

Mikrowelleninterferometrie an  
elektromagnetisch erzeugten Stosswellen

Microwave Interferometry in  
Electromagnetically Produced Shock Waves

W. Makios

IPP 3/35

Februar 1966

**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**

INHALTSVERZEICHNIS

ZUSAMMENFASSUNG

	Seite
I. EINLEITUNG	1
II. ZIELSETZUNG	2
III. THEORIE DER STOSSWELLE	3
1. Stationäre Stoßwellen	3
2. Instationäre Stoßwellen	4
3. Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht	7
IV. STOSSWELLENAPPARATUR	8

ABSTRACT

1. Das Stoßrohr	8
2. Energiespeicher	9

Microwave measurements were made of the electron density and the electron collision frequency in the plasma between the shock front and the discharge plasma of electromagnetically produced shock waves. These investigations were carried out in argon and hydrogen at  $p_0 = 2$  mm Hg initial pressure and velocities ranging from  $M = 5$  to  $M = 20$ . At higher velocities the discharge plasma advances right into the shock front. In this range of Mach numbers, the expected electron density is so low that optical interferometers cease to be of interest as diagnostic tools. 4 mm-microwave interferometers were therefore used. With a reflection interferometer the velocities of the various plasma zones could be measured by utilizing the Doppler effect. Next, transmission measurements were made with an interferometer of the standard type with horns and lenses. However, its spatial resolution was insufficient even though the limits of the technically and physically possible were reached. Finally, a system of Lecher wires in the measuring arm of the interferometer provided a spatial resolution of approximately half a wavelength and proved successful in measuring the electron density distribution between the shock front and the following discharge plasma. In the case of hydrogen the rise of the electron density in the shock front is caused by compression of the precursor electrons. In argon, on the other hand, most of the electrons are produced behind the shock front. A typical relaxation of the electron density towards equilibrium was measured. It was also possible to measure the electron collision frequency in argon as a function of time (and hence of the distance from the shock front).

3. Vergleich und Deutung	22
4. Diskussion	23
B) Transmissionsmessungen	24
1. Theoretische Überlegungen	24
2. Voruntersuchungen mit einem Standard-Interferometer	26
3. Messungen mit einem Lecher-Drant-System	31
a) Technische Realisierung	31
b) Deutung der Messsignale	36
c) Messungen in Wasserstoff	38
d) Messungen in Argon	40
4. Diskussion	43

LITERATUR

ANBANG

- A 1 Reflex-Taper (Verzweigung in Halbleiter)
- A 2 Variabler Koppler
- A 3 Pinline

# INHALTSVERZEICHNIS

## ZUSAMMENFASSUNG

	Seite
I. EINLEITUNG .....	1
II. ZIELSETZUNG .....	2
III. THEORIE DER STOSSWELLEN .....	3
1. Stationäre Stosswellen .....	3
2. Instationäre Stosswellen .....	4
3. Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht .....	7
IV. STOSSWELLENAPPARATUR .....	8
1. Das Stossrohr .....	8
2. Energiespeicher .....	9
3. Vakuumsystem .....	9
V. EXPERIMENTE .....	10
A) Reflexionsmessungen .....	10
1. Theoretische Überlegungen .....	10
a) Reflexion elektromagnetischer Wellen an einer Grenzschicht .....	10
$\alpha$ ) Scharfer Übergang .....	10
$\beta$ ) Kontinuierlicher Übergang .....	14
b) Der Dopplereffekt .....	14
2. Messanordnung .....	15
a) Interferometeraufbau .....	15
b) Hilfsdiagnostik .....	17
3. Messungen .....	18
a) Voruntersuchungen und Messvorgang .....	18
b) Normale Signale .....	19
$\alpha$ ) Auswertung .....	19
$\beta$ ) Deutung .....	20
c) Signale mit Schwebungen .....	21
$\alpha$ ) Schwebungen .....	22
$\beta$ ) Vergleich und Deutung .....	22
4. Diskussion .....	23
B) Transmissionsmessungen .....	24
1. Theoretische Überlegungen .....	24
2. Voruntersuchungen mit einem Standard-Interferometer .....	28
3. Messungen mit einem Lecher-Draht-System .....	31
a) Technische Realisierung .....	31
b) Deutung der Messsignale .....	34
c) Messungen in Wasserstoff .....	39
d) Messungen in Argon .....	43
4. Diskussion .....	49
LITERATUR .....	51
ANHANG	
A 1 Teflon-Taper (Vakuumdichtung im Hohlleiter)	
A 2 Variabler Koppler	
A 3 Finline	

## ZUSAMMENFASSUNG

In Plasmen, die sich hinter elektromagnetisch erzeugten Stosswellen bilden, wurden die Elektronendichte und die -Stossfrequenz gemessen. Diese Untersuchungen wurden in Argon und Wasserstoff von  $p_0 = 2$  Torr im Geschwindigkeitsbereich zwischen den Machzahlen  $M = 5$  und  $M = 20$  durchgeführt, da bei grösseren Geschwindigkeiten das Plasma der antreibenden Entladung bis zur Stossfront vordringt. In diesem Machbereich kann nur mit so geringen Elektronendichten gerechnet werden, dass optische Interferometer als Diagnostikmittel nicht mehr in Frage kommen. Deshalb wurden mikrowelleninterferometrische Methoden angewandt. Mit einem Reflexionsinterferometer konnten unter Benutzung des Dopplereffektes die Geschwindigkeiten der verschiedenen Plasmazonen gemessen werden. Bei den folgenden Transmissionsmessungen erwies sich ein Interferometer der üblichen Bauart mit Hörnern und Linsen als ungeeignet, da sein räumliches Auflösungsvermögen, obwohl es bis an die Grenzen des technisch und physikalisch Möglichen getrieben wurde, nicht ausreichte. Mit einem System von Lecherdrähten im Messzweig des Interferometers gelang es schliesslich, die Elektronendichteverteilung zwischen der Stossfront und dem nachströmenden Entladungsplasma zu messen. Bei Wasserstoff wird der Elektronendichteanstieg in der Stossfront durch Kompression der Precursorelektronen verursacht. Bei Argon dagegen werden die Elektronen im wesentlichen erst hinter der Stossfront erzeugt. Sie zeigen dabei ein typisches Relaxationsverhalten. Auch die Elektronenstossfrequenz konnte in Abhängigkeit von der Zeit (und damit vom Abstand zur Stossfront) in Argon gemessen werden. trieb nur für sehr kurze Zeit, die Zeit der Entladung des Energiespeichers (im Gegensatz zum Membranrohr, wo dem Gas über lange Zeit Impuls von hinten zugeführt wird). Bei den elektromagnetisch erzeugten Stosswellen handelt es sich also um instationäre Vorgänge, wie sie bei Kugelsymmetrie unter dem Namen "Shockwaves" bekannt sind. Ihrem Studium sind in der letzten Zeit viele Arbeiten gewidmet worden. Die vorliegende Untersuchung soll einen weiteren Beitrag zur Klärung der Probleme liefern.

## I. EINLEITUNG

Konventionelle oder Membranstossrohre sind in den letzten Jahren sehr wichtige Experimentierobjekte geworden, weil in Stosswellen die thermodynamischen Grössen des stossaufgeheizten Gases sehr gut bekannt sind, und so verschiedene sehr wichtige physikalische Grössen gemessen werden können, z. B. Wirkungsquerschnitte für Dissoziation und Ionisation, Relaxationszeiten, Oszillatorenstärken etc. Auch für die Untersuchung gasdynamischer Vorgänge sind Stosswellenrohre von Bedeutung. In der Plasmaphysik spielen Stosswellen bei der Erzeugung von Plasmen hoher Temperatur eine wesentliche Rolle. Man kann aber leicht zeigen, dass die mit Membranrohren erreichbare Machzahl, und damit die erzeugte Temperatur (bekanntlich eine Funktion der Machzahl), begrenzt ist.

Man hat daher Wege gesucht, Stosswellen höherer Machzahl zu erzeugen. Fowler [1] hat als erster auf die Brauchbarkeit elektrischer Stossentladungen zur Stosswellenerzeugung hingewiesen. Er wandelte in sogenannten T-Rohren die elektrische Energie eines Kondensators in thermische um und liess das aufgeheizte Gas entlang des langen Astes (s. Abb. 1) abströmen. Dabei bildet sich vor dem Entladungsplasma eine Stosswelle. Kolb [2] hat kurz darauf das T-Rohr durch einen Rückleiter unmittelbar hinter den Elektroden verbessert, wobei durch magnetische Kräfte eine zusätzliche Beschleunigung des Plasmas erfolgt. Man konnte in diesen Rohren Machzahlen von ca.  $M = 100$  erreichen. In den nächsten Jahren wurden verschiedene weitere Anordnungen zum elektromagnetischen Antrieb von Stosswellen entworfen, aber bei allen wirkt der Antrieb nur für sehr kurze Zeit, die Zeit der Entladung des Energiespeichers (im Gegensatz zum Membranrohr, wo dem Gas über lange Zeit Impuls von hinten zugeführt wird). Bei den elektromagnetisch erzeugten Stosswellen handelt es sich also um instationäre Vorgänge, wie sie bei Kugelsymmetrie unter dem Namen "Blastwaves" bekannt sind. Ihrem Studium sind in der letzten Zeit viele Arbeiten gewidmet worden. Die vorliegende Untersuchung soll einen weiteren Beitrag zur Klärung der Probleme liefern.

## II. ZIELSETZUNG

Eine ganze Reihe von Untersuchungen an elektromagnetisch beschleunigten Stosswellen in T-Rohren, die im IPP durchgeführt wurden, diente dem Ziel, einen Überblick über die Struktur der Plasmen und ihrer Parameter zu gewinnen, um damit die Grundlage zu schaffen für das Studium der Wechselwirkung zwischen Stosswellenplasmen und Magnetfeldern. Dabei konnte Cormack [3] mit spektroskopischen Messungen und Bildwandler-Aufnahmen zeigen, dass das leuchtende Plasma nicht in der Stossfront aufgeheizt sein kann, sondern dass es aus dem Entladungsraum stammt. In Wasserstoff treten dabei Elektronendichten von  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  auf, bei Elektronentemperaturen von 1 - 2 eV. Ausserdem ist das Entladungsplasma sehr inhomogen, zerrissen und nicht reproduzierbar. Brinkshulte [4] untersuchte interferometrisch den Bereich zwischen der eigentlichen, evtl. nicht-leuchtenden, Stossfront, die vor dem Entladungsplasma herläuft, und dem Entladungsplasma selbst. Er stellte fest, dass sich direkt hinter der ebenen Stossfront für die schweren Teilchen ein Gleichgewicht einstellt, das durch die Rankine-Hugoniot-Gleichungen in Verbindung mit Massenwirkungsgesetz bzw. Sahaformel beschrieben wird, sofern nicht bei hohen Geschwindigkeiten ( $M > 20$ ) das Entladungsplasma bis in die Stossfront vordringt. Sofort hinter der Stossfront nimmt aber die Dichte wieder ab in einer Weise, wie sie durch die Homologielösungen für instationäre Stosswellen gefordert wird. Über das Verhalten der Elektronen waren aber keine Aussagen möglich, da ihre Dichte im untersuchten Bereich zu klein war, um messbare Streifenverschiebungen im sichtbaren Spektralbereich zu bewirken. (Energieerhaltung) (3)

Speziell für die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Stosswellen und Magnetfeldern ist aber die Kenntnis der Dichte der Elektronen und ihrer Stossfrequenz von Bedeutung, da davon wesentlich die Leitfähigkeit abhängt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit sollte deshalb sein, Aussagen über die Elektronendichte vor, in und hinter der Stossfront zu machen, wenn möglich auch über die Stossfrequenz der Elektronen. (Zunahme der Entropie) (4)

Da Elektronendichten bis zu  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  erwartet wurden, lag es nahe, Interferometrie im Mikrowellenbereich zu betreiben. Eine 4 mm-Apparatur erschien für diese Aufgabe am geeignetsten. Die cut-off-Elektronendichte liegt dann bei  $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Reflexionsmessungen sollten Aufschluss über Sprünge in der Elektronendichte (z. B. in der Stossfront) geben, während Transmissionsmessungen, deren Schwierigkeitsgrad erheblich höher ist, dann einen Einblick in die Dichteverteilung der Elektronen liefern sollten.

Stosswellen, die sich in einem Koordinatensystem so darstellen lassen, dass in den Erhaltungssätzen alle Terme mit  $u \partial / \partial x$  verschwinden, werden stationär genannt. Solche Stosswellen treten z.B. in Membranstossrohren auf. Da es sich dabei praktisch um eindimensionale Strömungsvorgänge handelt, wird ihre Beschreibung besonders einfach. Das ausgezeichnete Koordinatensystem (s.o.) bewegt sich in diesem Fall mit der Geschwindigkeit der Stossfront mit. Auf das Laborsystem transformiert, nehmen die Erhaltungssätze (1) bis (3) nach der Integration die Form

$$\rho_1 (U - u) = \rho_0 U \quad (1)$$

$$\rho_1 (U - u)^2 + p_1 = \rho_0 U^2 + p_0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{2} \rho_1 (U - u)^3 + h_1 = \frac{1}{2} \rho_0 U^3 + h_0 \quad (3)$$

III. THEORIE DER STOSSWELLEN

Im Folgenden soll die Theorie der instationären Stosswellen skizziert werden, die bei der Verarbeitung der Signale herangezogen wird, mit der aber auch die Ergebnisse verglichen werden sollen. Zur Einführung, und um die speziellen Probleme der Instationarität zu verdeutlichen, wird vorher kurz auf die stationären Stosswellen eingegangen.

Bei der Beschreibung von Stosswellen geht man im allgemeinen von den 3 Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie aus. Durch die zusätzliche Annahme, dass die Entropie über die Stossfront hinweg wächst, schliesst man das Auftreten von Verdünnungsstößen aus. Dabei wird auch angenommen, dass keine äusseren Kräfte auf das Gas einwirken und keine Wärme von aussen zugeführt wird (abgeschlossenes System, Wärmeleitung und Reibung sind vernachlässigt).

Die 3 Erhaltungssätze lauten in differentieller Form:

∂ρ/∂t + div(ρω) = 0 (Massenerhaltung) (1)

∂(ρω)/∂t + Div(ρσω) = - grad p (Impulserhaltung) (2)

∂/∂t ρ(ω²/2 + h) + div ρ(ω²/2 + h) = ∂p/∂t (Energieerhaltung) (3)

Ausserdem sollte gelten (s.o.)

∂S/∂t > 0 (Zunahme der Entropie) (4)

Darin bedeuten ρ die Dichte, ω die Geschwindigkeit, h die Enthalpie, p den Druck des Gases.

Diese Gleichungen kann man für manche Spezialfälle leicht integrieren, z. B. für

1. Stationäre Stosswellen

Stosswellen, die sich in einem Koordinatensystem so darstellen lassen, dass in den Erhaltungssätzen alle Terme mit ∂/∂t verschwinden, werden stationär genannt. Solche Stosswellen treten angenähert in Membranstossrohren auf. Da es sich dabei praktisch um eindimensionale Strömungsvorgänge handelt, wird ihre Beschreibung besonders einfach. Das ausgezeichnete Koordinatensystem (s.o.) bewegt sich in diesem Fall mit der Geschwindigkeit der Stossfront mit. Auf das Laborsystem transformiert, nehmen die Erhaltungssätze ((1) bis (3)) nach der Integration die Form

ρ₁(U - u) = ρ₀ U (1a)

ρ₁(U - u)² + p₁ = ρ₀ U² + p₂ (2a)

1/2 (U - u)² + h₁ = 1/2 U² + h₂ (3a)

an, wobei 0 und 1 die Zustände vor und hinter der Stossfront beschreiben. U ist die Stossfrontgeschwindigkeit und u die Geschwindigkeit des Gases hinter der Stossfront. Häufig wird in die Erhaltungsgleichungen die Beziehung für die Enthalpie

$$h = \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p}{\rho} \tag{5}$$

eingesetzt. Darin ist  $\gamma = c_p/c_v$  das Verhältnis der spez. Wärmen, das oft als konstant angenommen werden kann. Zweckmässigerweise führt man auch noch die Stossmachzahl ein

$$M_0 = \frac{U}{c_0} \tag{6}$$

wobei  $c_0 = \sqrt{\gamma \cdot p_0 / \rho_0}$  die Schallgeschwindigkeit des Gases vor der Stossfront ist. Dann kann man aus den Gleichungen ((1a), (2a), (3a)) die Rankine-Hugoniot-Gleichungen gewinnen, die die Verhältnisse der Grössen vor und hinter der Front als Funktionen von  $\gamma$  und  $M_0$  angeben.

$$\frac{\dot{u}}{U} = \frac{2}{\gamma+1} \left( 1 - \frac{1}{M_0^2} \right) \tag{7}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = 1 - \frac{2}{\gamma+1} \left( 1 - \frac{1}{M_0^2} \right) \tag{8}$$

$$\frac{p_1}{p_0} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left( M_0^2 - 1 \right) \tag{9}$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[ 1 - \frac{2}{\gamma+1} \left( 1 - \frac{1}{M_0^2} \right) \right] \left[ 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left( M_0^2 - 1 \right) \right] \tag{10}$$

Im Bereich höherer Machzahlen tritt (bei entsprechenden Temperaturen) Dissoziation und/oder Ionisation auf. Dann gelten die obigen Gleichungen nicht mehr, da  $\gamma$  vor und hinter der Stossfront verschiedene Werte annimmt. Unter zusätzlicher Benutzung des Massenwirkungsgesetzes und der Sahaformel kann man auch dann noch das Gleichungssystem lösen, wobei man annimmt, dass sich direkt hinter der Stossfront wieder Gleichgewicht einstellt. Dass diese Annahme nicht immer der Wirklichkeit entspricht, wird durch die Messung der Ionisationsrelaxation in Argon in der vorliegenden Arbeit noch einmal deutlich werden.

## 2. Instationäre Stosswellen

Instationäre Stosswellen sind solche, bei denen die Zustände hinter der Stossfront nicht mehr konstant oder nur Funktionen des Abstandes von der Front sind, sondern sich mit der Zeit ändern. In diesem Fall lässt sich kein Koordinatensystem finden, in dem alle Terme mit  $\partial/\partial t$  verschwinden. Bei elektromagnetischem Antrieb ist dieser Typ zu erwarten (weil dem Gas nur für sehr kurze Zeit Impuls bzw. Energie zugeführt wird).

Brinkschulte [4] hat gezeigt, dass die Stosswellen in T-Rohren, für die das oben Gesagte gilt, mit den "Homologielösungen" für instationäre Stosswellen beschrieben werden können, die von v. Weizsäcker [5] und Mitarbeitern [6] gefunden wurden.

Für diese eindimensionale Strömung lassen sich die 3 Erhaltungssätze in der folgenden Form schreiben:

$$\rho_t + u \rho_x + u_x \rho = 0 \quad (1b)$$

$$u_t + u u_x + \frac{p_x}{\rho} = 0 \quad (2b)$$

$$p_t + u p_x + \gamma u_x p = 0 \quad (3b)$$

Darin bedeuten die Indices t und x partielle Differentiation nach t bzw. x. Im Gegensatz zum Vorherigen treten hier also auch Ableitungen nach der Zeit auf.

v. Weizsäcker und Mitarbeiter haben dieses partielle Differentialgleichungssystem mit einem Ähnlichkeitsansatz, den sie aus allgemeinen physikalischen Bedingungen herleiteten, gelöst. Die Erhaltungssätze werden dadurch in ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen (die Homologiegleichungen) umgeformt. Ihre Lösungen sind die Homologielösungen. Unter ihnen erscheint die "Standardlösung" als die einzige physikalisch sinnvolle, weil sie die einzige stabile Lösung ist: Alle anderen Lösungen entwickeln sich bei kleinen Störungen zeitlich in sie hinein.

Die Lösungen machen Aussagen über Ort und Geschwindigkeit der Stossfront als Funktionen der Zeit, und über Druck, Dichte, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit hinter der Front als Funktionen von Ort und Zeit. Ort und Geschwindigkeit der Stossfront sind gegeben durch

$$x - x_0 = c (t - t_0)^{1-K} \quad (11)$$

$$u = \frac{c}{1-K} (t - t_0)^{-K} \quad (12)$$

wobei K der sogenannte Homologieexponent ist, C ein Massstabsfaktor und  $x_0$ ,  $t_0$  Ort und Zeitpunkt angeben, von denen die Stosswelle ihren Ausgang nimmt.

Für Druck, Dichte, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit hinter der Front kann man im allgemeinen keine analytischen Lösungen angeben. Für den speziellen Fall von  $K = 0,4$  (dem entspricht  $\gamma = 7/5$ ) konnte Häfele [7] jedoch Lösungen in analytischer Form finden, die hier nur in abgekürzter Form (für feste Zeit) wiedergegeben werden sollen:

$$p \sim (1 + a \xi)^{-3/2} \quad (13)$$

$$\rho \sim (1 + a \xi)^{-5/2} \quad (14)$$

$$T \sim 1 + a\xi \quad (15)$$

$$\ddot{u} \sim 1 + \frac{5a}{2} \xi \quad (16)$$

$$a = \text{const.}, \quad \xi = \frac{x - x_0}{(t - t_0)^{0,6}}$$

Wie Brinkschulte [4] zeigen konnte, werden T-Rohr-Stosswellen erst einige Zeit nach ihrem Start von den Homologielösungen richtig beschrieben. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen (ca. 50 cm vom Entladungsraum entfernt) ist mit genügender Genauigkeit immer

$$K = 0,4$$

Bei ihrer Deutung kann (wegen des grossen Abstandes zwischen Ort der Messung und Entladungsstrecke) auch immer

$$t_0 = 0$$

$$x_0 = 0$$

angesetzt werden, wenn die Zeit vom Zünden der Entladung, der Ort von der Elektrodenmittellinie an gerechnet wird. Damit vereinfachen sich die Gleichungen

$$x = c \cdot t^{1-K} = c \cdot t^{0,6} \quad (11a)$$

$$U = \frac{c}{1-K} \cdot t^{-K} = \frac{c}{0,6} \cdot t^{-0,4} \quad (12a)$$

$$p \sim \left(1 + a \cdot \frac{x}{t^{0,6}}\right)^{-3/2} \quad (13a)$$

$$e \sim \left(1 + a \cdot \frac{x}{t^{0,6}}\right)^{-5/2} \quad (14a)$$

$$T \sim \left(1 + a \cdot \frac{x}{t^{0,6}}\right) \quad (15a)$$

$$\ddot{u} \sim \left(1 + \frac{5}{2} a \cdot \frac{x}{t^{0,6}}\right) \quad (16a)$$

### 3. Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht

#### 1. Die Stossfront

Bei der stationären Theorie war von der Voraussetzung ausgegangen worden, dass  $\gamma$ , das Verhältnis der spezifischen Wärmen, konstant blieb oder sich höchstens in der Front sprunghaft änderte. Hinter der Front muss sich also sofort wieder thermisches Gleichgewicht einstellen. Die Homologielösungen, die den instationären Fall beschreiben, sind überhaupt nur für  $\gamma = \text{const.}$  herzuleiten. Da aber der charakteristische Exponent  $K$  eine sehr schwache Funktion von  $\gamma$  ist ( $K(\gamma=1,1) = 0,431$ ;  $K(\gamma=1,4) = 0,400$ ;  $K(\gamma=1,66) = 0,389$ ), wird ihre Anwendbarkeit durch örtliche und zeitliche Änderung von  $\gamma$  nicht wesentlich eingeschränkt und dann auch nicht unbedingt thermodynamisches Gleichgewicht gefordert. Natürlich kann an einer Sprungfläche, wie sie die Stossfront darstellt, überhaupt kein (noch nicht einmal lokales) thermisches Gleichgewicht herrschen.

Brinkschulte [4] hat zwar gezeigt, dass sich hinter Stosswellen in Wasserstoff im Geschwindigkeitsbereich bis  $M = 20$  das Dissociationsgleichgewicht sehr schnell einstellt, aber nicht alle Gleichgewichte brauchen dies Verhalten aufzuweisen. Z. B. haben McLaren et al [8] einen langsamen Anstieg der Elektronendichte hinter Stossfronten in Argon gemessen.

Auch der Begriff der "Stossfront" verliert seine Klarheit und Eindeutigkeit, wenn nicht mit scharfen Sprüngen der einzelnen Grössen gerechnet werden kann, und solche "Sprünge" der verschiedenen Parameter an unterschiedlichen Orten mit unterschiedlichem Anstieg stattfinden können. Im instationären Fall müsste eventuell sogar mit verschiedenen Geschwindigkeiten der "Sprünge" gerechnet werden. Daraus wird ersichtlich, dass eine theoretische Behandlung der Relaxationsprozesse ausserordentlich kompliziert ist. Deshalb ist ihre experimentelle Untersuchung besonders wichtig.



Abb. 4 Stosswellenrohr mit Korcaulennus und Vakuumkammerführung für den Hochleiter

Die Rohre waren entweder aus Pyrexglas mit 3 cm Innendurchmesser, oder sie waren aus Spiegelglas- oder Flexiglasplatten zusammengesetzt, so dass sich ein rechteckiger Innenquerschnitt von 3 x 3 cm<sup>2</sup> ergab (Abb. 5).



Die Laufrohre waren 50 bis 60 cm, der Elektrodenast ca. 15 cm lang. Darin waren Elektroden aus Stahl eingesittet, deren Form so gewählt war (siehe [4]), dass die Entladung in der Höhe des Hochleiters zündete, und dass die Stosswellen mit denen bei anderen Untersuchungen vergleichbar waren. Die untere Elektrode war direkt auf die geerdete Kollektorplatte des Energiespeichers montiert, während die obere gleichzeitig eine Elektrode der "Trigatron"-Schaltfunkenstrecke bildete.

Abb. 5 Querschnitt eines Rechteckrohres

IV. STOSSWELLENAPPARATUR

1. Das Stossrohr

Die Stosswellen wurden, wie schon erwähnt, in T-förmigen Rohren erzeugt, wie sie von Fowler [1] entwickelt (und von Kolb [2] verbessert) wurden. In Abb. 1 ist der Aufbau eines solchen Entladungsgefäßes skizziert:

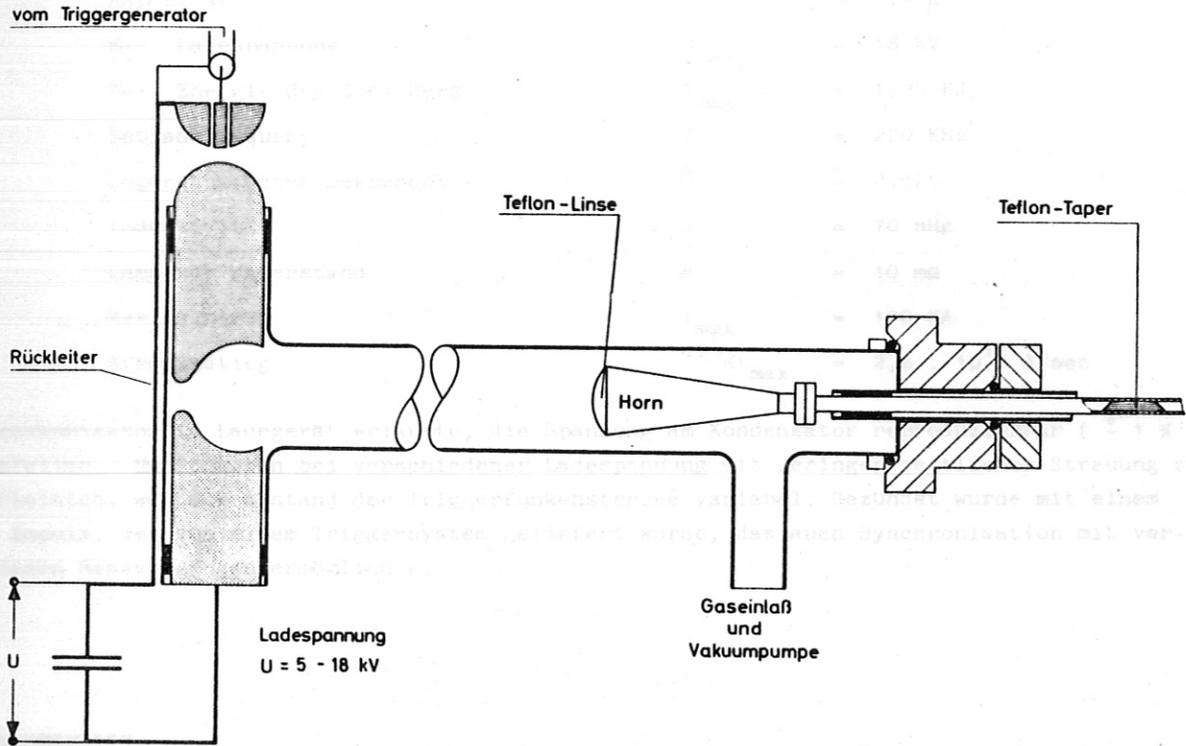
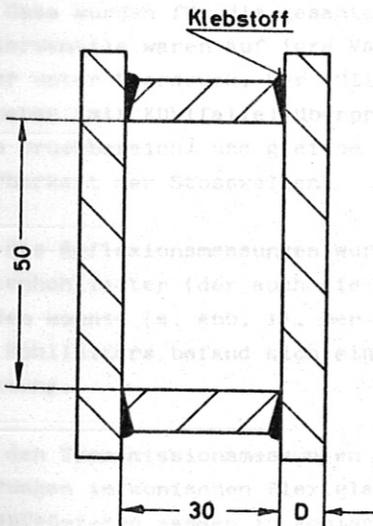


Abb. 1 Stosswellenrohr mit Hornantenne und Vakuumdurchführung für den Hohlleiter

Die Rohre waren entweder aus Pyrexglas mit 3 cm Innendurchmesser, oder sie waren aus Spiegelglas- oder Plexiglasplatten zusammengeklebt, so dass sich ein rechteckiger Innenquerschnitt von 3 x 5 cm<sup>2</sup> ergab (Abb. 2).



Die Laufrohre waren 50 bis 60 cm, der Elektrodenast ca. 15 cm lang. Darin waren Elektroden aus Stahl eingekittet, deren Form so gewählt war (siehe [4]), dass die Entladung in der Höhe des Rückleiters zündete, und dass die Stosswellen mit denen bei anderen Untersuchungen vergleichbar waren. Die untere Elektrode war direkt auf die geerdete Kollektorplatte des Energiespeichers montiert, während die obere gleichzeitig eine Elektrode der "Trigatron"-Schaltfunkenstrecke bildete.

Abb. 2 Querschnitt eines Rechteckrohres

## 2. Energiespeicher

Die Energie war in einem Bosch-MP-Kondensator gespeichert. Der Kreis: Kondensator, Bandleiter, Entladungsstrecke, Triggerfunkenstrecke, Rückleiter (der zur zusätzlichen magnetischen Beschleunigung eng den Elektrodenast des Entladungsrohres entlanggeführt war), war möglichst induktionsarm aufgebaut.

Die Daten dieses Schwingkreises waren:

Kapazität	C	=	7,7 $\mu$ F
Max. Ladespannung	U <sub>max</sub>	=	18 KV
Max. Energie des Speichers	E <sub>max</sub>	=	1,25 KJ
Entladefrequenz	f	=	220 KHz
Logarithmisches Dekrement	$\Lambda$	=	0,325
Induktivität	L	=	70 nHg
Ohmscher Widerstand	R	=	10 m $\Omega$
Maximalstrom	i <sub>max</sub>	=	190 KA
Stromanstieg	di/dt <sub>max</sub>	=	2,6 $\cdot 10^{11}$ A/sec

Ein Messkontakt im Ladegerät erlaubte, die Spannung am Kondensator reproduzierbar ( $\pm 1\%$ ) einzustellen. Um Schalten bei verschiedener Ladespannung mit geringer zeitlicher Streuung zu gewährleisten, war der Abstand der Triggerfunkenstrecke variabel. Gezündet wurde mit einem 14 KV Impuls, der von einem Triggersystem geliefert wurde, das auch Synchronisation mit verschiedenen Messvorgängen ermöglichte.

## 1. Theoretische Überlegungen

a) Reflexion elektromagnetischer Wellen an einer Grenzfläche

## 3. Vakuumsystem

Das Entladungsrohr konnte mit einem Balzers-Pumpstand PST 170 (Drehschiebervorpumpe und Oildiffusionspumpe) auf einige  $10^{-6}$  Torr evakuiert werden. Die Leckzahl  $< 10^{-5}$  Torr l/sec und ein Puffervolumen von 20 l erlaubten es, über eine genügend lange Zeit nach Einlass des Gases (ca. 1 min.) die Anzahl der Fremdmoleküle (im wesentlichen N<sub>2</sub>) in der selben Größenordnung zu halten wie im eingefüllten Gas (Verunreinigungsgrad  $< 10^{-5}$  bei H<sub>2</sub>,  $< 10^{-4}$  bei Argon).

Die Gase wurden für die gesamten Messungen aus den selben Stahlflaschen entnommen. Die Reduzierventile waren auf ihre Vakuumdichtigkeit überprüft worden, blieben aber zur Sicherheit immer unter Überdruck. Der Fülldruck wurde mit einem Quecksilber-Kompressions-Manometer nach Kammerer (mit Kühlfalle) überprüft. Genügende Einstellgenauigkeit des Druckes (1 bis 5 %, je nach Druckbereich) und gleiche Zusammensetzung des Arbeitsgases sind wichtig für die Reproduzierbarkeit der Stosswellen.

Für die Reflexionsmessungen wurde eine Vakuumdurchführung konstruiert, durch die der Mikrowellenhohlleiter (der auch die Antenne trug) in das Entladungsgefäß verschiebbar eingeführt werden konnte (s. Abb. 1). Der Hohlleiter selbst war in ein Glasrohr eingeklebt. Im Inneren des Hohlleiters befand sich ein Teflonkeil als für die Mikrowellen reflexionsfreie Vakuumdichtung.

Bei den Transmissionsmessungen mit der Lecherleitung wurden die 0,1 mm dicken Drähte durch Bohrungen in konischen Plexiglaspröpfchen quer durch das Entladungsrohr geführt. Die Plexiglaspröpfchen sassen in konischen Löchern, die in die Rohrwand eingeschliffen waren. Zur Dichtung wurde ein reversibler bei 50° C weicher Kitt aus Bienenwachs und Kollophonium benutzt, der das leichte Spannen der empfindlichen Drähte erlaubte.

V. EXPERIMENTE

A) Reflexionsmessungen

Am Schluss des theoretischen Kapitels war schon darauf hingewiesen worden, dass mit der Existenz verschiedener "Fronten" gerechnet werden muss. Brinkschulte [4] hat wie üblich als "Stossfront" den Sprung in der (Massen-) Dichte definiert, der in dem von ihm untersuchten Bereich den Rankine-Hugoniot-Gleichungen genügt. Er hat auch gezeigt, dass der ebenen Stossfront eine meistens nicht ebene "Leuchtfrent" folgt, die bei Machzahlen M 20 langsamer ist.

Das Bild würde wesentlich vervollständigt, wenn die folgenden Fragen beantwortet werden könnten: Ist die "Stossfront" mit der oder einer Elektronendichtefront identisch? Wenn nicht: Mit welcher Geschwindigkeit läuft letztere? Wie gross ist die Elektronendichte hinter den Fronten? Sind Sprünge in der Elektronendichte "scharf" ?

Das Ziel der Reflexionsmessungen mit einem 4 mm - Interferometer, über die in diesem Abschnitt berichtet werden soll, war, die ersten beiden der obigen Fragen zu beantworten. Die Geschwindigkeitsmessungen sollten unter Ausnutzung des Dopplereffektes erfolgen.

Abb. 3 Zur Reflexion einer elektromagnetischen Welle  
a) Sprunghafter Übergang im Brechungsindex, Grenzfläche bei z = 0,  
E<sub>t</sub> = transmittierte Welle.

1. Theoretische Überlegungen

a) Reflexion elektromagnetischer Wellen an einer Grenzschicht

Zur Berechnung des Reflexionsfaktors werden aus den Lösungen der Wellengleichung die mit den  
Wenn eine elektromagnetische Welle senkrecht auf eine Übergangsstelle zwischen zwei Medien (z. B. zwischen Vakuum und ionisiertem Gas) auftrifft, wird sie teilweise reflektiert. Dabei sollen hier 2 Fälle untersucht werden, scharfer Übergang (also Sprung im Dielektrikum) und kontinuierlicher Übergang (also dw/dz (s. Abb. 3) endlich im Übergangsbereich). Die Fortpflanzungsrichtung der Welle soll dabei immer erhalten bleiben, muss also senkrecht zur Sprungfläche bzw. zu Ebenen konstanten Brechungsindex sein. Daran soll auch bei späteren theoretischen Untersuchungen festgehalten werden. Der räumlich vektorielle Charakter von E und H braucht deshalb nicht besonders hervorgehoben zu werden. Dagegen sollen durch vektorielle Schreibweise immer komplexe Grössen gekennzeichnet werden, z. B.

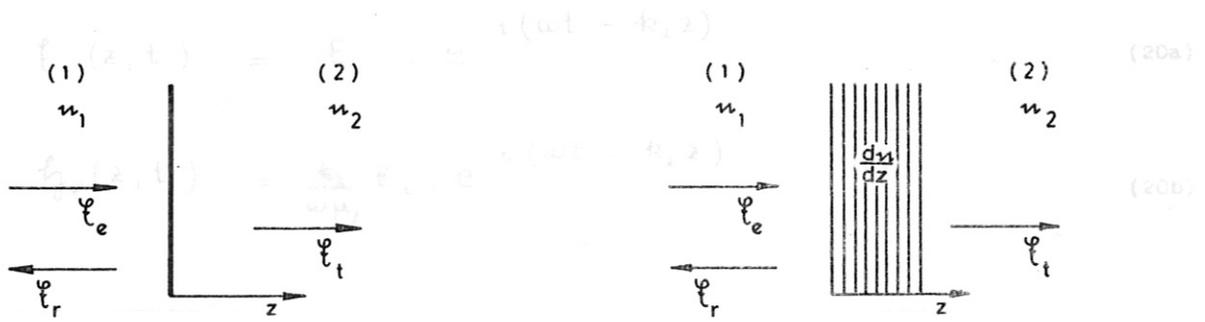
$$\xi(z, t) = E \cdot e^{i(\omega t - kz)}$$

α) Scharfer Übergang (Abb. 3a) Im linken Halbraum (1) habe das (homogene) Medium die Dielektrizitätskonstante ε<sub>1</sub> bzw. den Brechungsindex n<sub>1</sub>(z), im rechten Halbraum (2) den Brechungsindex n<sub>2</sub>(z). An der Grenzfläche verändert sich n also sprunghaft.

Als Reflexionsfaktor wird das Verhältnis der Amplituden von reflektierter Welle ξ<sub>r</sub>(z, t) und einfallender Welle ξ<sub>e</sub>(z, t) bezeichnet (s. Abb. 3):

$$\xi_r(z, t) = -R \xi_e = e^{i(\omega t + kz)} \quad (17)$$

und für die transmittierte:



Die Randbedingungen fordern an der Stelle  $z = 0$  (weil  $\vec{E}$  und  $\vec{H}_{\text{tang}}$  stetig sein müssen):

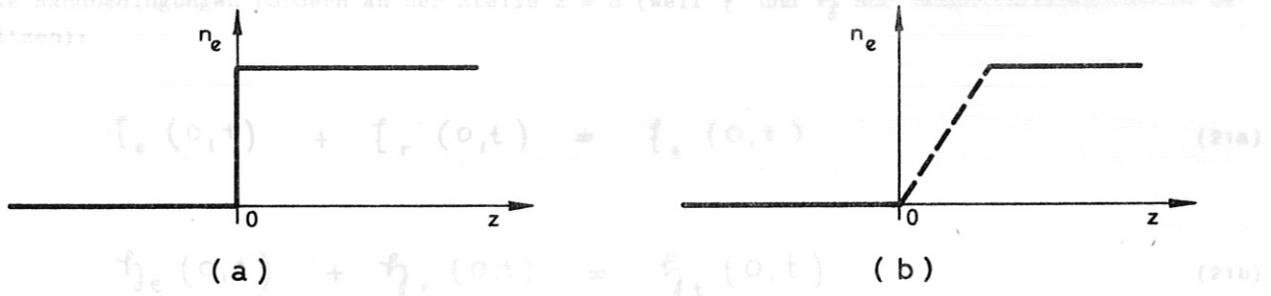


Abb. 3 Zur Reflexion einer elektromagnetischen Welle

- a) Sprunghafter Übergang im Brechungsindex. Grenzfläche bei  $z = 0$ ,  $\vec{E}_t =$  transmittierte Welle.
- b) Kontinuierlicher Übergang zwischen den Medien.

Zur Berechnung des Reflexionsfaktors werden aus den Lösungen der Wellengleichung die mit den Randbedingungen ( $\vec{E}_{\text{tang}}(z=0)$  stetig,  $\vec{H}_{\text{tang}}(z=0)$  stetig) verträglichen ausgewählt. Für die einfallende Welle gilt:

$$\vec{E}_e(z, t) = E_e \cdot e^{i(\omega t - k_1 z)} \quad (18a)$$

$$\vec{H}_e(z, t) = \frac{k_1}{\omega \mu_1} E_e e^{i(\omega t - k_1 z)} \quad (18b)$$

$$R = \frac{E_r}{E_e} = \frac{k_1 \mu_2 - k_2 \mu_1}{k_1 \mu_2 + k_2 \mu_1} = \frac{1 - n_2}{1 + n_2} \quad (19)$$

für die reflektierte:

$$\vec{E}_r(z, t) = E_r \cdot e^{i(\omega t + k_1 z)} \quad (19a)$$

$$\vec{H}_r(z, t) = -\frac{k_1}{\omega \mu_1} E_r \cdot e^{i(\omega t + k_1 z)} \quad (19b)$$

und für die transmittierte:

$$\mathcal{E}_t(z, t) = E_t \cdot e^{i(\omega t - k_2 z)} \quad (20a)$$

$$\mathcal{H}_t(z, t) = \frac{k_2}{\omega \mu_2} E_t \cdot e^{i(\omega t - k_2 z)} \quad (20b)$$

Die Randbedingungen fordern an der Stelle  $z = 0$  (weil  $\mathcal{E}$  und  $\mathcal{H}$  nur Tangentialkomponenten besitzen):

$$\mathcal{E}_e(0, t) + \mathcal{E}_r(0, t) = \mathcal{E}_t(0, t) \quad (21a)$$

$$\mathcal{H}_e(0, t) + \mathcal{H}_r(0, t) = \mathcal{H}_t(0, t) \quad (21b)$$

Werden (18, 19, 20) in (21) eingesetzt, so ergeben sich

$$E_e + E_r = E_t \quad (22a)$$

$$\frac{k_1}{\mu_1} (E_e - E_r) = \frac{k_2}{\mu_2} E_t \quad (22b)$$

Für den Quotienten  $\mathcal{R} = E_r/E_e$  ergibt sich daraus

$$\mathcal{R} = \frac{E_r}{E_e} = \frac{k_1 \mu_1 - k_2 \mu_2}{k_1 \mu_1 + k_2 \mu_2} = \frac{1 - n}{1 + n} \quad (23)$$

In den hier interessierenden Fällen ist immer  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ , und für die Grenze Vakuum - Plasma ist  $n_1 = n_{\text{vak}} = 1$ , also  $n = n_2 = n_{\text{plasma}}$ .  $k_1 = \omega n_{\text{vak}}/c$  ist dann reell und nur  $k_2 = \omega n_{\text{pe}}/c$  komplex.

Abb. 1 Reflexionsfaktor an einer Medien­grenze als Funktion der Elektronendichte (Parameter ist die Stossfrequenz).

Der Brechungsindex eines magnetfeldfreien Plasmas ist bekanntlich [9] in guter Näherung

$$n_{pe} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 - i \nu / \omega} \quad (24)$$

mit  $\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}$  = Plasmafrequenz der Elektronen

- $\omega$  = Frequenz der elektromagnetischen Welle
- $\nu$  = Stossfrequenz (Elektronen - schwere Teilchen)
- $n_e$  = Elektronendichte im Plasma
- $e$  = Elementarladung
- $m_e$  = Elektronenmasse
- $\epsilon_0$  = Dielektrizitätskonstante des Vakuums.

Mit einem Elektronenrechner wurde der Reflexionsfaktor für den Übergang Vakuum - Plasma als Funktion der Elektronendichte mit der Stossfrequenz  $\nu$  als Parameter berechnet. Dabei wurden für  $\nu$  bzw. den Quotienten  $\nu/\omega$  verschiedene Werte zwischen  $\nu/\omega = 0$  und  $\nu/\omega = 0,1$  angenommen, womit der für die Stossfrequenz in Frage kommende Bereich überdeckt ist. Die Abhängigkeit  $\mathcal{R}(n_e)$  ist in Abb. 4 dargestellt.

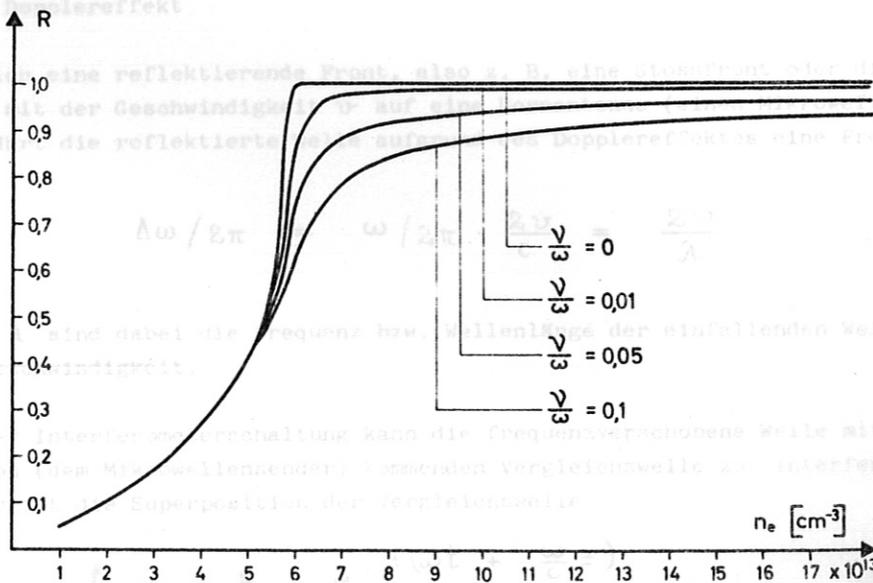


Abb. 4 Reflexionsfaktor an einer Mediengrenze als Funktion der Elektronendichte (Parameter ist die Stossfrequenz).

β) Kontinuierlicher Übergang (Abb. 3b) Wenn der Übergang zwischen den beiden Medien (z. B. Vakuum - Plasma) nicht sprunghaft sondern kontinuierlich verläuft, ist der Reflexionsfaktor viel schwieriger zu ermitteln. Um  $\tilde{E}_e$  bzw.  $\tilde{E}_r$  und  $\tilde{E}_e$  bzw.  $\tilde{E}_r$  der im Plasma in positiver bzw. negativer Richtung fortschreitenden Welle herzuleiten, wird angenommen, dass das Plasma aus diskreten Schichten gleicher Dicke mit homogener Elektronendichte besteht. Dann können die Gleichungen für die hin- und die rücklaufende Welle in jeder Schicht aufgestellt werden. Durch Umwandlung in Differenzgleichungen und Grenzübergang zu unendlich dünnen Schichten (der Dicken dz) ergeben sich die Gleichungen (siehe dazu z. B. [10]):

$$\frac{dE_e}{dz} = -i \frac{\omega}{c} n E_e - \frac{1}{2n} \frac{dn}{dz} (E_e - E_r) \quad (25a)$$

$$\frac{dE_r}{dz} = +i \frac{\omega}{c} n E_r + \frac{1}{2n} \frac{dn}{dz} (E_e - E_r) \quad (25b)$$

Im Falle linearen Anstiegs sind die Lösungen des Differentialgleichungssystems (25) die AIRY-Funktionen, die tabelliert vorliegen [11]. Mit einem Elektronenrechner gelang es schliesslich Tutter und Hain [12], auch für verschiedene kompliziertere Dichteprofile Lösungen anzugeben.

b) Der Dopplereffekt

Wenn sich eine reflektierende Front, also z. B. eine Stossfront oder die Grenze einer Plasmawolke, mit der Geschwindigkeit  $v$  auf eine Hornantenne (einen Mikrowellenstrahler) zubewegt, so erfährt die reflektierte Welle aufgrund des Dopplereffektes eine Frequenzverschiebung

$$\Delta\omega / 2\pi = \omega / 2\pi \cdot \frac{2v}{c} = \frac{2v}{\lambda} \quad (26)$$

$\frac{\omega}{2\pi}$  bzw.  $\lambda$  sind dabei die Frequenz bzw. Wellenlänge der einfallenden Welle, und  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit.

In einer Interferometerschaltung kann die frequenzverschobene Welle mit einer direkt aus dem Klystron (dem Mikrowellensender) kommenden Vergleichswelle zur Interferenz gebracht werden. Dann ergibt die Superposition der Vergleichswelle

$$E_v = E_v \cdot e^{i(\omega t + \frac{\omega}{c} z)} \quad (27)$$

mit der frequenzverschobenen reflektierten Welle

$$E_r = E_r \cdot e^{i[(\omega + \Delta\omega)t + \frac{\omega + \Delta\omega}{c} z + \psi]} \quad (28)$$

Abb. 5. Mikrowelleninterferometer für Reflexionsmessungen in axialer Richtung (Guliche Bauart)

am fest gehaltenen Ort  $z_A$ , z. B. am Nachweisobjekt (einem Kristalldetektor mit quadratischer Kennlinie), die Gesamtfeldstärke

$$\begin{aligned} \underline{t}_{\text{tot}} &= e^{i\omega t} \left\{ E_V e^{i\frac{\omega}{c} z_A} + E_R \cdot e^{i\frac{\omega+\Delta\omega}{c} z_A} \cdot e^{i\psi} \cdot e^{i\Delta\omega t} \right\} \\ &= e^{i\omega t} \left\{ E_V^* + E_R^* \cdot e^{i\Delta\omega t} \right\} \end{aligned} \quad (29)$$

Für eine Arbeitsfrequenz  $\omega/2\pi = 70 \text{ GHz}$  ( $\lambda \approx 4 \text{ mm}$ ) ist  $\Delta\omega/2\pi$  nur einige MHz (entsprechend der Geschwindigkeit der Front). Dann stellt  $\underline{t}_{\text{tot}}$  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  $E_V^* + E_R^*$  und  $E_V^* - E_R^*$  ändert. Nur dieser Amplitudenschwankung kann der Detektor folgen. Er zeigt also die Dopplerverschiebung  $\Delta\omega$  an, während er die 70 GHz nicht mehr übertragen kann. Jeder  $\lambda/2$ -Verschiebung der Ionisationsfront ist ein Nulldurchgang des Signals zugeordnet.

## 2. Messanordnung

### a) Interferometeraufbau

Für die ersten Messungen wurde ein Reflexionsinterferometer der im mm-Wellenbereich üblichen Bauart benutzt (Abb. 5).

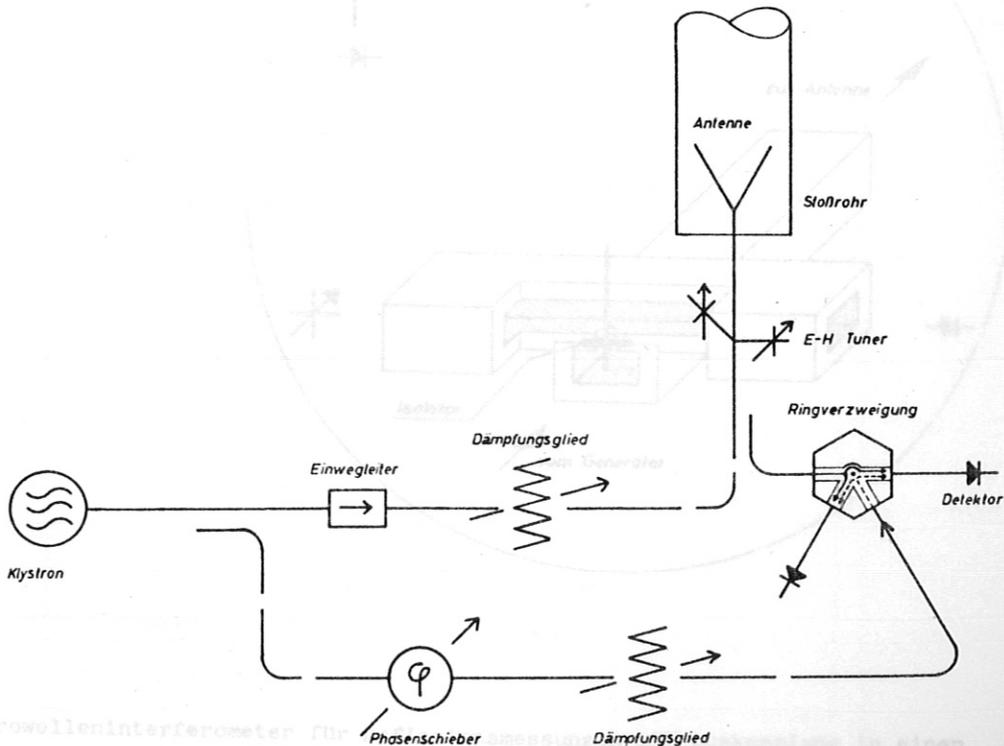


Abb. 6 Mikrowelleninterferometer für Reflexionsmessungen in axialer Richtung.

Abb. 5 4,3 mm-Mikrowelleninterferometer für Reflexionsmessungen in axialer Richtung (übliche Bauart)

Ein Richtkoppler verteilt dabei die aus dem Klystron kommende Leistung auf einen Mess- und einen Vergleichszweig. Das Signal des Messzweiges wird durch eine zweckmässig dimensionierte Hornantenne in das Stossrohr abgestrahlt. Die reflektierte Welle wird vom selben Horn wieder aufgenommen und über weitere Richtkoppler dem Vergleichssignal superponiert. Ein Detektor bringt das Interferenzsignal zur Anzeige. Richtkopplerelemente sind im 4 mm Bereich mit grossen Verlusten behaftet. Deshalb reichte die Leistung des Klystrons in dieser Anordnung nicht aus, um vernünftige Dopplersignale zu registrieren und Aussagen über die Geschwindigkeit der Fronten zu machen. Erst nachdem es gelungen war, einen leistungsfähigen variablen Koppler zu entwickeln (siehe Anhang), konnte ein Interferometer gebaut werden, das sich als genügend verlustarm erwies. Es ähnelt einer von Gerardo et al für Precursor-Messungen benutzten 3 cm-Apparatur [13].

Abb. 6 zeigt das neue Interferometer:

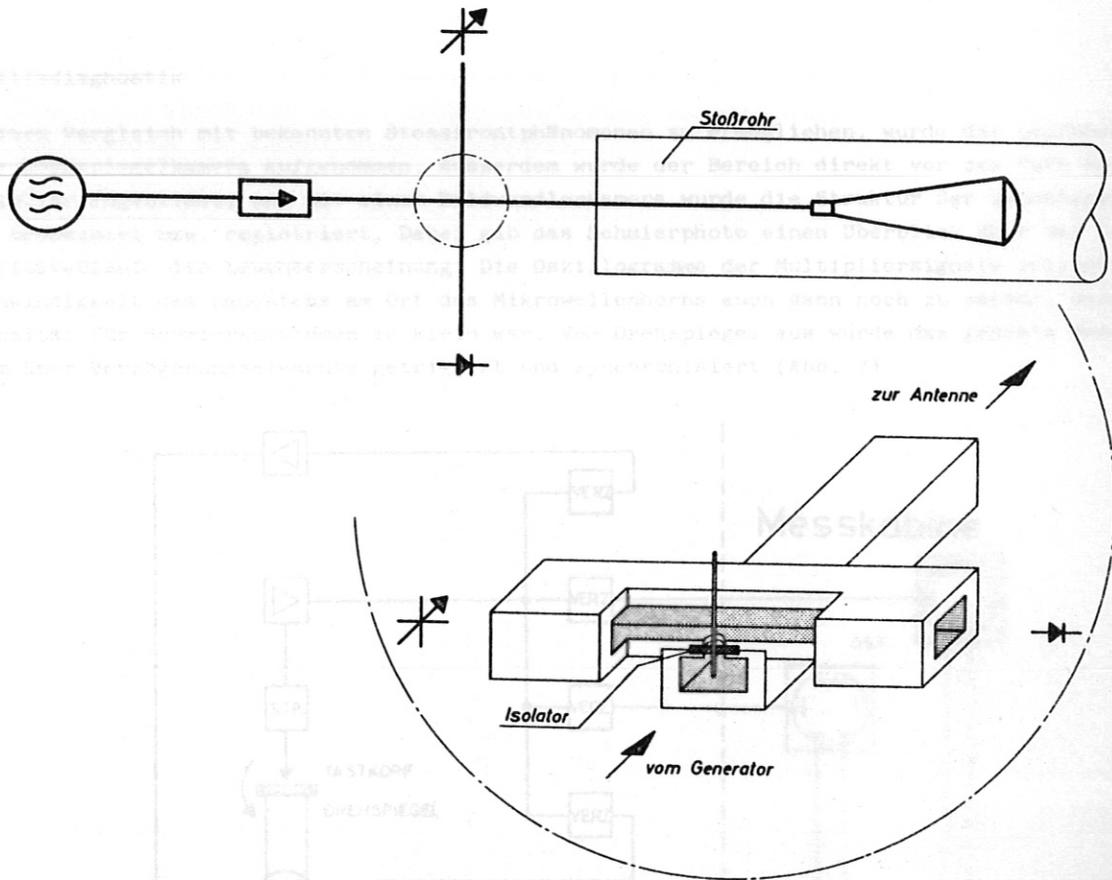


Abb. 6 Mikrowelleninterferometer für Reflexionsmessungen mit Auskopplung in einen Resonanzzweig.

Die im Klystron erzeugte Welle passiert eine Einwegleitung, und das 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 in den Hohlleiter ein kleines Silberdrähtchen als "Antenne" eingeführt. Es überträgt das Interferenzsignal in einen querliegenden Hohlleiter. Eine Kristalldiode am Ende der Querleitung nimmt das Dopplersignal ab. Mit "beweglichen Kurzschlüssen" wird die Querleitung an beiden Enden auf optimale Leistungsabgabe an den Detektor abgestimmt. Alle im folgenden beschriebenen Geschwindigkeitsmessungen wurden mit dieser Anordnung vorgenommen. Sie erwies sich etwa zehnmal 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 konnten.

Die Hornantenne befand sich bei allen Messungen im Stossrohr (s. Abb. 1). Mit einer Teflonlinse wurde ihre Richtcharakteristik verbessert. Ein Teflonkeil (Taper) im Hohlleiter (s. Anhang) als Vakuumabschluss und eine Durchführung in der Kabinenwand erlaubten die Bewegung der gesamten Mikrowellenapparatur und damit ein Verschieben der Antenne im Stosswellenrohr.

b) Hilfsdiagnostik

Um einen Vergleich mit bekannten Stossfrontphänomenen zu ermöglichen, wurde das Leuchten mit einer Drehspeigelkamera aufgenommen. Ausserdem wurde der Bereich direkt vor dem Horn auf zwei Multiplier abgebildet, und mit einer Bildwandlerkamera wurde die Struktur der Leuchterscheinung beobachtet bzw. registriert. Dabei gab das Schmierphoto einen Überblick über den Geschwindigkeitsverlauf der Leuchterscheinung. Die Oszillogramme der Multipliersignale erlaubten, die Geschwindigkeit des Leuchtens am Ort des Mikrowellenhorns auch dann noch zu messen, wenn die Intensität für Schmieraufnahmen zu klein war. Vom Drehspeigel aus wurde das gesamte Messprogramm über Verzögerungselemente getriggert und synchronisiert (Abb. 7)

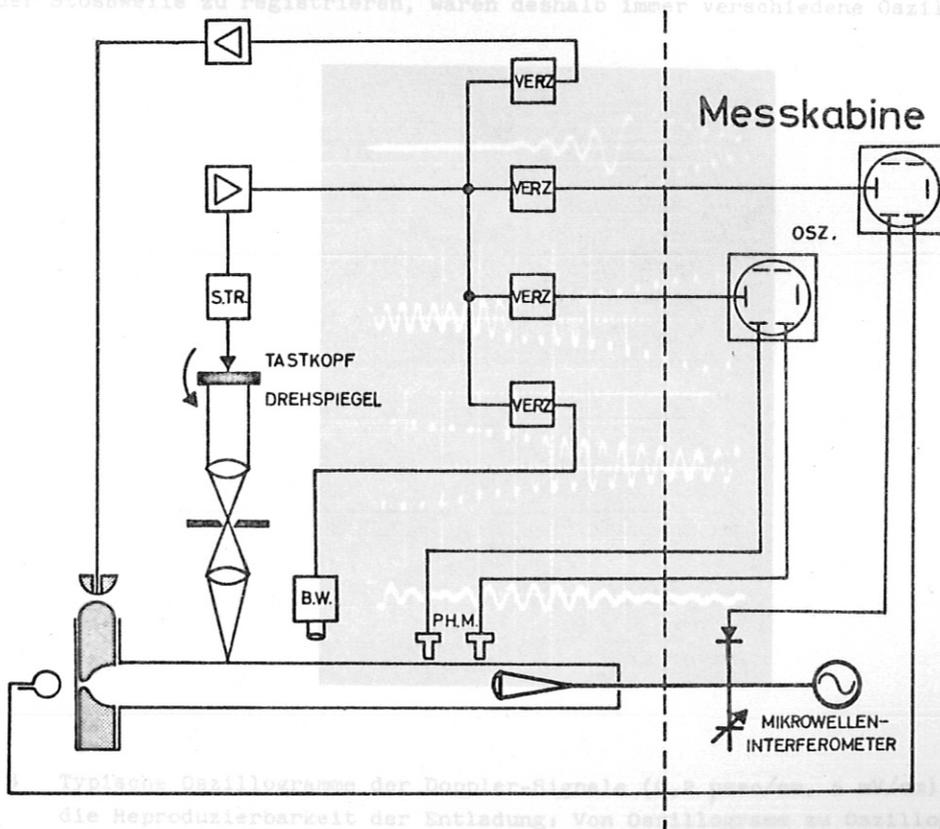


Abb. 7 Blockschaltbild der gesamten Messanordnung (PH.M. = Photomultiplier, B.W. = Bildwandlerkamera, S.TR. = Schmitt-Trigger)

### 3. Messungen

#### a) Voruntersuchungen und Messvorgang

Um Vergleiche mit Messungen von Brederlow [14], Cormack [3] und Brinkschulte [4] zu ermöglichen, wurde ebenfalls in Wasserstoff bei Drucken von 2 und 5 Torr gemessen. Durch Änderung der Ladespannung des Kondensators konnte die Stoss-Machzahl zwischen  $M = 5$  und  $M = 20$  variiert werden.

Ein wesentlicher Teil der Brinkschulte'schen [4] Messungen war im Abstand von ca. 50 cm von den Elektroden durchgeführt worden. Deshalb wurde die Antenne im allgemeinen so justiert, dass dieser Bereich noch mit beobachtet werden konnte.

In Vorversuchen waren aus Hornantennen verschiedener Bauart [15] und Teflonlinsen [16] verschiedener Brennweite diejenigen Systeme ausgewählt worden, die eine optimale Richtcharakteristik aufwiesen und besonders ebene Wellenfronten erwarten liessen. Obwohl die Hornantenne zur Vermeidung von Leistungsverlusten an Fenstern im Stossrohr angeordnet war (s. Abb. 1), brauchten keine Überschläge der Entladung auf das Horn befürchtet zu werden, denn die Antenne war mit der Messkabine verbunden, die als zentraler Erdpunkt auch massiven Kontakt mit einer Elektrode der Entladungsstrecke hatte. Auch die Teflonkeile zur Vakuumdichtung im Hohlleiter waren auf ihre Verluste hin untersucht worden.

Vor Beginn der eigentlichen Messungen wurden scharfe Dichtesprünge der Elektronen im Stossrohr dadurch simuliert, dass Metallkolben in einem Glasrohr auf die Hornantenne zubewegt wurden. Selbst wenn die Oberfläche dieser Kolben sehr schräg zur Bewegungsrichtung verlief, ergaben sich noch Signale mit auswertbaren Amplituden.

Die Messungen am eigentlichen Objekt, den Stosswellen, ergaben die erwarteten Dopplersignale. Abb. 8 zeigt eine typische Oszillogrammserie. Die Stosswellen erreichten nach ca. 20  $\mu\text{sec}$  das Horn (je nach Ladespannung), womit die Dopplersignale endeten (s. Abb. 10). Da keine konstante Geschwindigkeit der "Ionisationsfront" erwartet werden konnte, also die Dopplerfrequenz  $\Delta\omega$  eine Funktion der Zeit sein musste, war eine hohe Zeitablenkung auf dem Oszillografenschirm nötig (z. B. 0,2  $\mu\text{sec}/\text{cm}$ ), um momentane Geschwindigkeiten ermitteln zu können. Um den Gesamtverlauf der Stosswelle zu registrieren, waren deshalb immer verschiedene Oszillogramme mit

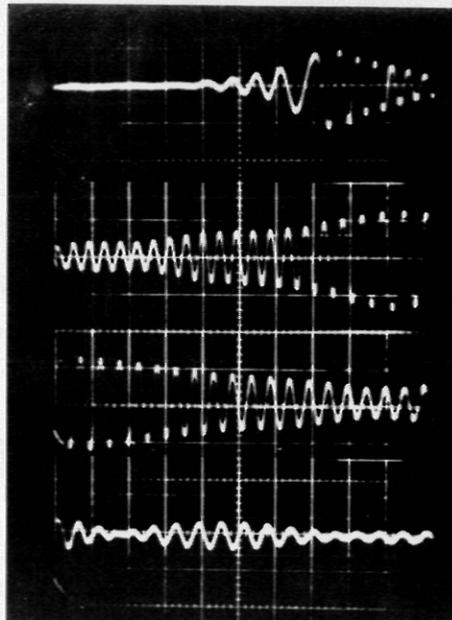


Abb. 8 Typische Oszillogramme der Doppler-Signale (0,2  $\mu\text{sec}/\text{cm}$ , 5 mV/cm). Bemerkenswert ist die Reproduzierbarkeit der Entladung: Von Oszillogramm zu Oszillogramm wurde die Verzögerungszeit um 2  $\mu\text{sec}$  verlängert, so dass alle Oszillogramme aneinander anschliessen.

mit unterschiedlichen Triggerzeitverzögerungen nötig. Abb. 8 lässt erkennen, dass die Reproduzierbarkeit der Stosswellen so gut war, dass die verschiedenen Oszillogramme sich genau aneinanderfügen. Diese Reproduzierbarkeit wurde jedoch nur erreicht, wenn nach jedem Schuss das Entladungsgefäß evakuiert wurde und mit frischem Gas bei sorgfältiger Einstellung des gleichen Druckes gefüllt wurde. Ebensovichtig für die Reproduzierbarkeit war die genaue Einstellung der gleichen Ladespannung. Mit jedem Mikrowellenoszillogramm war eine Schmieraufnahme oder ein Multiplieroszillogramm verbunden, so dass immer der Anschluss an andere Messungen und eine Kontrolle möglich waren.

b) Normale Signale

α) Die Auswertung der Dopplersignale ergibt die Geschwindigkeit der die Mikrowellen reflektierende Front, indem die Wellenlänge (4,3 mm) durch die doppelte Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima der Signale dividiert wird.

$$\frac{\lambda}{2\tau} = v \quad (26)$$

Als Wellenlänge kommt praktisch nur die Vakuumwellenlänge in Frage, da sich keine anderen Moden im Stossrohr ausbreiten können.

Im allgemeinen sind die Dopplersignale gut auswertbar. Ihre Amplituden zeigen meistens nur geringe Schwankungen (s. Abb. 8), die z. B. darauf zurückgeführt werden könnten, dass die reflektierende Front nicht immer parallel zu den Wellenflächen steht. Mit den verschiedenen Ladespannungen des Kondensators als Parameter lassen sich damit die Geschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Zeit darstellen. Für  $p = 5$  Torr ist ihr Verhältnis in Abb. 9 wiedergegeben.

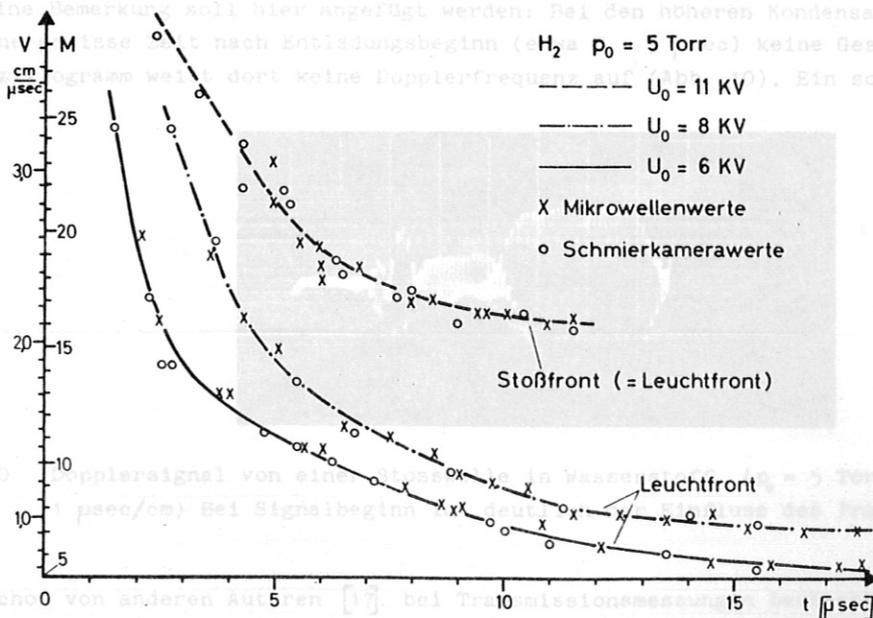


Abb. 9 v-t-Diagramm von Leucht- und Stoßfronten aus Mikrowellen und Schmierkamerawerten. (Parameter ist die Ladespannung des Kondensators)

Manchmal allerdings schwanken die Amplituden der Signale ganz erheblich. Es treten charakteristische Schwebungen auf, wie sie in Abb. 11 zu sehen sind. Solche Signale wurden nicht in die oben geschilderte Auswertung einbezogen. Die Ursachen für die Schwebungen sollen noch diskutiert werden.

β) Deutung. Eine Zuordnung der mit Mikrowellen gemessenen Geschwindigkeiten zu den anderen beobachteten Phänomenen ergab sich durch Vergleich mit solchen Geschwindigkeiten, die aus Schmierfotos gewonnen wurden. Es zeigte sich, dass beide Geschwindigkeiten zu allen Zeiten recht gut übereinstimmten (siehe dazu Abb. 9).

Da die Brinkschulte'schen Messungen [4] darüberhinaus ergeben hatten, dass bei 6 und 8 KV die Stossfront mit erheblich höherer Geschwindigkeit der Leuchtfront vorseilt, kann kein Zweifel daran bestehen, dass die Reflexion der Mikrowellen bei den diesen Spannungen entsprechenden kleinen Geschwindigkeiten von der Leuchtfront verursacht wird - siehe Hinweis in Abb. 9. (Reflektierende und leuchtende Schicht bewegen sich mit derselben Geschwindigkeit, brauchen sich aber nicht notwendig auch räumlich zu decken.) Das heisst auch, dass die Stossfront in diesen Geschwindigkeitsbereichen höchstens mit einem minimalen Sprung in der Elektronendichte verbunden sein kann, oder dass die Elektronendichte in ihr so langsam ansteigt, dass keine Reflexion erfolgt.

Anders ist die Situation bei 11 KV. Bei dieser Ladespannung hatte Brinkschulte [4] gemessen, dass Stossfront und Leuchtfront dieselbe Geschwindigkeit besitzen, wenn sie auch noch nicht miteinander verschmolzen sind. Deshalb kann hier noch nicht gesagt werden, welche der beiden Fronten die Mikrowellen reflektiert. Nach Diskussion der Oszillogramme, die Schwebungen aufweisen, wird sich aber zeigen, dass es vermutlich die Stossfront ist.

Noch eine Bemerkung soll hier angefügt werden: Bei den höheren Kondensatorladespannungen ist für eine gewisse Zeit nach Entladungsbeginn (etwa 3 - 5  $\mu$ sec) keine Geschwindigkeit messbar. Das Oszillogramm weist dort keine Dopplerfrequenz auf (Abb. 10). Ein solches Verhalten wurde

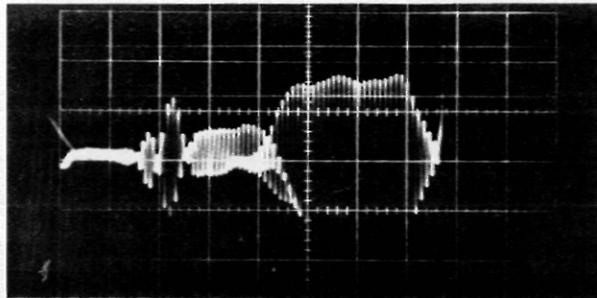


Abb. 10 Dopplersignal von einer Stosswelle in Wasserstoff. ( $p_0 = 5$  Torr,  $U_0 = 11$  KV, 1  $\mu$ sec/cm) Bei Signalbeginn ist deutlich der Einfluss des Precursors zu sehen.

auch schon von anderen Autoren [17] bei Transmissionsmessungen beobachtet und damit erklärt, dass in T-Rohren bei steigenden Machzahlen die Elektronendichte vor der Stossfront durch Precursor-Ionisation so gross wird, dass die Wellen nicht bis zur Front durchdringen können. Nach einer gewissen Zeit aber ist der Raum im Stossrohr wegen der Rekombination zwischen Ionen und Elektronen für die Mikrowellen wieder durchlässig, so dass Dopplersignale beobachtet werden können. Die späteren Transmissionsmessungen werden die obige Deutung bestätigen.

c) Signale mit Schwebungen

Auch aus Signalen von der Art, wie sie in Abb. 11 wiedergegeben sind, und die in die erste Auswertung nicht einbezogen worden waren, hätte ein Geschwindigkeitsverlauf ermittelt werden können. Die Abweichungen der Amplituden sind aber so drastisch, dass sie keinesfalls mehr mit Schwankungen der reflektierenden Front zu erklären sind (mit Schwankungen, denen die Lichtfront bekanntermassen [3] unterliegt). Vielmehr handelt es sich ganz eindeutig um Schwebungen.

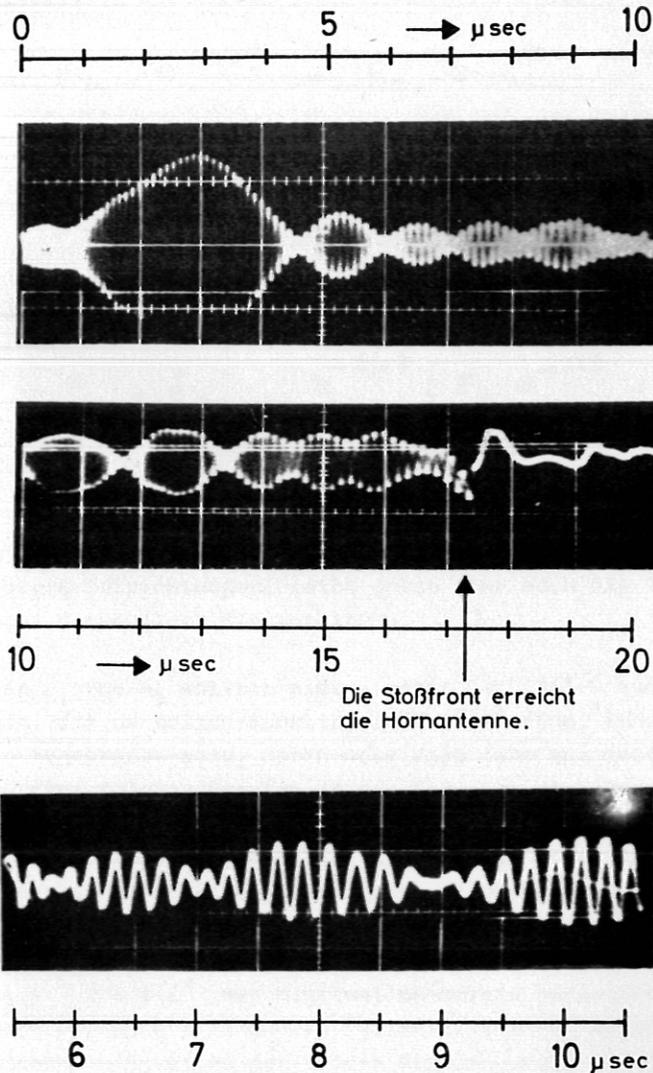


Abb. 11 Dopplersignale mit Schwebungen

α) Schwebungen: Wenn sich zwei harmonische Schwingungen mit benachbarten Frequenzen addieren, treten Schwebungen auf. Es liegt also sehr nahe, auch die hier vorliegende Signalform als Folge der Überlagerung zweier (eng beieinander liegender) Dopplerfrequenzen

$$\omega_1 = \Delta\omega + \Omega \quad \text{und} \quad \omega_2 = \Delta\omega - \Omega \quad (30)$$

zu deuten.

Die superponierenden elektrischen Felder haben (ähnlich den vorangegangenen Betrachtungen über den Dopplereffekt selbst) am Ort des Antennendrähchens die Form

$$\mathcal{E}_{D_1} = E_{D_1} \cdot e^{i\omega_1 t} = E_{D_1} \cdot e^{i(\Delta\omega + \Omega)t} \quad (31a)$$

bzw. 
$$\mathcal{E}_{D_2} = E_{D_2} \cdot e^{i\omega_2 t} = E_{D_2} \cdot e^{i(\Delta\omega - \Omega)t} \quad (31b)$$

die resultierende Feldstärke also

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{ges} &= \mathcal{E}_{D_1} + \mathcal{E}_{D_2} = e^{i\Delta\omega t} \left\{ E_{D_1} \cdot e^{i\Omega t} + E_{D_2} \cdot e^{-i\Omega t} \right\} \\ &= e^{i\Delta\omega t} \cdot A \cdot \cos(\Omega t + \Phi) \end{aligned} \quad (32)$$

Im Gegensatz zu früheren Betrachtungen bleibt jetzt aber auch die Trägerfrequenz  $\Delta\omega$  sichtbar. Die Schwebungsfrequenz  $\Omega$  moduliert die Amplitude.

Den beiden Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  sollten also - wegen Gl. (26) - auch zwei Geschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$  entsprechen, die natürlich Funktionen der Zeit sind. Ihnen müssen auch zwei reflektierende Fronten zugeordnet sein, deren Orte sich dann aus Geschwindigkeit und Zeit ermitteln lassen. Dass zwei solcher Fronten in den Signalen sichtbar werden, ist auch verständlich. Zwar sind nur sehr wenige Elektronen in der Stossfront zu erwarten, deren Zahl aber mit wachsender Geschwindigkeit zunehmen wird [18] [19]. Da die Stossfront aber scharf und eben ist [4], können diese Elektronen einen relativ guten "Spiegel" bilden, der sicherlich noch teildurchlässig sein wird. Erst in der Leuchtfrente werden - wie Cormack [3] schon zeigte - Elektronendichten von  $10^{16}$  bis  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  auftreten. Es muss also in Betracht gezogen werden, dass die Stossfront einen Teil der Mikrowellenenergie reflektiert, dass aber ein anderer Teil erst von der nachfolgenden Plasmawolke reflektiert wird. Ausserdem sind, wie Brinkschulte [4] zeigte, die Geschwindigkeiten der beiden Erscheinungen von derselben Grössenordnung, so dass die beiden Dopplersignale zu Schwebungen Anlass geben können.

β) Vergleich und Deutung: Unter Berücksichtigung der vorstehenden Überlegungen wurden aus den schwebungsbehafteten Signalen jeweils zwei Geschwindigkeiten ermittelt. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 12 wiedergegeben. Der Vergleich mit Schmierkammermessungen zeigt deutlich, dass die geringe Geschwindigkeit die der Leuchtfrente ist. Darüberhinaus macht ein Vergleich mit Brinkschultes [4] interferometrischen Messungen der Stossfrontgeschwindigkeit auch sichtbar, dass es sich bei der mit Mikrowellen gemessenen höheren Geschwindigkeit um die letztere handelt.

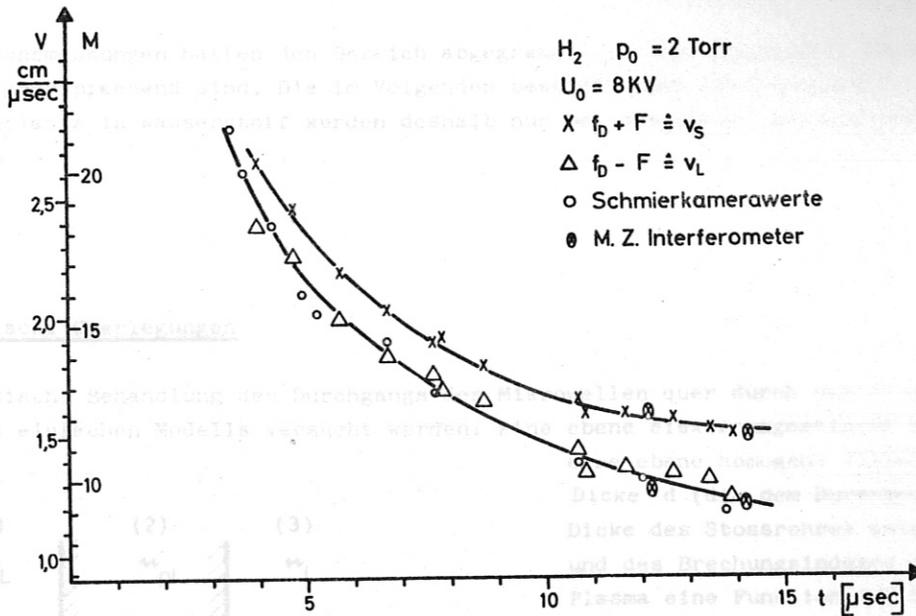


Abb. 12 v-t-Diagramm von Leuchtfrent (untere Kurve) und Stossfrent (obere Kurve)

Die Elektronendichte muss also in der Stossfrent steil ansteigen - denn nur ein "sprunghafter" Anstieg fñhrt zur Reflexion.

Hier muss auch vermerkt werden, dass die von beiden Fronten reflektierten Wellen etwa die gleichen Amplituden aufweisen mñssen, um zu Schwebungen zu fñhren, wie sie in Abb. 11 zu sehen sind.

Die obigen Ergebnisse liefern auch die Begrñndung fñr die schon frñher aufgestellte Behauptung, dass es sich bei den aus "normalen" Signalen ermittelten hñheren Geschwindigkeiten (bei hñheren Ladespannungen) wahrscheinlich um die Geschwindigkeit der Stossfrent handelt.

#### 4. Diskussion

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen machen im wesentlichen Aussagen ùber die Leuchtfrent, ergñnzen also vor allem die Untersuchungen anderer Autoren, die nur die Leuchtfrent beobachten konnten.

Darùberhinaus zeigen die Reflexionsmessungen aber auch, dass die Stossfrent, schon bevor die Leuchtfrent bis zu ihr vordringt, mit einem Elektronendichtesprung verbunden ist. Die Frage nach seiner Schãrfe und Gròsse kann hier allerdings noch nicht beantwortet werden.

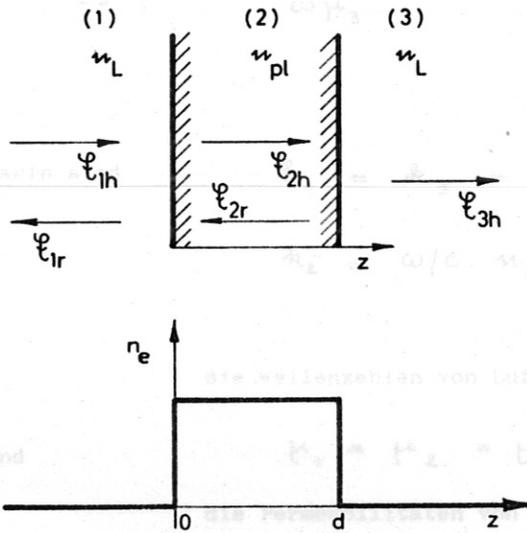
Wãhrend die Leuchtfrent (in Struktur, Lichtintensitãt und Geschwindigkeit) wesentlich von der Stossentladung beeinflusst wird, sind die die Stossfrent charakterisierenden gasdynamischen Gròssen, wie Brinkschulte [4] zeigen konnte, praktisch unabhãngig vom Entladungsmechanismus, da die Stosswellen bei gleichem Druck und gleicher Geschwindigkeit die gleichen Eigenschaften haben, solange die Leuchtfrent nicht bis in die Stossfrent vordringt. Ob diese Feststellung sich auch auf die Elektronendichte hinter der Stossfrent bezieht, kann hier noch nicht entschieden werden. Allgemeingùltige Aussagen kñnnen erst von Transmissionsmessungen erwartet werden. Die bisher gewonnenen Ergebnisse zeigen allerdings, dass solche Transmissionsmessungen in Wasserstoff nur fñr Geschwindigkeiten mit  $M \leq 10$  Erfolg versprechen.

B) Transmissionsmessungen

Die Reflexionsmessungen hatten den Bereich abgegrenzt, in dem Transmissionsmessungen überhaupt erfolgversprechend sind. Die im Folgenden beschriebenen Untersuchungen des Elektronendichteverlaufs in Wasserstoff wurden deshalb nur bei Stoßfront-Geschwindigkeiten  $\leq M = 10$  unternommen.

1. Theoretische Überlegungen

Die theoretische Behandlung des Durchgangs der Mikrowellen quer durch das Stoßrohr soll mit Hilfe eines einfachen Modells versucht werden: Eine ebene elektromagnetische Welle durchläuft



eine ebene homogene Plasmaschicht der Dicke  $d$  (die dem Durchmesser bzw. der Dicke des Stoßrohres entspricht,  $d = 3$  cm) und des Brechungsindex  $n$ , der bei einem Plasma eine Funktion der Elektronendichte und der Stoßfrequenz ist,  $n = n(n_e, \nu)$  (siehe Gleichung (24)). Die Fortpflanzungsrichtung der Welle sei senkrecht zu den Grenzflächen des Plasmas. (Dieser Fall ist von verschiedenen Autoren [20] behandelt worden.) Diese Betrachtungen stellen also eine Erweiterung der in Kapitel VA1 angeestellten Überlegungen zur Reflexion von Wellen an scharfen Übergängen dar und damit auch den zweiten Schritt bei der dortigen Behandlung des kontinuierlichen Überganges.

Abb. 13 Zum Verhalten einer ebenen elektromagnetischen Welle an einer homogenen Plasmaschicht.

Zur Lösung des Problems werden die Gleichungen für die hin- bzw. zurücklaufenden Wellen in den drei Medien (Luft - Plasma - Luft) aufgestellt (siehe dazu Abb. 13):

$$f_1(z, t) = E_{1h} e^{i(\omega t - k_1 z)} + E_{1r} e^{i(\omega t + k_1 z)} \quad (33)$$

$$f_2(z, t) = \frac{k_1}{\omega \mu_1} \left\{ E_{1h} e^{i(\omega t - k_1 z)} - E_{1r} e^{i(\omega t + k_1 z)} \right\} \quad (34)$$

$$f_2(z, t) = E_{2h} e^{i(\omega t - k_2 z)} + E_{2r} e^{i(\omega t + k_2 z)} \quad (35)$$

$$h_2(z, t) = \frac{k_2}{\omega \mu_2} \left\{ E_{2h} e^{i(\omega t - k_2 z)} - E_{2r} e^{i(\omega t + k_2 z)} \right\} \quad (36)$$

$$f_3(z, t) = E_{3h} e^{i(\omega t - k_3 z)} \quad (37)$$

$$h_3(z, t) = \frac{k_3}{\omega \mu_3} E_{3h} e^{i(\omega t - k_3 z)} \quad (38)$$

Darin sind

$$k_1 = k_3 = k_{Luft} = \omega/c$$

$$k_2 = \omega/c \cdot n_{pl} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 - i \nu / \omega}} \quad ; \quad \omega_p^2 = 3,08 \cdot 10^9 \cdot n_e$$

die Wellenzahlen von Luft und Plasma

und

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$$

die Permeabilitäten von Luft und Plasma.

Die (durch Amplituden- und Phasenmessungen) bestimmbaren Grössen sind im Mikrowellenbereich der Reflexions- und der Transmissionsfaktor

$$\mathcal{R} = \frac{E_{1r}}{E_{1h}} \quad (39)$$

$$\mathcal{T} = \frac{E_{3h}}{E_{1h}} \quad (40)$$

Mit Hilfe der Randbedingungen an den Sprungstellen bei  $z = 0$  und  $z = d$  (siehe Abb. 13) ergeben sich für  $\mathcal{R}$  und  $\mathcal{T}$  die Beziehungen

$$\mathcal{R} = \frac{1-n}{1+n} - \frac{\frac{4n}{1-n^2}}{\left(\frac{1+n}{1-n}\right)^2 \cdot e^{2i\frac{\omega}{c}nd} - 1} = R \cdot e^{i\varphi_R} \quad (39')$$

$$\mathcal{T} = \frac{\frac{4n}{(1-n)^2} \cdot e^{i\frac{\omega}{c}nd}}{\left(\frac{1+n}{1-n}\right)^2 \cdot e^{2i\frac{\omega}{c}nd} - 1} = T \cdot e^{i\varphi_T} \quad (40')$$

Alle vier Grössen  $R$ ,  $T$ ,  $\varphi_R$ ,  $\varphi_T$  sind wegen  $n = n(n_e, \nu)$  Funktionen der Elektronendichte  $n_e$  und der -Stossfrequenz  $\nu$ . Über die Messung von zwei der obigen Grössen lassen sich also  $n_e$  und  $\nu$  bestimmen, unter bestimmten Annahmen aus  $\nu$  auch die Elektronentemperatur  $T_e$

Die beiden Funktionen  $\mathcal{R}(n_e, \nu)$  und  $\mathcal{T}(n_e, \nu)$  wurden mit einer elektronischen Rechenmaschine für die normierte Dicke der Plasmaschicht  $\frac{d \cdot \omega}{2 \cdot \pi \cdot c} = d/\lambda = \frac{30 \text{ mm}}{4,3 \text{ mm}} = 7$  berechnet. Dabei wurde  $\nu$  (bzw.  $\nu/\omega$ ) als Parameter gewählt. Die Real- und Imaginärteile der Funktionen sowie ihre Amplituden wurden als Funktionen von  $n_e$  ausgedrückt. Ausserdem wurden, wieder für konstantes  $\nu/\omega$ , die Funktionen  $\mathcal{R}$  und  $\mathcal{T}$  mit Hilfe eines X-Y-Schreibers direkt in der komplexen Ebene grafisch dargestellt (Polardiagramm). Abb. 14 zeigt ein Beispiel der Darstellung eines solchen Kurvenpaares. Das in dieser Abbildung gezeigte Verhalten von  $\mathcal{R}$  und  $\mathcal{T}$  ist typisch für den gesamten in Frage kommenden Bereich von  $\nu/\omega$ . Ersichtlich ist die Benutzung der  $\mathcal{T}$ -Kurven bei der Auswertung von Messungen zweckmässiger, da ihr Verhalten übersichtlicher ist.

In Fällen, in denen  $\nu/\omega$  klein ist, lässt sich aus dem Transmissionsfaktor (durch Einsetzen von (24) in (40'), siehe auch Hirt [21]) eine einfache Beziehung für die Abhängigkeit der Elektronendichte  $n_e$  von der Phase  $\varphi$  herleiten (für die Praxis genügt es, wenn  $\nu/\omega < 0,2$  ist):

$$n_e(t) = \frac{c}{\text{const.}} \left\{ 2\omega \frac{\varphi(t)}{d} - c \left( \frac{\varphi(t)}{d} \right)^2 \right\} \quad (41)$$

Darin sind

$n_e(t)$  = Elektronendichte (als Funktion der Zeit)  $\text{cm}^{-3}$

$\varphi(t)$  = Phasenlage (als Funktion der Zeit)

$c$  = Lichtgeschwindigkeit =  $3 \cdot 10^{10}$  cm/sec

const =  $3,18 \cdot 10^9$   $\text{cm}^3/\text{sec}^2$

$\omega$  =  $2\pi f$   $\text{sec}^{-1}$  = eingestrahelte Kreisfrequenz

$d$  = Dicke der Plasmaschicht cm

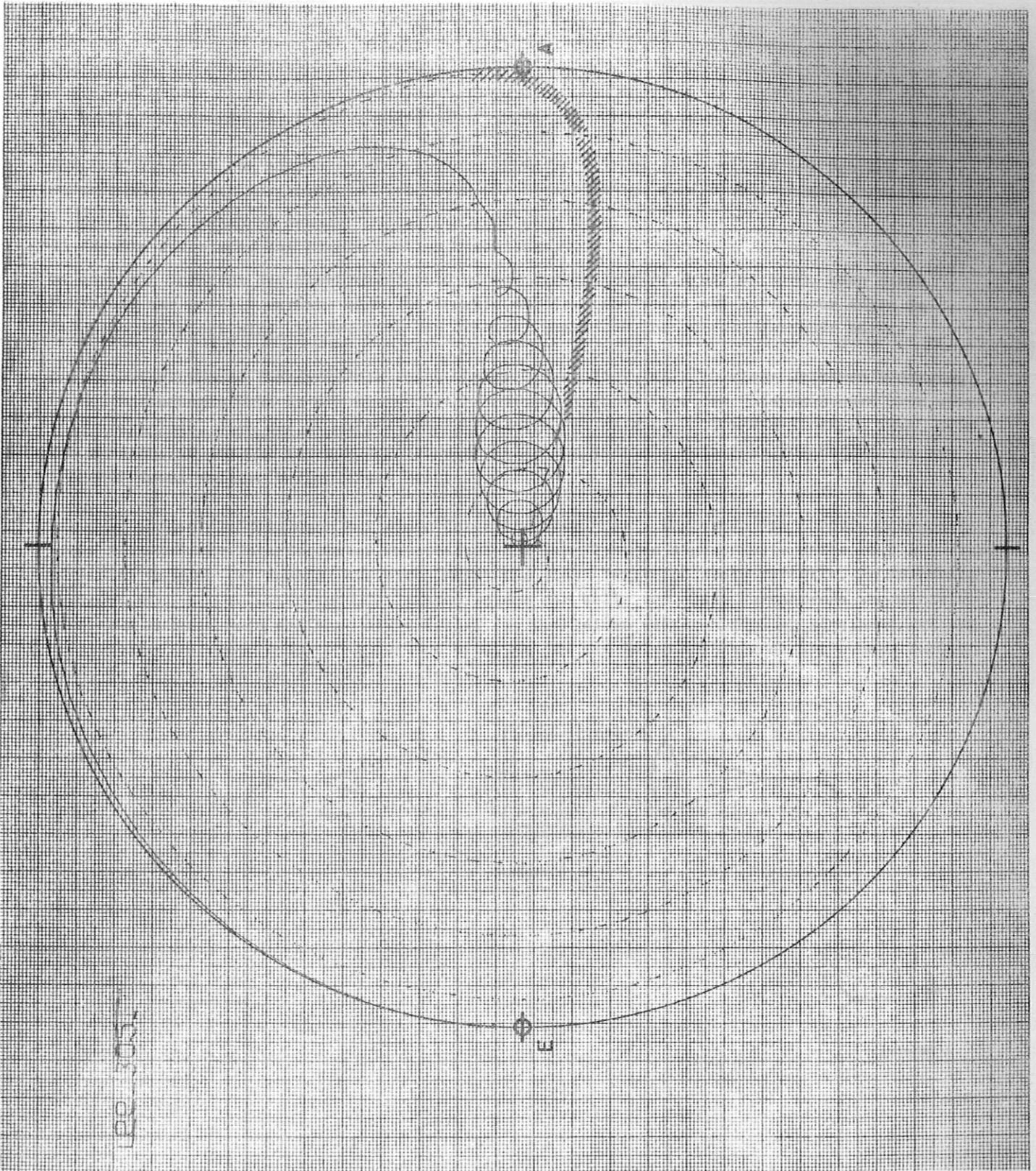


Abb. 14 Reflexionsfaktor ——— und Transmissionsfaktor - - - - - für  $\nu/\omega = 0,02$  und  $d/\lambda = 7$ .  
Jedem Kurvenpunkt ist ein Wert der Elektronendichte  $n_e$  zugeordnet.  
A = wirklicher Anfang des Transmissionsfaktors für  $n_e = 0$   
E = wirklicher Endwert des Reflexionsfaktors für sehr grosse  $n_e$

(Der schraffierte Teil der Kurve für den Transmissionsfaktor ist nur durch den Einschwingvorgang der Zeichenfeder verursacht und physikalisch sinnlos.)

Um die oben angeführten grundlegenden Bedingungen der Ebenheit der Welle und der Energiekonzentration in der Messstrecke zu erfüllen, wurden spezielle Hochfrequenznach Angaben von

## 2. Voruntersuchungen mit einem Standard-Interferometer

Die Anwendbarkeit des einfachen theoretischen Modells bei der Verarbeitung und Deutung von Messergebnissen ist nur gewährleistet, wenn die Messapparatur einige Bedingungen erfüllt:

- 1) Die Wellenflächen am Messort müssen genügend eben sein.
- 2) Für die Welle muss das Plasma homogen erscheinen.

Da aber ein Gradient der Elektronendichte hinter der Stossfront erwartet wird, kann diese Forderung nur erfüllt werden, wenn die Energie der "ebenen" Welle auf einen sehr engen Bereich konzentriert wird, in dem sich der Gradient praktisch noch nicht bemerkbar macht.

Das zu untersuchende Phänomen, die instationäre Stossfront, führt zu einer weiteren Bedingung: Da das Entladungsplasma an der oberen Geschwindigkeitsgrenze, bei der Untersuchungen noch sinnvoll erscheinen, sich der Stossfront bis auf einige Wellenlängen ( $\lambda \approx 4 \text{ mm}$ ) nähern kann, darf der Bereich, in dem die Energie der "ebenen" Welle konzentriert sein muss, höchstens von der Größenordnung weniger Wellenlängen sein.

Begonnen wurden die Messungen mit einem Interferometer, das - abgesehen vom Informationsgehalt - einem Mach-Zehnder-Interferometer entspricht: Die von Klystron abgestrahlte Welle wird mit einem variablen Koppler (s. Anhang) auf einen Mess- und einen Vergleichszweig verteilt. Im Messzweig befindet sich das zu untersuchende Plasma, in das die Welle von einer Hornantenne abgestrahlt wird. Ein anderes Horn empfängt diese Welle, die über einen weiteren Koppler gemeinsam mit der Vergleichswelle einem Detektor zugeführt wird, an dem das Interferenzsignal abgenommen werden kann. In Abb. 15 ist das Prinzip skizziert:

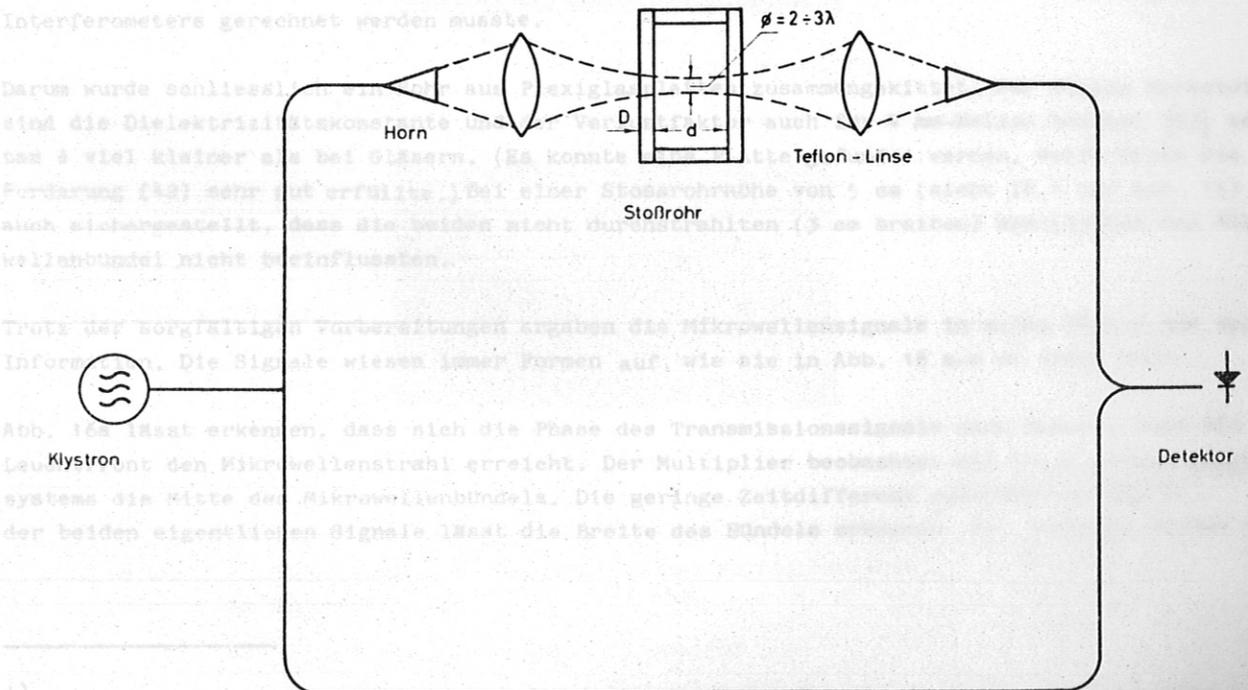


Abb. 15 Prinzip eines Mikrowellentransmissionsinterferometers mit Hörnern und Linsen im Messzweig

Um die oben angeführten grundlegenden Bedingungen der Ebenheit der Welle und der Energiekonzentration in der Messstrecke zu erfüllen, wurden spezielle Hornantennen nach Angaben von Jahn [22] mit einem galvanischen Verfahren hergestellt und nach einer Prüfung ihrer Strahlungseigenschaften in das Interferometer eingebaut. Durch zusätzlichen Einbau von Teflonlinsen wurde die Bündelung der Wellen noch verstärkt. (Es konnte ein Bündel- $\emptyset$  von 2 bis 3 Wellenlängen erreicht werden - siehe auch Abb. 15).

An den bei den Reflexionsmessungen benutzten runden Glasrohren konnten die Transmissionsmessungen nicht durchgeführt werden, da die Rundung der Glaswand störende Beugungseffekte verursacht hätte. Der Einbau grosser ebener Fenster hätte andererseits die Stosswelle gestört. Deshalb wurden für diese Messungen Stossrohre mit rechteckigem Querschnitt benutzt, wie sie in Kapitel IV. 1 beschrieben sind. Dort war noch nicht erwähnt worden, dass die Dicke D der Rohrwände, die sich im Strahlengang befinden, der Bedingung

$$D = n \cdot \frac{\lambda_{\text{wand}}}{2} = n \cdot \frac{\lambda_{\text{vak}}}{2 \sqrt{\epsilon_{\text{wand}}}} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (42)$$

genügen muss. Dadurch können nämlich zusätzliche Reflexionsverluste an den Grenzflächen Luft - Wand vermieden werden, und die Wände brauchen bei den Rechnungen nicht berücksichtigt zu werden.

Die Auswahl brauchbarer Wandplatten aus Glas setzt die Kenntnis ihrer Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{\text{wand}}$  im 4 mm-Bereich voraus. Deren Werte sind aber für handelsübliche Gläser nicht bekannt, mussten also im vorliegenden Fall extra ermittelt werden<sup>+)</sup>. Bei den  $\epsilon$ -Messungen wurden auch die Verlustfaktoren  $\tan \delta$  immer mitbestimmt. Im 4 mm-Bereich sind die  $\tan \delta$ -Werte für die untersuchten Gläser so gross, dass mit merklichen Leistungsverlusten im Messzweig des Interferometers gerechnet werden musste.

Darum wurde schliesslich ein Rohr aus Plexiglasplatten zusammengekittet. Für diesen Werkstoff sind die Dielektrizitätskonstante und der Verlustfaktor auch für 4 mm-Wellen bekannt [23] und  $\tan \delta$  viel kleiner als bei Gläsern. (Es konnte eine Platte gefunden werden, deren Dicke die Forderung (42) sehr gut erfüllte.) Bei einer Stossrohrhöhe von 5 cm (siehe IV.1 und Abb. 15) war auch sichergestellt, dass die beiden nicht durchstrahlten (3 cm breiten) Wandplatten das Mikrowellenbündel nicht beeinflussten.

Trotz der sorgfältigen Vorbereitungen ergaben die Mikrowellensignale in allen Fällen nur wenig Information. Die Signale wiesen immer Formen auf, wie sie in Abb. 16 a-c zu sehen sind.

Abb. 16a lässt erkennen, dass sich die Phase des Transmissionssignals dann ändert, wenn die Leuchtfreie den Mikrowellenstrahl erreicht. Der Multiplier beobachtet mit Hilfe seines Spalt-systems die Mitte des Mikrowellenbündels. Die geringe Zeitdifferenz zwischen dem Beginn der beiden eigentlichen Signale lässt die Breite des Bündels erkennen. Der langsame Abfall des

Abb. 16 a-c: Mikrowellentransmissionssignale und Multipliersignale von Stosswellen in Wasserstoff.

$V_0 = 9 \text{ kV}$ ,  $p_0 = 2 \text{ Torr}$ ,  $3 \text{ } \mu\text{sec/cm}$

<sup>+) Der Fa. Dr. Spinner bin ich für ihr freundliches Entgegenkommen besonders dankbar. Sie stellte zur Messung der  $\epsilon$ -Werte ihre 3 cm- und 8 mm Messplätze zur Verfügung. Von den so ermittelten Werten wurde auf den 4 mm-Bereich extrapoliert.</sup>

Signale von der Anfangsphase zum cut-off-level weist auf einen langsamen Abfall des Erwartungswertes aufgrund der hohen Temperatur im Entladungskanal hin. In der Tat ist dies zu erkennen. Das Signal ist zu erkennen, dass immer ein Signal vor dem cut-off-level zu sehen ist. Dies ist ein Hinweis auf einen langsamen Abfall des Erwartungswertes aufgrund der hohen Temperatur im Entladungskanal.

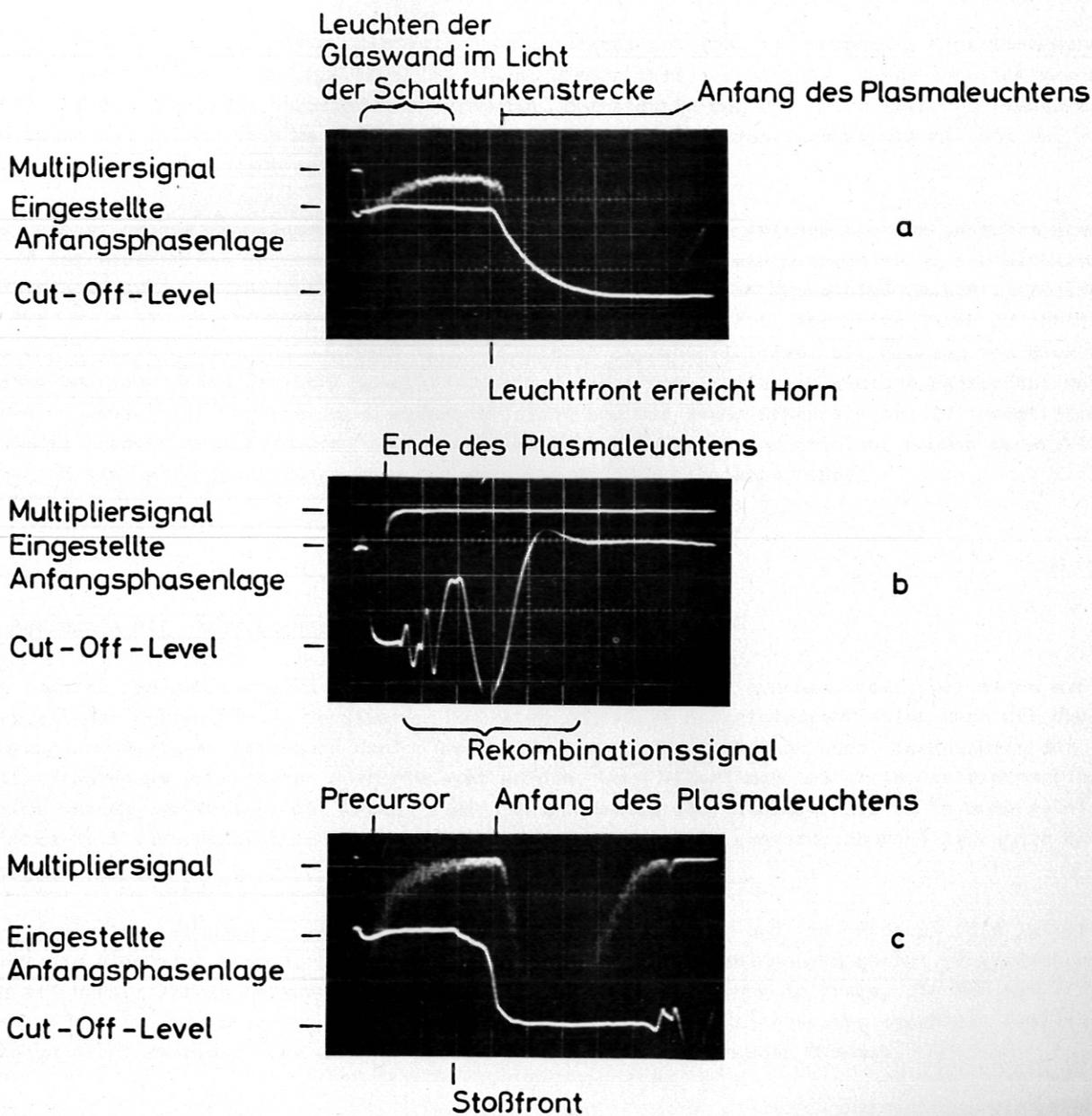


Abb. 16 a-c Mikrowellentransmissionssignale und Multipliersignale von Stoßwellen in Wasserstoff.

- a)  $U_0 = 9 \text{ KV}$ ,  $p_0 = 2 \text{ Torr}$ ,  $5 \mu\text{sec/cm}$
- b)  $U_0 = 9 \text{ KV}$ ,  $p_0 = 2 \text{ Torr}$ ,  $50 \mu\text{sec/cm}$
- c)  $U_0 = 10 \text{ KV}$ ,  $p_0 = 5 \text{ Torr}$ ,  $10 \mu\text{sec/cm}$

Signale von der Anfangsphasenlage zum cut-off-level weist auf starke Dämpfung hin (entsprechend den Erwartungen aufgrund der hohen Temperatur im Entladungsplasma [3]) und lässt keine Phasendurchgänge erkennen. Dem Signal ist zu entnehmen, dass in der der Leuchtfrent vorausseilenden Stoßfront keine merkliche Elektronendichte existiert. Die Geschwindigkeit der Leuchtfrent beträgt ca.  $2/3 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ .

Die Signale der Abb. 16b sind unter den gleichen Entladungsbedingungen mit kleinerer Zeitablenkung aufgenommen. Die Rekombinationsvorgänge im Plasma sind noch mit erfasst und der entsprechende Teil des Mikrowellensignals zeigt an, dass das Interferometer an sich einwandfrei funktioniert.

Im Gegensatz zu Abb. 16a lässt das Transmissionssignal auf Abb. 16c erkennen, dass sich schon vor der Leuchtfront Elektronen bewegen müssen. Dieser Teil des Signals könnte von Elektronen hinter einer Stossfront verursacht worden sein. Der Abstand von ca. 10 cm zwischen Stossfront und Leuchtfront, der sich bei dieser Annahme aus einer Leuchtfrontgeschwindigkeit von ca. 1 cm/µsec ergibt, spricht für diese Deutung.

Der Abstand  $s$  zwischen den Fronten ist mit 7,5 mm festgelegt. Damit ist auch das räumliche Auflösungsvermögen des Bündeldurchmessers auf 1 bis 2 cm würde bei solchem Abstand zwischen Stossfront und Leuchtfront schon einige Aussagen ermöglichen, wenn die Gradienten in der Elektronendichte oder in der -Stossfrequenz hinter der Stossfront nicht zu gross sind (siehe 2. Bedingung in Kap. V. B 2). Praktisch sind aber aus Signalen vom Typ der Abb. 16c keine Daten zu entnehmen, die den Bereich zwischen Stossfront und Leuchtfront charakterisieren. Die Messung von Elektronendichte und/oder -Stossfrequenz scheint also in der Tat von Gradienten gestört zu werden. Da aber für 4 mm-Wellen mit der benutzten Apparatur nicht nur die technischen sondern im wesentlichen auch die physikalischen Grenzen des räumlichen Auflösungsvermögens erreicht worden waren, konnte nur noch eine prinzipielle Änderung des Messsystems zu Ergebnissen führen.

### 3. Messungen mit einem Lecher-Draht-System

Ein anderes Messprinzip soll zwar die Raumauflösung wesentlich erhöhen, darf aber nicht auf Ebenheit der Wellenfronten verzichten. Merklich schärfere Energiekonzentration kann nur durch Führung der Welle an leitenden Wänden erzwungen werden. Dadurch kann auch die Ebenheit der Wellenfronten am einfachsten gewährleistet werden. Wenn allerdings Leiter in das Plasma eingebracht werden, so besteht die Gefahr einer Beeinflussung der Plasmaparameter. Es muss in einem solchen Fall also sorgfältig darauf geachtet werden, dass die (unvermeidbaren) Störungen klein bleiben.

Es ist also das Problem zu lösen, den Hohlleiter "aufzufasern" und die "Fasern" (die Leiter) so durch das Plasma zu führen, dass dies Messsystem den obigen Bedingungen genügt. Praktisch kommt von den vorstellbaren Leiterkonfigurationen nur die Lecherleitung in Frage, die von Mie [24] theoretisch behandelt worden ist. Sie lässt sich nicht nur am leichtesten technisch realisieren, sondern sie verspricht auch die geringsten Störungen des strömenden Plasmas.

#### a) Technische Realisierung

Die Anpassung der Lecherleitung an den 4 mm-Hohlleiter (RG 98) erfordert Gleichheit der Wellenwiderstände

$$Z_{RG\ 98} = 458 [\Omega] = Z_{Lecher} = 120 \ln \frac{2a}{d} [\Omega] \quad (43)$$

und stellt damit eine Bedingung dar für das Verhältnis des Drahtdurchmessers  $d$  zum Abstand zwischen den Drähten  $a$ :

$$a/d = 23 \quad (43')$$

Sowohl die Vermeidung von Störungen des Plasmas als auch die die Raumauflösung begünstigende Energiekonzentration verlangen möglichst dünne Drähte. Die Verarbeitung von 0,1 mm dicken Drähten erschien technisch noch möglich. Diese Drähte konnten auch noch straff gespannt werden, so dass eine genügende Konstanz ihres Abstandes  $a$  voneinander garantiert werden konnte.

Der Abstand  $a$  zwischen den Drähten ist mit 2,3 mm festgelegt. Damit ist auch das räumliche Auflösungsvermögen  $\Delta x$  bestimmt, das von derselben Grösse sein wird. Gegenüber dem vorher benutzten Standardsystem kann also mit einer Verbesserung um den Faktor 5 gerechnet werden ( $\Delta x < \lambda$  ! Die Wellenlänge entlang der Lecherleitung ist bekanntlich gleich der von freien Wellen).

Ein Problem, das in diesem Zusammenhang gelöst werden musste, war die Konstruktion eines reflexionsfreien Überganges vom Hohlleiter auf die Lecherdrähte. Eine sogenannte Finline (nach Angaben von Robertson [25]) konzentrierte das Feld im Hohlleiter zwischen ihren beiden "Flossen" (Einzelheiten siehe Anhang), so dass der Hohlleiter ohne Störung für das in der Finline weitergeführte Feld enden konnte. An die spitz zulaufenden Flossen sind die Lecherdrähte angelötet. In Abb. 17 ist das Prinzip dieses reflexionsfreien Übergangs zu erkennen:

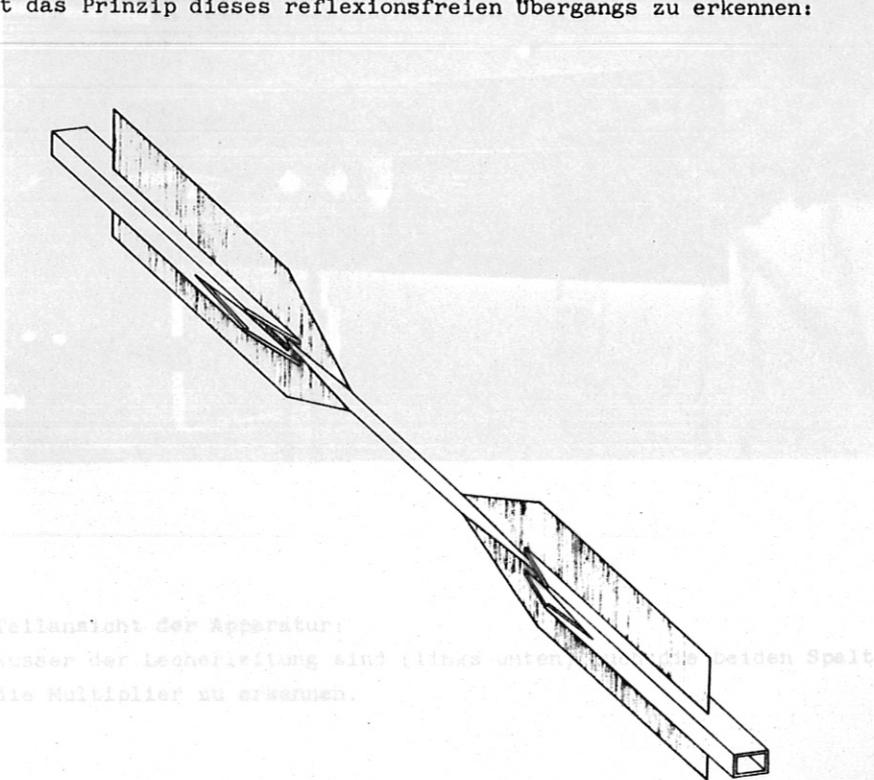


Abb. 17 Teilansicht der Apparatur:  
Ausser der Lecherleitung sind links unten zwei Spaltsysteme für  
die Multiplier zu erkennen.

Das gesamte System musste fest mit dem Stossrohr verbunden werden, da nur dadurch die Zer-  
Abb. 17 Übergang Hohlleiter - Lecherdrähte - Hohlleiter mit Hilfe von Finline Schwingungen  
der Drähte verhindert werden konnten.

Schliesslich mussten die Drähte vakuumdicht und möglichst reflexionsarm in das Stosswellenrohr eingeführt werden. Es wurden wieder runde Stossrohre benutzt, in deren Wände, 46 cm von den Elektroden entfernt, zwei gegenüberliegende konische Löcher von 6 mm Durchmesser eingeschliffen wurden. Zwei  $\frac{n \lambda_{plex}}{2}$ -Pfröpfchen aus Plexiglas mit je zwei Bohrungen für die Drähte wurden eingepasst. Die Durchführungen wurden mit einem reversiblen Kitt gedichtet, der ein Nachspannen und Justieren der Drähte nach der Montage des Systems möglich machte. Das Foto (Abb. 18) lässt Einzelheiten erkennen.

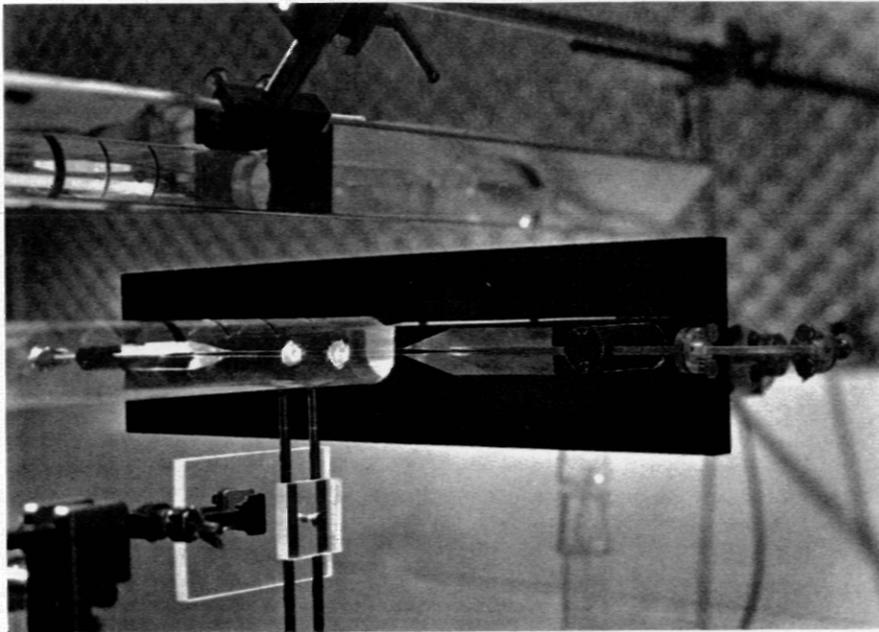


Abb. 18 Teilansicht der Apparatur:  
Ausser der Lecherleitung sind (links unten) auch die beiden Spaltsysteme für die Multiplier zu erkennen.

Das gesamte System musste fest mit dem Stossrohr verbunden werden, da nur dadurch die Zerstörung des empfindlichen Leitersystems bzw. die Störungen der Messungen durch Schwingungen der Drähte verhindert werden konnten.

Der prinzipielle Aufbau des Transmissionsinterferometers wurde nicht wesentlich geändert. Er ist in Abb. 19 dargestellt:

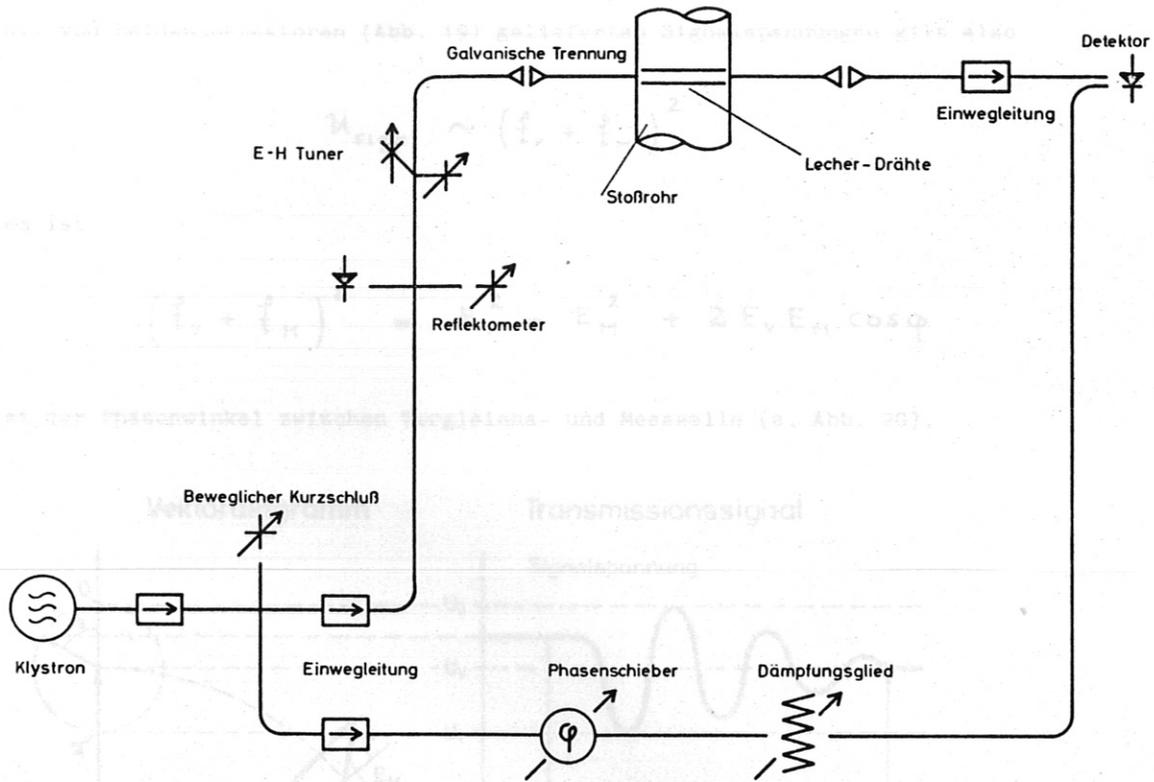


Abb. 19 Transmissionsinterferometer mit Lecher-Leitung zur Bestimmung von Transmissions- und Reflexionsfaktor

An die Stelle der Hörner und Linsen ist jetzt das Lecherdrahtsystem mit seinen Anpassungselementen getreten. Um die empfindlichen Drähte zu schützen und Verfälschungen der Messungen durch noch so geringe Störströme zu vermeiden, wurden in das Hohlleitersystem auf beiden Seiten der Messstrecke galvanische Trenner eingebaut. Der Phasenschieber im Vergleichszweig gestattet die Wahl einer günstigen Anfangsphasenlage. Ein Reflektometer (Prinzip siehe V. A) erlaubte die gleichzeitige Messung des Reflexionsfaktors.

#### b) Deutung der Messsignale

Bei Mikrowelleninterferometrie werden die Vergleichswelle  $\mathcal{E}_V$  und die Messwelle  $\mathcal{E}_M$  am Detektor addiert. Der Detektor selbst hat in einem gewissen Bereich der Signalspannungen eine angenähert quadratische Charakteristik. Nur in diesem Bereich wurde bei den vorliegenden Untersuchungen mit ihm gearbeitet.

Für die Deutung der Signale war es nützlich, ein bestimmtes Verhältnis der Amplituden von Mess- und Vergleichswelle einstellen zu können. Der variable Koppler, Dämpfungsglieder und eine passende Dämpfung auf den Weg zwischen Reflektometer und Lecherleitung (s. Abb. 19) erlaubten die Herstellung der gewünschten Bedingungen. Der Phasenschieber im Vergleichszweig liess, wie schon erwähnt, die Wahl der Anfangsphasenlage des Transmissionssignals zu.

Für die von beiden Detektoren (Abb. 19) gelieferten Signalspannungen gilt also

$$U_{\text{sign}} \sim (\mathcal{I}_V + \mathcal{I}_M)^2 \quad (44)$$

und es ist

$$(\mathcal{I}_V + \mathcal{I}_M)^2 = E_V^2 + E_M^2 + 2 E_V E_M \cos \varphi \quad (45)$$

$\varphi$  ist der Phasenwinkel zwischen Vergleichs- und Messwelle (s. Abb. 20).

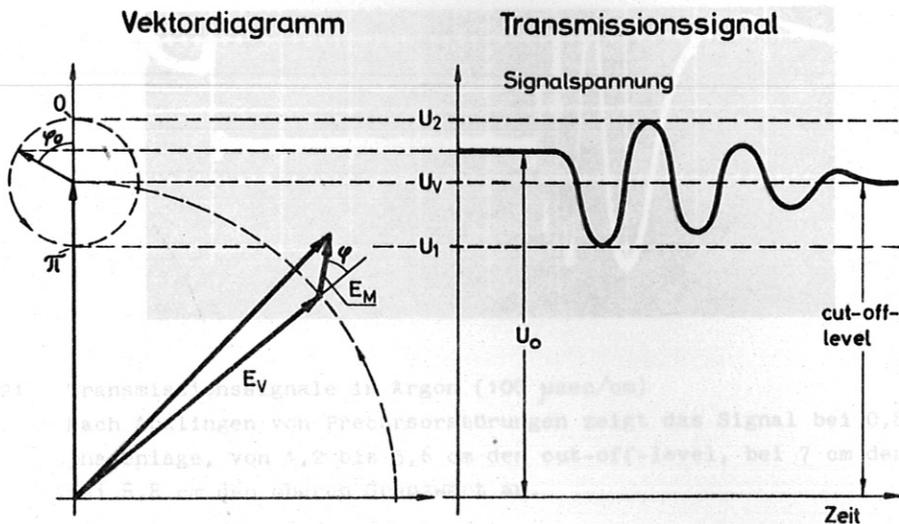


Abb. 20 Zur Deutung der Messsignale  
 Die Kenntnis der Signalhöhe  $U_0$  und der Grenzwerte  $U_1$  und  $U_2$  erlaubt es, für das Anfangs-  
 niveau die Phase  $\varphi$  zu bestimmen (s. Abb. 20). Darüberhinaus können damit auch alle  
 Messspannungen  $U$  auf  $U_0$  bezogen werden. Dann entsprechen der rechten Seite von (45') die  
 Differenzen  $\Delta U$ .  
 Wenn  $E_V \gg E_M$  ist, dann geht die Gleichung (45) für den Fall, dass  $\cos \varphi = \pm 1$  (Extremalwerte  
 der Signale) ist, über in

$$(\mathcal{I}_V + \mathcal{I}_M)^2 - E_V^2 \approx \pm 2 E_V E_M \quad (45')$$

Entsprechend gilt für die Grenzwerte  
 $U_2 - U_0 = \Delta U_{\text{max}} = 2 E_V E_M_{\text{max}}$   
 und für den Quotienten aus (46) und (46') ergibt sich  
 $\frac{\Delta U}{\Delta U_{\text{max}}} = \frac{E_M}{E_{M_{\text{max}}}}$

Für Signale, an denen  $\cos \varphi \approx \pm 1$  ist, kann bei der Auswertung also die einfachere Gleichung (45') benutzt werden (es wurde stets dafür gesorgt, dass am Detektor  $E_V \geq 10 E_M$  war). Darüberhinaus müssen aber für die Auswertung noch einige Forderungen erfüllt sein:

- α) Die Signalspannung, die dem Verschwinden des Messsignals entspricht, muss erkennbar sein. Dann ist  $U_{\text{sign}} = U_V \cong E_V^2$ . Diese Spannung wird bei Transmissionssignalen angezeigt, wenn im Plasma die cut-off-Elektronendichte erreicht wird (cut-off-level in Abb. 20). Bei Reflexionssignalen wird diese Spannung gemessen, wenn keine Reflexion am Plasma stattfindet.
- β) Die Spannungen  $U_1$  und  $U_2$ , die den Grenzwerten  $(E_V - E_{M \text{ max}})^2$  und  $(E_V + E_{M \text{ max}})^2$  entsprechen, müssen in Transmissionssignalen deutlich sichtbar sein (mindestens eine davon). Sie können nur auftreten, wenn die Dämpfung im Plasma praktisch Null ist (s. Abb. 20).
- γ) Die Anfangsphasenlage  $\cong U_0$  (Abb. 20) muss in Transmissionssignalen klar hervortreten. Im Oszillogramm der Abb. 21 sind alle diese Niveaus erkennbar:

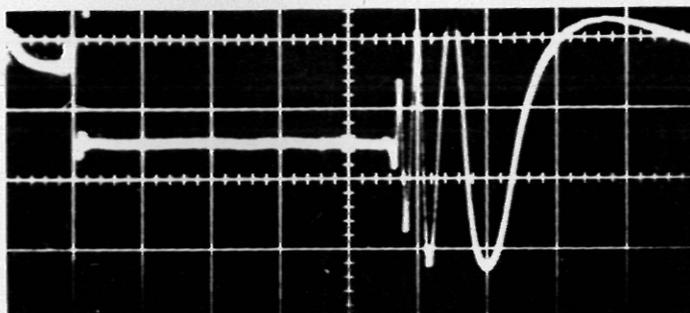


Abb. 21 Transmissionssignale in Argon (100 μsec/cm)  
Nach Abklingen von Precursorstörungen zeigt das Signal bei 0,8 cm die Anfangsphasenlage, von 1,2 bis 5,6 cm den cut-off-level, bei 7 cm den Minimalwert und bei 8,8 cm den oberen Grenzwert an.

Die Kenntnis der Signalniveaus  $U_V$  und der Grenzwerte  $U_1$  und  $U_2$  erlaubt es, für das Anfangsniveau die Phasenlage  $\varphi_0$  zu bestimmen (s. Abb. 20). Darüberhinaus können damit auch alle Messspannungen  $U$  auf  $U_V$  bezogen werden. Dann entsprechen der rechten Seite von (45') die Differenzen  $\Delta U$ :

$$U - U_V = \Delta U \cong 2 E_V E_M \quad (46)$$

Entsprechend gilt für die Grenzwerte

$$U_{1(2)} - U_V = \Delta U_{1(2)} \cong 2 E_V E_{M \text{ max}} \quad (46')$$

und für den Quotienten aus (46) und (46') ergibt sich

$$\frac{\Delta U}{\Delta U_{1(2)}} = \frac{E_M}{E_{M \text{ max}}} \quad (46'')$$

Gerade dieser Quotient ist aber die Amplitude des Transmissionsfaktors für die entsprechenden Werte von Elektronendichte und -Stossfrequenz im Plasma. Diese Werte waren wie in Kapitel V B 1 erwähnt berechnet worden. Sie liegen in Tabellen- und Kurvenform vor (s. Abb. 14).

Ein Vergleich der mit Hilfe von Gl. (46'') aus den Messungen gewonnenen Amplituden des Transmissionsfaktors mit den berechneten führt zu Werten der Elektronendichte und der -Stossfrequenz.

Die praktische Auswertung (z. B. eines Oszillogramms wie es Abb. 22 zeigt) soll an Hand von Abb. 23 erläutert werden: Zunächst wird aus dem Messsignal der Anfangsphasenwinkel  $\varphi_0$  bestimmt

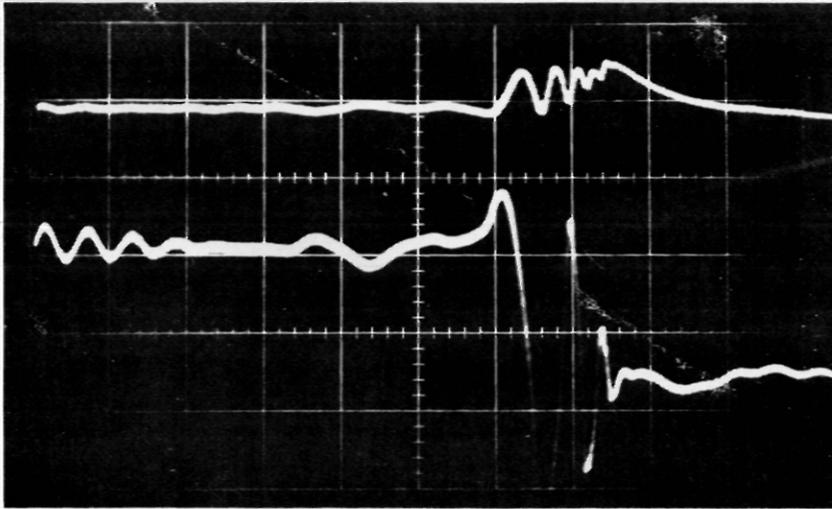


Abb. 22 Oszillogramm des Reflexionsfaktors (oben) und des Transmissionsfaktors (unten) bei monoton wachsender Elektronendichte

(s. Abb. 20). Damit ist auch der Winkel  $\Delta\varphi_1$  zwischen dem ersten Extremum  $\varphi_1$  ( $= 0$  oder  $\pi$ ) und der Anfangsphasenlage  $\varphi_0$  festgelegt.

$$\Delta\varphi_1 = \varphi_1 - \varphi_0 \quad (47)$$

Jetzt muss eine Spirale mit dem Parameter  $\nu/\omega$  so ausgewählt werden, dass die Amplitude des ersten Extremums des gemessenen Transmissionsfaktors für den Winkel  $\Delta\varphi_1$  auf der berechneten Spirale liegt. Damit sind für dies erste Extremum  $\nu/\omega$  und auch  $n_e$  bestimmt (Punkt 1 in Abb. 22). Den nächsten gemessenen Extrema entsprechen die Phasendifferenzen

$$\Delta\varphi_n = \Delta\varphi_1 + n\pi \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (48)$$

Zu ihren Amplituden müssen wieder Spiralen (mit u. U. verschiedenen  $\nu/\omega$ ) so ausgewählt werden, dass bei Übereinstimmung in den entsprechenden Phasendifferenzen  $\Delta\varphi_n$ , die Messpunkte auf ihnen liegen. So ergeben sich weitere Werte für  $\nu/\omega$  und  $n_e$ , die allerdings zu entsprechend

späteren Zeiten  $\Delta t_n$  erreicht werden (Punkte 2, 3, 4, 5 in Abb. 23). Auf diese Weise werden Darstellungen von  $\nu/\omega$  und  $n_e$  in Abhängigkeit von der Zeit gefunden, wobei letztere aus den Oszillogrammen entnommen werden muss. Für kleine Stossfrequenzen ist die Elektronendichte allein natürlich auch nach Gleichung (41) aus der Phasendifferenz zu bestimmen.

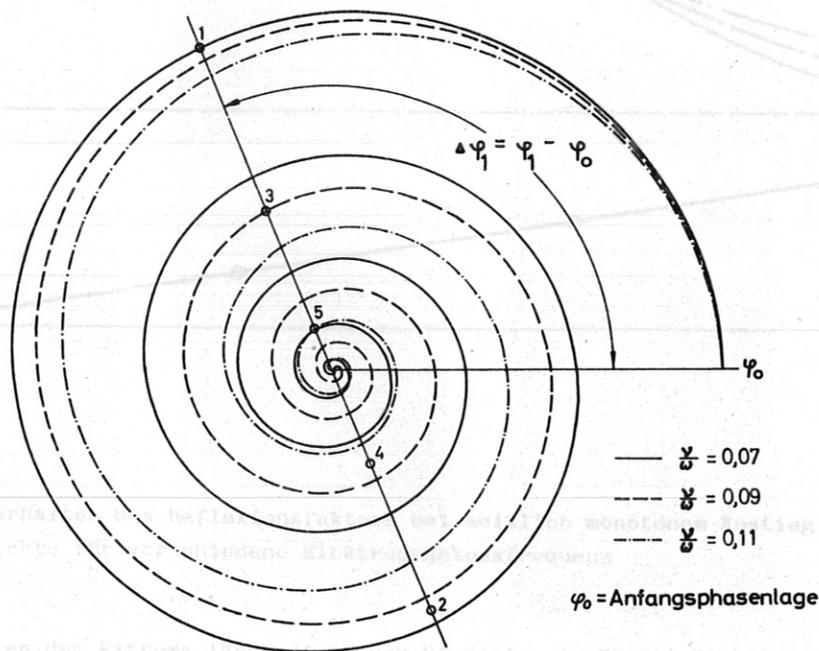


Abb. 23 Amplitude des Transmissionsfaktors als Funktion der Phase. Parameter ist die Elektronenstossfrequenz  $\nu$  (bzw.  $\nu/\omega$ ). Jedem Kurvenpunkt ist auch ein Wert der Elektronendichte  $n_e$  zugeordnet. (Die Punkte 1 bis 5 stellen die normierten Amplituden in den Maxima und Minima eines ausgewerteten Signals dar. Sie fallen auf Kurven verschiedener Stossfrequenz, die dadurch ermittelt wird.)

Mit Hilfe des berechneten Reflexionsfaktors können auch aus den Reflexionssignalen einige Aussagen gewonnen werden. Die Abb. 14 lässt allerdings schon erkennen, dass dabei eine Deutung der Messungen erheblich schwieriger sein wird.

Da auch jedem Kurvenpunkt für den Reflexionsfaktor (in Abb. 14) ein Wert der Elektronendichte  $n_e$  zugeordnet ist, können für den (theoretischen) Fall einer linear mit der Zeit ansteigenden Elektronendichte die Amplituden des Reflexionsfaktors als Zeitfunktionen dargestellt werden. In Abb. 24 sind die Amplituden von  $\mathcal{R}$  für verschiedene (konstante)  $\nu/\omega$  skizziert. Unter Bedingungen, unter denen die Gleichung (45') gültig ist ( $E_v \gg E_M$ ), müssen die Oszillogramme im oben diskutierten Fall einen entsprechenden Verlauf zeigen (Abb. 22 oben lässt dies deutlich erkennen).

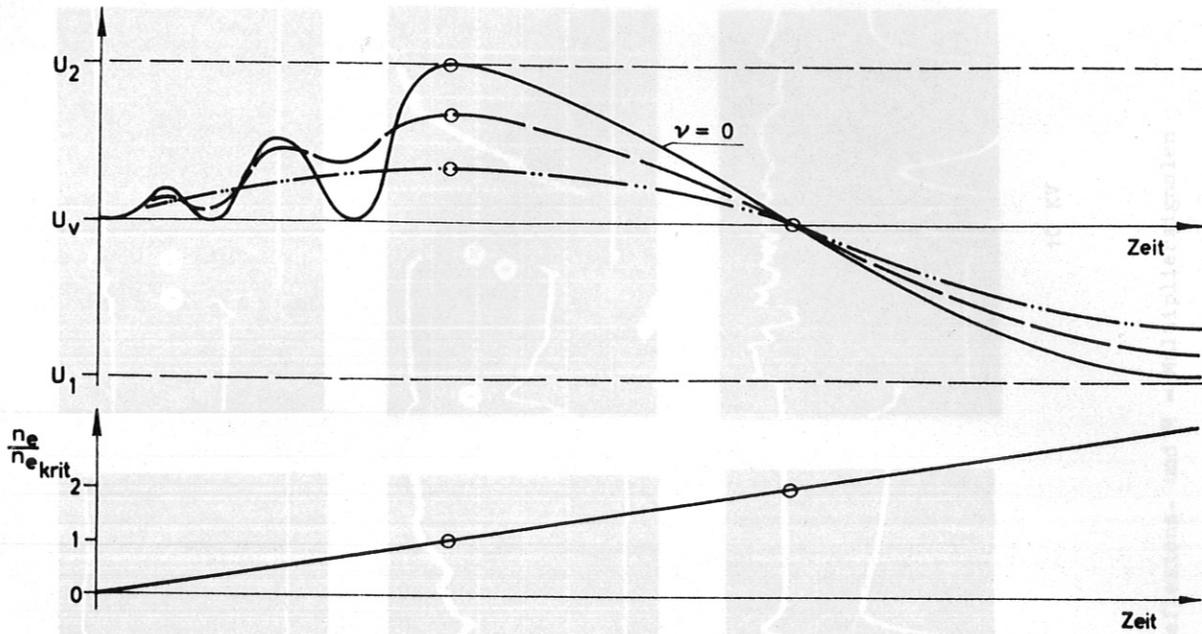


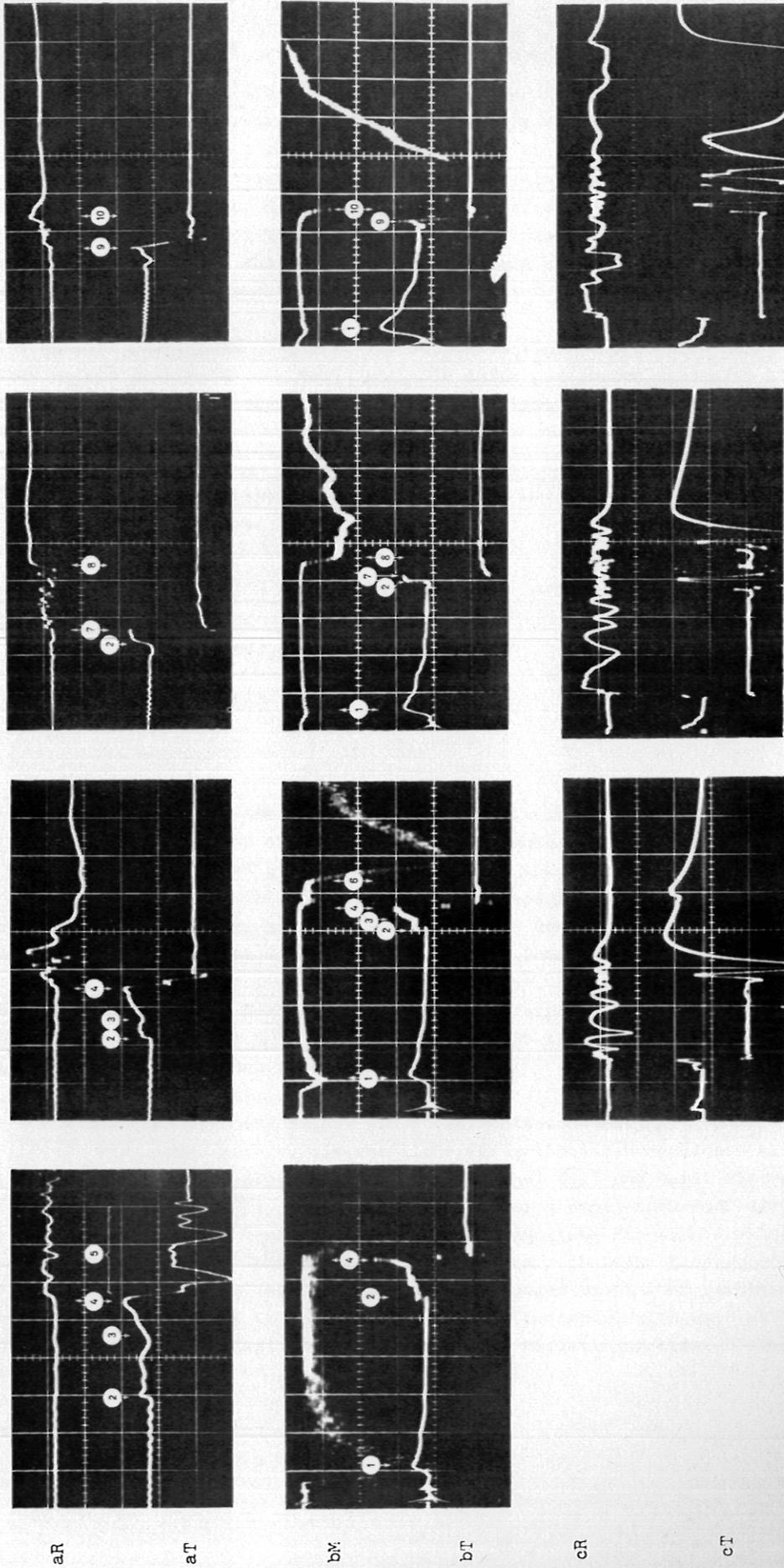
Abb. 24 Verhalten des Reflexionsfaktors bei zeitlich monotonem Anstieg der Elektronendichte für verschiedene Elektronenstossfrequenz

Durch Abzählen der Extrema lässt sich auch hier eine (größere) Elektronendichtebestimmung vornehmen. Dem letzten Maximum vor dem Nulldurchgang ist immer die cut-off-Elektronendichte zugeordnet, während der Nulldurchgang selbst die doppelte kritische Dichte anzeigt.

### c) Messungen in Wasserstoff

Die ersten Messreihen mit dem Lecherdrahtsystem wurden in Wasserstoff durchgeführt. Ihr Ziel war es, die noch offenen beiden Fragen, die am Beginn des Kapitels V A gestellt wurden, zu beantworten: Ist die Stossfront mit einem scharfen Elektronendichtesprung verbunden, und wie verhält sich die Elektronendichte hinter der Stossfront? Dass die Untersuchungen auf den Bereich  $M \leq 10$  beschränkt werden sollten, wurde ebenfalls schon erwähnt.

Bei der Erzeugung der Stosswellen wurde wieder dieselbe Sorgfalt angewandt wie bei den Reflexionsmessungen; Transmissionsmessungen würden nämlich noch empfindlicher auf Schwankungen der Gasparameter reagieren. Nach jedem Schuss wurde das Gas gewechselt und Druck und Ladung jeweils sehr genau eingestellt. Bei jeder Parameterkombination wurden mehrere Schüsse durchgeführt, bei denen immer das Transmissionssignal, das Reflexionssignal und das Signal des Multipliers, der den Ort beobachtet, an dem sich die Lecherdrähte befinden, registriert wurden. Einige der Signale wurden jeweils mit verschiedenen Zeitablenkungen geschrieben, so dass sich immer ein Überblick über den Gesamtverlauf des Vorganges ergab, gleichzeitig aber auch Einzelheiten im Bereich der Stossfront erkennen liessen.



6 KV

7 KV

8 KV

10 KV

Abb. 25 Oszillogramme von T = Transmissions-, R = Reflexions- und M = Multipliersignalen (am Ort der Lecherdrähte) von Entladungen mit 6, 7, 8, 10 KV in Wasserstoff von  $p_0 = 2$  Torr  
a) 2  $\mu\text{sec}/\text{cm}$     b) 5  $\mu\text{sec}/\text{cm}$     c) 20  $\mu\text{sec}/\text{cm}$     R: 5 mV/cm    T: 5 mV/cm

Die Diskussion der Ergebnisse soll mit Hilfe einer Auswahl von Oszillogrammen durchgeführt werden, die in Abb. 25 zusammengestellt sind. Alle diese Oszillogramme betreffen Entladungen in Wasserstoff von  $p_0 = 2$  Torr. Die Ladespannung betrug 6, 7, 8, 10 KV, womit der anfänglich erwähnte Geschwindigkeitsbereich überdeckt wird. Als Schreibgeschwindigkeiten sind für die obere Reihe (a) 2  $\mu\text{sec/cm}$ , für die mittlere (b) 5  $\mu\text{sec/cm}$  und für die untere (c) 20  $\mu\text{sec/cm}$  gewählt. Die Signale selbst sind mit T = Transmissions-, R = Reflexions- und M = Multipliersignale gekennzeichnet. Aus den Oszillogrammreihen cR und cT sind alle Signalniveaus zu entnehmen, die für eine Auswertung bekannt sein müssen (siehe "Deutung der Messsignale").

Die Transmissionssignale bT zeigen das Auftreten von Precursorelektronen am Ort der Lecherdrähte sofort bei Beginn der Entladung. Die dafür gemessenen maximalen Elektronendichten  $n_{e1}$  (Punkt ① in den Oszillogrammen) sind in der folgenden Tabelle angegeben:

$U_0$ KV	6	7	8	10
$n_{e1} [\text{cm}^{-3}]$	$7 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{11}$	$14 \cdot 10^{11}$	$28 \cdot 10^{11}$
$n_{e2} [\text{cm}^{-3}]$	$5 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{11}$	$14 \cdot 10^{11}$	./.
$t_{st} [\mu\text{sec}]$	23,5	21	18	15
$t_{LF} [\mu\text{sec}]$	29,5	25,5	21	16

Bis zum Punkt ② ist diese Elektronendichte teilweise abgeklungen. Die Multipliersignale bM spiegeln dieses Verhalten ebenfalls wieder. Im Punkt ② steigt die Elektronendichte plötzlich an. Ihre Werte  $n_{e2}$  direkt hinter dem Sprung sind in derselben Tabelle aufgeführt. Wenn von einem exponentiellen Abfall der Precursorelektronendichte ausgegangen wird, der (unter Berücksichtigung des Durchschwingens der Entladung) aus dem Signalverlauf bT ermittelt werden kann, ergeben sich für die Elektronendichte am Ort der Drähte unmittelbar vor dem Sprung Werte, die ca. zehnmal kleiner sind als die danach gemessenen. Ein solcher Sprung um den Faktor 10 entspricht aber gerade dem Dichtesprung in der Stossfront für diesen Machbereich ( $\rho_1/\rho_0 = 6,2 \approx M = 6,4$ ,  $\rho_1/\rho_0 = 10,3 \approx M = 10,2$  nach [4]). Es liegt also nahe, den Elektronendichtesprung bei ② mit der Stossfront zu identifizieren.

Mit wachsender Ladespannung wächst die Stossfrontgeschwindigkeit, und die Zeitdifferenz zwischen ① und ② wird immer kürzer, die restliche Precursorelektronendichte also immer grösser. Mit der Ladespannung wächst aber auch die maximale (bei ①) und damit die restliche Precursorelektronendichte (bei ②). Schliesslich erhöht sich dabei auch noch der Dichtesprung, so dass die Elektronendichte in der Stossfront eine empfindliche Funktion der Ladespannung wird, obwohl beim Durchgang des Gases durch die Stossfront noch keine Elektronen freigesetzt zu werden brauchen. Dies Verhalten des Elektronendichtesprunges macht auch verständlich, dass bei wachsenden Geschwindigkeiten in der Nähe von  $M = 10$  (Ladespannungen um 8 KV bei  $p_0 = 2$  Torr) die Schwebungen bei den in Kapitel V A beschriebenen Reflexionsmessungen ziemlich plötzlich sichtbar werden.

Wie die Transmissionssignale aT und bT zeigen, bleibt die Elektronendichte für eine gewisse Zeit (bis ③) hinter der Stossfront praktisch konstant und steigt bei kleinen Ladespannungen bis ④ weiter an. Dieser Punkt ④ kenn-

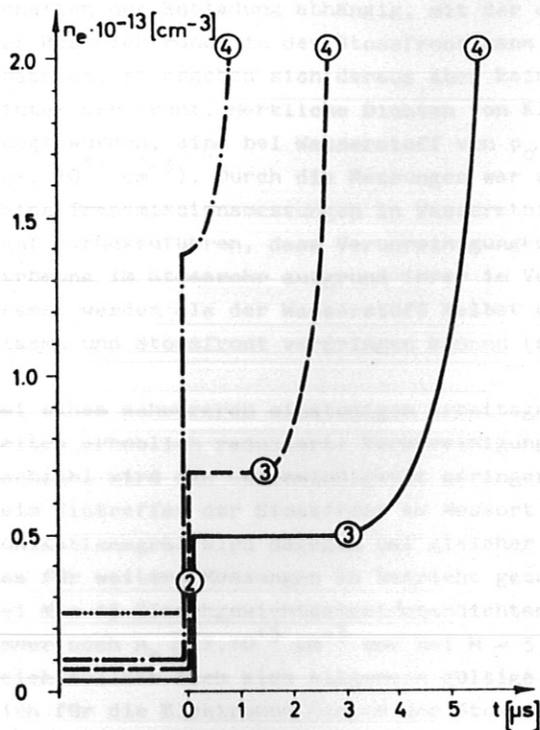


Abb. 26 Elektronendichteverlauf hinter Stossfronten in Wasserstoff, 46 cm von der Entladungsstrecke entfernt.

zeichnet meistens einen Zusammenbruch des Transmissionssignals bis praktisch zum cut-off-level. Er markiert aber auch immer den Beginn des Reflexionssignals aR und des Leuchtens bM. Das kann nur als Bestätigung für die schon im Kapitel V A gemachte Feststellung gewertet werden, dass bei kleinen Geschwindigkeiten die Leuchtfrent, nicht aber die Stossfront die Mikrowellen reflektiert. Der gemessene Elektronendichteverlauf zwischen ① und ④ ist in Abb. 26 skizziert. Der plötzliche Übergang des Transmissionssignals in den cut-off-level wird auf die plötzliche Einwirkung von Dämpfungsmechanismen zurückzuführen sein. Einerseits ist (nach [3] die Temperatur im Entladungsplasma hinter der Leuchtfrent verhältnismässig hoch, so dass eine Dämpfung aufgrund der hohen Stossfrequenz erfolgen muss, andererseits werden beim Überlauf der (zerrissenen) Leuchtfrent über die Lecherdrähte dort starke Gradienten in der Elektronendichte auftreten, die zu einer Verbiegung der Wellenflächen bzw. zu Reflexionsdämpfung führen müssen.

Bei kleinen Stosswellengeschwindigkeiten erreicht das leuchtende Entladungsplasma evtl. nicht mehr den Messort [4], [26], es kühlt sich ab und fließt im Entladungsrohr auseinander. In solchen Fällen kann die Elektronendichte am Ort der Drähte so langsam ansteigen, dass die Phasendurchgänge sichtbar werden, wenn auch die Gradienten genügend klein sind. Der Bereich ⑤ zeigt eine solche Situation. In manchen Fällen ⑥ ist die Leuchtfrent so zerrissen oder geschichtet, dass im Multipliersignal Stufen auftreten.

Die Signale bei 8 KV sind typisch für den "Schwebungsbereich". Der Punkt ⑦ (oder ②, das kann hier nicht entschieden werden) kennzeichnet die erste Reflexionsstelle, der Punkt ⑧ die zweite. Bei ⑧ handelt es sich eindeutig um die Leuchtfrent, und das Reflexionssignal aR zeigt, dass im Zwischenraum die Elektronendichte unter der cut-off-Dichte bleibt.

Bei noch höheren Geschwindigkeiten (10 KV) treten in den Signalen aR, aT, bM, bT zwei weitere markante Stellen auf. ⑨ kennzeichnet eine scharfe Elektronenfront mit deutlichen Reflexionseigenschaften, ⑩ die Leuchtfrent, in der die Elektronendichte Werte über cut-off erreicht. Beide haben (wie Brinkschulte [4] zeigen konnte) dieselbe Geschwindigkeit und sind deshalb bei den Dopplermessungen nicht zu unterscheiden.

Damit sind die noch offenen Fragen beantwortet. Zu 3.): Die Elektronendichte "springt" in der Stossfront. Dieser Sprung ist jedoch eine Folge der Restelektronendichte des Precursors. Zu 4.): Einige Aussagen über die Elektronendichte hinter der Stossfront konnten gemacht werden (s. Abb. 26), aber auch diese Elektronen sind nicht in der Stossfront erzeugt.

d) Messungen in Argon

Die Precursorelektronendichte ist - wie das Entladungsplasma - von den speziellen Eigenschaften der Entladung abhängig, mit der die Stosswellen erzeugt werden. Die Kompression der Restelektronen in der Stossfront kann also zwar dazu benutzt werden, letztere zu beobachten, es ergeben sich daraus aber keine Hinweise auf das Einstellen von Gleichgewichten hinter der Front. Merkbliche Dichten von Elektronen, die erst in der Stossfront selbst erzeugt wurden, sind bei Wasserstoff von  $p_0 = 2$  Torr nach [19] erst bei  $M = 20$  zu erwarten (ca.  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ). Durch die Messungen war aber festgestellt worden, dass oberhalb  $M = 10$  keine Transmissionsmessungen in Wasserstoff mehr sinnvoll sind. Das ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass Verunreinigungen (Abbrand der Elektroden und Wände) bei ihrer Strömung im Stossrohr aufgrund ihrer im Vergleich zu Wasserstoff grossen Masse weniger gebremst werden als der Wasserstoff selbst und so in den Zwischenraum zwischen Entladungsplasma und Stossfront vordringen können (siehe Cormack [3]).

Bei einem schwereren einatomigen Arbeitgas werden alle die oben geschilderten Schwierigkeiten erheblich reduziert: Verunreinigungen werden nicht so stark vordringen. Bei gleicher Machzahl wird die Geschwindigkeit geringer und damit die störende Precursorelektronendichte beim Eintreffen der Stossfront am Messort wesentlich kleiner sein. Der Gleichgewichtsionisationsgrad wird dagegen bei gleicher Machzahl grösser. Deshalb wurde Argon als Arbeitgas für weitere Messungen in Betracht gezogen. Bei einem Anfangsdruck  $p_0 = 2$  Torr sind dann bei  $M = 15$  Gleichgewichtselektronendichten  $n_e > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  zu erwarten [27], bei  $M = 10$  immer noch  $n_e \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  und bei  $M = 5$  schliesslich  $n_e =$  einige  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . In diesem Bereich sollten sich also allgemein gültige Aussagen darüber gewinnen lassen, wie schnell sich für die Elektronen hinter der Stossfront ein Gleichgewicht einstellt. Im Folgenden werden Transmissionsmessungen in Argon geschildert.

Bei der Durchführung dieser Untersuchungen wurde mit der gleichen Sorgfalt experimentiert wie bei den vorher geschilderten Messungen. Am gleichen Ort (46 cm von der Entladungsstrecke entfernt) wurde mit demselben Transmissionsinterferometer und derselben Hilfsdiagnostik gearbeitet. So konnte auch dasselbe Auswerteverfahren benutzt werden, das sich schon bei den Wasserstoffmessungen bewährt hatte. Auch Druck- und Spannungsbereich wurden beibehalten: Die Messungen wurden bei  $p_0 = 2$  Torr und Ladespannungen zwischen 8 und 16 KV durchgeführt. Dem entsprechen Machzahlen am Messort zwischen  $M = 3$  und  $M = 15$ .

Bei der gewählten Ladespannung wurden jeweils mehrere Schüsse durchgeführt, so dass Transmissions-, Reflexions- und Multipliersignale mit verschiedenen Zeitablenkungen registriert werden konnten. Die Oszillogramme des Transmissionsfaktors (wie auch die des Reflexionsfaktors) lassen sich wesentlich leichter deuten, als dies bei Wasserstoff der Fall war. Dazu trägt vor allem bei, dass die den Anstieg der Elektronendichte charakterisierenden Phasendurchgänge deutlicher erkennbar sind. In Abb. 27 sind einige Transmissionsignale bei verschiedenen Machzahlen (bzw. Ladespannungen) wiedergegeben.

Funktion der Zeit. Die Reflexions- und Multipliersignale werden dabei nicht zu Rate gezogen werden, weil sie nicht zu Rate gezogen werden. Bei kleinen Machzahlen ist auch noch die Kompression der Precursorelektronen in der Stossfront zu sehen (Abb. 27a), da der Anstieg der in der Front erzeugten Elektronen sehr langsam erfolgt, wie noch ausgeführt werden wird. Bei den höheren Geschwindigkeiten ( $U_0 = 8 \text{ KV}$ ) steigt die Elektronendichte nicht bis auf-off an. Deshalb ist eine eindeutige Auswertung der Signale nicht mehr möglich.

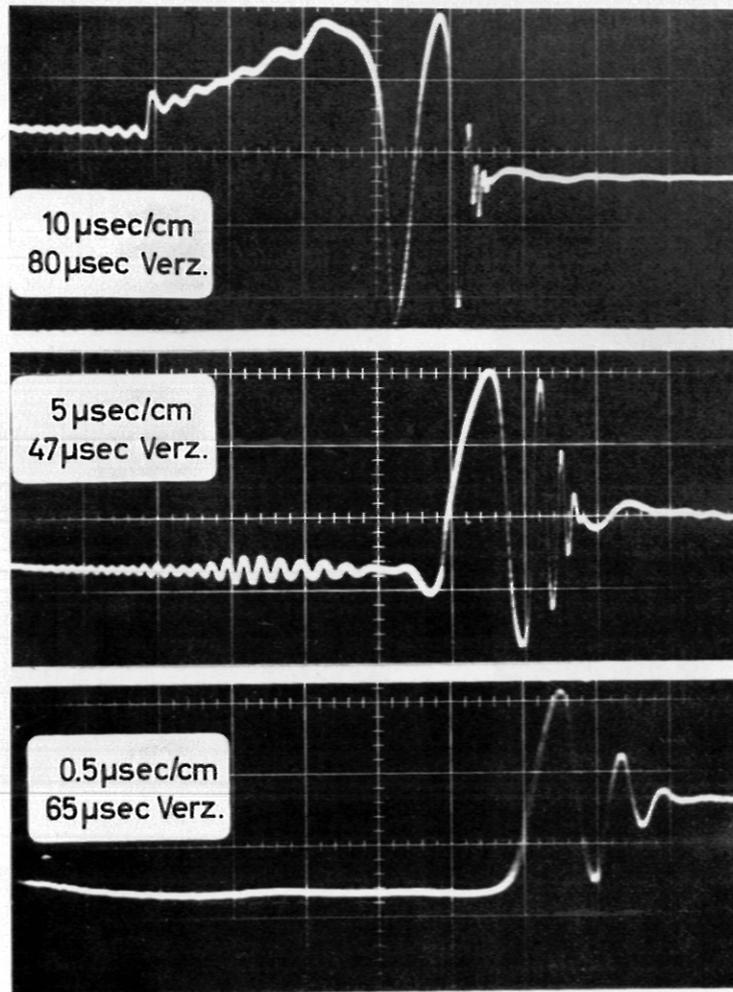


Abb. 27 Transmissionssignale für Argon von  $p_0 = 2$  Torr  
a)  $M = 6 \hat{=} U_0 = 9$  KV  
b)  $M = 11 \hat{=} U_0 = 13$  KV  
c)  $M = 15 \hat{=} U_0 = 16$  KV  
(Auf die höherfrequenten "Störungen" vor den eigentlichen Signalen wird später noch eingegangen werden.)

Klar war auf allen Oszillogrammen die Anfangsphasenlage zu sehen, kurz vor dem Hauptsignal, von einer hochfrequenten "Störung" überlagert. Auch der cut-off-level war fast immer sichtbar. Da die Extrema bei den Phasendurchgängen in den Transmissionssignalen gut messbar waren, genügte ihre Auswertung zur Bestimmung der Elektronendichte  $n_e$  und der -Stoßfrequenz  $\nu$  als Funktion der Zeit. Die Reflexionssignale brauchten dabei nicht zu Rate gezogen werden, bestätigten aber immer die Deutung. Bei kleinen Machzahlen ist auch noch die Kompression der Precursorelektronen in der Stoßfront zu sehen (Abb. 27a), da der Anstieg der in der Front erzeugten Elektronen sehr langsam erfolgt, wie noch ausgeführt werden wird. Bei den kleinsten Geschwindigkeiten ( $U_0 = 8$  KV) steigt die Elektronendichte nicht bis cut-off an. Dadurch ist eine eindeutige Auswertung der Signale nicht mehr möglich.

Die Reproduzierbarkeit der Stosswellen (von verschiedenen Entladungen gleicher Ladespannung) wurde durch die Ubereinstimmung der Signale sowohl in Details über Struktur als auch im zeitlichen Auftreten des ersten Maximums deutlich demonstriert. Abb. 28 zeigt Signale von je zwei aufeinanderfolgenden Entladungen bei 11 und 13 KV.

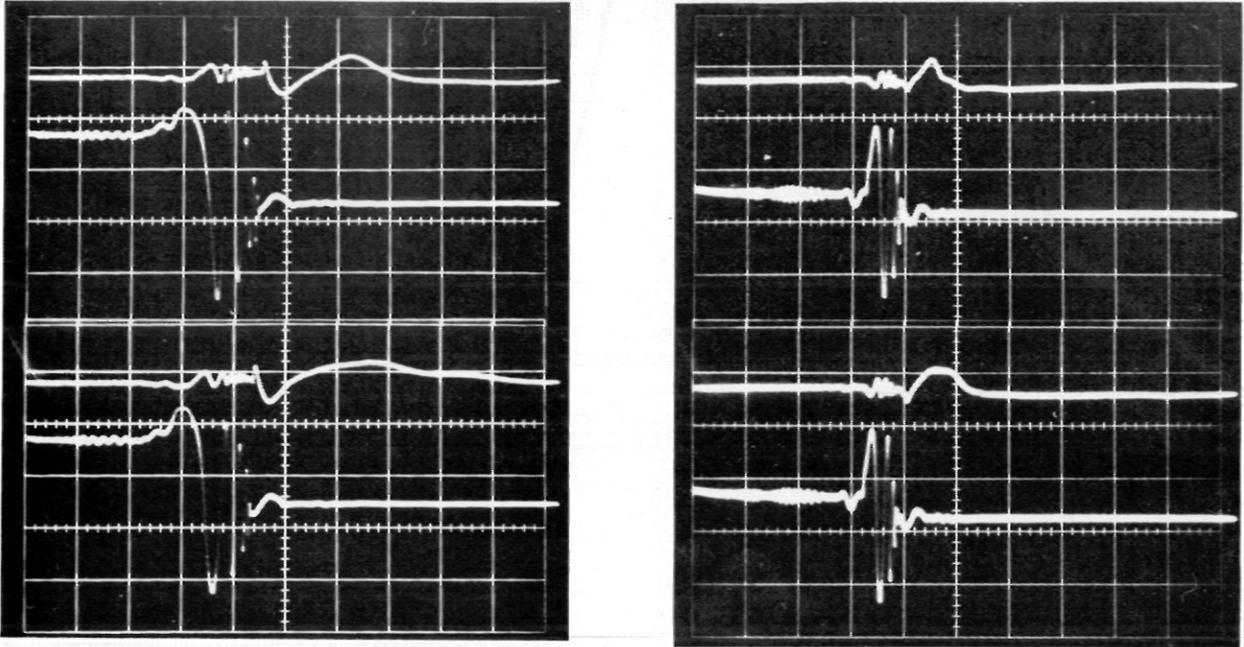


Abb. 28 Zur Reproduzierbarkeit der Stosswellen - Reflexions- und Transmissionssignale

11 KV	Ladespannung	13 KV
10 $\mu\text{sec/cm}$	Zeitablenkung	10 $\mu\text{sec/cm}$
70 $\mu\text{sec}$	Zeitverzögerung	50 $\mu\text{sec}$
5 mV/cm	Empfindlichkeit	5 mV/cm

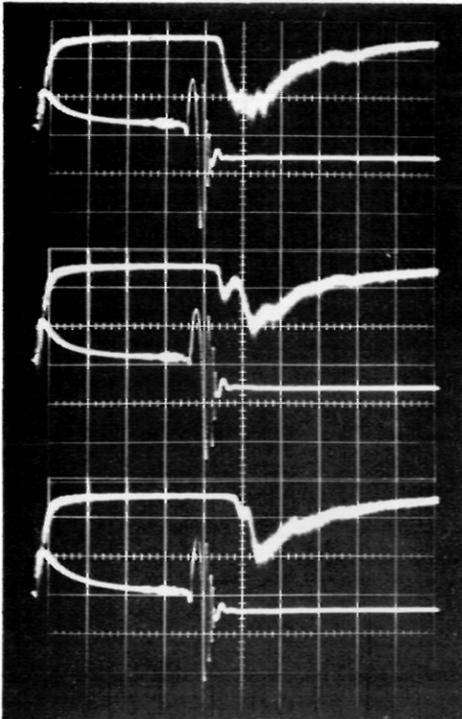


Abb. 29 Entladungen bei 12 KV  
 Zeitablenkung 20  $\mu\text{sec/cm}$   
 Multipliersignal 20 mV/cm  
 Transmissionssignal 5 mV/cm

Daß es sich bei den Elektronen, die die Phasendurchgänge verursachen, nicht um solche handelt, die zum leuchtenden Entladungsplasma gehören, wurde immer von Multipliersignalen bestätigt. Im Gegensatz zu den Transmissionssignalen, die die reproduzierbaren Stosswellen charakterisieren, weisen die Multipliersignale (Abb. 29) erhebliche Strukturunterschiede auf. Jedes Oszillogramm ergab bei der Auswertung (mit dem am Beginn des Kapitels beschriebenen Verfahren) 5 bis 10 Werte sowohl für die Elektronendichte  $n_e$  als auch für die Stoszfrequenz  $\nu$ . Mit der Ladespannung (bzw. der Machzahl am Messort) als Parameter sind diese Werte in den Abb. 30a, b und 31a, b, c als Funktionen der Zeit aufgetragen. Diese wurde immer von dem Zeitpunkt an gezählt, an dem die Stossfront die Drähte erreichte. Wenn die Stossfront die Drähte passiert, zeigt das Transmissionssignal bei kleinen Geschwindigkeiten (z. B. Abb. 27a) die Kompression der Precursorelektronen an. Selbst wenn dieser Sprung in der Elektronendichte in den Transmissionssignalen kaum noch zu erkennen ist, läßt er sich mit Hilfe charakteristischer Änderungen im Reflexionssignal noch ermitteln.

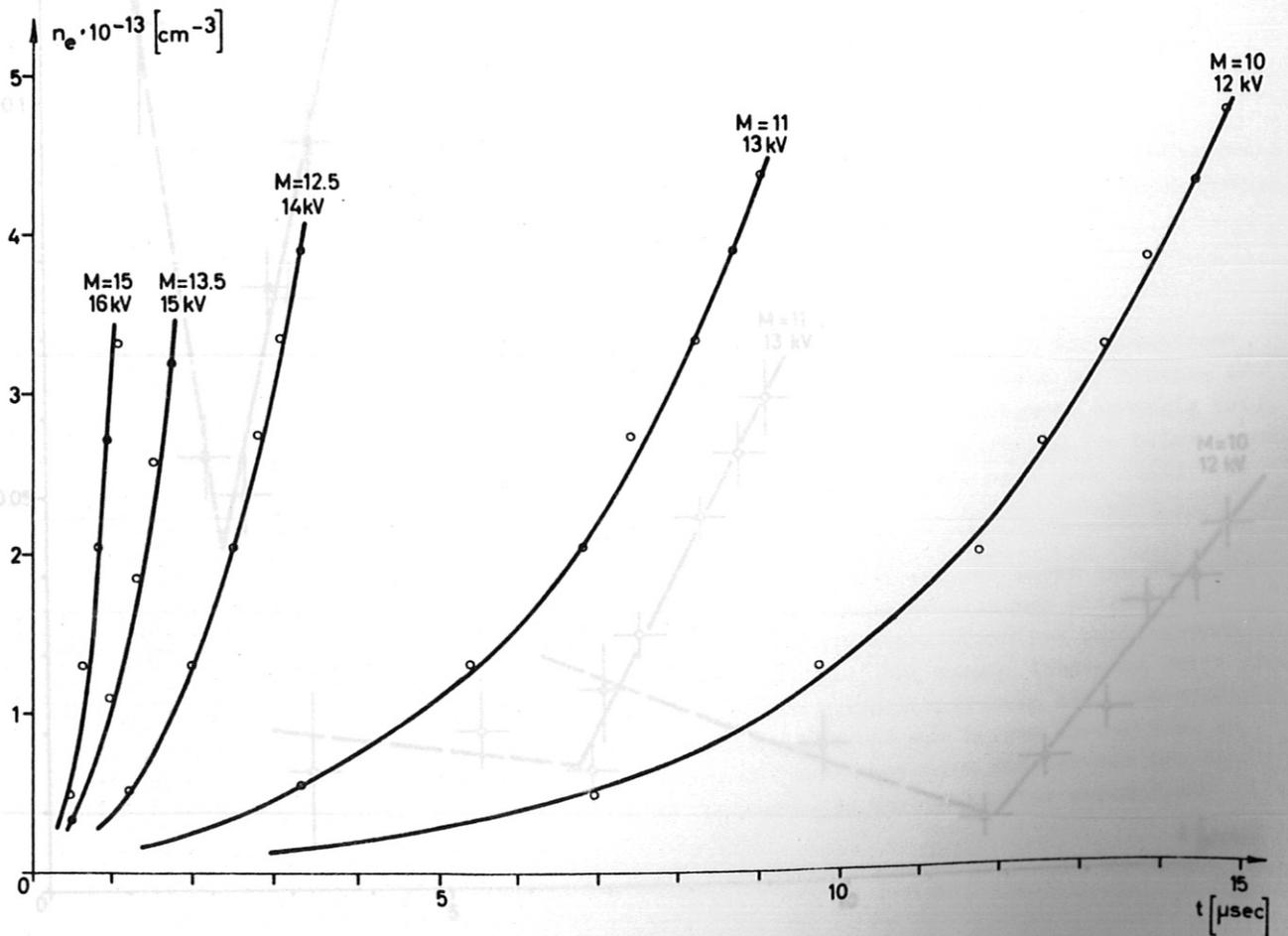
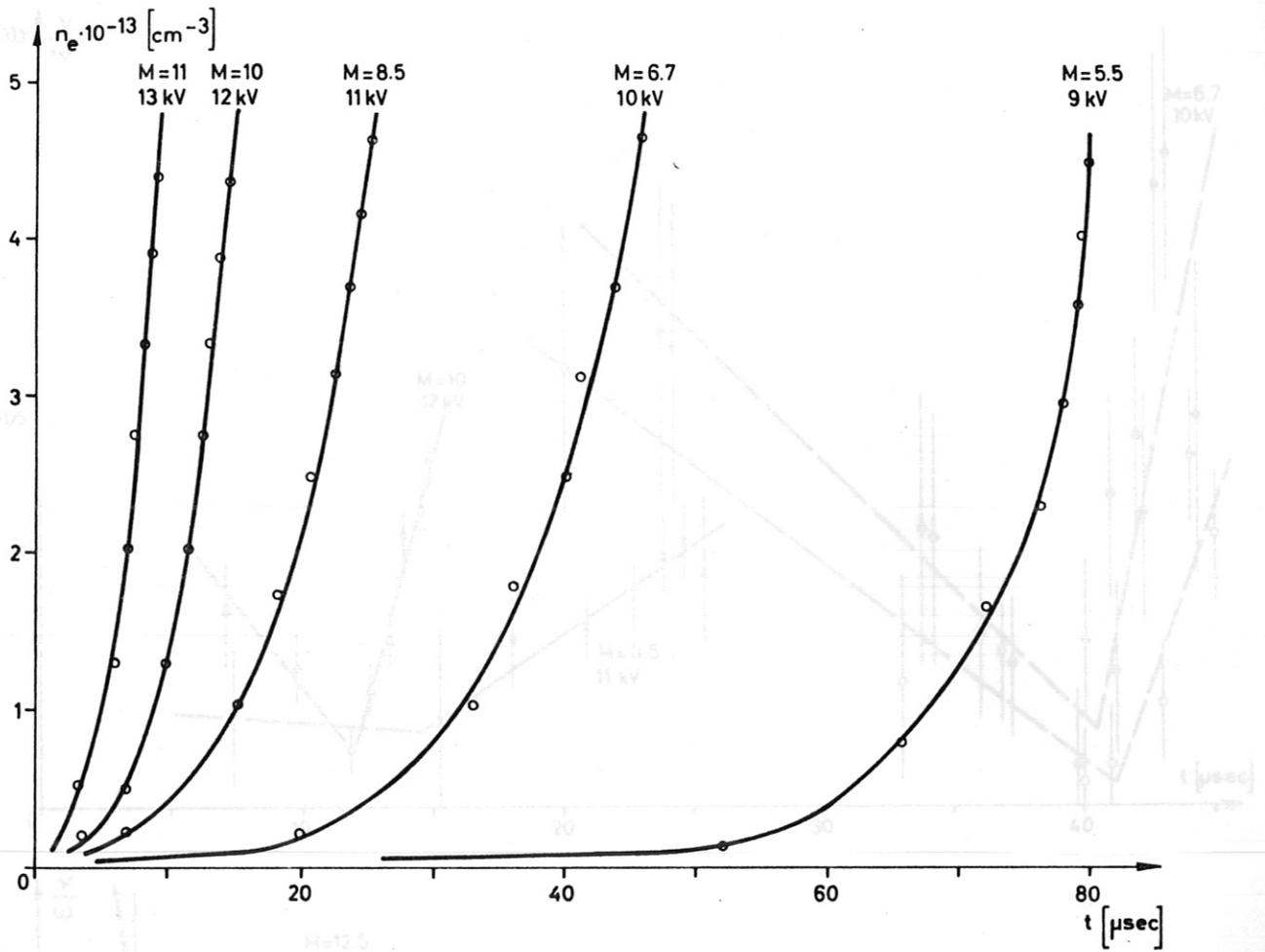


Abb. 30a, b Elektronendichteverlauf hinter Stossfronten in Argon ( $p_0 = 2$  Torr) als Funktion der Zeit. Parameter sind die Geschwindigkeit der Stossfront am Messort bzw. die Ladespannung des Kondensators

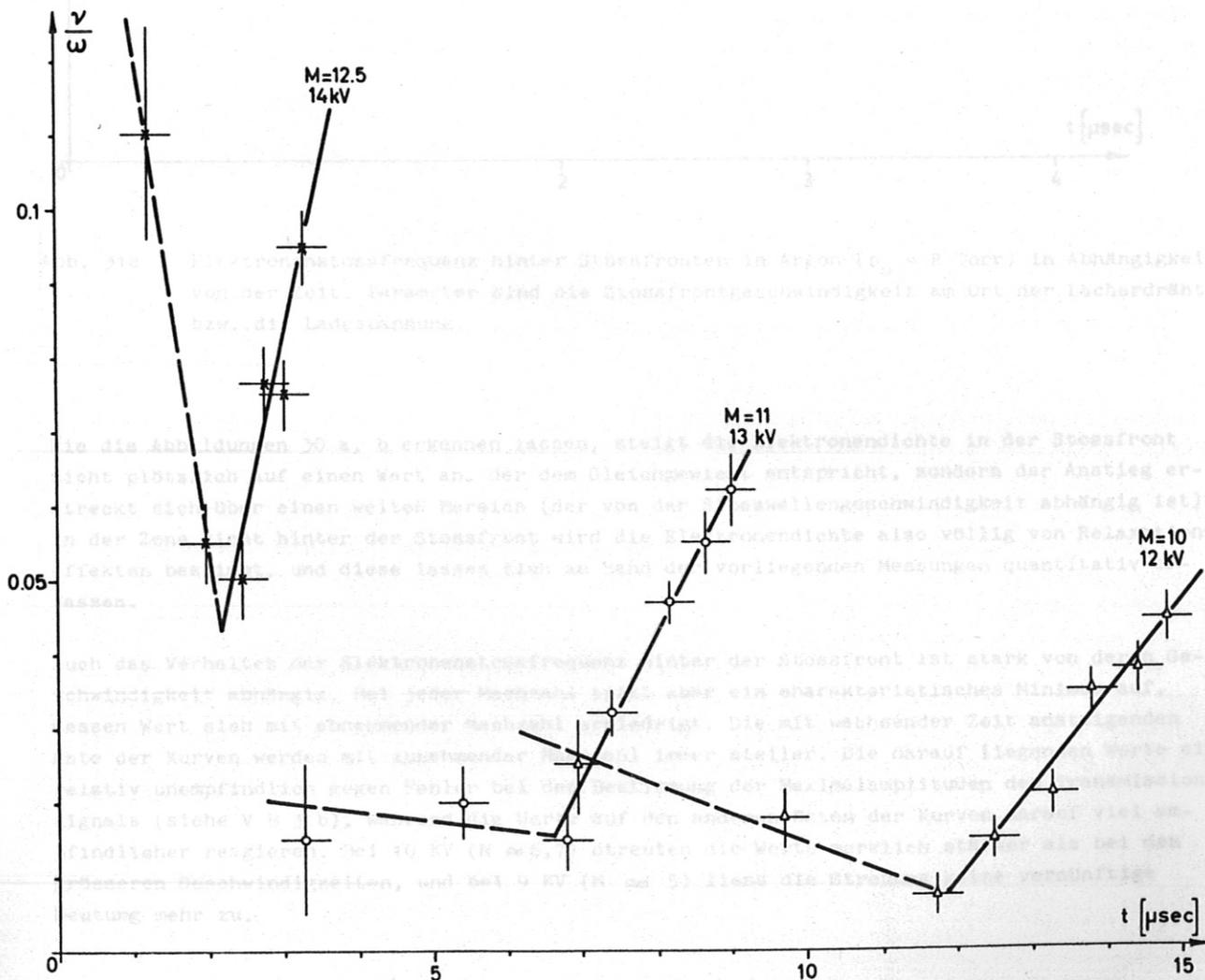
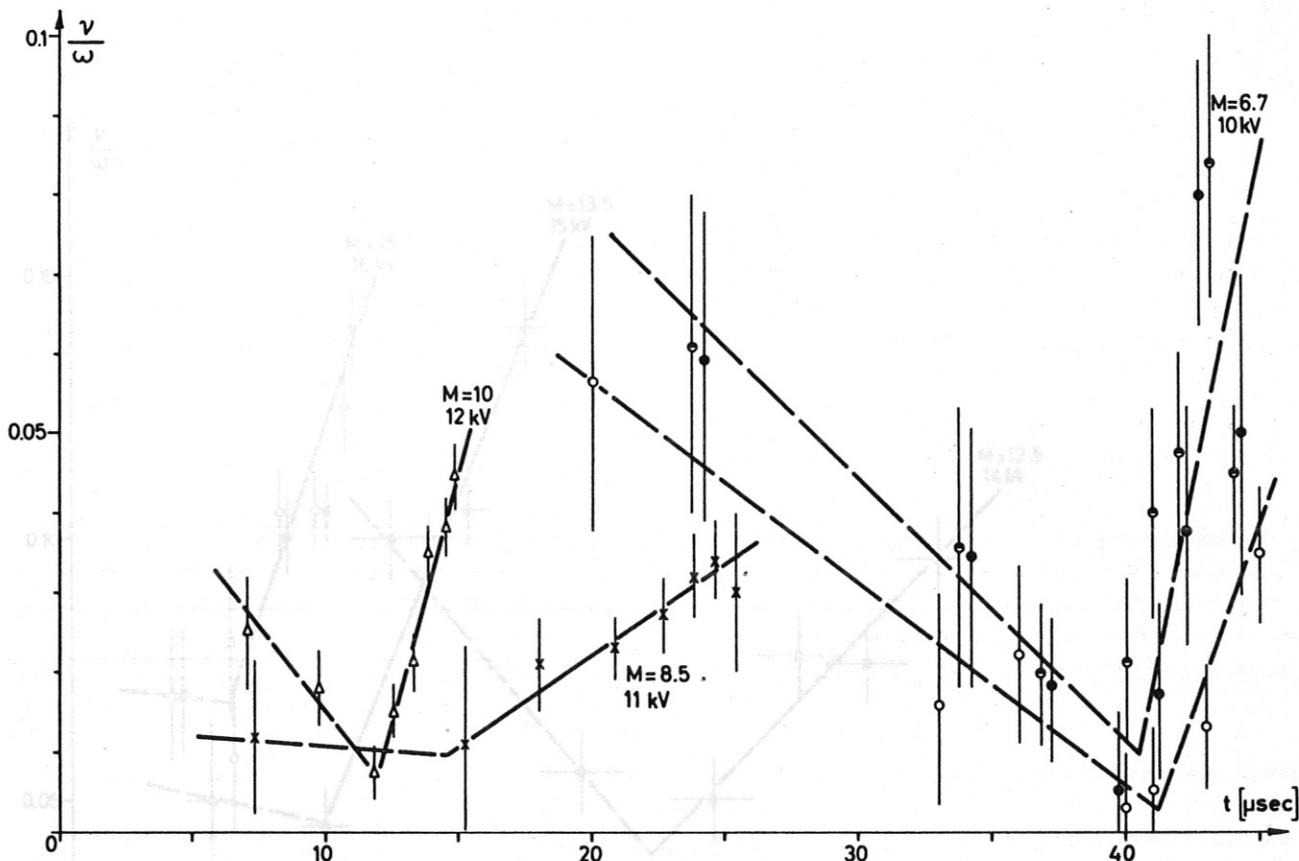


Abb. 31a, b Elektronenstossfrequenz hinter Stossfronten in Argon ( $p_0 = 2$  Torr) in Abhängigkeit von der Zeit. Parameter sind die Stossfrontgeschwindigkeit am Ort der Lecherdrähte bzw. die Ladespannung.

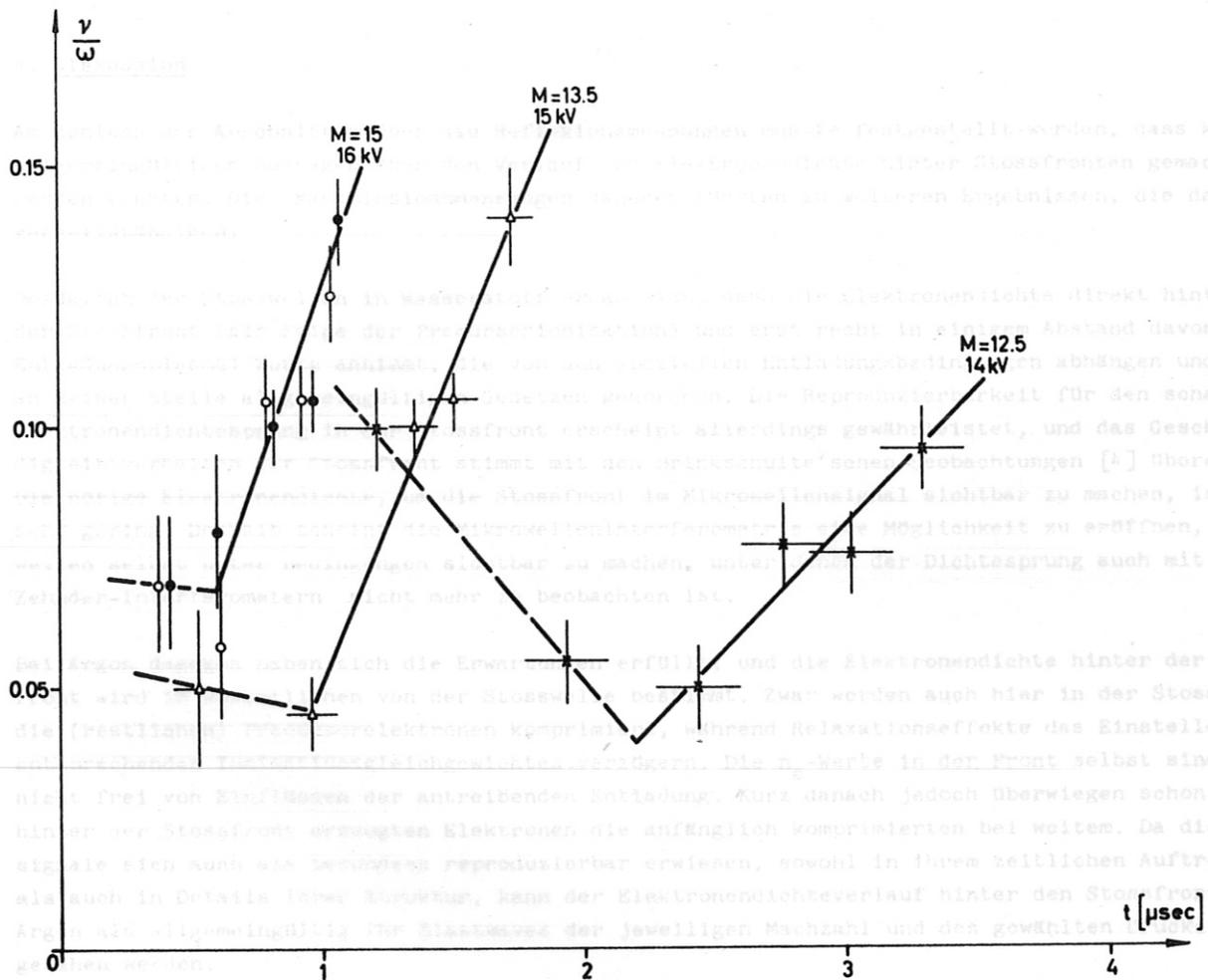


Abb. 31c Elektronenstossfrequenz hinter Stossfronten in Argon ( $p_0 = 2$  Torr) in Abhängigkeit von der Zeit. Parameter sind die Stossfrontgeschwindigkeit am Ort der Lecherdrähte bzw. die Ladespannung

Wie die Abbildungen 30 a, b erkennen lassen, steigt die Elektronendichte in der Stossfront nicht plötzlich auf einen Wert an, der dem Gleichgewicht entspricht, sondern der Anstieg erstreckt sich über einen weiten Bereich (der von der Stosswellengeschwindigkeit abhängig ist). In der Zone dicht hinter der Stossfront wird die Elektronendichte also völlig von Relaxationseffekten bestimmt, und diese lassen sich an Hand der vorliegenden Messungen quantitativ erfassen.

Auch das Verhalten der Elektronenstossfrequenz hinter der Stossfront ist stark von deren Geschwindigkeit abhängig. Bei jeder Machzahl tritt aber ein charakteristisches Minimum auf, dessen Wert sich mit abnehmender Machzahl erniedrigt. Die mit wachsender Zeit ansteigenden Äste der Kurven werden mit zunehmender Machzahl immer steiler. Die darauf liegenden Werte sind relativ unempfindlich gegen Fehler bei der Bestimmung der Maximalamplituden des Transmissionsignals (siehe V B 3 b), während die Werte auf den anderen Ästen der Kurven darauf viel empfindlicher reagieren. Bei 10 kV ( $M \approx 6,7$ ) streuten die Werte merklich stärker als bei den grösseren Geschwindigkeiten, und bei 9 kV ( $M \approx 5$ ) liess die Streuung keine vernünftige Deutung mehr zu.

Eine genaue Analyse der Transmissionsignale liess erkennen, dass das räumliche Auflösungs-  
4. Diskussion schärferfraktionsmessung noch besser ist als nach den Abschätzungen erwartet wurde.  
Aus dem Analyse des Signals, der dem Sprung der Elektronendichte in der Stossfront entspricht

Am Schluss des Abschnittes über die Reflexionsmessungen musste festgestellt werden, dass keine  
allgemeingültigen Aussagen über den Verlauf der Elektronendichte hinter Stossfronten gemacht  
werden konnten. Die Transmissionsmessungen dagegen führten zu weiteren Ergebnissen, die das Bild  
vervollständigen.

Der Spannung, die bei Transmissionsmessungen die Anfangsphasenlage

Bezüglich der Stosswellen in Wasserstoff ergab sich, dass die Elektronendichte direkt hinter  
der Stossfront (als Folge der Precursorionisation) und erst recht in einigem Abstand davon (im  
Entladungsplasma) Werte annimmt, die von den speziellen Entladungsbedingungen abhängen und so  
an keiner Stelle allgemeingültigen Gesetzen gehorchen. Die Reproduzierbarkeit für den scharfen  
Elektronendichtesprung in der Stossfront erscheint allerdings gewährleistet, und das Geschwin-  
digkeitsverhalten der Stossfront stimmt mit den Brinkschulte'schen Beobachtungen [4] überein.

Die nötige Elektronendichte, um die Stossfront im Mikrowellensignal sichtbar zu machen, ist  
sehr gering. Deshalb scheint die Mikrowelleninterferometrie eine Möglichkeit zu eröffnen, Stoss-  
wellen selbst unter Bedingungen sichtbar zu machen, unter denen der Dichtesprung auch mit Mach-  
Zehnder-Interferometern nicht mehr zu beobachten ist.

Bei Argon dagegen haben sich die Erwartungen erfüllt, und die Elektronendichte hinter der Stoss-  
front wird im wesentlichen von der Stossfront bestimmt. Zwar werden auch hier in der Stossfront  
die (restlichen) Precursorelektronen komprimiert, während Relaxationseffekte das Einstellen des  
entsprechenden Ionisationsgleichgewichtes verzögern. Die  $n_e$ -Werte in der Front selbst sind also  
nicht frei von Einflüssen der antreibenden Entladung. Kurz danach jedoch überwiegen schon die  
hinter der Stossfront erzeugten Elektronen die anfänglich komprimierten bei weitem. Da die Mess-  
signale sich auch als besonders reproduzierbar erwiesen, sowohl in ihrem zeitlichen Auftreten  
als auch in Details ihrer Struktur, kann der Elektronendichteverlauf hinter den Stossfronten in  
Argon als allgemeingültig für Blastwaves der jeweiligen Machzahl und des gewählten Druckes an-  
gesehen werden.

Ein direkter Vergleich des hier ermittelten zeitlichen Elektronendichteverlaufs in Argon bei  
 $p_0 = 2$  Torr mit den Doppelsondenmessungen von Mc Laren et al [8] ist nicht möglich, da die  
beiden Messungen verschiedene Elektronendichtebereiche überdecken. Mc Laren misst (nach seinen  
Angaben) hinter der Leuchtfrent, die bei den hier vorliegenden Untersuchungen nie mit der Stoss-  
front identisch war.

Auch für die gemessenen Elektronenstossfrequenzen gibt es noch keine Vergleichsmöglichkeiten mit  
den Resultaten anderer Autoren. Das charakteristische Minimum, das bei allen Messreihen auftritt,  
spricht dafür, dass auch hier ein für Blastwaves in Argon allgemeingültiger Zusammenhang ge-  
funden wurde. Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass der rechte Ast der Kurven mit er-  
heblich grösserer Genauigkeit gemessen werden konnte als der linke. Schon kleinste Fehler bei  
der Messung der Signalamplituden machen sich dort stark bemerkbar. Da die Stossfrequenz eine  
Funktion vieler Variabler ist (der Elektronendichte  $n_e$ , der Neutralgasdichte  $n_A$ , der Elektronen-  
temperatur  $T_e$  und der Wirkungsquerschnitte  $Q_{ei}$  und  $Q_{eA}$  für Elektronenstösse gegen Ionen bzw.  
Atome), konnte das Auftreten des Minimums nicht aus deren Verhalten hergeleitet werden. Ab-  
schätzungen ergaben allerdings, dass der Ramsauereffekt bei  $Q_{eA}$  sehr wahrscheinlich nicht das  
Minimum verursacht (siehe dazu [28]). Eine Berechnung der Elektronentemperatur ist - ebenfalls  
der Vielzahl der Parameter wegen - mit grossen Unsicherheiten behaftet. Deshalb wurde hier auf  
sie verzichtet.

Eine genaue Analyse der Transmissionssignale liess erkennen, dass das räumliche Auflösungsvermögen des Lecherdrahtsystems noch besser ist als nach den Abschätzungen erwartet wurde. Aus dem Anstieg des Signals, der dem Sprung der Elektronendichte in der Stossfront entspricht (siehe z. B. Abb. 27a), ergibt sich ein Auflösungsvermögen besser als 1 mm.

Eine andere Eigenschaft der Signale, die ebenfalls in den Abbildungen 27a und b erkennbar ist, konnte nicht erklärt werden: Der Spannung, die bei Transmissionssignalen die Anfangsphasenlage kennzeichnet, ist im allgemeinen kurz vor dem eigentlichen Signal mit den Phasendurchgängen eine hochfrequente Schwingung aufgeprägt (Abb. 27a und b). Ihre Frequenz ist von derselben Grössenordnung wie die der Dopplersignale, welche bei den Reflexionsmessungen beobachtet wurden; sie nimmt auch in der gleichen Weise mit wachsender Zeit ab. Es liegt also nahe, auch in dieser "Störung" ein Dopplersignal zu vermuten. Wenn allerdings - ungeachtet der Tatsache, dass eine ideale Lecherleitung überhaupt nicht quer zu den Drähten abstrahlt - zur Geschwindigkeitsberechnung aus dem Störsignal die Lecherwellenlänge  $\lambda_0 = 4,3$  mm (bzw die Frequenz  $f = 70$  GHz) benutzt wird, so ergibt sich keine quantitative Übereinstimmung mit irgendwelchen anderweitig gemessenen Geschwindigkeiten. Die Abweichungen sind immer von der Grössenordnung der Geschwindigkeiten selbst. Trotz der Klarheit, mit der die "Dopplersignale" auftreten, gelang es nicht, ihre Herkunft und Bedeutung festzustellen.

- [1] O.P. v. Weissbrock  
Z. Naturforschg. 9a, 219 (1954)
- [2] G. v. Hoerner  
Vorträge der Physik 6, 279 (1954)
- [3] K. G. G. G.  
Z. Naturforschg. 10a, 1817 (1955); 11a, 1871 (1956)
- [4] J. J. Mc Laren, G. G. G., F. W. Hobson  
VI Conference "Ménages" (L'Association, Paris Vol. IV, XI 211 (1963))
- [5] H. A. Hain und M. Müller  
Klassische Elektrodynamik, 2. Aufl., S. 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168, 169, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234, 235, 236, 237, 238, 239, 240, 241, 242, 243, 244, 245, 246, 247, 248, 249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256, 257, 258, 259, 260, 261, 262, 263, 264, 265, 266, 267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274, 275, 276, 277, 278, 279, 280, 281, 282, 283, 284, 285, 286, 287, 288, 289, 290, 291, 292, 293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301, 302, 303, 304, 305, 306, 307, 308, 309, 310, 311, 312, 313, 314, 315, 316, 317, 318, 319, 320, 321, 322, 323, 324, 325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332, 333, 334, 335, 336, 337, 338, 339, 340, 341, 342, 343, 344, 345, 346, 347, 348, 349, 350, 351, 352, 353, 354, 355, 356, 357, 358, 359, 360, 361, 362, 363, 364, 365, 366, 367, 368, 369, 370, 371, 372, 373, 374, 375, 376, 377, 378, 379, 380, 381, 382, 383, 384, 385, 386, 387, 388, 389, 390, 391, 392, 393, 394, 395, 396, 397, 398, 399, 400, 401, 402, 403, 404, 405, 406, 407, 408, 409, 410, 411, 412, 413, 414, 415, 416, 417, 418, 419, 420, 421, 422, 423, 424, 425, 426, 427, 428, 429, 430, 431, 432, 433, 434, 435, 436, 437, 438, 439, 440, 441, 442, 443, 444, 445, 446, 447, 448, 449, 450, 451, 452, 453, 454, 455, 456, 457, 458, 459, 460, 461, 462, 463, 464, 465, 466, 467, 468, 469, 470, 471, 472, 473, 474, 475, 476, 477, 478, 479, 480, 481, 482, 483, 484, 485, 486, 487, 488, 489, 490, 491, 492, 493, 494, 495, 496, 497, 498, 499, 500, 501, 502, 503, 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511, 512, 513, 514, 515, 516, 517, 518, 519, 520, 521, 522, 523, 524, 525, 526, 527, 528, 529, 530, 531, 532, 533, 534, 535, 536, 537, 538, 539, 540, 541, 542, 543, 544, 545, 546, 547, 548, 549, 550, 551, 552, 553, 554, 555, 556, 557, 558, 559, 560, 561, 562, 563, 564, 565, 566, 567, 568, 569, 570, 571, 572, 573, 574, 575, 576, 577, 578, 579, 580, 581, 582, 583, 584, 585, 586, 587, 588, 589, 590, 591, 592, 593, 594, 595, 596, 597, 598, 599, 600, 601, 602, 603, 604, 605, 606, 607, 608, 609, 610, 611, 612, 613, 614, 615, 616, 617, 618, 619, 620, 621, 622, 623, 624, 625, 626, 627, 628, 629, 630, 631, 632, 633, 634, 635, 636, 637, 638, 639, 640, 641, 642, 643, 644, 645, 646, 647, 648, 649, 650, 651, 652, 653, 654, 655, 656, 657, 658, 659, 660, 661, 662, 663, 664, 665, 666, 667, 668, 669, 670, 671, 672, 673, 674, 675, 676, 677, 678, 679, 680, 681, 682, 683, 684, 685, 686, 687, 688, 689, 690, 691, 692, 693, 694, 695, 696, 697, 698, 699, 700, 701, 702, 703, 704, 705, 706, 707, 708, 709, 710, 711, 712, 713, 714, 715, 716, 717, 718, 719, 720, 721, 722, 723, 724, 725, 726, 727, 728, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736, 737, 738, 739, 740, 741, 742, 743, 744, 745, 746, 747, 748, 749, 750, 751, 752, 753, 754, 755, 756, 757, 758, 759, 760, 761, 762, 763, 764, 765, 766, 767, 768, 769, 770, 771, 772, 773, 774, 775, 776, 777, 778, 779, 780, 781, 782, 783, 784, 785, 786, 787, 788, 789, 790, 791, 792, 793, 794, 795, 796, 797, 798, 799, 800, 801, 802, 803, 804, 805, 806, 807, 808, 809, 810, 811, 812, 813, 814, 815, 816, 817, 818, 819, 820, 821, 822, 823, 824, 825, 826, 827, 828, 829, 830, 831, 832, 833, 834, 835, 836, 837, 838, 839, 840, 841, 842, 843, 844, 845, 846, 847, 848, 849, 850, 851, 852, 853, 854, 855, 856, 857, 858, 859, 860, 861, 862, 863, 864, 865, 866, 867, 868, 869, 870, 871, 872, 873, 874, 875, 876, 877, 878, 879, 880, 881, 882, 883, 884, 885, 886, 887, 888, 889, 890, 891, 892, 893, 894, 895, 896, 897, 898, 899, 900, 901, 902, 903, 904, 905, 906, 907, 908, 909, 910, 911, 912, 913, 914, 915, 916, 917, 918, 919, 920, 921, 922, 923, 924, 925, 926, 927, 928, 929, 930, 931, 932, 933, 934, 935, 936, 937, 938, 939, 940, 941, 942, 943, 944, 945, 946, 947, 948, 949, 950, 951, 952, 953, 954, 955, 956, 957, 958, 959, 960, 961, 962, 963, 964, 965, 966, 967, 968, 969, 970, 971, 972, 973, 974, 975, 976, 977, 978, 979, 980, 981, 982, 983, 984, 985, 986, 987, 988, 989, 990, 991, 992, 993, 994, 995, 996, 997, 998, 999, 1000
- [6] M. Müller  
Laborbericht zum Max-Planck-Institut für Physik, München, Nr. 2, Sept. 1961
- [7] P.A. Albini and G. G. G.  
Techn. Note No. 3, 1961, 1962, Inst. of Technology
- [8] G. Hain und M. Müller  
Z. Naturforschg. 17a, 60 (1962)
- [9] G. G. G., G. Hain, H. Hain, G. Hain  
Z. Naturforschg. 6, 1172 (1961)

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] R.G. Fowler, J.S. Goldstein and B.E. Clotfelder  
Phys. Rev. 82, 879 (1951)
- [2] A.C. Kolb  
Phys. Rev. 107, 345 (1957); 107, 1197 (1957)
- [3] G.D. Cormack  
Z. Naturforschg. 19a, 934 (1964)
- [4] H. Brinkschulte  
Dissertation T.H. München (1965)  
Z. Naturforschg. 20a, 196 (1965)
- [5] C.F. v. Weizsäcker  
Z. Naturforschg. 9a, 269 (1954)
- [6] S. v. Hoerner  
Fortschritte der Physik 6, 375 (1958)
- [7] W. Häfele  
Z. Naturforschg. 10a, 1017 (1955); 11a, 329 (1956)
- [8] T.I. Mc Laren, J.N. Fox, R.M. Hobson  
VI Conférence Phénomènes d'Ionisation, Paris Vol. IV, X7 311 (1963)
- [9] M.A. Heald and C.B. Wharton  
Plasma Diagnostics with Microwaves, John Wiley a. Sons, 1965
- [10] M. Tutter  
Laborbericht aus dem Max-Planck-Institut für Physik, München, Nr. 2, Sept. 1961
- [11] F.A. Albin and R.G. Jahn  
Techn. Note No. 3, Oct. 1960, Calif. Inst. of Technology
- [12] K. Hain und M. Tutter  
Z. Naturforschg. 17a, 60 (1962)
- [13] J.B. Gerardo, C.D. Hendricks, L. Goldstein  
Phys. Fluids 6, 1222 (1963)

- [14] G. Brederlow  
Z. Naturforschg. 18a, 868 (1963)
- [15] H. Jasik  
Antenna Engineering Handbook, Mc Graw Hill 1961
- [16] J. Brown  
Microwave Lenses, John Wiley a. Sons (1953)
- [17] H. Klingenberg  
Z. Naturforschg. 20a, 1149 (1965)
- [18] E.B. Turner  
Space Technology Laboratory, Report No. GM-TR-0165-00460 (1958)
- [19] W. Ohlendorf  
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik, IPP 3/8 (1963)
- [20] R.G. Jahn  
Technical Note No. 2, Aug. 1960, Calif. Inst. of Technology
- [21] A. Hirt  
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik
- [22] R.G. Jahn  
Phys. Fluids, 5, 678 (1962)
- [23] A. v. Hippel  
Dielectric Materials and Applications, John Wiley a. Sons (1961)
- [24] G. Mie  
Annalen der Physik 2, 201 (1900)
- [25] S.D. Robertson  
IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 263 (1956)
- [26] H. Klingenberg  
Z. Naturforschg. 18a, 1331 (1963)
- [27] G.D. Cormack  
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik, IPP 3/11 (Dez. 1963)
- [28] S.C. Brown  
Basic Data of Plasma Physics, MIT Press (1959)

## A.2 Variablen Koppler

Im Gegensatz zu üblichen Koppellementen, die die Leistung in einem festen Verhältnis auf verschiedene Leitungswege verteilen, kann mit dem hier beschriebenen variablen Koppler das Leistungsverhältnis in einem zeitlichen Bereich geändert werden.

Die Wände zweier Hohlleiter werden auf ihrer breiten Seite so abgefräst, dass sie sich mit einer Restwandstärke ineinanderfügen lassen (s. Abb. A2). In die gefrästen Flächen werden einzeln, aber so, dass sie sich beim Zusammenfügen genau decken, Löcher von 0,3 mm Durchmesser

### A.1 Teflon-Taper (Vakuumdichtung im Hohlleiter)

Bei den Reflexionsmessungen befand sich die Hornantenne im Stossrohr. Deshalb musste auch innen im Hohlleiter eine Vakuumdichtung angebracht werden, die aber auch einen reflexionsfreien Durchgang der Wellen gewährleisten musste. Als eine solche Dichtung wurde ein Teflonkeil benutzt, dessen Masse in Abb. A1 angegeben sind. Die Länge des quaderförmigen Teiles muss  $n \cdot \frac{\lambda_{\text{Tefl}}}{2}$  betragen. Wegen der Vakuumdichtigkeit wurde  $n = 6$  gewählt. Die keilförmigen Teile sollten einige

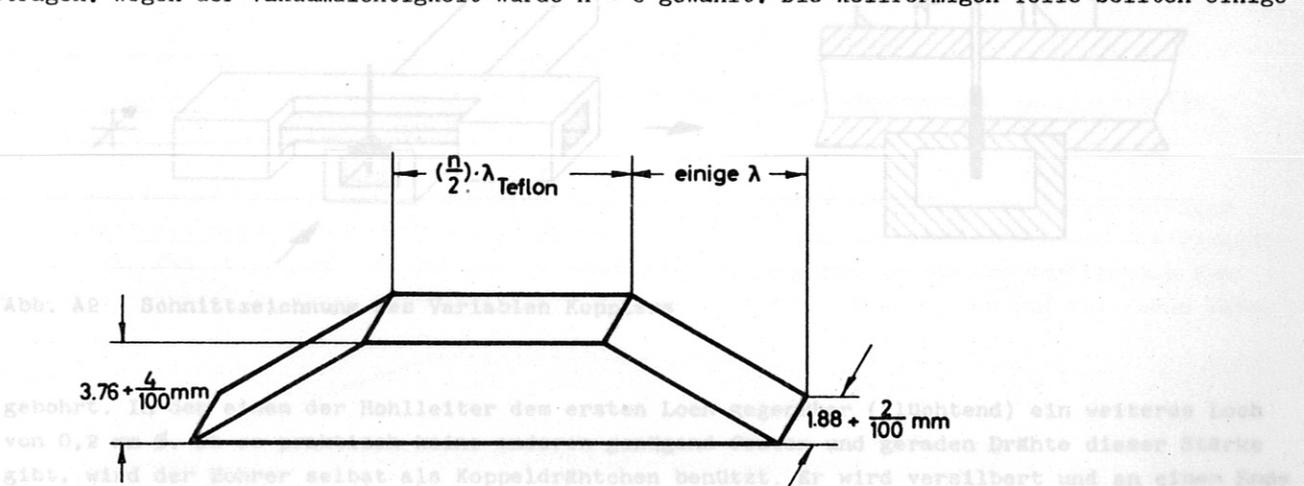


Abb. A1 Masse des Teflonkeils

Wellenlängen lang sein. Damit der Teflonkeil den Hohlleiter wirklich abdichtet, war er 2/100 bzw. 4/100 mm grösser hergestellt worden als es den Innenmassen des Hohlleiters entsprach. Bei Abkühlen des Hohlleiters und des Keils auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs reduzieren sich die Masse des Teflonkeils gerade um die obigen Differenzen stärker als die des Hohlleiters, so dass der Keil (mit ebenso abgekühlten Werkzeugen) in den Leiter gedrückt werden kann. Bei Erwärmung auf Zimmertemperatur presst sich das Teflon fest und vakuumdicht an die Wand des Hohlleiters.

## A.2 Variabler Koppler

Im Gegensatz zu üblichen Koppellementen, die die Leitung in einem festen Verhältnis auf verschiedene Leitungszweige verteilen, kann mit dem hier beschriebenen variablen Koppler das Leistungsverhältnis in einem ziemlichem Bereich geändert werden.

Die Wände zweier Hohlleiter werden auf ihrer breiten Seite so abgefräst, dass sie sich mit geringer Restwandstärke ineinanderfügen lassen (s. Abb. A2). In die gefrästen Flächen werden einzeln, aber so, dass sie sich beim Zusammenfügen genau decken, Löcher von 0,3 mm Durchmesser

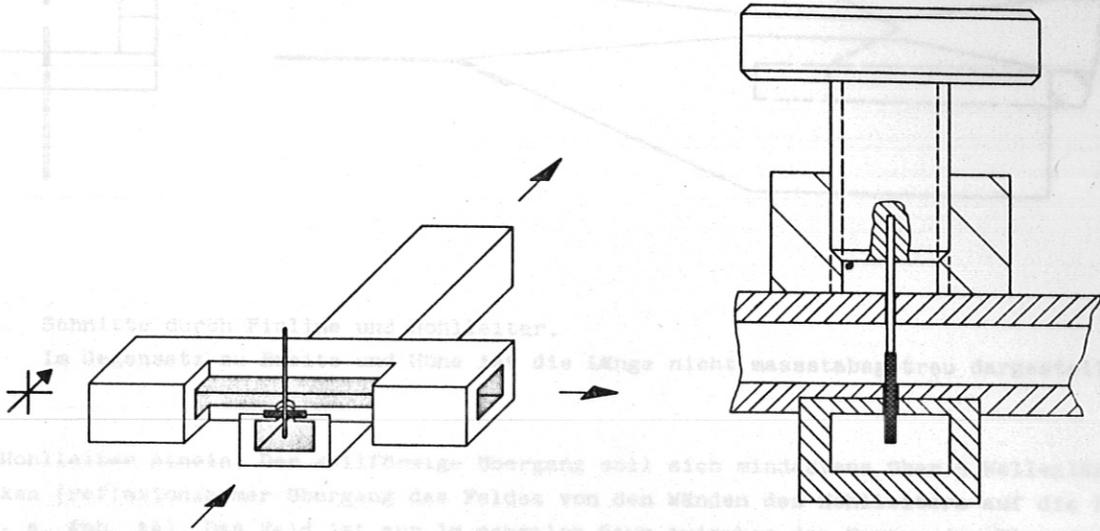


Abb. A2 Schnittzeichnung des Variablen Kopplers

gebohrt. In den einen der Hohlleiter dem ersten Loch gegenüber (flüchtend) ein weiteres Loch von 0,2 mm  $\varnothing$ . Da es praktisch keine anderen genügend festen und geraden Drähte dieser Stärke gibt, wird der Bohrer selbst als Koppeldrähchen benützt. Er wird versilbert und an einem Ende über 3 bis 4 mm Länge mit einem Isolierlack überzogen. Dadurch wird ein Kurzschluss in den inneren Löchern verhindert. (Auch ein zwischen die Hohlleiter gepresstes Teflonscheibchen mit einem Loch von nur 0,2 mm  $\varnothing$  kann demselben Zweck dienen - s. Abb. A2) In dem 0,2 mm Loch ist durch den Silberüberzug des Bohrers ein besonders guter Kontakt gewährleistet. Mit einer Plexiglasschraube, in die das Drähchen eingeklebt ist, kann das Kopplerverhältnis variiert werden. Bei einem Draht  $\varnothing$  von 0,2 mm sind die Störungen im Hohlleiter noch gering. Einzelheiten sind der Abb. A2 zu entnehmen.

Abb. A4 Verlauf des elektrischen Feldes in der Pinlinie

ohne dadurch den Feldverlauf zu stören. Ein weiterer keilförmiger Übergang (ca. 3 Wellenlängen) bringt den Abstand der beiden Flossenkanten auf den von den Lecherdrähten geforderten Abstand. Die Lecherdrähte sind so auf den Flossen aufgelötet, dass deren Innenkanten stossfrei fortgesetzt werden.

### A.3 Finline

Das Ende des Hohlleiters wird in der Mitte der breiten Seiten über eine Länge von ca. 10 cm geschlitzt, ähnlich einer "slotted-line" bzw. einem Phasenschieber. Die Schlitzbreite entspricht der Dicke der einzulötenden "Flosse" (aus Stabilitätsgründen 0,2 mm). Die Flossen werden symmetrisch so eingesetzt, dass das im Hohlleiter befindliche Ende glatt mit der Wand des Hohlleiters abschliesst (s. Abb. A3). Dann ragt die Flosse, keilförmig ansteigend, immer weiter

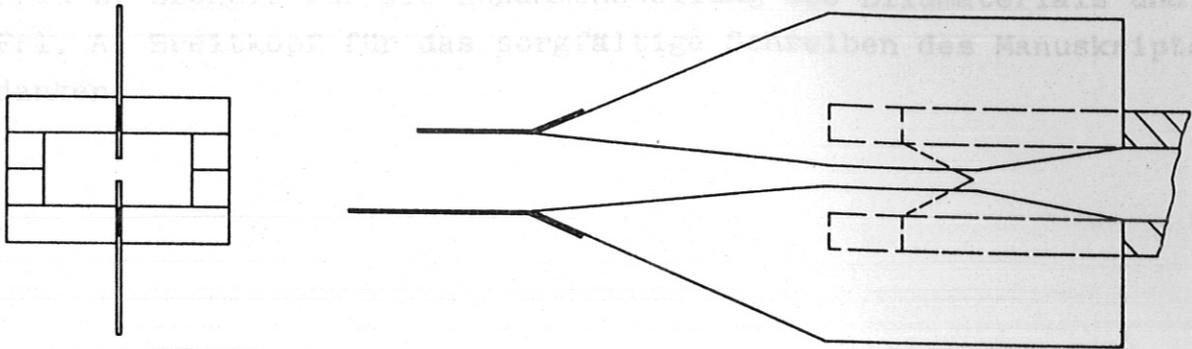


Abb. A3 Schnitte durch Finline und Hohlleiter.

Im Gegensatz zu Breite und Höhe ist die Länge nicht massstabsgetreu dargestellt.

in den Hohlleiter hinein. Der keilförmige Übergang soll sich mindestens über 5 Wellenlängen erstrecken (reflexionsarmer Übergang des Feldes von den Wänden des Hohlleiters auf die Flossenkanten - s. Abb. A4). Das Feld ist nur im schmalen Raum zwischen den Kanten der Flossen konzentriert, so dass der Hohlleiter mit einer günstigen Form (s. Abb. A3, A4 und 17) enden kann,

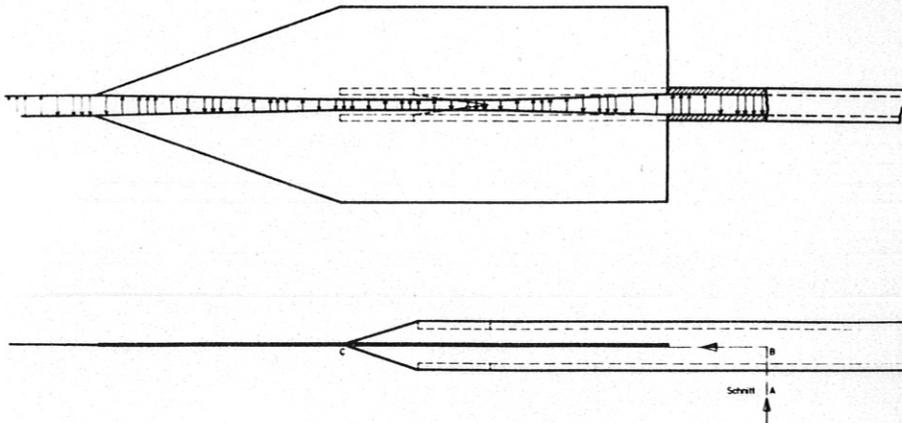


Abb. A4 Verlauf des elektrischen Feldes in der Finline

ohne dadurch den Feldverlauf zu stören. Ein weiterer keilförmiger Übergang ( 5 Wellenlängen) bringt den Abstand der beiden Flossenkanten auf den von den Lecherdrähten geforderten Abstand. Die Lecherdrähte sind so auf den Flossen aufgelötet, dass deren Innenkanten stossfrei fortgesetzt werden.

Herrn Prof. Dr. R. Wienecke danke ich für die Themenstellung und die ständige Förderung der Arbeit, Herrn Dr. H. Muntenbruch für anregende Diskussionen. Bei der Überwindung technischer Probleme hat mir Herr W. Walcher sehr geholfen. Gleichzeitig möchte ich Frau L. Elsholz für die Zusammenstellung des Bildmaterials und Frl. A. Breitkopf für das sorgfältige Schreiben des Manuskripts danken.