

Der heutige Stand der Untersuchungen elektro-  
magnetisch erzeugter instationärer Stosswellen

The Present Status of Investigations of Elec-  
tromagnetically Produced Non-Stationary Shock  
Waves

H. Muntenbruch

IPP 3/58

April 1967

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**

**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

## GARCHING BEI MÜNCHEN

Der heutige Stand der Untersuchungen elektromagnetisch erzeugter instationärer Stosswellen

The Present Status of Investigations of Electromagnetically Produced Non-Stationary Shock Waves

H. Muntenbruch

IPP 3/58

April 1967

Dieser Laborbericht gibt die deutsche Fassung eines Vortrages wieder, gehalten auf dem 6. Internationalen Shock Tube Symposium vom 12. bis 14. April 1967 in Freiburg/Brsg. Die englische Fassung erscheint in den Proceedings der Konferenz bzw. in Phys. Fluids Anfang 1968.

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Inhaltsverzeichnis

Seite

Abstract

Abstract

<u>1.) Einleitung und Abgrenzung des Themas</u> .....	1
<u>2.) "Stossfront" und "Leuchtfrent"</u> .....	4
<u>3.) Geschwindigkeit der Stossfront</u> .....	9
<u>4.) Hinterland der Stossfront</u> .....	12
<u>5.) Precursoreffekte</u> .....	17
<u>6.) Zusammenfassung und Folgerungen</u> .....	18

This paper is not so much a survey of investigations of the many  
 varia Literaturverzeichnis lver systems mentioned above but deals rather 19

investigations of free-running shock waves and the distributions of  
 the parameters in the plasmas behind these shock fronts.

Shadowgraphs, interferograms, microwave interferograms and probe measure-  
 ments have afforded a fairly complete picture of such non-stationary  
 waves that reveals their uses and limitations.

April 1967 (in German)

Abstract

Fast shock waves in light gases can be simply produced by electromagnetic acceleration. Unlike rail spark gaps or magnetic annular tubes, which produce quasi-stationary shock-wave-like phenomena, T-tubes and conical theta-pinches or Z-pinches generate non-stationary shock waves of the blast wave type, if the plasma of the driving discharge does not advance right into the shock front and appreciably influence the plasma formed there.

This paper is not so much a survey of investigations of the many variations of the driver systems mentioned above but deals rather with investigations of free-running shock waves and the distributions of the parameters in the plasmas behind these shock fronts.

Shadowgraphs, interferograms, microwave interferograms and probe measurements have afforded a fairly complete picture of such non-stationary waves that reveals their uses and limitations.

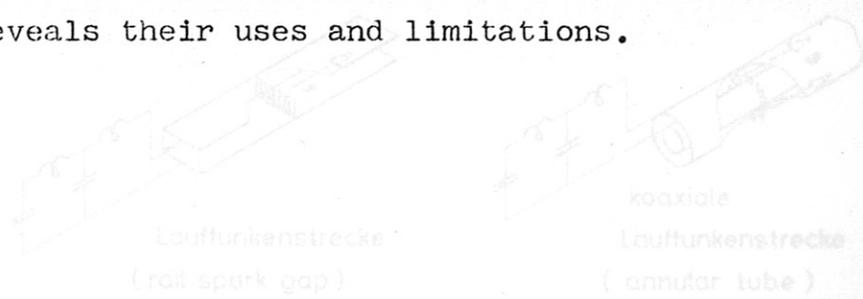


Abb. 11 Verschiedene Antreibsysteme

Es scheint mir sinnvoll, diese Antreiber in zwei große Gruppen einzuteilen:

In der ersten Gruppe treten die Systeme zusammen, mit deren Hilfe das Gas oder das Plasma Energie aus einem äußeren Stromkreis über eine Zündspannung zugeführt werden. Die Stoßwelle wird dadurch zunächst "angereizt" und läuft dann mehr oder weniger frei weiter.

## 1) Einleitung und Abgrenzung des Themas

Konventionelle Stosswellenrohre werden seit 1900 benutzt, als Vieille [1] erkannte, dass mit Hilfe eines Membranrohres Stosswellen erzeugt werden können, die eine Prüfung der Rankine-Hugoniot-Theorie [2 - 4] erlauben. In den Membranstosswellenrohren [5] werden in genügender Näherung stationäre Stosswellen erzeugt. Allerdings ist die erreichbare Stossmachzahl, die bekanntlich eine Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses und der Gasarten in Hoch- und Niederdruckteil (also der entsprechenden Schallgeschwindigkeiten und spezifischen Wärmen) ist, nicht sehr gross, wenn Stosswellen in leichten Gasen erzeugt werden sollen. Auch mit Kunstgriffen, wie z.B. der Heizung des Treibergases, lassen sich die erreichbaren Machzahlen nicht allzu sehr vergrössern, wohl aber erhöht sich dabei der technische Aufwand erheblich.

Den ersten Experimenten von Fowler und Mitarbeitern [6 - 11], die seit 1951 zur Stosswellenerzeugung kurzzeitige elektrische Entladungen benutzten, wurde deshalb grosse Aufmerksamkeit geschenkt, denn es hatte sich bald gezeigt, dass auf diese Weise auch in Wasserstoff, Deuterium und Helium Geschwindigkeiten von einigen  $10^6$  cm/sec erreicht werden können, also Machzahlen von z.B.  $M = 50$ .

Die Antriebssysteme für die elektromagnetische Erzeugung von Stosswellen wurden in der Folgezeit immer weiter verbessert: Kolb [12 - 15] zeigte z.B. 1957, dass ausser der Energiezufuhr durch Ohm'sche Heizung auch Impulszufuhr über das Magnetfeld des "Backstraps" in den sogenannten "T-Rohren" zur Stosswellenerzeugung herangezogen werden kann. Josephson [16] benutzte den konischen "Z-Pinch" als Antriebssystem, und daneben wurden noch eine ganze Anzahl anderer Antriebsmechanismen entwickelt [17 - 46] (vgl. Abb. 1).

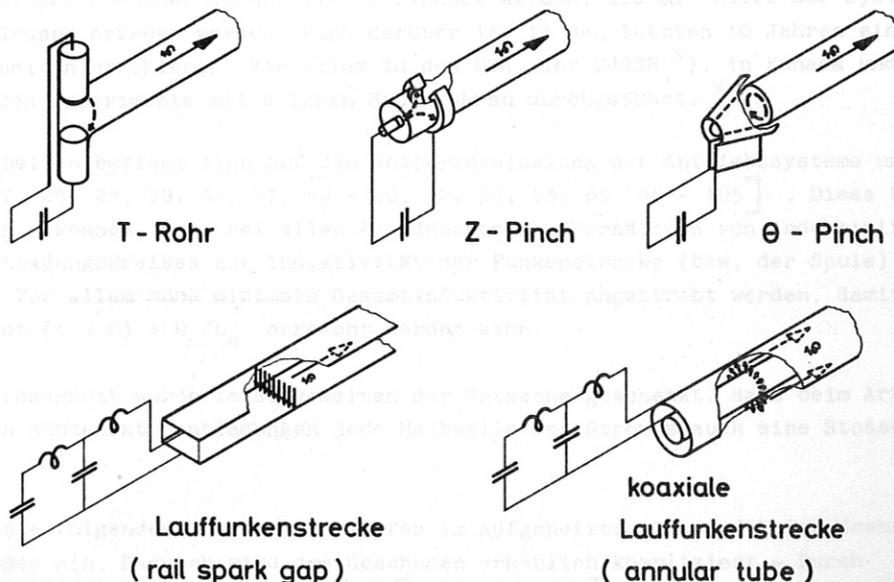


Abb. 1: Verschiedene Antriebssysteme

Es scheint mir nützlich, diese Antriebe in zwei grosse Gruppen einzuteilen:

In der ersten Gruppe seien die Systeme zusammengefasst, mit deren Hilfe dem Gas oder dem Plasma Energie bzw. Impuls in einer relativ kurzen Zeitspanne zugeführt werden. Die Stosswelle wird dadurch sozusagen "angestossen" und läuft dann mehr oder weniger frei weiter,

während der Antrieb schon abgeschaltet ist [21, 47 - 51]. Zu dieser Gruppe gehören die vielfältigen Formen der T-Rohre [9, 12, 25, 47 - 50, 52 - 56], der konischen  $\theta$ - [19 - 22, 24] und der Z-Pinch-Anordnungen [23, 34, 57 - 65].

Die zweite Gruppe soll die Antriebssysteme umfassen, bei denen dem beschleunigtem Plasma ständig Energie und Impuls zugeführt werden, so dass sich bei zweckmässig gewähltem Energiespeicher ein stationärer Zustand einstellen kann. Zu diesem Typ von Antrieben gehören die verschiedenen Laufschienebeschleuniger, also die mehr oder weniger bandleiterförmigen "rail-spark-gaps" im engeren Sinne [45, 66 - 73] und die konzentrischen "annular tubes" [46, 74 - 78], wie z.B. das bei der AVCO in der Gruppe von Kantowitz entwickelte "MAST" [42, 44, 79 - 86].

Obwohl mit dieser letzten Gruppe von elektromagnetischen Stosswellenrohren viele, für die Plasmaphysik und die Magnetogasdynamik ausserordentlich interessante Experimente gemacht wurden [43, 46, 69, 76 - 78, 87, 88], soll hier nicht über sie berichtet werden. Das Eindringen des Magnetfeldes in das Plasma [43, 69 - 71, 83, 89], das Vordringen des "schiebenden" Stromes bis in die Stossfront hinein [69 - 71], die damit verbundene Energiezufuhr durch Ohm'sche Heizung in der Stossfront selbst [69] und die Schrägstellung der Stossfront aufgrund des Halleffektes [69 - 71, 83, 89, 90] schränken die Zweckmässigkeit eines Vergleiches dieser - zwar quasistationären - Phänomene mit stationären Stosswellen eines Membranrohres erheblich ein. (In mancher Hinsicht scheint ein Vergleich mit der Front einer Chapman-Jouguet-Detonation sinnvoller [69]).

Es soll hier vielmehr nur über Stosswellen berichtet werden, die mit Hilfe der Systeme aus der ersten Gruppe erzeugt werden. Auch darüber ist in den letzten 10 Jahren eine Vielzahl von Arbeiten erschienen. Vor allem in den USA, der UdSSR<sup>x)</sup>, in Kanada und in Deutschland wurden Experimente mit solchen Stossrohren durchgeführt.<sup>xx)</sup>

Ein Teil der Arbeiten bezieht sich auf die Weiterentwicklung der Antriebssysteme und ihr Verständnis [12, 25, 28, 29, 38, 47, 48 - 50, 52, 58, 63, 65, 95 - 105]. Diese Untersuchungen lassen erkennen, dass bei allen Anordnungen das Verhältnis von Induktivität des äusseren Entladungskreises zur Induktivität der Funkenstrecke (bzw. der Spule) wesentlich ist. Vor allem muss minimale Gesamtinduktivität angestrebt werden, damit ein grosses  $di/dt$  ( $t = 0$ ) =  $U_0/L_0$  erreicht werden kann.

Nur wenig Aufmerksamkeit wurde im allgemeinen der Tatsache geschenkt, dass beim Arbeiten mit schwingenden Kondensatorentladungen jede Halbwelle des Stromes auch eine Stosswelle erzeugt (s. Abb. 2a).

Die zweite und die folgenden Stosswellen laufen im aufgeheizten Gas und holen deshalb häufig die voranlaufenden ein. Dadurch wird das Geschehen erheblich kompliziert.- Durch aperiodische Dämpfung des Entladungskreises [55, 106 - 110], besser durch Benutzung eines sogenannten "Power-Crowbar"-Systems [109 - 113] lassen sich solche Komplikationen vermeiden: Dann erzeugt ein einzelner Stromimpuls auch nur eine einzige Stosswelle (s. Abb. 2b).

x) Russische Arbeiten werden hier im allgemeinen nicht bei der Behandlung der speziellen Probleme zitiert. In [94] wird aber ein Ueberblick über russische und andere Arbeiten mit vielen Literaturzitaten gegeben.

xx) Ueberblicke mit vielen Zitaten werden u.a. in [24, 51, 88, 91 - 94] gegeben.

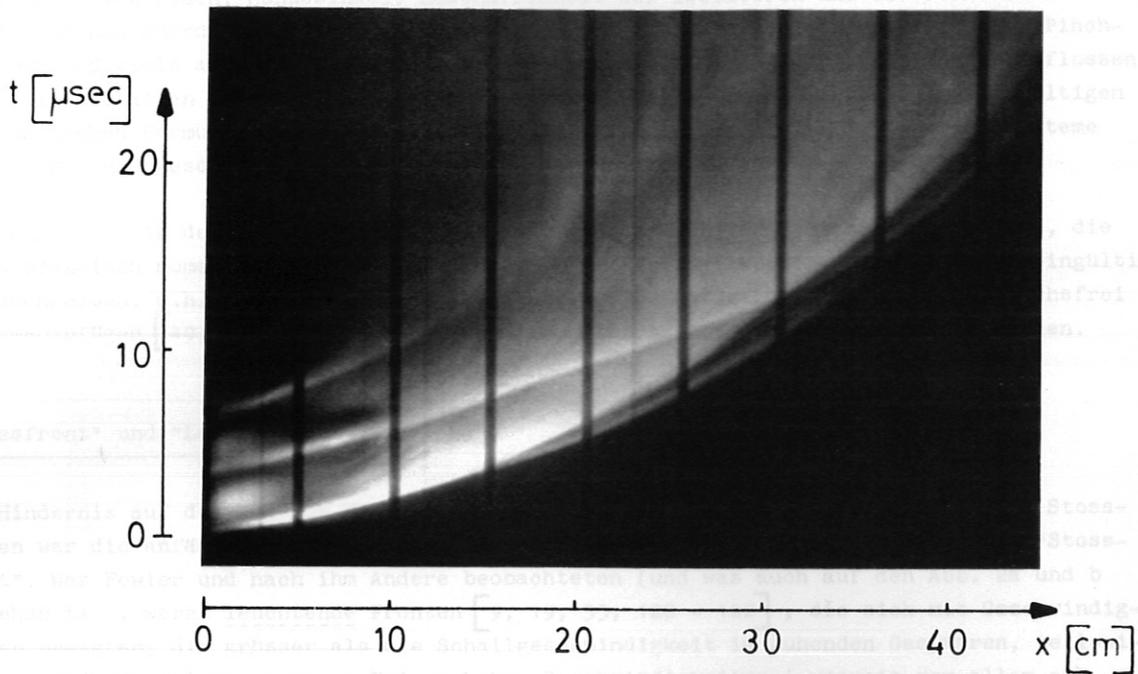


Abb. 2a Schmierfoto einer Stosswelle in Wasserstoff (Anfangsdruck  $p_0 = 2,5$  Torr; schwingende Entladung, Kondensatorladespannung  $U_0 = 5$  kV.)

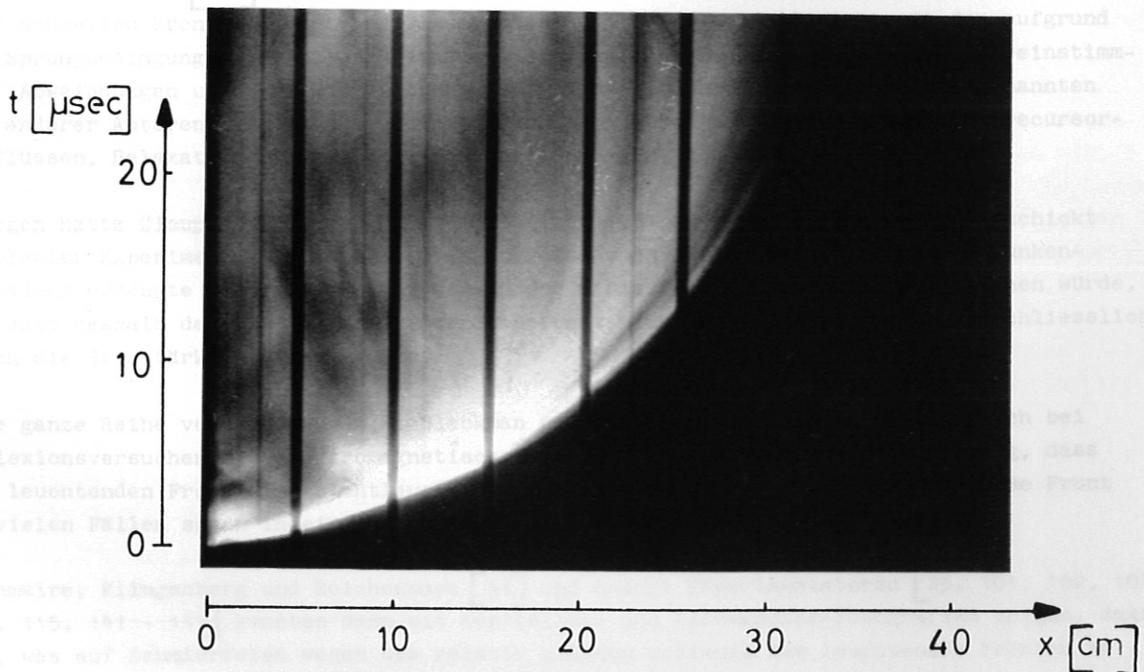


Abb. 2b Schmierfoto einer Stosswelle in Wasserstoff (Anfangsdruck  $p_0 = 5$  Torr; Power-Crowbar-Entladung,  $U_{10} = 7$  kV,  $U_{20} = 4,5$  kV, 2. Batterie  $\Delta t = 1,9$  µsec gegen die erste verzögert.)

Ein Vergleich der Arbeiten, die sich mit Antriebsfragen befassen, lässt erkennen, dass spezielle geometrische Eigenschaften der Entladungsstrecken, z.B. Totvolumina in der Nähe der T-Rohr-Elektroden, Konuswinkel, Beschaffenheit der Isolatoren und die Form der Elektroden in Z-Pinch-Anordnungen, Konuswinkel, Windungszahl und Vorionisierung bei den  $\theta$ -Pinch-Systemen und viele andere Dinge die Beschleunigung des Plasmas ganz erheblich beeinflussen. Diese Eigenschaften lassen sich praktisch nicht mit Hilfe von einfachen allgemeingültigen mathematischen Formulierungen erfassen. Deshalb soll die Diskussion der Antriebssysteme hiermit schon abgeschlossen sein.

Dagegen ist es in den letzten Jahren gelungen, die freilaufenden Stosswellen selbst, die durch praktisch momentane Energie- und Impulszufuhr erzeugt werden, relativ allgemeingültig zu beschreiben, d.h. experimentelle Ergebnisse und theoretische Aussagen widerspruchsfrei zusammenzufügen [49, 56, 111 - 119]. Vor allem dies soll im folgenden gezeigt werden.

## 2) "Stossfront" und "Leuchtfrent"

Ein Hindernis auf dem Weg zum Verständnis der hier behandelten elektromagnetischen Stosswellen war die anfängliche ausnahmslose Identifizierung von leuchtender Front und "Stossfront". Was Fowler und nach ihm Andere beobachteten (und was auch auf den Abb. 2a und b zu sehen ist), waren leuchtende Fronten [9, 19, 53, 120 - 122], die sich mit Geschwindigkeiten bewegten, die grösser als die Schallgeschwindigkeit im ruhenden Gas waren, teilweise mehr als 100 mal so gross. - Bei so hohen Geschwindigkeiten (wie sie vor allem am Anfang - in der Nähe der Funkenstrecke - auftreten), sollte das Gas natürlich in der Stossfront zum Leuchten angeregt werden [123 - 131], und es lag also nahe, die "leuchtende" Front mit der "Stoss"-front zu identifizieren.

Schon Griem, Kolb [132] und Mitarbeiter mussten aber feststellen, dass die hinter den sehr schnellen Fronten gemessenen Plasmagrössen (z.B.  $T_e$  und  $n_e$ ) nicht mit den aufgrund der Sprungbedingungen (Erhaltungssätze und Zustandsgleichungen) berechneten übereinstimmten. Abweichungen um den Faktor 2 traten auf. Verschiedene Versuche der oben genannten und anderer Autoren [132 - 137], die Abweichungen durch Berücksichtigung von Precursor-einflüssen, Relaxation etc. zu erklären, ergaben keine konsistenten Resultate.

Dagegen hatte Cloupeau [53, 120, 121, 138 - 140] 1961 aufgrund eigener, sehr geschickt angelegter Experimente den Schluss gezogen, dass sich das in der antreibenden Funkenentladung erzeugte Plasma immer mit dem in der Stossfront aufgeheizten Gas mischen würde, und dass deshalb das Plasma hinter der Stossfront nicht - wenigstens nicht ausschliesslich - durch die Stosstärke bestimmt werde.

Eine ganze Reihe von Autoren, z.B. Blackman und Niblett [19], kamen schliesslich bei Reflexionsversuchen mit elektromagnetisch erzeugten Stosswellen zu der Vermutung, dass der leuchtenden Front eine nichtleuchtende voranlaufen müsse, weil die leuchtende Front in vielen Fällen schon in einigem Abstand vom Hindernis "reflektiert" wurde.

Jeanmaire, Klingenberg und Reichenbach [54] und andere Experimentatoren [25, 101, 102, 104, 108, 115, 141 - 147] konnten dann mit Kerrzellen- und Bildwandler-Fotografien zeigen, dass das, was auf Schmierfotos wegen des relativ glatten Verlaufs der leuchtenden Fronten im x-t-Diagramm als "Stossfront" gedeutet wurde, in Wirklichkeit eine sehr zerrissene Struktur aufweist, die mit der Stabilität einer Stossfront nicht vereinbar ist.

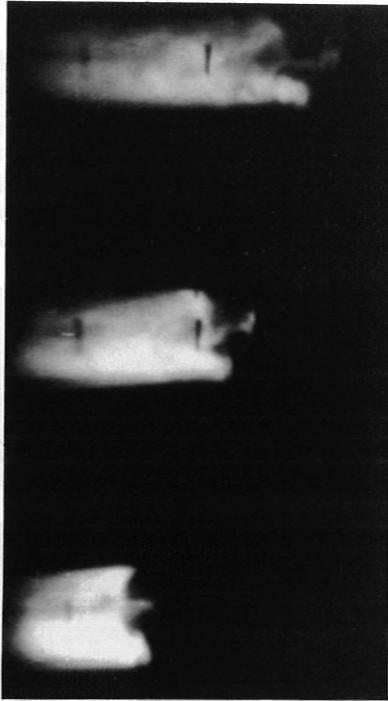


Abb. 3 Zerrissene Leuchtfrent mit Plasmafetzen  
 $v = 1,8 \text{ cm}/\mu\text{sec}$   
Belichtungszeit  $0,1 \mu\text{sec}$   
Bildabstand  $1,2 \mu\text{sec}$

Cormack [108] konnte in Bildserien auch deutlich machen, dass sich von den leuchtenden Fronten Plasmafetzen ablösen, die im Bereich vor der Front "zerfließen" (s. Abb. 3). - Alle diese Ergebnisse sprechen dafür, dass sich in solchen Fällen schon vor der leuchtenden Front strömendes Gas befindet, in dem die Leuchtfrent als instabile "Kontaktfläche" mitschwimmt. Sie führen damit auch zu der Vermutung, dass sich davor noch die eigentliche Stossfront befinden müsste.

Zur Beobachtung solcher (nichtleuchtender) Phänomene sind naturgemäss Schatten-, Schlieren- und Interferometeranordnungen besonders geeignet. Deshalb ergab der Einsatz dieser Diagnostikmittel [115, 148 - 150] auch sofort die Beantwortung der noch offenen Fragen. Jeanmaire [115] machte 1963 nichtleuchtende Stossfronten in Luft weit vor dem nachfolgenden Entladungsplasma sichtbar, und Brinkschulte und Muntenbruch [116] beobachteten mit einer Schmierkamera hinter einem Mach-Zehnder-Interferometer gleichzeitig Stoss- und Leuchtfrenten in Wasserstoff im Geschwindigkeitsbereich von  $M = 5$  bis  $M = 30$ . Bis  $M = 15$  waren dabei Stossfront und Leuchtfrent praktisch immer getrennt. Die Geschwindigkeiten beider Fronten und ihr Abstand konnten gemessen werden.

Andere Experimentatoren konnten schliesslich auch in den Signalen von Hairpin-Sonden [117], Nickeldraht- und Piezo-Drucksonden [56, 151] und in Mikrowellentransmissionssignalen [119, 152] den Vorübergang der eigentlichen Stossfront am Messort sichtbar machen.

Nach diesen Arbeiten hatte sich das vorher etwas verworrene Bild geklärt und zeigte nun folgenden Sachverhalt:

Im Bereich hoher Geschwindigkeiten, also vorwiegend in der Nähe der Antriebssysteme sind Stossfront und Leuchtfrent nicht voneinander zu trennen. Das Plasma der Funkenentladung vermischt sich mit dem in der Stossfront aufgeheizten Gas. Nicht der Abstand von der Funkenstrecke sondern die Geschwindigkeit der Stossfront (und damit auch des Entladungsplasmas, das ihr folgt) bestimmt die Grenzen dieses Geschwindigkeitsbereiches [111] (in dem auch Cloupeau beobachtete). -

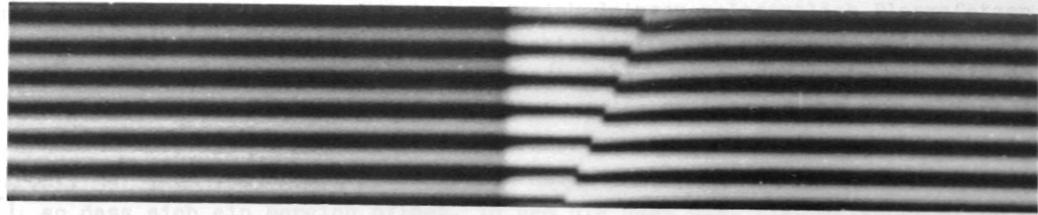
Mit abnehmender Stossfrontgeschwindigkeit separieren sich Stossfront und Leuchtfrent (die unscharfe Grenze des Entladungsplasmas) immer mehr, so dass ein Bereich entsteht, in dem

die Meßdaten nur von der Stossstelle bestimmt werden [111, 116]. Etwa unterhalb  $M = 20$

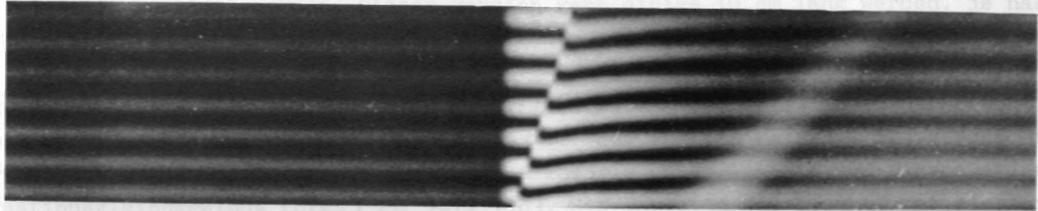
und dies war [111, 116] für die Stossstelle, so dass sich ein Bereich bildet, in dem die Lichtfront

einige Exzentrität zeigt, so dass sich ein Bereich bildet, in dem die Lichtfront

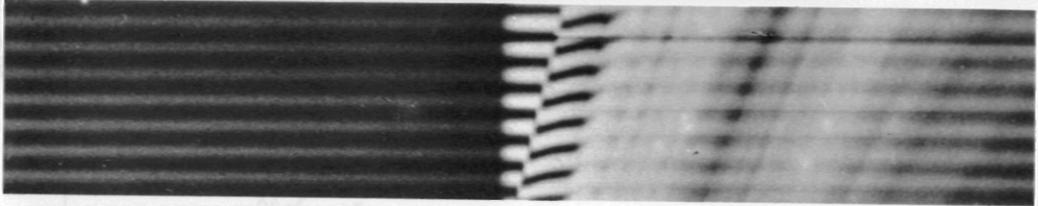
weiss "du



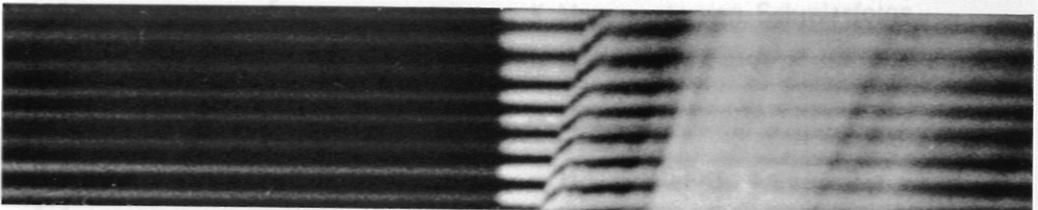
1



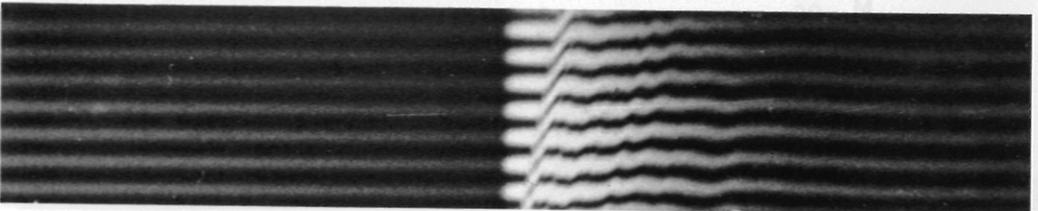
2



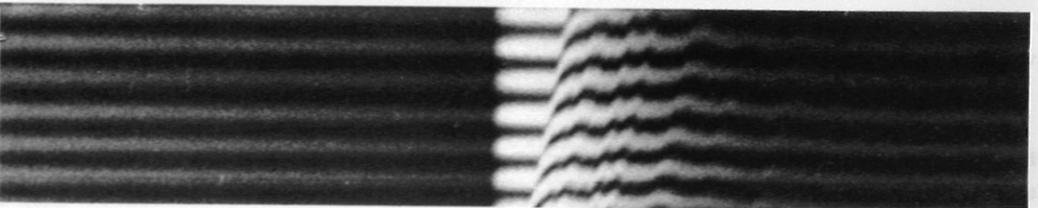
3



4



5



6

4cm

Die Lichtfront ist also kein Kolben, auch kein teilweise durchlässiger.

Dass die Stossfront eben ist, zeigen sehr deutlich interferometrische Aufnahmen von Brinkenhütte [111, 113]. Die Stossfront streift sich als ebene, schiefere Funkenstrecke. Wie für Membranrohren gilt auch hier die Faustformel:  $M > 10$  zeigt die Stossfront praktisch eben. Dass die Lichtfront weder eben ist

0 10 20  $\mu\text{sec}$ .

Abb. 4: 6 Schliereninterferogramme von Stosswellen in Wasserstoff ( $p_0 = 5$  Torr) in 48 cm Abstand von der T-Rohr-Funkenstrecke. Von oben nach unten:  $M = 6,5; 10,4; 11,8; 12,2; 17,1; 18,5$ .

die Plasmataten nur von der Stosswelle bestimmt werden [111, 116]. Etwa unterhalb  $M = 20$  wird diese Trennung bemerkbar. In den Zwischenbereich dringen gelegentlich Plasmafetzen vor [54, 108] ( die in Schmierfotos auch als leuchtende Fronten erkennbar sein können, aber nicht mit der Stossfront verwechselt werden dürfen!). Diese Plasmafetzen transportieren aus der Wolke des Entladungsplasmas Energie ins Hinterland der Stossfront und können dort die Enthalpie erhöhen [108, 153]. Mit weiter abnehmender Stossmachzahl wird der Raum hinter der Stossfront, der auch von diesen Plasmateilen nicht mehr erreicht wird, immer grösser [154, 155], so dass sich ein Bereich bildet, in dem die Gas- bzw. Plasmaeigenschaften nur von der Stosswelle bestimmt werden. Dieser Bereich kann einige 10 cm lang werden, je nach Abstand von der Funkenstrecke und Geschwindigkeit der Stossfront.

Einige Experimentatoren leiteten aus ihren Messergebnissen Abstände zwischen Stossfront und Leuchtfront her, die bis auf einen konstanten Faktor dem Abstand Kolben - Stossfront entsprachen, der aus Rechnungen nach der stationären Theorie unter Annahme von Dissoziations- bzw. Ionisationsgleichgewicht folgt [55, 107, 156]. Sie deuteten die Leuchtfront als teilweise "durchlässigen Kolben".

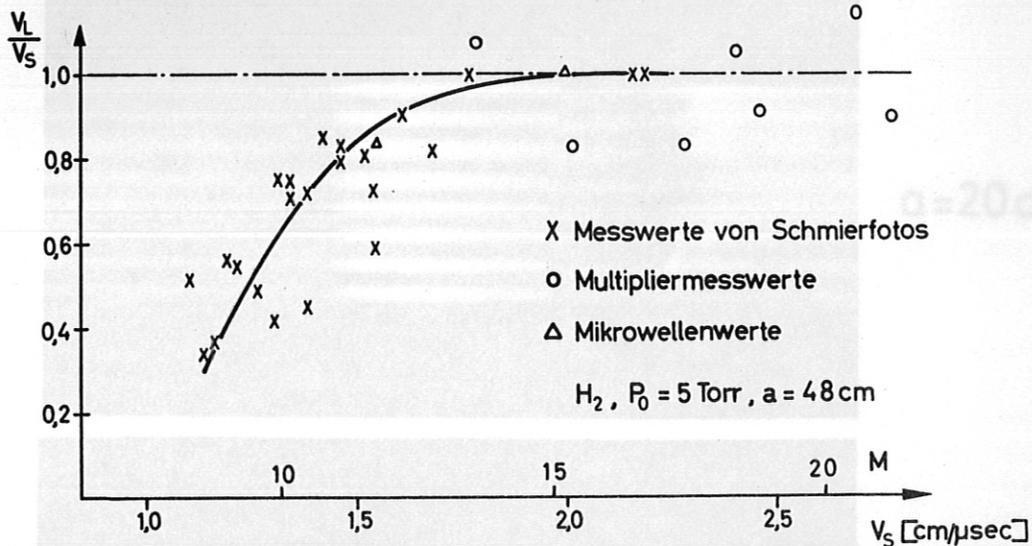


Abb. 5:Verhältnis der Geschwindigkeiten von Leucht- und Stossfront als Funktion der Stossmachzahl für Stosswellen in Wasserstoff in 48 cm Abstand von der T-Rohr-Funkenstrecke.

Im Gegensatz dazu konnten Brinkschulte und Muntenbruch zeigen, dass das Verhältnis von Leuchtfrontgeschwindigkeit zu Stossfrontgeschwindigkeit mit abnehmender Stossmachzahl von 1 aus monoton abnimmt [116]. Die Streuungen der Werte werden ausschliesslich durch die streuenden Leucht-"front"-Geschwindigkeiten verursacht. Klingenberg [154, 155] konnte weiter mit Mikrowellen nachweisen, dass bei noch kleineren Geschwindigkeiten das Entladungsplasma im Rohr schliesslich stehenbleibt und zerfällt, während die Stossfront weiterläuft. - Die Leuchtfront ist also kein Kolben, auch kein teilweise durchlässiger.

Dass die Stossfront eben ist, zeigen sehr deutlich interferometrische Queraufnahmen von Brinkschulte [111, 113]. Die Stossfront "streckt" sich mit zunehmendem Abstand von der Funkenstrecke. Wie für Membranrohre gilt auch hier die Faustformel: Nach 10 Rohrdurchmessern ist die Stossfront praktisch eben. - Dass die Leuchtfront weder eben noch symmetrisch zur Rohrachse ist, lassen die Interferogramme ebenfalls erkennen.

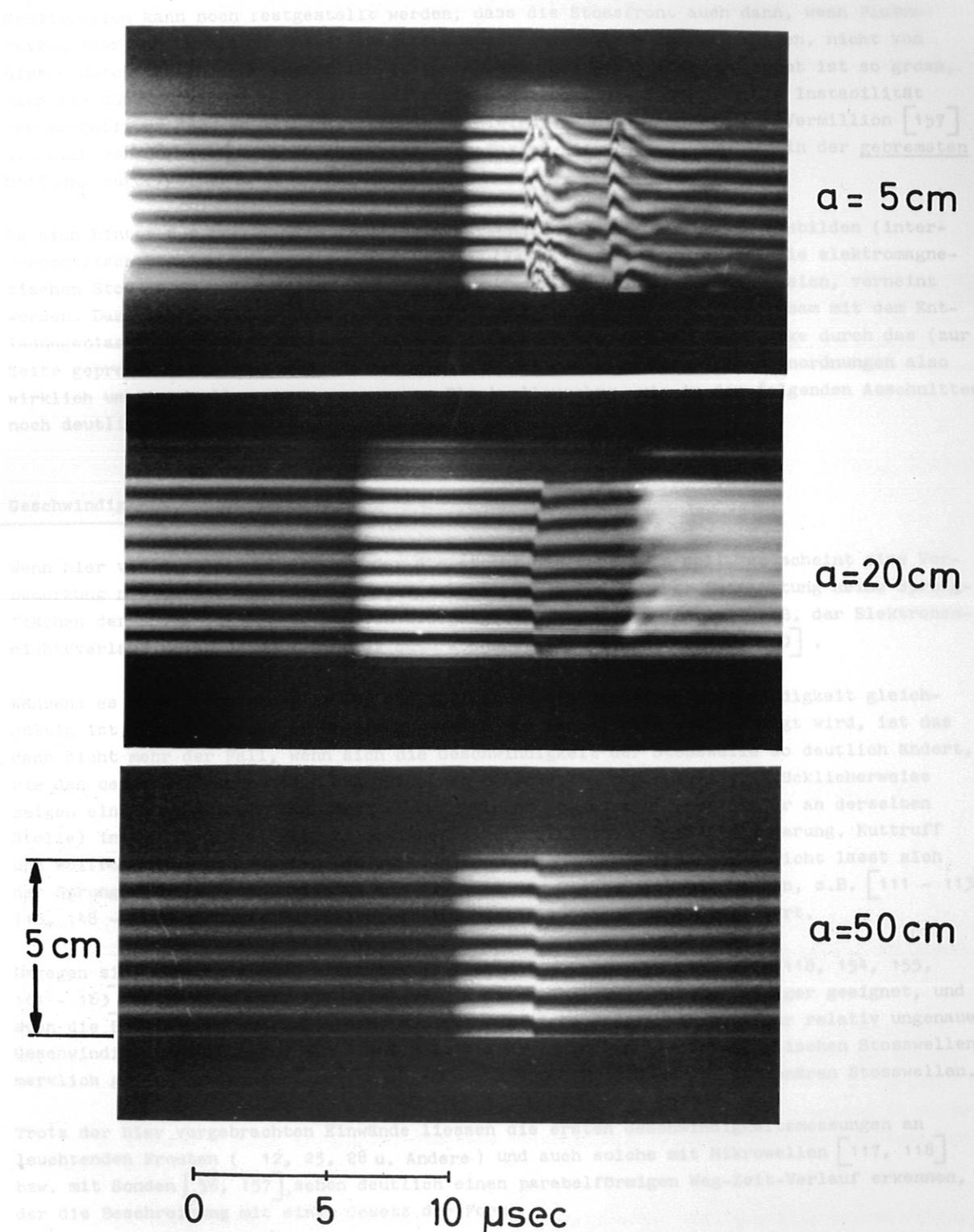


Abb. 6: Ebenheit der Stossfront, Unebenheit der Leuchtfrent:  
3 typische Queraufnahmen im Abstand von  $a = 5, 20, 50 \text{ cm}$  von den T-Rohr-Elektroden.  
( $p_0 = 5 \text{ Torr}, u_0 = 5 \text{ KV},$  schwingende Kondensatorentladung).

Schliesslich kann noch festgestellt werden, dass die Stossfront auch dann, wenn Plasma-  
revzen oder gar merkliche Teile des Entladungsplasmas bis zu ihr vordringen, nicht von  
diesen durchstossen oder wesentlich verbogen wird. Die Stabilität der Front ist so gross,  
dass sie auch eventuellen Inhomogenitäten im Hinterland widersteht. - Die Instabilität  
der Leuchtfront dagegen ist unverkennbar. Sie wird sowohl von Barach und Vermillion [157]  
als auch von Cormack [108, 153] auf Rayleigh-Taylor-Instabilitäten [158] in der gebremsten  
Strömung zurückgeführt.

Da sich hinter der ebenen Stossfront keine wesentlichen Grenzschichten ausbilden (inter-  
ferometrisch konnten keine beobachtet werden) [111], muss die Frage, ob die elektromagne-  
tischen Stossrohre nicht eigentlich "Plasmakanonen" [55, 101, 107, 159] seien, verneint  
werden. Das ruhende Gas im Rohr wird in der Front (wenn auch evtl. gemeinsam mit dem Ent-  
ladungsplasma) in Bewegung gesetzt. Keinesfalls bewegt sich die Plasmawolke durch das (zur  
Seite gepresste) Gas hindurch. Es handelt sich bei den hier behandelten Anordnungen also  
wirklich um Stosswellenrohre, genauer um Blastwellenrohre, wie in den folgenden Abschnitten  
noch deutlicher werden wird.

### 3) Geschwindigkeit der Stossfront

Wenn hier von der Geschwindigkeit der Stossfront die Rede sein soll, so scheint eine Vor-  
bemerkung notwendig: Stossfronten sind bekanntlich bei genauerer Betrachtung keine Sprung-  
flächen der Zustandsgrössen, sondern Übergangsbereiche [4], die, wie z.B. der Elektronen-  
dichteverlauf zeigt, ziemlich breit sein können, z.B. [118, 119, 152, 160].

Während es im stationären Fall für die Definition der Stossfrontgeschwindigkeit gleich-  
gültig ist, welcher Punkt im Übergangsbereich vom Laborsystem aus verfolgt wird, ist das  
dann nicht mehr der Fall, wenn sich die Geschwindigkeit der Stosswelle so deutlich ändert,  
wie das bei elektromagnetisch angetriebenen Stosswellen der Fall ist. Glücklicherweise  
zeigen eine Anzahl von Messgrössen auch in diesen Stosswellen noch (sogar an derselben  
Stelle) innerhalb des Stossfrontbereiches eine praktisch sprunghafte Änderung. Kuttruff  
und Wolfrum [56, 151] konnten das für den Druck nachweisen, besonders leicht lässt sich  
der Sprung aber im Brechungsindex und damit in der Dichte sichtbar machen, z.B. [111 - 113,  
116, 148 - 150]. - Diese Sprungstelle wird hier als "Stossfront" definiert.

Dagegen sind Messungen (der Elektronendichte) mit Mikrowellen [15, 117, 118, 154, 155,  
161 - 163] und Sonden [34, 157] zur genauen Geschwindigkeitsmessung weniger geeignet, und  
auch die Beobachtung des Leuchtens [25, 101 und viele andere] erlaubt nur relativ ungenaue  
Geschwindigkeitsmessungen. Man steht also bei Messungen an elektromagnetischen Stosswellen  
merklich grösseren Schwierigkeiten gegenüber als bei Messungen an stationären Stosswellen.

Trotz der hier vorgebrachten Einwände liessen die ersten Geschwindigkeitsmessungen an  
leuchtenden Fronten (12, 25, 28 u. Andere) und auch solche mit Mikrowellen [117, 118]  
bzw. mit Sonden [56, 157], schon deutlich einen parabelförmigen Weg-Zeit-Verlauf erkennen,  
der die Beschreibung mit einem Gesetz der Form

$$(1) \quad x = \text{const} \cdot t^\alpha \quad \text{bzw.} \quad v = \text{const} \cdot t^{\alpha-1}$$

nahelegte. Damit war klar, dass es sich bei den elektromagnetischen Stosswellen um typische  
"Blastwaves" handelt.

Blastwaves werden durch Ähnlichkeitslösungen beschrieben. Basierend auf früheren Arbeiten von Guderley [164, 165] und Taylor [166, 167] haben Harris [168], Lin [169], Sedov [170, 171] und viele andere [21, 47, 48, 172 - 180] zu ihrer Beschreibung beigetragen. Auch von Weizsäcker und Mitarbeiter [181 - 188] haben (ursprünglich mit astrophysikalischer Zielsetzung) nichtstationäre Stosswellen mit Homologielösungen beschrieben. Sie fanden ebenfalls die bekannte Lösung für den Start einer ebenen Stosswelle an einer festen Wand nach momentaner Energie- und Impulszufuhr

$$(2) \quad x = \text{const} \cdot t^{2/3} \quad \text{bzw.} \quad v = \text{const} \cdot t^{-1/3},$$

die auf den ersten Blick dem vorliegenden Problem angemessen scheint [188]. Sie fanden aber auch eine Ähnlichkeitslösung für den Start einer ebenen Stosswelle im freien Raum, bei der das von der Stosswelle aufgesammelte Gas nach hinten ungestört ins Vakuum abströmen kann. Diese, der astrophysikalischen Zielsetzung angemessenere "Standardlösung" [185, 188]

$$(3) \quad x = \text{const} \cdot t^{1-K_0} \quad \text{bzw.} \quad v = \text{const} \cdot t^{-K_0}$$

scheint aber, wie auf verschiedene Weise gezeigt werden konnte, die einzige stabile Lösung unter den Ähnlichkeitslösungen zu sein [182, 184, 185, 188], d.h. nach kleinen Störungen entwickeln sich alle anderen Lösungen mit der Zeit auf diese "Standardlösung" zu. - Der Exponent  $K_0$ , der "Homologieexponent", ist eine schwache Funktion von  $c_p/c_v = \gamma$  und kann die Werte annehmen

$$0,37 < K_0 \leq 0,5 \quad \text{für} \quad 3 > \gamma \geq 1.$$

Speziell ist

$$K_0 (\gamma = 7/5) = 0,4.$$

Ausser diesen beiden Lösungen haben manche Autoren auch noch das Schneepflugmodell zur Debatte gestellt mit

$$(4) \quad x = \text{const} \cdot t^{0,5} \quad \text{bzw.} \quad v = \text{const} \cdot t^{-0,5}.$$

Während alle oben aufgeführten Ähnlichkeitslösungen nur im Grenzfall starken Stosses gültig sind, hat Sakurai [189, 190] Lösungen in Form von Reihenentwicklungen angegeben, die schwache instationäre Stosswellen beschreiben.

Das Bemühen der Experimentatoren galt der Überprüfung der Theorien auf ihre Brauchbarkeit zur Beschreibung der gemessenen  $x(t)$ - bzw.  $v(t)$ -Kurven, in einigen Fällen auch der Ermittlung des Exponenten selbst [21, 28, 47, 56, 113, 115, 151, 172, 178, 191 - 194]. Brinkschulte [113] z.B. konnte bei seinen Mach-Zehnder-Messungen an T-Rohr-Stosswellen in Wasserstoff eine Messgenauigkeit erreichen, die eine Entscheidung zwischen den verschiedenen zur Diskussion stehenden Exponenten zuließ.

Abb. 7 zeigt eines seiner Interferogramme, in dem deutlich der völlig glatte parabelförmige Verlauf der Stosswelle zu erkennen ist. Voraussetzung zur Anfertigung der Interferogramme war die völlige Reproduzierbarkeit der Stosswellen von Schuss zu Schuss. Auf die dazu notwendige Prozedur soll hier nicht eingegangen werden [111]. Sie garantierte, dass die Ankunftszeit der Stossfront am Rohrende um weniger als  $1/2 \mu\text{sec}$  streute, und dass sich die Einzelbilder durch Einfügen am vorherberechneten Ort zwanglos zum Gesamtinterferogramm zusammenfügen liessen.

(Power Crowbar Entladung  $U_0(t=0) = 7 \text{ KV}$ ,  $U_0(t=0) = 4,5 \text{ KV}$ )

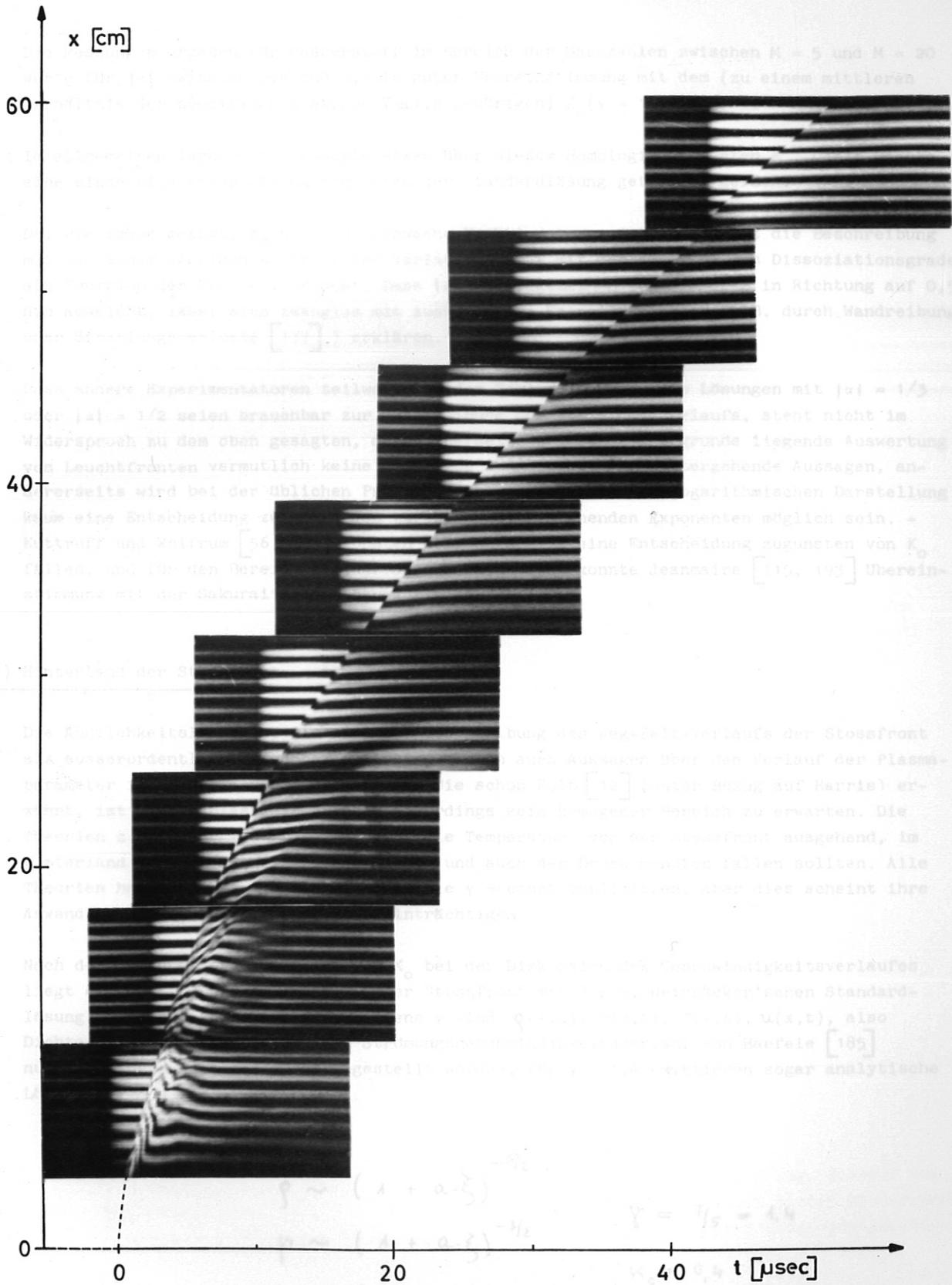


Abb. 7: Interferogramm aus 8 Teilbildern vom Gesamtverlauf der Stoßfront. Das Interferogramm stellt praktisch ein x-t-Diagramm dar.  
(Power Crowbar Entladung  $U_1(t=0) = 7 \text{ kV}$ ,  $U_2(t=0) = 4,5 \text{ kV}$ )

Die Messungen ergaben für Wasserstoff im Bereich der Machzahlen zwischen  $M = 5$  und  $M = 20$  Werte für  $|\alpha|$  zwischen 0,4 und 0,5 in guter Übereinstimmung mit dem (zu einem mittleren Verhältnis der spezifischen Wärmen  $\bar{\gamma} \approx 1,2$  gehörigen)  $K_0(\gamma = 1,2) \approx 0,42$ .

Im allgemeinen lagen die Messwerte etwas über diesem Homologieexponenten  $K_0$ . Damit konnte eine eindeutige Entscheidung zugunsten der Standardlösung getroffen werden.

Da, wie schon gesagt,  $K_0$  nur eine schwache Funktion von  $\gamma$  ist, erscheint die Beschreibung mit nur einem einzigen  $K_0$  trotz der Variation von  $\gamma$  mit der Änderung des Dissoziationsgrades als Funktion der Machzahl erlaubt. Dass  $|\alpha|$  im allgemeinen von  $K_0 \approx 0,42$  in Richtung auf 0,5 hin abweicht, lässt sich zwanglos mit zusätzlichen Energieverlusten (z.B. durch Wandreibung oder Strahlungsverluste [177]) erklären.

Dass andere Experimentatoren teilweise zu dem Schluss kommen, die Lösungen mit  $|\alpha| = 1/3$  oder  $|\alpha| = 1/2$  seien brauchbar zur Beschreibung des Stossfrontverlaufs, steht nicht im Widerspruch zu dem oben gesagten, denn einerseits erlaubt die zugrunde liegende Auswertung von Leuchtfronten vermutlich keine genügende Genauigkeit für weitergehende Aussagen, andererseits wird bei der üblichen Prüfung des Exponenten in der logarithmischen Darstellung kaum eine Entscheidung zwischen den zur Diskussion stehenden Exponenten möglich sein. - Kuttruff und Wolfrum [56, 151] konnten aber ebenfalls eine Entscheidung zugunsten von  $K_0$  fällen, und für den Bereich kleiner Geschwindigkeiten konnte Jeanmaire [115, 193] Übereinstimmung mit der Sakurai'schen Lösung finden.

#### 4) Hinterland der Stossfront

Die Ähnlichkeitslösungen, die sich zur Beschreibung des Weg-Zeit-Verlaufs der Stossfront als ausserordentlich brauchbar erwiesen, machen auch Aussagen über den Verlauf der Plasma-parameter im Hinterland der Stossfront. Wie schon Kolb [12] (unter Bezug auf Harris) erwähnt, ist hinter Blastwave-Fronten allerdings kein homogener Bereich zu erwarten. Die Theorien z.B. [168, 188] besagen, dass die Temperatur, von der Stossfront ausgehend, im Hinterland monoton ansteigen, die Dichte und auch der Druck monoton fallen sollten. Alle Theorien haben wieder den Mangel, dass sie  $\gamma = \text{const}$  implizieren, aber dies scheint ihre Anwendbarkeit nicht allzusehr zu beeinträchtigen.

Nach der Entscheidung zugunsten von  $K_0$  bei der Diskussion des Geschwindigkeitsverlaufes liegt es nahe, auch das Hinterland der Stossfront mit der v. Weizsäcker'schen Standardlösung zu beschreiben. Für verschiedene  $\gamma$  sind  $\rho(x,t)$ ,  $p(x,t)$ ,  $T(x,t)$ ,  $u(x,t)$ , also Dichte-, Druck-, Temperatur- und Strömungsgeschwindigkeitsverlauf von Haefele [185] numerisch berechnet und zusammengestellt worden. Für  $\gamma = 1,4$  existieren sogar analytische Lösungen [185] :

$$\rho \sim (1 + a \cdot \xi)^{-5/2}$$

$$p \sim (1 + a \cdot \xi)^{-3/2}$$

$$T \sim (1 + a \cdot \xi)$$

$$u \sim (1 + \frac{5}{2} a \cdot \xi)$$

$$\gamma = 7/5 = 1,4$$

$$K_0 = 0,4$$

$$\xi = (x - x_0) \cdot (t - t_0)^{K_0 - 1}$$

Anschaulicher ist die grafische Darstellung der Parameter in Abb. 8

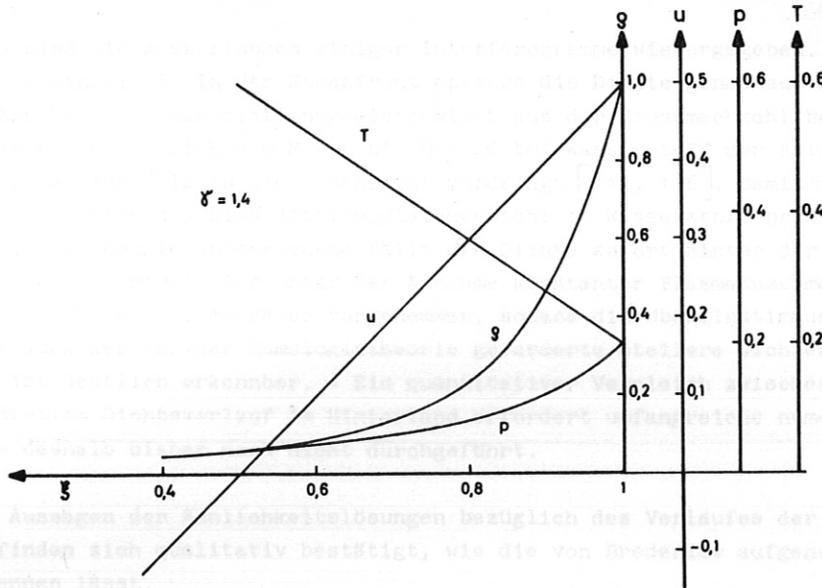


Abb. 8: Verlauf von  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$ ,  $u$  hinter der Stossfront.  
Homologielösungen für  $\gamma = 1,4$ .

$\xi$  gibt im wesentlichen den Abstand von der Stossfront an. - In der Front selbst gelten natürlich die Sprungbedingungen [181]. Deutlich ist zu erkennen, wie die Dichte schnell wieder abfällt, und wie die Strömungsgeschwindigkeit sogar umkehrt, das aufgesammelte Gas aus der Front also nach hinten abströmt.

Eine experimentelle Prüfung der Theorie ist natürlich prinzipiell auf den Bereich hinter der Stossfront beschränkt, in den das Entladungsplasma nicht eingedrungen ist. Dieser Bereich ist, wie schon gesagt, unterschiedlich lang. Die Interferogramme, die sich sofort zur Prüfung der Theorie anbieten, und die im wesentlichen den Dichteverlauf hinter der Stossfront wiedergeben, lassen immer den ungestörten Bereich erkennen (siehe Abb. 4), in dem die Auswertung sinnvoll ist.

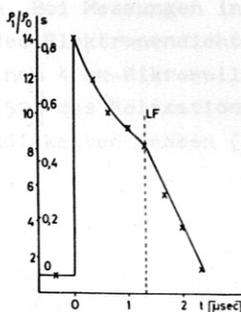
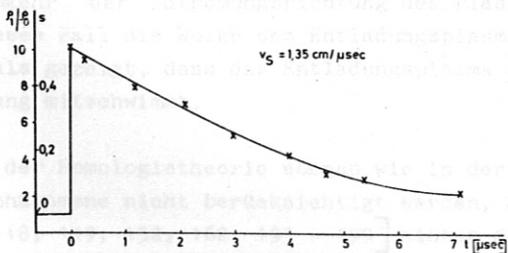
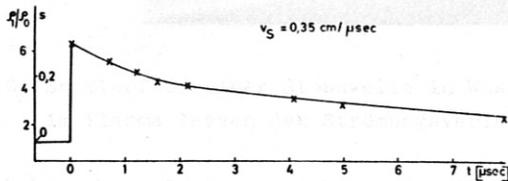


Abb. 9:  $\rho_1/\rho_0$  Verlauf bzw. Verlauf des Brechungsindex hinter Stossfronten verschiedener Geschwindigkeiten in Wasserstoff ( $p_0 = 5$  Torr)

In Abb. 9 sind die Auswertungen einiger Interferogramme wiedergegeben. Sie zeigen zwei wesentliche Dinge: 1. In der Stossfront springt die Dichte genau auf den Wert, der sich bei der Annahme von Dissoziationsgleichgewicht aus der Stossmachzahl berechnet [111, 116]. Das ist im ganzen Bereich von  $M = 5$  bis  $M = 20$  bei Wasserstoff der Fall, wenn das Entladungsplasma nicht bis in die Stossfront vordringt [111, 116]. Damit ist gleichzeitig erwiesen, dass sich das Dissoziationsgleichgewicht in Wasserstoff praktisch momentan einstellt. 2. Der Theorie entsprechend fällt die Dichte sofort hinter der Front wieder ab. Zwar ist die Auswertung hier unter der Annahme konstanter Plasmazusammensetzung im Hinterland, also konstanter Temperatur vorgenommen, sodass die Ubereinstimmung nur qualitativ ist, aber auch der von der Homologietheorie geforderte steilere Dichteabfall bei steigender Machzahl ist deutlich erkennbar. - Ein quantitativer Vergleich zwischen theoretischem und experimentellem Dichteverlauf im Hinterland erfordert umfangreiche numerische Rechnungen und wurde deshalb bisher noch nicht durchgeführt.

Auch die Aussagen der Ähnlichkeitslösungen bezüglich des Verlaufes der Strömungsgeschwindigkeit finden sich qualitativ bestätigt, wie die von Brederlow aufgenommene Abb. 10 deutlich erkennen lässt.

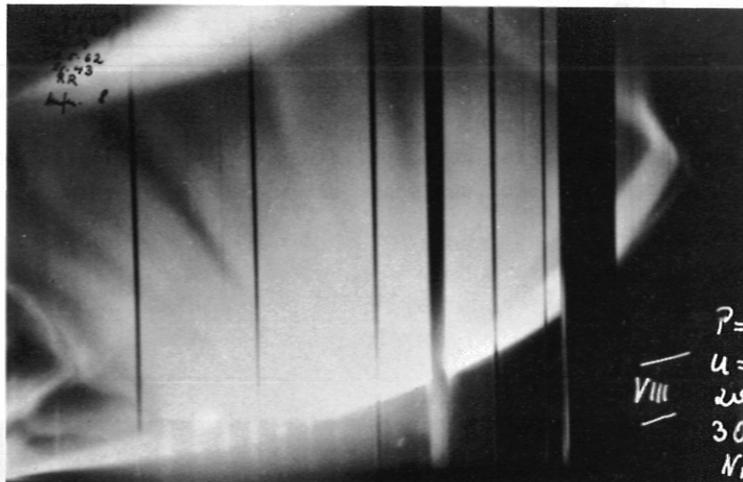


Abb. 10: Schmierfoto einer Stosswelle in Wasserstoff ( $p_0 = 2,5$  Torr). Inhomogenitäten im Plasma lassen den Strömungsverlauf erkennen.

Die Umkehr der Strömungsrichtung des Plasmas hinter der Stossfront ist zu sehen, obwohl in diesem Fall die Wolke des Entladungsplasmas das Bild etwas stört. Damit ist übrigens nochmals gezeigt, dass das Entladungsplasma nicht als Kolben wirkt, sondern dass es in der Strömung mitschwimmt.

Da in der Homologietheorie ebenso wie in der Theorie der stationären Stosswellen Relaxationsphänomene nicht berücksichtigt werden, können die gemessenen Elektronendichteverläufe [34, 118, 119, 152, 162, 195 - 199] hinter der Front nicht mit Hilfe der Theorie erklärt werden. Bei Messungen in Argon zeigte sich aber, dass nichtstationäre Stossfronten bezüglich des Elektronendichteverlaufes prinzipiell das gleiche Verhalten zeigen wie stationäre: Mit einem 4 mm-Mikrowellen-Interferometer extrem guter Raumauflösung konnte Makios [118, 119, 152] das Relaxationsverhalten der Elektronendichte hinter Fronten verschiedener Geschwindigkeiten messen (Abb. 11).

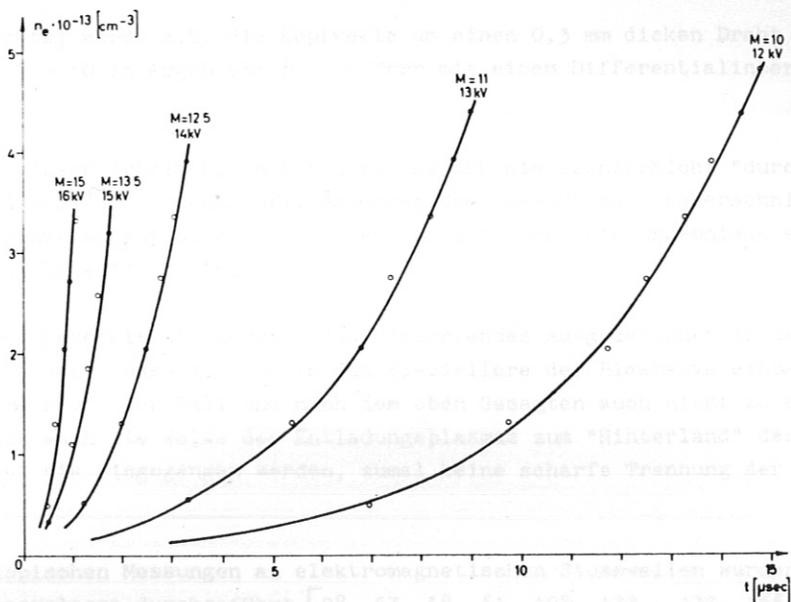


Abb. 11:  $n_e(t)$  für Stosswellen verschiedener Machzahlen in Argon ( $p_0 = 5$  Torr).

Auch die Elektronenstossfrequenz wurde mit Mikrowellen gemessen [118, 119, 155, 198, 199], und die Elektronentemperatur mit Langmuirsonden [62, 195, 200].

Zu einigen dieser Messungen müssen Vorbehalte angemeldet werden (das gilt in gewissem Masse auch für die Makios'schen Messungen): Wenn dünne Drähte oder Röhrrchen als Sonden in das Stossrohr eingeführt werden, so bildet sich bei starken Stößen in der Überschallströmung natürlich eine Kopfwelle um die Sonde aus, die die Messungen erheblich verfälschen kann.

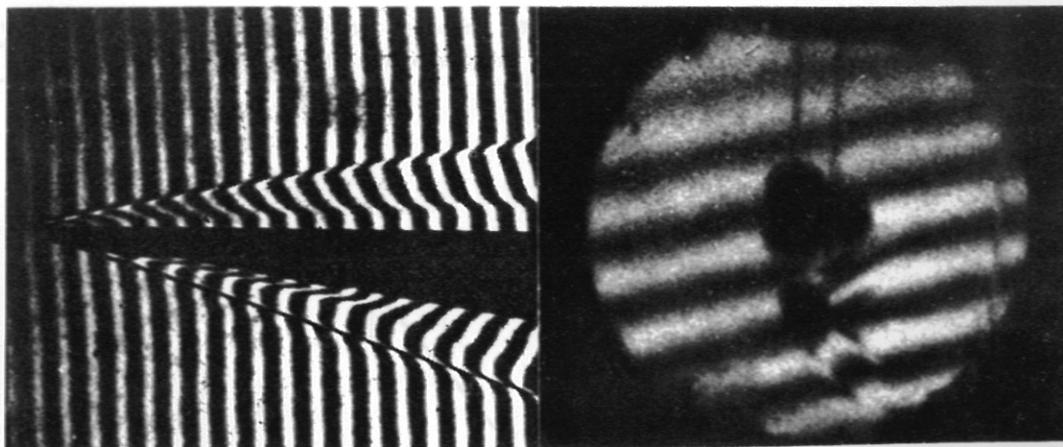


Abb. 12: Kopfwellen um eine 0,02 mm dicke Schneide (Aufnahme v. H. Oertel aus H. Oertel Stossrohre 1966) und einen 0,3 mm dicken Draht (Differential-Interferometer-Aufnahme v. W. Zimmermann, JPP 3/57).

In Abb. 12 (rechts) wurde z.B. die Kopfwelle um einen 0,3 mm dicken Draht hinter einer Stosswelle von  $M = 10$  in Argon von  $p_0 = 5$  Torr mit einem Differentialinterferometer sichtbar gemacht.

Leider sind in vielen Arbeiten, in denen mit Sonden die Grenzschicht "durchstossen" werden soll, oder in denen mit Sonden Profilmessungen über den Stossrohrquerschnitt hinweg durchgeführt werden, Hinweise auf solche Störungen zu vermissen. Die Ergebnisse sind dann mit äusserster Vorsicht aufzunehmen.

Während sich der unvermischte Bereich des Hinterlandes ausgezeichnet in das von der Theorie gezeichnete Bild der Stosswelle und in das speziellere der Blastwave einpasst, ist das beim Entladungsplasma nicht der Fall und nach dem oben Gesagten auch nicht zu erwarten. Trotzdem gehört natürlich auch die Wolke des Entladungsplasmas zum "Hinterland" der Stossfront, und es soll kurz auf sie eingegangen werden, zumal keine scharfe Trennung der beiden Bereiche besteht.

Alle spektroskopischen Messungen an elektromagnetischen Stosswellen wurden praktisch in diesem Entladungsplasma durchgeführt [28, 53, 58, 61, 108, 132 - 137, 146, 153, 201 - 209]. Cormack [108, 153] musste bei Multiplermessungen im Flügel der  $H_\beta$ -Linie feststellen, dass Licht von Punkten im Plasma, die nur wenige mm voneinander entfernt sind, gänzlich verschiedene zeitliche Intensitätsverläufe aufweist. Die Zerrissenheit der Plasmawolke macht sich also wieder deutlich bemerkbar. - Trotzdem haben verschiedene Experimentatoren Messungen der Elektronentemperatur  $T_e$  und der Elektronendichte  $n_e$  durchgeführt. Die Resultate stimmen genügend miteinander überein, ergeben einige eV für  $k \cdot T_e$  und ca.  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  für  $n_e$ , also Werte, die für ein Plasma, das aus der Funkenstrecke herausgeschleudert wird, erwartet werden müssen. Sie liegen aber weit über denen, die in Plasmen auftreten sollten, die in der Stossfront aufgeheizt werden [108, 123 - 131, 153].

Obwohl das Entladungsplasma also im allgemeinen kein sinnvolles Untersuchungsobjekt darstellt, ist es Kerr [58] und Mitarbeitern inzwischen gelungen, dieses Plasma (durch Verengen des Stossrohres kurz hinter der Funkenstrecke) soweit zu homogenisieren, dass es mit einiger Vorsicht doch als Lichtquelle für spezielle spektroskopische Messungen dienen kann. Eine solche Benutzung der elektromagnetischen Stossrohre hatten schon Griem, Wiese, Berg und andere [133 - 136, 201, 204, 205, 209] angestrebt.

Noch ein weiterer Umstand muss erwähnt werden: Häufig sind im Entladungsplasma Magnetfelder [28, 57, 59, 60, 210 - 213] eingefangen.

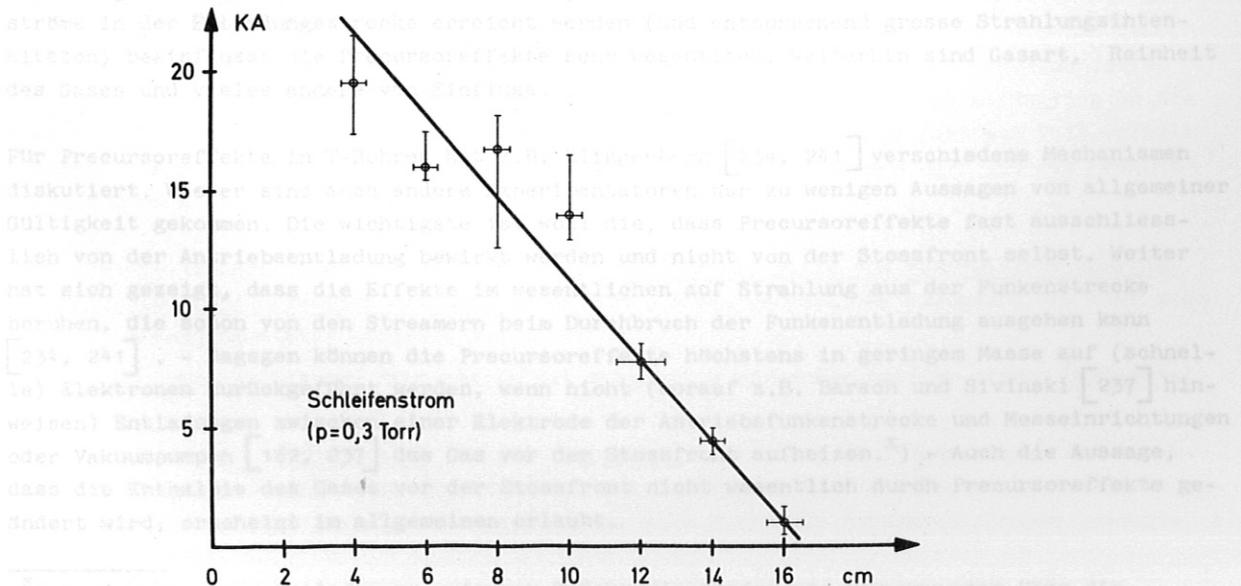


Abb. 13: Maximale Stromstärken von "Ring"strömen hinter Stosswellen, die im Plasma mitdriften.

In der Nähe der Entladungsstrecke eines T-Rohres mass Kolig [213] entsprechende Ringströme bis zu 20 kA, 10 cm weiter noch Ströme von 1 kA. Vali und Turner [59] konnten noch in 50 bis 100 cm Abstand von der Funkenstrecke einige 100 Gauss messen. - Abschätzungen der magnetischen Reynoldszahl [59] aus solchen Messungen ergeben vernünftige Werte, aber eine allgemeinere Gültigkeit können auch diese Ergebnisse nicht beanspruchen.

## 5) Precursoreffekte

In einem Überblick über die Untersuchung elektromagnetischer Stosswellen dürfen die "Precursoreffekte" nicht unerwähnt bleiben. Eine sehr grosse Zahl von Autoren [91, 118, 132, 135, 137, 146, 162, 214 - 244] hat sich mit ihnen beschäftigt. Precursoreffekte treten im Vorland der Stossfront auf, sogar in Bereichen des Stosswellenrohres, von denen die Stossfront noch weit entfernt ist. Dort wird das Gas zum Leuchten angeregt, und freie Elektronen können beobachtet werden.

Ausser der Dichte [118, 219, 224, 229, 232 - 234, 240 - 243] der freien Elektronen als Funktion von Ort und Zeit konnte auch ihre Temperatur gemessen werden. Das Leuchten des Gases wurde nicht nur als Funktion der Zeit gemessen sondern auch spektral aufgelöst [91, 132, 135, 137, 146, 231, 234, 236, 243]. Die Frage, die alle Experimentatoren zu beantworten suchten, war natürlich die nach den Mechanismen, die für das Leuchten und für das Auftreten der Elektronen verantwortlich sind.

Als Ursache für das Leuchten kamen sowohl schnelle Elektronen in Betracht, die aus der Entladungsstrecke, dem mitdriftenden Entladungsplasma oder dem in der Stossfront gebildeten Plasma [214, 216, 217, 224, 227, 228] stammen könnten, als auch Strahlung verschiedener Wellenlängen [132, 135, 137, 231, 234, 236, 243], die ebenfalls aus den genannten Bereichen emittiert werden könnte.

Die freien Elektronen könnten entweder selbst aus der Entladungsstrecke, der Plasmawolke oder der Stossfront herausgeschleudert worden sein, oder aber sie könnten durch kurzwellige UV-Strahlung im Gas vor der Front freigemacht werden [232, 234, 241, 243].

Natürlich können auch jeweils verschiedene Mechanismen zusammenwirken [234, 241]. Sie alle werden erheblich durch die sehr speziellen experimentellen Anordnungen mitbestimmt: Ob für die Stosstromentladung sehr hohe Spannungen benutzt werden (und entsprechend "harte" Strahlung beim Durchbruch ins Vorland hinein emittiert wird) oder ob sehr grosse Maximalströme in der Entladungsstrecke erreicht werden (und entsprechend grosse Strahlungsintensitäten) beeinflusst die Precursoreffekte sehr wesentlich. Weiterhin sind Gasart, Reinheit des Gases und vieles andere von Einfluss.

Für Precursoreffekte in T-Rohren hat z.B. Klingenberg [234, 241] verschiedene Mechanismen diskutiert. Wie er sind auch andere Experimentatoren nur zu wenigen Aussagen von allgemeiner Gültigkeit gekommen. Die wichtigste ist wohl die, dass Precursoreffekte fast ausschliesslich von der Antriebsentladung bewirkt werden und nicht von der Stossfront selbst. Weiter hat sich gezeigt, dass die Effekte im wesentlichen auf Strahlung aus der Funkenstrecke beruhen, die schon von den Streamern beim Durchbruch der Funkenentladung ausgehen kann [234, 241]. - Dagegen können die Precursoreffekte höchstens in geringem Masse auf (schnelle) Elektronen zurückgeführt werden, wenn nicht (worauf z.B. Barach und Sivinski [237] hinweisen) Entladungen zwischen einer Elektrode der Antriebsfunkenstrecke und Messeinrichtungen oder Vakuumpumpen [162, 237] das Gas vor der Stossfront aufheizen.<sup>x)</sup> - Auch die Aussage, dass die Enthalpie des Gases vor der Stossfront nicht wesentlich durch Precursoreffekte geändert wird, erscheint im allgemeinen erlaubt.

<sup>x)</sup> Verf. hat sogar Entladungen zwischen T-Rohr-Elektroden und Vakuumpumpen über die geschlossenen, gefetteten Vakuumbühne aus Glas hinweg beobachtet.

Bei den Geschwindigkeiten (bis  $10^9$  cm/sec), die im Zusammenhang mit Precursoreffekten angegeben werden, handelt es sich praktisch nie um Teilchen- oder Strömungsgeschwindigkeiten, sondern Geschwindigkeiten, mit denen sich eine bestimmte "Situation" (z.B. die, dass an einem bestimmten Ort gerade  $8 \cdot 10^{12}$  Elektronen/cm<sup>3</sup> gemessen werden können) das Rohr entlang "bewegt".

Bei der erwähnten Koppelung der Precursoreffekte mit den Antriebssystemen ist es nahezu selbstverständlich, dass die Effekte sich vor allem in der Nähe der Entladungsstrecken bemerkbar machen. Dort können schon vor der Stossfront Elektronendichten von  $10^{14}$  cm<sup>-3</sup> beobachtet werden.

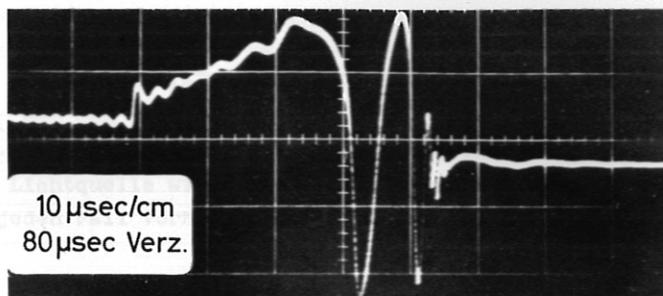


Abb. 14: Kompression der Precursorelektronen in der Stossfront (Mikrowellentransmissionssignal von Makios [118], in dem die erste Stufe die Kompression der Precursorelektronen anzeigt).

Die bei der Ankunft der Stosswelle am Messort noch dort vorhandenen Precursorelektronen werden in der Stossfront mitkomprimiert, wie Makios [118] mit  $\mu$ -Wellen-Transmissionsmessungen zeigen konnte. Der Phasensprung im Signal der Abb. 14 entspricht genau dem mit Hilfe der Machzahl berechneten Dichtesprung. - So können Precursoreffekte gelegentlich nützlich sein (wie hier zur Sichtbarmachung der Stossfront). - Allerdings dürfen die in der nicht leuchtenden Stossfront frei gemachten oder komprimierten Elektronen nicht als "Precursorfronten" gedeutet werden, wie dies offenbar gelegentlich geschehen ist [215, 220, 221, 230, 238].

## 6) Zusammenfassung und Folgerungen

Die in den vorangehenden Abschnitten zusammengestellten Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen der vergangenen 10 Jahre lassen erkennen, dass sich die anfänglich an die elektromagnetischen Stosswellen geknüpften Hoffnungen nur zu einem geringen Teil erfüllt haben, sofern sie sich auf die Erweiterung des Machzahlenbereiches über den der Membranstossrohre hinaus bezogen.

Die Untersuchungen haben jedoch zum Verständnis der mit Hilfe von kurzzeitiger Energie- und Impulszufuhr erzeugten Stosswellen geführt, deren wesentliche Eigenschaften hier noch einmal zusammengestellt werden sollen:

1. In elektromagnetischen Stossrohren mit kurzzeitig wirkendem Antrieb werden Blastwaves erzeugt.
2. Im Bereich hoher Machzahlen ( $M > 20$ ) vermischen sich dabei Entladungsplasma und stosswellengeheiztes Gas schon direkt hinter der Stossfront (die dann meistens selbst leuchtet), so dass der Plasmazustand dort nicht mehr durch die Sprungbedingungen beschrieben werden kann.

3. Bei mittleren Machzahlen ( $M < 20$ ) sind im allgemeinen Stossfront und Leuchtfront getrennt. Zwischen der Stossfront und der Wolke des Entladungsplasmas bleibt ein Zwischenraum, in dem das Gas von den "Homologielösungen" richtig beschrieben wird. Auch der Geschwindigkeitsverlauf der Stossfront folgt diesen Lösungen (und zwar besser als anderen Ähnlichkeitslösungen).
4. Bei kleinen Geschwindigkeiten, bei denen die Näherung für starken Stoss nicht mehr anwendbar ist ( $M < 5$ ), bleibt das Entladungsplasma weit hinter der Front zurück, deren Geschwindigkeit und Hinterland aber nicht mehr mit den Homologielösungen beschrieben werden können. Anscheinend beschreiben dann die von Sakurai angegebenen Reihenentwicklungen das Geschehen richtiger.

Für die Benutzung elektromagnetischer Stosswellenrohre als Werkzeug bei plasmadynamischen Experimenten lassen sich daraus sofort einige Konsequenzen ziehen. Z.B. kann bei ihrer Anwendung zum Studium der Wechselwirkung zwischen strömenden Plasmen und Magnetfeldern [13, 163, 196, 210 - 212, 245 - 252] im allgemeinen davon ausgegangen werden, dass die Wechselwirkung hauptsächlich mit dem Entladungsplasma stattfindet. Deshalb scheinen elektromagnetisch erzeugte Stosswellen für solche Untersuchungen prinzipiell ungeeignet zu sein. - Als spektroskopische Lichtquelle wirkt ebenfalls im wesentlichen das Entladungsplasma, das zu diesem Zweck auf jeden Fall vorher durch spezielle Kunstgriffe homogenisiert werden muss.

Der eindeutige Blastwave-Charakter dieser Art von Stosswellen legt allerdings eine Anwendung besonders nahe, die Benutzung der elektromagnetischen Rohre als Blastwave-Simulatoren, die naturgetreue Blastwaves, z.B. für Modelluntersuchungen, produzieren als andere Stossrohre.

Da die elektromagnetischen Stosswellen auf extrem billige und bequeme Art herstellbar sind, und in leichten Gasen doch abgelöste, freilaufende Stosswellen mit Machzahlen erzeugt werden können, die in Membranrohren nicht ohne weiteres erreichbar sind, mag es noch eine Reihe weiterer Anwendungen geben, für die der Einsatz solcher Stossrohre - bei Inkaufnahme des Blastwave-Charakters der Stosswellen - nützlich ist.

10 H.G. Lewis, W.S. Anderson, J. G. Hoffberger and H.J. Lee  
University of Wisconsin, Dept. Inst. Tech. Rept. No. 51 (1952)

11 W.R. Atkinson and W.H. Mason  
University of Oklahoma, Dept. Inst. Tech. Rept. No. 57 (1954)

12 A.C. Kolb  
Phys. Rev. 121, 242 (1951)

13 A.C. Kolb  
Phys. Rev. 121, 242 (1951)

14 A.C. Kolb  
Phil. Mag. Phys. Ser. 11, 2, 41 (1957)

15 A.C. Kolb  
in "Magnetohydrodynamics" ed. R.W. Lundholm, Stanford Univ. Press  
Stanford, Calif. (1957) pp. 26-30

- 1 P. Vielle,  
C.R. 129, 1228, (1899)
- 2 W.J.M. Rankine  
Trans. Roy. Soc. (London) 160, 277, (1870)  
Phil. Mag. (4) 29, 306, (1870)  
Proc. Roy. Soc. (London) 18, 80, (1870)
- 3 H. Hugoniot  
J. école polytech. (Paris) 38, 3, (1887)  
J. école polytech. (Paris) 39, 3, (1888)
- 4 R. Becker  
Z. Phys. 8, 321, (1922)
- 5 H. Oertel: "Stossrohre" (Shock-Tubes)  
Springer-Verlag Wien/New York (1966)
- 6 R.J. Lee and R.G. Fowler  
Phys. Rev. 81, 457, (1951)
- 7 R.G. Fowler, J.S. Goldstein and B.E. Clotfelder  
Phys. Rev. 82, 879, (1951)
- 8 R.G. Fowler, W.R. Atkinson and L.W. Marks  
Phys. Rev. 87, 966, (1952)
- 9 R.G. Fowler, W.R. Atkinson, W.D. Compton and R.J. Lee  
Phys. Rev. 88, 137, (1952)
- 10 R.G. Fowler, W.R. Atkinson, B.E. Clotfelder and R.J. Lee  
University of Oklahoma Res. Inst. Techn. Rept. Proj. 52 (1952)
- 11 W.R. Atkinson and W.R. Holden  
University of Oklahoma Res. Inst. Techn. Rpt. Proj. 87 (1954)
- 12 A.C. Kolb  
Phys. Rev. 107, 345, (1957)
- 13 A.C. Kolb  
Phys. Rev. 107, 1197, (1957)
- 14 A.C. Kolb  
Bull. Am. Phys. Soc. II'2, 47, (1957)
- 15 A.C. Kolb  
in "Magnetohydrodynamics" ed. R.K. Landshoff, Stanford Univ. Press  
Stanford, Calif. (1957) pp. 76 - 91

- 16 V. Josephson  
J. appl. Phys. 29, 30, (1958)
- 17 V.H. Blackman , B. Niblett and G. Schrank  
Bull. Am. Phys. Soc. II/4, 216, (1957)
- 18 B. Niblett and V.H. Blackman  
in "The Plasma in a Magnetic Field"  
ed. R.K. Landshoff, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif. (1958) pp. 87 - 98
- 19 B. Niblett and V.H. Blackman  
J. Fluid Mech. 4, 191, (1958)
- 20 S. Kash  
in "Magnetohydrodynamics"  
ed. R.K. Landshoff, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif. (1957) pp. 92 - 98
- 21 S. Kash, J. Gauger, W. Starr and V.Vali  
in "The Plasma in a Magnetic Field"  
ed. R.K. Landshoff, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif. (1958) pp. 99 - 109
- 22 J. Gauger and V. Vali  
2nd Shock Tube Symp. Palo Alto, Calif.  
SWR - TM - 58 - 3 (1958)
- 23 P.J. Hart  
J. Appl. Phys. 31, 436, (1960)
- 24 W. Fucks  
1st. Phys. Inst. Techn. Hochschule Aachen  
Rept. HMP 103, (1963)
- 25 W. Bötticher, H. Muntenbruch and R. Wienecke  
Univ. Kiel, Final Rept. Air Force Contract No. AF 61 (052) - 87 (1960)
- 26 R. Mousson-Genon and M. Brousseau  
Proc. 5th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, München (1961)  
(Shock production by microwave pulses)
- 27 S.C. Lin and G.P. Theofilos  
Phys. Fluids 6, 1369 (1963)  
(Shock production by microwave pulses)
- 28 R.B. Block  
Case Inst. of Technology, Cleveland, Ohio  
Techn. Rept. No A - 23 , (1963)
- 29 L. Rothhardt  
Mber. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin 5, 17, (1963)
- 30 L. Rothhardt  
Mber. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin 5, 435, (1963)
- 31 L. Rothhardt  
Kernenergie 7, 481, (1964)

- 32 L. Rothhardt  
Beitr. Plasmaphysik (5/1965) p. 377
- 33 L. Rothhardt  
Exp. Techn. Phys. XIII, 238, (1965)
- 34 R. Matsuzaki  
Jap. J. Appl. Phys. 4, 218, (1965)
- 35 S.A. Ramsden and P. Savic  
Nature 203, 1217, (1964)  
(Shock production by laser pulses)
- 36 K. Büchl and K. Hohla  
Inst. f. Plasmaphys. Garching/München  
Priv. commun.  
(Shock production by laser pulses)
- 37 R.B. Hall and R.R. Johnson  
Boeing Sci. Res. Lab. Rev. D 1-82-0560-2 p. 79
- 38 R.G. Fowler  
"Experiments with the Electric Shock Tube",  
Lecture presented at the Gas Dynamics Colloquium, Northwestern University,  
Evanston, Illinois, (Nov. 27, 1962)  
(not published)
- 39 P.R. Smy  
Nature 193, 979, (1962)
- 40 J.C. Camm and H.P. Rose  
Phys. Fluids 6, 663, (1963)
- 41 A. Ferri  
ed.: "Fundamental Data Obtained From Shock-Tube-Experiments",  
Agardograph No 41, Pergamon Press, New York (1961)
- 42 R.M. Patrick  
Phys. Fluids 2, 589, (1959)
- 43 R.M. Patrick and M. Camac  
in "Plasma Hydromagnetics, ed. D. Bershader, Stanford Univ. Press,  
Stanford, Calif. (1962) pp. 97 - 123  
= AVCO Res. Rpt. 122 (1961)
- 44 E.T. Gerry, A.R. Kantrowitz and H.E. Petschek  
Bull. Am. Phys. Soc. 8, 158, (1963)
- 45 L.Y. Cooper  
Lab.  
AFCRL 687 Magnetogasdyn./Rept. No 61-6 (1961)
- 46 B. Miller  
Columbia University, New York  
Plasma Lab. Rept. No 19 (1965)

- 47 H. Hess, K. Kischl, H. Morgenroth, K. Rademacher and K. Seliger  
Annalen der Phys. (Leipzig) 8, 175, (1961)
- 48 H. Morgenroth  
Annalen der Phys. (Leipzig) 9, 212, (1962)
- 49 H. Brinkschulte and H. Muntenbruch  
Phys. Verhandl., DPG, 13, 197, (1962)
- 50 H. Brinkschulte and H. Muntenbruch  
Inst. f. Plasmaphys. Garching/München  
Int. Rept. JABT No 15 (1962)
- 51 J.A. Thornton  
"Electric and Electromagnetic Shock Tubes" (Paper 63 - 368)  
5th International Gas Dyn. Symp. on physico Chem. Diagn. of Plasmas  
Northwestern University Evanston Illinois (1963)
- 52 A.J. Barnard, G.D. Cormack and W.V. Simpkinson  
Canad. J. Phys. 40, 531, (1962)
- 53 M. Cloupeau  
C.R. 254, 213, (1962)
- 54 P. Jeanmaire, H. Klingenberg and H. Reichenbach  
Z. Naturforschg. 18a, 318, (1963)
- 55 G. Brederlow  
Z. Naturforschg. 18a, 868, (1963)
- 56 H. Kuttruff and J. Wolfrum  
Acustica 15, 387, (1965)
- 57 F.R. Scott and R.F. Wentzel  
Phys. Fluids 2, 609, (1959)
- 58 R.C. Isler and D.E. Kerr  
Phys. Fluids 8, 1176, (1965)
- 59 V. Vali and T.E. Turner  
Phys. Fluids 3, 1029, (1960)
- 60 Yu. V. Makarov and S.V. Nartov  
Sov. Phys. Techn. Phys. 8, 541, (1966)
- 61 Yu.V. Makarov and A.M. Maximov  
Sov. Phys. Techn. Phys. 11, 203, (1966)
- 62 T.J. Mc Laren, J.N. Fox and R.M. Hobson  
Nature 198, 1264, (1963)
- 63 P.J. Hart  
Lockheed Missiles Div. Sunnyvale, Calif.  
Rept. No LMSD - 288000 (1959)

- 64 V. Josephson and R.W. Hales  
Phys. Fluids 4, 373, (1961)
- 65 P.J. Hart  
Phys. Fluids 5, 38, (1962)
- 66 T. Hesselberg-Jensen, V.O. Jensen  
Risø Rept. No. 20 (1960)
- 67 V.O. Jensen, A.H. Sillesen, F. Heikel-Vinther and C.F. Wandel  
Risø Rept. No. 28 (1961)
- 68 T.F. Morse  
Phys. Fluids 5, 596, (1962)
- 69 L. Liebing  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No. JPP 3/16 (1963)
- 70 L. Liebing  
Phys. Verhandl. 14, 80, (1963)
- 71 L. Liebing  
Phys. Fluids 6, 1035, (1963)
- 72 J.A. Bakken  
Acta Universitatis Bergensis  
Norwegian Universities Press Bergen/Oslo 1965, Ser.: Math. Rer. Nat.No. 16 (1964)
- 73 J.B. Workman  
Univ. of Virginia, Dept. of Aerospace Eng.  
Proj. Squid Techn. Rept. MIT - 39 - P (1965)
- 74 J. Bazer  
Astrophys. J. 128, 686, (1958)
- 75 G.S. Janes and R.M. Patrick  
AVCO Res. Rept. No 27 (1958)
- 76 W.H. Heiser  
MIT Res. Lab. of electronics  
Techn. Rept. No 408 (1963)
- 77 W.H. Heiser  
Phys. Fluids 7, 143, (1964)
- 78 J.B. Heywood  
MIT, Fluids Mech. Lab. Publication No 65-1 (1965)
- 94 O.A. Walkin and A.M. Stepanyev  
"Fast Shock Waves Generated by Magnetic Pressure and Relaxation Phenomena Behind  
Such Shock Fronts" in Teplofizika 1, 104 (1967)

- 79 R.M. Patrick  
AVCO Res. Rept. No 28 (1958)
- 80 N.H.Kemp and H.E. Petschek  
Phys. Fluids 2, 599, (1959)
- 81 A. Kantrowitz, R.M. Patrick and H.E. Petschek  
proc. 4th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Uppsala (1959)  
= AVCO Res. Rept. No 63 (1959)
- 82 M. Camac, A. Kantrowitz, M.M. Litvak, R.M. Patrick and H.E. Petschek  
AVCO Res. Rept. No 107 (1961)
- 83 J.C. Keck, F. Fishman and H.E. Petschek  
AVCO Res. Rept. No 117 (1962)
- 84 A.R. Kantrowitz  
AVCO Res. Rept. No 141 (1962)
- 85 F. Fishman and H.E. Petschek  
Phys. Fluids 5, 1188, (1962)
- 86 H.E. Petschek and E.T. Gerry  
Bull. Am. Phys. Soc. 8, 158 (1963)
- 87 W.B. Kunkel  
Proc. 5th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, München (1961), p. 2072
- 88 R.A. Gross  
Rev. Mod. Phys. 37, 724 (1965)
- 89 F. Fishman and H.E. Petschek  
Phys. Fluids 5, 632, (1962)
- 90 J.C. Keck  
Phys. Fluids 5, 630, (1962)
- 91 A.C. Kolb  
Proc. 4th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Uppsala (1959)  
North Holld. Publ. Co., Amsterdam (1959), p 1021
- 92 R.W. Ziemer  
"Electromagnetic Shock Tubes" , paper No 906 - 59 at the ARS Gas Dyn. Symp.  
Northwestern Univ. Evanston, Illinois (Aug. 1959)
- 93 W. Fucks  
1st Phys. Inst. Techn. Hochschule Aachen,  
Rept. HMP 109 (1966)
- 94 O.A. Malkin and A.M. Stepanov  
"Fast Shock Waves Generated by Magnetic Pressure and Relaxation Phenomena Behind  
Such Shock Fronts" in Teplofizika 1, 164 (1967)

- 95 M. Mitchner  
Phys. Fluids 2, 62, (1959)
- 96 J.K. Wright and M.C. Black  
J. Fluid Mech. 6, 289, (1959)
- 97 J.R. Banister  
Phys. Fluids 3, 648, (1960)
- 98 S. Gartenhaus and L.M. Tannenwald  
in "Plasma Acceleration"  
ed. S. Kash, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif. (1960) pp. 73 - 78
- 99 H. Hess, K. Kischl, H. Morgenroth, K. Rademacher and K. Seliger  
Annalen der Physik, (Leipzig) 8, 189, (1961)
- 100 R.G. Fowler, G.W. Paxton and H.G. Hughes  
Phys. Fluids 4, 234, (1961)
- 101 C.T. Chang  
Phys. Fluids 4, 1085, (1961)
- 102 W. Fucks, J. Czech, P. Nelting  
Atomkernenergie 7, 12, (1962)
- 103 R.G. Fowler  
Phys. Fluids 6, 548, (1963)
- 104 J.A. Thornton  
Northwestern Univ., Evanston, Illinois,  
Gas Dyn. <sup>Lab.</sup> Rept. No B - 2 - 63, (1963)
- 105 J. Tobias and J. Kravarik  
Czech. J. Phys. 15, 236 (1965)
- 106 G.D. Cormack, Ph.D. Thesis  
Univ. of Brit. Columb., Vancouver, (1962)
- 107 G. Brederlow  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No JPP 3/4 (1963)
- 108 G.D. Cormack  
Z. Naturforschg. 19a, 934, (1964)
- 109 H. Brinkschulte and H. Muntenbruch  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No JPP 3/15 (1963) = Z. Ang. Phys. 19, 227, (1965)
- 110 H. Brinkschulte and H. Muntenbruch  
in Proc. 3rd Symp. on Eng. Probl. in Thermonucl. Res., ed. E. Berkel (1965)

- 111 H. Brinkschulte  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No JPP 3/24 (1964)
- 112 H. Brinkschulte  
Proc. 7th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Belgrad (1965), p. 755
- 113 H. Brinkschulte  
Z. Naturforschg. 22a, 438, (1967)
- 114 H. Brinkschulte, K.U. v. Hagenow and H. Muntenbruch  
Phys. Verhandl. 13, 198, (1962)
- 115 P. Jeanmaire  
Dissertation (Ph.D. Thesis)  
Ernst-Mach-Institut, Freiburg (1963)
- 116 H. Brinkschulte and H. Muntenbruch  
Z. Naturforschg. 20a, 196, (1965)
- 117 W. Makios and H. Muntenbruch  
Z. Naturforschg. 20a, 870, (1965)
- 118 W. Makios  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No JPP 3/35 (1966)
- 119 W. Makios  
Z. Naturforschg. 21a, 2040, (1966)
- 120 M. Cloupeau  
C.R. 251, 918, (1960)
- 121 M. Cloupeau  
C.R. 253, 1160, (1961)
- 122 B.D. Edwards  
Nature 196, 833, (1962)
- 123 E.L. Resler, S.C. Lin and A. Kantrowitz  
J. Appl. Phys. 23, 1390, (1952)
- 124 E.B. Turner  
Space Techn. Labs. Rept. GM - TR - 0165 - 00460 (1958)
- 125 R.A. Gross and C.L. Eisen  
ASTIA AD 216 770 (1959)
- 126 C.T. Chang  
Risø Rept. No 27 (1961) High-Speed Photography, Scheveningen (1962)
- 127 W. Fucks and J. Artmann  
Z. Physik 172, 118, (1963)

- 128 J. Artmann  
Z. Physik 174, 376, (1963)
- 129 J. Artmann  
1st Phys. Inst. Techn. Hochschule Aachen, Rept. PPS 102 (1963)
- 130 W. Ohlendorf  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No JPP 3/8 (1963)
- 131 D.L. Fisher  
Culham Lab. Rept. CLM-R 56 (1966)
- 132 E.A. Mc Lean, C.E. Faneuff, A.C. Kolb and H.R. Griem  
Phys. Fluids 3, 843, (1960)
- 133 W. Wiese, H.F. Berg and H.R. Griem  
Phys. Rev. 120, 1079, (1960)
- 134 W. Wiese, H.F. Berg and H.R. Griem  
Phys. Fluids 4, 250, (1961)
- 135 E.A. Mc Lean, A.C. Kolb and H.R. Griem  
Phys. Fluids 4, 1055, (1961)
- 136 H.F. Berg, A.W. Ali, A.R. Lincke and H.R. Griem  
Phys. Rev. 125, 199, (1962)
- 137 W. Fucks, W.L. Bohn, G. Heinrich and P. Platz  
Z. Physik 170, 409, (1962)
- 138 M. Cloupeau  
J. Phys. Radium 21, 189, (1960)
- 139 M. Cloupeau  
6th. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris, (1963), Vol. 4, p. 349
- 140 M. Cloupeau  
Phys. Fluids 6, 679, (1963)
- 141 E.R. Pugh, Ph.D. Thesis  
Cornell University (1962)
- 142 P. Jeanmaire and H. Klingenberg  
Ernst-Mach-Inst. Freiburg  
Rept. No 7/62, (1962)
- 143 R.J. Hill  
Proc. 6th Int. Congr. on High-Speed Photography, Scheveningen (1962)  
XIII - D, p. 465  
H.D. Tjeenk Willink + Zoon N.V. Haarlem
- 144 W. Maxion  
ASARD Conf. Proc. Series No. 8 (Sept. 1965)  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No. JPP 3/25 (1965)

- 144 A.J. Barnard and G.D. Cormack  
6th Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris, (1963), Vol. 4, p. 361
- 145 W. Fucks and R. Theenhaus  
Z. Physik 175, 257, (1963)
- 146 J.A. Thornton and A.B. Cambel  
J.Q.S.R.T. 4, 539, (1964)
- 147 R. Theenhaus  
Dissertation (Ph.D. Thesis), Aachen (1965)
- 148 S.A. Ramsden and E.A. Mc Lean  
Nature 194, 761, (1962)
- 149 A.F. Klein  
Phys. Fluids 6, 310, (1963)
- 150 J. Czech and W. Gnörich  
1st Phys. Inst. Techn. Hochschule Aachen,  
Rept. HMP 109 (1966)
- 151 H. Kuttruff and J. Wolfrum  
Nachr. Akad. Wiss. Göttingen II. 65-No 3 (1965)
- 152 W. Makios  
Proc. 7th. Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Belgrad (1965)
- 153 G.D. Cormack  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No. JPP 3/10 (1963)
- 154 H. Klingenberg and E. Meder  
Ernst-Mach-Inst. Freiburg  
Rept. 6/63, (1963)
- 155 H. Klingenberg and E. Meder  
Z. Naturforschg. 18a, 459, (1963)
- 156 H. Gehm  
1st Phys. Inst. Techn. Hochschule Aachen  
Rept. HMP 109 (1966) pp. 18 - 32
- 157 J.P. Barach and R.E. Vermillion  
Phys. Fluids 8, 1976, (1965)
- 158 R.H. Aranow and L. Witten  
Phys. Fluids 6, 535, (1963)
- 159 M. Cloupeau  
Nucl. Fusion (1962) Supplement Part 3 p. 1128 (CN - 10/107)
- 160 W. Makios  
AGARD Conf. Proc. Series No. 8 (Sept. 1965)  
= Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No. JPP 3/25 (1965)

- 161 H. Klingenberg  
Z. Naturforschg. 18a, 1331, (1963)
- 162 J.B. Gerardo, C.D. Hendricks and L. Goldstein  
Phys. Fluids 6, 1222, (1963)
- 163 V.A. Ipatov and S.G. Kalmykov  
Sov. Phys. Techn. Phys. 11, 726, (1966)
- 164 G. Guderley  
Luftfahrtforschg. 19, 302, (1942)
- 165 G. Guderley  
Z. ang. Math. Mech. 22, 121, (1942)
- 166 G.J. Taylor  
Ministry of Home Security  
R.C. 210 (II. 5 - 153) (1941)
- 167 G.J. Taylor  
Proc. Roy. Soc. (London), A 201, 159, (1950)
- 168 E.G. Harris  
NRL-Rept. 4858 (1956)
- 169 S.C. Lin  
J. Appl. Phys. 25, 54, (1954)
- 170 L.J. Sedov  
Priklad. Math. Mech. 10, 241, (1946)
- 171 L.J. Sedov  
Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, Infosearch London, (1961)
- 172 S.J. Pai  
Univ. of Maryland, AFOSR TN 58215, AD 154116 (1958)
- 173 C. Greifinger and J.D. Cole  
Phys. Fluids 4, 527, (1961)
- 174 D.L. Jones  
Phys. Fluids 4, 1183, (1961)
- 175 K. Baumgärtel and G. Wallis  
Beitr. Plasmaphys. (1961) p. 24
- 176 H. Muntenbruch  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No. 3/7 (1962)
- 177 J.A. Thornton and A.B. Cambel  
Northwestern University, Evanston, Illinois  
Technology Inst. AFOSR 1101 ASTIA - AD - 277360 (1962)
- 178 G.D. Cormack  
Canad. J. Physik 41, 1591, (1963)

- 179 K.C. Wang  
J. Fluid. Mech. 20, 447, (1964)
- 180 K.C. Wang  
Martin Baltimore Div. R.R. 67 (1965)
- 181 C.F. v. Weizsäcker  
Z. Naturforschg. 9a, 269 (1954)
- 182 K. Hain and S. v. Hoerner  
Z. Naturforschg. 9a, 993, (1954)
- 183 S. v. Hoerner  
Z. Naturforschg. 10a, 687, (1955)
- 184 F. Meyer  
Z. Naturforschg. 10a, 693, (1955)
- 185 W. Häfele  
Z. Naturforschg. 10a, 1006, (1955)
- 186 W. Häfele  
Z. Naturforschg. 10a, 1017, (1955)
- 187 K. Hain  
Z. Naturforschg. 11a, 329, (1956)
- 188 S. v. Hoerner  
Fortschr. Physik 6, 375, (1958)
- 189 A. Sakurai  
J. Phys. Soc. Japan 8, 662, (1953)
- 190 A. Sakurai  
J. Phys. Soc. Japan 9, 256, (1954)
- 191 D. Bershadler  
Rev. Mod. Phys. 32, 780, (1960)
- 192 G.D. Cormack  
Univ. of Brit. Columbia, Vancouver, M.Sc. Thesis (1960)
- 193 P. Jeanmaire  
Ernst-Mach-Institut, Freiburg  
Rept. 9/63 (1963)
- 194 D.C. Dryburgh  
Agardograph 84, (1964)
- 195 T.I. Mc Laren, J.N. Fox and R.M. Hobson  
Proc. 6th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris (1963) Sect. X/7

- 196 T.I. Mc Laren, J.N. Fox and R.M. Hobson  
Proc. 6th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris (1963) Sect. XI/9
- 197 S. Takeda and T. Tsukishima  
J. Phys. Soc. Japan 18, 426, (1963)
- 198 R.A. Brandewie and E.M. Williams  
J. Appl. Phys. 35, 2299, (1964)
- 199 S. Takeda, T. Tsukishima and A. Funahashi  
Proc. 7th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Belgrad (1965) Vol. II, p. 767
- 200 T.I. Fillipova, N.V. Fillipov, V.V. Zhurin and V.P. Vinogradov  
Nucl. Fusion 1, 195, (1961)
- 201 H.R. Griem, M. Baranger, A.C. Kolb and G. Oertel  
Phys. Rev. 125, 177, (1962)
- 202 G. Heinrich and P. Platz  
in [24] pp. 25 - 33 (1963)
- 203 G. Schwarzkopf  
Ernst-Mach-Inst. Freiburg  
Rept. 7/63 (1963)
- 204 E.A. Mc Lean  
Proc. 6th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris (1963), Vol. III (VII/29) p.389
- 205 H.F. Berg, K.L. Eckerle, R.W. Burrist and W.L. Wiese  
Astrophys. J. 139, 751, (1964)
- 206 K.L. Eckerle and R.W.P. Mc Whirter  
Phys. Fluids 9, 81, (1966)
- 207 H.R. Griem, A.C. Kolb and E.A. Mc Lean  
Phys. Fluids 9, 628, (1966)
- 208 R.C. Isler and D.E. Kerr  
Phys. Fluids 9, 1879 (1966)
- 209 H.F. Berg  
in [93] pp. 117 - 120, (1966)
- 210 L. Lindberg and L. Danielson  
Phys. Fluids 6, 736, (1963)
- 211 J.P. Barach and J.H. Lee  
Phys. Fluids 7, 1366, (1966)
- 212 J.H. Lee  
Vanderbilt Univ. Nashville, Ten.  
Ph.D. Thesis (1964)

- 213 H. Kolig  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No. 3/34 (in print)
- 214 H. Grönig  
Techn. Hochschule Aachen, Inst. f. Mech.  
Contr. ARDC - AF 61 (515) - 1046 Final Rept. (1959)
- 215 V. Josephson and R.W. Hales  
S.T.L. Rept. STL/TR-60-0000-19313 (1960)
- 216 H.D. Weyman  
Phys. Fluids 3, 545, (1960)
- 217 H.D. Weyman and A. Troy  
Bull. Am. Phys. Soc. II/6, 212, (1961)
- 218 L. Wetzel  
Phys. Fluids 5, 824, (1962)
- 219 D.L. Jones  
Phys. Fluids 5, 1121, (1962)
- 220 R.D. Medford, A.L.T. Powell and W.H.W. Fletcher  
Nature 196, 32, (1962)
- 221 R.G. Fowler and J.D. Hood jr.  
Phys. Rev. 128, 991, (1962)
- 222 G.W. Paxton and R.G. Fowler  
Phys. Rev. 128, 993, (1962)
- 223 R.A. Nelson  
SRJ, Stanford, TR 17 (1963)
- 224 H. Grönig  
Phys. Fluids 6, 142, (1963)
- 225 L. Wetzel  
Phys. Fluids 6, 750, (1963)
- 226 A.C. Pipkin  
Phys. Fluids 6, 1382, (1963)
- 227 H. Grönig  
Zamm Sonderheft T 135 - T 137  
"GAMM"-Tagung Karlsruhe (1963)
- 228 H.D. Weyman and L.B. Holmes  
Proc. 6th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris (1963) Vol. IV p. 281
- 229 J.M.P. Quinn and H.A.R. Bodin  
Proc. 6th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Paris (1963) Vol. IV p. 281

- 230 R. Matsuzaki and J. Wada  
Jap. J. Appl. Phys. 3, 301, (1964)
- 231 J. Hertel and H. Klingenberg  
Ernst-Mach-Inst. Freiburg, Rept. 1/64 (1964)
- 232 A. Hirt  
Inst. f. Plasmaphysik, Garching/München  
Rept. No. JPP 1/24 (1964)
- 233 H.E. Blackwell, G.S. Bajwa, G.S. Shipp and G.L. Weissler  
J.Q.S.R.T. 4, 249, (1964)
- 234 H. Klingenberg  
Ernst-Mach-Inst. Freiburg, Rept. 12/64 (1964)
- 235 R.J. Hill  
Proc. 1st. Int. Congr. on Instr. in Aerospace Sim. Fac. Paris JEEE/PT GAS (1964)
- 236 J. Hertel and H. Klingenberg  
Z. Naturforschg. 19a, 941, (1964)
- 237 J.P. Barach and J.A. Sivinski  
Phys. Fluids 7, 1075, (1964)
- 238 J.P. Barach and J.A. Sivinski  
Phys. Fluids 8, 2158, (1965)
- 239 R.A. Nelson  
Phys. Fluids 8, 23, (1965)
- 240 P.J. Whelan, R.A. Nodwell and P.R. Smy  
Proc 7th. Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases Belgrad (1965) Vol. II p. 771
- 241 H. Klingenberg  
Z. Naturforschg. 20a, 1149, (1965)
- 242 H.J. Gelle  
pp. 63 - 74 in [93] (1966)
- 243 M.J. Scotto and D.E. Kerr  
Johns Hopkins Univ. Baltimore  
Techn. Rept. No. 4 Nonr. 4010(10), NR. 012 - 304
- 244 J.P. Appleton  
Phys. Fluids 9, 336, (1966)
- 245 W.R. Atkinson, W.R. Holden and R.G. Fowler  
J. Appl. Phys. 30, 801, (1959)
- 246 M. Sakuntala, A.v. Engel and R.G. Fowler  
Phys. Rev. 118, 1459, (1959)
- 247 J.P. Barach  
Phys. Fluids 4, 1474, (1961)

- 248 D.W. George and K.H. Messerle  
J. Fluid Mech. 13, 465, (1962)
- 249 L. Rothhardt  
M. Ber. Dtsch. Akad. Wissensch. 6, 166, (1964)
- 250 L. Rothhardt  
Proc. 7th. Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Belgrad (1965) Vol. II. pp.816 - 819
- 251 P.R. Smy and H.S.T. Driver  
Brit. J. Appl. Phys. 16, 811, (1965)
- 252 F. Flammang  
in 93 pp. 75 - 84 (1966)