

# Mikrowelleninterferometrie an elektromagnetisch erzeugten Stoßwellen

W. MAKIOS und H. MUNTENBRUCH

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforschg. **20 a**, 870–875 [1965]; eingegangen am 5. Mai 1965)

Velocity measurements of electron front in electromagnetically generated T-tube shock waves, have been made with 4 mm microwaves using the DOPPLER effect. The measurements were made in hydrogen at an initial pressure of 1 to 5 torr. The shockfront velocity was between Mach 5 and Mach 20. It is shown that the reflection of microwaves occurs at the luminous front at low velocities, at the shock front at higher velocities. There is a region in between (at about Mach 10) where a reflection takes place at both fronts. For this case the electron density in the shock front can be determined within a factor of 2. For these investigations a microwave interferometer of simple construction was developed. This interferometer is fully described.

Eine ganze Reihe von Arbeiten in den letzten Jahren hat dazu beigetragen, die Vorgänge in elektromagnetisch beschleunigenden Stoßwellenrohren zu verstehen<sup>1–5</sup>. Aber erst in allerletzter Zeit scheinen sich die Einzelergebnisse zu einem widerspruchsfreien Bild zusammenzufügen. Dazu hat vor allem eine Arbeit von CORMACK<sup>6</sup> beigetragen, der die Leuchterscheinungen zeitauflösend spektroskopisch untersuchte. BRINKSCHULTE<sup>7</sup> führte diese Untersuchungen durch interferometrische Messungen weiter.

Im Rahmen der Arbeit, über die hier berichtet wird, sollte das Bild noch weiter vervollständigt werden. Unter andern sollen die Fragen beantwortet werden: Wie groß ist die Elektronendichte in der nichtleuchtenden Stoßfront? Ist die „Stoßfront“ mit einer „Elektronendichtefront“ identisch? Mit welcher Geschwindigkeit läuft letztere? Ist der „Sprung“ in der Elektronendichte „scharf“?

Da Elektronendichten in der Größenordnung von  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  in der Stoßfront erwartet werden sollten, das von BRINKSCHULTE<sup>7</sup> benutzte MACH-ZEHNDER-Interferometer für so geringe Dichten aber nicht mehr anwendbar ist, lag die Benutzung eines Interferometers im Mikrowellenbereich nahe.

Einige Untersuchungen mit Mikrowellen sind schon von KLINGENBERG<sup>8,9</sup> vorgenommen worden, der mit einer 3 cm-Apparatur jedoch nur Reflexion an den relativ hochionisierten Plasmawolken im Hinterland der Stoßwellen beobachten konnte. Auch

eine Arbeit von GERARDO<sup>10</sup> sollte hier noch erwähnt werden, obwohl sie sich speziell mit der Klärung von „Precursor“-Effekten befaßt. Da diese aber zu sehr von den (zufälligen) technischen Gegebenheiten der Entladungsanordnung abhängen, soll hier auf entsprechende eigene Beobachtungen nicht eingegangen werden.

## 1. Experimentelle Anordnung

### a) Stoßrohr und Entladungskreis

Die Stoßwellen wurden in einem T-Rohr aus Pyrexglas mit 3 cm Innendurchmesser (siehe Abb. 3) oder einem ähnlichen Rohr rechteckigen Querschnittes ( $3 \times 5 \text{ cm}^2$ ) mit Hilfe einer Kondensatorentladung erzeugt. Der Kondensator ( $7,7 \mu\text{F}$ , 18 kV) war induktionsarm ( $L_{\text{ges}} = 70 \text{ nHy}$ ) an das Entladungsgefäß angeschlossen. Die Entladung schwang bei einer Frequenz von 220 kHz etwa 4-mal durch. Der maximale Entladungsstrom betrug etwa 190 kA. Die erzeugten Stoßwellen sind mit denen von BRINKSCHULTE<sup>7</sup> und CORMACK<sup>6</sup> vergleichbar (siehe hierzu die Bemerkung bei BRINKSCHULTE<sup>7</sup>).

### b) Mikrowellenanordnung

Als Mikrowellensystem wurde aus verschiedenen Gründen eine 4,3 mm-Anordnung gewählt. Die Grendichte von  $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ist dabei schon ziemlich hoch. Erste Messungen mit einem Reflexionsinterferometer üblicher Bauart (Abb. 1) waren wenig zufriedenstellend. Die Energieverluste in dieser Apparatur erwiesen sich als so groß, daß schließlich eine andere wesentlich

<sup>1</sup> E. A. McLEAN, C. F. 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> M. CLOUPEAU, Phys. Fluids **6**, 679 [1963].

<sup>4</sup> G. BREDERLOW, Z. Naturforschg. **18 a**, 868 [1963].

<sup>5</sup> P. JEANMAIRE u. H. KLINGENBERG, Z. Naturforschg. **18 a**, 318 [1963].

<sup>6</sup> G. D. CORMACK, Z. Naturforschg. **19 a**, 934 [1964].

<sup>7</sup> H. BRINKSCHULTE u. H. MUNTENBRUCH, Z. Naturforschg. **20 a**, 196 [1965].

<sup>8</sup> H. KLINGENBERG u. E. MEDER, Z. Naturforschg. **18 a**, 459 [1963].

<sup>9</sup> H. KLINGENBERG, Z. Naturforschg. **18 a**, 1331 [1963].

<sup>10</sup> J. GERARDO, C. D. HENDRICKS JR. u. L. GOLDSTEIN, Phys. Fluids **6**, 1222 [1963].



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

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

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

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

einfachere und leistungsfähigere Anordnung des Interferometers gewählt wurde (Abb. 2). Sie ähnelt der von GERARDO<sup>10</sup> für Precursor-Messungen benutzten 3 cm-Apparatur.

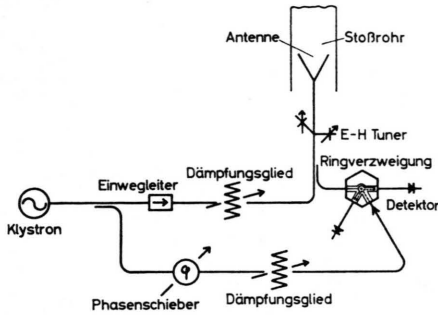


Abb. 1. 4,3 mm-Mikrowelleninterferometer für Reflexionsmessungen in axialer Richtung (übliche Bauart).

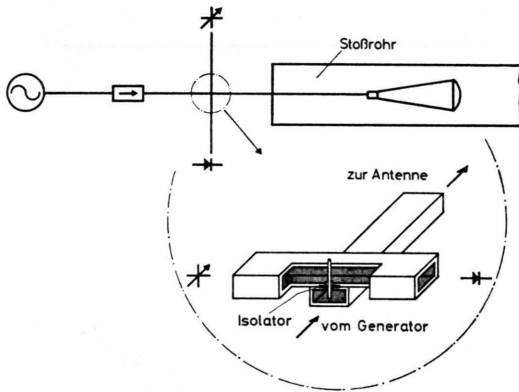


Abb. 2. Mikrowelleninterferometer für Reflexionsmessungen in axialer Richtung mit Auskopplung in einen Resonanzweig.

Die im Klystron erzeugte Welle passiert eine Einwegleitung, und ein zweckmäßig dimensioniertes Horn strahlt sie in das Stoßrohr ab. Wird nun ein Teil der Energie an einer Ionisationsfront reflektiert, so interferiert die zurücklaufende Welle mit der hinlaufenden. An einer passenden Stelle zwischen Einwegleitung und Horn wird im Hohlleiter ein kleines Silberdrähtchen als „Antenne“ eingeführt. Es überträgt das Interferenzsignal in einen querliegenden Hohlleiter. Mit je einem beweglichen Kurzschluß auf beiden Seiten wird diese Querleitung abgestimmt. Eine Kristalldiode am Ende der Querleitung nimmt das DOPPLER-Signal ab.

Alle im folgenden beschriebenen Untersuchungen wurden mit dieser Anordnung vorgenommen. Sie erwies sich etwa 10-mal empfindlicher als die vorher benutzte. Das Signal wurde über einen Kathodenfolger mit einem Nuvistor, der unmittelbar am Detektor saß, auf das Kabel zum Oszillographen transformiert. Das gesamte Mikrowelleninterferometer war in einer abgeschirmten Meßkabine aufgestellt, so daß keine elektrischen Störungen die Signale beeinflussen.

Die Hornantenne befand sich bei allen Messungen im Stoßrohr (Abb. 3). Mit einer Teflonlinse wurde ihre Richtcharakteristik verbessert. Ein Teflonkeil im Hohlleiter als Vakuumabschluß und eine Durchführung in der Kabinenwand erlaubten die Bewegung der gesamten Mikrowellenapparatur und damit ein Verschieben der Antenne im Stoßwellenrohr.

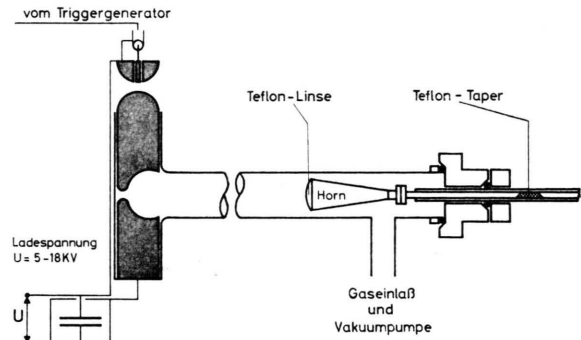


Abb. 3. Stoßwellenrohr mit Hornantenne und Vakuumdurchführung für den Hohlleiter.

### c) Optisches System

Um einen Vergleich mit bekannten Stoßfrontphänomenen zu ermöglichen, wurde das Leuchten mit einer Drehspiegelkamera<sup>11</sup>, 2 Multipliern und einer Bildwandlerkamera beobachtet bzw. registriert. Dabei gab das Schmierphoto einen Überblick über den Gesamtverlauf der Leuchterscheinung. Die Oszillogramme der Multipliersignale bzw. die Bildwandleraufnahmen ließen die Ankunft der Leuchterscheinung am Ort des Mikrowellenhorns und ihre Geschwindigkeit dort noch

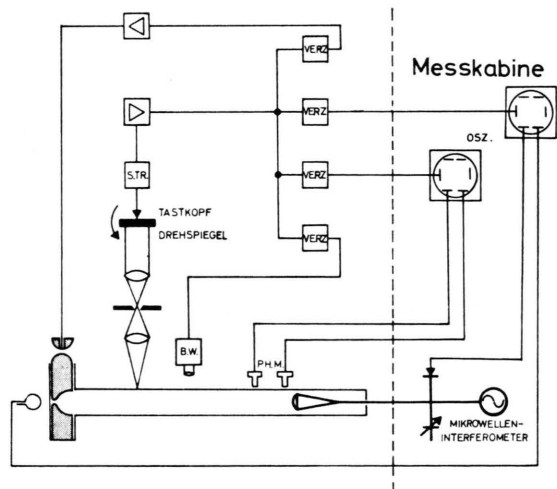


Abb. 4. Blockschaltbild der gesamten Meßanordnung. (Ph.M. = Photomultiplier, B.W. = Bildwandlerkamera, S.T.R. = SCHMITT-Trigger.)

<sup>11</sup> H. MUNTENBRUCH, Z. Angew. Phys., im Druck.

genauer erkennen. Die Aufnahmen mit der Bildwandlerkamera (die auch CORMACK<sup>6</sup> benutzte) ergaben schließlich auch die Struktur der Leuchterscheinung.

Vom Drehspiegel aus wurde das gesamte Meßprogramm über Verzögerungselemente getriggert und synchronisiert (Abb. 4).

## 2. Messungen und Ergebnisse

Um den Umfang der Messungen auf ein vernünftiges Maß zu beschränken, wurden sie (vorläufig) nur in Wasserstoff zwischen 1 und 5 Torr durchgeführt. Es wurde unter extrem sauberen Bedingungen gearbeitet. Nach jedem Schuß wurde das Rohr auf einige  $10^{-6}$  Torr ausgepumpt und neu mit Gas gefüllt. Die Geschwindigkeit der Stoßwellen wurde durch Variation der Ladespannung des Kondensators eingestellt. Ein Geschwindigkeitsbereich von  $M=5$  bis  $M=20$  wurde überstrichen.

### a) Vorbemerkungen

Wenn sich eine reflektierende Front, also z. B. eine Stoßfront oder die Grenze einer Plasmawolke, mit der Geschwindigkeit  $v$  auf die Hornantenne zubewegt, so wird die reflektierte Welle auf Grund des DOPPLER-Effektes eine Frequenzverschiebung

$$\Delta\omega/2\pi = (\omega/2\pi) \cdot 2v/c = 2v/\lambda \quad (1)$$

erfahren ( $\omega$  ist die Frequenz der einfallenden Mikrowellen und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit).

Die Superposition der hinlaufenden Welle

$$E_H = E_{H0} \cdot e^{i[\omega t + (\omega/c)z]} \quad (2)$$

mit der frequenzverschobenen reflektierten Welle

$$E_R = E_{R0} \cdot e^{i[(\omega + \Delta\omega)t + \{(\omega + \Delta\omega)/c\}z + \psi]} \quad (3)$$

ergibt am Ort des Antennendrähchens ( $z = \text{const}$ )

$$\begin{aligned} E_{\text{tot}} &= e^{i\omega t} \cdot \{E_{H0} \cdot e^{i(\omega/c)z} \\ &\quad + E_{R0} \cdot e^{i[(\omega + \Delta\omega)/c]z} \cdot e^{i\psi} \cdot e^{i(\Delta\omega)t}\} \\ &= e^{i\omega t} \cdot \{E_{H0}^* + E_{R0}^* \cdot e^{i(\Delta\omega)t}\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Mit  $\omega/2\pi \approx 70$  GHz, aber  $\Delta\omega/2\pi$  von einigen MHz stellt (4) einen Vektor in der komplexen Ebene dar, der im wesentlichen mit 70 GHz rotiert, während sich seine Amplitude mit der Frequenz  $\Delta\omega/2\pi$  zwischen  $E_{H0}^* + E_{R0}^*$  und  $E_{H0}^* - E_{R0}^*$  ändert. Nur dieser Amplitudenschwankung kann der Detektor folgen. Er zeigt also die DOPPLER-Verschiebung  $\Delta\omega$  an, während er die 70 GHz nicht mehr übertragen kann. Jeder  $\lambda/2$ -Verschiebung der Ionisationsfront ist ein Nulldurchgang des Signals zugeordnet. Solche Signale sind z. B. in Abb. 5 zu sehen.

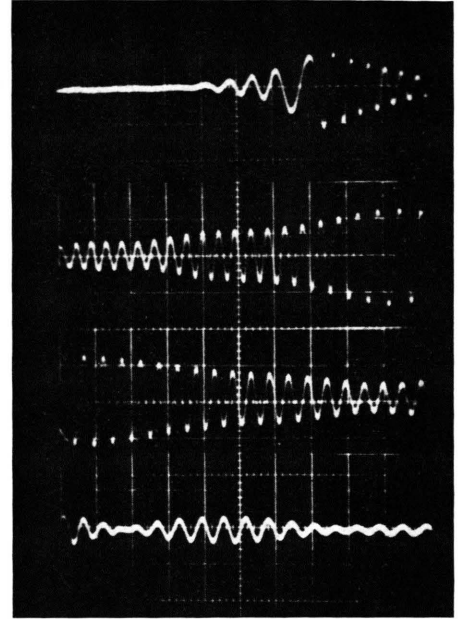
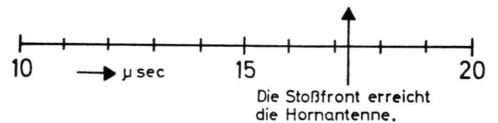
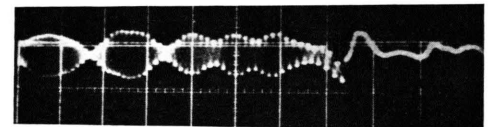
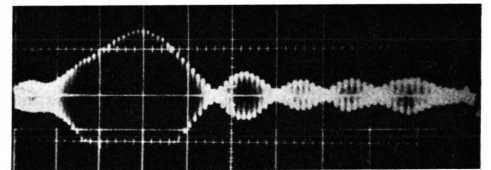
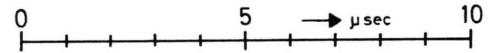


Abb. 5. Typische Oszillogramme der DOPPLER-Signale (0,2  $\mu\text{sec/cm}$ , 5 mV/cm). Bemerkenswert ist die Reproduzierbarkeit der Entladung: Von Oszillogramm zu Oszillogramm wurde die Verzögerungszeit um 2  $\mu\text{sec}$  verlängert, so daß alle Oszillogramme aneinander anschließen.



Die Stoßfront erreicht die Hornantenne.

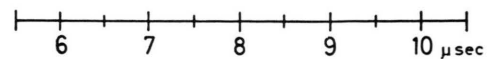
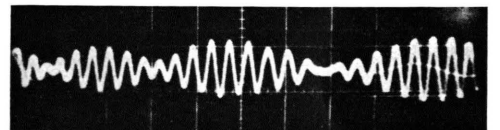


Abb. 6. DOPPLER-Signale mit Schwebungen.

Weitere typische Aufnahmen zeigt Abb. 6. Darin sind die Schwebungen unübersehbar, die auf allen Aufnahmen im Bereich der MACH-Zahlen um  $M=10$  auftreten. Sie müssen als Folge der Überlagerung zweier eng benachbarter DOPPLER-Frequenzen

$$\omega_1 = \Delta\omega + \Omega \quad \text{und} \quad \omega_2 = \Delta\omega - \Omega$$

gedeutet werden.

Ähnlich wie bei der vorangegangenen Betrachtung haben die superponierenden Wellen die Form

$$E_{D1} = E_{10} \cdot e^{i\omega_1 t} = E_{10} \cdot e^{i(\Delta\omega + \Omega)t} \quad (5)$$

$$\text{bzw.} \quad E_{D2} = E_{20} \cdot e^{i\omega_2 t} = E_{20} \cdot e^{i(\Delta\omega - \Omega)t} \quad (6)$$

und die resultierende

$$E_{\text{Ges.}} = E_{D1} + E_{D2} = e^{i(\Delta\omega)t} \{E_{10} \cdot e^{i\Omega t} + E_{20} \cdot e^{-i\Omega t}\} \\ = e^{i(\Delta\omega)t} \cdot A \cdot \cos(\Omega t + \Phi). \quad (7)$$

Im Gegensatz zur vorangehenden Betrachtung ist jetzt aber auch die Trägerfrequenz  $\Delta\omega$  sichtbar. Die Schwebungsfrequenz  $\Omega$  moduliert die Amplitude.

Den beiden Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  entsprechen wegen (1) auch zwei Geschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$ , die natürlich Funktionen der Zeit sind. Ihnen müssen auch zwei reflektierende Fronten entsprechen, deren Ort sich aus Geschwindigkeit und Zeit ermitteln läßt. Daß zwei solche Fronten auftreten, ist nicht überraschend:

Nach der Stoßwellentheorie ist für MACH-Zahlen von  $M \approx 10$  bei Wasserstoff in der Stoßfront mit Elektronendichten von ca.  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  zu rechnen. Vor der Front wird eine geringe Precursor-Vorionisation festzustellen sein. Erst in der Leuchterscheinung werden (wie CORMACK<sup>6</sup> schon zeigte) Elektronendichten von  $10^{16}$  bis  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  auftreten. Es muß also erwartet werden, daß die Stoßfront zwar einen Teil der Mikrowellenenergie reflektiert, daß aber ein anderer Teil erst von der leuchtenden Plasmawolke reflektiert wird.

Wie BRINKSCHULTE<sup>7</sup> schon zeigte, sind die Geschwindigkeiten der beiden Erscheinungen von derselben Größenordnung, so daß die beiden DOPPLER-Signale zu Schwebungen Anlaß geben können.

### b) Geschwindigkeitsmessungen

Die Auswertung der Signale, wie sie in Abb. 5 und 6 dargestellt sind, ergibt die Geschwindigkeiten der die Mikrowellen reflektierenden Fronten als Funktionen der Zeit. Dabei zeigte sich, daß 3 verschiedene Geschwindigkeitsbereiche unterschieden werden müssen:

Für kleine MACH-Zahlen ( $M=5$  bis  $M=8$ ) konnte nur eine die Mikrowellen reflektierende Front festgestellt werden. In Abb. 7 stellen die beiden unteren Kurven ihre Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit dar. Parameter ist die Ladespannung des Kondensators. Vergleichende Schmierkameraaufnah-

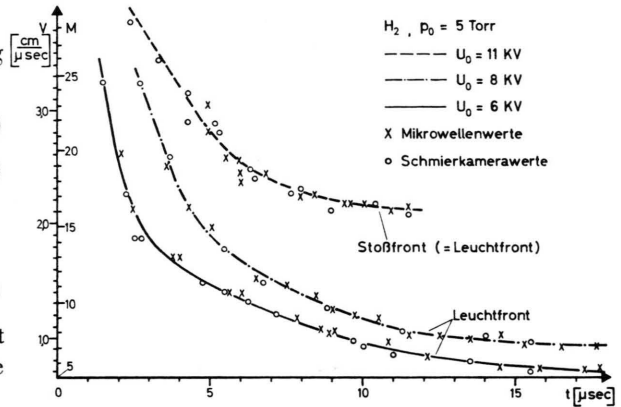


Abb. 7.  $v-t$ -Diagramm von Leuchtfront und Stoßfront aus Mikrowellen- und Schmierkamerawerten (Parameter ist die Ladespannung des Kondensators).

men lassen erkennen, daß die Leuchtfront dieselbe Geschwindigkeit hat wie die Reflexionsfront. Da aber nach Untersuchungen von BRINKSCHULTE<sup>7</sup> die Stoßfront in diesem Bereich der Leuchtfront nicht nur vorausläuft, sondern auch eine wesentlich höhere Geschwindigkeit hat, kann die Reflexion der Mikrowellensignale nicht an der Stoßfront erfolgt sein. Hingegen kann festgestellt werden:

*Im Bereich der dargestellten relativ geringen Geschwindigkeiten ist die Elektronendichte in der Stoßfront kleiner als  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Die Reflexion der Mikrowellen erfolgt erst an der Plasmawolke, in der höhere Elektronendichten auftreten. Die reflektierende Schicht bewegt sich mit derselben Geschwindigkeit wie die Leuchtfront, braucht aber nicht mit ihr räumlich zusammenzufallen.*

Im Bereich hoher Geschwindigkeiten ( $M=12$  bis  $M=20$ ), den die obere Kurve in Abb. 7 darstellt, muß man zur Deutung ebenfalls BRINKSCHULTES<sup>7</sup> Ergebnisse berücksichtigen. Er hatte festgestellt, daß bei höheren Geschwindigkeiten (bzw. Antriebsenergien) die schon von CORMACK beobachteten leuchtenden „Zungen“ des Entladungsplasmas bis zur Stoßfront vordringen. Bildwandleraufnahmen, synchron mit den Schmierphotos und der Registrierung der Mikrowellensignale, haben diesen Sachverhalt auch hier bestätigt. — Für eine gewisse Zeit nach



Entladungsbeginn ist die Elektronendichte vor der Stoßfront durch Precursor-Einflüsse so groß, daß keine Geschwindigkeiten gemessen werden können. Erst nach dieser Zeit treten die DOPPLER-Signale auf, die aber keine wesentlichen Schwebungen aufweisen. Das führt zu der Aussage:

*Bei schnellen Stoßwellen werden die Mikrowellen von einer Zone reflektiert, die sich mit der Geschwindigkeit der Stoßfront bewegt. Auch hier sind beide nicht notwendig räumlich identisch. Die Elektronendichte ist größer als  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , muß aber nicht durch die Stoßfront selbst hervorgerufen sein, sondern kann auch eine Folge des vordringenden Plasmas der Entladung sein. — Die Precursor-Elektronendichte vor der Stoßfront erreicht  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , klingt aber in einigen  $\mu\text{sec}$  wieder ab.*

Im Bereich mittlerer Geschwindigkeiten ( $M=8$  bis  $M=12$ ) weisen die DOPPLER-Signale die charakteristischen Schwebungen auf und lassen damit zwei Geschwindigkeiten erkennen. Diese Messungen sind in Abb. 8 wiedergegeben. Im Gegensatz zur vorigen Darstellung ist hier nicht die Ladespannung Parameter der Kurven, sondern es sind  $v_1 \triangleq \Delta\omega + \Omega$ ,  $v_2 \triangleq \Delta\omega - \Omega$  dargestellt und mit anderen Geschwindigkeitsmessungen verglichen.

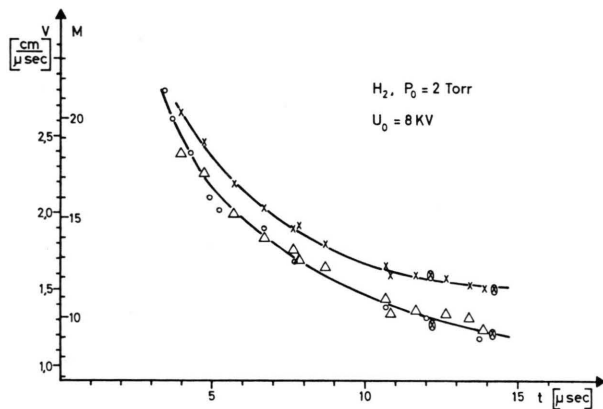


Abb. 8.  $v$ - $t$ -Diagramm von Leuchtfront (untere Kurve) und Stoßfront (obere Kurve).

- Werte aus Schmierkameraaufnahmen,
  - ⊗ MACH-ZEHNDER-Interferometer-Werte.
  - △ Mikrowellenwerte
- $$\begin{cases} \Delta\omega + \Omega \triangleq v_{\text{Stoßfront}} \\ \Delta\omega - \Omega \triangleq v_{\text{Leuchtfront}} \end{cases}$$

Die kleineren Geschwindigkeiten stimmen mit den aus Schmierphotos ermittelten Leuchtfrontgeschwindigkeiten überein, die größeren im Bereich von  $M=8$  bis  $M=12$  mit vergleichbaren Interferometermessungen der Stoßfrontgeschwindigkeit<sup>7</sup>. Deshalb lautet die Schlußfolgerung hier:

*Sowohl Stoßfront wie Leuchtfront sind mit Zonen verbunden, die die Mikrowellen reflektieren. Die Elektronendichte steigt an der Stoßfront sprunghaft an (denn nur ein „sprunghafter“ Anstieg führt zur Reflexion) auf einen Wert von größenordnungsmäßig  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  in Übereinstimmung mit der Theorie. Dabei zeigen sich keine Precursor-Einflüsse.*

### c) Dichtemessungen

Die Größe des Elektronendichtesprunges in der Stoßfront läßt sich noch genauer angeben. Unter Berücksichtigung von Unebenheiten der Plasmawolke und der dadurch verursachten Streuung der Mikrowellenenergie kann angenommen werden, daß zur Erzeugung deutlicher Schwebungen zwischen 10 und 30% der die Stoßfront erreichenden Mikrowellenenergie dort reflektiert werden muß. Da der Reflexionsfaktor bekanntlich eine Funktion der Elektronendichte ist, läßt diese sich daraus ermitteln.

Mit einem Elektronenrechner wurde der Reflexionsfaktor

$$\Re = \frac{1-n}{1+n}; \quad n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2/\omega^2}{1-i(\nu/\omega)}$$

berechnet, wobei für die Stoßfrequenz  $\nu$  bzw. den Quotienten  $\nu/\omega$  verschiedene Werte zwischen  $\nu/\omega=0$  und  $\nu/\omega=0,1$  angenommen wurden, womit der in Frage kommende Bereich überdeckt ist. Wie aus Abb. 9 ersichtlich, stimmen alle Kurven  $\Re(N_e)$  bis  $\Re=0,5$  ( $\triangleq$  Elektronendichten von  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) praktisch überein.

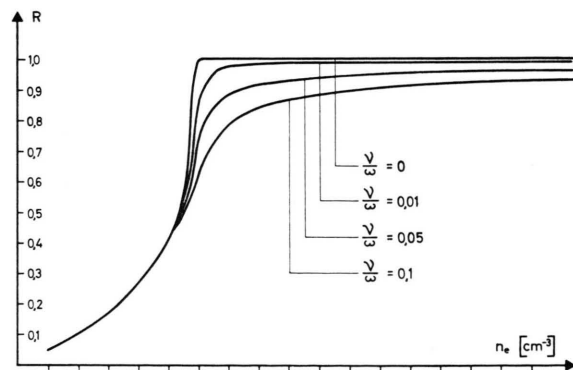


Abb. 9. Reflexionsfaktor als Funktion der Elektronendichte (Parameter ist die Stoßfrequenz).

*Einem Reflexionsfaktor von 10–30% entspricht eine Elektronendichte von  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  bis  $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .  $N_e$  läßt sich also auf einen Faktor 2 genau bestimmen.*

### 3. Diskussion

Die oben ausgeführten Messungen machen Aussagen über die Stoßfront und über das Entladungsplasma. Wie schon BRINKSCHULTE<sup>7</sup> zeigte, sind die die Stoßfront betreffenden Meßergebnisse praktisch unabhängig vom Entladungsmechanismus, da die Stoßwellen bei gleichem Druck und gleicher Geschwindigkeit die gleichen Eigenschaften haben. Die Leuchtfront dagegen wird in Struktur, Intensität und Geschwindigkeit wesentlich von der Stoßentladung beeinflusst. Die diesbezüglichen Messungen klären also vor allem die Verhältnisse bei früheren Untersuchungen anderer Autoren, die nur die Leuchtfront beobachten konnten. Da die Dichtemessung die Elektronendichte in der *Stoßfront* angibt, kann sie als gültig für alle freilaufenden Stoßwellen entsprechender Geschwindigkeit bei gleichem Ausgangsdruck in Wasserstoff angesehen werden. Die Messungen haben gezeigt, daß bei kleineren und mitt-

leren Geschwindigkeiten die Elektronendichte hinter der Stoßfront Transmissionsmessungen mit einer 4 mm-Apparatur zuläßt. Diese Messungen sind im Gange. Bei höheren Geschwindigkeiten erreichen Teile der Plasmawolke die Stoßfront und schließen Transmissionsmessungen mit Mikrowellen praktisch aus. Schon jetzt kann gesagt werden, daß die Bestimmung der Elektronendichte aus Transmissionsmessungen auf erhebliche Schwierigkeiten stoßen wird, da die Messungen von BRINKSCHULTE<sup>7</sup> erkennen lassen, daß hinter der Stoßfront kein Bereich homogener Dichte vorhanden ist (Blastwellenverhalten).

Herrn Prof. WIENECKE sind wir für die Förderung der Untersuchungen dankbar, Frau ELSHOLZ und Herrn WALCHER für ihre Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der Messungen.

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