v = 0,2$  mm. Das Verhältnis  $2r_i : 2r_a$  ist hier 1,5 : 3. Bei allen Aufnahmen mit geschlossener oder sehr kleiner Verzögerungsfunkkenstrecke sind die Übergänge verwaschen. Nach Gl. (1) ist die mittlere Dichte des Trichloräthylens um 33% von 1,48 auf 1,97 gestiegen.

Die kleinste Verzögerungszeit, die in der Schaltung nach Abb. 1 hergestellt werden kann, ist durch die geschlossene Funkenstrecke  $F_v$  gegeben. Stellt man auf einen Kugelabstand von 0,2 mm ein, so ändert sich das Bild kaum. Dann aber wächst mit größerem Kugelabstand der Verzögerungsfunkkenstrecke der Durchmesser des Entladungsraumes sehr schnell an, um bei  $F_v = 1$  mm einen Durchmesser von etwa 7 mm und bei  $F_v = 1,5$  mm etwa 10 mm zu erreichen. Dieser Gang ist aus Messungen über die Aufbauzeit einer Funkenentladung in Luft verständlich, denn bei sehr kleiner Funkenstrecke ist in unserem Falle das Stoßverhältnis (Überspannung zu statischer Durchschlagspannung) groß und die zugehörige Aufbauzeit sehr klein, um sich dann bei großer Funkenstrecke und damit kleinem Stoßverhältnis sehr schnell auf größere Aufbauzeiten umzustellen<sup>9</sup>.

Abb. 4, d–f, zeigt 3 Aufnahmen, die man als typisch für das Aussehen des elektrischen Durchschlags mit Funkenschallwellen in einer Flüssigkeit wie Trichloräthylen ansprechen kann. Sie wurden mit einer Verzögerungsfunkkenstrecke  $F_v = 1,0$  und 1,5 mm erhalten. Charakteristisch ist die Kreissymmetrie der Erscheinungen und die Schärfe der Front der Schallwellen. In vielen der gemachten Aufnahmen scheint bei oberflächlicher Betrachtung der Verdichtungsraum gleichmäßig dunkel zu sein, doch ist dies nicht der Fall, wie man an den Negativen deutlicher feststellen und

<sup>8</sup> Sämtliche Bilder sind Positivkopien der Originalnegative (3:4), so daß die Gebiete höherer Absorption geschwärzt erscheinen.

<sup>9</sup> Zusammenfass. Darst. bei R. Strigel, Elektrische Stoßfestigkeit. Springer, Berlin 1939, S. 29 u. f.

an einigen Kopien bei Betrachtung unter einem spitzeren Blickwinkel besser erkennen kann. Nach Gl. (1) gerechnet, ist die mittlere Dichte im Verdichtungsraum bei diesen Aufnahmen um 33, 26, 26% höher als normal. Bei genauerer Betrachtung aber kann man in ihm 2 Abschnitte unterscheiden, einen äußeren, etwa 1–2 mm breiten Ring mit steiler Front, der allmählich in einen inneren, den Entladungsraum umgebenden Ring übergeht. Der erstere ist die longitudinale Funkenschallwelle, die sich vom Entladungsraum und seiner näheren Umgebung zu lösen beginnt, und der unser Hauptinteresse gewidmet ist. Daß ein Übergang zum Entladungsraum hin besteht, ist ein Zeichen dafür, daß dieser noch im Wachsen begriffen ist und sich dadurch mit einem Gebiet hohen Druckes umgibt, aus dem fortwährend Wellenzüge auslaufen und die Frontwelle verstärken.

Abb. 4g zeigt eine Aufnahme des Entladungsraumes nach der Abstrahlung der Schallwellen.

Die Dichte in der longitudinalen Funkenschallwelle ist ungewöhnlich groß. Man muß berücksichtigen, daß der Überslag zwischen zwei gewölbten Elektroden des Krümmungsradius 13 cm stattgefunden hat. Die Zunahme der Schwärzung gegen den Rand der Aufnahmen hat ihre Ursache in der zunehmenden Dicke der Trichloräthylenschicht.

Ungewöhnlich ist der Dichtesprung an der Front dieser Funkenschallwellen. Die Ausmessung des Negativs ergibt, daß der Druckanstieg erfolgt

bei Abb. 4d auf einer Strecke von 0,015 cm,

bei Abb. 4e auf einer Strecke von 0,010 cm,

bei Abb. 4f auf einer Strecke von 0,010 cm.

Die Schallwelle kann also eine außerordentlich steile Wellenfront besitzen.

Unmittelbar um den Entladungsraum liegt — wie einige der Aufnahmen erkennen lassen — ein Dichtering (d, Abb. 3). Es ist einleuchtend, daß an den Entladungsraum unmittelbar ein Gebiet besonders hoher Dichte anschließt, da die auf hoher Temperatur befindlichen Gasmoleküle des Entladungsraumes radial nach außen drücken. Der Dichteraum (D, Abb. 3) erscheint auf den ersten Blick oft gleichmäßig dicht, dies ist aber in Wirklichkeit nicht streng der Fall. Vom Dichtering laufen die Druckwellen ab, die für den Nachschub der Frontwelle sorgen. Kritische Beachtung erfordert weiterhin die Frage, ob nicht durch den

hohen Druck ein „Atmen“ der Elektroden bewirkt wird, wobei dann durch ihr örtliches Zurücktreten Raum freigegeben wird und durch Erhöhung der Schichtdicke der Flüssigkeit erhöhte Absorption erfolgen könnte. Alle von uns an den Elektroden gemachten Beobachtungen sprechen dagegen, daß dieser Effekt eine nennenswerte Rolle spielt. Insbesondere ist es nicht denkbar, daß so markante Erscheinungen wie die später zu besprechenden Kopfwellen durch Fehler infolge von Bewegung der starren Elektroden vorgetäuscht werden können.

d) Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit. Zur weiteren Auswertung der Aufnahmen ist die Bestimmung der Schall-

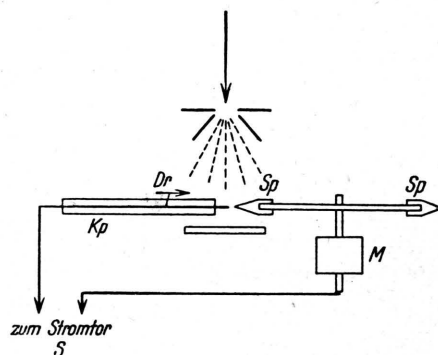


Abb. 5. Zur Laufzeitmessung der Schallwellen.

geschwindigkeit erforderlich. Einerseits ist anzunehmen, daß sie den Normalwert übersteigt, auf der anderen Seite aber wird sie erniedrigt, wenn die Wellenlänge einer Schallwelle die Dimension des Mediums hat. Da es aus technischen Gründen schwierig war, Blitzbild und Zeitmessung gleichzeitig aufzunehmen, und die Aufnahmen bei konstanter Verzögerungsfunkstrecke gleichartig ausfallen, wurde die Bestimmung der Laufzeit unabhängig vorgenommen.

In den Strahlenkegel des Röntgenblitzes wird nach Abb. 5 ein schnelllaufender Motor M mit einer Al-Scheibe mit 2 Messingspitzen Sp gesetzt. Aus einer Glaskapillare Kp wird ein dünner Draht Dr bis zur Berührung mit Sp vorgeschoben. Dr und Sp sind mit Gitter und geerdeter Kathode des Stromtores S von Abb. 1 verbunden. Bei Berührung wird das Gitter des Stromtores auf den gleichen Wert erniedrigt, wie im normalen Fall der Zündung mit Spannungsstoß. Es wurden bei geschlossener und 2 mm weiter Verzögerungsfunkstrecke mehrere Aufnahmen bei einer Tourenzahl



Motor-Tourenzahl Hz	$F_v$ mm	Tangentiale Wegstrecke D-Sp mm	Zeitlicher Abstand D-Sp sec	Zugehörige Bildtype
88	0	1,34	$22,2 \cdot 10^{-6}$	4 a, b, c
		1,31*		
		1,39		
	2	1,83	$29,8 \cdot 10^{-6}$	4 d, e, f
		1,93**		
		1,56		
128	0	2,08	$23,5 \cdot 10^{-6}$	4 a, b, c
	2	2,63	$29,8 \cdot 10^{-6}$	4 d, e, f

Tab. 1. Laufzeitbestimmung von Funkenschallwellen.

von 5280/min und eine Aufnahme bei 7680/min gemacht. Das Ergebnis ist aus Tab. 1 zu ersehen. Abb. 6 zeigt eine Aufnahme der in der Tabelle mit einem Stern, Abb. 7 der mit Doppelstern bezeichneten Messung.

Aus einer Reihe unter sonst gleichen äußeren Bedingungen vorgenommenen Messungen der Funkenschallwellen in dem  $F_v = 0$  entsprechenden Zeitmoment ergab sich  $r_a = 0,15$  cm. Aus entsprechenden Messungen bei  $F_v = 2$  mm ergab sich  $r_a = 1,3$  cm. Daraus errechnet sich eine Überschallgeschwindigkeit von

$$u = \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{1,3 - 0,15}{(29,8 - 22,2) \cdot 10^{-6}} \text{ cm/sec} = 1500 \text{ m/sec.}$$

Legt man die etwas genauere Laufzeitbestimmung mit 128 Hz des Motors zugrunde, so erhält man

$$u = 1800 \text{ m/sec.}$$

Diese Überschallgeschwindigkeit hat in keiner Weise die Bedeutung einer molekularen Konstanten, wie es bei Gültigkeit des linearen Kraftgesetzes für die Schwingungen der Moleküle im Schallfeld sonst zu sein pflegt. Sie ist in starkem Maße von den Versuchsbedingungen abhängig. Der angegebene Wert von etwa 1700 m/sec in Trichloräthylen (normal bei 20°C ist 1050 m/sec) gilt für eine Entladungsstromstärke von etwa 500 A und einen Elektrodenabstand von 1–4 mm. Er sinkt aber stark ab, wenn der Elektrodenabstand sehr klein wird.

Aus dieser Schallgeschwindigkeit läßt sich ein sicherer Schluß auf die effektive Röntgenblitzdauer ziehen. Wir legen Abb. 4f zugrunde. Mikroskopische Ausmessung ergibt einen Druckanstieg

auf einer Strecke von 0,01 cm. Das entspricht bei einer Überschallgeschwindigkeit von 1700 m/sec einer Zeitspanne von  $5 \cdot 10^{-8}$  sec. Die effektive Röntgenblitzdauer muß also höchstens von dieser Größenordnung gewesen sein:

$$t_{\text{eff}} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ sec!}$$

e) Das Höchstdruckproblem. Schallgeschwindigkeit  $u$ , Dichte  $\rho$  und dynamischer Druck  $p$  sind durch die Gleichung

$$u^2 = \frac{\rho_u}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta \rho} \quad (4)$$

miteinander verknüpft. Für Dichteänderungen  $\Delta \rho$  können wir die Druckänderungen  $\Delta p$ , bzw. bei Vergleich mit Atmosphärendruck den Druck  $p$ , durch

$$p = \Delta p = u^2 \frac{\rho}{\rho_u} \Delta \rho \quad (5)$$

ausdrücken.

Alle Druckangaben beziehen sich auf adiabatische schnelle Kompression; sie sind also bei Umrechnung auf statischen Druck durch das Verhältnis der spezifischen Wärmen zu dividieren. Im übrigen dürften Drucke und Dichten bei hohen Dichteänderungen nicht durch eine Adiabate, sondern eine Kurve vom Hugoniot-Typ miteinander verknüpft sein.

Danach herrscht für  $u = 1700$  m/sec in der Schallwelle nach Gl. (5)

in Abb. 4c ein (mittlerer) Überdruck von  
 $p \approx 15000 \text{ kp/cm}^2$ ,

in Abb. 4f ein (mittlerer) Überdruck von  
 $p \approx 9000 \text{ kp/cm}^2$ .

Die Dichte- und Druckänderungen stehen qualitativ im gleichen Verhältnis zueinander wie bei den bekannten Höchstdruckmessungen von Bridgman<sup>10</sup>.

Es scheint keinem Zweifel zu unterliegen, daß stromstärkere Entladungen noch wesentlich höhere Dichten und Drucke zu erzeugen gestatten werden. Dafür scheint auch folgender Versuch zu sprechen: Die bisher gezeigten Bilder setzen Elektrodenabstände von etwa 1 mm und darüber voraus.

<sup>10</sup> P. W. Bridgman, Handb. d. Experimentalphysik 8/2, 243–335 [1929]; Proc. Amer. Acad. Arts Sci. 66, 185 [1931]; J. chem. Physics 9, 794 [1941]; J. appl. Physics 12, 461 [1941].

Wird der Abstand kleiner, so erfolgt die Expansion des Entladungsraumes mit der gleichen, eher noch vergrößerten Geschwindigkeit, die Schallwelle selbst aber läuft mit verminderter Geschwindigkeit. Der Entladungsraum muß also von einem schmalen Ring großen Überdruckes umgeben sein. Das läßt schon Gl. (1) vermuten, da das Verhältnis der Radien sich dann dem Werte 1 nähert. Abb. 8a zeigt eine Aufnahme bei  $F_v = 1,5$  mm und einem Elektrodenabstand von 0,3 mm, Abb. 8b bei einem durch einen eingelegten Pertinaxstreifen eingestellten Elektrodenabstand von 0,5 mm. Im ersten Bild erkennt man deutlich, wie die Schallwelle im zentralen (engeren) Gebiet der Elektroden langsamer läuft.

Für den schmalsten Teil des Verdichtungsraumes ergibt sich nach Gl. (1) eine Dichtesteigerung

$$\rho_u : \rho = 2,15$$

und bei  $u = 1250$  m/sec nach Gl. (5) ein dynamischer Überdruck von

$$p \approx 17\,000 \text{ kp/cm}^2.$$

Die Frage nach dem Zustande der Materie bei diesen höchsten Drucken ist schwer zu beantworten. Die Frage nach dem Druck hängt mit der Frage nach der Temperatur zusammen. Für den Entladungsraum kommt man zu folgender qualitativer Abschätzung. Es ist die absolute Temperatur

$$T = \frac{2}{3} \frac{\bar{E}_k}{k} \quad \text{und dabei} \quad E_k = \frac{1}{2} \frac{M}{N_L} \bar{w}^2,$$

wenn wir unter  $k$  die Boltzmannsche Konstante,  $\bar{E}_k$  die mittlere kinetische Translationsenergie der Moleküle,  $M$  das Molekulargewicht,  $N_L$  die Loschmidtsche Zahl und unter  $\bar{w}^2$  das mittlere Geschwindigkeitsquadrat der Moleküle verstehen. Setzen wir nun  $w$  überschlagsweise gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schallwelle, so erhalten wir bei  $w = 1700$  m/sec und bei  $M = 131$  für den mit Trichloräthylendampf erfüllten Entladungsraum bei 500 A eine Temperatur von

$$T \approx 15\,000^\circ.$$

Da nach den Vorstellungen der kinetischen Theorie der Materie am absoluten Nullpunkt die Translationsenergie der Moleküle verschwindet und die Moleküle eine dichteste Packung aufwei-

sen, würde es ein sehr interessantes Experiment sein, in verflüssigten Gasen nahe am absoluten Nullpunkt einen elektrischen Überschlag zu erzeugen und mit Hilfe eines Röntgenblitzes die dann auftretenden Schallgeschwindigkeiten und Dichteänderungen zu messen.

f) Der Emissionsvorgang einer Funkenschallwelle. Auf Grund der Versuchsergebnisse stellt sich der Emissionsvorgang einer Funkenschallwelle unter den angegebenen Bedingungen (ebenes Problem: Flüssigkeitsplatte von 1–4 mm Dicke, Entladungsstromstärke 500 A) folgendermaßen dar:

Ein zentraler Entladungsraum ist durch Stoßionisation als submikroskopischer Dampffaden entstanden und beginnt sich infolge der Dauer der Entladung mit zunehmender Verdampfung radial auszubreiten. Die auseinanderfliegenden Gasmoleküle erzeugen am Rand des Entladungsraumes einen starken Überdruck, der in Gestalt eines Dichteringes von etwa 3 mm äußerem Durchmesser im Röntgenbild schon deutlich sichtbar wird. Die oszillatorische Entladung ist, wie die Messungen ergaben, in  $2 \cdot 10^{-5}$  sec abgeklungen. Von der gleichen Größenordnung (Tab. 1) ist die Zeit, die zum Aufbau des Verdichtungsraumes bis zu seinem deutlichen Sichtbarwerden benötigt wird<sup>11</sup>. Der Verdichtungsraum hat zunächst die Gestalt eines verwaschenen Dichteringes. Dann aber beginnt er sich deutlich zu differenzieren, indem eine Druckwelle mit Überschallgeschwindigkeit aus dem Dichtering herausläuft (in Abb. 3: Druckwelle  $w$ , Dichtering d). Etwa  $7 \cdot 10^{-6}$  sec später hat der Verdichtungsraum schon einen Durchmesser von 20–30 mm erreicht (Abb. 4f). Er besteht aus einer peripheren Schallwelle, die mit Überschallgeschwindigkeit von rd. 2000 m/sec abläuft, deren Dichte hier weit über dem Normalwert liegt, und in der der Druck auf einer Wegstrecke von  $1 \cdot 10^{-2}$  cm auf  $10^4$  kp/cm<sup>2</sup> und mehr ansteigt. Der Verdichtungsraum besteht ferner aus dem inneren Dichtering, der so lange erhalten bleibt, wie der zentrale Entladungsraum sich noch ausdehnt und in das nach außen in Bewegung befindliche Medium weitere, mit immer größerer Geschwindigkeit laufende Druckwellen emittiert. Hat der Entladungsraum sein Maximum erreicht und zieht er sich wieder zusammen, so umgibt ihn kein meßbarer Dichtering mehr (Abb. 4g).

<sup>11</sup> Über diese Zeitverhältnisse s. a. W. Weizel u. R. Rompe, Ann. Physik (6) 1, 285 [1947].

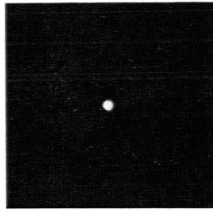
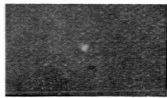
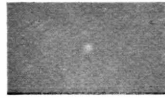


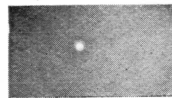
Abb. 2. Focus des Röntgenblitzrohres.



a

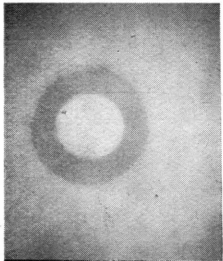


b

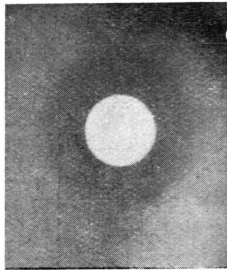


c

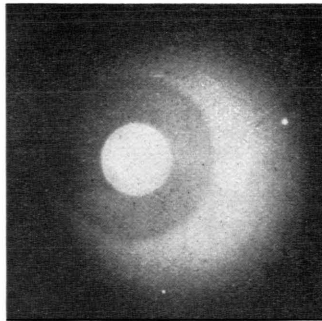
Abb. 4. Entstehung einer Funkenschallwelle etwa 20 Mikrosekunden nach Beginn des Funkenüberschlags.



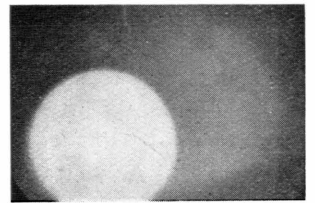
d



e



f



g

Etwa 26 Mikrosekunden nach Beginn des Funkenüberschlags. Abflauen der Schallwelle; ausgeprägter Entladungs- und Verdichtungsraum.

Entladungsraum nach Abstrahlung der Schallwellen.

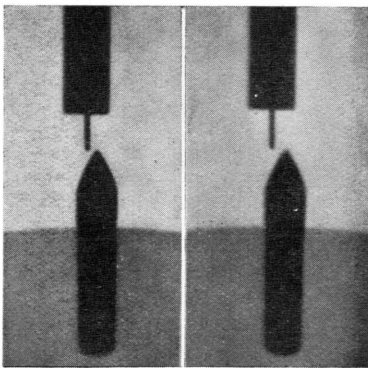
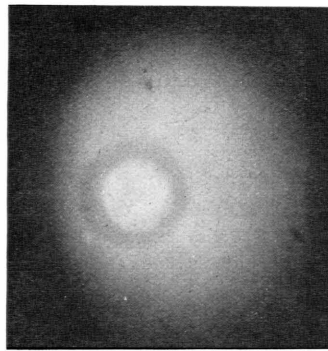
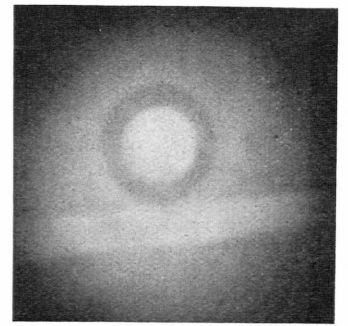


Abb. 6 u. 7. Tangentialer Abstand D—Sp bei  $F_v = 0$  und  $F_v = 2$  mm.



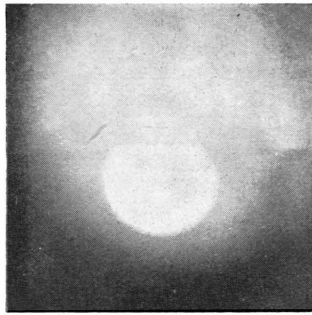
a



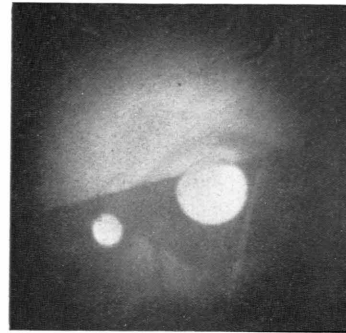
b

Abb. 8. Entladungs- und Verdichtungsraum bei Elektrodenabstand 0,3 mm (a) und 0,5 mm (b).

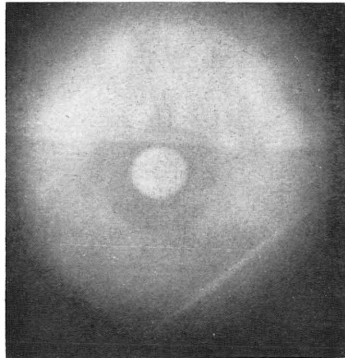




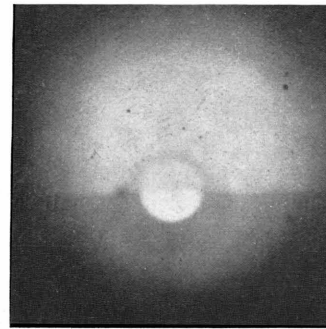
a



b



c



d

Abb. 11. Eindringen einer Funkenschallwelle in ein Medium anderer Schallgeschwindigkeit.

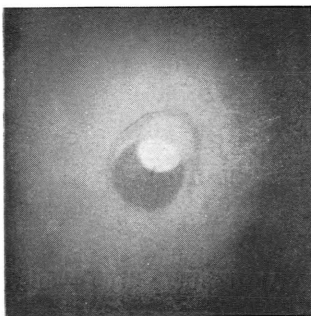


Abb. 12. Variante zu Bild 11.  
Überschlag in der  
Öffnung einer Igelitscheibe.

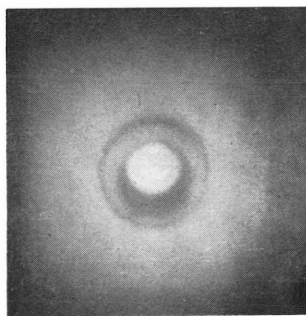
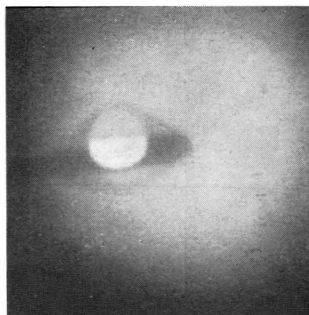
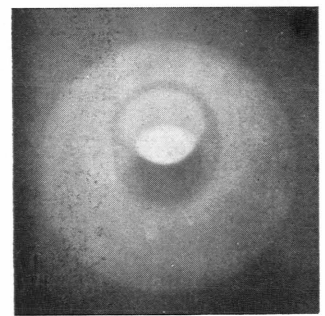


Abb. 13 u. 14. Überschlag in der mit Trichloräthylen gefüllten  
Öffnung einer Glasplatte (Abb. 13) und eines Glasringes (Abb. 14).



a



b

Abb. 15. Auftreten der v. S c h m i d t'schen Kopfwellen bei Funkenüberschlag in einem mit Trichloräthylen gefüllten Schlitz einer Igelitplatte.

Es erscheint auf den ersten Blick verwunderlich, daß erst zu einem verhältnismäßig späten Zeitpunkt — nämlich in der Größenordnung 20 Mikrosekunden nach dem Beginn des Überschlags — eine Schallwelle in das umgebende Medium abzulaufen beginnt. Hierzu ist zu bemerken, daß anfänglich der akustische Strahlungswiderstand des Entladungskanals wegen seiner geringen Ausdehnung in dem in Frage stehenden Wellenlängenbereich sehr klein ist. Mit dem Anwachsen des Durchmessers des Entladungsraumes wächst dann der Strahlungswiderstand rapid an, und von einer gewissen Größe ab findet eine sehr starke Energieabstrahlung in das Medium in Form von Schallenergie statt.

Der zeitliche Ablauf der Ausdehnung  $r_i$  vom Entladungsraum und  $r_a$  vom Verdichtungsraum (bzw. Funkenschallwelle) wird danach den in Abb. 9 skizzierten Verlauf haben. Spätestens mit dem Moment, in welchem das Maximum des Entladungsraumes erreicht wird, ist der Emissionsvorgang der Funkenschallwelle  $w$  abgeschlossen; ihre Loslösung aber hat schon viel früher begonnen. Durch das Hineinlaufen späterer Wellen-

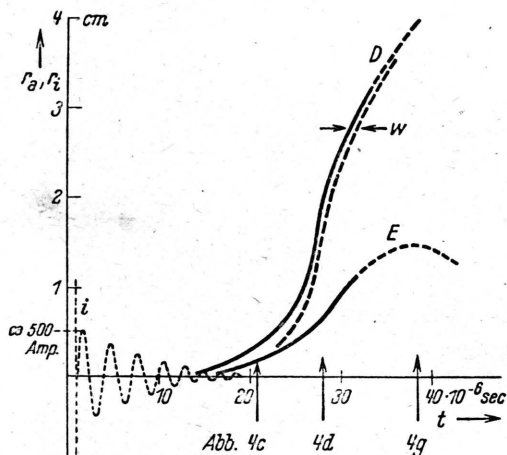


Abb. 9. Schema der Ausbreitung von Entladungsraum E und Verdichtungsraum D.  $w$  = Impulsbreite der Schallwelle.

züge in die Front wird diese zwar noch steiler werden, aber durch die radiale Ausbreitung doch mit dem Quadrat der Entfernung sehr rasch an Druck und Dichte und an Nachweisbarkeit mit

<sup>12</sup> Eine Untersuchung über diese Entfernung für Luft findet sich bei W. Weber, Akust. Z. 4, 373 [1939].

<sup>13</sup> s. J. Acker et, Artikel „Gasdynamik“, Handb. d. Physik, herausg. v. H. Geiger u. K. Scheel, Bd. VII.

Röntgenstrahlen (nicht aber sichtbarem Licht!) verlieren. Aus diesem Grund und infolge der Wölbung der Elektroden konnte bislang keine Aufnahme der Funkenschallwelle in größerer Entfernung gewonnen werden. Nach Beendigung

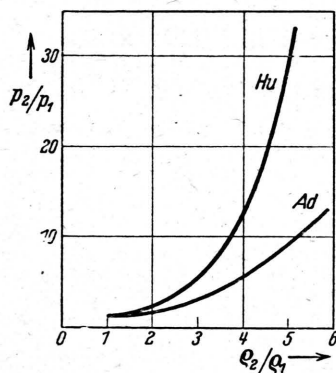


Abb. 10. Hugoniot-Kurve und Adiabate für Luft.

der Emission wird auch die Geschwindigkeit der Schallwelle abnehmen und in einer allerdings großen Entfernung auf den konstanten Normalwert absinken<sup>12</sup>.

Zum besseren Verständnis des Auftretens von Überschallgeschwindigkeiten und der Ausbildung einer damit zusammenhängenden steilen Wellenfront kann man auf Vorstellungen aus dem Gebiete der Gasdynamik zurückgreifen<sup>13</sup>. Die Drucke und Dichten beiderseits des Drucksprunges einer Stoßwelle in einem Gase werden durch die Hugoniotische Gleichung miteinander verknüpft. Ihre graphische Darstellung gibt Abb. 10. Nur für kleine Änderungen der Dichte geht die Hugoniot-Kurve asymptotisch in die Adiabate über. Für Flüssigkeiten, wo zu kleinen Dichteänderungen schon ganz erhebliche Druckänderungen gehören, ist qualitativ ein ähnlicher Verlauf zu erwarten, nur daß das Verhältnis von Ordinaten- zu Abszissenmaßstab um Zehnerpotenzen zu vergrößern ist. Die Steigung der Kurve ist Ausdruck für die Schallgeschwindigkeit. Spätere, vom Dichtering ausgehende Wellen laufen in eine jeweils dichtere bewegte Umgebung und haben daher immer größere Geschwindigkeiten. Sie überdecken den Raum zwischen Frontwelle und Dichtering, wie auch unsere Aufnahmen zeigen, und bewirken durch ihre gleichphasige Überlagerung die Versteilung der Wellenfront<sup>14</sup>.

<sup>14</sup> Theoretische Arbeiten über die Verhältnisse hinter der Wellenfront einer Druckwelle in Gasen finden sich bei H. P f r i e m, Akust. Z. 6, 222 [1941].

g) Funkenschallwellen im Grenzgebiet zweier Medien gleicher Struktur, aber verschiedener Schallgeschwindigkeit. Diese Versuche und Vorstellungen erfahren eine wertvolle Ergänzung, wenn man Röntgenbilder vom Eindringen einer Funkenschallwelle in ein Medium anderer Schallgeschwindigkeit macht.

Abb. 11a—d zeigt Aufnahmen vom Eindringen einer in Trichloräthylen entstandenen Funkenschallwelle in eine dünne, zwischen der Elektrode und einer 1,5 mm dicken Scheibe aus Igelit (Polyvinylchlorid) befindlichen Schicht des gleichen Mediums. Die Aufnahmen 11a und b lassen erkennen, daß offenbar der frontalen Schallwelle noch eine zweite, wenn auch wesentlich schwächere und feinere, folgt. Die Aufnahmen 11c und d lassen die Struktur des Verdichtungsraumes (Frontwelle  $w$  und Dichtering  $d$  nach Bild 3) in Trichloräthylen verhältnismäßig gut erkennen. Offenbar sind die Entladungen nicht so kräftig gewesen, und aus dem Verdichtungsring laufen nur noch schwache Nachschubwellen in die Frontwelle hinein. Ihr Fehlen hat entsprechend den oben entwickelten Vorstellungen zur Folge, daß die Wellenfront keine sonderliche Steilheit und damit Bildschärfe aufweist.

In Richtung des Einfallslotes gemessen, ergibt sich für die dünne Schicht Trichloräthylen eine Schallgeschwindigkeit, die um den Faktor 0,65 kleiner ist als in Trichloräthylen großer Schichtdicke; wenn man für letzteres 1700 m/sec zugrunde legt, hat sie den Wert 1100 m/sec. Sie kann aus Abb. 11d, wo der Durchschlag genau an der Grenze der beiden Medien stattgefunden hat, direkt abgelesen werden. Die Ausmessung der drei übrigen Bilder, wo der Überschlag in einiger Entfernung von der Grenzlinie stattgefunden hat, gibt etwas andere Werte. Und zwar hat der rela-

tive Brechungsindex die in Tab. 2, zweite Reihe, verzeichneten Werte.

Eine Variante dieser Versuche zeigt Abb. 12. Hier ist der Überschlag in der mit Trichloräthylen gefüllten kreisrunden Öffnung einer Igelitscheibe erzwungen worden. Abb. 13 zeigt das Ergebnis dieses Experiments bei  $F_v = 1\frac{1}{8}$  mm bei Überschlag in der 10 mm weiten Öffnung einer 2 mm starken größeren Glasplatte, und Abb. 14 das Ergebnis an einem 2 mm starken Glasring von 10 mm innerem Durchmesser. Bei beiden Versuchen sind Wellen von einer hohen Schallgeschwindigkeit im Glas selbst nicht zu erkennen. Im ersten Falle ergibt sich ein relativer Brechungsindex von 1,8 und im zweiten Falle nahe an 1; dieser ist also sehr stark abhängig von der Lage des Zentrums des Entladungsraumes.

Daraus müssen wir folgern, daß die durch die Schallwellen in Igelit und Glas erzeugten Dichteänderungen nicht groß genug sind, um mit den relativ harten Strahlen unseres Röntgenblitzrohres erfaßt werden zu können, und daß die durch die Bilder wiedergegebenen Erscheinungen sich in den dünnen Flüssigkeitsschichten zwischen den Elektroden und den eingelegten Isolierstoffplatten abspielen.

h) Die von Schmidtschen Kopfwellen. Zu den interessantesten Erscheinungen der Akustik gehören die von O. v. Schmidt entdeckten Kopfwellen, die dadurch entstehen, daß eine in einem schnellen Medium laufende Schallwelle im langsameren eine Kopfwelle nach sich zieht<sup>2, 15</sup>, für die die Machsche Beziehung gilt

$$\sin \alpha = u_- / u_+,$$

wenn wir unter  $\alpha$  den Winkel zwischen Kopfwellenfront und Grenzfläche, und unter  $u_-$  bzw.  $u_+$  die Schallgeschwindigkeit im akustisch dichteren und dünneren Medium verstehen. Damit ist eine von den primären Wellen völlig unabhängige Bestimmung ihrer Geschwindigkeitsverhältnisse bzw. des relativen Brechungsindex gegeben. Die Röntgenaufnahme vermittelt ferner einen sicheren Anhaltspunkt über die in Kopfwellen auftretenden Dichten und Drucke.

Die Aufnahmen 11a—d lassen den Kopfwelleneffekt an den Flanken der in die dünne Trichloräthylenschicht eindringenden Welle deutlich erkennen. In Tab. 2 sind einander gegenübergestellt

Bild . . . . .	11 a	11 b	11 c	11 d
Entfernung $m$ . . . . . cm	0,45	0,25	0,35	0
Rel. Brechungsindex (aus direkten Wellen) . . . .	1,64	1,92	2,55	1,54
Rel. Brechungsindex (aus Kopfwellen)				
Linke Flanke . . . . .	1,75	1,94	2,80	1,49
Rechte Flanke . . . . .	1,62	2,06	2,30	1,53

Tab. 2. Gegenüberstellung der auf Grund der direkten Wellen und der Kopfwellen erhaltenen relativen Brechungsindices.

<sup>15</sup> O. v. Schmidt u. A. Kling, Physik. Z. **41**, 407 [1940].



worden die relativen Brechungsindizes, die sich aus der Ausmessung der direkten Wellen und aus der der Kopfwelle ergeben. In der ersten waagerechten Spalte stehen die Entfernungen, in denen die Entladungszentren von den Grenzflächen liegen.

Lotrecht zur Grenzfläche gerechnet ist der relative Brechungsindex durch das Verhältnis

$$\frac{u_+}{u_-} = \frac{s-m}{r_a} \quad (8)$$

gegeben, wenn wir unter  $s$  die Eindringtiefe in den festen Stoff, gerechnet vom Entladungszentrum, und unter  $m$  den Abstand des Entladungszentrums von der Grenzlinie verstehen. Die Machschen Winkel und damit die sich aus den Kopfwellen der linken und rechten Flanke ergebenden relativen Brechungsindizes sind deswegen nicht gleich, weil durch die Wölbung der Elektroden kleine Variationen in der Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit eintreten. Innerhalb einer Genauigkeit von etwa 10 % der angegebenen Werte ist aber die Übereinstimmung zwischen den aus den direkten Wellen und aus den Kopfwellen ermittelten Brechungsindizes gut.

Eine Zuordnung zu den Mittelpunkten der Entladungszentren ist offenbar dadurch erschwert, daß die Entladungen verschieden stark ausgeprägt sind und, wie es verständlich ist, dementsprechend auch verschieden schnelle Wellen aussenden. Die Zuordnung wird aber eindeutig und der Kopfwelleneffekt sauber ausgeprägt, wenn wir den elektrischen Durchschlag in einem schmalen, 4 mm breiten, mit Trichloräthylen erfüllten Schlitz einer 1,5 mm starken Igelitscheibe vor sich gehen lassen, wie es Abb. 15a zeigt. Der Anfang des Schlitzes fällt mit dem Mittelpunkt der Elektroden zusammen. Der Überschlag ist aber nicht dort, sondern 12 mm weiter erfolgt, und zwar genau an dem einen Rande des Schlitzes. Die Auswertung der Abb. ergibt folgenden Befund:

I. Brechungsindex bei unmittelbarem Eintritt der Schallwelle von der dickeren in die dünnere Trichloräthylenschicht (in Abb. 15a oben):

- a) auf Grund der primären Wellen:  
1,68 (1700 m/sec : 1010 m/sec).
- b) auf Grund der Kopfwellen:  
1,66 (1700 m/sec : 1020 m/sec).

II. Brechungsindex bei zeitlich späterem Eintritt der Wellen (in Abb. 15a unten):

- a) auf Grund der primären Wellen:  
2,0 (1700 m/sec : 850 m/sec).
- b) auf Grund der Kopfwellen:  
2,0 (1700 m/sec : 850 m/sec).

Daraus geht hervor, daß die Geschwindigkeit der eindringenden Welle von der Lage des Emissionszentrums und damit offenbar von der momentanen (nicht der oben in Abschn. III d gemessenen mittleren) Geschwindigkeit der anlaufenden Welle abhängig ist. Aus dieser Tatsache, die auch an anderen Abbildungen gefunden wird, können wir aber weitere Schlüsse ohne eine Serie neuer Versuche nicht ziehen.

Abb. 15a gibt ferner folgende Ergebnisse:

III. Die Igelitscheibe ist durch den großen Druck so stark deformiert worden, daß die Schlitzbreite von 4 mm auf etwa 5 mm gestiegen ist.

IV. Für die Dichte in den Kopfwellen ergibt sich auf Grund der Schwärzung nahe der Grenzlinie ein den primären Wellen ungefähr gleicher Wert, d. h. auch in ihnen ist die Dichte des Trichloräthylens um etwa 100 % gestiegen.

Sämtliche bislang gemachten Aufnahmen ergeben, daß die Intensitäten der Kopfwellen hinsichtlich Druck und Dichte von der gleichen Größenordnung wie die der erzeugenden primären Wellen sind.

Bemerkenswert ist noch folgendes: Bei den meisten Aufnahmen zieht die Frontwelle in der Flüssigkeit ein breites Band schwächerer Wellen, die sie einzuholen suchen, hinter sich her. Das wird auch an den Kopfwellen dadurch sichtbar, daß sie dann den ganzen Raum, den sie durchlaufen haben, überdecken, wie Abb. 15a erkennen läßt. Ist dagegen die primäre Welle nur von geringer Breite gewesen, bzw. die Emission der Nachschubwellen schon abgeschlossen, so ist auch die Kopfwelle nur von geringer Breite, wie aus Abb. 11d zu sehen ist.

In Abb. 15b, ebenfalls eine Aufnahme an einer 1,5 mm dicken Igelitscheibe mit 3,2 mm breitem Schlitz, ist der Durchschlag nahe am Anfang des Schlitzes erfolgt. Eindringene Wellen, Kopfwellen und die Aufweitung des Schlitzes sind zu erkennen. Versuche an Plexiglas geben das gleiche Bild.

#### IV. Zusammenfassung der Ergebnisse

Die vorliegende Experimentalarbeit dient der Untersuchung der Emission und Ausbreitung von Schallwellen, die in dielektrischen Flüssigkeiten als Folge eines elektrischen Funkens entstehen. Sie behandelt die akustisch-thermodynamische Fortsetzung des elektrisch-optisch bestimmten ersten Teils einer Funkenentladung.

Die Versuchsobjekte befinden sich zwischen zwei schalenförmigen Elektroden aus Aluminium und werden parallel zum elektrischen Funken mit Röntgenstrahlen durchleuchtet. Da die zu beobachtenden Vorgänge mit Schall- und Überschallgeschwindigkeit ablaufen, finden zur Durchleuchtung intensive Röntgenblitze von etwa  $5 \cdot 10^{-8}$  sec effektiver Röntgenblitzdauer Anwendung<sup>16</sup>. Sie werden mit Hilfe eines Hochvakuum-Röhrenblitzrohres mit kalter Hohlkegelkathode und massiver Wolfram-Kegelanode erzeugt und durch eine eingebaute Zündelektrode gezündet.

Zur Untersuchung gelangen die Funkenschallwellen eines oszillatorischen Funkens von 500 A Stromstärke. Versuchssubstanz ist die Flüssigkeit Trichloräthylen.

Es ergibt sich für die Flüssigkeit, daß sich der Funkenkanal zu einem Entladungsraum ausweitet. Die aus dem Entladungsraum verdrängte Materie umgibt ihn ringförmig als Verdichtungsraum. Dieser besteht aus einem inneren Dichtering, aus dem eine Funkenschallwelle mit Über-

schallgeschwindigkeit abläuft und durch nachlaufende Wellen eine scharfe Wellenfront von etwa  $5 \cdot 10^{-8}$  sec meßbarer zeitlicher Breite erhalten kann. In dem Verdichtungsraum bzw. in der ablaufenden frontalen Funkenschallwelle erreicht die Materie bei kleinem Elektrodenabstand die doppelte Dichte und steht unter dynamischen Drucken von mehr als 15000 kp/cm<sup>2</sup>. Bei Abständen der Elektroden von wenigen Millimetern steigt die Schallgeschwindigkeit während der Emission auf etwa 1700 m/sec, während ihr Normalwert 1050 m/sec beträgt.

Beim Übertritt dieser Überschallwelle in ein Medium anderer Schallgeschwindigkeit, aber gleicher Zusammensetzung, treten ebenfalls beträchtliche Dichte- und Druckänderungen auf. Reflexionen von Wellen werden nicht beobachtet. Das Auftreten ausgeprägter Kopfwellen wird beobachtet. Die relativen Brechungsindizes, bestimmt aus den primären Wellen, werden in guter Übereinstimmung mit den aus den Machschen Winkeln der Kopfwellen berechneten gefunden. Dadurch, daß die Röntgenblitzdurchleuchtung die Nachteile des Toeplerschen Schlierenverfahrens vermeidet, können auch die in den Kopfwellen auftretenden Dichten ermittelt werden; sie erweisen sich von gleicher Größenordnung wie die in den primären Wellen herrschenden.

Die Versuchsergebnisse werden durch eine Reihe von Photographien belegt. Versuche zur höchsten Steigerung von Dichte und Druck sind in Vorbereitung.

Es ist uns ein besonderes Bedürfnis, den HHrn. Fritz Grade und Fritz Eckhardt für ihre Mitarbeit beim Aufbau der umfangreichen Apparatur, den sie unter schwierigsten Bedingungen in kurzer Zeit durchführten, auf das herzlichste zu danken.

## NOTIZEN

### Bemerkung zur Grundlegung der Dimensionsanalysis

Von H. Görtler

Mathematisches Institut der Universität Freiburg i. Br. (Z. Naturforschg. **3a**, 668—669[1948]; eingeg. am 1. Oktober 1948)

Als „absolute Bedeutung der relativen Größe“ bezeichnet Bridgman in seinem bekannten Buch über Dimensionsanalysis<sup>1</sup> folgende Eigenschaft physikali-

<sup>1</sup> P. W. Bridgman, Theorie der physikalischen Dimensionen. Deutsche Ausgabe hrsg. von H. Holl. B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin 1932.

scher Maßsysteme: Das Verhältnis der Maßzahlen zweier Intensitäten einer gemessenen Größe ist unabhängig von der Wahl der Einheit, mit der die Intensitäten gemessen werden. Er führt diese Eigenschaft als Axiom bei der Grundlegung seiner Theorie der Dimensionen ein und betont dazu, daß „jedes tatsächlich in Gebrauch befindliche Maßsystem diese Eigenschaft besitzt“<sup>2</sup> und „nur dann die Methode der Dimensionsanalysis anwendbar“ ist<sup>3</sup>. Wenn Bridgman sagt, „wir wollen deshalb nur solche Systeme

<sup>2</sup> P. W. Bridgman<sup>1</sup>, S. 19.

<sup>3</sup> P. W. Bridgman<sup>1</sup>, S. 21.