digkeit v ebener Wellen mit der Frequenz ν

$$v = \sqrt{\frac{k T_e \nu^2}{m(\nu^2 - \nu_0^2)}}$$
 wobei ν_0 der schon in Abschn. 1 genannten Elektronenkonzentration gemäß $\nu_0^2 = \frac{n_0 e^2}{\pi m}$ entspricht; T_e ist die Temperatur des Elektronengases. Für Werte von ν_0 , die sich nur noch wenig von ν (in unserem Falle = Senderfrequenz) unterscheiden, nimmt v rasch extreme Werte an. $\nu_0 \rightarrow \nu$ bedeutet nun, daß sich die Elektronen schließlich in gleicher Phase bewegen. Dies könnte in unserem Falle eine Erklärung für die gemäß den obigen experimentellen Befunden bereits vermuteten starken Ringströme darstellen. Die Lindersche Theorie müßte dann allerdings noch für den Fall des hier benutzten Rotationsfeldes ausgebaut und hinsichtlich des Einflusses eines überlagerten statischen Magnetfeldes ergänzt werden. Die Durchrechnung dieser Aufgabe stößt aber auf beträchtliche mathematische Schwierigkeiten.

Schließlich kann man noch aus der schon mehrfach genannten Formel $\nu_0^2 = \frac{n_0 e^2}{\pi m}$ die zur Resonanz notwendige Elektronenkonzentration errechnen.

Für eine mittlere Frequenz von 19 MHz wird $n_0 = 4.4 \cdot 10^6/\text{cm}^3$.

* Anm. b. d. Korrr.: Der experimentelle Befund der starken Abhängigkeit der magnetischen Wechselfeldstärke in der Gasentladung von Anodenspannung und statischem Magnetfeld legte in erster Linie die Deutung des gefundenen Effektes als eine von der Elektronenkonzentration stark abhängige Plasmaschwingung nahe. Es besteht jedoch offensichtlich eine Analogie hinsichtlich Versuchsanordnung (statisches Magnetfeld senkrecht zum magnetischen Wechselfeld) und Phänomenologie (Resonanz in der Leistungsaufnahme) mit Versuchen der Bestimmung der ferro- und paramagnetischen Erscheinungen fester oder flüssiger Körper bei hohen Frequenzen⁷. Es ist daher durchaus möglich, daß die beschriebenen Erscheinungen ähnlich wie diese Versuche erklärt werden können. Es sei dabei noch darauf hingewiesen, daß die Versuchsanordnung zunächst zum Zwecke der Steigerung der Leistungsfähigkeit der Hochfrequenzionquelle getroffen wurde und nicht speziell zur Klärung der Frage des Auftretens von Plasmaschwingungen oder von Resonanzerscheinungen bei in Gasentladungen induzierten magnetischen Momenten hinsichtlich eines statischen äußeren magnetischen Feldes. Es ist durchaus möglich, daß beide Effekte unter gegenseitiger Beeinflussung auftreten.

⁷ J. H. E. Griffiths, Nature [London] **158**, 670 [1946]; H. C. Torrey, E. M. Purcell u. R. V. Pound, Physic. Rev. **69**, 680 [1946]; Ch. Kittel, ebenda **73**, 155 [1948]; F. Bloch, W. W. Hansen u. M. Packard, ebenda **70**, 474 [1946].

Untersuchungen an Funkenschallwellen mit Hilfe von Röntgenblitzen

Von WERNER SCHAAFFS

Aus dem Physik-techn. Laboratorium des WWM der Siemens & Halske AG

(Z. Naturforsch. **4a**, 463—472 [1949]; eingegangen am 1. November 1948)

Durchleuchtet man mit Hilfe von Röntgenblitzen einen elektrischen Funken in einer dielektrischen Flüssigkeit, z.B. Trichloräthylen, im Augenblick des Durchschlags, so nimmt man nur einen feinen verschwommenen Funkenkanal ohne Ausstrahlung von Schallenergie wahr. Erst einige Zeit später beginnt sich der Durchschlag deutlich in einen zentralen Entladungsraum und einen ihn ringförmig umgebenden Verdichtungsraum aufzuspalten. Dann läuft in etwa 10^{-6} sec explosionsartig eine Schallwelle mit etwa 10 km/sec Geschwindigkeit unter dynamischen Drucken zwischen 10^4 und 10^5 kp/cm² ab, die aber rasch wieder an Geschwindigkeit verliert. Der sich dabei ausdehnende Entladungsraum sendet fortwährend in die schon vorverdichtete Umgebung schnelle Schallwellen aus, die den Verdichtungsraum erfüllen und die charakteristische Ausprägung der Funkenschallbilder unter mittleren Dichtesteigerungen um + 30% und unter dynamischen Drucken um 10^4 kp/cm² verursachen. Nach etwa 50 Mikrosekunden ist die Schallgeschwindigkeit wieder auf ihren konstanten Normalwert von 1050 m/sec abgefallen.

Die Funkenschallbilder sind nicht nur von dem Zeitmoment ihrer Aufnahme und der jeweiligen Entladungsstromstärke, sondern auch von der Dicke der Flüssigkeitsschicht, in der die Schallwellen laufen, abhängig. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Verdichtungsraumes nimmt mit abnehmender Schichtdicke schneller als die Ausdehnungsgeschwindigkeit des zugehörigen Entladungsraumes ab. Dadurch kommt in sehr dünnen Schichten eine außerordentlich starke Kompression der Materie zustande, die sich, wie an verschiedenen Flüssigkeiten gezeigt wird, in einer Verdoppelung und Verdreifachung der Dichte und damit einer beträchtlich erhöhten Röntgenstrahlabsorption bemerkbar macht. Der Verdichtung ist aber dadurch eine Grenze gesetzt, daß mit abnehmendem Elektrodenabstand der Durchschlag nicht mehr durch einen Hauptkanal, sondern durch viele zusätzliche kleine Funkenkanäle vor sich geht.

Wenn man einen Funkendurchschlag durch ein flüssiges Dielektrikum mit Hilfe eines Röntgenblitzes parallel zur Funkenbahn durchleuchtet, so beobachtet man einen zentralen Gasentladungsraum E, der von einem Verdichtungsraum D ringförmig umgeben wird¹. Im Verdichtungsraum, der sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet, erfährt die Materie eine so starke Kompression, daß die damit verbundene Schwächung der Röntgenstrahlung die photographische Aufnahme und Auswertung der Erscheinung ermöglicht (Abb. 1). Diese Erscheinung soll im Hinblick auf folgende spezielle Fragestellungen näher behandelt werden:

1. Wie sieht der Entladungsraum im Augenblick des elektrischen Durchschlags, also nach etwa 10^{-7} sec, aus?
2. Wie verändert sich in einem gegebenen Zeitpunkt nach dem Durchschlag das Erscheinungsbild des Effekts bei Veränderung des Elektrodenabstandes?
3. Mit welcher Geschwindigkeit laufen bei gegebenem Elektrodenabstand die Funkenschallwellen² ab? Besteht für bestimmte Zeitspannen nach dem Durchschlag eine starke Dispersion der Schallgeschwindigkeit?
4. Welche Verdichtungen der Materie können bei gegebener Entladungsstärke erzielt werden, und wie groß sind die zugehörigen dynamischen Drucke?
5. Welche Fehlerquellen müssen bei der Auswertung der Aufnahmen berücksichtigt werden?

I. Experimentelles

1. Apparat zur Messung des Entladungsraumes im Augenblick des Durchschlags

Um den elektrischen Durchschlag im ersten Moment sichtbar zu machen, muß die Zeitverzögerung zwischen elektrischem Durchschlag und Röntgenblitz von der Größenordnung der Dauer des letzteren sein, also etwa 10^{-7} sec betragen. Abb. 2 zeigt das Schema der Versuchsanordnung. In dem 2-poligen, dauernd evakuierten Röntgenblitzrohr RB steht der kegelförmigen, von dem Isolator I getragenen Wolfram-anode A eine plattenförmige Stahlkathode K gegenüber. Die Röntgenstrahlung tritt durch ein dünnes

¹ W. Schaaffs u. F. Trendelenburg, Z. Naturforschg. 3a, 656—668 [1948]. Im folgenden stets mit „S. u. T.“ zitiert.

² Wir gebrauchen das Wort „Funkenschallwellen“ an Stelle von „Knallwellen“, um der Eigenart ihrer Entstehung Rechnung zu tragen.

Aluminiumfenster ϕ aus, durchsetzt in einiger Entfernung die zwischen den beiden 2 mm starken gewölbten Aluminiumelektroden e_1 und e_2 (Krümmungsradius 130 mm) befindliche Flüssigkeitsschicht aus Trichloräthylen und gelangt dann auf die photographische Platte P. Versuchsflüssigkeit, Blitzröhre und Kugelfunkenstrecke F sind in Reihe geschaltet. Der Kondensator C wird über einen Vorwiderstand auf Hochspannung aufgeladen, bis die Anordnung nach Maßgabe der Einstellung von F durch Überschlag zündet und sich der Kondensator momentan entlädt.

2. Das Versuchsgefäß zur Erzeugung von Funkenschallbildern

Die Röntgenblitzrohranlage zur Durchleuchtung von Funkenschallwellen in einem einstellbaren Zeitpunkt ist in S. u. T. (Abschn. II) beschrieben worden. Da die Ausdehnung der Funkenschallbilder stark vom jeweiligen Elektrodenabstand bzw. von der örtlichen Dicke der Flüssigkeitsschicht abhängt, wurde das Versuchsgefäß, mit dem die Messungen vorgenommen wurden, verbessert; Abb. 3 zeigt einen Querschnitt. I ist ein Isolierkörper aus Igelit; T ein eiserner Hohlkörper, der durch drei gleichmäßig über den Umfang verteilte Schrauben s in der Höhe verstellbar ist und die obere, in einem mittleren Bereich flache Aluminiumelektrode e_2 trägt. Die untere Elektrode e_1 kann gewölbt sein, um den elektrischen Durchschlag möglichst in der Mitte der Versuchsflüssigkeit zu erzwingen. Wenn aber flache, feste Körper zur Untersuchung in die Flüssigkeit gebracht werden, so erweist sich eine ebene Elektrode e_1 als zweckmäßiger. Legt man großen Wert auf eine Steigerung der Bildkontraste, so kann man die Elektroden aus gewölbten Pertinaxplatten, die mit dünnem Aluminiumblech überzogen werden, anfertigen. Der Ort des elektrischen Durchschlags läßt sich meist nicht festlegen und ist nicht mit dem kleinsten Elektrodenabstand identisch. Die Folge ist, daß die Funkenschallbilder meist nicht genau kreissymmetrisch ausgebildet sind. Diese Unsymmetrie muß bei ihrer Auswertung, z. B. bei der Berechnung der Verdichtungen, beachtet werden.

3. Kurzzeitmessungen mit der Röntgenblitzröhre

Zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Funkenschallwellen sind Kurzzeitmessungen erforderlich. Wie die Auslösung eines Röntgenblitzes durch den zu untersuchenden Vorgang gesteuert wird, ist in S. u. T. beschrieben worden. Für die gesamte Zeitverzögerung zwischen dem Funkendurchschlag im Versuchsgefäß und dem ihn durchleuchtenden Röntgenblitz sind die Zeitkonstante des Stromtorkreises und die Teilverzögerungen an der einstellbaren Verzögerungsfunkenstrecke und an der Zündelektrode der Blitzröhre maßgebend. Die letztere ist für die Erfassung jener kleinen Zeitmomente, in denen die Funkenschallwellen ihre größte Geschwindigkeit haben, von größter Wichtigkeit; sie hängt von der

Abb. 1. Schema eines Funkschallbildes. Der Entladungsraum E wird vom Verdichtungsraum D ringförmig umgeben. G ist der von den Röntgenblitzen durchleuchtete Bereich.

Abb. 2. Schema der Versuchsanordnung zur Röntgendurchleuchtung von Funkenstrecken im Augenblick des elektrischen Durchschlags.

Abb. 3. Querschnitt durch das Versuchsgefäß zur Erzeugung von Funkschallbildern.

Abb. 4. Messung der Abhängigkeit der Zeitverzögerung t von der Verzögerungsfunkstrecke F_v in der Röntgenblitz-Meßapparatur.

Abb. 5. Gleichzeitige Photographie eines Funkschallbildes auf der Platte Q mit Röntgenblitz und der zugehörigen Zeit t auf der Platte P mit 2 Lichtblitzen.

Abb. 6. Schema zum Problem der möglichen Deformation der Elektroden unter dem Einfluß des Entladungsdruckes.

Abb. 7. Versuchsanordnung zur Durchleuchtung des Elektrodensystems und des Funkens senkrecht zur Funkenbahn.

Abb. 11. Überschlag in Brombenzol bei $d = 0,2$ mm und $t = 21 \cdot 10^{-6}$ sec.

Abb. 12. Überschlag in Brombenzol bei $d = 0,2$ mm und $t = 30 \cdot 10^{-6}$ sec.

Abb. 14. Schallemission im Zeitabschnitt t_3 . Trichloräthylen. Bild zu den Kurven der Abb. 13.

Abb. 15. Schallemission im Zeitabschnitt t_3 . Trichloräthylen. Bild zu den Kurven der Abb. 13.

Abb. 16. Schallemission im Zeitabschnitt t_4 . Trichloräthylen. Bild zu den Kurven der Abb. 13.

Abb. 17. Schallemission im Zeitabschnitt t_4 . Trichloräthylen. Bild zu den Kurven der Abb. 13.

Abb. 18. Überschlag in Trichloräthylen bei $d = 0,6$ mm und $t = 25 \cdot 10^{-6}$ sec. Geschichtete Elektroden.

Abb. 20. Zusammenstoß zweier Funkenschallwellen in Äthylenbromid bei $d = 0,4$ mm.

Abb. 21. Überschlag in Trichloräthylen zwischen parallelen Igelitstreifen von 1,6 mm Dicke bei $t = 24 \cdot 10^{-6}$ sec.

Kleinheit des Abstandes zwischen Zündelektrode und Kathode ab. Der höchstzulässige Elektrodenabstand ist 0,1 mm. Es ist zwar wünschenswert, ihn noch wesentlich kleiner zu machen, doch tritt spätestens bei 0,05 mm, vermutlich durch Ausbildung eines Lichtbogens, eine Brückenbildung zwischen Zündelektrode und Kathode ein, die die Röntgenblitzröhre unbrauchbar macht.

Die Bestimmung der Kurve des Zeitverzugs zwischen dem Durchschlag und dem dadurch ausgelösten Röntgenblitz in Abhängigkeit von der Verzögerungsfunkkenstrecke F_v wird in dieser Arbeit mit Hilfe der Schaltung Abb. 4 vorgenommen. Im Strahlengang der Röntgenblitzröhre RB befindet sich ein schräggestellter Spiegel Sp, eine von einem Motor M betriebene Lochscheibe LS, und dicht unter dieser die photographische Platte P. Wird durch Annäherung der Kugeln der Kondensator C_k über die Schaltfunkenstrecke FS entladen, so fixiert der von ihr ausgehende Lichtblitz nach Reflexion an Sp eine Stellung der Lochscheibe LS auf der Platte P. Der über das Kabel I, die Stromtorzündschaltung S, die Verzögerungsfunkkenstrecke F_v an die Zündelektrode Z des Blitzrohres fortgeleitete Spannungsstoß bringt den Kondensator C über RB zur Entladung. Der von der Anode A ausgehende Röntgenblitz fixiert die rotierende Lochscheibe dann in einer anderen Lage. Aus der Tourenzahl des Motors und dem Wegunterschied der beiden Lagen wird der Zeitunterschied zwischen dem Durchschlag bei FS bzw. X und der Durchstrahlung mit dem Röntgenblitz berechnet. Bei X ist das Elektrodensystem mit der Versuchsflüssigkeit angeschlossen. Das Licht des Durchschlags, der die Funkenschallwellen erzeugt, kann nach Sachlage der Dinge zur Zeitmarkierung nicht benützt werden, doch kann angenommen werden, daß dieser Durchschlag mit dem Zeitmoment maximaler Lichtaussendung der Schaltfunkenstrecke FS praktisch zusammenfällt.

Wünscht man, jedem Funkenschallbild die zugehörige Zeitverzögerung sofort zuzuordnen, so kann man die Versuchsanordnung nach Abb. 5 anwenden. Hier ist die Aluminiumscheibe, die bislang als Strahlenaustrittsöffnung des Blitzrohres gedient hat, durch ein Glasfenster ϕ ersetzt worden. Beim Funkendurchschlag im Elektrodensystem $e_1 e_2$ wird gleichzeitig die Schaltfunkenstrecke FS durchschlagen, und der von ihr ausgesandte Lichtblitz markiert eine Stellung der rotierenden Lochscheibe auf der Photoplatte P. Eine gewisse Zeit später wird die Blitzröhre gezündet. Der von der Anode A ausgehende Röntgenblitz fixiert auf der Platte Q das Funkenschallbild, und der gleichzeitig damit von A ausgehende Lichtblitz markiert nach Reflexion am Spiegel Sp, der nur das halbe Strahlenfeld ausfüllt, auf der Platte P die zweite Stellung der Lochscheibe LS. Dabei wird stillschweigend angenommen, daß im Rahmen dieser Versuche die Einsätze von Röntgenblitz und Lichtblitz als gleichzeitig angesehen werden können.

Die Funkenschallbilder werden in dieser Arbeit durch oszillatorische Funken erzeugt. Demgemäß erscheinen die durch die Schaltfunkenstrecke FS auf der Platte P erzeugten Bilder der Lochscheibe LS mit

einem abklingenden Band, welches anzeigt, daß die Entladungen in etwa 10^{-4} sec abgeklungen sind. Die durch kurze und starke Kabel gehenden gedämpften Entladungen haben eine Frequenz von $\nu \approx 600$ kHz und eine maximale Stromstärke von $i \approx 850$ Amp.

4. Fehlerquellen und Aufnahmetechnik

Der Effekt der Sichtbarmachung von Schallwellen mit Röntgenstrahlen beruht lediglich auf der Ausnutzung von Dichteunterschieden in der durchstrahlten Materie. Die polychromatische Röntgenstrahlung des Röntgenblitzes wird dabei nicht vorgefiltert, um ihre für den Kontrast so wertvollen weichen Komponenten nicht unwirksam zu machen. Das bringt allerdings den Nachteil mit sich, daß eine Dichtebestimmung des Verdichtungsraumes der Funkenschallbilder nicht auf Grund photometrischer Schwärzungsvergleiche vorgenommen werden kann. Die übliche Darstellung der Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten der Röntgenstrahlung von Wellenlänge, Ordnungszahl und Schichtdicke setzt nämlich monochromatische Strahlung und damit Konstanz des Schwächungskoeffizienten voraus, während in unserem Falle der kleinen Schichtdicken die Strahlenqualität noch durchaus veränderlich ist und der Schwächungskoeffizient mit zunehmender Schichtdicke noch abnimmt.

Was die Bildschärfe der Röntgenbilder betrifft, so setzt sie sich aus drei Anteilen zusammen, nämlich der durch die Breite des wirksamen Fokus hervorgerufenen Randunschärfe der Röntgenbilder, dann der durch die endliche Höhe des Funkenschallraumes zwischen den Elektroden bedingten Höhenunschärfe, und schließlich der Bewegungsunschärfe, die dadurch entstehen kann, daß die Röntgenblitzdauer nicht mehr kurz genug ist, um einen sich beispielsweise mit 10 km/sec ausbreitenden Vorgang exakt zu erfassen. Die Versuchsbedingungen waren so gewählt, daß für achsennahe Bilder die Höhenunschärfe kleiner als 0,09 mm und die fokale Randunschärfe kleiner als 0,2 mm waren.

Das Problem der Deformation der Elektroden unter dem Einfluß des elektrischen Überschlages verdient besondere Beachtung. Man kann nämlich gegen die Auswertung der Funkenschallbilder folgenden Einwand erheben (Abb. 6): Unter dem Druck der Entladung könnten die Elektroden e_1 und e_2 örtlich zurückweichen, die aus dem Entladungsraum verdrängte Flüssigkeit den Verdichtungsraum D so erfüllen, daß vorwiegend eine Vermehrung der Schichtdicke und dadurch eine Erhöhung der Röntgenabsorption die Folge wäre. Da die Deformation der Elektroden schneller läuft als die Ausbreitung von D, müßten oberhalb und unterhalb der Flüssigkeitsplatte Fl durch Kavitation Hohlräume H entstehen. Entgegen dieser Möglichkeit ergeben die Experimente, daß das Funkenschallbild kein unter hydrostatischem Druck stehendes Gebilde darstellt, also keinen allseitig gleich wirkenden Druck ausübt. Nur der Entladungsraum E dürfte für sich allein weitgehend dieser Bedingung genügen. Er versetzt durch seine radiale

Ausbreitung die im Gegensatz zu den festen Elektroden stark kompressible Flüssigkeit im Verdichtungsraum D in einen Spannungszustand. Der Druck, unter dem der Verdichtungsraum D steht, weist keine, oder jedenfalls nur sehr schwache Komponenten in Richtung auf die Elektroden auf. Der Verdichtungsraum „gleitet“ zwischen den Elektroden in Richtung des Spannungsvektors. Die nähere Untersuchung der Ausbildung und Gestalt komplizierterer Schallfiguren (z. B. mit Kopfwellen) spricht gegen eine Elektroden-deformation. Wie wir noch sehen werden, gehen bei kleinen Elektrodenabständen die Entladungen nicht nur durch einen Hauptkanal, sondern durch viele kleine Kanäle über eine größere Elektrodenfläche vor sich. Das wäre in unmittelbarer Nähe des Verdichtungsraumes der Hauptentladung nicht möglich, wenn durch Hohlraumbildung über der Flüssigkeit die Stromleitung zwischen den Elektroden unterbrochen wäre (vgl. Abb. 12).

Eine Deformation der Elektroden müßte sich sichtbar machen lassen, wenn man eine Röntgendurchleuchtung senkrecht zur Funkenbahn vornimmt und extreme, eine Deformation begünstigende Bedingungen wählt. In Abb. 7 dienen als Elektroden Aluminiumkappen von 0,65 mm Stärke und einem Krümmungsradius von 43 mm am Orte ihres geringsten Abstandes. Als Flüssigkeit wurde Benzin genommen, da eine Trichloräthylenschicht von 70 mm Tiefe hier keine Röntgenstrahlung mehr durchgelassen hätte. An die 1 mm voneinander entfernten Elektroden wurde eine Spannung von 80 kV gelegt. Es ergibt sich, daß während des Ablaufs der Funkenschallwelle zwar eine (bleibende) Verbeulung der Elektroden eintritt, diese sich aber praktisch auf den Durchmesser des Entladungsraumes beschränkt. Das Volumen des Verdichtungsraumes wird nur um etwa 8% vergrößert. Auf die Berechnung der mittleren Dichte des Verdichtungsraumes hat diese Korrektur nur einen geringen Einfluß. Der gleiche Versuch, ausgeführt an 2 mm starken Aluminiumelektroden, ergab weder beim Elektrodenabstand 1 mm, noch bei 0,5 mm einen meßbaren Einfluß.

II. Meßergebnisse

1. Die Ausdehnung der Funkenschallbilder

Die Ausdehnung der Funkenschallbilder hängt stark vom jeweiligen Elektrodenabstand bzw. von der örtlichen Dicke der Flüssigkeitsschicht ab. Abb. 8 gibt eine Darstellung der Abhängigkeit des Radius r_a des Verdichtungsraumes und des Radius r_i des Entladungsraumes (vgl. Abb. 1) vom Elektrodenabstand d im Zeitmoment $t = 23,5 \cdot 10^{-6}$ sec nach Beginn des Durchschlags wieder. Versuchsflüssigkeit ist Trichloräthylen. Die elektrische Schaltung ist die gleiche wie in Abb. 5 (bzw. Abb. 3 in S. u. T.); Versuchsgefäß nach Abb. 3. Oberhalb $d = 3$ mm wird die Ausbreitung der Funkenschallwellen vom Elektrodenabstand un-

abhängig, unterhalb $d = 1$ mm nimmt sie sehr schnell ab. Bei gegebenem Elektrodenmaterial wird die Absorption der Röntgenstrahlen mit abnehmender Flüssigkeitsschicht sehr gering, so daß der Strahlenkontrast recht schwach wird. Charakteristisch ist, daß die Ausdehnungskurven

Abb. 8. Die Radien r_a und r_i der Funkenschallbilder als Funktion des Elektrodenabstandes d an der Durchschlagsstelle nach $23,5 \cdot 10^{-6}$ sec. Trichloräthylen, 50–60 kV, 850 Amp.

Abb. 9. Vergleich der Radien r_a und r_i bei $t = 23,5 \cdot 10^{-6}$ sec mit denen bei $t = 21 \cdot 10^{-6}$ sec als Funktion von d . Trichloräthylen.

für Entladungs- und Verdichtungsraum für $d = 0$ offenbar gegen einen gemeinsamen Punkt konvergieren. Exakt ist dieser Punkt nicht zu verwirklichen, schon weil die Bedingung, daß bei gegebenen Werten von Strom und Spannung nur ein Funkenkanal entsteht, nicht mehr zu erfüllen ist. Das Ansteigen des Radius des Entladungsraumes mit abnehmendem Elektrodenabstand ist verständlich, denn es wird ja die Dichte der vom Kondensator gelieferten Entladungsenergie höher.

Dagegen dürften die Ursachen des starken Rückganges des Verdichtungsraumes wesentlich schwieriger zu erfassen sein. Vermutlich spielen Wärmeleitung und innere Reibung, insbesondere Wandreibung, eine ausschlaggebende Rolle, wenn nicht noch andere, mit der starken Dispersion der Schallgeschwindigkeit auf diesen kurzen Wegstrecken zusammenhängende Gründe maßgeblich sind.

Für die aus Abb. 8 ersichtlichen, bisweilen nicht unerheblichen Schwankungen in der Ausdehnung der Funkenschallbilder kommen zwei Ursachen in Frage. Die Verzögerungszeit t , gemessen mit den Schaltungen nach Abb. 4 und 5, ist mit einer Unsicherheit behaftet, die ihre Gründe in den oben erwähnten Schaltelementen, z. B. Funkenstrecken mit ihren statistischen Eigenschaften, hat. Und so wie die Lage des Durchschlagpunktes wohl infolge von Verunreinigungen schwankt, werden sich aus dem gleichen Grunde bei der hohen elektrischen Feldstärke zwischen den Elektroden die Entladungen nicht ausschließlich an einer Stelle abspielen, sondern über größere Flächen verteilen, ohne infolge ihrer geringen Dichtewirkungen in unseren Bildern sichtbar zu werden.

In Abb. 9 sind die beiden Kurven der Abb. 8 noch einmal gezeichnet worden. Ferner sind neu eingetragen die Ausdehnungskurven von Verdichtungs- und Entladungsraum in dem Zeitmoment $t = 21 \cdot 10^{-6}$ sec nach dem Durchschlag. Es konnten hierbei nur wenige Meßpunkte aufgenommen werden, sie lassen aber das Wesentliche erkennen. Unterhalb eines Elektrodenabstandes $d = 1$ mm verändert sich das Bild beträchtlich und nähert sich dem der Kurven für spätere Zeitmomente. Es macht sich die schon erwähnte Tatsache geltend, daß die Energiedichte bei einem Entladungsraum sehr geringer Schichtdicke groß wird. Demgemäß muß auch die Schallabstrahlung vom Entladungsraum wesentlich früher als bei der vorgenannten Abb. 8 eingesetzt haben.

Wie schon erwähnt wurde, ist bei sehr kleinem Elektrodenabstand der Bildkontrast in Trichloräthylen gering. Man kann ihn beträchtlich erhöhen, wenn man als Versuchsflüssigkeit einen Stoff nimmt, der sich durch ein hohes Atomgewicht einer seiner Komponenten auszeichnet, also einen gegen Aluminium großen Schwächungskoeffizienten für Röntgenstrahlen besitzt. Als Belege für Art und Unterschied solcher Kurven für $t = 21 \cdot 10^{-6}$ sec und $t = 30 \cdot 10^{-6}$ sec bei einem

Elektrodenabstand $d = 0,2$ mm dienen die Aufnahmen Abb. 11 und 12 an Brombenzol $C_6H_5Br^3$.

Vermindert man die Stromstärken im Entladungskreis durch Einschaltung von Ohmschen Widerständen, so verändern sich die Proportionen der Funkenschallbilder nach Abb. 10. Der Radius r_i des Entladungsraumes E nimmt linear mit der Stromstärke ab und konvergiert erwartungsgemäß gegen 0. Der Radius r_a des Verdichtungsraumes D muß dagegen einem endlichen Wert zustreben, da auch für die schwächsten Funken die Schallgeschwindigkeit nicht unter ihren Normalwert 1050 m/sec fallen kann. Wie aus der Abb. 10 hervorgeht, konvergiert das Verhältnis $r_i:r_a$ gegen 0, die nach Gl. (1) unten davon abhängige

Abb. 10. Verdichtungsraum $D(r_a)$ und Entladungsraum $E(r_i)$ als Funktion der max. Anfangsstromstärke der Entladung. $t = 24 \cdot 10^{-6}$ sec, $d \approx 1,7$ mm.

Verdichtung $\rho_u:\rho$ des Verdichtungsraumes noch schneller; d. h. für 300 Amp. läßt sich eine nach Gl. (1) berechnete Verdichtung des Trichloräthylens um +5% noch gerade nachweisen, für 200 Amp. die entsprechende Verdichtung um +0,3% nicht mehr.

2. Die Schallgeschwindigkeit

In zwei Punkten weicht die Schallgeschwindigkeit von Funkenschallwellen vom normalen Verhalten gewöhnlicher Schallwellen beträchtlich ab, einmal in der starken Abhängigkeit von der Schichtdicke des Mediums, in dem sie laufen, zum anderen in ihrer räumlichen und zeitlichen Veränderlichkeit. Wenn man in Abb. 9 die Differenzen der Ordinaten der beiden r_a -Kurven durch den Zeitunterschied, für den sie aufgenommen worden sind, dividiert, so erhält man als mittlere Schallgeschwindigkeit $u_{\Delta t}$. Die obere strichpunktier-

³ Sämtliche Aufnahmen sind Positivkopien der Original-Negative; d. h. den Stellen größerer Helligkeit entspricht die geringere Röntgenstrahlenabsorption und umgekehrt.

Kurve der Abb. 9 stellt u_d als Funktion des Elektrodenabstandes d dar. Sie ist für größere Abstände 3—4-mal so groß wie die gewöhnliche, als molekulare Konstante geltende Schallgeschwindigkeit von 1050 m/sec bei 20°C in Trichloräthylen und sinkt für Flüssigkeitsschichten von einigen Zehntelmillimetern Dicke rasch unter diesen Normalwert ab.

Die untere strichpunktierte Kurve der Abb. 9 stellt die mittlere Ausdehnungsgeschwindigkeit v_d des Entladungsraumes im gleichen Zeitabschnitt dar. Sie ist viel weniger von der Begrenzung des Mediums abhängig und wird für kleine Abstände d unsicher, breitet sich aber immerhin in diesem Zeitabschnitt zwischen 20 und 24 Mikrosekunden auch mit Überschallgeschwindigkeit aus.

Bei einem Vergleich der Schallgeschwindigkeiten bei größeren Elektrodenabständen mit dem früher in S. u. T. angegebenen Wert 1700 m/sec fällt auf, daß jene etwa doppelt so groß sind wie dieser. Dabei ist aber zu beachten, daß die frühere Bestimmung mit einer kleineren Entladungsstromstärke und bei viel größeren Δt -Werten (Δt etwa $7 \cdot 10^{-6}$ sec) vorgenommen worden ist, ohne die starke Dispersion der Schallgeschwindigkeit mit der Zeit zu kennen. Bei der Schallgeschwindigkeitskurve der Abb. 9 ist das Zeitintervall mit $2,5 \cdot 10^{-6}$ sec schon wesentlich kleiner, aber die ermittelte Schallgeschwindigkeit gibt auch hier nur einen Mittelwert in diesem Zeitintervall an.

Dieser Befund läßt vermuten, daß bei noch kürzerer Zeitspanne noch größere wahre Schallgeschwindigkeiten auftreten, und er wird dadurch gestützt, daß es mit den augenblicklichen Hilfsmitteln nur selten gelingt, unter den gegebenen Bedingungen für $21 \cdot 10^{-6}$ sec $< t < 22 \cdot 10^{-6}$ sec Funkenschallbilder vom äußeren Radius 2 mm $< r_a < 8$ mm und vom inneren Radius 1 mm $< r_i < 3$ mm zu erhalten. Das ist nur so zu erklären, daß nach der deutlichen Differenzierung des Funkenschallbildes im Entladungs- und Verdichtungsraum eine mit sehr hoher Überschallgeschwindigkeit in $\Delta t \approx 1 \cdot 10^{-6}$ sec ablaufende explosionsartige Aufweitung stattfindet. Es ist daher auch keineswegs einfach, in der Kurvenschar, zu der die beiden Kurven $r_a(t)$ in Abb. 9 gehören, diejenigen zu ermitteln, die der unteren naheliegen bzw. ungefähr horizontal verlaufen.

Abb. 13 zeigt für Elektrodenabstände zwischen 1 und 2 mm die Ausdehnungskurven $r_a(t)$ der

Front des Verdichtungsraumes und $r_i(t)$ des Entladungsraumes. Die strichpunktierte Kurve ist durch Differentiation erhalten und stellt die wahre Schallgeschwindigkeit u (identisch mit Ausdehnungsgeschwindigkeit der Front des Verdichtungsraumes) dar. Die Änderung der Schallgeschwindigkeit mit der Zeit ist also beträchtlich. Man kann 5 Zeitabschnitte unterscheiden:

1. $t_1 \approx 10^{-7}$ sec, $r_a \approx r_i \leq 0,5$ mm.
2. $t_2 \approx \tau \approx 20 \cdot 10^{-6}$ sec. Die Differenzierung $r_a > r_i$ beginnt langsam. Ausbildung des Verdichtungsraumes als Dichtering. Verwaschene Übergänge.
3. $t_3 \approx 1 \cdot 10^{-6}$ sec. Explosionsartige Aufweitung des Funkenschallbildes. $r_a > r_i$. Die Schallgeschwindigkeit erreicht abnorm hohe Werte $u \rightarrow 10000$ m/sec. Abb. 14 und 15.
4. $t_4 \approx 8 \cdot 10^{-6}$ sec. Allmählich wird $r_a \gg r_i$. Die Überschallgeschwindigkeit sinkt zunächst schnell, dann langsam ab, behält aber ihren über dem Normalen liegenden Wert. Der Verdichtungsraum ist einigermaßen gleichmäßig von Schallenergie erfüllt und zeigt seine charakteristische Ausprägung. Abb. 16 und 17.
5. $t_4 < t_5 < \infty$. Die Schallgeschwindigkeit ist auf ihren Normalwert abgesunken. Der Entladungsraum dehnt sich kaum mehr aus und wird sich schließlich zusammenziehen und verschwinden.

Die auf der Abszisse noch vermerkte Zeitspanne t_i gibt an, wann bei diesen Versuchen die oszillatorische Entladung von 600 kHz von ihrem anfänglichen Maximalwert von etwa 850 Amp. auf Null abgesunken ist.

Da die Genauigkeit der Zeitmessung aus den früher erwähnten Gründen etwa $\pm 1 \cdot 10^{-6}$ sec und damit von der Größe t_3 ist, kann das angegebene Maximum der Schallgeschwindigkeit nur als Anhaltspunkt für den ungefähren Wert angesehen werden. Es ist nicht ausgeschlossen, daß bei vielmal stromstärkeren Funkenentladungen Geschwindigkeitsmaxima von 100 km/sec auftreten können, für deren scharfe Erfassung die Kürze unserer Röntgenblitze bestimmt nicht mehr ausreicht. Sicher ist, daß der Verdichtungsraum im Zeitabschnitt t_3 eine Unschärfe aufweist, bei der nicht mit Sicherheit entschieden werden kann, ob sie lediglich auf die noch zu geringe Röntgenstrahlenabsorption oder hauptsächlich auf die genannten Gründe zurückzuführen ist; Abb. 15 gibt ein Beispiel.

Die Bestimmung des Funkenschallbildes im Zeitraum t_1 wurde mit der Versuchsanordnung nach Abb. 2 durchgeführt. Da sich die photographische Aufnahme zur Reproduktion wenig eignet, ist auf eine bildliche Wiedergabe dieses Stadiums verzichtet worden. Eine nähere Diskussion der Stromstärke des Funkens im Augenblick der Aufnahme ergab einen Wert um 1500 Amp. Es wird bei einem Elektrodenabstand von 1,5 mm an der Durchschlagsstelle ein verwaschener Kanal

schwommenen Charakter der Erscheinung nichts geändert.

Im Zeitraum t_4 sinkt die Geschwindigkeit der Schallwellenfront sehr schnell ab, und die aus dem Entladungsraum nacheilenden schnelleren Schallwellen erfüllen den Verdichtungsraum so, daß er auf den ersten Blick gleichmäßig dunkel erscheint. Die nacheilenden Wellen bewirken gleichzeitig die Versteilung der Front. Die geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit gestattet eine

Abb. 13. Die Radien r_a und r_i (Verdichtungsraum und

Entladungsraum) als Funktion der Zeit t bei einem Elektrodenabstand d zwischen 1,5 und 2 mm. Strichpunktisiert die Schallgeschwindigkeit (der Frontwelle des Verdichtungsraumes) als Funktion der Zeit. Die durch den Koordinaten-Nullpunkt gehende punktierte Gerade deutet an, wie bei einer normalen Schallgeschwindigkeit in Trichloräthylen von 1050 m/sec bei sofortiger Emission der Verlauf von r_a sein würde.

von etwa 0,75 mm Breite schwach sichtbar. Da wir es im vorliegenden Falle mit dem Durchschlag eines nichtoszillierenden Funkens zu tun haben, findet sich sehr viel Energie in diesem Kanal konzentriert. Offenbar liegt noch keine Trennung von Flüssigkeits- und Gasphase vor, und es existiert daher auch noch nicht der später den Entladungsraum so charakteristisch umgebende ringförmige Verdichtungsraum. In der Zeit von 10^{-7} sec nach Durchschlag kann man noch nicht von einer Emission von Funkenschallwellen sprechen. Wird der Abstand der Elektroden verkleinert, so daß die Länge des Durchschlagraumes 0,5 mm beträgt, so wird sein Durchmesser zwar auf etwa 1 mm vergrößert, aber an dem ver-

schärfere Erfassung durch die Röntgenblitze. Die $r_a(t)$ -Kurve muß asymptotisch in eine Gerade mit der Steilheit $dr_a/dt = u_{\text{normal}} = 1050$ m/sec übergehen. Abb. 15 und 16 geben charakteristische Bilder dieses Zeitabschnittes.

Die Kurven der Abb. 13 erfahren unter anderen Versuchsbedingungen eine Verschiebung, ohne ihren Charakter einzubüßen. In dünneren Flüssigkeitsschichten verlaufen die Schallwellen langsamer, die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Entladungsraumes wird ausschlaggebender und die Verzugszeit τ wird wesentlich kleiner. Der charakteristische Knick der $r_a(t)$ - und $r_i(t)$ -Kurven wird flacher.

Die Ausdehnungsgeschwindigkeit des zentralen

Entladungsraumes, die einen ähnlichen Verlauf wie die u -Kurve in Abb. 13 aufweist und ein Maximum von etwa 4000 m/sec durchläuft, ist durch die kinetische Energie der Bestandteile des Plasmas bestimmt und läuft nur anfänglich der des Verdichtungsraumes parallel. Sie verlangsamt sich bald; die Ausdehnung r_i des Entladungsraumes dürfte nach etwa $50 \cdot 10^{-6}$ sec ihr Maximum finden.

3. Die Erzeugung hoher Dichten und Drucke

Wie aus Abb. 8 hervorgeht, nimmt in der Zeitphase t_4 mit abnehmendem Elektrodenabstand d der Unterschied in den Radien von Verdichtungsraum und Entladungsraum ab. Darauf beruht die Möglichkeit, Materie kurzzeitig sehr stark zu komprimieren. In der für eine Flüssigkeitsplatte in S. u. T. abgeleiteten Formel für die mittlere Dichte ϱ_u des Verdichtungsraumes

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

strebt $r_i \rightarrow r_a$ und mithin $\varrho_u \rightarrow \infty$. Aber schon die Erzielung einer dreifachen Dichte bereitet Schwierigkeiten. Zu ihren Ursachen gehört die schon erwähnte Tatsache, daß bei engen Elektrodenabständen der Funkenüberschlag nicht mehr an einer einzelnen Stelle erfolgt, sondern über einen größeren Elektrodenbereich in zahllosen, mehr oder minder feinen Kanälen. Zwar bildet sich im allgemeinen ein einzelner Kanal zum Funkenschallbild besonders stark aus, doch kann die ihm zugeführte Energie durch die Nebkanäle bedeutend geschwächt sein.

In Tab. 1 sind einige organische Flüssigkeiten zusammengestellt worden, an denen Versuche zur Erzielung hoher Dichten gemacht wurden (Apparatur nach Abb. 3). In der Tabelle sind die Normaldichten ϱ bei 20°C , die Dichtesteigerungen $\varrho_u : \varrho$ und die maximal erzielten Dichten ϱ_u verzeichnet. Die vorletzte Spalte enthält die Angabe des Elektrodenabstandes d an der Stelle der Dichtebestimmung. Die Dichten ϱ_u können naturgemäß nicht mit Temperaturangaben versehen werden, da diese hier auf experimentellem Wege nicht zu ermitteln sind.

Aus den Abb. 11 und 12 ist deutlich zu ersehen, daß die Entladung sich über verschiedene Kanäle verteilt hat, von denen jeder für sich ein Funkenschallbild im Kleinen erzeugt. Dadurch, daß bei

Flüssigkeit	Formel	ϱ g/cm ³	$\varrho_u : \varrho$	ϱ_u g/cm ³	d mm
Trichloräthylen	C_2HCl_3	1,48	3,27	4,84	0,10
α -Chlornaphthalin	$\text{C}_{10}\text{H}_7\text{Cl}$	1,19	2,06	2,45	0,22
Brombenzol	$\text{C}_6\text{H}_5\text{Br}$	1,50	2,55	3,82	0,22
Jodbenzol	$\text{C}_6\text{H}_5\text{J}$	1,83	2,00	3,66	0,2
Äthylenbromid	$\text{C}_2\text{H}_4\text{Br}_2$	2,06	2,27	4,68	0,2
Schwefelkohlenstoff	CS_2	1,26	3,27	4,12	0,3

Tab. 1. Zusammenstellung hoher Dichten in einigen Flüssigkeiten. Strom etwa 850 A; $t = 24 \cdot 10^{-6}$ sec, nur bei Brombenzol $t = 30 \cdot 10^{-6}$ sec.

der schnelleren Ausbreitung der Hauptentladung schwächere Nebenentladungen geschluckt werden, entstehen die unregelmäßigen Umrundungen von Entladungs- und Verdichtungsräumen.

Die in den Verdichtungsräumen herrschenden dynamischen Drucke können wohl nur auf Grund des Zusammenhanges mit Schallgeschwindigkeit und Dichte, wie ihn die Theorie der Stoßwellen liefert, berechnet werden⁴. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit u einer schnellen Schallwelle gilt dann

$$u^2 = v^2 \frac{p_u - p}{v - v_u}, \quad (2)$$

wenn wir unter p den Druck vor und unter p_u den Druck hinter der Wellenfront, unter v das spez. Volumen vor und unter v_u hinter der Wellenfront verstehen. Etwas anders geschrieben lautet diese Gleichung:

$$u^2 = \frac{\varrho_u}{\varrho} \frac{\Delta p}{\Delta \varrho}, \quad (3)$$

wenn wir unter ϱ_u und ϱ die Dichten hinter und vor der Wellenfront verstehen und den Druckunterschied mit Δp und den Dichteunterschied ($\varrho_u - \varrho$) mit $\Delta \varrho$ bezeichnen. Für sehr kleine Dichteänderungen geht diese Formel in die bekannte Beziehung für die normale Schallgeschwindigkeit $u^2 = dp/d\varrho$ über. Aus (3) ergibt sich für den (gegen Atmosphärendruck gemessenen) Druck p_u der Wert

$$p_u - p = u^2 \frac{\varrho}{\varrho_u} \Delta \varrho. \quad (4)$$

Seine genaue Bestimmung in jedem Punkt des Verdichtungsraumes macht eine örtliche Dichtemessung von ϱ_u erforderlich. Diese setzt eine röntgenographische Schwärzungsmessung voraus, die aber infolge der unbekannten Spektralverteilung der Röntgenblitzstrahlung einstweilen zu-

⁴ S. a. R. Becker, Z. Physik 8, 321–362 [1922].

rückgestellt werden muß. Für den oben beschriebenen Zeitabschnitt t_4 der Entwicklung der Funkenschallbilder aber können wir auf die geometrische Formel (1) zurückgreifen. Sie gilt für Bilder des Typus Abb. 16, 17, 18.

Durch ihren Einsatz in Gl. (4) erhalten wir daher

$$p_u = u^2 q (r_i / r_a)^2. \quad (5)$$

Wenn man nun auf der Grundlage der Kurven der Abb. 13 die Funktion $p_u = f(t)$ nach Gl. (5) zeichnet, so erhält man Abb. 19. Um die auf die Kurven der Abb. 13 zurückgehenden Fehlermöglichkeiten zum Ausdruck zu bringen, ist für den Zeitabschnitt t_4 die Zeitkurve des dynamischen

Abb. 19. Zeitverlauf des dynamischen Druckes hinter der Schallwellenfront auf Grund der Kurven der Abb. 13; für den Zeitabschnitt t_3 , wo Gl. (1) nicht angewandt werden kann, nur punktiert angedeutet.

Druckes als breites Band und für den Zeitabschnitt t_3 nur gestrichelt gezeichnet worden. Sie zeigt, daß der Druck äußerst kurzzeitig sehr große Werte annehmen kann, aber in dem bislang gut zugänglichen Bereich des Zeitabschnittes t_4 Werte zwischen 10000 und 50000 kp/cm² besitzt. So errechnet sich beispielsweise für den Verdichtungsraum in Abb. 17 ein dynamischer Druck, der zwischen 3000 und 6000 kp/cm² liegt, für Abb. 16 ein solcher zwischen 8000 und 14000 kp/cm², für Abb. 18 ein solcher zwischen 10000 und 20000 kp/cm² und für Abb. 12 zwischen 8000 und 16000 kp/cm². Unmittelbar hinter der Wellenfront der Funkenschallwellen tritt nach der Theorie eine Strömungsgeschwindigkeit w der Flüssigkeit auf, die gegeben ist durch

$$w = (v - v_u) \sqrt{\frac{p_u - p}{v - v_u}} \quad \text{bzw.} \quad w^2 = \frac{\Delta p \Delta q}{q q_u}.$$

Ersetzen wir Δp durch Gl. (4), so wird

$$w = u (1 - q / q_u). \quad (6)$$

In dem speziellen Fall der Anwendbarkeit der Gl. (1) erhalten wir dann

$$w = u (r_i / r_a)^2. \quad (7)$$

Diese Strömung, die beim Auftreffen der Wellen auf Hindernisse eine Rolle spielt, nimmt in den vorliegenden Fällen Werte zwischen 250 und 500 m/sec an.

Das Auftreten von Nebenentladungen macht es unwahrscheinlich, daß eine Steigerung der Entladungsstromstärke uns gestatten wird, unter den vorliegenden Bedingungen wesentlich größere Dichten, als die Tabelle verzeichnet, zu erzeugen. Man kann aber versuchen, zwei Funkenschallwellen gegeneinander laufen zu lassen, um durch ihren Zusammenprall höhere Dichten und Drucke zu erreichen. Unter einer größeren Anzahl von Funkendurchschlägen kommt der Fall vor, daß sich die Entladung in zwei fast gleichwertigen, nebeneinander liegenden Kanälen abspielt, wie Abb. 20 zeigt. Sie gilt für einen Elektrodenabstand $d = 0,4$ mm im Zeitmoment $t = 24 \cdot 10^{-6}$ sec nach Durchschlag. Eine nähere Untersuchung zeigt nun aber, daß der nach dem Zusammenprall sich bildende Flüssigkeitssteg zwar unter einem hohen Druck, aber infolge seiner geringen Breite noch mehr unter der ungeheuren Temperatureinwirkung der beiden Entladungsräume sowie seiner Eigentemperatur stehen muß, so daß er in die Entladungsräume hinein verdampft und die in ihm fehlende Materie sich kondensiert im gesamten äußeren Verdichtungsraum wiederfindet und dessen Dichte zusätzlich erhöht. Für diese Verdampfung spricht auch das wellige zerfaserte Aussehen des Steges im Original.

4. Funkenschallwellen an der Grenze fester Körper

Es ist bis jetzt noch nicht gelungen, eine durch Funkenüberschlag in einem festen Stoff entstandene oder aus einer Flüssigkeit in ihn eindringende Schallwelle mit Hilfe von Röntgenlichtblitzen nachzuweisen. Versuche darüber wurden ausgeführt an Igelit, Glas, Sinterkorund und Plexiglas. Der Grund für das Ausbleiben einer röntgenographisch sichtbaren Wirkung muß darin gesucht werden, daß die Kompressibilität dieser festen Stoffe zu klein ist, um eine für den Nachweis ausreichende Dichteänderung zu gestatten. Im übrigen erfolgt beim Funkendurchschlag durch eine feste Platte die Schallemission wesentlich

früher als bei einer Flüssigkeit, längstens einige Mikrosekunden nach dem Durchschlag. Läßt man z. B. den Funkendurchschlag durch eine Glasplatte, die in einer Flüssigkeit liegt, gehen und beobachtet $24 \cdot 10^{-6}$ sec später, so erhält man neben dem bekannten Bild einen Stern von Bruchlinien, die von der Durchschlagsstelle ausgehen. In diesen hohlen Bruchlinien ist die Röntgenstrahlenabsorption gering. Da sie nach den Untersuchungen von Schardin⁵ später als die Longitudinal- und Transversal-Wellen auftreten und eine Geschwindigkeit von etwa 1500 m/sec besitzen, muß also die Schallwellenemission im festen Körper schon wesentlich früher als in der Flüssigkeit eingesetzt haben.

Läßt man eine Funkenschallwelle gegen eine feste Platte anlaufen, so wird man erwarten, diesseits der Platte die reflektierte, jenseits der Platte die durchgelassene Welle zu sehen. Und ist die Schallgeschwindigkeit im festen Stoff größer als in der Flüssigkeit, so ist mit dem Auftreten von Kopfwellen zu rechnen. Die Röntgenaufnahmen aber ergeben ein Bild, welches einmal durch die Eigenart des Funkenschalls in seinem Emissionsgebiet und zum anderen dadurch geprägt ist, daß nur solche Veränderungen wahrgenommen werden, die mit starken Dichteänderungen verknüpft sind. Es ist noch nicht an der Zeit, alle Details dieses Problems zu behandeln, da die Zusammen-

⁵ H. Schardin, D. Elle u. W. Struth, Z. techn. Physik **21**, 393–400 [1940].

hänge durch die variable Geschwindigkeit der frontalen Schallwelle und die in ihrem Gefolge wirkenden Strömungsvorgänge sehr kompliziert sind.

In der Aufnahme Abb. 21 liegt ein Kamm aus je sechs flachen, 1,6 mm dicken Igelitstreifen in Trichloräthylen. Die untere Elektrode ist flach, beide Elektroden bestehen aus dünnem Aluminiumblech, mit starkem Pertinax hinterlegt. Die Entfernung Fokus—Film ist 300 mm. Dieser und einer ganzen Reihe ähnlicher, hauptsächlich der Erforschung von Kavitationswirkungen dienenden Aufnahmen, ist die außerordentlich starke örtliche Durchbiegung des Igelits unter dem starken, senkrecht darauf wirkenden Druck gemeinsam. Die mit diesem Druck verbundene Deformation hat schon zu Brüchen, deren Richtung zum Durchschlagszentrum zurückweist, geführt. Die Anregung der Biegewelle in Igelit erfolgt so schnell, daß die Flüssigkeit vom Igelit abreißt und schmale Hohlräume durch Kavitation entstehen. Sie sind neben den Bruchstrecken des Igelits besonders schön an der Grenzlinie Igelit—Trichloräthylen der Abb. 21 zu sehen. In dieser erkennt man an den Verdichtungen der Flüssigkeit deutlich die durch den festen Stoff mit erhöhter Geschwindigkeit gelaufenen Schallwellen. Die mit diesen verbundenen Strömungen führen übrigens später ebenfalls zu Kavitationsbildungen in der Flüssigkeit und an den vom Entladungszentrum abgewandten, von den Schallwellen passierten Oberflächen des Igelits.

NOTIZEN

Elektrische Eigenschaften von Ruthenium

Von E. Justi

Institut für techn. Physik der T. H. Braunschweig

(Z. Naturforschg. **4a**, 472–474 [1949]; eingeg. am 22. August 1949)

Zur Messung der bisher kaum bekannten elektrischen Daten des Rutheniums stellte mir 1943 die Heraeus-Vacuumschmelze Hanau (Dr. Geibel) eine Probe bis dahin noch nicht erreichter Reinheit zur Verfügung. Während z. B. das bisher reinste, von Meißner¹ untersuchte Präparat derselben Herkunft noch mindestens 4,24% Verunreinigungen aufwies, enthielt die neue Probe gemäß der Spektralanalyse der Hersteller nur insgesamt 0,01% Ca und Mg sowie kaum merkliche Cu-Spuren. Andere Pt-

¹ W. Meißner u. B. Voigt, Ann. Physik **7**, 892 [1930].

Metalle, Au und Ag, waren nicht nachweisbar, so daß das Präparat 99,99% Ru enthalten sollte. Das Ru-Pulver wurde zu einem parallelepipedischen Stäbchen gepreßt und im H₂-Strom bei 1150°C vorgesintert, dann im Hochvakuum bei 2200°C nachgesintert. Mit einer Länge von $l = 4,975$ cm, einem über zehn verschiedene Stellen gemittelten Querschnitt von $q = 0,221_{56} \cdot 0,219_{70} = 0,0486_8$ cm² sowie einer Masse von 2,798₅ g ergibt sich eine Dichte von $s = 11,5_{56}$ g/cm³, die um 6,1% hinter der röntgenographisch bestimmten idealen Dichte² $s = 12,304$ g/cm³ zurückbleibt und so zeigt, wie weit der Sinterkörper als kompakt anzusprechen ist.

Die mit dem Diesselhorst-Kompensator vorgenommenen Widerstandsmessungen ergaben einen Eispunktwiderstand von $R_{273} = 0,000\,731\,4_6 \Omega$, woraus ein spezif. Widerstand $\varrho_{273} = R_{273} / l = 7,15_{71} \cdot 10^{-6} \Omega$ cm

² L. V. Whitney, Physic. Rev. **48**, 458 [1935].