

15 000 °K wurde verzichtet, da die angegebene Formel in diesen Bereichen nicht mehr gilt.

Ein Vergleich mit der Theorie und anderen experimentellen Ergebnissen zeigt folgendes Bild: Die theoretisch ermittelten Werte liegen bei  $T = 70\,000$  °K<sup>6</sup>. Die von MAILÄNDER<sup>17</sup> an der gleichen Apparatur spektroskopisch gemessenen Werte ergaben eine Temperatur von  $T = 65\,000$  °K. Mittels Bildwandlerspektroskopie wurde von MAISENHÄLDER<sup>18</sup> bei Zeiten von  $0,2, \dots, 0,3 \cdot 10^{-6}$  sec der Wert  $T = 85\,000$  °K gemessen. Der letzte Wert wurde allerdings bei der Untersuchung einer schnelleren ( $t_A =$

$1,5 \cdot 10^{-6}$  sec) Entladung gewonnen. Die Temperaturwerte für die Zeiten 12 und  $14 \cdot 10^{-6}$  sec dürften aus dem bei der Darstellung der Leitfähigkeit angeführten Grund ebenfalls nicht dem wirklichen physikalischen Geschehen entsprechen.

Herrn Prof. K. H. HÖCKER und Herrn Prof. W. KLUGE danke ich für die Überlassung des Themas und das dauernde Interesse, das sie am Fortgang dieser Arbeit nahmen. Herrn Dr. W. BEZ danke ich für seine Hilfe in Form von Diskussionen und Anregung bei der Durchführung der Arbeit. Das Wirtschaftsministerium Baden-Württemberg hat einen Teil der Mittel bereitgestellt, wofür ich an dieser Stelle danke.

<sup>17</sup> M. MAILÄNDER, Diplomarbeit, TH Stuttgart 1961.

<sup>18</sup> F. MAISENHÄLDER, Dissertation, TH Stuttgart 1963.

## Die Struktur der Plasmawolke im elektromagnetischen Stoßwellenrohr

Von G. BREDERLOW

Aus dem Institut für Plasmaphysik, Garching bei München  
(Z. Naturforschg. 18 a, 868–876 [1963]; eingegangen am 11. Mai 1963)

Es wird untersucht, welchen Anteil das Stoßwellenplasma an der sich im elektromagnetischen Stoßwellenrohr ausbreitenden Plasmawolke hat. Durch Vergleich der Leuchtfrontgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der dieser Front nachfolgenden Plasmaströmung ist in Wasserstoff in einem Druckbereich von 0,1 bis 2,5 Torr geprüft worden, ob ein durch eine Stoßwelle aufgeheiztes Plasma vorliegt. Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas wurde nach einem von SAKUNTALA, v. ENGEL und FOWLER angegebenen Meßverfahren durch Sondenmessungen bestimmt, während die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Leuchterscheinung mit einer Schmierkamera untersucht wurde. Die Experimente ergaben, daß vor dem durch die elektromagnetischen Kräfte herausgeschleuderten Entladungsplasma eine Stoßwelle auftritt. Das Stoßwellenplasma bildet jedoch stets den weitaus kleineren Teil der Plasmawolke. Weiterhin zeigte sich, daß die Strömungsgeschwindigkeit über den Rohrquerschnitt nicht konstant war. Sie verringerte sich mit zunehmender Entfernung von der Rohrachse. Da gleichzeitig mit der Strömungsgeschwindigkeit der Verlauf der Lichtintensität am Sondenort aufgenommen wurde, konnte der Abstand der durch den Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit definierten Front vor der Leuchtfront bestimmt werden. Außerdem wurde das Kompressionsverhältnis des Stoßwellenplasmas bei verschiedenen MACH-Zahlen gemessen und mit den von TURNER unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Werten verglichen. Es war gute qualitative Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Verlauf festzustellen.

In den Veröffentlichungen über elektromagnetische Stoßwellenrohre kommen zwei Annahmen über die Natur der sich in einem solchen Rohr ausbreitenden Plasmawolke zum Ausdruck.

Eine Anzahl von Autoren<sup>1–3</sup> geht von der Voraussetzung aus, daß das Plasma im wesentlichen aus dem durch die Stoßwelle aufgeheizten Gas besteht. Sie erklären die Abweichungen von der Theorie durch die Einwirkung der Entladung auf das ruhende Gas vor der Stoßwelle. Andere vertreten da-

gegen die Meinung, daß die Plasmawolke zum größten Teil aus dem Entladungsplasma gebildet wird. Insbesondere CLOUPEAU<sup>4–6</sup> hat die Vorstellung, daß dieses Plasma durch die Funkenentladung aufgeheizt und durch elektromagnetische Kräfte herausgeschleudert wird.

Das Entladungsplasma muß dabei als „Kolben“ aufgefaßt werden, vor dem sich eine Stoßwelle ausbilden kann. Bei niedrigem Druck ( $p \leq 1$  Torr) und hohen MACH-Zahlen soll sich die Stoßfront nicht

<sup>1</sup> E. A. MCLEAN, C. E. FANEUFF, A. C. KOLB u. H. R. GRIEM, Phys. Fluids **3**, 843 [1960].

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

<sup>3</sup> B. D. EDWARDS, Nature, Lond. **196**, 833 [1962].

<sup>4</sup> M. CLOUPEAU, C. R. Acad. Sci., Paris **253**, 1160 [1961].

<sup>5</sup> M. CLOUPEAU, C. R. Acad. Sci., Paris **254**, 213 [1962].

<sup>6</sup> M. CLOUPEAU, The Interpretation of Luminous Phenomena Observed in Electromagnetic Shock Tubes, erscheint demnächst in Phys. Fluids.



von der Front des Kolbens lösen, so daß dann die Plasmawolke praktisch nur aus dem Entladungsplasma besteht. Dieser Auffassung von CLOUPEAU schließen sich JEANMAIRE und KLINGENBERG<sup>7</sup> an. Auch CHANG<sup>8</sup> stimmt mit ihm überein, wenn er seine Meßergebnisse im niedrigen MACH-Bereich erklärt. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit diesem Problemkreis.

Um zu klären, ob hier ein Stoßwellenplasma auftritt, wurden sowohl die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Leuchtfreit der Plasmawolke als auch die Strömungsgeschwindigkeit der dieser Front nachfolgenden Plasmaströmung gemessen.

Da bei einer Stoßwelle das vor dem Kolben aufgesammelte und komprimierte Gas mit der Kolbengeschwindigkeit strömt, jedoch ständig neues Gas hinzukommt, vergrößert sich der Abstand zwischen Kolben und Stoßfront, und infolgedessen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront größer als die Strömungsgeschwindigkeit des komprimierten Gases. Nur bei einer Plasmawolke, die stets aus den gleichen Teilchen besteht, sind beide Geschwindigkeiten gleich. Durch Vergleichsmessungen kann man leicht entscheiden, ob ein elektromagnetisches Stoßwellenrohr nur als Plasmakanone wirkt, oder sich aber in ihm tatsächlich ein Stoßwellenplasma ausbildet. Die Leuchtfreitgeschwindigkeit wurde mit einer Drehspiegelkamera ermittelt; die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas mit einem von SAKUNTALA, v. ENGEL und FOWLER<sup>9, 10</sup> angegebenen Meßverfahren. Das Verfahren beruht darauf, daß in der Plasmawolke beim Durchqueren eines Magnetfeldes eine EMK induziert wird, deren Größe von der Strömungsgeschwindigkeit und der vorgegebenen magnetischen Induktion abhängt. Um die Strömungsgeschwindigkeit zu bestimmen, wurde die durch die EMK erzeugte Feldstärke mit Sonden statisch gemessen.

Die Untersuchung des Intensitätsverlaufes des Lichtes und der Leitfähigkeit am Sondenort liefern noch weitere Informationen über die Struktur der Plasmawolke. Die Leitfähigkeitsmessungen werden jedoch in einer besonderen Veröffentlichung<sup>11</sup> behandelt. Eine andere Möglichkeit zu prüfen, ob ein Stoßwellenplasma vorliegt, ergab sich aus dem

Vergleich des aus den Meßdaten unter einer einschränkenden Annahme berechneten Dichtesprungs des ersten Teils der Plasmawolke mit den aus den RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Werten.

### I. Meßanordnung, Meßmethode

Die Experimente sind in T-Rohren mit Innendurchmessern von 29 bzw. 50 mm durchgeführt worden. Die Abmessungen sind aus Abb. 1 ersichtlich. Die Vakuumapparatur konnte bis auf Drucke kleiner als  $10^{-5}$  Torr evakuiert werden.

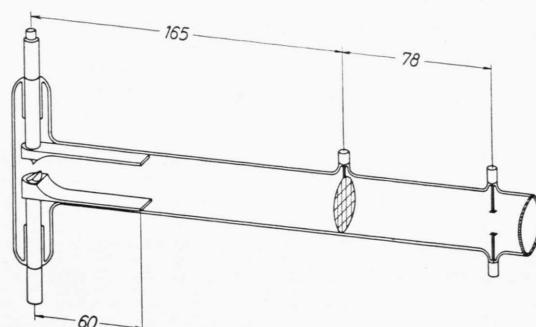


Abb. 1. Skizze des Entladungsrohres.

Ein Kondensator mit einer Kapazität von  $7,8 \mu\text{F}$  diente als Ladungsspeicher. Die Entladungsfrequenz betrug 150 kHz. Es wurde jedoch nur bei nahezu kritisch gedämpfter Entladung gemessen.

Um einen Überschlag der Entladung auf die Meßsonden zu verhindern, wurde das Entladungsrohr in einem Abstand von 180 mm vom Entladungsraum mit einem ringförmigen Silberbelag versehen, der geerdet wurde. Bei den abschließenden Untersuchungen ist statt des Ringes ein Drahtnetz aus Titandraht (0,05 mm  $\varnothing$ ) verwandt worden. Es hatte eine Maschenweite von 6 mm. Dieses Netz diente neben der Abschirmung auch zur Verbesserung der Planarität der Front der Plasmawolke.

Die Sonden waren aus 0,2 mm starkem Bronzeblech gefertigt. Sie hatten einen rechteckigen Querschnitt. Die Sondenzuleitungen aus W-Draht waren isoliert. Die Innenfläche einer Sonde hatte eine Größe von  $9,1 \text{ mm}^2$ . Der Sondenabstand variierte je nach den experimentellen Erfordernissen zwischen 8 und 15 mm. Das Magnetfeld wurde im Sondenbereich durch einen Elektromagneten erzeugt, dessen Polschuhe so ausgebildet waren, daß im Meßraum die Inhomogenität kleiner als

<sup>7</sup> P. JEANMAIRE u. H. KLINGENBERG, Bericht Nr. 7/62 aus dem Ernst-Mach-Institut, Freiburg i. Br.

<sup>8</sup> C. T. CHANG, Phys. Fluids 4, 1085 [1961].

<sup>9</sup> M. SAKUNTALA, A. v. ENGEL u. R. G. FOWLER, Phys. Rev. 118, 1459 [1960].

<sup>10</sup> M. SAKUNTALA, B. E. CLOTFELTER, W. B. EDWARDS u. R. G. FOWLER, J. Appl. Phys. 30, 1669 [1959].

<sup>11</sup> G. BREDERLOW, Leitfähigkeitsmessungen im elektromagnetischen Stoßwellenrohr, Z. Naturforsch., in Vorbereitung.

1% war. Die Polschuhe hatten eine Breite von 20 mm. Ein Polschuh war zur Beobachtung des Intensitätsverlaufs des Lichtes am Sondenort mit einem Schlitz versehen. Die magnetische Induktion hatte einen Wert zwischen 200 und 650 Gauß.

Die Sondensignale wurden auf einen Differentialverstärker gegeben und mit einem *Te k t r o n i x* - Oszillographen 551 mit Differentialeinschub (Typ G) gemessen. Mit dieser Anordnung konnten die durch die Entladung induzierten gleichphasigen Störsignale gut unterdrückt, die gegenphasigen Meßsignale sicher nachgewiesen werden. Beide Eingänge des Differentialverstärkers waren hochohmig (560 kΩ). Sein Frequenzgang war von 100 kHz bis 2,5 MHz nahezu linear. Gleichphasige Signale wurden bis zu einer Frequenz von 1 MHz im Verhältnis 1 : 500 unterdrückt.

Der Intensitätsverlauf des Lichtes zwischen den Sonden ist mit einem R C A - Multiplier (IP 22) aufgenommen worden. Der untersuchte Bereich hatte eine maximale Breite von 0,2 mm und eine Höhe von 8 mm. Er lag senkrecht zur Rohrachse auf der elektrodennahen Seite der Sonden.

Die Drehspiegelauflnahmen sind mit einer von MUNTBURCH<sup>12</sup> entwickelten Kamera durchgeführt worden. Die effektive Lichtstärke der Kamera war 1 : 5, die maximale Schreibgeschwindigkeit 2,0 mm/μsec. Für Drei-Bild-Aufnahmen stand eine Bildwandlerkamera zur Verfügung. Die Belichtungszeiten dieser Kamera konnten zwischen 0,03 und 0,5 μsec und der zeitliche Abstand in der Aufnahmefolge zwischen 0,2 und 5 μsec variiert werden.

Der Geschwindigkeitsverlauf der Leuchtfront ist in der Rohrmitte mit der Schnierkamera in Längsaufnahmen gemessen worden. Um die Reflexion der Plasmawolke zu untersuchen, wurde in 30 cm Entfernung vom Entladungsraum eine verschiebbare Glasplatte von 8 mm Breite gebracht, die in Aufnahmerichtung den Rohrdurchmesser ausfüllt.

Die axiale Strömungsgeschwindigkeit konnte mit dem von SAKUNTALA u. a.<sup>9</sup> angegebenen Verfahren in der Rohrmitte bestimmt werden. Die Plasmawolke durchläuft hierbei den homogenen Bereich eines Magnetfeldes, so daß eine EMK induziert wird. Die EMK bewirkt jetzt so lange eine Ladungstrennung, bis das durch die Ladungen aufgebaute Feld das induzierte kompensiert. Dieser Vorgang erfolgt in Zeiten kleiner als 10<sup>-9</sup> sec, wie Berechnungen von SAKUNTALA u. a.<sup>9</sup> ergaben.

Größe und Richtung der Feldstärke ergeben sich aus:

$$\mathfrak{E} = -[\mathfrak{v} \times \mathfrak{B}] 10^{-8} \text{ V/cm.}$$

Man erhält die über den Bereich zwischen den Sonden gemittelte Strömungsgeschwindigkeit  $\mathfrak{v}$  [cm/sec], wenn die magnetische Induktion  $\mathfrak{B}$  [Gauß] vorgege-

ben ist, und die Feldstärke mit zwei Sonden, deren Verbindungslinie senkrecht auf  $\mathfrak{v}$  und  $\mathfrak{B}$  steht, statisch gemessen wird. Da zwischen Plasmawolke und Magnetfeld eine Wechselwirkung auftritt, die zu Störungen führen kann, soll der Grad der gegenseitigen Beeinflussung näher abgeschätzt werden.

Das Magnetfeld kann die Ausbreitung der Plasmawolke behindern und ihre thermodynamischen Zustandsgrößen verändern. Seinen Einfluß erhält man aus dem Verhältnis von Magnetdruck zu dynamischem Druck:

$$R_H = \mu H_0^2 / \varrho_0 U^2.$$

Unter den vorliegenden experimentellen Gegebenheiten ist  $R_H$  selbst bei niedrigstem Gasdruck, maximaler magnetischer Feldstärke und kleinsten Strömungsgeschwindigkeit stets kleiner als  $1,0 \cdot 10^{-2}$ . Dieser Wert läßt keine merkliche Beeinflussung der Plasmawolke durch das Magnetfeld erwarten.

Umgekehrt kann auch das Magnetfeld durch die Plasmaströmung gestört werden, und zwar so, daß es im Plasma durch das Magnetfeld induzierter Ringströme geschwächt wird und erst in einer endlichen Zeit eindringt. Ein Maß für diese Störung gibt die Magnetische REYNOLD-Zahl:

$$R_\sigma = U L \mu \sigma,$$

wobei  $U$  in cm/sec,  $L$  in cm und  $\sigma$  in  $\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$  einzusetzen ist.

Hier ist mit einer Leitfähigkeit  $\sigma = 1,2 \cdot 10^1 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,  $U = 3,9 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$  und  $L = 3 \text{ cm}$  im ungünstigsten Fall  $R_\sigma = 1,08 > 1$ . Es kann hier eine Verdrängung des Magnetfeldes eintreten. In der Mehrzahl der Fälle war jedoch die Plasmaleitfähigkeit um mehr als eine Größenordnung kleiner und die Geschwindigkeit maximal um den Faktor 3. Hier ist stets  $R_\sigma \ll 1$  und infolgedessen kein merklicher Einfluß möglich.

Für den Bereich, in dem  $R_\sigma \geqq 1$  ist, kann gezeigt werden, daß für den Frontteil der Plasmawolke zuverlässige Meßergebnisse erhalten werden können. Einem von LIEBING<sup>13</sup> berechneten Diagramm, das die Eindringzeiten von Magnetfeldern in Medien vorgegebener Leitfähigkeit angibt, konnte nämlich entnommen werden, daß in 0,6 μsec, das ist die Zeit, in der die Plasmawolke vom Rand des Magnetfeldes bis zu den Sonden gelangt, 90% des angelegten Magnetfeldes 0,5 cm tief in die Plasmawolke eingedrungen ist, wenn die Leitfähigkeit den höch-

<sup>12</sup> H. MUNTBURCH, Veröffentlichung in Vorbereitung.

<sup>13</sup> L. LIEBING, Interner Laborbericht, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München.

sten Wert erreicht. Das ist bei  $p = 0,15$  Torr und höchsten MACH-Zahlen der Fall. Es dürfen hier zumindest in Frontnähe sichere Meßergebnisse erwartet werden. Die Meßdaten in Tab. 1 bestätigen diese Abschätzung.

Die Messungen können durch die sich an den kalten Sonden ausbildenden Grenzschichten verfälscht werden, wenn diese einen so hohen Widerstand haben, daß sein Wert die Größenordnung des Eingangswiderstandes des Verstärkers erreicht.

Aus Leitfähigkeitsmessungen, die durchgeführt wurden, indem an die Sonden eine Spannung gelegt wurde, konnte durch Veränderung des Sondenabstandes geschlossen werden, daß der spezifische Widerstand der Grenzschicht um mehrere Größenordnungen kleiner als der Eingangswiderstand des Verstärkers ist. Statische Aufladungen der Sonden machen sich nicht bemerkbar, da sie wegen der symmetrischen Meßanordnung durch den Differentialverstärker kompensiert werden.

Die Leitfähigkeitsmessungen ergaben, daß vor der Ankunft der Plasmawolke im Sondenbereich eine Leitfähigkeit auftritt. Dieser durch Vorionisation hervorgerufenen Leitfähigkeit entsprachen, wie in der nachfolgenden Veröffentlichung näher erläutert wird<sup>11</sup>, Trägerdichten im Bereich von

$$u_+ = 2,2 \cdot 10^{11}/\text{cm}^3 \text{ bis } u_+ = 1,3 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3.$$

Ein Vergleich des Eingangswiderstandes des Verstärkers ( $560 \text{ k}\Omega$ ) mit dem höchsten im Sondenbereich gemessenen Plasmawiderstand ( $10 \text{ k}\Omega$ ) ergibt, daß mit der  $[\mathfrak{v} \times \mathfrak{B}]$ -Methode jede gerichtete Trägerströmung im Rohr erfaßt und in ihrem Wert angegeben werden kann. Hat jedoch der Plasmawiderstand die Größenordnung des Eingangswiderstandes des Verstärkers, so setzt eine genaue Geschwindigkeitsangabe die Kenntnis des Plasmawiderstandes voraus. Die durch den Eingangswiderstand des Verstärkers gegebene untere Nachweisgrenze liegt bei der vorliegenden Meßanordnung bei Trägerdichten von  $5 \cdot 10^{10}/\text{cm}^3$ .

## II. Meßergebnisse

### a) Geschwindigkeitsmessungen

Die Messungen wurden in Wasserstoff in einem Druckbereich von  $0,1 - 2,5$  Torr durchgeführt. Es konnten Leuchtfrengeschwindigkeiten zwischen  $0,78 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$  und  $4,1 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$  erreicht werden. Die im folgenden mitgeteilten Ergebnisse sind in dem Rohr, das den kleineren Durchmesser hatte

( $D = 2,9 \text{ cm}$ ), ermittelt worden. Sie unterscheiden sich prinzipiell nicht von den im weiten Rohr gemessenen Daten.

Der Verlauf der Leuchtfrengeschwindigkeit im Entladungsrohr, sowie der Strömungsgeschwindigkeit und des Lichtes am Sondenort sind in den Schmieraufnahmen und Oszillogrammen in charakteristischen Erscheinungsformen wiedergegeben (Abb. 2).

Im Oszillogramm schreibt der obere Strahl das Sondensignal, während der untere den Intensitätsverlauf des Lichtes am Sondenort angibt. Beide Strahlen haben einen gemeinsamen Nullpunkt. Der Oszilloskop wurde über ein Zeitverzögerungsgerät mit einem durch den Entladungsstrom induzierten Schleifensignal verzögert getriggert. Auf den Schmieraufnahmen ist der Sondenort mit S und die Lage der Reflexionsplatte mit R bezeichnet.

Die Schmieraufnahme (I) zeigt, daß das leuchtende Plasma schon vor der Wand reflektiert wird, während das Oszillogramm erkennen läßt, daß die durch Vorionisation erzeugten Ladungsträger sich bereits in einem begrenzten Bereich vor der Leuchtfrengeschwindigkeit in Richtung der Rohrachse bewegen. Ihre Strömungsgeschwindigkeit  $u$  ist vor der Leuchtfrengeschwindigkeit so groß wie im Bereich des leuchtenden Plasmas. Sie stimmt innerhalb der Meßgenauigkeit mit der aus den Schmieraufnahmen erhaltenen Leuchtfrengeschwindigkeit  $U^*$  überein ( $u = 1,0 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$ ,  $U^* = 1,03 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$ ). Die Plasmawolke besteht demnach aus zwei Anteilen, dem leuchtenden, bei dem Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und Leuchtfrengeschwindigkeit  $U^*$  gleich groß sind und dem optisch nicht nachweisbaren, dessen Strömungsgeschwindigkeit den gleichen Wert hat wie die des nachfolgenden leuchtenden Anteils. Bei den zweiten Schmieraufnahmen (II) und dem entsprechenden Oszillogramm treten prinzipiell die gleichen Erscheinungen auf. Es bilden sich hier jedoch zwei Leuchtfrengeschwindigkeiten, die erkennen lassen, daß die Plasmawolke wieder aus zwei Anteilen besteht. Beide Anteile haben, wie das Oszillogramm zeigt, die gleiche Strömungsgeschwindigkeit  $u$ . Diese hat denselben Wert wie die Geschwindigkeit  $U^*$  der Leuchtfrengeschwindigkeit des zweiten Anteils. Die Leuchtfrengeschwindigkeit  $U$  des ersten Anteils ist jedoch größer als die Geschwindigkeit  $u$  der nachfolgenden Plasmaströmung:

$$U = 2,00 \cdot 10^6 \text{ cm/sec},$$

$$U^* = 1,68 \cdot 10^6 \text{ cm/sec},$$

$$u = 1,59 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}.$$

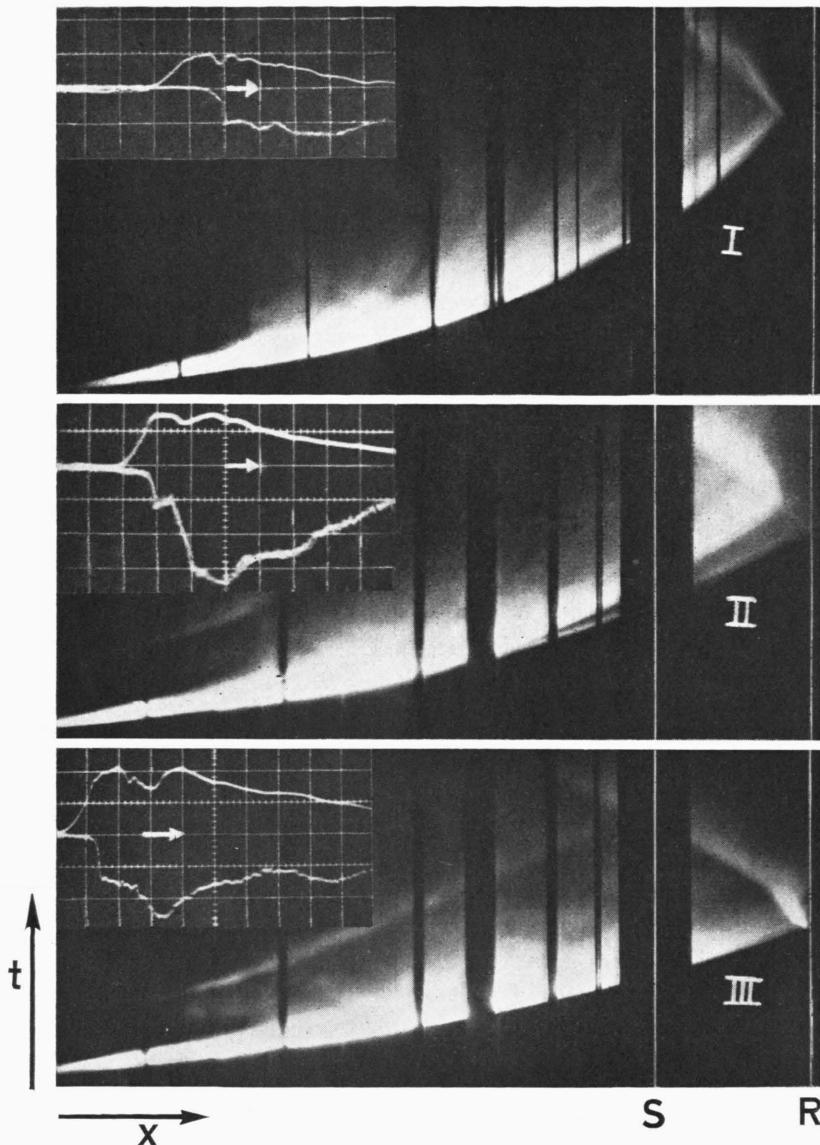


Abb. 2. Schmieraufnahmen mit den dazugehörigen Oszillogrammen des Geschwindigkeits- (oberer Strahl) und Lichtverlaufs in  $H_2$ ,  $p=2,5$  Torr. Verzögerungszeiten der Triggerung des Oszilloskopographen:

$\tau = 7,0 \mu\text{sec}$  (Aufn. I),

$\tau = 6,5 \mu\text{sec}$  (Aufn. II),

$\tau = 6,5 \mu\text{sec}$  (Aufn. III);

Ablenkzeiten:

$T = 1 \mu\text{sec}$  pro cm (Aufn. I u. II),

$T = 0,5 \mu\text{sec}$  pro cm (Aufn. III).

Da der vordere schwach sichtbare Bereich sich in seiner Strömungsgeschwindigkeit nicht vom nachfolgenden stärker leuchtenden Plasma unterscheidet, jedoch eine höhere Leuchtfrontgeschwindigkeit hat, kann es sich hier nur um vor der zweiten Leuchtfront aufgesammeltes Gas handeln, während der hintere stärker leuchtende Anteil stets aus den gleichen Teilchen bestehen muß, da Strömungs- und Leuchtfrontgeschwindigkeit übereinstimmen.

In Zusammenhang mit den folgenden Oszillogrammen und Schmieraufnahmen sowie der Tatsache, daß der „Leuchtvorgang“ sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet, ist der vordere Anteil

als das durch die Stoßwelle aufgesammelte Gas anzusehen, während der nachfolgende aus dem herausgeschleuderten Entladungsplasma besteht, die zweite Leuchtfront bildet daher die Kontaktfläche. Bei der Aufnahme (I) ist der Stoß so schwach, daß nicht genügend Gasteilchen in einen angeregten Zustand versetzt werden. Auch nach der Reflexion ist der Temperatursprung nicht hoch genug, um die Stoßfront sichtbar zu machen. Erst wenn die reflektierte Stoßwelle in der Kontaktfläche auf die heißeren Teilchen des leuchtenden Plasmas trifft, wird eine stärkere Lichtemission hervorgerufen. Das leuchtende Plasma, das den „Kolben“ bildet, wird dann reflek-

tiert. Auch bei Aufnahme (II) treten die gleichen Erscheinungen auf.

In der dritten Aufnahme (III) ist ein Stoß mit höheren MACH-Zahlen aufgenommen worden. Hier ist die Lichtemission des Stoßwellenplasmas schon so stark, daß die Kontaktfläche nicht mehr als zweite Leuchtfront auf der Schmieraufnahme hervortritt. Auf dem Oszillogramm ist jedoch im Intensitätsverlauf des Lichtes ein Einschnitt sichtbar, und auch aus der Struktur der Reflexionserscheinungen kann man eine Grenze zwischen „Kolben“- und Stoßwellenplasma erkennen.

Bei allen Oszillogrammen des Strömungsgeschwindigkeitsverlaufs tritt beim Durchgang der Kontaktfläche eine Einsenkung auf. Diese läßt zunächst auf eine Verringerung der axialen Strömungsgeschwindigkeit an dieser Stelle schließen. Es zeigt sich jedoch, daß auch ohne äußeres Magnetfeld eine Abweichung von der Nulllinie sich bemerkbar macht, die in Form und Lage der Einsenkung entspricht. Obgleich diese Störung im allgemeinen die Sonden erreicht, nachdem der Entladungsstrom bereits abgeklungen ist, muß sie dennoch durch die Entladung verursacht sein, denn bei Umpolung des Entladungsstromes ändert sie auch ihre Polarität. Diese Tatsache läßt auf einen Ringstrom im Plasma schließen. Aus der Polarität und Lage des Signales ergibt sich, daß der Anteil dieses Stromes unmittelbar hinter der Kontaktfläche, in der Richtung des ursprünglichen Entladungsstromes fließen muß.

Bei allen Entladungen traten die gleichen Erscheinungen auf. Stets war die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  des Plasmas kleiner als die Frontgeschwindigkeit der ersten Leuchtfront. Insbesondere bei höheren MACH-Zahlen und höherem Gasdruck war die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  kleiner als die Geschwindigkeit  $U^*$  der zweiten Leuchtfront, der Kontaktfläche, und auch kleiner als sie die Stoßwellentheorie erwarten läßt. Das Verhältnis von  $u/U$  vergrößert sich bei kleinerem Sondenabstand. Es muß deshalb ein Geschwindigkeitsprofil, das einen Abfall von  $u$  in radialer Richtung hat, angenommen werden. Da durch die Sonden ein über den Sondenbereich gemittelter Wert angegeben wird und nur bei Sondenabständen von  $d_1 = 13,9$  mm und  $d_2 = 8,4$  mm gemessen wurde, kann das Geschwindigkeitsprofil nicht dargestellt werden.

In Tab. 1 ist der aus Meßergebnissen erhaltene Wert von  $u/U \cdot 100\%$  für die Sondenabstände  $d_1$  und  $d_2$  und die aus dem von TURNER<sup>14</sup> unter Berücksich-

$p$ Torr	MACH-Zahl	$d_1$	$d_2$	$T$
2,5	7–19	84–68	87–82	86–93
0,75	9–29	84–69	86–82	89–91
0,15	19–32	86–82	94–92	93–92

Tab. 1. Geschwindigkeitsverhältnis  $100 u/U$  für die Sondenabstände  $d_1 = 13,9$  mm und  $d_2 = 8,4$  mm sowie berechnete Werte<sup>14</sup>  $T$  bei verschiedenen Drucken  $p$  und MACH-Zahlen. Es ist jeweils die für die kleinste und größte MACH-Zahl ermittelte Größe angegeben.

tigung von Dissoziation und Ionisation berechnetem Kompressionsverhältnis ermittelte Größe für die jeweils kleinste und größte MACH-Zahl angegeben. Der Tabelle kann man entnehmen, daß bei  $p = 2,5$  Torr das Geschwindigkeitsverhältnis wesentlich stärker von der MACH-Zahl abhängig ist als bei  $p = 0,15$  Torr. Auch sind die Abweichungen von den sich aus der Theorie ergebenden Werten bei hohem Druck am größten. Sehr gute Übereinstimmung besteht nur bei dem bei  $p = 0,15$  Torr und kleinem Sondenabstand aufgenommenen Wert. Wie man der Tabelle durch Vergleich der bei den Sondenabständen  $d_1$  und  $d_2$  eingetragenen Geschwindigkeitsverhältnissen  $u/U$  entnehmen kann, wird das Geschwindigkeitsprofil mit steigendem Druck und wachsender MACH-Zahl über dem Querschnitt immer stärker ausgeprägt. Dies wird durch die Bildwandleraufnahme in Abb. 3 bestätigt. Die Aufnahmefolge zeigt die Plasmawolke in einem zeitlichen Abstand von  $0,5 \mu\text{sec}$ . Die Parallelen in der Abbildung bezeichnen die Rohrwand. Insbesondere bei hohem Druck füllte die Plasmawolke nicht den gesamten Rohrquerschnitt aus.

### b) $[v \times B]$ -Messungen mit belasteten Sonden

Das in Abb. 3 wiedergegebene Oszillogramm unterscheidet sich von denen in Abb. 2 dadurch, daß parallel zu den Sonden ein Widerstand geschaltet wurde. Dieser Widerstand weicht in seinem Wert nicht wesentlich vom Plasmawiderstand ab. Die Größe des Sondensignals entspricht jetzt nicht nur der Strömungsgeschwindigkeit, sondern verringert sich entsprechend dem Widerstand der Plasmawolke. Es ist im Bereich des Stoßwellenplasmas kleiner als im nachfolgenden „Kolben“. Da die Strömungsgeschwindigkeit beider Anteile gleich ist, muß die Leit-

<sup>14</sup> E. B. TURNER, Equilibrium Hydrodynamic Variables Behind a Normal Shock Wave in Hydrogen, Space Technology Laboratories, Los Angeles, Calif., Report CM-TR-0165-00460.

fähigkeit des Kolbens größer als die des Stoßwellenplasmas sein und dementsprechend auch die Temperatur. Bei allen Entladungen tritt der gleiche, die Zweiteilung der Plasmawolke bestätigende Verlauf auf.

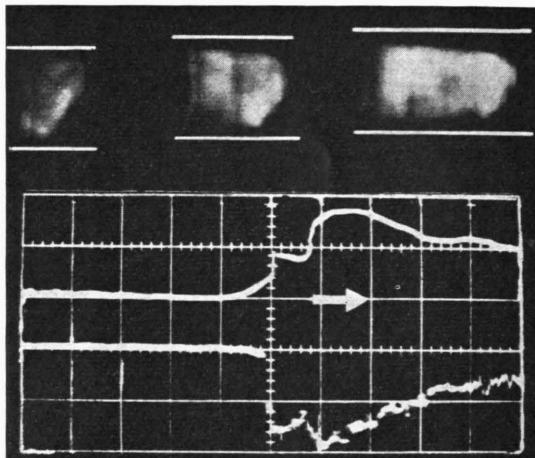


Abb. 3. Bildwandleraufnahme und Oszillogramm des Geschwindigkeits- (oberer Strahl) und Lichtverlaufes in  $H_2$ ,  $p=0,75$  Torr. Zeitlicher Abstand der Bilder:  $t=0,5$   $\mu$ sec. Verzögerungszeiten der Triggerung der Bildwandlerkamera und des Oszilloskopens:  $\tau=3$   $\mu$ sec. Ablenkezeit:  $T=0,5$   $\mu$ sec pro cm. Den Sonden war ein Widerstand von  $R=46,2$   $\Omega$  parallel geschaltet.

c) Abstand zwischen Geschwindigkeits- und Leuchtfond

Durch Vergleich des Sondensignals mit dem Lichtsignal in Abb. 2 und Abb. 3 kann man erkennen, daß vor der Ankunft der Leuchtfond des Stoßwellenplasmas das Sondensignal bereits um Null verschieden ist und beim Durchgang der Leuchtfond seinen Endwert erreicht. Aus der Anstiegszeit und der Geschwindigkeit ergibt sich ein „Anstiegsbereich“, der im Mittel, unabhängig von Gasdruck und MACH-Zahl, eine Breite  $J$  von 1 cm hat. Der Verlauf von  $J$  ist in Abb. 4 aufgetragen. Da keine Abhängigkeit von gasdynamischen Daten zu erkennen ist, der berechnete „Anstiegsbereich“ jedoch der Strecke entspricht, die die Plasmawolke im nahezu homogenen Bereich des Magnetfeldes bis zu den Sonden zurücklegt, muß angenommen werden, daß die Geometrie des Magnetfeldes das Sondensignal beeinflußt. Eine Lageveränderung des Magneten, die die Laufstrecke der Plasmawolke verlängert, vergrößerte auch die Anstiegszeit des Sondensignals. Dieses Signal wird dadurch hervorgerufen, daß beim Eintritt der sich bewegenden Plasmawolke in das Magnetfeld eine

EMK induziert wird. In dem leitenden Bereich vor der Plasmawolke kann sich jedoch keine durch Teilchenbewegung induzierte EMK ausbilden. Es entsteht infolgedessen ein Strom, der durch den vorderen Teil der Plasmawolke und durch den Sondenbereich fließt. Da die Leitfähigkeit vor der Plasmawolke konstant und wesentlich kleiner als in der Wolke ist, wird sich jetzt zwischen den Sonden eine Spannung entsprechend dem Abstandsverhältnis von Sondenlänge zur Entfernung der Sonden von der Plasmawolke einstellen.

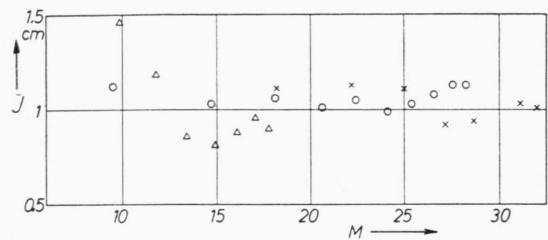


Abb. 4. Länge des sich aus den Sondenmessungen ergebenden Bereiches, in dem das Geschwindigkeitssignal ansteigt, in Abhängigkeit von der MACH-Zahl bei verschiedenen Drücken.  $\triangle$  2,5 Torr,  $\circ$  0,75 Torr,  $\times$  0,15 Torr.

Schaltet man parallel zu den Sonden einen Widerstand, dann verringert sich das Vorsignal stärker als das eigentliche Meßsignal, da die Leitfähigkeit vor der Plasmawolke niedriger als im Bereich der Wolke ist, und außerdem jetzt auch zwischen den Sonden eine bessere Leitfähigkeit auftritt. Dies ist in Abb. 3 im Gegensatz zu den Aufnahmen der Abb. 2 der Fall.

Ein Diffusionsstrom schneller Elektronen, so wie ihn WEYMANN<sup>15</sup> vor Stoßwellen in Argon in 100 cm Entfernung in einer Dichte von  $10^7/cm^3$  festgestellt hat, konnte nicht nachgewiesen werden. Stets war der Strömungsgeschwindigkeitsanstieg sprunghaft, sofern sich eine ebene Stoßfront ausgebildet hatte. Dies konnte insbesondere den Oszillogrammen entnommen werden, bei denen den Sonden ein Widerstand parallel geschaltet war. Ob die Front eben war, wurde durch Bildwandleraufnahmen kontrolliert.

Die Geschwindigkeitsmessungen ergaben, daß in der Mehrzahl der Fälle Leuchtfond und Stoßfront innerhalb der durch die Meßgenauigkeit angegebenen Grenzen zusammenfallen. Nur bei  $p=0,15$  Torr und MACH-Zahlen zwischen 15 und 20 konnte nach-

<sup>15</sup> H. D. WEYMANN, Phys. Fluids 3, 545 [1960].

gewiesen werden, daß die Geschwindigkeitsfront, die man als Stoßfront ansehen muß, bis zu 0,3 cm vor der Leuchtfreit auftritt. Bei hohen MACH-Zahlen war das zeitliche Auflösungsvermögen der Meßanordnung nicht ausreichend, um sichere Angaben zu machen.

#### d) Das Kompressionsverhältnis

Mit der Annahme, daß vor dem Entladungsplasma alles Gas aufgesammelt wird, konnte aus dem zeitlichen Abstand  $t$  von Stoßfront und Kontaktfläche der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und dem Abstand  $l$  des Meßortes vom Ursprung der Stoßwelle das Dichteverhältnis berechnet werden. Es ist:

$$\varrho_1/\varrho_0 = l/u t.$$

Die Zeit  $t$  wurde aus den Oszillogrammen bestimmt, die den Strömungsgeschwindigkeitsverlauf, den Intensitätsverlauf des Lichtes und den Widerstandsverlauf<sup>11</sup> angeben. Außerdem auch aus den Schmieraufnahmen.

Alle Methoden lieferten Zeiten, deren Unterschiede nicht größer als 15% waren. Die Strömungsgeschwindigkeiten wurden im niedrigen Druckbereich mit der  $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ -Methode bei kleinem Sondenabstand gemessen, bei höherem Druck dagegen den Schmieraufnahmen entnommen, wenn die Kontaktfläche als Leuchtfreit hervortrat.

In den Fällen, wo keine dieser Meßmethoden genaue Daten ergab, wurde angenommen, daß die Strömungsgeschwindigkeit 89% der Leuchtfreitgeschwindigkeit erreicht. Mit dieser Annahme erhielt man einen Wert, der maximal mit einem Fehler von  $\pm 6\%$  behaftet sein kann. Die Theorie ergibt, daß für  $H_2$  unter Berücksichtigung von Dissoziation und

Ionisation die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  im Bereich von  $0,83 U$  bis  $0,94 U$  liegt.

Die  $t$ - und  $u$ -Werte beschreiben den ahsennahen Teil der Plasmawolke. Das für zusammengehörige Wertepaare berechnete Kompressionsverhältnis gilt deshalb nur in Achsennähe. Die sich für gleiche MACH-Zahlen ergebenden Mittelwerte sind in Abb. 5 dargestellt.

Die untere Kurve gibt in diesem Diagramm die von TURNER<sup>14</sup> unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Werte bei einem Druck von  $p = 0,75$  Torr an. Da die Theorie nur eine geringe Druckabhängigkeit erwarten läßt und die Meßergebnisse diese Erwartung bestätigen, wurden die Daten eines Entladungsrohres des gesamten Druckbereiches in einem Diagramm zusammengefaßt. Quantitativ zeigen die experimentell ermittelten Kurven den gleichen Verlauf wie den von TURNER angegebenen. Das gemessene Kompressionsverhältnis ist höher als das berechnete. Dies läßt darauf schließen, daß nicht alles Gas vor der Kontaktfläche bleibt, sondern ein Teil durch die langsamer strömenden benachbarten Schichten in die Grenzschicht an der Wand abfließt.

Für das weite Rohr ergibt sich ein höheres Kompressionsverhältnis. Da das Geschwindigkeitsprofil hier nicht gemessen wurde, kann nur vermutet werden, daß die Geometrie des Elektrodenbereiches, die sich von der des engen Rohres unterscheidet, für diese Abweichungen verantwortlich gemacht werden muß.

### III. Abschließende Bemerkungen

In dem untersuchten Druck- und Geschwindigkeitsbereich bestand die Plasmawolke stets aus zwei Anteilen: Aus dem herausgeschleuderten Entladungsplasma und dem Stoßwellenplasma. Dies wurde aus folgenden Tatsachen geschlossen:

1. Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas war kleiner als die Geschwindigkeit der ersten Leuchtfreit. In den Fällen, wo das Geschwindigkeitsprofil schwach ausgebildet war, entsprach das Verhältnis der Geschwindigkeiten dem berechneten. Die Geschwindigkeit der zweiten Leuchtfreit und die Strömungsgeschwindigkeit hatten dann den gleichen Wert.

2. Zwischen dem berechneten und gemessenen Kompressionsverhältnis besteht gute qualitative Übereinstimmung.

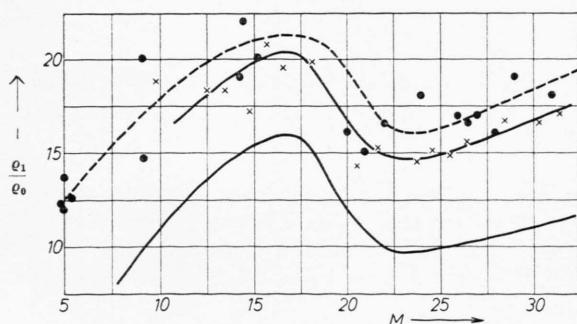


Abb. 5. Dichteverhältnis  $\varrho_1/\varrho_0$  in Abhängigkeit von der MACH-Zahl bei verschiedenen Rohrdurchmessern; ●  $R = 25,5$  mm,  $\times R = 14,5$  mm. Die untere Kurve gibt den von TURNER berechneten Verlauf an.

3. Die Reflexionserscheinungen lassen erkennen, daß die Plasmawolke aus zwei in den Daten unterschiedlichen Anteilen besteht.

4. Die Leitfähigkeit zeigt in der Plasmawolke einen sprunghaften Anstieg. Die Leitfähigkeit und damit auch die Temperatur des ersten Teils ist niedriger als die des nachfolgenden.

Unabhängig von Druck und MACH-Zahl konnte neben dem heißenen Entladungsplasma, das im Sonnenbereich den überwiegenden Teil der Plasmawolke bildete, immer ein Stoßwellenplasma nachgewiesen werden. Dieses hatte am Meßort entsprechend dem Kompressionsverhältnis eine Säulenlänge zwischen 2,0 und 1,1 cm. In kleinerem Abstand vom Entladungsraum verschiebt sich das Verhältnis von Stoßwellenplasma zu Entladungsplasma zu ungünsten des Stoßwellenplasmas, und es bedarf dann einer Meßanordnung mit hoher Zeitauflösung, um dieses Plasma bei hohen MACH-Zahlen sicher zu identifizieren. Auch der Leitfähigkeitsverlauf, aus dem das Temperaturverhältnis zwischen Entladungs- und Stoßwellenplasma roh abgeschätzt werden konnte, läßt weder im Temperaturverhältnis noch im Verlauf prinzipielle Veränderungen im untersuchten Druck- und Geschwindigkeitsbereich erkennen.

Zuverlässige Meßergebnisse konnten nur aufgenommen werden, wenn eine ebene Stoßfront vorlag. Dies war durchaus nicht immer der Fall. Aufnahmen mit der Bildwandlerkamera ließen erkennen, daß der „Kolben“ häufig eine zerrissene, nicht reproduzierbare Struktur hatte, so daß sich keine ebene Front ausbilden konnte. Um alle Aussagen klar hervortreten zu lassen, war es notwendig, größere Meßreihen aufzunehmen und nur die Aufnahmen auszuwerten, die eine ebene Front zeigten.

Es wurden auch Geschwindigkeitsmessungen in dem von JOSEPHSON<sup>16</sup> angegebenen Stoßwellenrohr durchgeführt. Auch hier konnte vor dem Entladungsplasma das Stoßwellenplasma nachgewiesen werden.

Herrn Dr. WIENECKE möchte ich für sein förderndes Interesse bei der Durchführung der Arbeit herzlich danken. Ebenfalls danke ich meinen Kollegen für anregende Diskussionen. Für die Aufnahme und Auswertung der Meßergebnisse gilt mein Dank insbesondere Fräulein REICHEL und für den Aufbau der Experimente Herrn NUNNER.

Diese 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.

<sup>16</sup> V. JOSEPHSON, J. Appl. Phys. **29**, 30 [1958].