

Acknowledgements

The authors wish to thank Dr. L. H. TH. RIETJENS, Drs. R. F. DE VRIES for their stimulating interest and Mr. M. PH. LAANEN for his technical assistance.

This work was performed as part of the research program of the association agreement of Euratom and the "Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie" (FOM) with financial support from the "Nederlandse Organisatie voor Zuiver Wetenschappelijk Onderzoek (ZWO) and Euratom.

Interferometrische Untersuchungen an elektromagnetisch beschleunigten Stoßwellen

H. BRINKSCHULTE und H. MUNTENBRUCH

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforschg. **20 a**, 196–202 [1965]; eingegangen am 19. November 1964)

The phenomena of shock waves generated electromagnetically in T-tubes were studied with a MACH-ZEHNDER interferometer. The measurements were made in hydrogen at initial pressures from 2.5 to 10 mm Hg. Shock velocity varied between Mach 6 and Mach 20. It was found that there are two fronts: the luminosity front due to the discharge plasma and the non-luminous shock front in front of this. The distance between the shock front and the luminosity front decreases with increasing velocity. At $v_s \geq$ Mach 20 the luminosity front reaches the shock front. Shock fronts are always plane. The density decreases directly behind the shock front. The shock waves thus formed cannot be described with the RANKINE-HUGONIOT equations. At small velocities, the density jump is 6, at higher velocities the gas is dissociated. The refractive index of atomic hydrogen can be measured. Simultaneously the selection of the computational method used to describe the shock conditions in hydrogen can be justified. Precursor effects have no influence, relaxations could not be seen.

In verschiedenen Arbeiten über elektromagnetische Stoßwellen kommen die Autoren zu unterschiedlichen Erklärungen der auftretenden Phänomene. Einige Veröffentlichungen besagen, daß das beobachtete Plasma im wesentlichen aus stoßwellen-aufgeheiztem Gas besteht^{1, 2}. Eventuelle Abweichungen von den durch die RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen bestimmten Plasmametern werden dem Einfluß von Precursor- oder Relaxationseffekten zugeschrieben. Andere Autoren beschreiben das leuchtende Plasma als im Elektrodenraum durch die Entladung aufgeheiztes Gas^{3–6}. Durch elektromagnetische Kräfte wird es aus dem Elektrodenraum herausgeschleudert und läuft dann in Verbindung mit einer Stoßwelle durch das Rohr. Dabei wird das Entladungsplasma manchmal als „Kolben“ aufgefaßt, der das im Rohr befindliche Gas vor sich herschiebt. Abweichungen der Plasmagrößen von den durch die stationäre

RANKINE-HUGONIOT-Theorie berechneten Werten werden z. B. bei BREDERLOW⁴ damit erklärt, daß der Kolben das Gas nicht vollständig aufammelt, also teilweise durchlässig ist.

Wie BREDERLOW und andere, so konnte auch CORMACK⁷ bei seinen Untersuchungen feststellen, daß dem leuchtenden Entladungsplasma eine nichtleuchtende Erscheinung voraussetzt, die als Stoßwelle gedeutet werden sollte. Er fand ferner, daß die Leuchterscheinungen in dem von ihm untersuchten Bereich nur vom Entladungsplasma herrühren, und daß die Leuchtfrent sehr diffus und nicht reproduzierbar ist.

Die im folgenden beschriebenen interferometrischen Messungen sollten die CORMACKSche Arbeit fortsetzen und klären, ob es sich bei diesen nichtleuchtenden „Erscheinungen“ tatsächlich um Stoßfronten handelt. Darüberhinaus sollten diese Phänomene auch quantitativ erfaßt werden.

¹ E. A. McLEAN, C. F. FANEUFF, A. C. KOLB u. H. R. GRIEM, Phys. Fluids **3**, 843 [1960].

² W. WIESE, H. F. BERG u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **120**, 1079 [1960].

³ M. CLOUPEAU, Phys. Fluids **6**, 679 [1963].

⁴ G. BREDERLOW, Z. Naturforschg. **18 a**, 868 [1963].

⁵ P. JEANMAIRE, H. KLINGENBERG u. H. REICHENBACH, Z. Naturforschg. **18 a**, 318 [1963].

⁶ H. F. BERG, K. L. ECKERLE, R. W. BURRIS u. W. L. WEISE, Astrophys. J. **139**, 751 [1964].

⁷ G. D. CORMACK, Z. Naturforschg. **19 a**, 934 [1964].



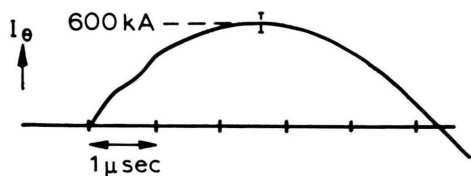
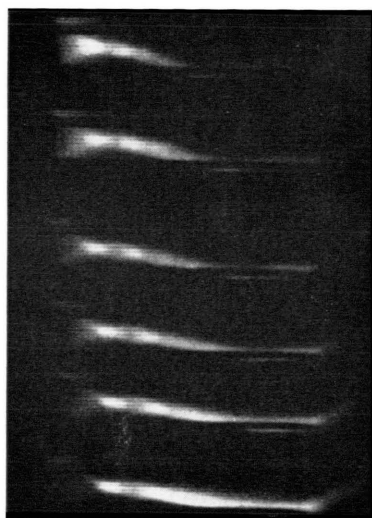


Fig. 3. Streak pictures of Θ -pinches in helium in the first half period of the primary current I_Θ at pressures (from top to bottom): 0.015, 0.023, 0.035, 0.040, 0.045 and 0.055 torr. The plasma drifts outward in the tube (downward in the picture).

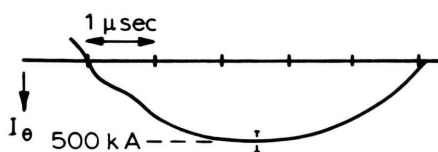
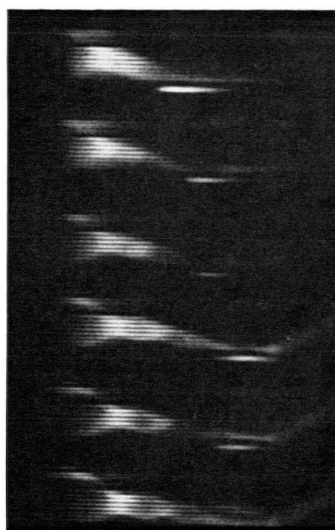


Fig. 4. Streak pictures of Θ -pinches in helium in the second half period of the primary current I_Θ at pressures (from top to bottom): 0.010, 0.012, 0.015, 0.023, 0.035 and 0.040 torr. The plasma drifts outward in the tube (downward in the picture).

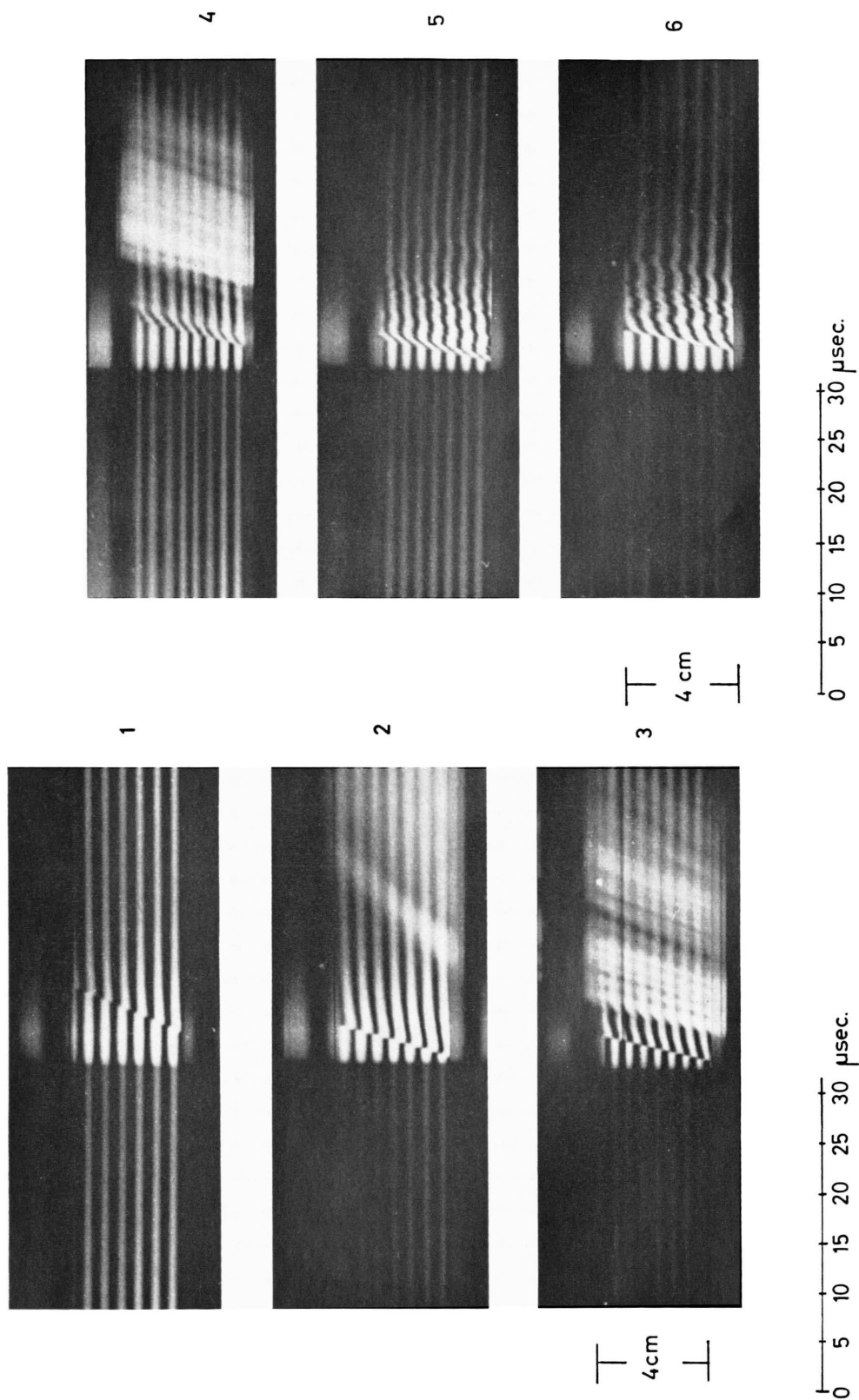


Abb. 3. 6 typische Schmierfotos, aufgenommen bei Entladungen in Wasserstoff bei einem Anfangsdruck von 5 Torr und einem Abstand von ca. 50 cm vom Ursprung der Entladung.

I. Versuchsanordnung

Der elektrische Entladungskreis: Die untersuchten Stoßwellen wurden in einem T-Rohr von 3 cm Innendurchmesser mit Hilfe einer Kondensatorentladung erzeugt. Die Daten des Entladungskreises sind:

Zahl der Kondensatoren	2
Kapazität	15,4 μF
maximale Ladespannung	18 kV
Gesamtinduktivität	40 nH
Entladefrequenz	200 kHz
Maximalstrom	280 kA
Dämpfungswiderstand	15 m Ω

Die Entladung schwang etwa 5-mal durch. Obwohl CORMACK⁷ seinen Entladungskreis aperiodisch gedämpft hatte, und bei den interferometrischen Untersuchungen mit einer schwingenden Entladung gearbeitet wurde, waren die Stoßwellen vergleichbar. Durch Probemessungen wurde festgestellt, daß bei gleichem Ausgangsdruck in genügendem Abstand von der Entladung die Stoßwellen in ihren Eigenschaften dann übereinstimmen, wenn ihre Frontgeschwindigkeiten gleich sind.

Die Beobachtungstrecke: Ca. 50 cm vom Ursprung der Entladung entfernt wurden die Beobachtungen durchgeführt. Dazu wurde an dieser Stelle das Glasrohr an gegenüberliegenden Seiten angeschliffen, so daß $40 \times 2 \text{ mm}^2$ große Spalte entstanden. Auf diese wurden vakuumdicht, die innere Rohrwand praktisch fortsetzend, zwei optische Fenster geklebt. Damit wurde sichergestellt, daß keine großen Störungen der vorbeilaufenden Stoßwelle und ihres Hinterlandes auftraten.

Abb. 1 zeigt die *optische Anordnung*: Die Lichtquelle des Interferometers ist im Brennpunkt eines Hohlspiegels angeordnet, um die Energie im Strahlengang zu erhöhen. Sie wird mit der Linse L 1 auf die Blende B1 abgebildet, die im Brennpunkt von L 2 steht. Das parallele Licht durchläuft dann das Interferometer. In der Mitte zwischen den Spiegeln II und III befindet sich das Stoßrohr mit den Fenstern. Dort ist auch der virtuelle Ort der Interferenzstreifen.

Durch L 3 und L 4 werden Rohr (Plasma) und Streifen auf den Spalt einer Drehspiegelkamera abgebildet, die die zeitliche Auflösung des Vorganges bewirkt. Mit der Blende B1 2 läßt sich das Eigenleuchten des Plasmas abblenden. Das Interferenzfilter ist wahlweise vor oder hinter dem Interferometer anzubringen.

Für die Untersuchung der Vorgänge war eine *Zeitauflösung* von ca. 10^{-7} sec notwendig. Es zeigte sich, daß dabei die Intensität der Lichtquelle, einer Quecksilberhochdrucklampe HBO 100, nicht ausreichte, um selbst hochempfindliche Filme genügend zu belichten. Deshalb wurde die Lampe im Impulsbetrieb überlastet, wodurch sich die Lichtintensität beinahe verzehnfachte. Bei der Wellenlänge der grünen Hg-Linie 5461 Å, die das Interferenzfilter herausblendete, wurden alle Messungen durchgeführt.

Die *Synchronisierung* des Entladungs- und Meßvorganges geschah von der Drehspiegelkamera aus. Abb. 2 zeigt das Blockschaltbild der Anordnung: Nach Öffnen eines Kameraerschlusses (bei gleichzeitigem Schließen der X-Kontakte) für die Zeit einer Spiegelumdrehung, triggert der Drehspiegel bei Erreichen der richtigen Stellung von einem induktiven Tastkopf her über Verzögerungsgeräte in der richtigen Reihenfolge die Entladung, die Lampe und einen Oszillographen. Dieser registriert die Signale zweier Multiplier, so daß sich auch bei Abblendung des Eigenleuchtens des Entladungsplasmas die mittlere Geschwindigkeit der Leuchtfront im Beobachtungsbereich ermitteln läßt.

II. Versuchsdurchführung und experimentelle Ergebnisse

1. Versuchsdurchführung

Mit der vorstehend skizzierten Anordnung wurden Schmieraufnahmen der Interferenzstreifen von Entladungen in Wasserstoff bei Anfangsdrücken von 2,5; 5 und 10 Torr aufgenommen. Es wurde bei ge-

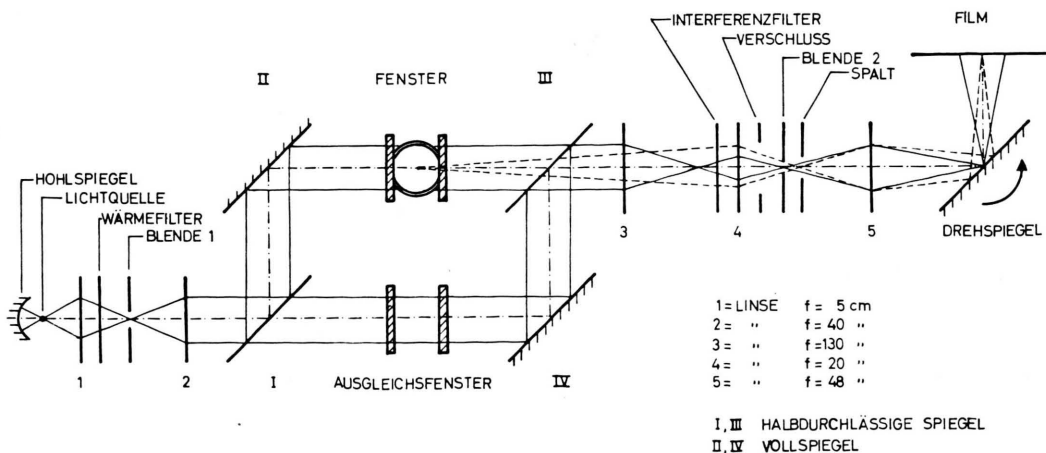


Abb. 1. Strahlengang durch das Interferometer mit Stoßrohr und Drehspiegelanordnung.

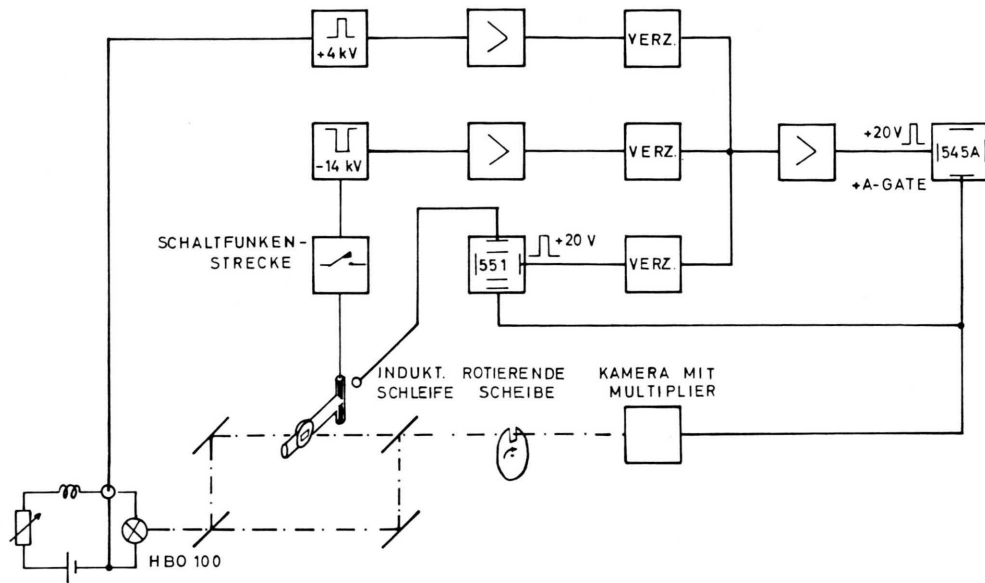


Abb. 2. Blockschaltbild für die Synchronisierung von Entladung und Registrierung.

nügend sauberen Bedingungen gearbeitet: nach jedem Schuß wurde das Rohr ausgepumpt und neues Gas eingelassen. Der eingestellte Druck wurde mit einem McLEOD-Manometer gemessen. (Es hatte sich herausgestellt, daß die Geschwindigkeit der Stoßfront sehr stark vom Druck und Verunreinigungsgrad des Gases abhängig ist.)

Durch Wahl der Ladespannung wurde die Stoßfrontgeschwindigkeit in den Grenzen

$$\text{Mach } 6 < v_s < \text{Mach } 20$$

variiert. Bei der Auswertung wurden in Abhängigkeit von dieser Größe alle anderen gemessenen Größen aufgetragen.

Sollte das Eigenleuchten des Plasmas gleichzeitig mit den Streifen auf den Film abgebildet werden,

wurde Bl 2 geöffnet und das Interferenzfilter in den Strahlengang vor das Interferometer gebracht. Zum Abblenden des Eigenleuchtens konnte Bl 2 geschlossen und das Interferenzfilter in den Strahlengang hinter das Interferometer gebracht werden (siehe Abb. 1).

Abb. 3 * zeigt 6 typische Schmierfotos, aufgenommen in Wasserstoff, $p_0 = 5$ Torr, bei unterschiedlicher Ladespannung.

Der Informationsgehalt dieser Bilder ist sehr viel größer als der von Multipliersignalen, mit denen zunächst der Streifenverlauf beobachtet wurde. Sowohl die Geschwindigkeit der Stoßfront als auch die der Leuchtfrent sind enthalten (die plötzliche Auslenkung der Streifen entlang einer geneigten Geraden zeigt das Auftreten einer nichtleuchtenden

Nr.	U_0 [kV]	v_s [cm/ μ sec]	MACH-Zahl	v_L [cm/ μ sec]	SV_{\max}
1	5	0,85	6,54	keine Leuchtfrent zu sehen	0,3
2	7	1,35	10,38	0,8	0,45
3	10	1,53	11,77	1,4	0,6
4	13	1,59	12,21	1,5	0,8
5	15	2,22	17,08	Eigenleuchten abgeblendet	1,0
6	16	2,41	18,53	Eigenleuchten abgeblendet	1,0

Tab. 1. Auswertung der in Abb. 3 dargestellten Schmierfotos.

U_0 = Kondensatorladespannung, v_s = Stoßfrontgeschwindigkeit, v_L = Leuchtfrentgeschwindigkeit, SV_{\max} = maximale Streifenverschiebung.

* Abb. 3 a, b auf Tafel S. 196 b.

Stoßfront an, die mit einem plötzlichen Dichtesprung verbunden ist. Aus der Neigung dieser Geraden ergibt sich ihre Geschwindigkeit. Es zeigt sich, daß sie über die beobachtete Länge von 4 cm praktisch konstant ist).

Der Verlauf der Streifen in der Stoßfront erlaubt Aussagen über deren Eigenschaften, der Verlauf der Streifen im Hinterland Aussagen über den Zustand dort. Die Struktur des Entladungsplasmas ist zu erkennen und sein Abstand von der Stoßfront.

Aus der Richtung, in die die Streifen ausgelenkt werden, läßt sich auf die in der Stoßwelle auftretenden Teilchenarten schließen (Moleküle, Atome, Ionen oder Elektronen). Wenn der Brechungsindex des Gases bekannt ist, kann aus der in der Stoßfront erfolgten Streifenverschiebung der aufgetretene Dichtesprung bestimmt werden. So läßt sich die Richtigkeit von Rechnungen über die Zustände von Stoßwellen in Wasserstoff prüfen⁸⁻¹⁰.

Andererseits kann man, wenn man die Richtigkeit dieser Rechnungen zugrundelegt, z. B. den Brechungsindex von atomarem Wasserstoff, n_H , interferometrisch messen.

2. Messungen

Bei der genaueren Analyse der Aufnahmen zeigte es sich, daß über folgende Größen Aussagen gemacht werden konnten:

a) Stoßfrontgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeit der Stoßfront nimmt etwa linear mit der Ladespannung zu. Bei verhältnismäßig hohem Druck (5 Torr) konnten in 50 cm Entfernung vom Ursprung der Entladung noch Geschwindigkeiten von $v_S = \text{Mach } 20$ erzielt werden, also Geschwindigkeiten, die viel höher sind, als die auf Grund der bisher üblichen Identifizierung von Stoßfront und Leuchtfrent erwarteten⁴.

b) Struktur der Stoßfront

Bei allen Aufnahmen wurde die Beobachtung gemacht, daß die Streifenverschiebung sehr plötzlich auftritt, woraus auf eine ebene Stoßfront geschlossen werden muß. Wenn die Zeitauflösung mit der Stoß-

frontgeschwindigkeit in Beziehung gesetzt wird, ergibt sich die Breite der noch räumlich auflösbaren Zone. Im vorliegenden Falle war sie 2 mm. Innerhalb dieser Zone konnten keine Unebenheiten festgestellt werden. Die Stoßfront weist also keine Unebenheiten auf, die größer als 2 mm sind, das sind bei einem Rohrdurchmesser von 30 mm 6%. Wahrscheinlich sind die Unebenheiten der Front noch geringer, jedoch konnte dies mit der bisher erzielten Zeitauflösung noch nicht nachgewiesen werden.

c) Struktur der Stoßwelle

Aus dem zeitlichen Verlauf der Streifenverschiebung konnte auf die Struktur der Stoßwellen geschlossen werden. Die Dichte im Hinterland der Stoßfront verhält sich bei relativ kleinen Stoßfrontgeschwindigkeiten, z. B. $v_S = \text{Mach } 6$ (bei größeren ist die Analyse komplizierter) wie in Abb. 4 dargestellt. Es bildet sich also kein „Block“ konstanter Dichte, der mit den RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen beschrieben werden kann.

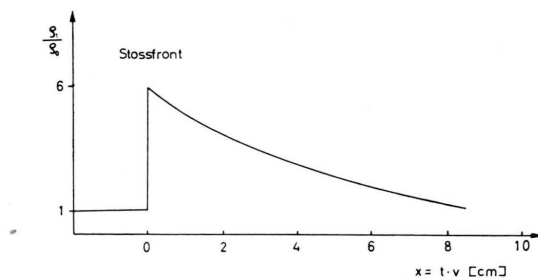


Abb. 4. Struktur der Stoßwelle in Wasserstoff bei relativ kleiner Stoßfrontgeschwindigkeit ($v_S = \text{Mach } 6$).

Die Vorgänge im T-Rohr können also eher mit einer Blastwave-Theorie gedeutet werden. Oder sie gehorchen den Homologiegleichungen¹¹⁻¹⁴.

d) Abstand Stoßfront – Leuchtfrent

In Abb. 5 ist das Verhältnis Leuchtfrent- zu Stoßfrontgeschwindigkeit (v_L/v_S) in Abhängigkeit von der Stoßfrontgeschwindigkeit (v_S) aufgetragen. Bei zu kleinen Stoßfrontgeschwindigkeiten ($v_S < 1 \text{ cm pro } \mu\text{sec}$) ist die Leuchtfrent nicht zu sehen. Es kann sein, daß das Entladungsplasma irgendwo im Stoß-

⁸ E. B. TURNER, Space Technology Laboratory, Report No. GM-TR-0165-00460 [1958].

⁹ W. OHLENDORF, Laborbericht aus dem Institut für Plasma-physik in Garching, IPP 3/8 [1963].

¹⁰ W. FÜCKS u. J. ARTMANN, Z. Phys. **172**, 118 [1963].

¹¹ S. v. HÖRNER, Fortschr. Physik **6**, 375 [1958].

¹² C. F. v. WEIZSÄCKER, Z. Naturforschg. **9a**, 269 [1954].

¹³ A. SAKURAI, Exploding Wires, Vol. I, Plenum Press, New York 1959, S. 264.

¹⁴ R. COURANT u. K. O. FRIEDRICH, Supersonic Flow and Shock Waves, Interscience Publishers, Inc., New York 1948, S. 419 f. „progressing waves“.

rohr stehengeblieben ist, wie dies KLINGENBERG¹⁵ schon einmal gezeigt hat. Eventuell hat das Plasma schon aufgehört zu leuchten¹⁶.

Bei größeren Geschwindigkeiten wächst das Verhältnis v_L/v_S von 0,4 ansteigend bis 1. Der Abstand Stoßfront – Leuchtfrent wird gleichzeitig kleiner. Die Leuchtfrent wird sehr diffus und ist nicht reproduzierbar. Es wird sich um Effekte handeln, wie sie CORMACK⁷ festgestellt hat: manchmal schießen kleine leuchtende Gebilde aus dem Entladungsplasma hervor, lösen sich eventuell vom Entladungsplasma ab und laufen selbständig vor ihm weiter.

Ab Stoßfrontgeschwindigkeiten von $v_S > 2 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ erreicht das Entladungsplasma – oder ein Teil desselben – immer die Stoßfront. Die Elektronendichte im Entladungsplasma erreicht nun Werte, die meßbare Streifenverschiebungen hervorrufen ($n_e = 10^{16}$ bis 10^{17} cm^{-3}). Aussagen über die Stoßwelle sind nun sehr schwierig, da die Streifenverschiebung, die das Entladungsplasma verursacht, nicht mehr von der getrennt werden kann, die von der Stoßwelle herührt. Das Verhältnis v_L/v_S ist abhängig von Druck und Geschwindigkeit. Es bewegt sich nicht in den Grenzen 0,83 ... 0,94, in denen es sich bewegen müßte, wenn die Vorstellung richtig wäre, daß das durch die Entladung aufgeheizte Plasma (= Entladungsplasma) wie ein Kolben das Gas vor sich herschöbe⁴.

Auch diese Beobachtung zeigt, daß die sich ausbildenden Stoßwellen nicht mit den RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen beschrieben werden können.

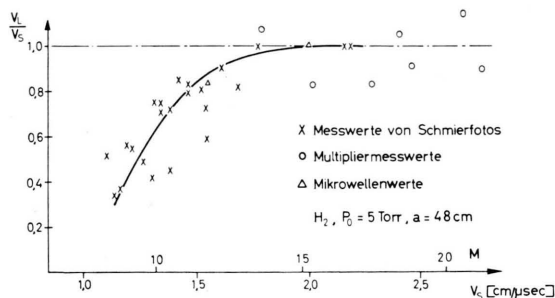


Abb. 5. Verhältnis Leuchtfrent- zu Stoßfrentgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Stoßfrentgeschwindigkeit.

¹⁵ P. JEANMIARE u. H. KLINGENBERG, Wissenschaftl. Ber. 7/62, Ernst-Mach-Institut, Freiburg i. Br. 1962.

e) Messung des Brechungsindex von atomarem Wasserstoff

Der in der Stoßfront auftretende Dichtesprung wurde bestimmt, indem die Streifenverschiebung ausgemessen wurde. Diese Streifenverschiebung z ist ein Maß für die Änderung des optischen Weges L ,

$$z = \Delta L / \lambda \quad (1)$$

$$\text{die durch} \quad \Delta L = l(n_1 - n_0) \quad (2)$$

und die GLADSTONE-DALE-Beziehung

$$n - 1 = K N \quad (3)$$

mit dem geometrischen Weg l und der Teilchenzahl N verknüpft ist. Es ergibt sich:

$$z = (K l / \lambda) \cdot (N_1 - N_0) \quad (4)$$

Der Gl. (2) liegt dabei zugrunde, daß das Plasma längs des optischen Weges homogen ist.

Bei Anwesenheit von mehreren Komponenten ist:

$$z = \sum_i z_i = (l / \lambda) \sum_i K_i (N_{1,i} - N_{0,i}) \quad (5)$$

Bei kleinen Stoßfrontgeschwindigkeiten treten weder Dissoziation noch Ionisation auf. Für Stoßwellen in diesem Bereich konnte also mit dem bekannten Brechungsindex für Wasserstoffmoleküle (n_{H_2}) aus der Streifenverschiebung nach (4) der Dichtesprung berechnet werden. Es ergab sich $\rho_1/\rho_0 = 6$, in Übereinstimmung mit der Theorie (bei den Versuchsbedingungen waren $N_{H_2} = 3 \cdot 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erforderlich, um eine Streifenverschiebung von $z = 1$ hervorzurufen. Diese Größe und die kleinste meßbare Streifenverschiebung bestimmen die Grenzen für die Wahl des Fülldrucks). Bei größeren Stoßfrontgeschwindigkeiten tritt zunächst nur Dissoziation auf. Praktisch setzt die Ionisation erst nach vollständiger Dissoziation ein.

Da TURNER das Kompressionsverhältnis ρ_1/ρ_0 und den Dissoziationsgrad β (auch Drucksprung, Ionisationsgrad, Enthalpie usw.) in Abhängigkeit von der Stoßfrontgeschwindigkeit für Wasserstoff berechnet hat, konnte bei den Messungen aus der Stoßfrontgeschwindigkeit die Zahl der Wasserstoffmoleküle

$$N_{H_2} = (\rho_1/\rho_0) \cdot (1 - \beta) \cdot N_0 \text{ [cm}^{-3}\text{]} \quad (6)$$

¹⁶ Hier muß auf einen bemerkenswerten Vortrag von M. SULTANOFF hingewiesen werden: Some Philosophical Aspects of High Speed Photographic Instrumentation, Proc. 5th Intern. Congress of High-Speed Photography, 1963, p. 411.

und der Wasserstoffatome

$$N_H = (\rho_1/\rho_0) \cdot 2 \beta \cdot N_0 \text{ [cm}^{-3}\text{]} \quad (7)$$

ermittelt werden. Damit ergab sich aus (5) auch der Brechungsindex für Wasserstoffatome.

Zu prüfen war noch, ob die TURNERSchen Rechnungen die Verhältnisse in der Stoßfront richtig beschreiben. Die Variation der Stoßfrontgeschwindigkeit und damit des Dissoziationsgrades und des Kompressionsverhältnisses ermöglichen diese Kontrolle.

In Abb. 6 ist der gemessene Brechungsindex für atomaren Wasserstoff $(n-1)_H$ in Abhängigkeit vom Dissoziationsgrad aufgetragen.

Innerhalb der Meßfehlergrenzen ergab sich immer derselbe Brechungsindex für die Wasserstoffatome. Das besagt, daß die TURNERSchen Rechnungen richtig sind. Darüberhinaus stimmen die gemessenen Werte auch mit der quantenmechanisch berechneten Polarisation für Wasserstoffatome überein¹⁷.

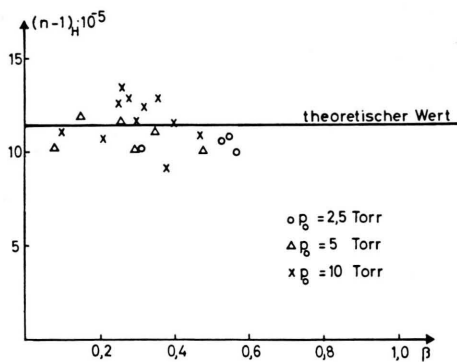


Abb. 6. Brechungsindex für atomaren Wasserstoff in Abhängigkeit vom Dissoziationsgrad.

Umgerechnet ergibt sich

$$(n-1)_{H,ber.} = 11,4 \cdot 10^{-5}.$$

Der geringe Ionisationsgrad, der bei Beginn der Entladung im ganzen Rohr hervorgerufen wird — siehe MAKIOS¹⁸ — scheint keinen Einfluß auf die Verhältnisse in der sich ausbreitenden Stoßwelle zu haben, oder nur in dem Sinne, daß sie die Relaxationszeit reduziert.

III. Abschließende und kritische Bemerkungen

1. Es wird eine *ebene Stoßwelle* erzeugt. Befürchtungen (auch solche der Verfasser), daß elektro-

magnetisch erzeugte Stoßwellen nicht eben seien, werden damit zerstreut.

2. Die *Stoßwellen* sind, solange sie nicht leuchten, *reproduzierbar*. Damit werden schwerwiegende Einwände gegen die Benutzung elektrisch erzeugter Stoßwellen entkräftet, aber über die Verwendbarkeit des Stoßrohres als spektroskopische Lichtquelle wird damit noch nichts gesagt.

3. Das *leuchtende Plasma* ist in der Antriebsentladung erzeugt, hat keine ebene Front, ist *extrem irreproduzierbar* und nicht mit den RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen zu beschreiben. Dringt es bis in die Stoßfront vor, so gehorcht das Plasma auch dort nicht mehr den RANKINE-HUGONIOT-Bedingungen. Versuche, seine Eigenschaften dann mit Hilfe von Relaxationseffekten, Precursoraufheizung etc. zu beschreiben, sind nutzlos.

4. In nicht leuchtenden elektrisch erzeugten Stoßfronten sind die *Sprungbedingungen* (die unter Benutzung der SAHA-Formel berechnet wurden) *erfüllt*, d. h. daß sich im beobachteten Bereich Relaxationseffekte nicht bemerkbar machen (dies vielleicht als Folge der Precursoreffekte).

5. Der *Abstand* zwischen irgendeiner der möglicherweise beobachteten *Leuchtfrenten* und der *Stoßfront* läßt sich nicht aus einem „Kolbenmodell“ herleiten, d. h. die Leuchtfrent ist weder als undurchlässiger noch als „durchlässiger“ Kolben zu deuten und ebensowenig als Kontakt-„Front“. Damit ist gleichzeitig schon gesagt, daß das Hinterland der Stoßfront nicht von einer „stationären“ Theorie beschrieben werden kann.

6. Der *Abfall der Dichte* hinter der Stoßfront entspricht qualitativ dem der *blastwave*-Theorie, bzw. der v. WEIZSÄCKERSchen Homologielösungen. Eine quantitative Prüfung steht allerdings noch aus.

Damit kann die Stoßwelle als „freilaufend“ angesehen werden. Erst diese Tatsache macht sie als „physikalisches“ Phänomen interessant. Im Vergleich damit kann die Untersuchung der durch viele Zufälligkeiten des Entladungskreises, der Elektroden und des Entladungsrohres bestimmten leuchtenden Plasmawolke nur von sehr untergeordnetem Interesse sein.

7. Daß der *gemessene Brechungsindex* atomaren Wasserstoffs mit dem quantenmechanisch berechneten

¹⁷ B. MROWKA, Hand- u. Jahrb. d. Chem. Physik 10/3, Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig 1939, S. 1.

¹⁸ W. MAKIOS u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforsch., in Vorbereitung.

übereinstimmt, ist „beruhigend“. — Precursoreffekte beeinflussen das Geschehen höchstens im Sinne einer Reduktion der Relaxationszeiten.

Herrn Dr. R. WIENECKE und den Kollegen danken wir für nützliche Diskussionen; Frau L. ELSHOLZ und

andere Mitarbeiter haben zum Gelingen der Arbeit beigetragen. — Die vorstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasma-physik durchgeführt.

Gesetzmäßigkeiten von Funkenentladungen im Nanosekundenbereich

R. GRÜNBERG

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforschg. **20 a**, 202—212 [1965]; eingegangen am 5. Oktober 1964)

In the experimental section of this paper it is shown how the shape of the electrical spark discharge pulse (in air) depends on the discharged capacitor C , the initial field strength E_0 , and the inductance of the electrodes and of the spark L_0 . In order to get nanosecond pulses, the time constant $2\pi\sqrt{L_0 C}$ must be some nanoseconds and the circuit has almost to be damped critically. The experiments confirm that this can be achieved for each capacitor C by choosing a suitable spark length l (or field strength E_0). In the theoretical section the current is calculated for a discharge circuit with a time-dependent spark resistance $R(t) = \rho/t$. Under certain assumptions a solution for a "hard" discharge can be calculated according to the theory of WEIZEL and ROMPE. Thus formulae for i_{\max} , $(di/dt)_{\max}$, the spark resistance constant ρ_0 and the risetime τ_{an} are obtained, and these prove to be in fair agreement with experimental results. The half-width of the light pulse exceeds that of the envelope of the electrical pulse approximately 1...2 nanoseconds. Thus the design of nanosecond light sources can be based on this theory.

Die vorliegende Arbeit setzt sich zum Ziel, Gesetzmäßigkeiten über den Ablauf schneller Funkenentladungen aufzufinden. Das ist eine Voraussetzung, um Schaltfunkenstrecken zu berechnen und kürzeste Lichtimpulse zu erzeugen, die für die Kurzzeitphotographie, Multipliertestzwecke und Gasentladungsuntersuchungen interessant sind. Man möchte wissen, wie die Form des elektrischen Impulses von der Entladekapazität, der Zuleitungsinduktivität und der Anfangsfeldstärke abhängt. Die kürzlich von ANDREEV und VANYUKOV¹⁻³ veröffentlichten Arbeiten verfolgten das gleiche Ziel. Die vorliegenden Untersuchungen ergänzen die Experimente der vorgenannten Autoren in den Nanosekundenbereich hinein, da wegen der hier verwendeten kleineren Kapazitäten und der induktionsarmen Bauweise die Zeitkonstante \sqrt{LC} etwa um den Faktor 10 kleiner ist und sich dadurch die Form der Entladung ändert. Zusammen mit den hier entwickelten theoretischen Überlegungen erhält man auf diese Weise einen Überblick über den Funkenablauf im Nanosekundenbereich.

I. Experimenteller Teil

§ 1. Einführung in die Untersuchungsmethode

Der Funke entsteht durch Entladung eines Kondensators in die Gasstrecke, die die Elektroden verbindet. Die Aufladung erfolgt über einen hohen Vorwiderstand, die Entladung spontan nach Erreichen der Zündspannung. Der nach erfolgter Zündung schwingende Kreis kann durch ein Ersatzschaltbild dargestellt werden. Die benutzten Bezeichnungen gibt Abb. 1 an.

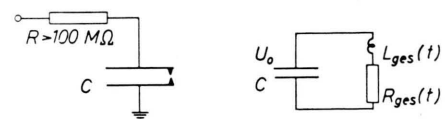


Abb. 1. Entladekondensator mit Ersatzschaltbild.

Der Gesamtwiderstand $R_{\text{ges}}(t)$ besteht im wesentlichen nur aus dem Funkenwiderstand R . Die Gesamtinduktivität $L_{\text{ges}}(t)$ setzt sich aus der konstanten Induktivität von Zuleitungen und Elektroden

¹ S. J. ANDREEV u. M. P. VANYUKOV, Zh. Tekhn. Fiz. **31**, 961 [1961]. — Engl. Übers. in Soviet Phys. — Techn. Phys. **6**, 700 [1962].

² S. J. ANDREEV u. M. P. VANYUKOV, Zh. Tekhn. Fiz. **32**, 738 [1962]. — Engl. Übers. in Soviet Phys. — Techn. Phys. **7**, 538 [1962].

³ S. J. ANDREEV, Zh. Tekhn. Fiz. **32**, 967 [1962]. — Engl. Übers. in Soviet Phys. — Techn. Phys. **7**, 703 [1962].