

Interferometrische Untersuchungen
an elektromagnetisch beschleunigten Stosswellen

Interferometric Measurements
on Electromagnetically Generated Shock Waves

H. Brinkschulte

IPP 3/24

Dezember 1964

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Interferometrische Untersuchungen
an elektromagnetisch beschleunigten Stosswellen

Interferometric Measurements
on Electromagnetically Generated Shock Waves

H. Brinkschulte

IPP 3/24

Dezember 1964

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

ABSTRACT

The phenomena occurring in an electromagnetic shock tube (T-tube) were investigated with the aid of a rotating-mirror camera and a Mach-Zehnder interferometer. The test gas used was hydrogen in the pressure range $2.5 < p_0 < 10$ mmHg. The investigations were conducted in the velocity range corresponding to Mach 6 to 20. The luminous phenomena detected with the rotating-mirror camera are identical with the plasma already formed between the electrodes during the discharge. This so-called discharge plasma is extremely inhomogeneous and irreproducible. With the interferometer it was possible to show that a non-luminous shock wave is also formed. Unlike the discharge plasma, however, this shock wave is reproducible. The shock front is plane and always precedes the luminous front. As the velocity increases the distance between the two fronts decreases. At velocities exceeding 2.5 cm/usec the discharge plasma advances right into the shock front. The discontinuity in the density across the front was also measured. This agrees with the value calculated from the Rankine-Hugoniot equations, if thermal equilibrium is assumed. Since the gas was partially dissociated in the velocity range investigated, it was possible to determine experimentally the refractive index for atomic hydrogen. The shock wave itself runs free and is in an unsteady state (blast wave type). The total time history of the shock wave thus cannot be described with the Rankine-Hugoniot equations, it conforms rather to the homology theory according to von Weizsäcker. Interferometric measurements of both the density drop behind the front and the decrease of the shock front velocity along the tube support this theory.

INHALTSVERZEICHNIS

ZUSAMMENFASSUNG

| | Seite |
|---|-------|
| I. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG | 1 |
| II. THEORETISCHE UBERLEGUNGEN | 2 |
| 1. Verdichtungsstösse | 2 |
| 1.a Stationäre Verdichtungsstösse | 2 |
| 1.b Instationäre Stosswellen | 4 |
| 2. Der Brechungsindex | 8 |
| III. EXPERIMENTELLER AUFBAU | 11 |
| 1. Das Stossrohr | 11 |
| 2. Der Entladungskreis | 12 |
| 3. Das Vakuumsystem | 15 |
| 4. Die optische Anordnung | 15 |
| 5. Synchronisierung und Triggerung | 18 |
| IV. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE | 21 |
| 1. Untersuchung von Leuchtfrent und Stossfrent | 21 |
| 1.a Schmieraufnahmen der Leuchterscheinung | 21 |
| 1.b Nachweis der Stossfrent | 21 |
| 2. Die Struktur der Stosswelle | 26 |
| 2.a Messung des Dichtesprungs in der Frent und des Brechungsindex für atomaren Wasserstoff | 26 |
| 2.b Das Hinterland der Stossfrent | 29 |
| 2.c Die Form der Stossfrent | 32 |
| 3. Die Lebenslinie der Stossfrent | 34 |
| V. DISKUSSION DER ERGEBNISSE | 47 |
| LITERATUR | 48 |
| ANHANG A Sprunggrössen für ein stossgeheiztes Wasserstoffplasma | 50 |
| ANHANG B Strömungsverlauf einer instationären Stosswelle nach der Homologietheorie . | 52 |

I. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG

Stosswellen spielen in der modernen Plasmaphysik, besonders bei der Erzeugung heisser Plasmen, eine bedeutende Rolle. Daneben sind sie auch für viele Fragen der Gasdynamik von grosser Wichtigkeit; und schliesslich lassen sich mit Hilfe von Stosswellen eine Reihe physikalischer Grössen bestimmen.

Eine für diese Zwecke sehr häufig und gründlich untersuchte und seit geraumer Zeit bekannte Anordnung zur Erzeugung von Stosswellen ist das Membran-Stossrohr: ein Rohr ist durch eine Membran in zwei Volumina unterteilt, in denen ein sehr unterschiedlicher Druck eingestellt wird. Lässt man die Membran platzen, so breitet sich vom Hochdruckteil eine Kompressionswelle, die sich bald zu einer Stossfront aufsteilt, in den Niederdruckteil aus. Das ruhende kalte Gas wird dabei stark komprimiert und erhitzt, wobei es je nach Versuchsbedingung dissoziiert oder auch ionisiert wird. Der Zustand hinter der Stossfront ist weitgehend homogen und kann mit Hilfe der Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie recht einfach berechnet werden. Die erreichbaren Geschwindigkeiten sind allerdings aus gasdynamischen Gründen begrenzt. Im Zusammenhang damit lassen sich auch nur relativ niedrige Temperaturen und Ionisationsgrade erreichen.

Man suchte deshalb einen einfachen Weg zur Erzeugung schneller, heisser Stosswellen. Fowler [1] schlug als erster vor, durch eine elektrische Stossentladung unter Ausnutzung thermischer und magnetischer Kräfte ein Plasma zu beschleunigen. Das Kolbsche T-Rohr [2] beruht auf dieser Idee. Andere Autoren bevorzugten konische \odot - oder Z-Pinch-Konfigurationen [3]. Alle auf diese Art erzeugten Stosswellen starten mit grosser Geschwindigkeit und werden dann ziemlich schnell gebremst, da die Antriebskraft nur sehr kurze Zeit wirkt.

Es zeigte sich jedoch im Laufe der Zeit, dass die Vorgänge in elektromagnetischen Rohren und die Eigenschaften der dabei erzeugten Plasmen nicht mit ähnlich einfachen Theorien beschrieben werden können, wie sie auf das Membranrohr anwendbar sind. Zuerst ging man von der Vorstellung aus, dass der bei der Entladung zwischen den Elektroden gebildete sehr heisse und dichte Plasmaprofen durch magnetische Kräfte aus dem Elektrodenraum herausgeschleudert würde und wie ein Kolben wirke, der das im Rohr befindliche Gas auf sammeln und vor sich herschieben würde (Analogie zum Membranrohr). Wenn die Geschwindigkeit auch dieses Kolbens konstant wäre, könnte das stossgeheizte Plasma davor wieder mit Hilfe der Rankine-Hugoniot- und der Saha-Gleichung beschrieben werden. Schon Griem [4] fand bei seinen Experimenten Abweichungen. Er versuchte, die zu hohen Temperaturen und Elektronendichten in der Stossfront damit zu erklären, dass das Gas davor durch Strahlung, die von der Entladung ausgeht, vorgeheizt würde (Precursoreffekte). Cloupeau [5] hingegen stellte fest, dass das in der Entladung aufgeheizte Plasma bis in die Stossfront vordringt, und deshalb zu hohe Temperaturen gemessen werden. Er entwickelte die Vorstellung vom "durchlässigen" Kolben.

Ob nun die Leuchtfront mit der Stossfront identisch ist, oder ob letztere davon räumlich getrennt ist, diese Frage blieb offen und konnte, schon von Cloupeau aufgeworfen, auch von Cormack nicht eindeutig geklärt werden. Ausserdem war bei allen diesen Untersuchungen nur selten diskutiert worden, ob für derartige Stosswellen eine stationäre Beschreibungsweise überhaupt möglich ist.

Ziel dieser Arbeit ist die Klärung der oben aufgeworfenen Probleme. Zur Untersuchung der in den elektromagnetischen Stossrohren auftretenden Phänomene eignen sich ganz besonders Interferenz-, Schlieren- und Schattenverfahren. Das erstere verspricht die meisten Informationen und wurde deshalb angewandt.

$$\rho_1 (v_1 - u)^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2$$
$$\frac{1}{2} \rho_1 (v_1 - u)^2 + h_1 = \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 + h_2$$

Die Indizes 0 und 1 gelten für die Grössen vor bzw. hinter der Unstetigkeitsfläche. Man stellt man die Zustandsgleichung für ideale Gase

II. THEORETISCHE UBERLEGUNGEN

Die Experimente sollen u.a. die Frage beantworten, ob in einem T-Rohr wirklich Stosswellen erzeugt werden, oder ob das Rohr lediglich als Plasmakanone wirkt. Nur durch Vergleich mit theoretischen Ansätzen kann entschieden werden, welcher Art etwaige Stosswellen sind. Deshalb soll hier sowohl der stationäre Verdichtungsstoss als auch die von v. Weizsäcker entwickelte Theorie für instationäre Stosswellen kurz behandelt werden.

Interferometrische Messungen geben Auskunft über den Brechungsindex eines Mediums. Da in einem Plasma Brechungsindex und Dichte in komplizierter Weise zusammenhängen, sollen auch die hierzu notwendigen Überlegungen den Messungen vorangestellt werden.

II.1 Stosswellen

II.1a Stationäre Verdichtungsstösse

Man bezeichnet einen Verdichtungs Vorgang als stationär, wenn sich die Zustände vor und hinter der Unstetigkeitsfläche zeitlich nicht ändern. In einem Membranstosswellenrohr z.B. werden derartige stationäre Verdichtungsstösse erzeugt. Nach dem Reißen der Membran ist die Impuls- und Energieübertragung auf die Stosswelle mindestens solange konstant, bis die in den Hochdruckteil laufende Verdünnungswelle dessen Ende erreicht hat. Bis zu dieser Zeit ist auch die Geschwindigkeit der Stosswelle konstant und damit der physikalische Zustand im stossgeheizten Plasmaprofen einheitlich: vor und hinter der Stossfront hat man im betrachteten Zeitintervall stationäre Zustände.

Zur Beschreibung eines stationären Stossvorganges benutzt man die drei Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Im folgenden werden also nur ebene Stosswellen betrachtet. Bezieht man sich auf ein Koordinatensystem, dessen Ursprung sich mit der Stossfront bewegt, so werden die Erhaltungsgleichungen unabhängig von der Zeit. Für den Fall der ebenen Stosswelle lassen sich dann die Erhaltungssätze elementar integrieren:

$$\rho_1 v_1 = \rho_0 v_0 \tag{1a}$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_0 v_0^2 + p_0 \tag{1b}$$

$$\frac{v_1^2}{2} + h_1 = \frac{v_0^2}{2} + h_0 \tag{1c}$$

(Reibung und Wärmeleitfähigkeit sind vernachlässigt). Ein sich mit der Stossfront bewegendem Beobachter sieht das Gas der Dichte ρ_0 mit der Geschwindigkeit $-v_0$ auf sich zukommen und mit ρ_1 und v_1 nach hinten abströmen. Für einen Beobachter im Laborsystem ist v_0 die Geschwindigkeit der Stossfront (v_s), hinter der das Gas mit der Geschwindigkeit $u = -(v_0 - v_1)$ herströmt. In dem System schreiben sich die Erhaltungsgleichungen dann:

$$\rho_1 (v_s - u) = \rho_0 v_s \tag{1a'}$$

$$\rho_1 (v_s - u)^2 + p_1 = \rho_0 v_s^2 + p_0 \tag{1b'}$$

$$\frac{1}{2} (v_s - u)^2 + h_1 = \frac{1}{2} v_s^2 + h_0 \tag{1c'}$$

Die Indices 0 und 1 gelten für die Grössen vor bzw. hinter der Unstetigkeitsfläche. Benutzt man die Zustandsgleichung für ideale Gase Druck und der Enthalpie die Dissoziation und Ionisation berücksichtigt werden. Geringe Abweichungen durch Anregung sollen hier vernachlässigt werden.

$$p = \rho RT \tag{2}$$

Die folgenden Überlegungen beschränken sich auf ein Wasserstoffplasma. Da man wegen des grossen Unterschiedes zwischen Dissoziations- und Ionisationsenergie annehmen kann, dass hier das Gas

und schreibt für die Enthalpie

$$h = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} \quad (3)$$

so kann das Gleichungssystem leicht aufgelöst werden. γ bedeutet das Verhältnis der spezifischen Wärmen (c_p/c_v) und wird hier als konstant angenommen. Weiter ist es sehr zweckmässig, die Stossmachzahl

$$M_0 = \frac{v_s}{c_0} \quad (4)$$

einzuführen, die das Verhältnis der Stossfrontgeschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit c_0 des Gases vor der Verdichtung angibt

$$c_0 = \sqrt{\gamma \frac{P_0}{\rho_0}} \quad (5)$$

Die Lösungen in der unten angegebenen Form bezeichnet man als Rankine-Hugoniot-Gleichungen. Dabei sind die Grössen vor der Stossfront mit denen hinter der Stossfront verknüpft und nur von γ und M_0^2 abhängig:

$$\frac{u}{v_s} = \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{M_0^2} \right) \quad (6)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 1 - \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{M_0^2} \right) \quad (7)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_0^2 - 1) \quad (8)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[1 - \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{M_0^2} \right) \right] \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_0^2 - 1) \right] \quad (9)$$

Aus den Gleichungen ersieht man, dass die Strömung einige bemerkenswerte Eigenschaften hat: für sehr starke Stösse ($M_0^2 \gg 1$) streben die Verhältnisse u/v_s und ρ_1/ρ_0 endlichen Grenzwerten zu, während der Druck und die Temperatur hinter der Front mit M_0^2 zunehmen. Es ergeben sich die Sprungbedingungen für starken Stoss

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (10), \quad \frac{v_s}{u} = \frac{\gamma+1}{2} \quad (11) \quad \text{und}$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_0^2, \quad \frac{T_1}{T_0} = \frac{\gamma-1}{(\gamma+1)^2} 2\gamma M_0^2$$

Der Dichtesprung für ein zweiatomiges Gas (wie z.B. Wasserstoff) mit $\gamma = 7/5$ wird also maximal $\rho_1/\rho_0 = 6$, wobei das Verhältnis Stossfront- zu Gasgeschwindigkeit $v_s/u = 6/5$ ist.

Die Gleichungen (6) - (9) gelten nur, solange γ konstant ist. Mit T-Rohren können Stosswellen sehr hoher Geschwindigkeit erzeugt werden. Dann nimmt neben Druck und Dichte auch die Temperatur stark zu. Von einer bestimmten Temperatur an muss man die Dissoziation des Gases in Rechnung stellen, und bei weiterer Temperaturerhöhung wird auch die Ionisation wichtig. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen ist in diesen Temperaturbereichen nicht mehr konstant, sondern hängt vom jeweiligen Dissoziations- bzw. Ionisationsgrad ab. Auch der Dichtesprung und das Verhältnis der Geschwindigkeiten spiegeln dieses Verhalten von γ wieder.

In den Erhaltungsgleichungen müssen beim Druck und der Enthalpie die Dissoziation und Ionisation berücksichtigt werden. Geringe Abweichungen durch Anregung sollen hier vernachlässigt werden, ebenso die Erniedrigung der Ionisierungsenergie.

Die folgenden Überlegungen beschränken sich auf ein Wasserstoffplasma. Da man wegen des grossen Unterschiedes zwischen Dissoziations- und Ionisationsenergie annehmen kann, dass hier das Gas

zunächst vollständig dissoziiert wird, und erst danach bei noch höheren Temperaturen die Ionisation einsetzt, können beide Bereiche getrennt behandelt werden. Nachdem beide Prozesse abgeschlossen sind, können die Verhältnisse wieder einfach beschrieben werden.

α) Bereich der Dissoziation. Angenommen wird, dass im Plasma thermisches Gleichgewicht herrscht. Dann gibt das Massen-Wirkungsgesetz den Dissoziationsgrad β in Abhängigkeit von der Temperatur an

$$\frac{4\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{\tilde{g}_H^2}{\tilde{g}_{H_2}} \frac{(2\pi)^{3/2}}{n_0 h^3} \left(\frac{m_H^2}{m_{H_2}}\right)^{3/2} (kT)^{3/2} e^{-\frac{E_D}{kT}} \quad (12).$$

Dabei bedeuten \tilde{g}_H und \tilde{g}_{H_2} die Zustandssummen für H bzw. H_2 , m_H und m_{H_2} die Masse für atomaren bzw. molekularen Wasserstoff, k = Boltzmannkonstante, h = Plancksches Wirkungsquantum, E_D = Dissoziationsenergie. Der Dissoziationsgrad β und n_0 sind definiert mit

$$\beta = \frac{n_H}{n_H + 2n_{H_2}} \quad ; \quad n_0 = n_{H_2} + \frac{n_H}{2} \quad (13).$$

Damit kann nun der Druck mit

$$p = n_0 kT (1 + \beta) \quad (14)$$

und die Enthalpie mit

$$h = \frac{7}{2} \frac{kT}{m_{H_2}} (1 + \beta) + \beta \frac{E_D}{m_{H_2}} \quad (15)$$

an Stelle von p_1 bzw. h_1 in die Erhaltungsgleichungen eingeführt werden.

β) Für den Bereich der Ionisation kann analog vorgegangen werden. Für Druck und Enthalpie muss man schreiben

$$p = 2n_0 kT (1 + \alpha) \quad (14')$$

$$h = \frac{5}{2} \frac{kT}{m_H} (1 + \alpha) + \frac{E_D}{2m_H} + \frac{\alpha}{m_H} E_i \quad (15')$$

Der Ionisationsgrad α folgt aus der Sahagleichung, E_i = Ionisierungsenergie.

Die Erhaltungsgleichungen sind nicht mehr explizit aufzulösen. Verschiedene Autoren haben sie über ein Iterationsverfahren mit elektronischen Rechenmaschinen berechnet [8] [9] [10]. Die Sprungbedingungen unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation in Abhängigkeit von der Stossfrontgeschwindigkeit und mit dem Anfangsdruck als Parameter liegen tabellarisch vor [Anhang].

II.1b Instationäre Stosswellen

Die Stosswellen in einem T-Rohr sind wegen des unterschiedlichen Erzeugungsmechanismus von ganz anderer Art als die im Membranrohr: in sehr kurzer Zeit wird ein relativ kleines Gasvolumen stark aufgeheizt und beschleunigt. Nur während der - im Verhältnis zur Laufzeit der Stosswelle - kurzen Entladungszeit werden Impuls und Energie eingekoppelt. Danach läuft die Stosswelle, sich selbst überlassend, frei weiter.

Stosswellen dieser Art werden als "blastwaves" bezeichnet. Theoretisch behandelt wurden sie von verschiedenen Autoren, z.B. von Guderley [11], G.I. Taylor [12], Sedov [13] und Sakurai [14]. Auch von v. Weizsäcker und Mitarbeitern wurde das Problem aufgegriffen [15]. Sie fanden bei ihren Untersuchungen die "Homologielösungen". Da diese besonders geeignet scheinen, die Vorgänge im T-Rohr richtig zu beschreiben, sollen sie hier (als Beispiel für eine Theorie der instationären Stosswelle) kurz behandelt werden.

Schon eine einfache Modellvorstellung führt zum richtigen Lösungsansatz: ein homogener Gasblock der Länge l bewegt sich mit einer Geschwindigkeit u durch einen Kanal, dessen Querschnittsfläche F konstant ist. Vor dem Block befindet sich ein ruhendes Gas der Dichte ρ_0 . Mit wachsender Zeit sammelt der Block das vor ihm liegende Gas auf, nach hinten soll er keine Materie verlieren. Da weder Energie noch Impuls zugeführt werden sollen, wird die Länge des Gasblocks grösser, während seine Geschwindigkeit kleiner werden muss. Wie sich die Stossfrontgeschwindigkeit zeitlich ändert, soll im folgenden erörtert werden.

Auch im instationären Falle gelten die Rankine-Hugoniot-Gleichungen für den Stossübergang. Wird vorausgesetzt, dass es sich um einen "starken Stoss" handelt, so folgt aus ihnen, dass unabhängig von der Geschwindigkeit die Dichte hinter der Front ein festes Vielfaches der Dichte vor der Front ist. Ebenso stehen Front- und Gasgeschwindigkeit in einem konstanten Verhältnis zueinander:

$$\rho_1 = \delta \cdot \rho_0 = \text{const} \quad (10'),$$

$$v_s = \epsilon \cdot u \quad (11').$$

(δ, ϵ sind Proportionalitätsfaktoren, ebenso ξ)

Pro Zeit und Fläche wächst also die Masse des Blocks ($m = l \cdot F \cdot \rho_1$) um

$$\dot{m} = \delta \rho_0 (v_s - u) = \xi \cdot u \quad (16).$$

α) Aus der Erhaltung des Impulses

$$I = m u \quad \text{folgt}$$

$$\dot{I} = m \dot{u} + u \dot{m} = \frac{I}{u} \dot{u} + \xi u^2 = 0 \quad (17).$$

Die Differentialgleichung hat die Lösung

$$u = \text{const} (t - t_0)^{-\frac{1}{2}} \quad (18).$$

β) Rechnet man mit der Erhaltung der Energie

$$E = \frac{1}{2} m u^2,$$

so hat die Differentialgleichung

$$2 \dot{E} = \dot{m} u^2 + \frac{2E}{u^2} 2u \dot{u} = \xi u^3 + \frac{4E}{u} \dot{u} = 0 \quad (19)$$

die Lösung

$$u = \text{const} (t - t_0)^{-\frac{1}{3}} \quad (20).$$

Die Abnahme der Geschwindigkeit erfolgt in beiden Fällen nicht mit der gleichen Gesetzmässigkeit, d.h. die Erhaltungssätze für Energie und Impuls sind nicht gleichzeitig erfüllt. Es ist jedoch naheliegend, aus der Ähnlichkeit der Lösungen zu schliessen, dass auch in Wirklichkeit die Geschwindigkeit mit

$$u = \text{const} (t - t_0)^k$$

abnehmen wird, wobei k zwischen $-\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{3}$ liegt. Eine kurze Überlegung macht dies plausibel: Wir nehmen an, dass der Block "ausfranst", d.h. dass er Materie nach hinten verliert. Dann wird in Richtung der Bewegung des Gasblockes Impuls übertragen. Die Geschwindigkeit wird also langsamer als mit $t^{-1/2}$ abnehmen.

Wenn man die Strömung exakt beschreiben will, muss man auf die differentielle Form der Erhaltungssätze übergehen und versuchen, diese zu integrieren. Sie schreiben sich, wieder unter Vernachlässigung von Reibung und Wärmeleitfähigkeit:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u) = 0 \quad (21a)$$

$$\rho \frac{du}{dt} + \operatorname{grad} p = 0 \quad (21b)$$

$$\frac{dp}{dt} + \gamma p \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (21c)$$

Die Sprungbedingungen für starken Stoss

$$S = S_0 \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (10)$$

$$v_s = \frac{\gamma+1}{2} u \quad (11)$$

$$p = \frac{\gamma-1}{2} u^2 S \quad (8')$$

übernehmen die Rolle von Randbedingungen längs der Frontkurve (= Lebenslinie der Stossfront). Der Ort des Randes liegt von vornherein nicht fest, sondern ergibt sich erst mit der Lösung selbst.

Jetzt wird ein Ansatz mit folgender Forderung gemacht: die Lösungen sollen sich selbst ähnlich sein, d.h. die Werte der Zustandsvariablen ρ , u , p zu einer Zeit sollen über eine zeitabhängige Skalentransformation aus denen zu einer anderen Zeit hervorgehen. D.h. in Formeln

$$\begin{aligned} \rho(x,t) &= R(t) \tau(\xi) \\ u(x,t) &= U(t) \varphi(\xi) \end{aligned} \quad (22)$$

$$p(x,t) = P(t) \psi(\xi)$$

mit

$$\xi = \xi(x,t)$$

ξ kann eine beliebige Funktion von Ort und Zeit sein und soll an der Front stets den gleichen Wert annehmen

$$\xi_F = \text{const}$$

Normiert man noch

$$\tau(c) = \varphi(c) = \psi(c) = 1$$

so sind

$$R(t), U(t), P(t)$$

die Werte der Zustandsgrößen in der Front. Wird $S_0 = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$ angenommen, so wird $R(t) = 1$. Unter Berücksichtigung der Sprungbedingungen lautet die δ^{+1} Ähnlichkeitsforderung schliesslich

$$\begin{aligned} \rho(x,t) &= \tau(\xi) \\ u(x,t) &= \varphi(\xi) \cdot U \\ p(x,t) &= \psi(\xi) \frac{\gamma-1}{2} U^2 \end{aligned} \quad (22')$$

Dieser Ansatz für ξ , u , p wird in die Erhaltungsgleichungen (21 a-c) eingeführt

$$\frac{\xi_t}{u \xi_x} \tau' + \tau \varphi' + \varphi \tau' = 0 \tag{21a'}$$

$$\frac{\xi_t}{u \xi_x} \varphi' + \varphi \frac{\dot{u}}{u^2 \xi_x} + \frac{\delta-1}{2} \frac{\varphi'}{\tau} + \varphi \varphi' = 0 \tag{21b'}$$

$$\frac{\xi_t}{u \xi_x} \psi' + \frac{\dot{u}}{u^2 \xi_x} 2\psi + \delta \varphi' \psi + \varphi \psi' = 0 \tag{21c'}$$

$$\xi_x = \frac{\partial \xi}{\partial t}; \xi_t = \frac{\partial \xi}{\partial t}; \dot{u} = \frac{du}{dt}; ' \text{ bedeutet Differentiation nach } \xi.$$

Nach Einsetzen des durch die Modellvorstellung nahegelegten Ansatzes

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{x-x_0}{(t-t_0)^{1+k}} \\ u &= c(t-t_0)^k \end{aligned} \tag{23}$$

in die Gleichungen (21 a'-c') reduzieren sich diese auf 3 gewöhnliche Differentialgleichungen:

$$[\varphi - (1+k)\xi] \tau' + \tau \varphi' = 0 \tag{21a''}$$

$$[\varphi - (1+k)\xi] \varphi' + \frac{\delta-1}{2} \frac{\varphi'}{\tau} + k\varphi = 0 \tag{21b''}$$

$$[\varphi - (1+k)\xi] \psi' + \delta \psi \varphi' + 2k\psi = 0 \tag{21c''}$$

k ist der sog. Homologieparameter und von γ abhängig. Das Gleichungssystem (21'') wurde von v. Weizsäcker für verschiedene k numerisch integriert.

Der Homologieparameter hat einige ausgezeichnete Werte. Für die verschiedenen γ gibt es in der Nähe von $k = -0,4$ jeweils eine Lösung des Systems, die überall im Endlichen regulär ist. Das ist die sog. Standardlösung mit $k = k_0$.

Die Abhängigkeit k_0 von γ ist relativ schwach und in Abbildung 1 dargestellt.

Für die Standardlösung mit k_0 nehmen Druck und Dichte hinter der Front monoton ab, während die Temperatur leicht ansteigt. Die Strömungsgeschwindigkeit wird nahezu linear kleiner und nach einer bestimmten Zeit negativ: das Gas strömt z.T. nach hinten ab. Für $\gamma = 7/5$ kann die Lösung in analytischer Form angegeben werden [16]

$$\begin{aligned} p &\sim (1+a\xi)^{-3/2} \\ \xi &\sim (1+a\xi)^{-5/2} \end{aligned} \tag{24}$$

$$u \sim b\xi$$

Die Geschwindigkeit der Stossfront nimmt ab mit

$$v_s = c(t-t_0)^{-0,4} \tag{25}$$

Der Dichteabfall hinter der Front ist kritisch von γ abhängig und z.B. für $\gamma = 1,1$ sehr viel steiler als für $\gamma = 5/3$ (siehe Anhang).

Mit der Standardlösung hat man eine physikalisch sinnvolle Lösung. Sie gilt für eine Stosswelle, die an einem im Endlichen befindlichen Ort mit unendlicher Geschwindigkeit startet und dann

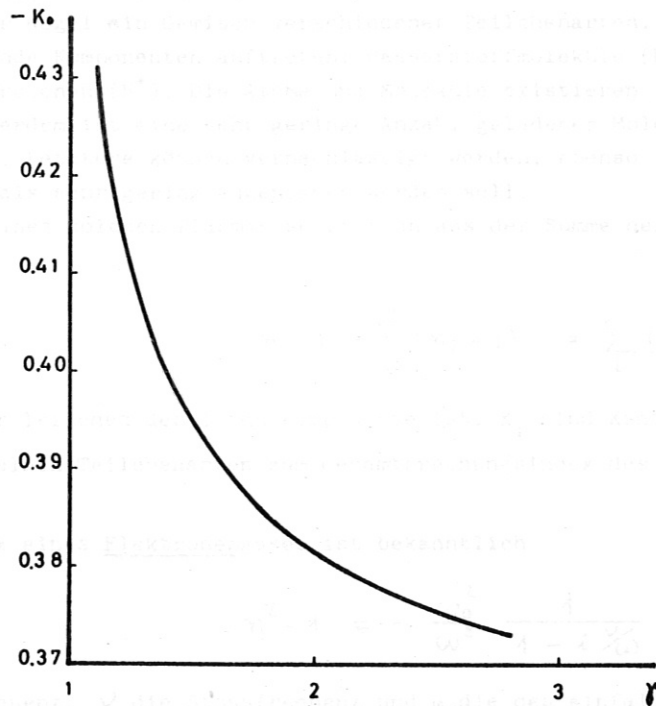


Abb. 1 Der Homologieparameter als Funktion der spezifischen Wärmen.

mit ständig abnehmender Geschwindigkeit beliebig weit läuft. Dabei behalten ξ , p , u und T für alle im Endlichen liegenden Orte ebenfalls endliche Werte. Ausserdem konnte nachgewiesen werden, dass die Lösung stabil ist: sämtliche Lösungen schmiegen sich, von verschiedenen Ausgangsverteilungen ausgehend, der Standardlösung an.

Die in T-Rohren erzeugten Stosswellen werden vermutlich der Standardlösung folgen. Die einfachste Methode, die Anwendbarkeit der Theorie zu prüfen, ist eine Messung des Homologieexponenten k aus dem x - t -Diagramm der Stossfront (= Lebenslinie der Stossfront).

Ausserdem kann der Dichteabfall hinter der Stossfront als Funktion der Zeit bei verschiedenen Stossfrontgeschwindigkeiten (und damit verschiedenem γ) gemessen werden. Stimmen gemessene und berechnete Werte überein, so kann man schliessen, dass auch die anderen Grössen in der Stoss-welle mit den Homologielösungen richtig berechnet werden können.

II.2 Der Brechungsindex

Bei früheren Untersuchungen war die Vermutung aufgetreten, dass die eigentliche Stoss-welle in T-Rohren vor der leuchtenden Plasmawolke herlaufe. Ihr geringes Eigenleuchten konnte mit den benutzten Messverfahren (Schmierkamera, Multiplier) nicht erfasst werden. Da man die Stossfront im allgemeinen mit dem Ort des Dichtesprunges identifiziert und dieser mit einem Sprung im Brechungsindex verknüpft ist, sollten Messanordnungen, die den Brechungsindex oder dessen Gradienten bestimmen, hier Aufklärung bringen. Mit einem Schlieren- oder Schattenverfahren misst man dn/dx bzw. d^2n/dx^2 . Der Aufwand ist relativ gering, jedoch ist eine genaue quantitative Auswertung sehr schwierig. Mit einem Mach-Zehnder-Interferometer kann der Brechungsindex direkt gemessen werden. Da neben der Stossfront auch das Gebiet dahinter, in dem keine grossen Dichte-gradienten erwartet werden können, untersucht werden sollte, ist das MZ-Interferometer das geeignetste Messinstrument.

Alpher und White [17] bestimmten auf diese Weise den Brechungsindex von atomarem Sauerstoff und Stickstoff, während die Elektronendichte von Ascoli-Bartoli et al. [18] in einem HF-Argonplasma und von Medford et al. [19] sowie Igenbergs [20] in einem θ -Pinch gemessen wurde.

Da alle Untersuchungen in Wasserstoff durchgeführt wurden, beschränken wir uns hier auf die Betrachtung des Brechungsindex eines solchen Plasmas.

Ein Plasma ist in der Regel ein Gemisch verschiedener Teilchenarten. In einem Wasserstoffplasma z.B. können folgende Komponenten auftreten: Wasserstoffmoleküle (H₂), Wasserstoffatome (H), Elektronen (e) und Protonen (H⁺). Die Atome und Moleküle existieren in allen möglichen Anregungszuständen. Ausserdem ist eine sehr geringe Anzahl geladener Moleküle (H₂⁺) und negativer Atome (H⁻) vorhanden. Letztere können vernachlässigt werden, ebenso der Einfluss von Verunreinigungen, der immer als sehr gering angenommen werden soll.

Der Brechungsindex eines solchen Plasmas setzt sich aus der Summe der Indices der einzelnen Komponenten zusammen

$$n - 1 = \sum_i (n_i - 1) = \sum_i (N_i K_i - 1) \tag{26},$$

wobei N_i die Zahl der Teilchen der i-ten Komponente ist. K_i sind Konstanten.

Der Beitrag der einzelnen Teilchenarten zum Gesamtbrechungsindex des Wasserstoffplasmas soll abgeschätzt werden:

α) der Brechungsindex eines Elektronengases ist bekanntlich

$$n^2 - 1 = - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - i \nu/\omega} \tag{27}$$

ω_p ist die Plasmafrequenz, ν die Stossfrequenz und ω die des einfallenden Lichtstrahls. Der Einfluss von Magnetfeldern ist darin nicht berücksichtigt, weil er hier keine Rolle spielt.

Im sichtbaren Spektralbereich ist das Verhältnis ν/ω ≪ 1. Die Dispersionsformel vereinfacht sich also zu

$$n^2 - 1 = - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{28}.$$

Da ω_p²/ω² ≪ 1 ist, kann man auch schreiben

$$n - 1 \approx - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{29},$$

und mit

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N_e}{m_e} \tag{30}$$

und nach Einsetzen der Konstanten ergibt sich die Dispersionsbeziehung für ein Elektronengas in Abhängigkeit von der Dichte

$$(n - 1)_e = - 4,48 \cdot 10^{-14} N_e \lambda^2 \tag{31},$$

wenn N_e in cm⁻³ und λ in cm eingesetzt wird. Die Elektronen haben eine sehr starke Dispersion: der Brechungsindex ist proportional dem Quadrat der Wellenlänge. Das gleiche gilt für

β) Protonen, deren Brechungsindex um den Faktor des Massenverhältnisses m_p/m_e kleiner ist als der für Elektronen

$$(n - 1)_p = - 2,43 \cdot 10^{-17} N_p \lambda^2 \tag{32}.$$

γ) Der Brechungsindex für Wasserstoffmoleküle ist aus Rechnungen und Messungen bekannt und bei 5461 Å

$$(n - 1)_{H_2} = 5,65 \cdot 10^{-24} N_{H_2} \tag{33}.$$

§) Die Polarisierbarkeit für atomaren Wasserstoff kann quantenmechanisch berechnet werden [2]. Daraus folgt sein Brechungsindex bei 5461 Å

$$(n-1)_H = 4,25 \cdot 10^{-24} N_H \quad (34)$$

Für die beiden letzten Komponenten ist im sichtbaren Bereich der Brechungsindex nur sehr schwach von der Wellenlänge abhängig.

ε) Für angeregte Teilchen kann der Brechungsindex mit der Dispersionsformel von Drude

$$n-1 = \frac{2\pi e^2}{m} \sum_{ik} N_K \frac{f_{ik}}{\omega_{ik}^2 - \omega^2} \quad (35)$$

berechnet werden. ω_{ik} ist die Kreisfrequenz der Linie, die beim Übergang vom i-ten in den k-ten Zustand emittiert wird, f_{ik} die zugehörige Oszillatorenstärke und N_K die Besetzungsdichte. Die Besetzungsdichten sind von der Temperatur abhängig. Für ein Plasma, dessen Temperatur $T < 5000$ °K ist, kann der Einfluss angeregter Teilchen auf den Gesamtbrechungsindex unberücksichtigt bleiben.

In der folgenden Tabelle sind die Indices der einzelnen Komponenten zusammengestellt (für $\lambda = 5461$ Å) und zum Vergleich auf den Wert der Wasserstoffmoleküle normiert.

| Komponente | $(n-1)_i$ | $\frac{(n-1)_i}{(n-1)_{H_2}}$ |
|---------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| H ₂ - Moleküle | $5,65 \cdot 10^{-24} N_{H_2}$ | 1 |
| H - Atome | $4,25 \cdot 10^{-24} N_H$ | 0,75 |
| Elektronen | $-1,22 \cdot 10^{-22} N_e$ | -23,7 |
| Protonen | $-7,27 \cdot 10^{-26} N_p$ | - 1,29 · 10 ⁻² |

Tabelle 1: Brechungsindex für die verschiedenen Komponenten eines Wasserstoffplasmas.

Zu beachten ist, dass die sehr einfachen Beziehungen (31) - (34) zwischen Brechungsindex und Dichte nur dann gelten, wenn der Brechungsindex reell ist. Das ist immer der Fall, wenn die Frequenz der eingestrahelten Welle weit entfernt ist von den möglichen Eigenfrequenzen: Die Elektronen- und erst recht die Protonenplasmafrequenz ist immer sehr viel kleiner als die der Lichtwelle. Die Resonanzlinien der Wasserstoff-Atome liegen im UV (Lyman-Serie), die meisten der Moleküle im IR. Die H₂-Moleküle haben aber auch noch Resonanzlinien, die Elektronensprünge entsprechen. Diese liegen im UV. Ausserdem sind Übergänge möglich, bei denen Licht im sichtbaren Bereich absorbiert wird. Sie gehen aber alle von angeregten Elektronenzuständen aus. Da diese bei Wasserstoff einen sehr hohen Energiewert haben, sind ihre Besetzungsdichten für z.B. 5000°K sehr gering.

Nur eine Linie mit $\lambda = 5455$ Å ist (nach Landolt-Börnstein) der eingestrahelten Wellenlänge von $\lambda = 5461$ Å so nahe, dass sie innerhalb deren Halbwertsbreite liegt. Ihr entspricht der Übergang $2\pi\pi \ 1\Pi_u \rightarrow 4d\sigma \ 1\Sigma^+$. Die Besetzungsdichte für den unteren Zustand beträgt bei $T=5000$ °K $N_1/N_0 = 6,9 \cdot 10^{-14}$. Damit ist der Einfluss auch dieses Überganges auf den Brechungsindex vernachlässigbar.

III. EXPERIMENTELLER AUFBAU

III.1 Das Stossrohr

In einem von Fowler und Kolb angegebenen Entladungsgefäss von der Form eines "T" werden die Stosswellen erzeugt. Abb. 2 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Rohres.

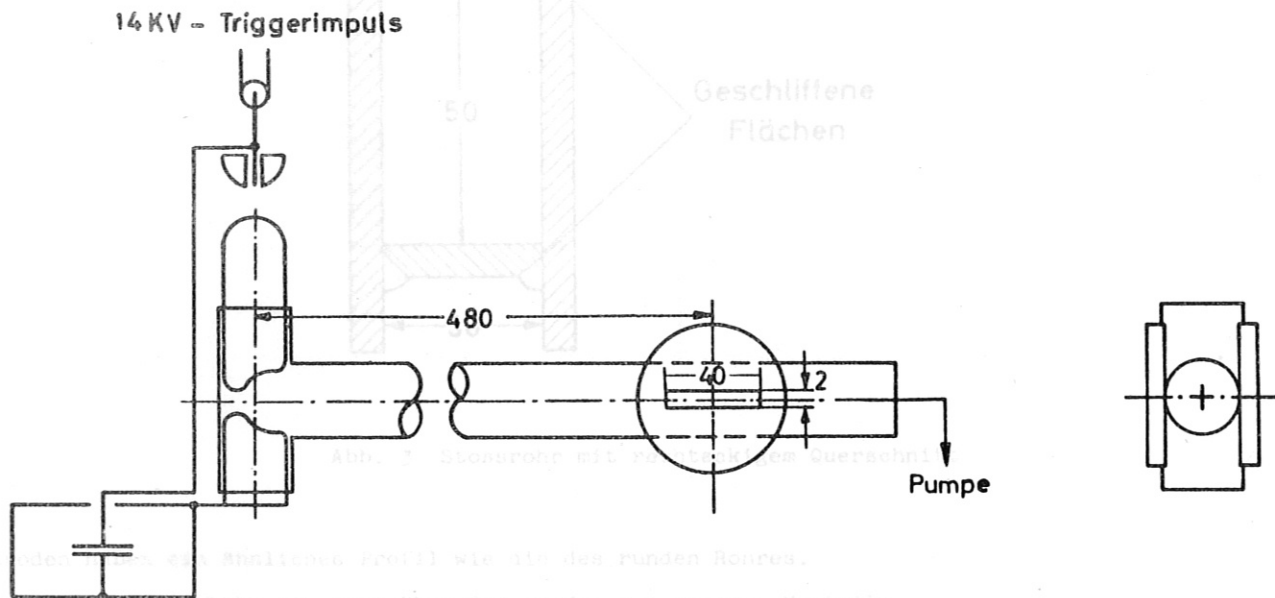


Abb. 2 T-Rohr mit optischen Fenstern

Die Elektroden sind aus Stahl und mit Pizein vakuumdicht ins Rohr eingegossen. Die untere ist unmittelbar auf die geerdete Kollektorplatte des Energiespeichers geschraubt und trägt das ganze Rohr. Die obere Elektrode ist gleichzeitig ein Teil der Schaltfunkenstrecke. Die zweite Triggerelektrode ist durchbohrt und direkt am ca. 5 cm breiten Rückleiter befestigt. Der Abstand der beiden Triggerelektroden kann je nach Ladespannung variiert werden. Der Rückleiter wird sehr dicht hinter der Entladungsstrecke geführt, damit die magnetischen Kräfte zur Beschleunigung des zwischen den Elektroden gebildeten Plasmas möglichst gross sind. Zur Isolierung der hochspannungsführenden Teile dienen mehrere Lagen Polyäthylenfolien.

Die Länge des Stossrohres beträgt ca. 60 cm. Es wurden 2 Typen mit unterschiedlichem Querschnitt benutzt:

a) Das runde Rohr hat einen Innendurchmesser von 30 mm (Wandstärke: 2 mm). Die interferometrischen Messungen wurden in 49 cm Abstand von den Elektroden durchgeführt. Dazu wurde an dieser Stelle das Rohr an zwei gegenüberliegenden Seiten so weit angeschliffen, dass $40 \times 2 \text{ mm}^2$ grosse Schlitze entstanden. Auf diese wurden vakuumdicht, die innere Rohrwand praktisch fortsetzend, zwei optische Fenster geklebt. Hierdurch wurde sichergestellt, dass durch die Fenster die Bewegung des Plasmas nicht gestört wurde.

b) Das zweite Rohr hat einen rechteckigen Querschnitt. 6 mm starke Kristallspiegelglasscheiben wurden mit einem Giessharz (Lekutherm) zu einem $30 \times 50 \text{ mm}^2$ grossen Kanal zusammengeklebt. Abb. 3 zeigt den Querschnitt des Rohres. Es war darauf zu achten, dass das Giessharz nicht in den Innenraum des Gefässes floss. Deshalb wurden die Schnittflächen der schmalen Scheiben geschliffen.

Vor dem Zusammenbau war geprüft worden, dass an jeder Stelle des Rohres ausreichend gute Interferenzstreifen eingestellt werden konnten (normales Schaufensterglas ist ungeeignet). Die Elek-

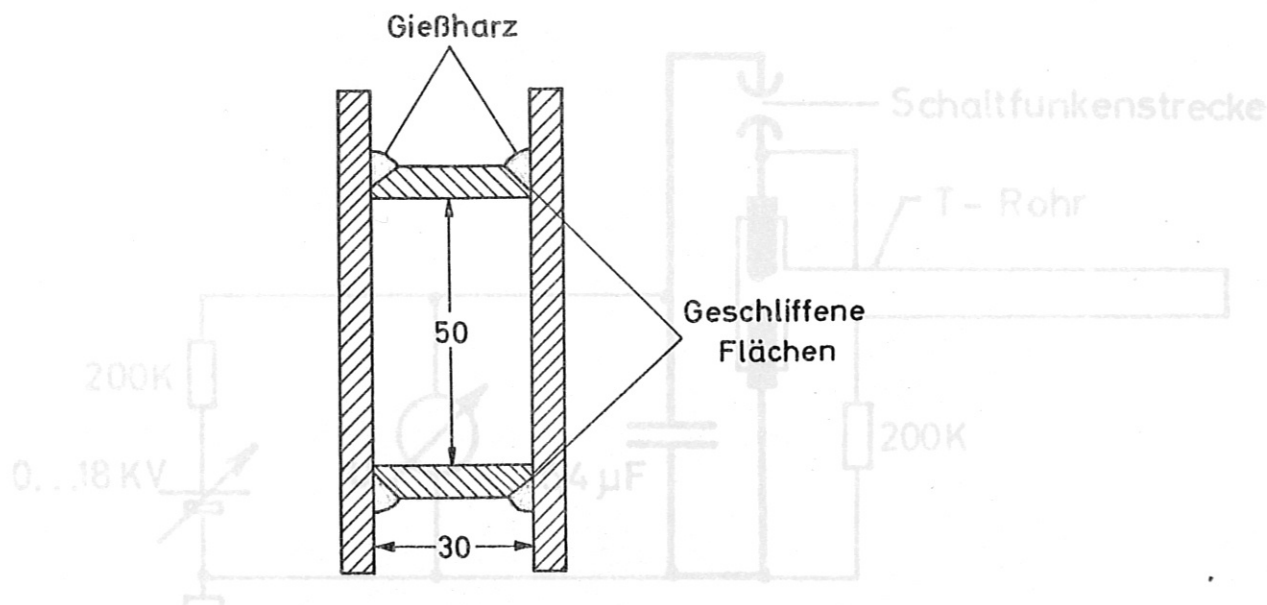


Abb. 3 Stossrohr mit rechteckigem Querschnitt

Abb. 4 Der Entladungskreis (schematisch)

troden haben ein ähnliches Profil wie die des runden Rohres.

Das rechteckige Rohr ist gegenüber dem runden von grossem Vorteil:

1. Die relativ komplizierte und schwierige Anbringung der optischen Fenster entfällt.
2. Die Stosswelle kann über die gesamte Länge des Rohres (= 600 mm) interferometrisch beobachtet werden (bei dem runden nur in einem 40 mm langen Bereich).
3. Die Struktur der Stossfront über den Querschnitt kann direkt studiert werden.

Allerdings ist die Homogenität der Scheiben über die gesamte Länge von 60 cm nicht ganz so gut wie bei den optischen Fenstern (die Form und Breite der Interferenzstreifen ändert sich etwas mit dem Beobachtungsort).



III.2 Der Entladungskreis

Als Energiespeicher dienen zwei Bosch MP-Kondensatoren, die über breite Kollektorplatten parallelgeschaltet sind und auf möglichst kurzem Wege mit der unteren Elektrode im Entladungsgefäss und der durchbohrten Triggerelektrode verbunden sind. Abb. 4 zeigt schematisch die Anordnung.

Die Hochspannung liefert ein Hochspannungstrafo mit anschliessender Kaskadenschaltung. Die Ladung der Batterie erfolgt automatisch auf einen vorher am Voltmeter (mit Messkontakter) markierten Wert. Es wird dadurch eine gute Wiedereinstellgenauigkeit erzielt (die gewählte Spannung ist auf $\pm 1\%$ reproduzierbar einzustellen). Die gesamte Anordnung stellt einen Schwingkreis dar. Der Energiespeicher ist die massgebliche Kapazität, der gegenüber sämtliche Streukapazitäten zu vernachlässigen sind. Induktivität und Ohmscher Widerstand sind über den ganzen Kreis verteilt und werden experimentell über eine Strommessung bestimmt. Abb.5 zeigt die integrierten Signale einer kleinen Induktionsspule in der Nähe der Entladung, die dem Strom proportional sind. Aus Dämpfung und Frequenz werden L und R berechnet. In Tabelle 2 sind sämtliche Daten des Kreises zusammengestellt.

Die Induktivität verteilt sich über sämtliche Elemente des Kreises. Ca. 20 nH ist die Eigeninduktivität des Energiespeichers; die von Bandleiter, Schalt- und T-Rohr-Funkenstrecke sind etwa gleich gross (je 10 nH). Die Ohmschen Verluste entstehen ungefähr zu gleichen Teilen im Schalter und T-Rohr.

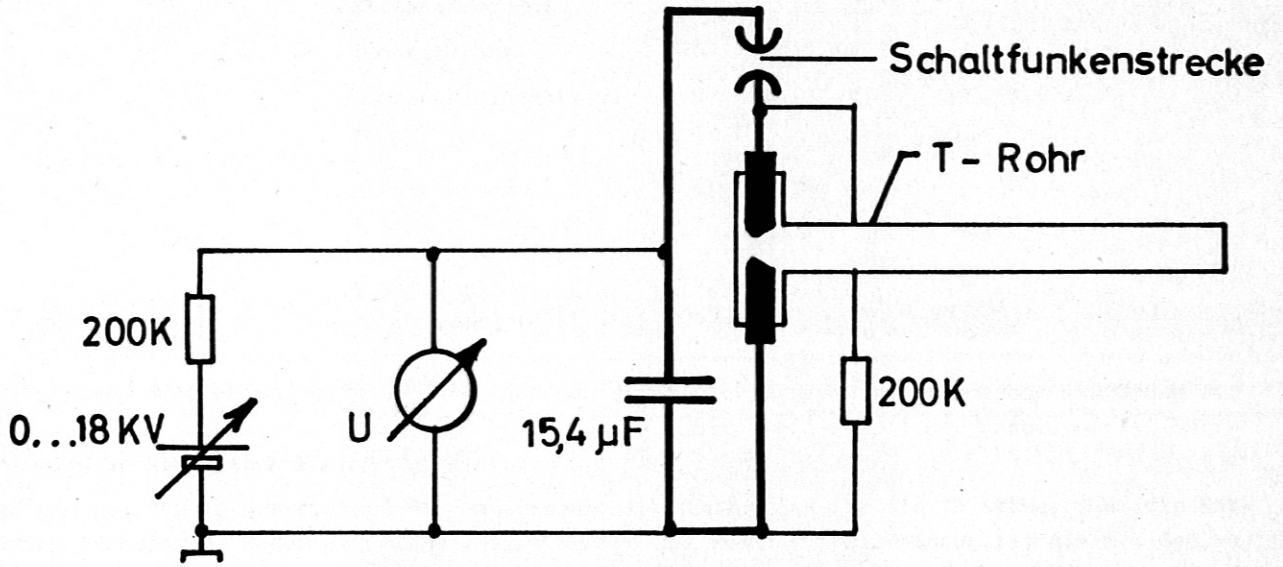


Abb. 4 Der Entladungskreis (schematisch)

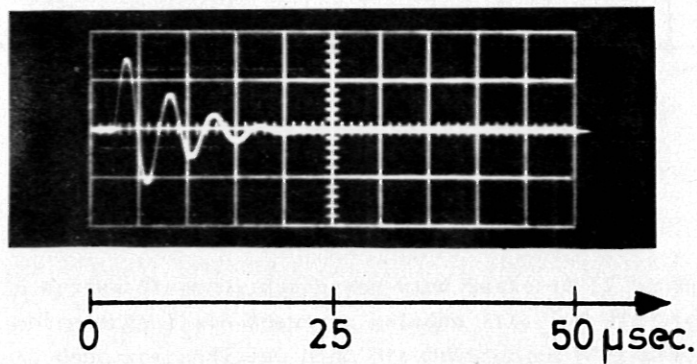
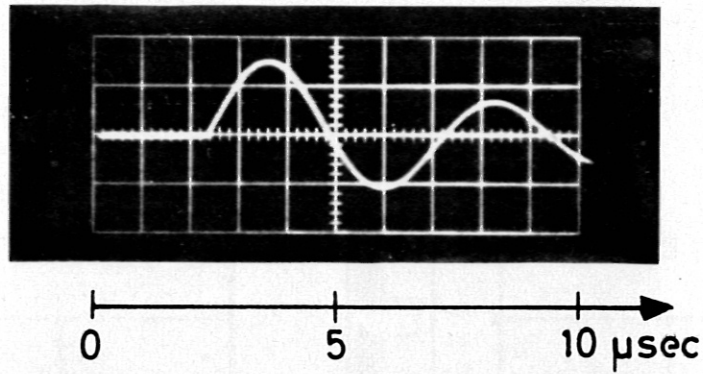


Abb. 5 Der Entladungsstrom, $U_0 = 15 \text{ kV}$

| | | |
|---------------------|----------------------|--------------------------------|
| Kapazität | C | = 15.4 uF |
| Ladespannung | U _{max} | = 18 kV |
| Energieinhalt | E _{max} | = 2,5 kJ |
| Entladefrequenz | f | = 180 kHz |
| Induktivität | L | = 50 nH |
| Ohmscher Widerstand | R | = 10 mΩ |
| Stromanstieg | di/dt _{max} | = 3,6 · 10 ¹¹ A/sec |
| Maximalstrom | i _{max} | = 260 kA |

Tabelle 2 Daten des Entladungskreises

Bei näherer Betrachtung kann man erkennen, dass der Wirkungsgrad einer solchen Anordnung zur Erzeugung von Stosswellen nicht sehr gross ist. Nur ein kleiner Teil der gespeicherten Energie wird in kinetische Energie umgesetzt.

Störend bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse ist die Tatsache, dass die Entladung "schwingt". Jeder Stromimpuls einer Halbwelle erzeugt eine Stosswelle, die mit den voranlaufenden in Wechselwirkung tritt. Durch aperiodische Dämpfung des Kreises kann das Durchschwingen verhindert werden. Gleichzeitig werden aber die für schnelle Stosswellen massgeblichen Grössen di/dt und i_{max} stark reduziert. Deshalb wurde eine sog. Power-Crowbar Anordnung gebaut, die nur einen einzigen Stromimpuls liefert, ohne gleichzeitig die Nachteile des aperiodisch gedämpften Kreises zu haben. Abb. 6 zeigt die Apparatur. Zunächst wird Batterie I auf

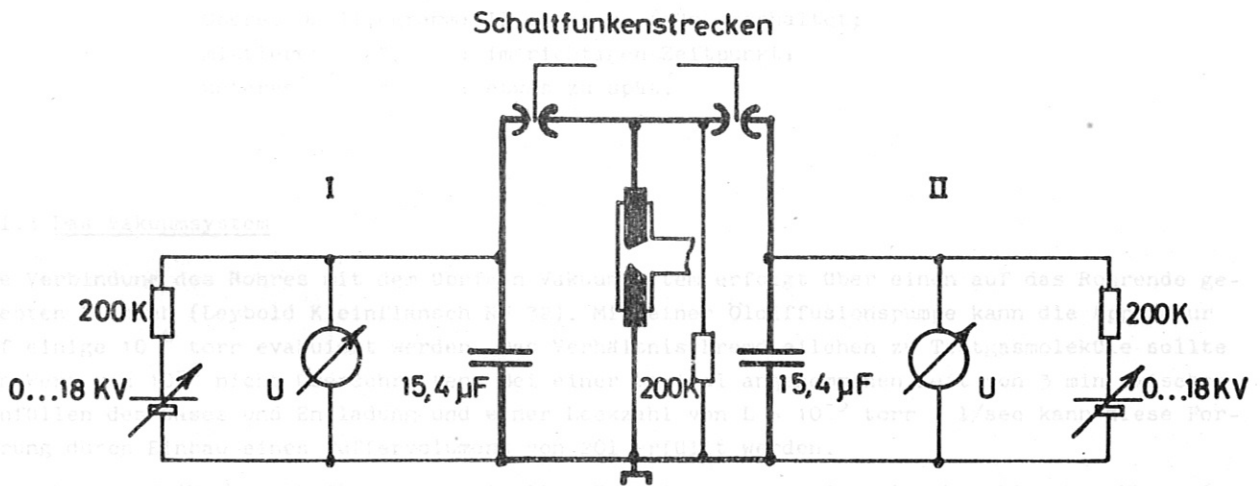


Abb. 6 Power-Crowbar Anordnung

das T-Rohr geschaltet. Im ersten Stromnulldurchgang wird Batterie II hinzugeschaltet, die auf die gleich grosse, aber entgegengesetzte Spannung geladen ist, auf die sich I im Zeitpunkt des Zuschaltens umgeladen hat. Dann kompensieren sich die Spannungen über den Elektroden des T-Rohres, und es fliesst kein Strom mehr im Verbraucher.

Beide Kreise müssen symmetrisch sein. Der Zuschaltzeitpunkt muss sehr genau gewählt werden, die Streuung darf nicht grösser als 50 nsec sein [22]. Abb. 7 zeigt drei Oszillogramme der PCB-Entladung bei etwas unterschiedlichem Zuschaltzeitpunkt. Es gelingt, das Durchschwingen auf weniger als 10% der ersten Halbwelle zu begrenzen.

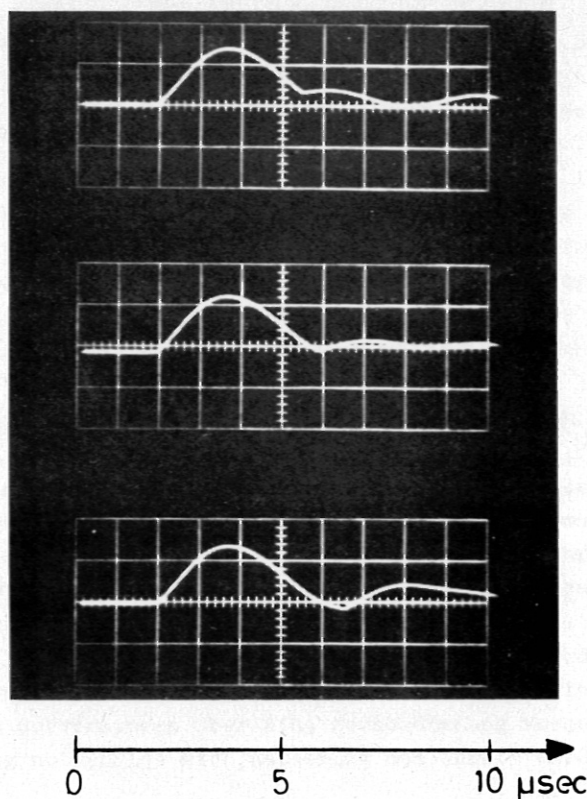


Abb. 7 Strom im T-Rohr bei Power-Crowbar Anordnung

Oberes Oszillogramm: II etwas zu früh geschaltet;
mittleres " : im richtigen Zeitpunkt,
unteres " : etwas zu spät.

III.3 Das Vakuumsystem

Die Verbindung des Rohres mit dem übrigen Vakuumsystem erfolgt über einen auf das Rohrende geklebten Flansch (Leybold Kleinflansch NW 32). Mit einer Öldiffusionspumpe kann die Apparatur auf einige 10^{-6} torr evakuiert werden. Das Verhältnis Fremtteilchen zu Testgasmoleküle sollte den Wert von 10^{-5} nicht überschreiten. Bei einer maximal angenommenen Zeit von 3 min zwischen Einfüllen des Gases und Entladung und einer Leckzahl von $L = 10^{-5}$ torr · l/sec kann diese Forderung durch Einbau eines Puffervolumens von 20l erfüllt werden.

Das Arbeitsgas (Wasserstoff) stammt bei allen Experimenten aus der gleichen Flasche. Über ein Reduzierventil, das auf seine Vakuumdichtigkeit geprüft wurde, wird es direkt ins Entladungsgefäß eingelassen, nachdem die Apparatur vorher bis aufs Endvakuum abgepumpt worden war.

Der eingestellte Druck wird mit einem Membranmanometer gemessen. Die Messung ist sehr genau, wie die Kontrolle mit einem ebenfalls installierten McLeod Manometer ergibt. Nach jedem Schuss wird abgepumpt und neues Gas eingelassen. Die Wiedereinstellgenauigkeit des Druckes beträgt $\pm 1\%$. Da die Geschwindigkeit proportional zur Wurzel der Dichte (und damit auch $v \sim p^{-1/2}$) ist [23], ändert sich die Geschwindigkeit infolge falscher Einstellung des Druckes um $\pm 0,4\%$. Dieser Fehler ist kleiner als der durch falsche Ladespannung verursachte ($F_u < 0,5\%$).

III.4 Die optische Anordnung

Die Messanordnung ist entsprechend der Problemstellung so ausgelegt, dass sowohl leuchtende als auch nicht-leuchtende Phänomene gleichzeitig (räumlich und zeitlich aufgelöst) sichtbar gemacht werden können. Abb. 8 zeigt den Gesamtaufbau, dessen wichtigste Teile näher erläutert wer-

den sollen.

a) Das Interferometer vom Mach-Zehnder Typ wurde von der Firma Carl Zeiss gebaut [24] und arbeitet in folgender Weise (siehe Abb. 8): am halbdurchlässigen Spiegel I wird das eingestrahelte parallele Lichtbündel in zwei Strahlen geteilt, die am Vollspiegel II, bzw. IV, reflektiert und am halbdurchlässigen Spiegel III wieder vereinigt werden. Je zwei kohärente Strahlen, die das Gerät auf verschiedenen Wegen durchlaufen haben, können zur Interferenz gebracht werden, wenn ihre optischen Wege um weniger als die Kohärenzwellenlänge differieren. Im Idealfall kann man an jedem beliebigen Ort hinter III reelle Bilder der Interferenzerscheinungen bekommen. Durch Drehung eines Spiegels aus der Grundstellung (= alle Spiegel parallel) heraus wird ein Streifensystem erzeugt. Zweckmässig lässt man den virtuellen Ort der Interferenzen mit dem Untersuchungsobjekt zusammenfallen. Dadurch wird es möglich, Streifen und Objekt gleichzeitig in einer Ebene scharf abzubilden. Beim benutzten Gerät sind III und IV dreh- und kippbar, wodurch die Breite und Richtung der Streifen eingestellt werden. Durch Parallelverschieben von III kann der Nullstreifen verschoben und kleine Gangunterschiede in den beiden Strahlengängen ausgeglichen werden. Das Instrument arbeitet mit der sog. Einspiegeleinstellung. Der Abstand II - III ist doppelt so gross wie der Abstand III - IV. Wenn das Stossrohr genau in der Mitte des Interferometers steht, sind die Wege III - IV und III - Stossrohr gleich lang. Bei richtiger Einstellung sind die Interferenzen sowohl in der Mitte der Messstrecke (am Ort des Rohres), als auch auf Spiegel IV lokalisiert. Durch Kippen von Spiegel IV können nun die Breite und Richtung der Streifen in jeder gewünschten Weise eingestellt werden, ohne dass die Schärfe der Streifen darunter leidet. Diese Einstellung, sowie das Parallelverschieben von Spiegel III, können mit Hilfe von Servomotoren über eine Fernbedienung vorgenommen werden. Die während des Experiments häufig notwendige Nachjustierung des Geräts wird hierdurch sehr erleichtert.

b) Mit der Beleuchtungseinrichtung wird das parallele Lichtbündel erzeugt: die Lichtquelle wird durch den Kollektor (1) auf die Blende 1 abgebildet, die im Brennpunkt des Kondensors (2) steht. Der dahinter entstehende parallele Lichtstrahl tritt ins Interferometer ein. Eine Kühlkuvette schirmt die empfindlichen Spiegel vor der Wärmestrahlung der Lampe ab. Beim Arbeiten mit monochromatischem Licht wird mit einem Interferenzfilter die Hg -Linie 5461 \AA aus dem Spektrum der Lampe ausgeblendet. Soll das Eigenleuchten des Plasmas ausgeblendet werden, wird das Filter in den Strahlengang am Ausgang des Interferometers gebracht (und gleichzeitig Blende 2 geschlossen).

c) Als Lichtquelle dient eine Quecksilber-Höchstdrucklampe, Typ Osram HBO 100, die in den Brennpunkt eines Hohlspiegels gestellt wird. Wegen der kurzen Belichtungszeiten kommt es darauf an, Streifen möglichst grosser Intensität zu erzeugen. Da bei Normalbetrieb der Lichtquelle die geforderte hohe Zeitauflösung nicht erreicht werden kann, wird die Lampe kurzzeitig überlastet: ein auf 8 kV geladenes LC-Netzwerk wird über die Lampe entladen. Abb. 9 zeigt das Schaltbild des Gerätes. Der hierbei erzeugte 100 A - Stromimpuls von 3 μsec Dauer genügt, um die Intensität der Streifen für eine ausreichend lange Beobachtungszeit zu verzehnfachen. Damit kann eine genügende Schwärzung des Filmes erzielt werden.

d) Eine Drehspiegelkamera gestattet die zeitaufgelöste Beobachtung des Streifenbildes und (je nach Anordnung) des Eigenleuchtens des Plasmas. Mit den beiden Linsen 3 und 4 (siehe Abb. 8) wird das Stossrohr (und die Streifen) 1:7 verkleinert auf den Spalt der Drehspiegelkamera abgebildet. Die Kamera arbeitet nach dem Autokollimationsprinzip [25] und hat eine effektive Öffnung von 1:5. Bei einer Spiegeldrehzahl von 200 Hz beträgt die Schreibgeschwindigkeit 1,2 mm/ μsec . Wenn eine Spalthöhe von $1/10 \text{ mm}$ eingestellt wird, ist die Zeitauflösung $8 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$. Fotografiert wurde auf Agfa IR Film (34° DIN).

Der Spalt der Kamera schneidet als Blende eine schmale Zone in der Mitte des Stossrohres aus. Bei der Aufnahme der Lebenslinie ist dieser Bereich parallel, bei den späteren Profiluntersuchungen senkrecht zur Rohrachse. Die Streifen werden immer senkrecht zum Spalt eingestellt. Bei den Profiluntersuchungen muss das Streifenbild über 2 Spiegel um 90° umgelenkt werden, da der Spalt der Kamera nicht gekippt werden kann.

e) Die Multiplianordnung zur Messung der Leuchtfrontgeschwindigkeit ist in Abb. 8 nicht enthalten. Bei einigen Versuchsreihen wird das Eigenleuchten des Plasmas ausgeblendet, um die Streifenverschiebung besser betrachten zu können. Trotzdem soll gleichzeitig am Ort der interferometrischen Untersuchungen die Geschwindigkeit der Leuchtfront gemessen werden. Mit zwei Multi-

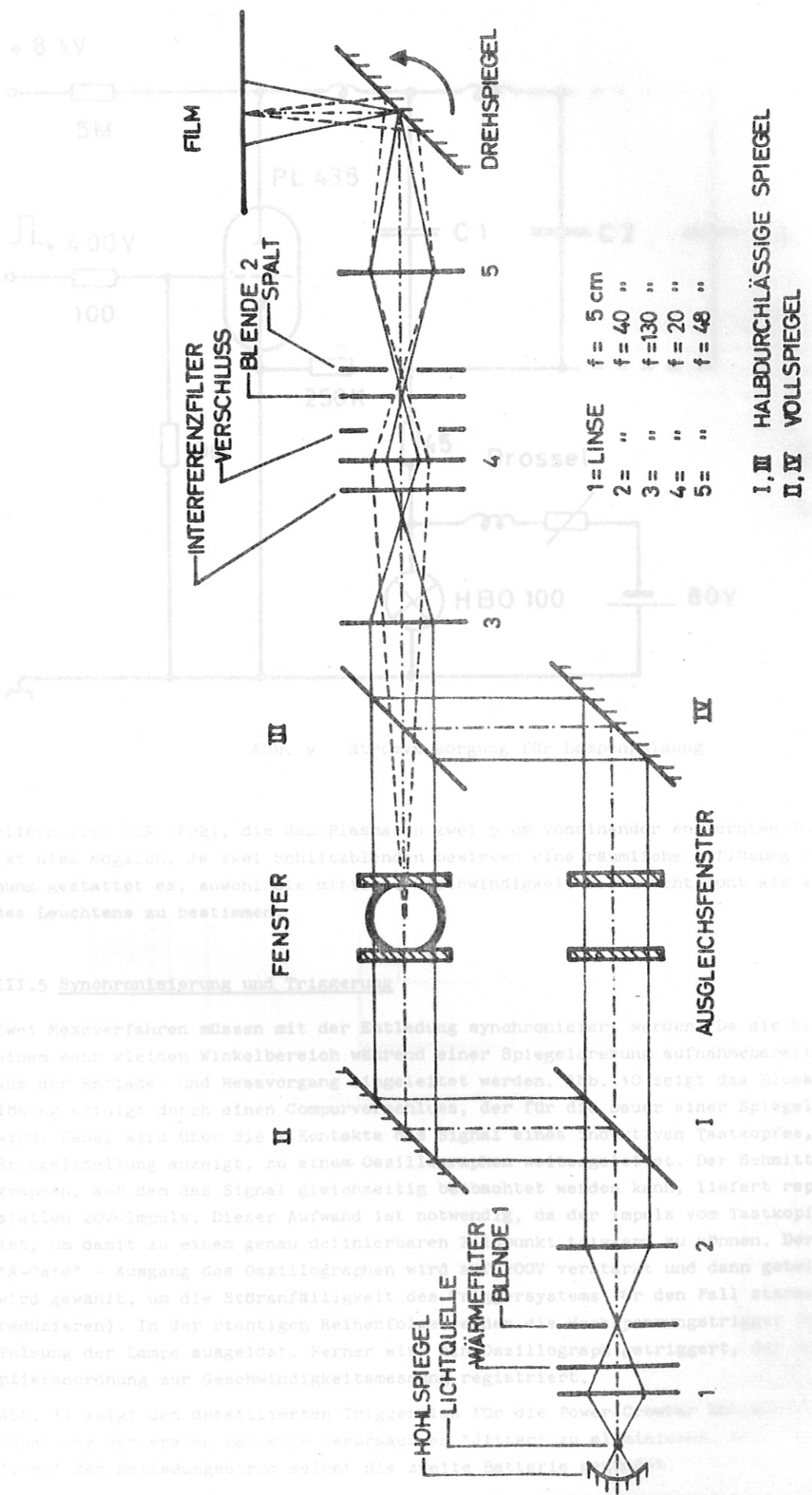


Abb. 8 Strahlengang durch das Interferometer mit Stossrohr und Drehspiegelanordnung.

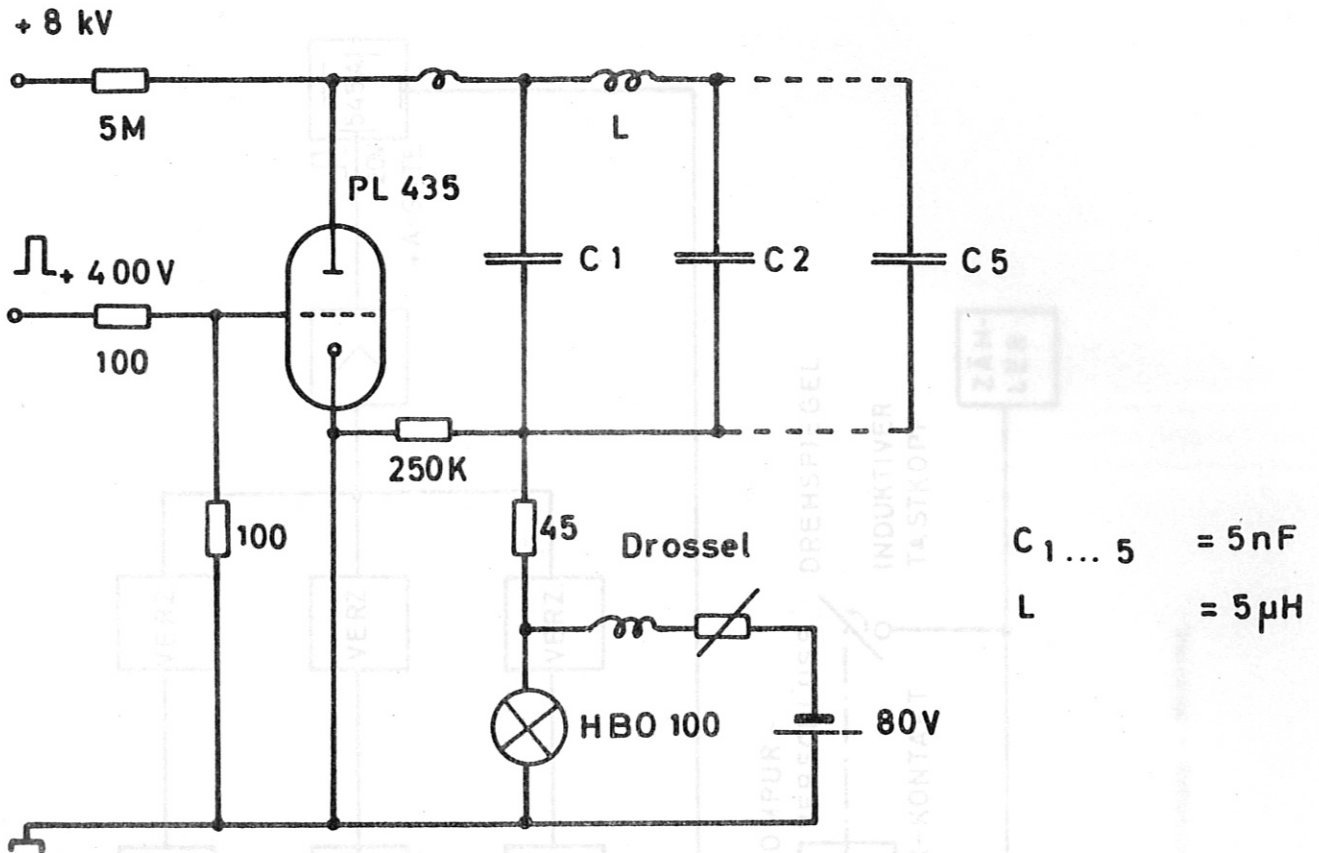


Abb. 9 Stromversorgung für Lampenpulsung

pliern (Typ RCA 1P22), die das Plasma an zwei 5 cm voneinander entfernten Punkten beobachten, ist dies möglich. Je zwei Schlitzblenden bewirken eine räumliche Auflösung von 2 mm. Die Anordnung gestattet es, sowohl die mittlere Geschwindigkeit der Leuchtfront als auch die Intensität des Leuchtens zu bestimmen.

III.5 Synchronisierung und Triggerung

Zwei Messverfahren müssen mit der Entladung synchronisiert werden. Da die Schmierkamera nur in einem sehr kleinen Winkelbereich während einer Spiegeldrehung aufnahmebereit ist, muss von dort aus der Entlade- und Messvorgang eingeleitet werden. Abb. 10 zeigt das Blockschaltbild. Die Auslösung erfolgt durch einen Compurverschluss, der für die Dauer einer Spiegelumdrehung geöffnet wird. Dabei wird über die X-Kontakte das Signal eines induktiven Tastkopfes, das die richtige Spiegelstellung anzeigt, zu einem Oszillographen weitergeleitet. Der Schmitttrigger des Oszillographen, auf dem das Signal gleichzeitig beobachtet werden kann, liefert reproduzierbar einen steilen 20V-Impuls. Dieser Aufwand ist notwendig, da der Impuls vom Tastkopf nicht steil genug ist, um damit zu einem genau definierbaren Zeitpunkt triggern zu können. Der 20V-Impuls vom "A-Gate" - Ausgang des Oszillographen wird auf 200V verstärkt und dann geteilt (der 200V-Pegel wird gewählt, um die Störanfälligkeit des Triggersystems für den Fall starker Streufelder zu reduzieren). In der richtigen Reihenfolge werden die Hochspannungstrigger für die Entladung und Pulsung der Lampe ausgelöst. Ferner wird ein Oszillograph getriggert, der die Signale der Multiplianordnung zur Geschwindigkeitsmessung registriert.

Abb. 11 zeigt den detaillierten Triggerplan für die Power-Crowbar Entladung. Um den bei der Schaltung der ersten Batterie verursachten "Jitter" zu eliminieren, wird über eine Rogowskispule mit dem Entladungsstrom selbst die zweite Batterie gezündet.

Als Schalter dienen Trigatron-Funkenstrecken. Damit die Funkenstrecken schnell und sicher schal-

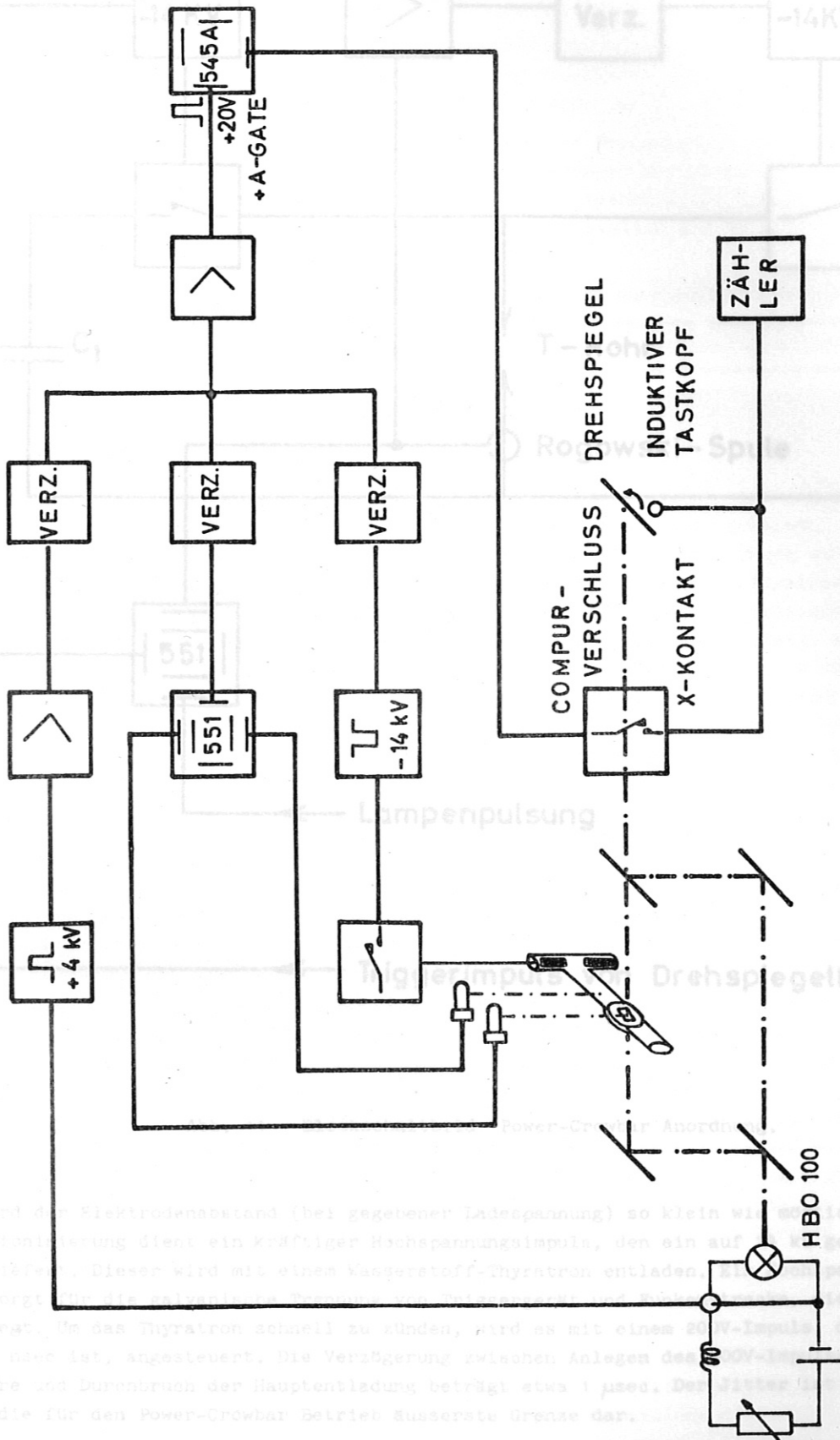


Abb. 10 Blockschaltbild Entladung - Messung.

ten, wird der Elektrodenabstand (bei gegebener Ladungsspannung) so klein wie möglich eingestellt. Zur Voranheizung dient ein 100-Wattiger Hochspannungslampe, den ein auf einen geladener Kondensator liiert. Dieser wird mit einem Vanerstoff-Thyatron entladen. Die Voranheizung liefert die galvanische Trennung von Teilspannung und Hauptspannung. Um das Thyatron schnell zu künden, wird es mit einem 20-V-Impuls dessen Anstiegszeit 20 nsec ist, angesteuert. Die Versögerung zwischen Anlegen des 20-V-Impuls und dem Durchbruch der Röhre und Durchbruch der Hauptentladung beträgt etwa 1 µsec. Der Durchbruchzeitpunkt stellt die für den Power-Crowbar Betrieb äußerste Grenze dar.

Zur Kontrolle der Entladung und Lampenpulsung werden beide Vorgänge mit einem Zeitmessgerät zeitlich verifiziert.

IV. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

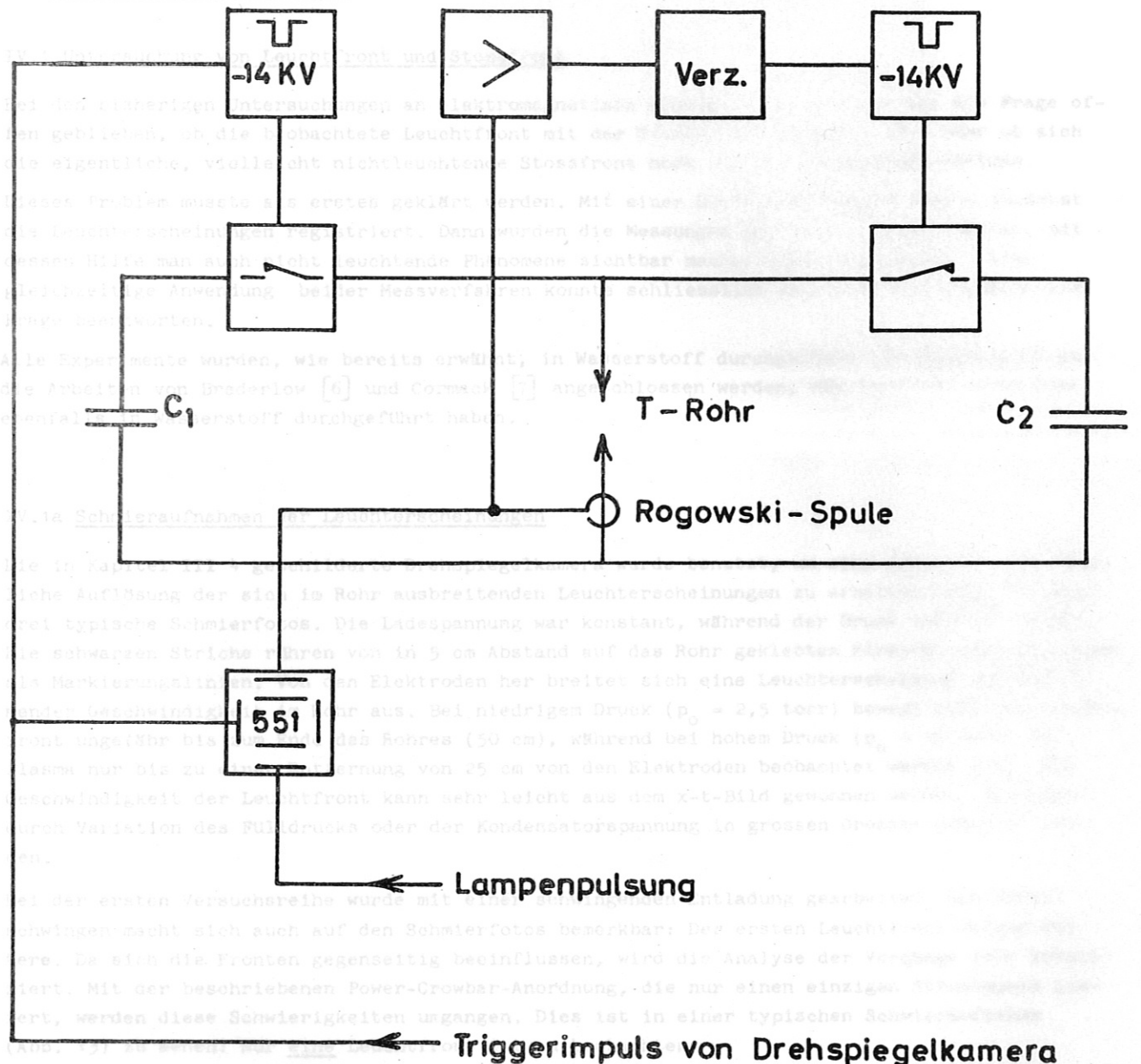


Abb. 11 Blockschaltbild Power-Crowbar Anordnung.

ten, wird der Elektrodenabstand (bei gegebener Ladespannung) so klein wie möglich eingestellt. Zur Vorionisierung dient ein kräftiger Hochspannungsimpuls, den ein auf 14 kV geladener Kondensator liefert. Dieser wird mit einem Wasserstoff-Thyratron entladen. Ein Hochspannungs-Impulstrafosorgt für die galvanische Trennung von Triggergerät und Funkenstrecke, die auf Hochspannung liegt. Um das Thyratron schnell zu zünden, wird es mit einem 200V-Impuls, dessen Anstiegszeit 20 nsec ist, angesteuert. Die Verzögerung zwischen Anlegen des 200V-Impulses ans Gitter der Röhre und Durchbruch der Hauptentladung beträgt etwa 1 µsec. Der Jitter ist ca. 50 nsec und stellt die für den Power-Crowbar Betrieb äußerste Grenze dar.

Zur Kontrolle der Entladung und Lampenpulsung werden beide Vorgänge mit einem Zweistrahloszilloskop registriert.

* Eine derartige Vorstellung entwickelt z.B. Fowler [26], der ein heißes Plasma hervorbringt, indem er ein mechanisches Rohr durch einen Hochspannungs-Impuls zündet. Allerdings wendet Fowler eine Methode an, die von Jephson vorgeschlagen wurde [3], an.

IV. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

IV.1 Untersuchung von Leuchtfrent und Stossfrent

Bei den bisherigen Untersuchungen an elektromagnetisch erzeugten Stosswellen war die Frage offen geblieben, ob die beobachtete Leuchtfrent mit der Stossfrent identisch sei, oder ob sich die eigentliche, vielleicht nichtleuchtende Stossfrent noch vor der Leuchtfrent befinde.

Dieses Problem musste als erstes geklärt werden. Mit einer Drehspiegelkamera wurden zunächst die Leuchterscheinungen registriert. Dann wurden die Messungen mit einem Interferometer, mit dessen Hilfe man auch nicht leuchtende Phänomene sichtbar machen kann, fortgesetzt. Eine gleichzeitige Anwendung beider Messverfahren konnte schliesslich die zu Beginn aufgeworfene Frage beantworten.

Alle Experimente wurden, wie bereits erwähnt, in Wasserstoff durchgeführt. Es konnte hier an die Arbeiten von Brederlow [6] und Cormack [7] angeschlossen werden, die ihre Untersuchungen ebenfalls in Wasserstoff durchgeführt haben.

IV.1a Schmieraufnahmen der Leuchterscheinungen

Die in Kapitel III 4 geschilderte Drehspiegelkamera wurde benutzt, um eine zeitliche und räumliche Auflösung der sich im Rohr ausbreitenden Leuchterscheinungen zu erhalten. Abb. 12 zeigt drei typische Schmierfotos. Die Ladespannung war konstant, während der Druck variiert wurde. Die schwarzen Striche rühren von in 5 cm Abstand auf das Rohr geklebten Streifen her und dienen als Markierungslinien. Von den Elektroden her breitet sich eine Leuchterscheinung mit abnehmender Geschwindigkeit im Rohr aus. Bei niedrigem Druck ($p_0 = 2,5$ torr) bewegt sich die Leuchtfrent ungefähr bis zum Ende des Rohres (50 cm), während bei hohem Druck ($p_0 = 10$ torr) das Plasma nur bis zu einer Entfernung von 25 cm von den Elektroden beobachtet werden kann. Die Geschwindigkeit der Leuchtfrent kann sehr leicht aus dem x-t-Bild gewonnen werden. Sie kann durch Variation des Fülldrucks oder der Kondensatorspannung in grossen Grenzen geändert werden.

Bei der ersten Versuchsreihe wurde mit einer schwingenden Entladung gearbeitet. Das Durchschwingen macht sich auch auf den Schmierfotos bemerkbar: Der ersten Leuchtfrent folgen weitere. Da sich die Fronten gegenseitig beeinflussen, wird die Analyse der Vorgänge sehr kompliziert. Mit der beschriebenen Power-Crowbar-Anordnung, die nur einen einzigen Stromimpuls liefert, werden diese Schwierigkeiten umgangen. Dies ist in einer typischen Schmieraufnahme (Abb. 13) zu sehen: Nur eine Leuchtfrent ist zu beobachten.

Aus den Messungen von Cormack ist bereits bekannt, dass die auf Schmierfotos beobachteten Leuchterscheinungen mit dem während der Entladung zwischen den Elektroden gebildeten Plasma identisch sind. Die Abbildungen 12 und 13 zeigen, dass das Entladungsplasma sehr inhomogen ist. Ausserdem ist es nicht reproduzierbar. Die von Cormack entdeckten "Instabilitäten" werden ebenfalls gefunden: manchmal schiessen kleine Plasmawolken aus dem Entladungsplasma hervor, lösen sich eventuell ab und laufen selbständig vor dem Hauptentladungsplasma weiter. In Abb. 12a sieht man, wie sich von der Leuchtfrent eine schwächere loslöst und mit etwas grösserer Geschwindigkeit weiterläuft. Diese schwächere Leuchtfrent ist keinesfalls die "sich ablösende Stossfrent", sondern ebenfalls ein Teil des Entladungsplasmas, wie dies Cormack gezeigt hat.

IV.1b Nachweis der Stossfrent

Nachdem die Schmieraufnahmen Auskunft über das Entladungsplasma gegeben hatten, wurden die Messungen mit dem Mach-Zehnder-Interferometer fortgesetzt, um festzustellen, ob eine der Leuchtfrenten mit der Stossfrent identisch sei, oder ob sich die eigentliche Stossfrent noch vor der Leuchtfrent befinde. Falls vor dem Entladungsplasma tatsächlich eine Stosswelle existiert, kann auch entschieden werden, ob die Vorstellung des "schiebenden Kolbens" (= Entladungsplasma) richtig ist,[†] oder ob (wie erwartet) die Homologietheorie anwendbar ist.

[†]Eine derartige Vorstellung entwickelt z.B. Fowler [26], der annimmt, dass das bei der Entladung erzeugte heisse Plasma infolge der Druckerhöhung bei der Aufheizung wie der Hochdruckteil in einem Membranrohr wirkt. Allerdings wendet Fowler diese Überlegung auf ein Stosswellenrohr, wie es von Josephson vorgeschlagen wurde [3], an.

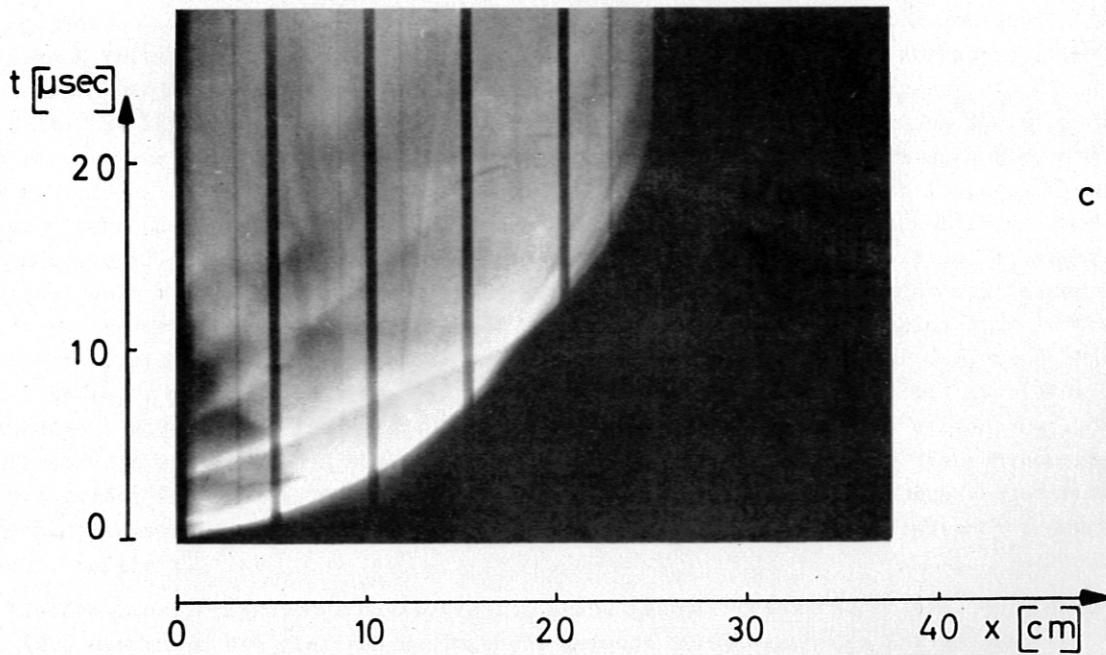
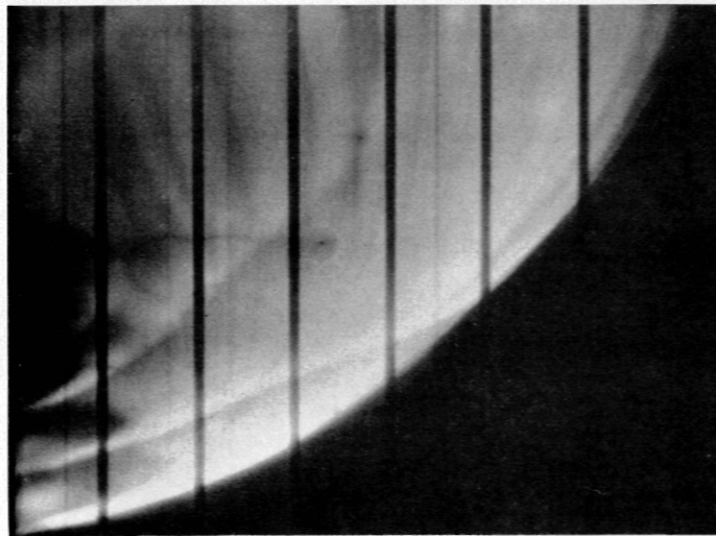
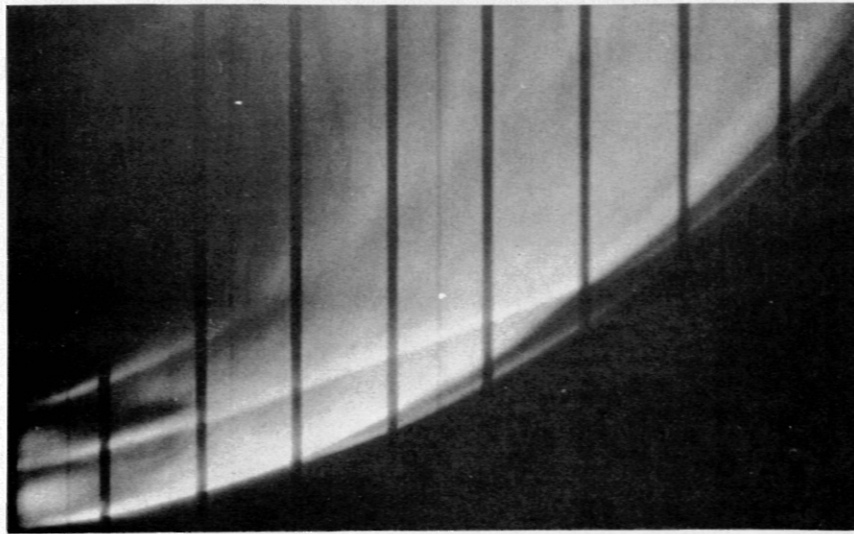


Abb. 12 Drei typische Schmierfotos bei gleicher Ladespannung ($U_0 = 5 \text{ kV}$) und unterschiedlichem Anfangsdruck: a) $p_0 = 2,5 \text{ torr}$, b) $p_0 = 5 \text{ torr}$, c) $p_0 = 10 \text{ torr}$.

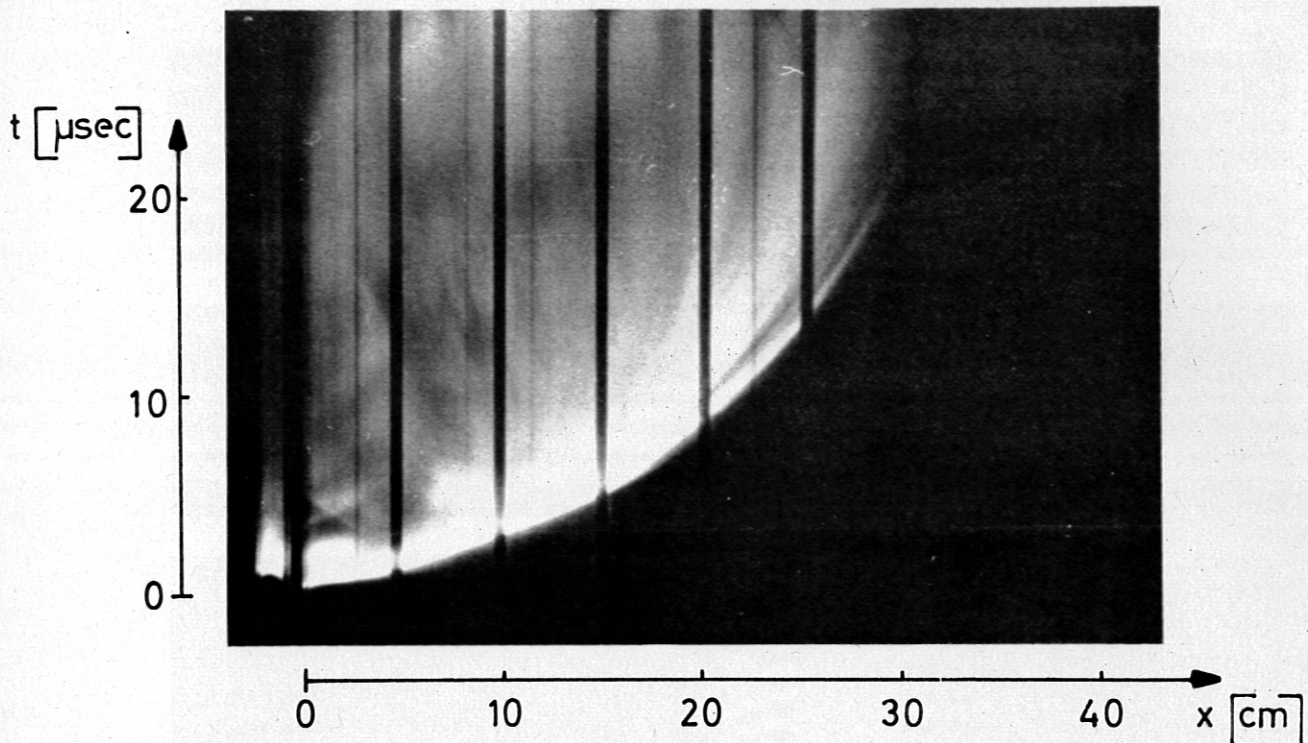


Abb. 13 Schmierfoto einer Power-Crowbar-Entladung; $p_0 = 5$ torr, $U_{10} = 7$ kV, $U_{20} = 4,5$ kV, 2. Batterie mit $1,9 \mu\text{sec}$ Verzögerung gegenüber der 1. geschaltet.

Bei unserem Versuchsaufbau ist es möglich, beide Messverfahren (Schmierkamera und Interferometer) auf sehr einfache Art zu kombinieren (siehe Kap. III.4): Streifenbild und Stossrohr werden gleichzeitig auf den Spalt der Drehspiegelkamera abgebildet. Die ersten Untersuchungen wurden am runden Rohr mit der 50 cm von den Elektroden entfernten und 4 cm langen Beobachtungstrecke durchgeführt. Abb. 14 zeigt 6 typische Schmierfotos der Interferenzstreifen und des Entladungsplasmas bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen. Bei allen Aufnahmen läuft die Zeit von links nach rechts, während der 4 cm lange Beobachtungsspalt (parallel zur Achse des T-Rohres) nach oben abgebildet ist. Geht man bei den Abbildungen von links nach rechts (d.h. mit wachsender Zeit), so kann man nacheinander folgendes feststellen: Zunächst laufen die Streifen parallel, dann leuchtet das Streifensystem (nach ca. $30 \mu\text{sec}$), während der Stromimpuls über die Lampe geht, hell auf. Etwas später findet man eine von links unten nach rechts oben linear verlaufende scharfe Versetzung der Streifen, die nach kurzer Zeit wieder zurückgeht. Darauf folgt (bei den Aufnahmen 2 bis 4) das Eigenleuchten des Plasmas (Leuchtfrent), wobei das Streifensystem teilweise überstrahlt wird. Bei den Bildern 2,3 und 4 kann man mehrere, zeitlich aufeinander folgende Leuchtfrenten feststellen. Die erste, ganz linear verlaufende und sehr plötzlich auftretende, Streifenverschiebung lässt sich nur als Stossfront deuten⁺, die sich vor dem selbstleuchtenden Plasma befindet (dessen Front im allgemeinen nicht annähernd eben ist). Direkt hinter der Front beginnen die Streifen in die Nullstellung zurückzulaufen. Schon daraus ersieht man, dass hinter der Front kein einheitliches Medium vorhanden ist. Aus der Neigung der "Verschiebungs-Geraden" der Stossfront kann deren Geschwindigkeit bestimmt werden. Sie wurde (durch Veränderung der Ladesspannung) zwischen den Werten $0,8 < v_s < 2,5$ cm/ μsec , was Machzahlen zwischen 6 und 20 entspricht, variiert.

Bei kleinen Stossfrontgeschwindigkeiten ist keine Leuchtfrent zu sehen (1). Auf dem Schmierfoto Abb. 12b, das unter den gleichen Bedingungen gemacht wurde, kann das Entladungsplasma nur bis zu einem Abstand von 40 cm von den Elektroden registriert werden - am Beobachtungsort in 50 cm Entfernung kann also keine Leuchtfrent mehr sein. Weiter ist den Aufnahmen zu entnehmen, dass der Abstand zwischen Stoss- und Leuchtfrent mit wachsender Stossfrontgeschwindigkeit kleiner wird(2,3).

⁺Eine scharfe Verschiebung der Streifen kann nur auftreten, wenn sich der Brechungsindex plötzlich über die gesamte durchstrahlte Länge ändert; d.h. daß die Unstetigkeitsfläche eben sein muss.

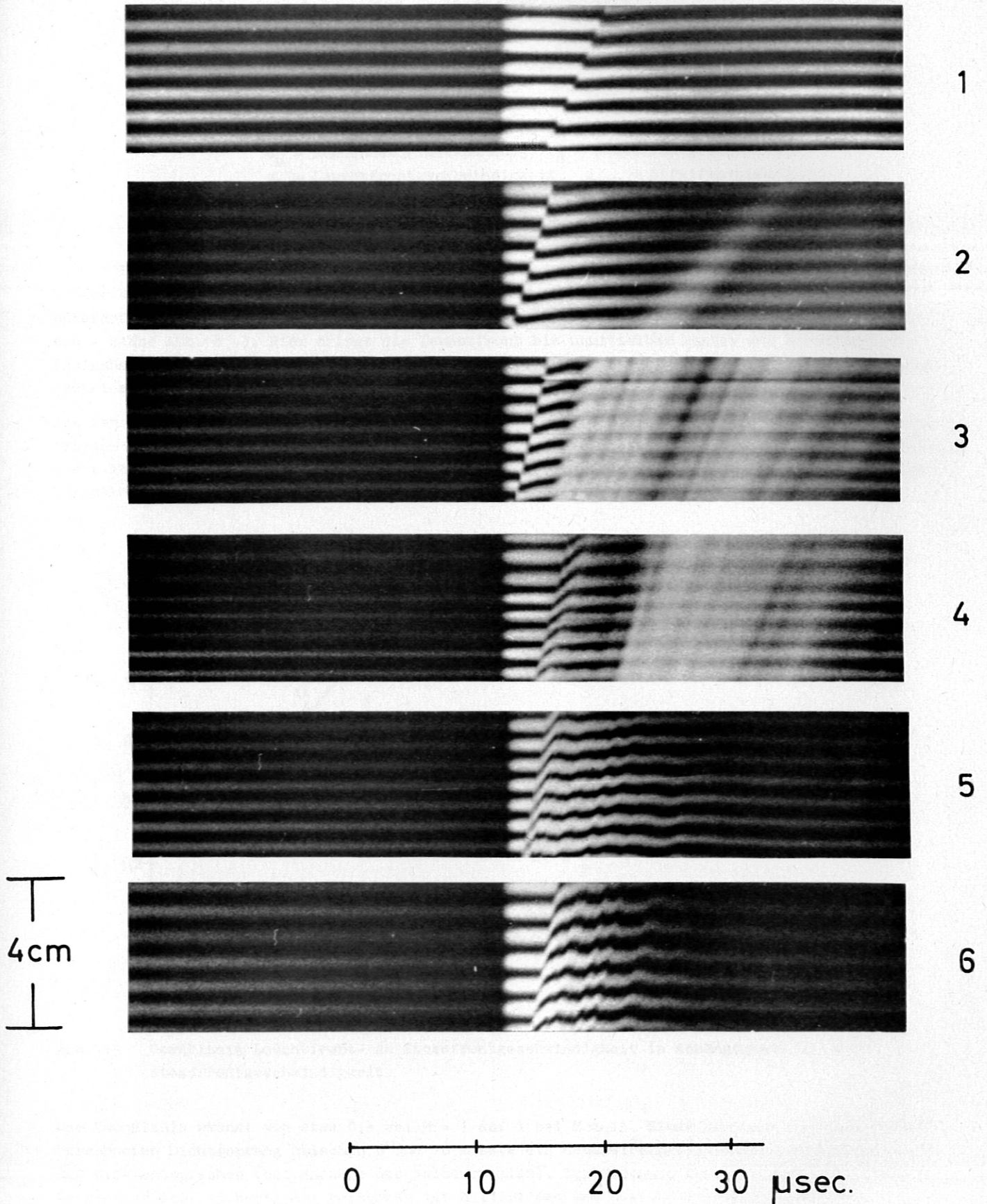


Abb. 14 6 typische Schmierfotos des Streifensystems und des Eigenleuchtens;
 $p_0 = 5$ torr, Abstand ca. 50cm vom Elektrodenraum (siehe auch Tabelle 3).

| Nr. | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|-----------------------|----------|------|------|------|-----------------------|------|
| U_o [kV] | 5 | 7 | 10 | 13 | 15 | 16 |
| v_s [cm/ μ sec] | 0,85 | 1,35 | 1,53 | 1,59 | 2,22 | 2,41 |
| Machzahl | 6,5 | 10,4 | 11,8 | 12,2 | 17,1 | 18,5 |
| v_L [cm/ μ sec] | keine LF | 0,8 | 1,4 | 1,5 | Eigenleuchten abgebl. | |
| z_{max} | 0,25 | 0,45 | 0,6 | 0,8 | 1,0 | 1,0 |

Tabelle 3 Auswertung der in Abb.14 dargestellten Schmierfotos.

U_o = Kondensatorladespannung, v_s = Stossfrontgeschwindigkeit,
 v_L = Leuchtfrontgeschwindigkeit, z_{max} = Streifenverschiebung
in der Stossfront.

In (4) sieht man Teile des Entladungsplasmas dicht hinter der Stossfront, während viel später erst die Hauptleuchtfront folgt. In (5) und (6) wurde das Eigenleuchten des Plasmas unterdrückt (Interferenzfilter für die Hg-Linie am Interferometerausgang, Blende 2 geschlossen - siehe Abb. 8 -). Hier dringt die Leuchtfront bis unmittelbar hinter die Stossfront vor (Aufnahmen mit Eigenleuchten lassen dies erkennen). Auch die Auslenkung der Streifen nach oben deutet auf Elektronendichten hin, wie sie nur im Entladungsplasma auftreten.

Aus zahlreichen "Schmier-Interferogrammen" wurden die Geschwindigkeiten von Stoss- und Leuchtfronten (v_s und v_L) bestimmt. Dabei zeigte sich, dass die Stossfront und deren Geschwindigkeit, nicht aber die Leuchtfront und deren Geschwindigkeit, reproduzierbar sind. In Abb. 15 ist das Verhältnis v_L/v_s über v_s , bzw. über der Machzahl, aufgetragen.

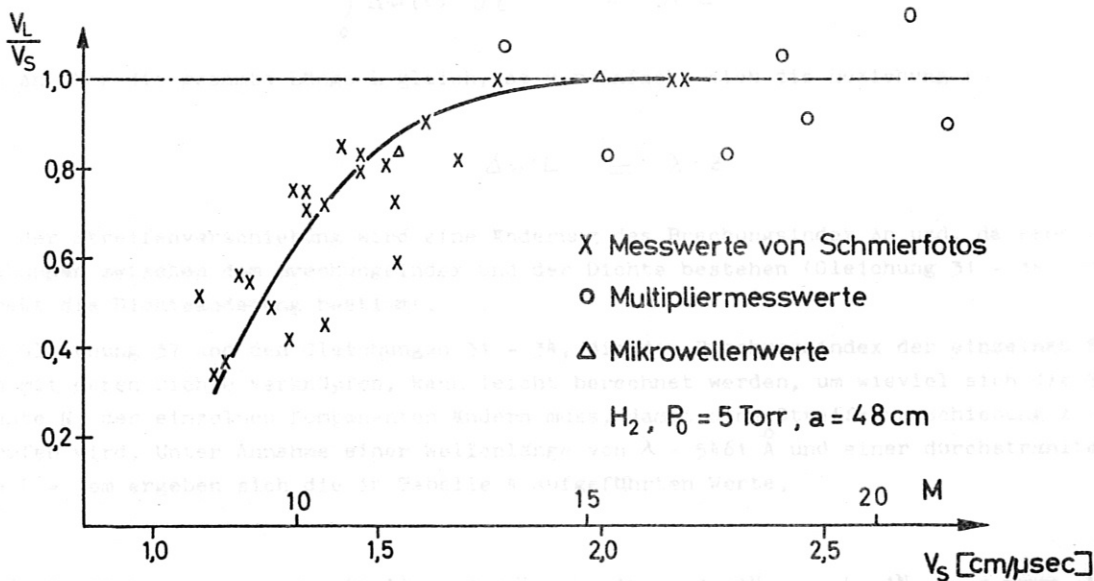


Abb. 15 Verhältnis Leuchtfront- zu Stossfrontgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Stossfrontgeschwindigkeit.

Das Verhältnis wächst von etwa 0,4 bei $M = 7$ auf 1 bei $M \approx 15$. Einem nach der Hugoniot-Theorie berechneten Dichtesprung zwischen 6 und 16 müsste ein Geschwindigkeitsverhältnis zwischen 0,83 und 0,94 entsprechen (bei Annahme des Kolbenmodells). Zur Stützung der hier erzielten Resultate sind in Abb. 15 Werte aus Messungen mit Multipliern und Mikrowellen [27] eingetragen, die sehr gut mit den interferometrisch gemessenen übereinstimmen.

Als Ergebnis dieser Messungen kann festgestellt werden, dass in T-Rohren mit Wasserstoff als Betriebsgas, bei Machzahlen bis ungefähr 20, vor der Leuchtfrent eine innerhalb der Messgenauigkeit ebene- nichtleuchtende Stossfront existiert. Bei grösseren Geschwindigkeiten dringt das Entladungsplasma bis in die Stossfront vor. Die Leuchtfrent ist nicht eben und ist nicht mit einem definierten Dichtesprung verbunden, sie hat also auch nicht die Eigenschaften einer Stossfront. Ausserdem zeigen die Schmierinterferogramme, wie auch insbesondere die Abb. 15, dass die "Kolben-Vorstellung" für die Vorgänge in T-Rohren im untersuchten Bereich sicher nicht anwendbar ist. Der Dichteabfall hinter der Front lässt schon hier vermuten, dass die Stosswellen durch eine instationäre Theorie richtiger beschrieben werden.

IV.2 Die Struktur der Stosswelle

IV.2a Messung des Dichtesprungs in der Front und des Brechungsindex für atomaren Wasserstoff

Wie die vorangehenden Untersuchungen gezeigt haben, ist die nichtleuchtende Stossfront stets reproduzierbar, während in der aus dem Entladungsplasma bestehenden Leuchtfrent unübersichtliche Verhältnisse herrschen. Deshalb ist es nur sinnvoll, alle weiteren Untersuchungen auf die eigentliche Stossfront und ihr Hinterland zu beschränken, das bedeutet, dass die Schmierinterferogramme analysiert werden müssen.

Bei allen interferometrischen Untersuchungen werden durch den Brechungsindex weitere Aussagen über die Eigenschaften des Mediums gewonnen. Man misst die Verschiebung des eingestellten Streifenbildes, die dadurch hervorgerufen wird, dass sich die optische Weglänge im Meßstrahlengang des Interferometers geändert hat. Gleichung (36) gibt den Zusammenhang an zwischen der auf die Streifenbreite normierten Verschiebung z , der Wellenlänge λ und der Änderung des optischen Weges

$$\int_0^L \Delta n(\ell) d\ell = \lambda \cdot z \quad (36).$$

Ist Δn über die gesamte Länge L gleich, so vereinfacht sich die Beziehung zu

$$\Delta n \cdot L = \lambda \cdot z \quad (37).$$

Aus der Streifenverschiebung wird eine Änderung des Brechungsindex Δn und, da sehr einfache Beziehungen zwischen dem Brechungsindex und der Dichte bestehen (Gleichung 31 - 34), damit auch direkt die Dichteänderung bestimmt.

Mit Gleichung 37 und den Gleichungen 31 - 34, die den Brechungsindex der einzelnen Komponenten mit deren Dichte verknüpfen, kann leicht berechnet werden, um wieviel sich die Teilchendichte N_i der einzelnen Komponenten ändern muss, damit eine Streifenverschiebung $z = 1$ hervorgerufen wird. Unter Annahme einer Wellenlänge von $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ und einer durchstrahlten Länge von $L = 3 \text{ cm}$ ergeben sich die in Tabelle 4 aufgeführten Werte.

| Komponente | $(n-1)_i = c_i \cdot N_i$ | $\Delta n_i = c_i \cdot \Delta N_i$ | $\Delta N_{i,z=1} = \frac{\lambda}{L \cdot c_i} \text{ [cm}^{-3}\text{]}$ |
|-------------------------------|-------------------------------------|--|---|
| Wasserstoffmoleküle | $5,15 \cdot 10^{-24} \cdot N_{H_2}$ | $5,15 \cdot 10^{-24} \cdot \Delta N_{H_2}$ | $3,53 \cdot 10^{18}$ |
| Wasserstoffatome ⁺ | $3,87 \cdot 10^{-24} \cdot N_H$ | $3,87 \cdot 10^{-24} \cdot \Delta N_H$ | $4,7 \cdot 10^{18}$ |
| Elektronen | $-1,22 \cdot 10^{-22} \cdot N_e$ | $-1,22 \cdot 10^{-22} \cdot \Delta N_e$ | $1,5 \cdot 10^{17}$ |
| Protonen | $-6,66 \cdot 10^{-26} \cdot N_p$ | $-6,66 \cdot 10^{-26} \cdot \Delta N_p$ | $2,75 \cdot 10^{20}$ |

Tabelle 4 Anzahl der erforderlichen Teilchen (N_i) für eine Streifenverschiebung um eine Streifenbreite ($z = 1$); $L = 3 \text{ cm}$; $\lambda = 5461 \text{ \AA}$.

⁺Der Brechungsindex für Wasserstoffatome wurde quantenmechanisch von Mrowka berechnet [21]

Zunächst wurde die durch die Stossfront hervorgerufene Streifenverschiebung näher untersucht. Abb. 14 hatte schon gezeigt, dass die maximale Streifenverschiebung immer in der Front auftritt, und dass sie mit wachsender Stossfrontgeschwindigkeit grösser wird.

In einem Mehr-Komponenten-Plasma ist die Gesamtdichte gleich der Summe der Dichten der einzelnen Komponenten; ebenso bildet die Summe der Streifenverschiebungen, die den einzelnen Komponenten zuzuschreiben sind, die Gesamtstreifenverschiebung. Für dieses Plasma lautet der Zusammenhang zwischen Dichtesprung und Streifenverschiebung ganz allgemein

$$z_{ges} = \sum_i z_i = \sum_i \frac{L}{\lambda} \Delta n_i = \sum_i \frac{L}{\lambda} c_i \Delta N_i \quad (38)$$

Die Rechnungen von Turner zeigen, dass bei Stossfrontgeschwindigkeiten $v_S < 1$ cm/μsec der Dissoziationsgrad noch sehr klein ist und im Plasma praktisch nur Wasserstoffmoleküle vorkommen (siehe Anhang Abb. 2: $\beta = f(v_S)$). Der Dichtesprung $\frac{\rho_1}{\rho_0}$ kann hier aus Gleichung (37) mit Hilfe der gemessenen Streifenverschiebung z leicht berechnet werden:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{L} z = c \Delta N \quad (37')$$

wird umgeformt in

$$\Delta N = N_1 - N_0 = \frac{\rho_1}{\rho_0} N_0 - N_0 = N_0 \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} - 1 \right) = \left(\frac{\lambda}{cL} \right)_{H_2} \cdot z$$

und aufgelöst nach $\frac{\rho_1}{\rho_0}$. Nach Einsetzen von $\left(\frac{\lambda}{cL} \right)_{H_2} = 3,53 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aus Tabelle 4 folgt der Dichtesprung in Abhängigkeit von der Streifenverschiebung

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 1 + \frac{3,53 \cdot 10^{18}}{N_0} z \quad (39)$$

Abb. 14.1 zeigt ein typisches Schliereninterferogramm für diesen Bereich. Die Stossfrontgeschwindigkeit beträgt $v_S = 0,85$ cm/μsec - entsprechend $M 6,5$; der Anfangsdruck ist $p_0 = 5$ torr, woraus $N_0 = 1,625 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ folgt. In der Front tritt eine Streifenverschiebung $z = 0,25$ auf. Diese Werte in (39) eingesetzt ergeben

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 1 + \frac{3,53 \cdot 10^{18}}{1,625 \cdot 10^{17}} \cdot 0,25 = 1 + 5,43 = 6,43.$$

[8] Nach Turner ist ein Dichtesprung von $\left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)_{\text{theor}} = 6,3$ zu erwarten; die Übereinstimmung ist also sehr gut. Der Fehler ist durch die Genauigkeit, mit der die Streifenverschiebung gemessen werden kann, bestimmt und beträgt etwa 5%.

Mit zunehmender Stossfrontgeschwindigkeit wächst der Dissoziationsgrad, bis er bei $v_S \approx 2,5$ cm/μsec den Wert $\beta = 1$ erreicht. In diesem Bereich - $1 < v_S < 2,5$ cm/μsec - sind die Teilchendichten der Moleküle und Atome von gleicher Grössenordnung. Die Ionisation kann, wie bereits erwähnt, noch unberücksichtigt bleiben. Die Streifenverschiebung ist hier

$$z_{ges} = z_{H_2} + z_H = \frac{L}{\lambda} (c_{H_2} \Delta N_{H_2} + c_H \Delta N_H) \quad (40)$$

In dieser Gleichung ist in der Konstanten c_H der Brechungsindex für atomaren Wasserstoff, der aus quantenmechanischen Rechnungen bekannt ist, enthalten. Aus einer Messung der Stossfrontgeschwindigkeit, mit deren Hilfe nach Turner $\frac{\rho_1}{\rho_0}$ und β , und damit ΔN_{H_2} und ΔN_H , folgen, und einer gleichzeitigen Messung der Streifenverschiebung kann also der Brechungsindex für atomaren Wasserstoff auch experimentell bestimmt werden.

Ein typischer Fall für den Bereich der Dissoziation (Abb. 14.3) soll hier kurz behandelt werden: die Stossfrontgeschwindigkeit beträgt $v_S = 1,53$ cm/μsec $\Delta M 11,8$. Nach Turner ist der dazugehörige Dissoziationsgrad $\beta = 0,28$ und das Kompressionsverhältnis $\frac{\rho_1}{\rho_0} = 11,8$ (siehe Anhang Abb. 1 und Abb. 2). Damit kann die Zahl der Wasserstoffmoleküle

$$N_{H_2} = \frac{\rho_1}{\rho_0} (1-\beta) \cdot N_0 = 1,38 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

und die der -Atome

$$N_H = \frac{\xi_1}{\xi_0} 2\beta \cdot N_0 = 1,073 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

ermittelt werden. Ferner ist

$$\Delta N_{H_2} = N_{H_2} - N_0 = 1,2175 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

und

$$\Delta N_H = N_H - 0 = 1,073 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Die den Wasserstoff-Molekülen zuzuschreibende Streifenverschiebung ist

$$z_{H_2} = \frac{\Delta N_{H_2}}{3,53 \cdot 10^{18}} = 0,345$$

und die durch die -Atome hervorgerufene ist gleich der Differenz zwischen z_{H_2} und der gemessenen $z_{\text{gem}} = 0,6$

$$z_H = 0,6 - 0,345 = 0,255 = \frac{\Delta N_H}{c_H}$$

Daraus folgt (umgerechnet für 760 torr und 300 °K) der Brechungsindex für atomaren Wasserstoff

$$(n - 1)_H = 10,63 \cdot 10^{-5}$$

in guter Übereinstimmung mit dem quantenmechanisch berechneten Wert

$$(n - 1)_{H_{\text{theor}}} = 11,8 \cdot 10^{-5} \tag{41}$$

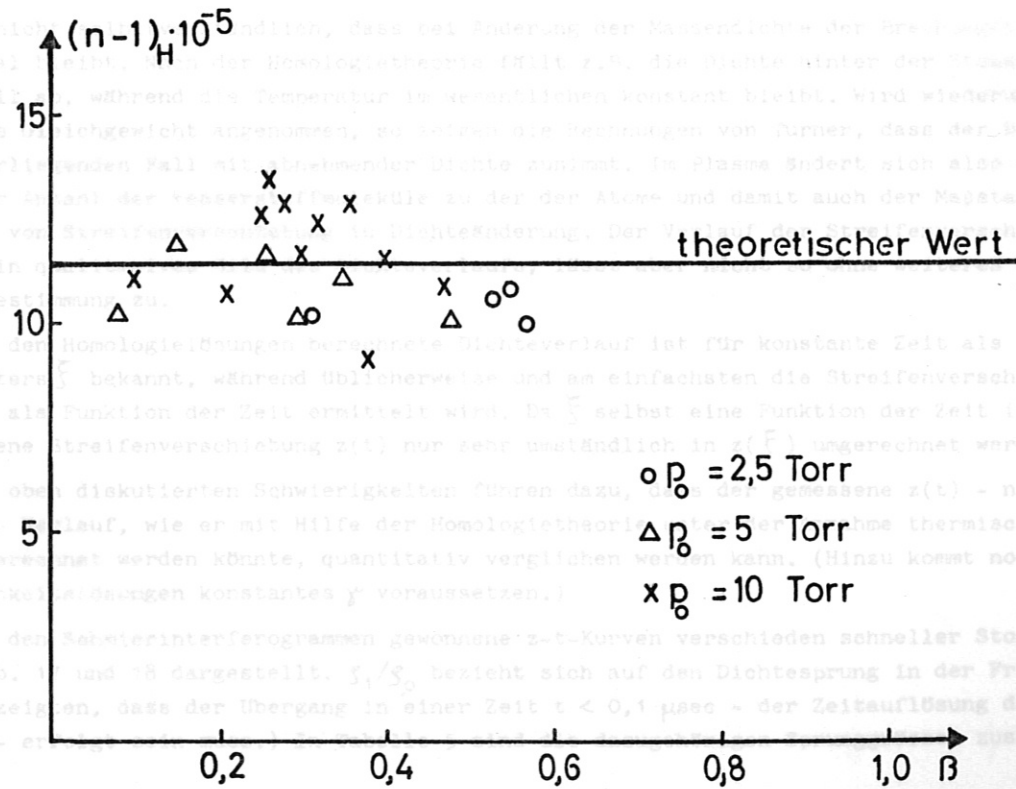


Abb. 16 Brechungsindex für atomaren Wasserstoff in Abhängigkeit vom Dissoziationsgrad.

Hinter der Front geht die Dichte zunächst schnell, später etwas langsamer zurück.
 *Inzwischen führten Messungen an der Stanford University zu gleichen Ergebnissen.

Dieses Vorgehen ist nur erlaubt, wenn sich das lokale thermische Gleichgewicht hinter der Stossfront schnell genug einstellt, wenn also im besonderen bei der Dissoziation keine Relaxationszeiten auftreten. Bei Stosswellen ist dies durchaus nicht selbstverständlich. Wird aber bei einer grossen Anzahl von Messungen unter Variation des Dissoziationsgrades β und des Kompressionsverhältnisses ρ_1/ρ_0 immer derselbe Brechungsindex für atomaren Wasserstoff ermittelt, so ist gezeigt, dass die obigen Annahmen unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen gültig sind.

Durch Wahl verschiedener Anfangsdrucke und Ladespannungen konnten ρ_1/ρ_0 und β unabhängig voneinander variiert werden. Die Auswertung der entsprechenden Schmierinterferogramme ergab Brechungsindices für atomaren Wasserstoff, die um den von Mrowka [21] berechneten Wert streuen. In Abb. 16 sind die Messwerte in Abhängigkeit von β dargestellt.⁺

Die Messungen bestätigen also die quantenmechanischen Rechnungen. Sie zeigen gleichzeitig auch die Gültigkeit der von Turner als Funktion der Stossfrontgeschwindigkeit angegebenen Sprunggrössen im untersuchten Bereich ($p_0 = 2,5 \dots 10$ torr, $\beta < 0,6$).

IV.2b Das Hinterland der Stossfront

Aus der ersten plötzlichen Auslenkung der Streifen muss auf eine ebene Stossfront geschlossen werden (dies wird im Kapitel IV.2c noch deutlicher gezeigt). Weiter zeigen die Interferogramme, dass gleich hinter der Front der Brechungsindex kleiner wird. Bei kleinen Stossfrontgeschwindigkeiten ist diese Abnahme langsamer als bei hohen. In keinem Falle bildet sich ein homogener Plasmablock. Die in T-Röhren erzeugten Stosswellen sind also von ganz anderer Art als die Stosswellen in Membranröhren.

Um den Dichteverlauf in Abhängigkeit von der Zeit oder als Funktion des Abstandes von der Stossfront zu ermitteln, muss die Streifenverschiebung ausgemessen werden. Das geschah im vorliegenden Fall mit Hilfe eines Fotometers. Die Genauigkeit, mit der bei diesem Verfahren die Streifenverschiebung gemessen werden kann, ist etwa $1/20$ Streifenbreite. Bei der Umrechnung auf den dazugehörigen Dichteverlauf treten zwei Probleme auf:

1. Es ist nicht selbstverständlich, dass bei Änderung der Massendichte der Brechungsindex dazu proportional bleibt. Nach der Homologietheorie fällt z.B. die Dichte hinter der Stossfront ziemlich schnell ab, während die Temperatur im wesentlichen konstant bleibt. Wird wiederum lokales thermisches Gleichgewicht angenommen, so zeigen die Rechnungen von Turner, dass der Dissoziationsgrad im vorliegenden Fall mit abnehmender Dichte zunimmt. Im Plasma ändert sich also das Verhältnis der Anzahl der Wasserstoffmoleküle zu der der Atome und damit auch der Maßstab bei der Umrechnung von Streifenverschiebung in Dichteänderung. Der Verlauf der Streifenverschiebung gibt also nur ein qualitatives Bild des Dichteverlaufs, lässt aber nicht so ohne weiteres eine quantitative Bestimmung zu.

2. Der mit den Homologielösungen berechnete Dichteverlauf ist für konstante Zeit als Funktion des Parameters ξ bekannt, während üblicherweise und am einfachsten die Streifenverschiebung am festen Ort als Funktion der Zeit ermittelt wird. Da ξ selbst eine Funktion der Zeit ist, kann die gemessene Streifenverschiebung $z(t)$ nur sehr umständlich in $z(\xi)$ umgerechnet werden.

Die beiden oben diskutierten Schwierigkeiten führen dazu, dass der gemessene $z(t)$ - nicht mit dem $z(\xi)$ - Verlauf, wie er mit Hilfe der Homologietheorie unter der Annahme thermischen Gleichgewichts berechnet werden könnte, quantitativ verglichen werden kann. (Hinzu kommt noch, dass die Ähnlichkeitslösungen konstantes γ voraussetzen.)

Einige aus den Schmierinterferogrammen gewonnene z - t -Kurven verschieden schneller Stosswellen sind in Abb. 17 und 18 dargestellt. ρ_1/ρ_0 bezieht sich auf den Dichtesprung in der Front. (Die Messungen zeigten, dass der Übergang in einer Zeit $t < 0,1$ μ sec - der Zeitauflösung der Messanordnung - erfolgt sein muss.) In Tabelle 5 sind die dazugehörigen Sprunggrössen zusammengestellt.

Das gemessene Kompressionsverhältnis in der Front stimmt also sehr gut mit dem von Turner überein (siehe auch Kap. IV.2a). Bei relativ kleiner Geschwindigkeit (a) wird ein Dichtesprung $\rho_1/\rho_0 \approx 6$ gemessen, entsprechend dem für starken Stoss bei einem zweiatomigen Gas mit $\gamma = 7/5$. Hinter der Front geht die Dichte zunächst schnell, später etwas langsamer zurück.

⁺Inzwischen führten Messungen an der Stanford University zum gleichen Ergebnis.

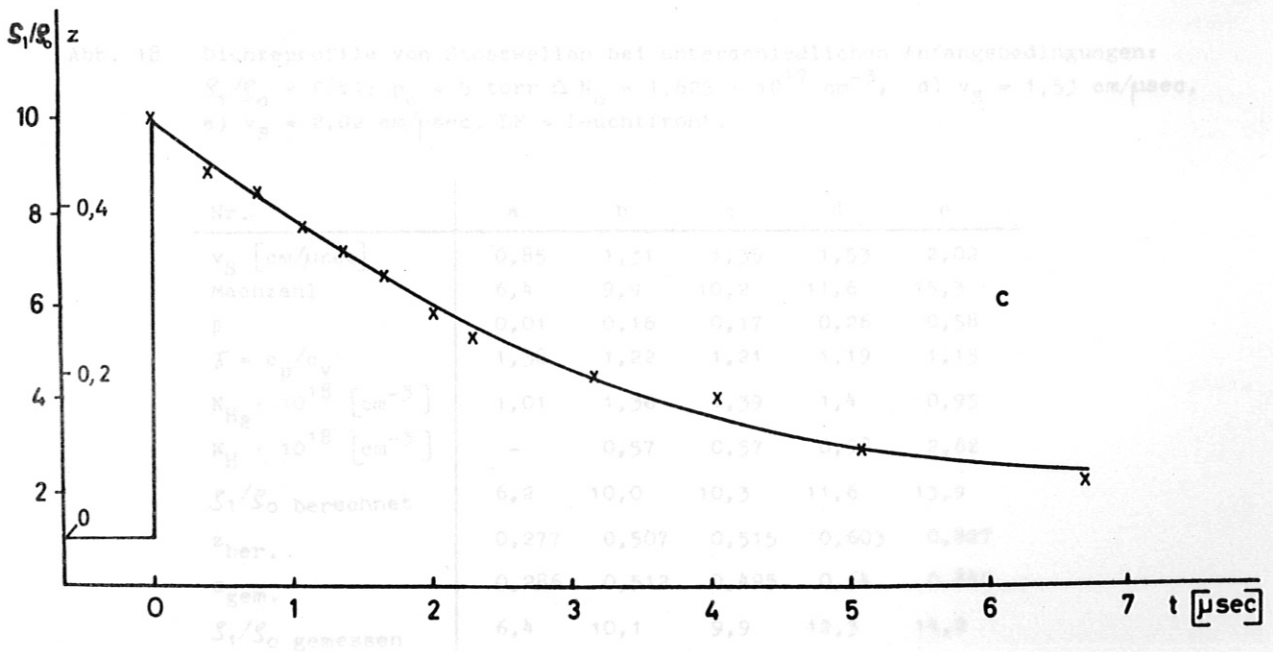
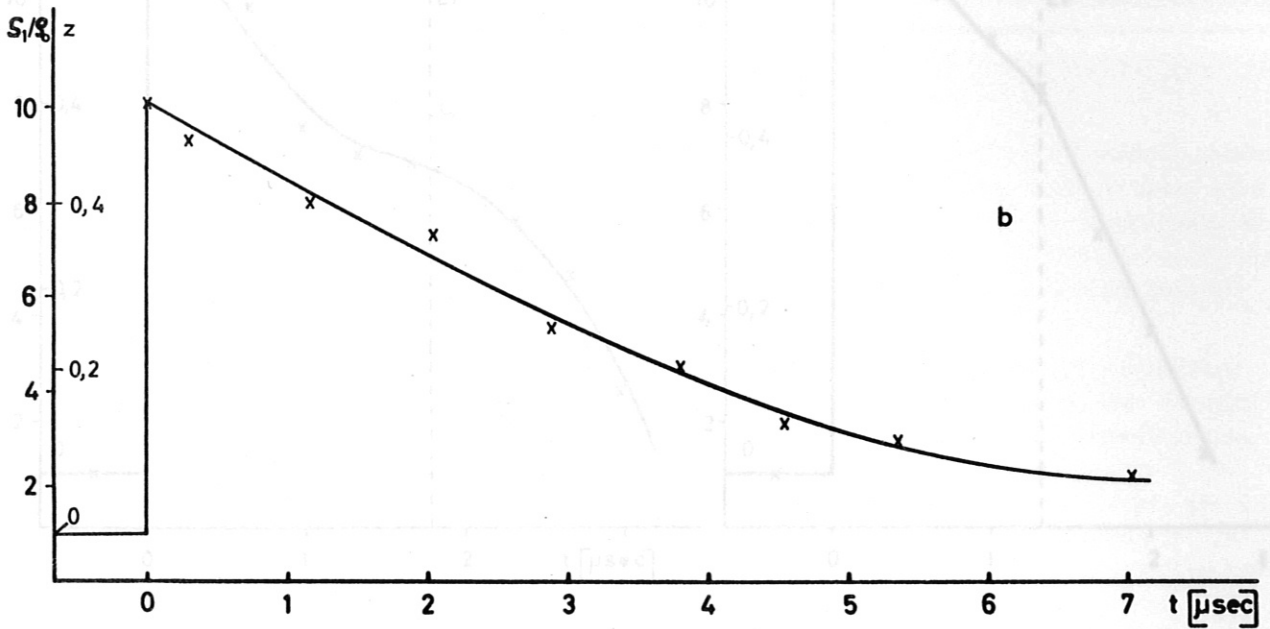
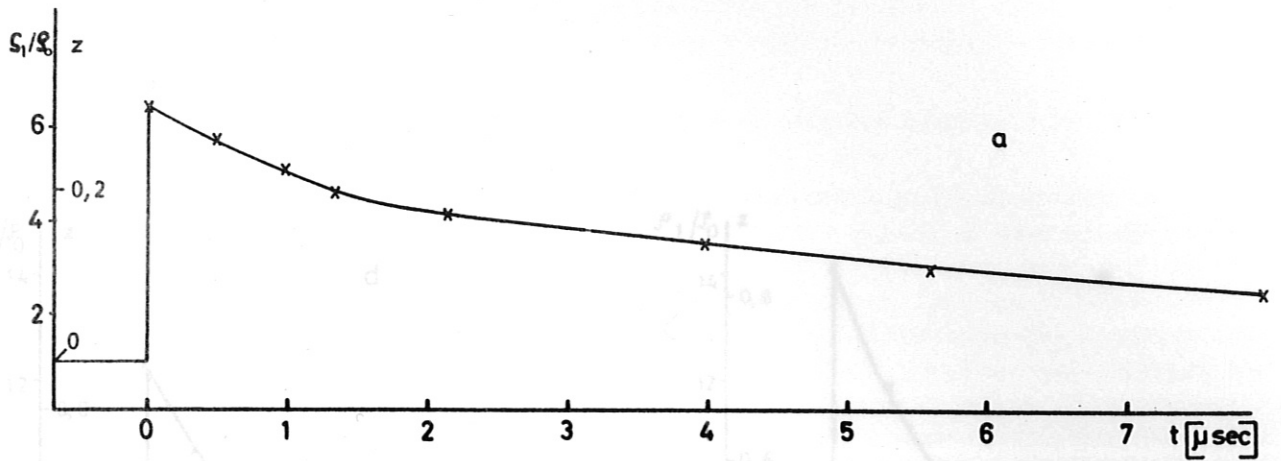


Abb. 17 Dichteprofile von Stosswellen bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen:
 $S_1/S_0 = f(t)$; $p_0 = 5 \text{ torr} \triangleq N_0 = 1,625 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; a) $v_S = 0,85 \text{ cm}/\mu\text{sec}$,
 b) $v_S = 1,31 \text{ cm}/\mu\text{sec}$, c) $v_S = 1,35 \text{ cm}/\mu\text{sec}$.

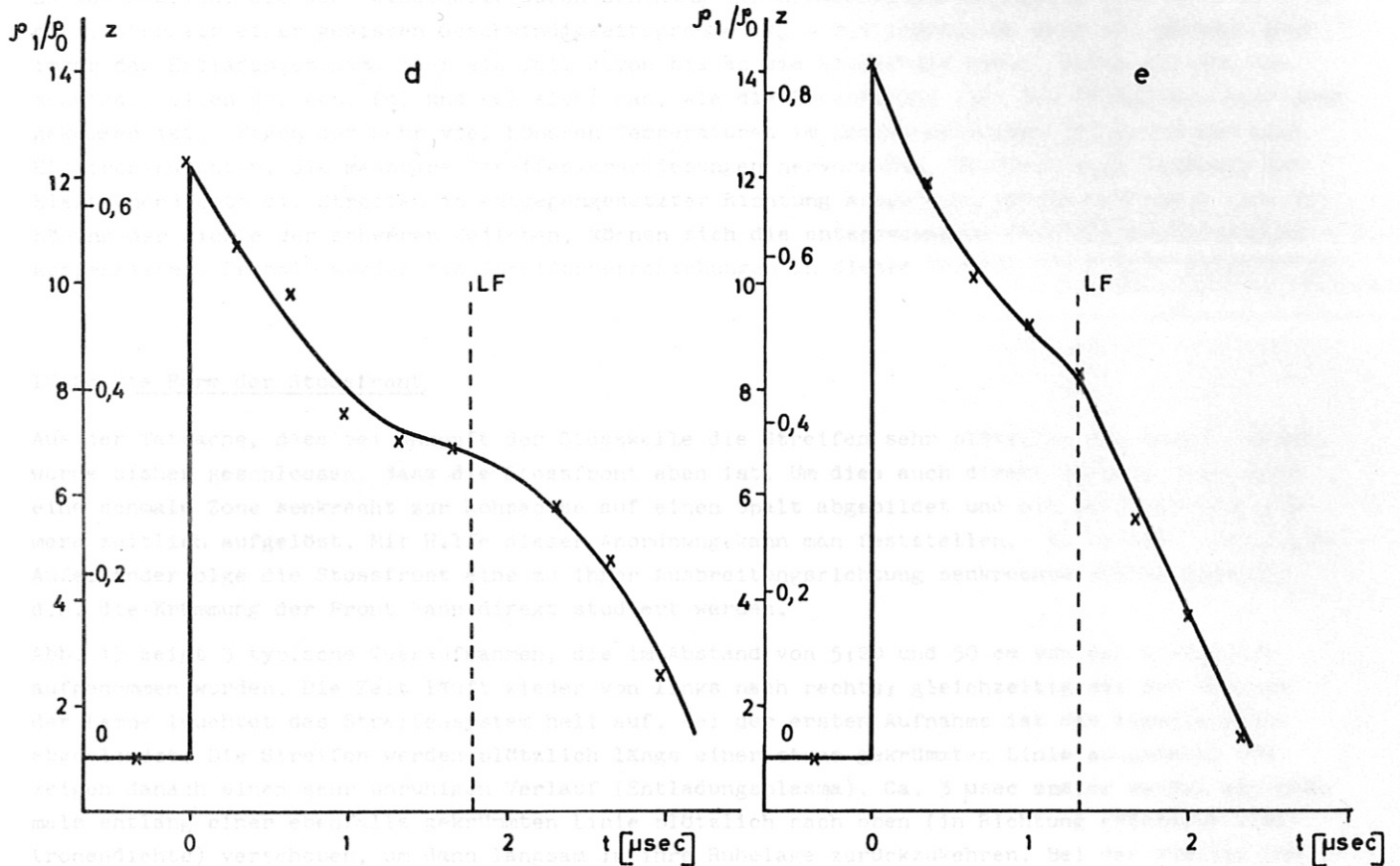


Abb. 18 Dichteprofile von Stosswellen bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen:
 $S_1/S_0 = f(t)$; $p_0 = 5 \text{ torr} \triangle N_0 = 1,625 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, d) $v_S = 1,53 \text{ cm}/\mu\text{sec}$,
 e) $v_S = 2,02 \text{ cm}/\mu\text{sec}$. LF = Leuchtfrent.

| Nr. | a | b | c | d | e |
|---------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| v_S [cm/ μsec] | 0,85 | 1,31 | 1,35 | 1,53 | 2,02 |
| Machzahl | 6,4 | 9,9 | 10,2 | 11,6 | 15,3 |
| β | 0,01 | 0,16 | 0,17 | 0,26 | 0,58 |
| $\gamma = c_p/c_v$ | 1,38 | 1,22 | 1,21 | 1,19 | 1,15 |
| $N_{H_2} \cdot 10^{18}$ [cm $^{-3}$] | 1,01 | 1,36 | 1,39 | 1,4 | 0,95 |
| $N_H \cdot 10^{18}$ [cm $^{-3}$] | - | 0,57 | 0,57 | 0,98 | 2,62 |
| S_1/S_0 berechnet | 6,2 | 10,0 | 10,3 | 11,6 | 13,9 |
| $z_{\text{ber.}}$ | 0,277 | 0,507 | 0,515 | 0,603 | 0,827 |
| $z_{\text{gem.}}$ | 0,286 | 0,512 | 0,495 | 0,64 | 0,845 |
| S_1/S_0 gemessen | 6,4 | 10,1 | 9,9 | 12,3 | 14,2 |

Tabelle 5 Zusammenfassung der Sprunggrößen der in Abb. 17 und 18 dargestellten Dichteprofile; $p_0 = 5 \text{ torr} \triangle 1,625 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $S_1/S_{0\text{gem}} = (z_{\text{gem}}/z_{\text{ber}}) \cdot (S_1/S_0)_{\text{ber}}$.

Die Kurven (b) und (c) sind bei gleichen Anfangsbedingungen gemacht: Dichtesprung in der Front und Streifenverlauf dahinter sind sehr gut reproduzierbar. In (d) und (e) sieht man, wie mit weiter steigender Geschwindigkeit das Gas in einer immer kleiner werdenden Zone immer stärker komprimiert wird.

Der Verlauf der Streifen hinter der Front entspricht also durchaus qualitativ der nach der Homologietheorie erwarteten Dichteverteilung.

Es ist möglich, die Geschwindigkeit durch Erhöhung der Kondensatorladespannung noch mehr zu steigern. Oberhalb einer gewissen Geschwindigkeitsgrenze ($v_S = 2,5 \text{ cm}/\mu\text{sec} \triangleq \text{Mach } 20$) gelangt aber immer das Entladungsplasma oder ein Teil davon bis an die Stossfront heran. Schon bei den Geschwindigkeiten der Abb. (d) und (e) sieht man, wie die Leuchtfrent (LF) der Stossfront sehr nahe gekommen ist. Wegen der sehr viel höheren Temperaturen im Entladungsplasma [7] herrschen dort Elektronendichten, die messbare Streifenverschiebungen hervorrufen. Da durch eine Erhöhung der Elektronendichte die Streifen in entgegengesetzter Richtung ausgelenkt werden als durch eine Erhöhung der Dichte der schweren Teilchen, können sich die entsprechenden Streifenverschiebungen kompensieren. Deshalb wurden die Streifenverschiebungen in diesem Bereich nicht mehr ausgewertet.

IV.2c Die Form der Stossfront

Aus der Tatsache, dass bei Ankunft der Stosswelle die Streifen sehr plötzlich ausgelenkt werden, wurde bisher geschlossen, dass die Stossfront eben ist. Um dies auch direkt nachzuweisen, wird eine schmale Zone senkrecht zur Rohrachse auf einen Spalt abgebildet und mit der Drehspiegelkamera zeitlich aufgelöst. Mit Hilfe dieser Anordnung kann man feststellen, in welcher zeitlichen Aufeinanderfolge die Stossfront eine zu ihrer Ausbreitungsrichtung senkrechte Fläche passiert, d.h. die Krümmung der Front kann direkt studiert werden.

Abb. 19 zeigt 3 typische Queraufnahmen, die im Abstand von 5, 20 und 50 cm von den Elektroden aufgenommen wurden. Die Zeit läuft wieder von links nach rechts, gleichzeitig mit der Pulsung der Lampe leuchtet das Streifensystem hell auf. Bei der ersten Aufnahme ist das Eigenleuchten abgeblendet. Die Streifen werden plötzlich längs einer etwas gekrümmten Linie ausgelenkt und zeigen danach einen sehr unruhigen Verlauf (Entladungsplasma). Ca. 3 μsec später werden sie nochmals entlang einer ebenfalls gekrümmten Linie plötzlich nach oben (in Richtung grösserer Elektronendichte) verschoben, um dann langsam in ihre Ruhelage zurückzukehren. Bei der zweiten und dritten Aufnahme wird das Entladungsplasma mitabgebildet. In 20 cm Entfernung sind Stossfront und Leuchtfrent deutlich voneinander getrennt, bei 50 cm ist kein Leuchten mehr zu sehen. Die Bilder bestätigen, was mit Bildwandler-Aufnahmen ebenfalls festgestellt wurde, nämlich dass das Entladungsplasma sehr diffus ist und sich nicht gleichmässig über den Querschnitt verteilt.

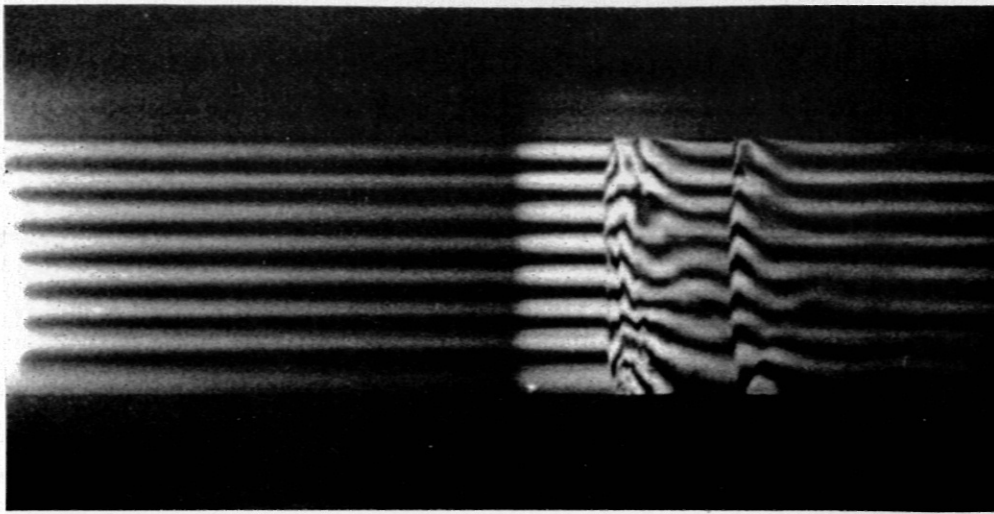
Bei (a) und (b) sieht man, dass die Streifen in der Mitte des Rohres zuerst ausgelenkt werden; diese zeitliche Verschiebung Δt , mit der die Streifen in der Mitte gegenüber denen am Rande des Rohres ausgelenkt werden, wird gemessen. In (c) erfolgt die Streifenverschiebung über die ganze Beobachtungsfläche zur gleichen Zeit ($\Delta t = 0$). Aus früheren Messungen ist die Geschwindigkeit der Stossfront an den drei Beobachtungsorten bekannt. Multipliziert man v_S mit der zeitlichen Verschiebung des Dichtesprungs über den Querschnitt (Δt), so ergibt sich die maximale Unebenheit der Front zu

$$\Delta l = \Delta t \cdot v_S \quad (42).$$

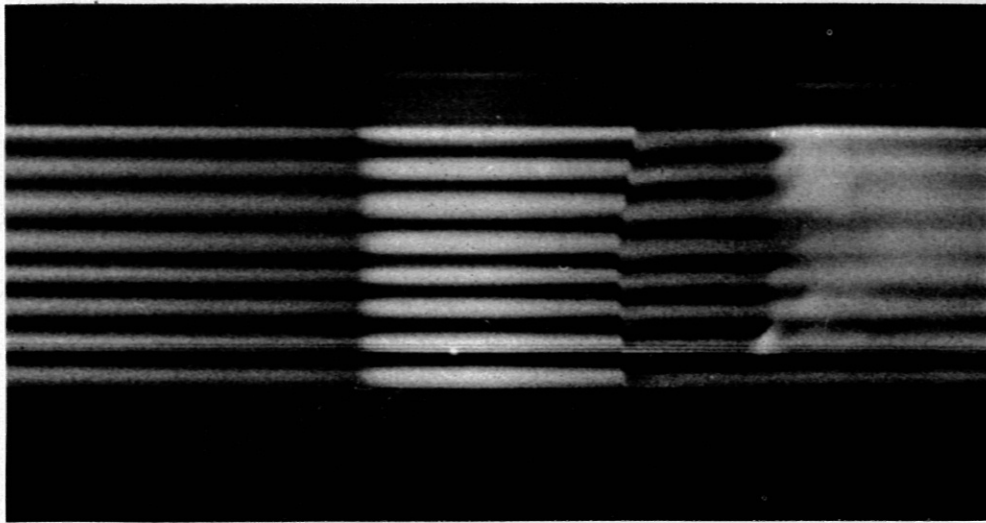
In Tabelle 6 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

| Aufnahme | a [cm] | v_S [mm/ μsec] | Δt [μsec] | $\Delta l = \Delta t \cdot v_S$ [mm] |
|----------|--------|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------------|
| a | 5 | 28 | 0,35 | 10 |
| b | 20 | 11 | 0,25 | 3 |
| c | 50 | 6 | - | - |

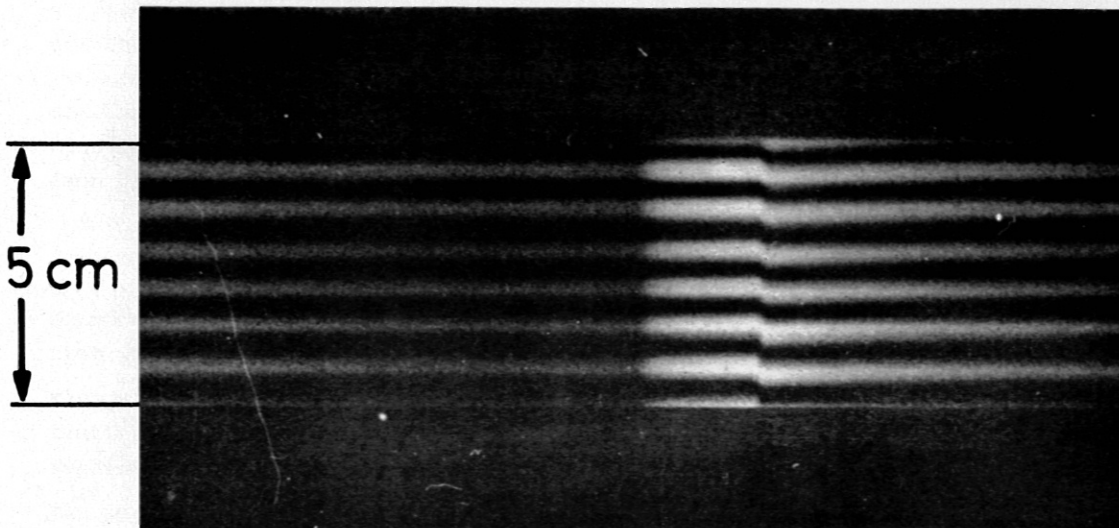
Tabelle 6 Auswertung der in Abb. 19 dargestellten Interferogramme;
 Δl = mittlere maximale Unebenheit der Stossfront.



$a = 5 \text{ cm}$



$a = 20 \text{ cm}$



$a = 50 \text{ cm}$

0 5 10 μsec

Abb. 19 3 typische Queraufnahmen im Abstand von $a = 5, 20, 50 \text{ cm}$ von den Elektroden, $p_0 = 5 \text{ torr}$, $U_0 = 5 \text{ kV}$, schwingende Entladung.

Es ist zu beachten, dass die "Ausbeulungen" der Front in 5 und 20 cm Entfernung nicht ganz reproduzierbar sind. Die für die maximalen Unebenheiten angegebenen Werte sind jeweils Mittelwerte aus 20 Messungen. Die Front ähnelt in der Form einer Kugelfläche, wobei der Mittelpunkt der Kugel jeweils mit dem Elektrodenraum zusammenfällt. In 50 cm Entfernung ist die Stossfront innerhalb der Messgenauigkeit eben (Unebenheit muss kleiner als die gerade noch auflösbare Zone von 1 mm sein). Man kann also - ähnlich wie beim Membranrohr - mit einer ebenen Front rechnen, nachdem die Stosswelle einen Weg zurückgelegt hat, der ungefähr 10 Rohrdurchmessern entspricht.

IV.3 Die Lebenslinie der Stossfront

Stosswellen, die in Membranrohren erzeugt werden, laufen solange mit konstanter Geschwindigkeit, wie die Energie- und Impulszufuhr aus dem Hochdruckteil anhält (in Wirklichkeit nimmt die Geschwindigkeit wegen der Reibung langsam ab). Die Rohre sind so ausgelegt, dass diese Voraussetzung solange erfüllt ist, bis die Stossfront das Rohrende erreicht. Das Plasma bewegt sich also über die gesamte Rohrlänge mit konstanter Geschwindigkeit. Die Zustandsgrößen des Plasmas sind daher ebenfalls konstant.

Es ist sofort einzusehen, dass Stosswellen, die in T-Rohren erzeugt werden, nicht mit konstanter Geschwindigkeit laufen können und sehr schnell gebremst werden: Die Zeit, in der Energie und Impuls eingekoppelt werden, ist im Verhältnis zur Laufzeit der Stosswelle zu kurz. Diese Voraussetzung ist bei allen unseren Experimenten gegeben. So hat z.B. bei einem Anfangsdruck von $p_0 = 5$ torr und einer Kondensatorladespannung von $U_0 = 5$ kV die Stosswelle eine Laufzeit von ca. 70 μsec , ehe sie das Rohrende erreicht. Die Stromflusszeit beträgt bei schwingender Entladung etwa 8 μsec , bei der Power-Crowbar-Entladung nur 2.8 μsec . Das ist auch die maximale Zeitdauer, innerhalb der die Stosswelle beschleunigt werden kann. In der Regel ist sie noch wesentlich kürzer, da die Stosswelle mit grosser Geschwindigkeit startet und nach kurzer Zeit schon sehr weit gelaufen ist. Da der Strom im wesentlichen im Elektrodenraum fliesst und sich nicht ins Rohr ausbeult [28], kann auch die Kopplung zu der schon weit entfernten Stosswelle nicht sehr gut sein.

Die Homologietheorie beschreibt nun Stosswellen, die im Endlichen mit hoher Geschwindigkeit starten und dann ohne weitere Energiezufuhr frei laufen. Die Standardlösung hat dabei die Voraussetzung, dass das Gas nach hinten frei abströmen kann. Auch Stosswellen mit beliebig vorgegebenen Anfangsbedingungen werden nach kurzer Zeit von dieser Lösung beschrieben (Stabilität der Lösung). Die in T-Rohren erzeugten Stosswellen, die an einer festen Wand starten, sollten also nach einer gewissen Laufzeit ebenfalls in die Standardlösung übergehen. Nach (23) würde dann die Geschwindigkeit der Stossfront mit

$$v_s = c (t - t_0)^k \quad (23)$$

abnehmen. Die wesentliche Konstante darin ist k , der sog. Homologieexponent, während c den Maßstab und t_0 den Anfangszeitpunkt bestimmen.

Einige Versuchsreihen sollten klären, ob die Geschwindigkeit der Stossfront nach einer Exponentialbeziehung von der Form (23) abnimmt. Ist das der Fall, so kann geprüft werden, ob der gefundene Exponent k mit dem k_0 der Standardlösung übereinstimmt.

Das rechteckige Rohr gestattet (wie schon in Kap. III.1 erwähnt) die Beobachtung der Stossfront vom Elektrodenbereich bis zum Rohrende. Es kann also ein x - t -Diagramm (= Lebenslinie) der Stossfront aufgenommen werden, woraus durch Differentiation $v(x)$ - bzw. $v(t)$ - Diagramme gewonnen werden können. Bei einer Einstellung kann über 7 cm Rohrlänge beobachtet werden. Durch Parallelverschieben des Rohres im Interferometer um jeweils 7 cm wird die Stosswelle nacheinander auf ihrem Wege durch das ganze Rohr verfolgt. Als Nullpunkt für die Messungen wird der Ort gewählt, an dem die keilförmigen Elektroden ihren geringsten Abstand haben. Leider kann nur ausserhalb einer Entfernung von 4 cm von diesem Punkt gemessen werden. Von dort bis zum Rohrende müssen nacheinander 8 Aufnahmen gemacht werden, um die Lebenslinie der Stossfront von $x = 4$ cm bis $x = 60$ cm zu erhalten. Voraussetzung für dieses Verfahren ist die Reproduzierbarkeit der Stosswelle. Dass sie gewährleistet ist, wurde schon in Kap. IV.3b erwähnt. Die einzelnen Aufnahmen, die entlang der x -Achse genau aneinander anschliessen, enthalten als Zeitmarke

die plötzliche Intensitätserhöhung durch die Lampenpulsung. Bei allen Experimenten wurden die Entladung und die Lampenpulsung mit einem Zweistrahloszillografen registriert. Jeder einzelnen Aufnahme kann so in der x-t-Ebene der zugehörige Ort angewiesen werden. Nach diesem Verfahren sind z.B. die Abbildungen 20, 23 und 26 zusammengestellt. Aus dem glatten Verlauf der Lebenslinien der Stossfront ist die Reproduzierbarkeit besonders deutlich zu erkennen. Wenn doch ab und zu an den Stoppstellen kleine Abweichungen auftraten, so blieben sie selbst am Rohrende (nach einer Laufzeit von ca. 50 μsec) geringer als 0,2 μsec , also innerhalb der unter III.3 angegebenen Fehlergrenzen. Wie immer überwiegt zunächst der Anteil der Elektronen am Brechungsindex. Die maximale Streifenverschiebung beträgt $z \approx 2$, was einer Elektronendichte von $n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Die Elektronen rekombinieren sehr rasch. Von der 2. Aufnahme an ist das Eigenleuchten der Stossfront immer mitabgebildet. Schon bald trennen sich Entladungsplasma und nichtleuchtende Stossfront. Letztere kann bis zum Rohrende beobachtet werden, während das Entladungsplasma nur bis ca. 30 cm zu sehen ist. Die Leuchtfrent wird sehr viel schneller gebremst als die Stossfront. Sie schliesst zwischen zwei Bildern nicht immer genau aneinander an (da sie nicht reproduzierbar ist) und verursacht nach kurzer Laufzeit keine Streifenverschiebung mehr. Der Dichtesprung in der Front nimmt gleichzeitig mit deren Geschwindigkeit zum Rohrende hin ab. Man sieht ferner, dass eine zweite Stossfront gebildet wird (entsprechend dem Durchschwingen der Entladung). Wie zu erwarten, holt diese die erste Stossfront ein.

Hier interessiert nur der Verlauf der Front. Das Interferogramm wird in ein x-t-Diagramm der Stossfront umgezeichnet (Abb. 21). Daraus kann durch Differentiation ein v-x-Diagramm (Abb. 22) gewonnen werden. Hierin sieht man besonders deutlich, dass in etwa 30 cm Entfernung noch einmal eine kurze Beschleunigung erfolgt. Das ist der Ort, an dem die 1. von der 2. Stossfront eingeholt wird. Danach läuft sie mit monoton abnehmender Geschwindigkeit bis zum Rohrende. Für die Untersuchung des Homologieverhaltens wirkt sich diese Nachbeschleunigung störend aus, da die Stossfront nur über eine kurze Strecke am Ende des Rohres frei läuft.

Deshalb wird bei den nächsten Versuchsreihen mit der Power-Crowbar-Entladung gearbeitet, die nur einen einzigen Stromimpuls und damit auch nur eine einzige Stossfront liefert. Abb. 23 zeigt ein Interferogramm davon. Die Anfangsbedingungen sind die gleichen wie bei Abb. 20. Es wird nur eine Stossfront gebildet, deren Geschwindigkeit über die gesamte Rohrlänge monoton abnimmt (siehe auch Abb. 25). Die Stossfront erreicht das Rohrende etwa 7 μsec später als die mit einer schwingenden Entladung erzeugte, die von einer zweiten Stossfront eingeholt und dadurch nachbeschleunigt wird.

Abb. 26 zeigt ein weiteres Interferogramm bei geänderten Anfangsbedingungen. Die Ladespannung ist hier höher. Abb. 27 ist das zugehörige x-t-, Abb. 28 das v-x-Diagramm. Die Geschwindigkeit ist bei 7 kV deutlich höher als bei 5 kV.

Nun wird die Stossfront auf Homologieverhalten untersucht. Dazu eignen sich besonders v-t-Diagramme. Ein Beispiel hierfür wird in Abb. 29 gezeigt:

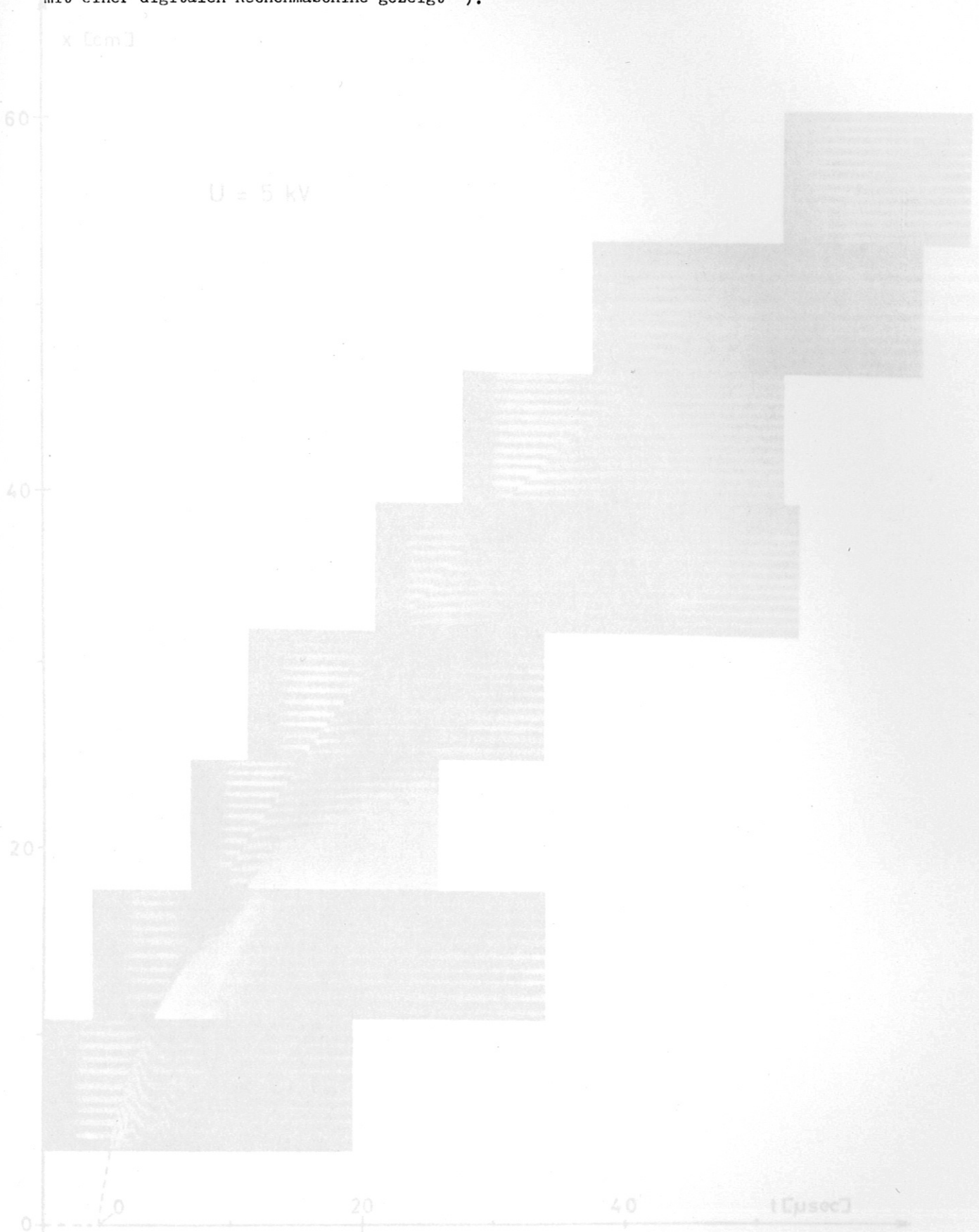
Von den eingezeichneten Messpunkten werden zwei ausgewählt (A und B). Durch diese wird eine Kurvenschar von der Form der Gleichung (23) mit k als Parameter gelegt (c und t_0 sind durch die Wahl von A und B bestimmt). Es zeigt sich dann, ob überhaupt eine solche Kurve durch die Messpunkte zu legen ist, und mit welchem Exponenten die beste Übereinstimmung zu erzielen ist. In Abb. 29 sind die Kurven nur für drei besonders ausgezeichnete Homologieexponenten gezeichnet: $k = -0,33$ kennzeichnet eine "blastwave", eine Stossfront, die an einer ruhenden festen Wand startet; $k = -0,5$ gilt für die Standardlösung bei unendlich starker Kompression in der Stossfront (Schneepflugmodell, bzw. $\gamma = 1$); $k = -0,4$ ist der Exponent der Standardlösung für $\gamma = 7/5$. Dieser sollten sich auf Grund der Stabilität auch andere Lösungen nach kurzer Zeit nähern. Es zeigt sich, dass praktisch alle Messpunkte im Bereich der drei Kurven liegen. Man kann also sagen, dass der experimentelle Geschwindigkeitsverlauf der Stossfront von Gleichung (23) recht gut wiedergegeben wird. Es ist auch zu sehen, dass der Wert $k = -0,4$ dem Verlauf der Messwerte am besten entspricht.

Es ist bemerkenswert, dass das Homologieverhalten der Stossfronten schon aus einem v-t-Diagramm bewiesen werden kann, obwohl durch die Differentiation erfahrungsgemäss die Genauigkeit merklich herabgesetzt wird. Diese Abhängigkeit wurde aber vor allem gewählt, um eine der Konstanten zu eliminieren, denn eine Auswertung entsprechend der Gleichung

An dieser Stelle sei Herr Dr. K.V. von Hagnow für Diskussionen gedankt

$$x - x_0 = c (t - t_0)^{1+k}$$

erfordert einen erheblich grösseren Aufwand. Um auf diese Art den Exponenten k selbst zu ermitteln, muss die Messgenauigkeit noch wesentlich erhöht werden (dies haben Proberechnungen mit einer digitalen Rechenmaschine gezeigt ⁺).



⁺ An dieser Stelle sei Herrn Dr. K.U. von Hagenow für viele Diskussionen gedankt.
schwingende Entladung.

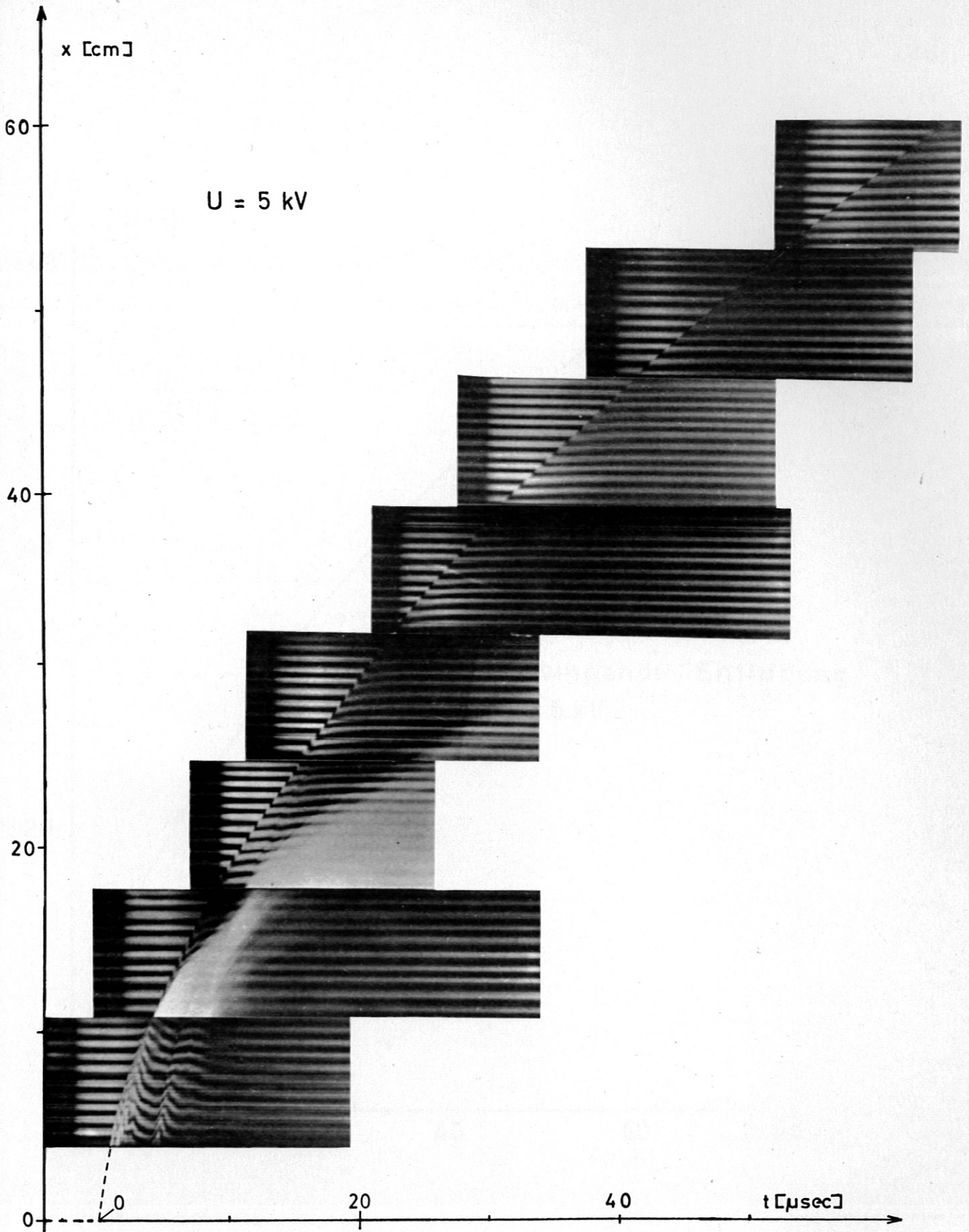


Abb. 20 Interferometrische Aufnahme des Weg-Zeit-Verlaufs der Stosswelle; $p_0 = 5$ torr, schwingende Entladung.

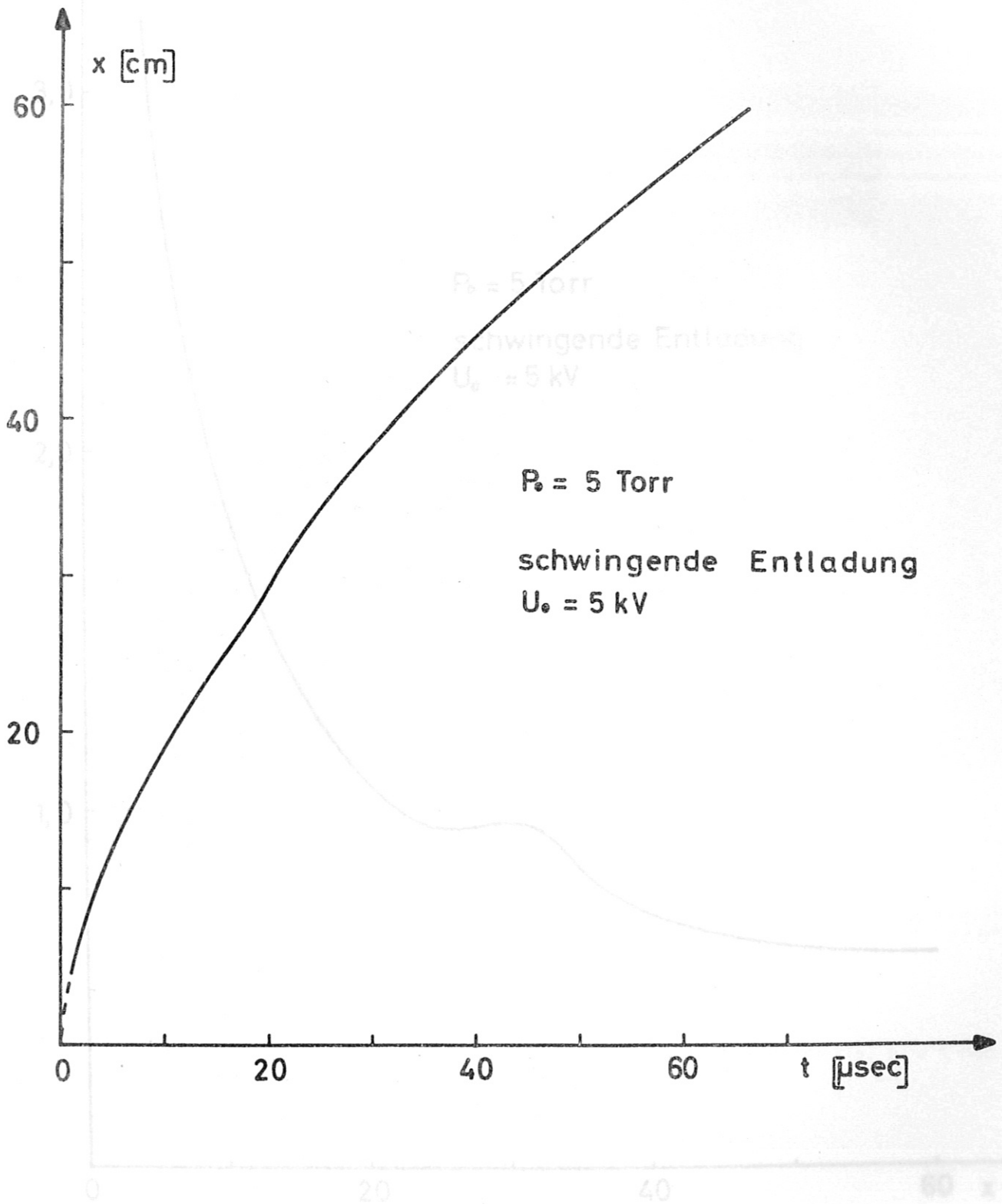


Abb. 21 Lebenslinie der Stossfront (zu Abb. 20)

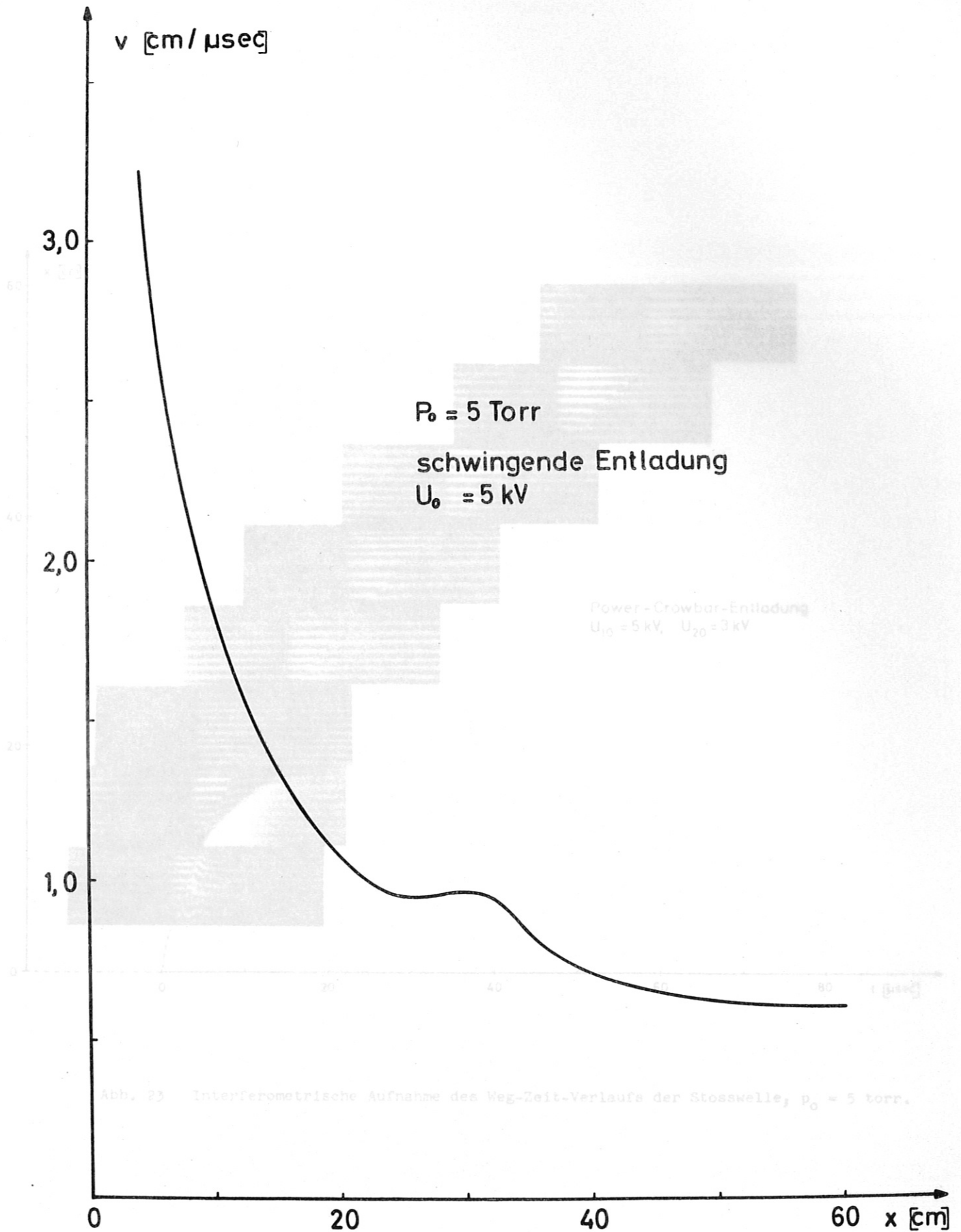


Abb. 23 Interferometrische Aufnahme des Weg-Zeit-Verlaufs der Stosswelle, $p_0 = 5$ torr.

Abb. 22 Stossfrontgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Ort (zu Abb. 20)

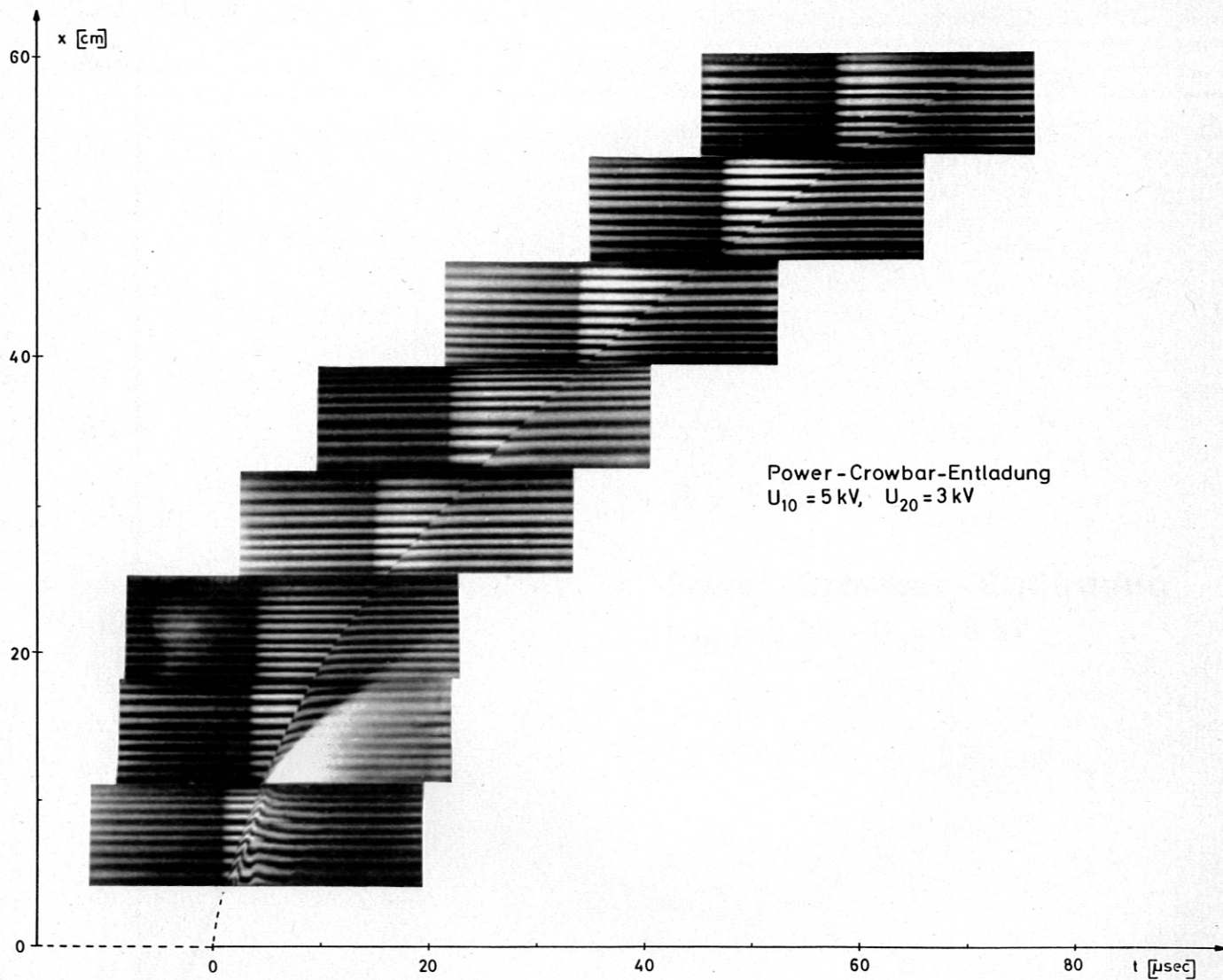


Abb. 23 Interferometrische Aufnahme des Weg-Zeit-Verlaufs der Stosswelle, $p_0 = 5$ torr.

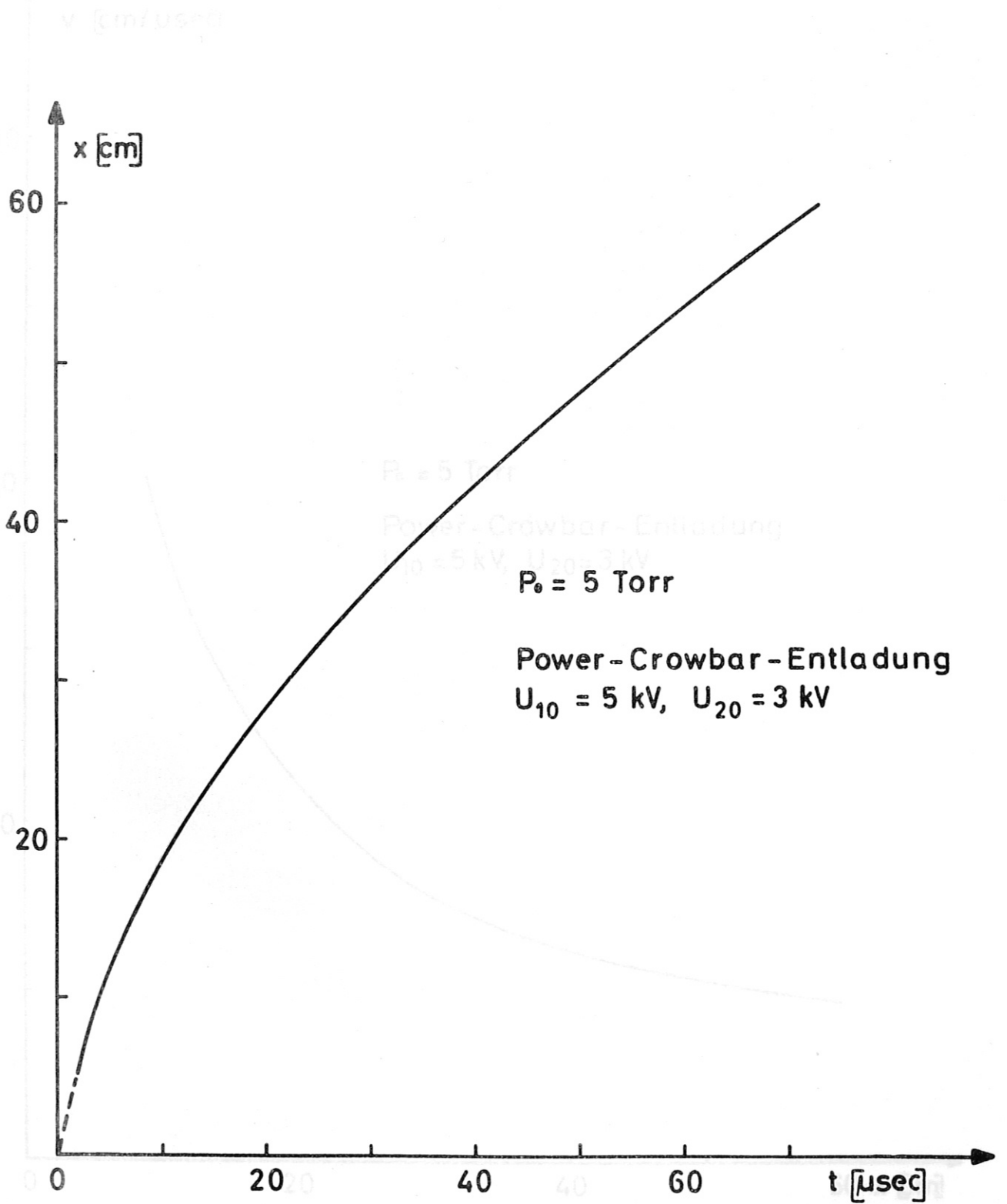


Abb. 24 Lebenslinie der Stossfront (zu Abb. 23)

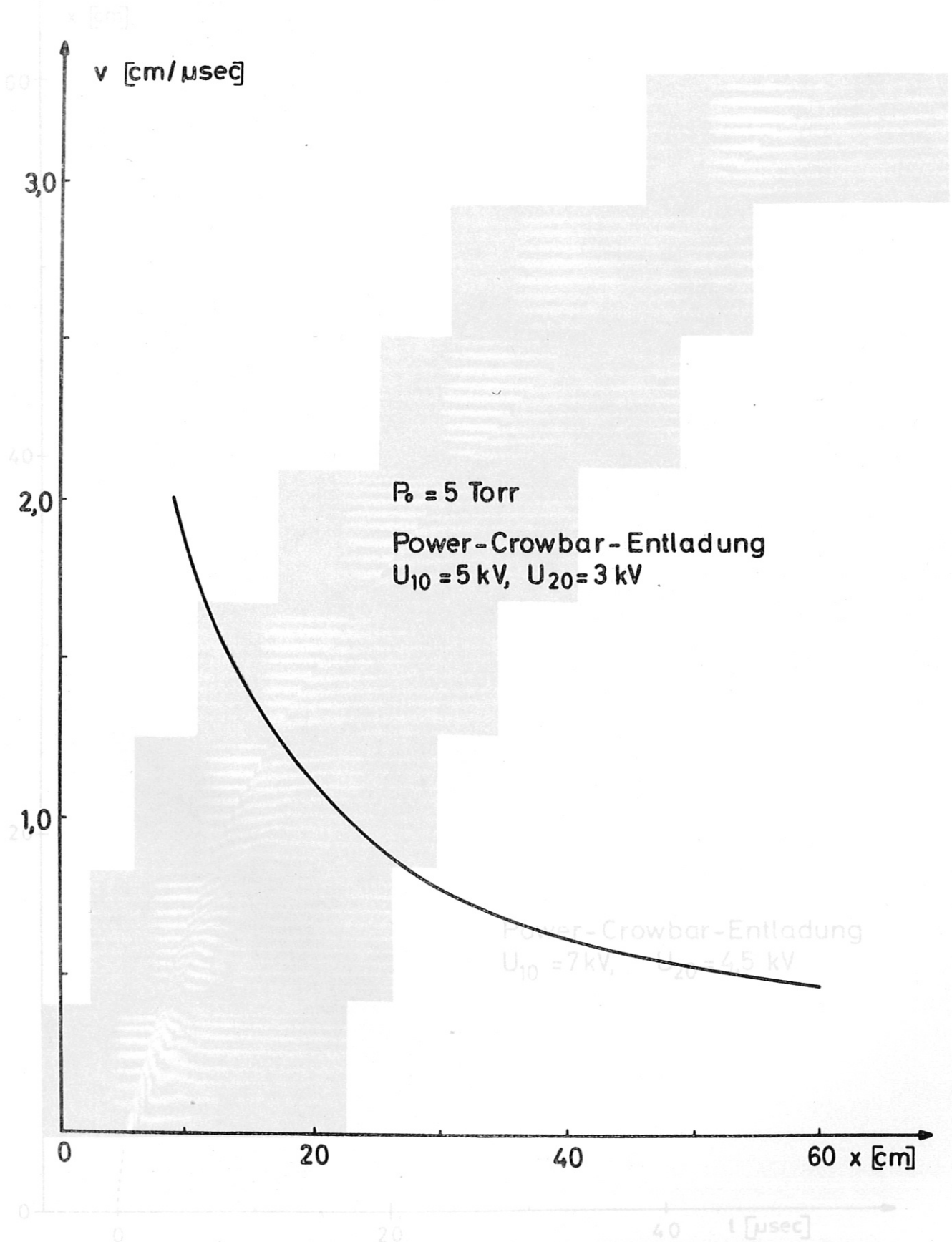


Abb. 25 Stossfrontgeschwindigkeit in Anhangigkeit vom Ort (zu Abb. 23)

Abb. 26 Interferometrische Aufnahme des zeitlichen Verlaufs der Stosswelle; $p_0 = 5$ torr.

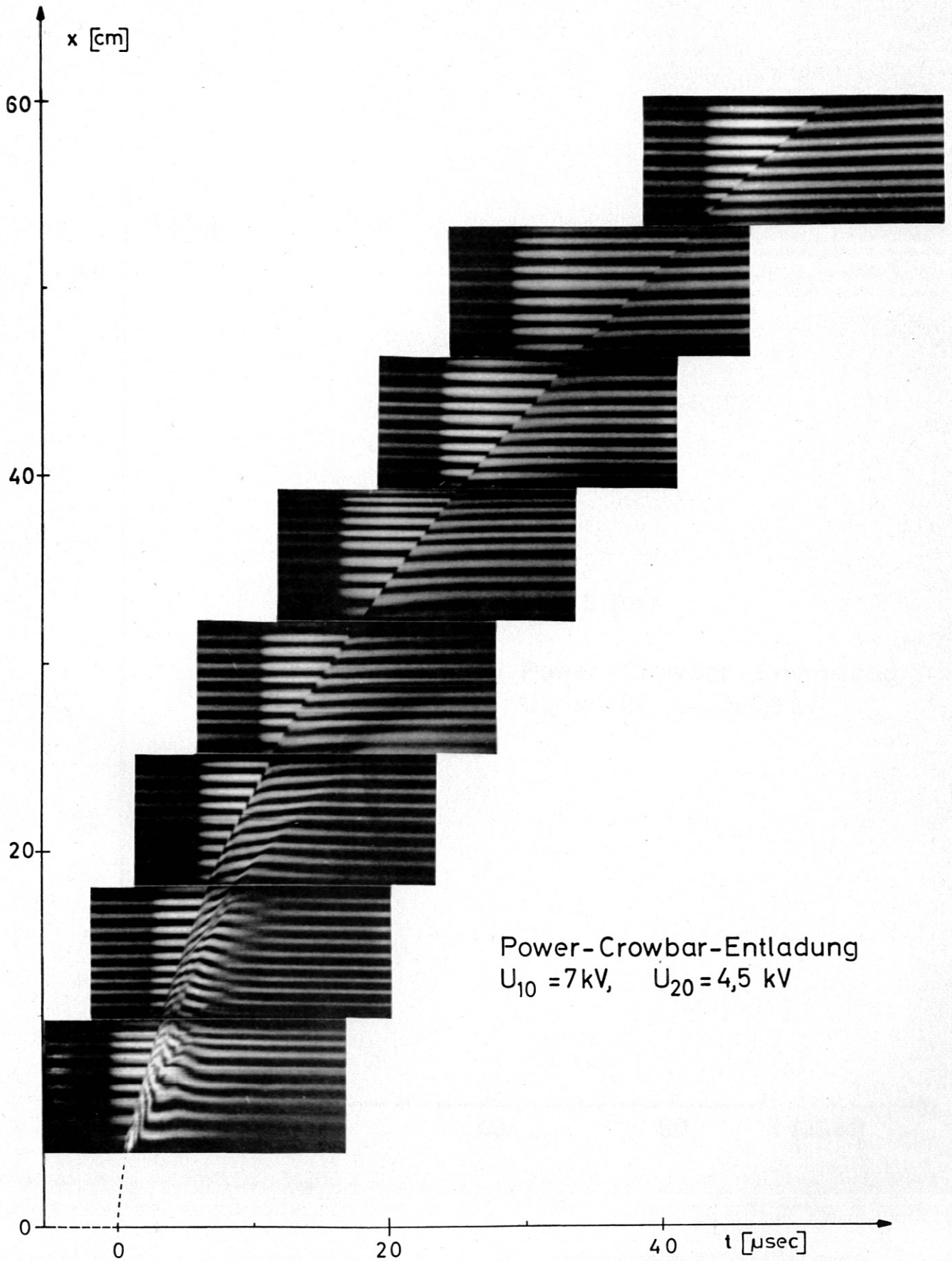


Abb. 26 Interferometrische Aufnahme des Weg-Zeit-Verlaufs der Stosswelle, $p_0 = 5$ torr.

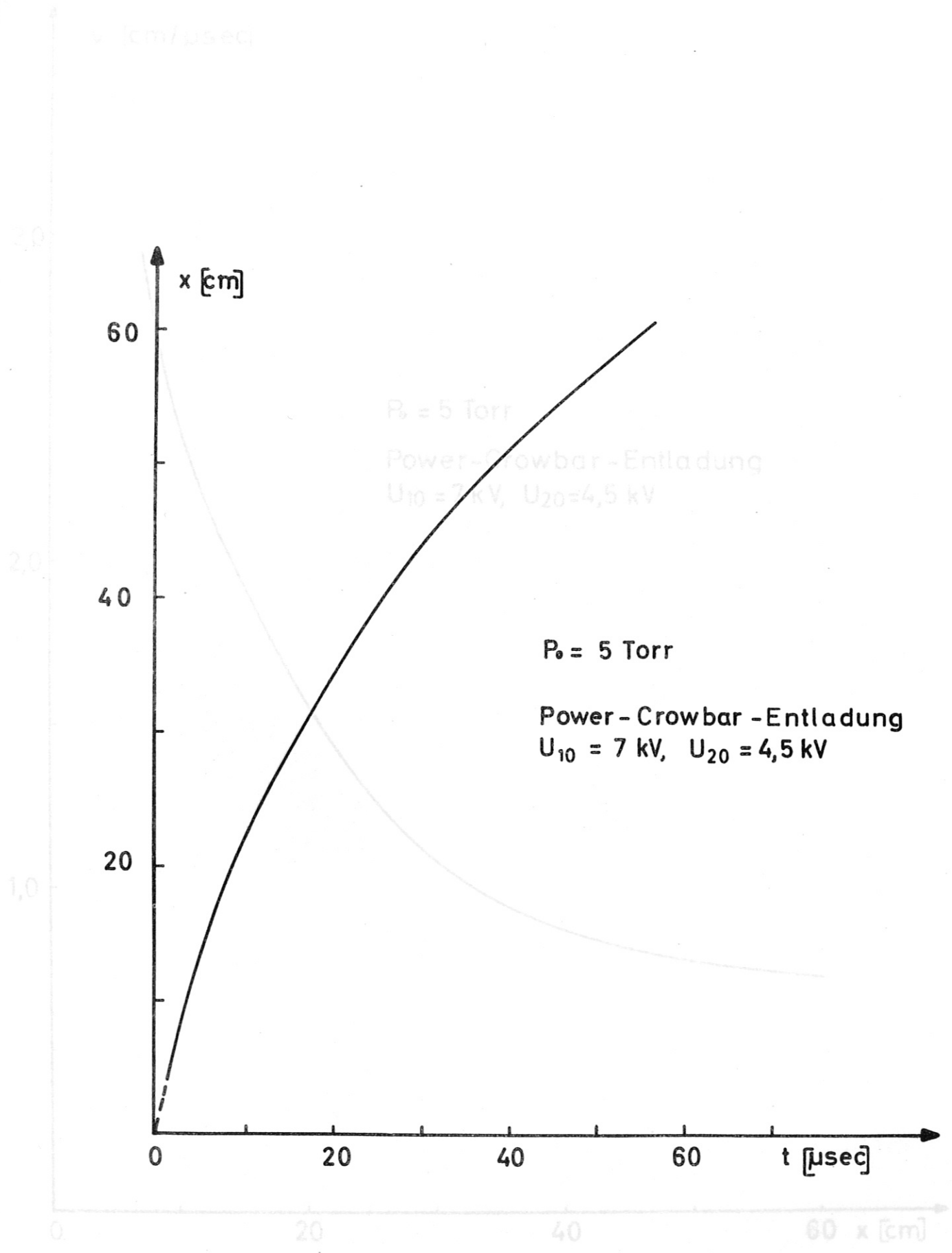


Abb. 27 Lebenslinie der Stossfront (zu Abb. 26)

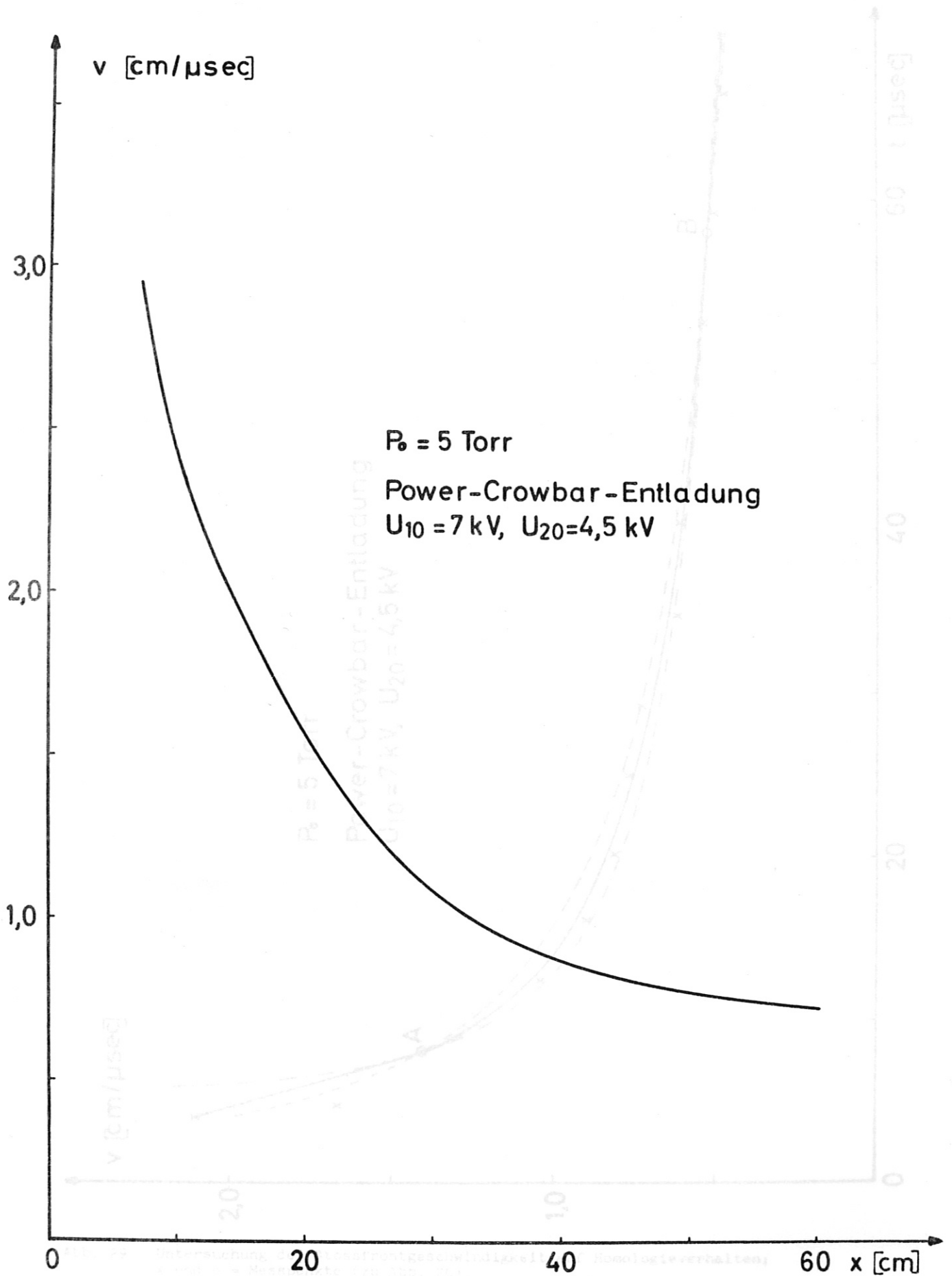


Abb. 28 Stoßfrontgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Ort (zu Abb. 26)

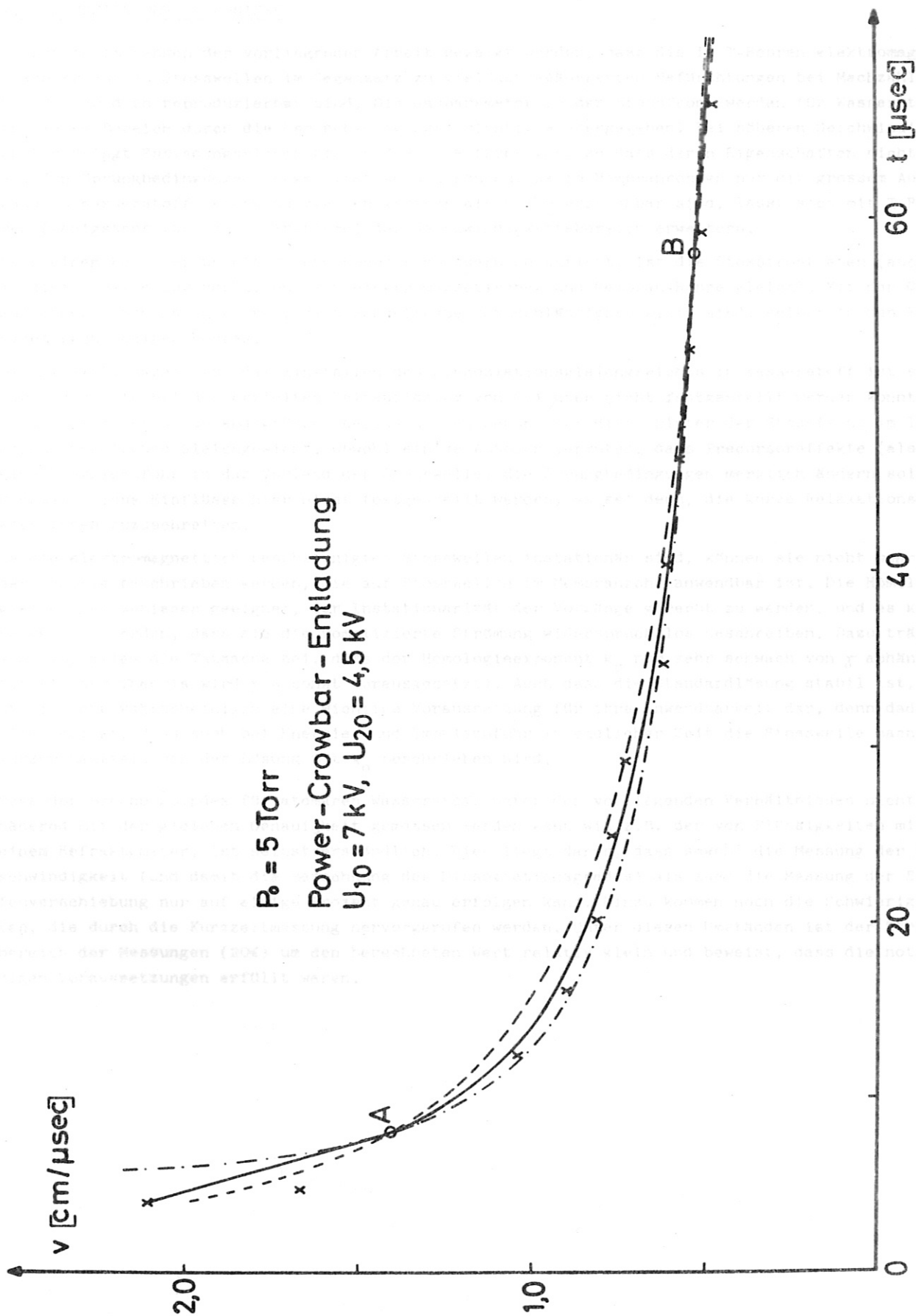


Abb. 29 Untersuchung der Stoßfrontgeschwindigkeit auf Homologieverhalten;
 x und o = Messpunkte (zu Abb. 26).
 - - - - Homologiekurve durch A und B mit $K = -0,33$
 ——— " " " " " " $K = -0,4$
 - - - " " " " " " $K = -0,5$

V. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Es konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit gezeigt werden, dass die in T-Rohren elektromagnetisch erzeugten Stosswellen im Gegensatz zu vielfach geäusserten Befürchtungen bei Machzahlen bis $M = 20$ doch reproduzierbar sind. Die Gasparameter in der Stossfront werden für Wasserstoff in diesem Bereich durch die Sprungbedingungen richtig wiedergegeben. Bei höheren Geschwindigkeiten dringt Entladungsplasma bis in die Stossfront vor, so dass deren Eigenschaften nicht mehr aus den Sprungbedingungen hergeleitet werden können. Da in Membranrohren nur mit grossem Aufwand in Wasserstoff Geschwindigkeiten grösser als $M = 6$ erreichbar sind, lässt sich mit T-Rohren (wenigstens für manche Probleme) der Geschwindigkeitsbereich erweitern.

Nach einem Weg, der ungefähr zehn Rohrdurchmessern entspricht, ist die Stossfront eben (auch in dieser Beziehung verhalten sich elektromagnetische- und Membran-Rohre gleich). Mit den Queraufnahmen wurde nachgewiesen, dass Wandeffekte vernachlässigbar klein sind, selbst in den Ecken eines rechteckigen Rohres.

Die Relaxationszeit für das Einstellen des Dissoziationsgleichgewichts in Wasserstoff ist so kurz, dass sie bei der erzielten Zeitauflösung von $0,1 \mu\text{sec}$ nicht festgestellt werden konnte. Auch alle anderen Zustandsgrössen befinden sich schon sehr dicht hinter der Stossfront im lokalen thermischen Gleichgewicht. Obwohl einige Autoren vermuten, dass Precursoreffekte (also eine Energiezufuhr in das Vorland der Stossfront) die Sprungbedingungen merklich ändern sollten, konnten solche Einflüsse hier nicht festgestellt werden, es sei denn, die kurze Relaxationszeit wäre ihnen zuzuschreiben.

Da die elektromagnetisch beschleunigten Stosswellen instationär sind, können sie nicht mehr mit der Theorie beschrieben werden, die auf Stosswellen im Membranrohr anwendbar ist. Die Homologielösungen schienen geeignet, der Instationarität der Vorgänge gerecht zu werden, und es konnte gezeigt werden, dass sie die komplizierte Strömung widerspruchslos beschreiben. Dazu trägt wohl vor allem die Tatsache bei, dass der Homologieexponent k_0 nur sehr schwach von γ abhängig ist (in der Theorie wird $\gamma = \text{const}$ vorausgesetzt). Auch dass die Standardlösung stabil ist, stellt sehr wahrscheinlich eine wichtige Voraussetzung für ihre Anwendbarkeit dar, denn dadurch wird bewirkt, dass auch bei Energie- und Impulszufuhr in endlicher Zeit die Stossfront nach kurzer Laufzeit von der Lösung mit k_0 beschrieben wird.

Dass der Brechungsindex für atomaren Wasserstoff unter den vorliegenden Verhältnissen nicht annähernd mit der gleichen Genauigkeit gemessen werden kann wie z.B. der von Flüssigkeiten mit einem Refraktometer, ist selbstverständlich. Dies liegt daran, dass sowohl die Messung der Geschwindigkeit (und damit die Berechnung des Dissoziationsgrades) als auch die Messung der Streifenverschiebung nur auf einige Prozent genau erfolgen kann. Hinzu kommen noch die Schwierigkeiten, die durch die Kurzzeitmessung hervorgerufen werden. Unter diesen Umständen ist der Streubereich der Messungen (20%) um den berechneten Wert relativ klein und beweist, dass die notwendigen Voraussetzungen erfüllt waren.

[1] G. G. Chabko, *Dimensional Methods in Mechanics*, Academic Press, Inc., New York (1959).

[2] A. G. Ginzburg, *Z. Naturforsch.* **10a**, 256 (1955); **11**, 256 (1956).

[3] E. K. Wilcoxon, *Z. Naturforsch.* **10a**, 256 (1955).

[4] Eine zusammenfassende Darstellung der Arbeiten über Homologielösungen ist gegeben bei G. v. Hölner, *Physik*, **6**, 375 (1958).

[5] W. Hefele, *Z. Naturforsch.* **10a**, 1006 (1955).

[6] R.A. Alpher u. D.R. White, *Phys. Fluids* **2**, 153 (1959); **2**, 162 (1959).

[7] G. Assailly-Bartoli, A. De Angelis u. G. Martellucci, *Il Nuovo Cimento* **1/18**, 1118 (1960).

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] R.G. Fowler, J.S. Goldstein u. B.E. Clotfelder,
Phys. Rev. 82, 879 (1951)
- [2] A.C. Kolb,
Phys. Rev. 107, 345 (1957)
- [3] V. Josephson,
J. Appl. Phys. 29, 30 (1958)
- [4] W. Wiese, H.F. Berg u. H.R. Griem,
Phys. Rev. 120, 1079 (1960)
- [5] M. Cloupeau,
Phys. Fluids 6, 679 (1963)
- [6] G. Brederlow,
Z. Naturforsch. 18a, 868 (1963)
- [7] G.D. Cormack,
Z. Naturforsch. 19a, 934 (1964)
- [8] E.B. Turner,
Space Technology Laboratory, Report No GM-TR-0165-00460 (1958)
- [9] W. Ohlendorf,
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik in Garching, IPP 3/8 (1963)
- [10] W. Fucks u. J. Artmann,
Z. Phys. 172, 118 (1963)
- [11] G. Guderley,
Luftfahrtforsch. 19, 302 (1942)
- [12] G.I. Taylor,
Proc. Roy. Soc. A 201, 159 (1950)
- [13] L.I. Sedov,
Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, Academic Press, Inc.; New York (1959)
- [14] A. Sakurai,
J. Phys. Soc. Japan 8, 662 (1953); 9, 256 (1954)
- [15] C.F. v. Weizsäcker,
Z. Naturforsch. 9a, 264 (1954)
Eine zusammenfassende Darstellung der Arbeiten über Homologielösungen ist gegeben
bei S. v. Hörner, Fortschr. Phys. 6, 375 (1958)
- [16] W. Häfele,
Z. Naturforsch. 10a, 1006 (1955)
- [17] R.A. Alpher u. D.R. White,
Phys. Fluids 2, 153 (1959); 2, 162 (1959)
- [18] U. Ascoli-Bartoli, A. De Angelis u. S. Martelucci,
Il Nuovo Cimento X/18, 1116 (1960)

- [19] R.D. Medford, A.L.T. Powell, A.G. Hunt u. J.K. Wright, Ionization Phenomena in Gases, Munich, Vol. II, 2000 (1961)
- [20] P.P. Igenbergs, Interferometrische Messung der Elektronendichte beim Thetapinch, Diplomarbeit (1963)
- [21] B. Mrowka, Hand- u. Jahrb. d. Chem. Physik 10/3, 1 (1939)
- [22] H. Brinkschulte u. H. Muntenbruch, IPP 3/15 (1964)
- [23] H. Brinkschulte u. H. Muntenbruch, Phys. Verh. DPG 13, 197 (1962)
- [24] W. Kinder, Optik 1, 413 (1946)
- [25] H. Muntenbruch, IPP 3/14 (1964)
- [26] S.C. Haydon, Discharge and Plasma Physics, S. 370 (1964)
- [27] W. Makios u. H. Muntenbruch, Mikrowelleninterferometrie an elektromagnetisch erzeugten Stosswellen, Z. Naturforschg. 20a, 870 (1965)
- [28] H. Kolig, H. Muntenbruch, Phys. Verh. DPG 15, 290 (1964)
- [29] C. Marlow u. D. Bershader, Phys. Rev. 133, No 3a, A 629 (1964)

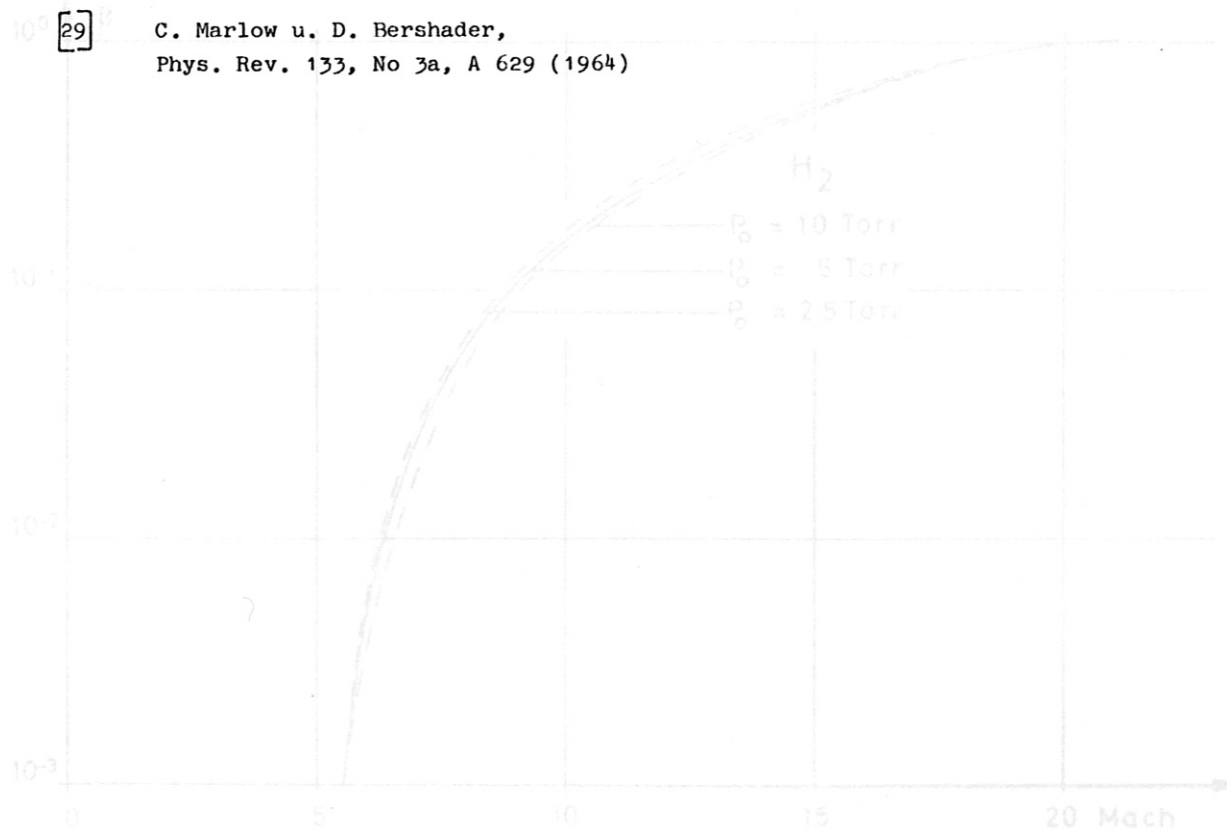


Abb. 2 Der Dissoziationsgrad α in Abhängigkeit von der Stossmachzahl M

ANHANG A

Graphische Darstellung der Sprunggrößen für ein stossgeheiztes Wasserstoffplasma in Abhängigkeit von der Stossmachzahl (nach Turner).

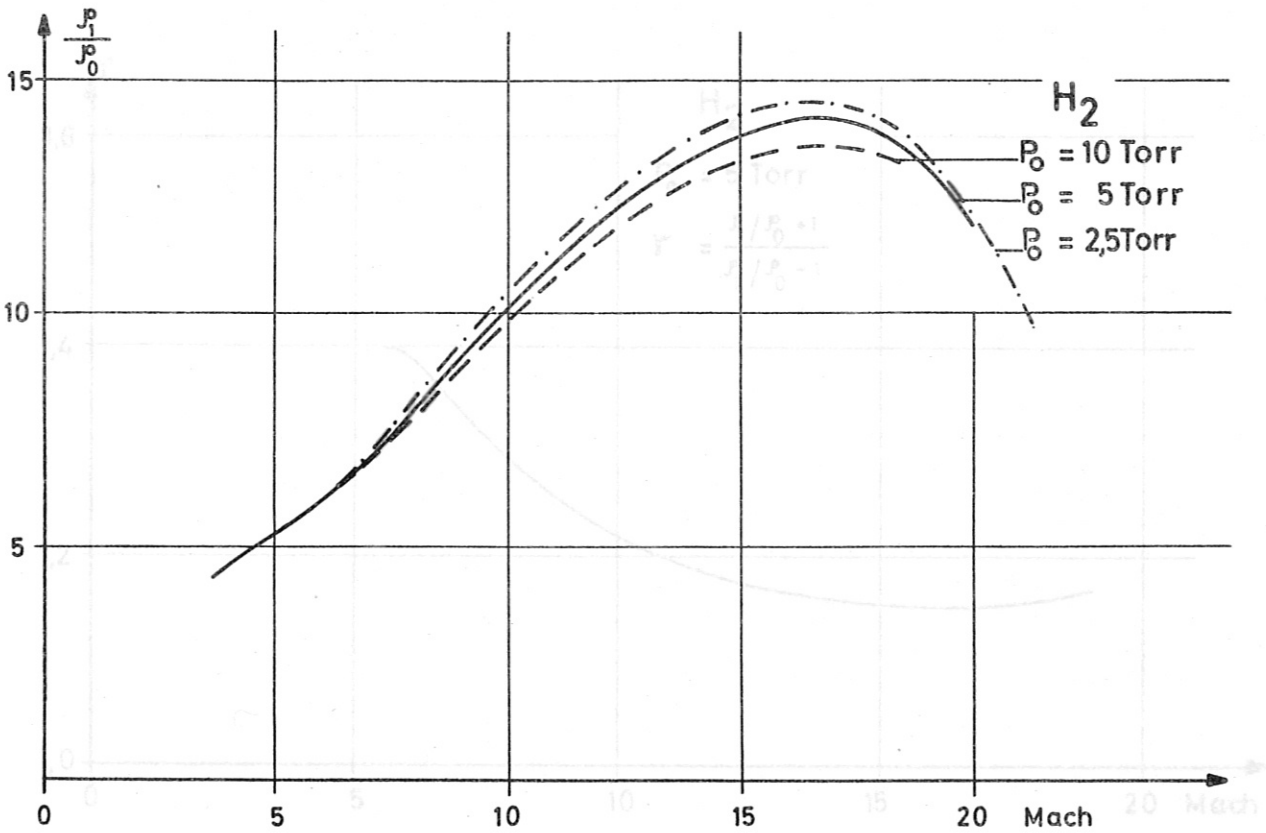


Abb. 1 Das Kompressionsverhältnis s_1/s_0 in Abhängigkeit von der Stossmachzahl M

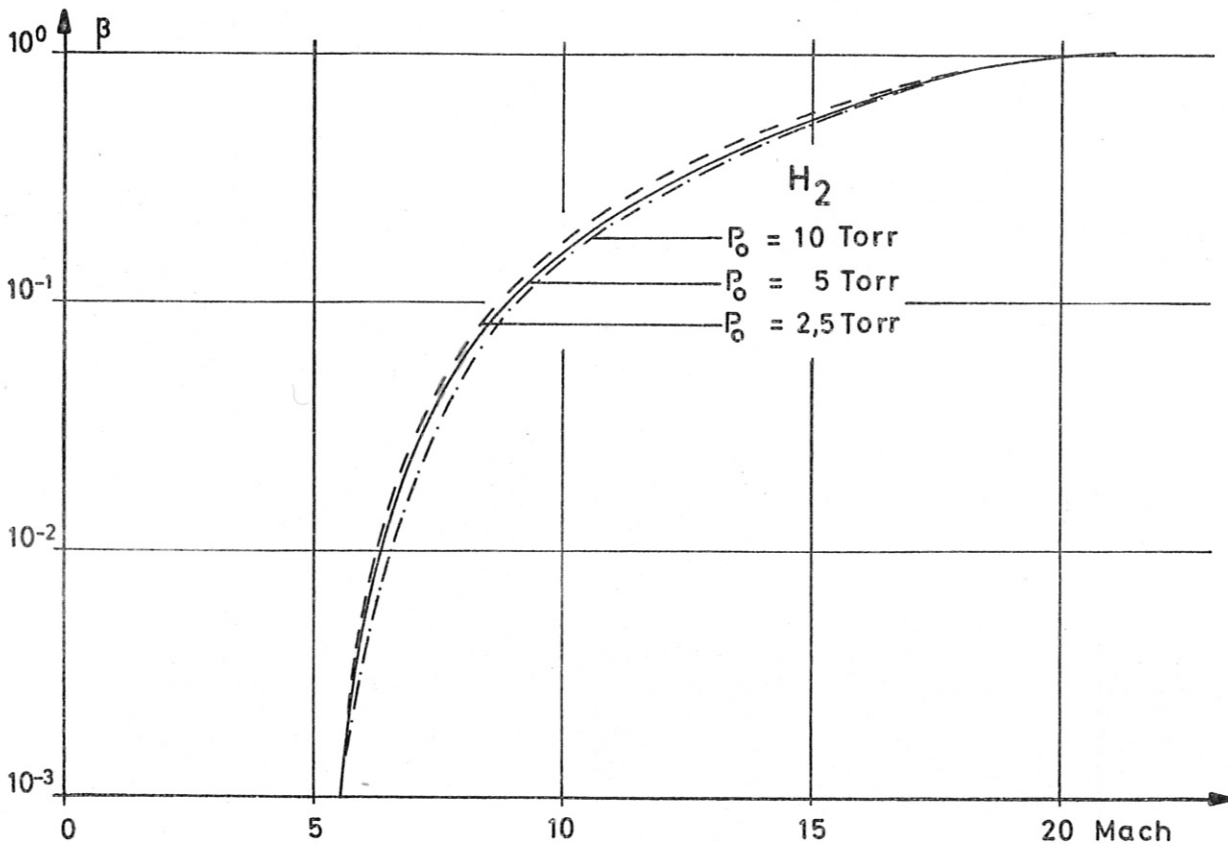


Abb. 2 Der Dissoziationsgrad β in Abhängigkeit von der Stossmachzahl M

ANHANG A

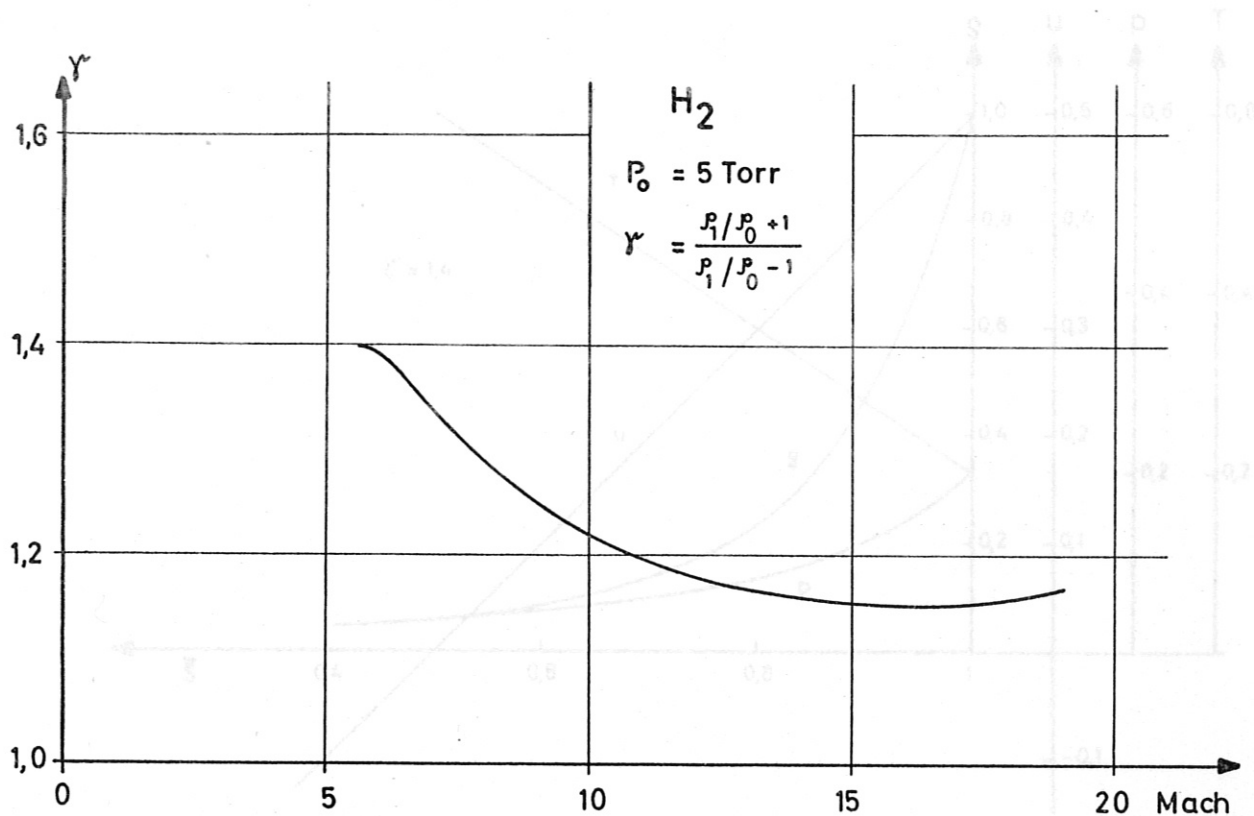


Abb. 3 Das Verhältnis der spezifischen Wärmen γ in Abhängigkeit von der Stossmachzahl M

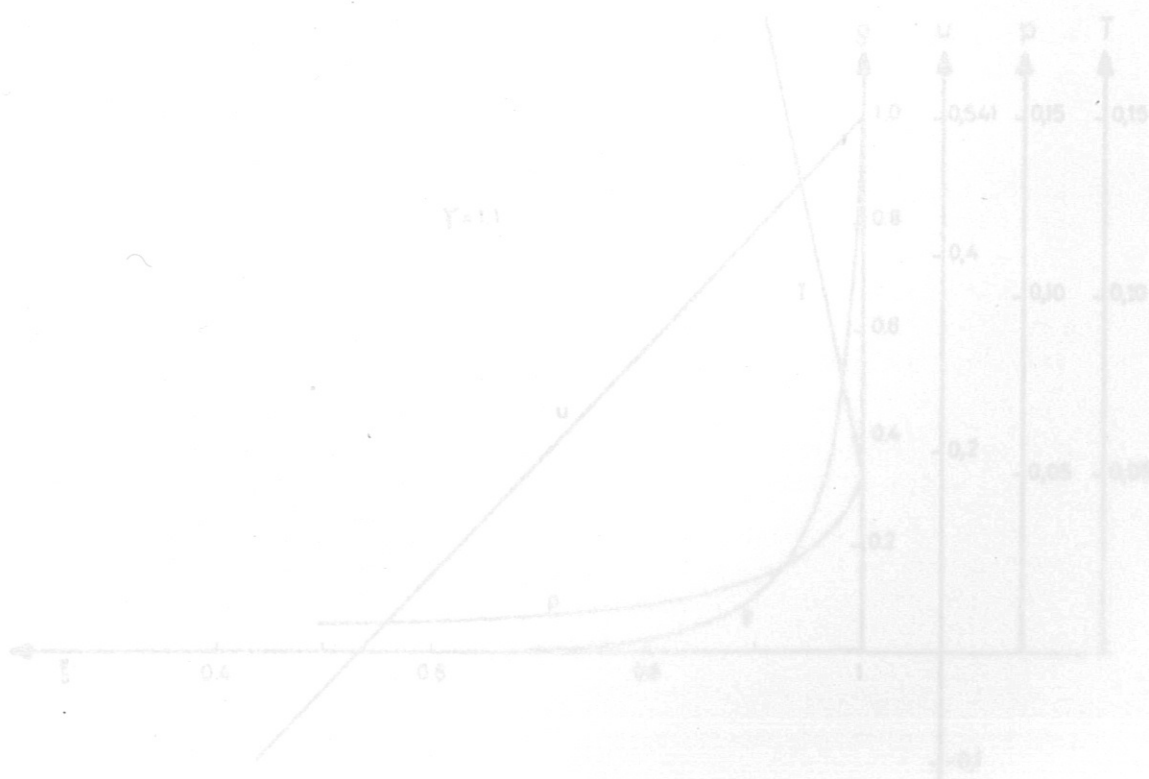


Abb. 5 $\gamma = 1.1$

ANHANG B

Die Strömungsverteilung hinter einer instationären Stosswelle in Abhängigkeit von ξ (x, t) für zwei γ (nach Häfele). ρ = Dichte, u = Gasgeschwindigkeit, p = Druck, T = Temperatur

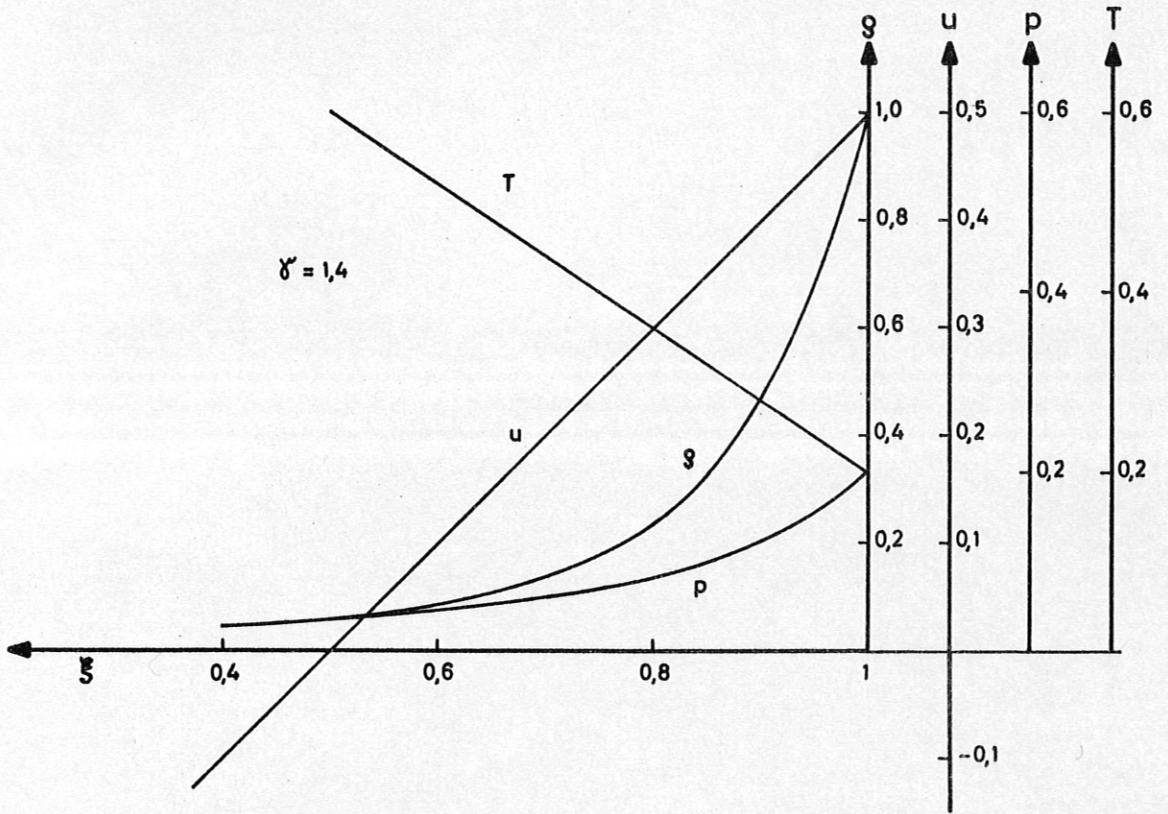


Abb. 4 $\gamma = 1,4$

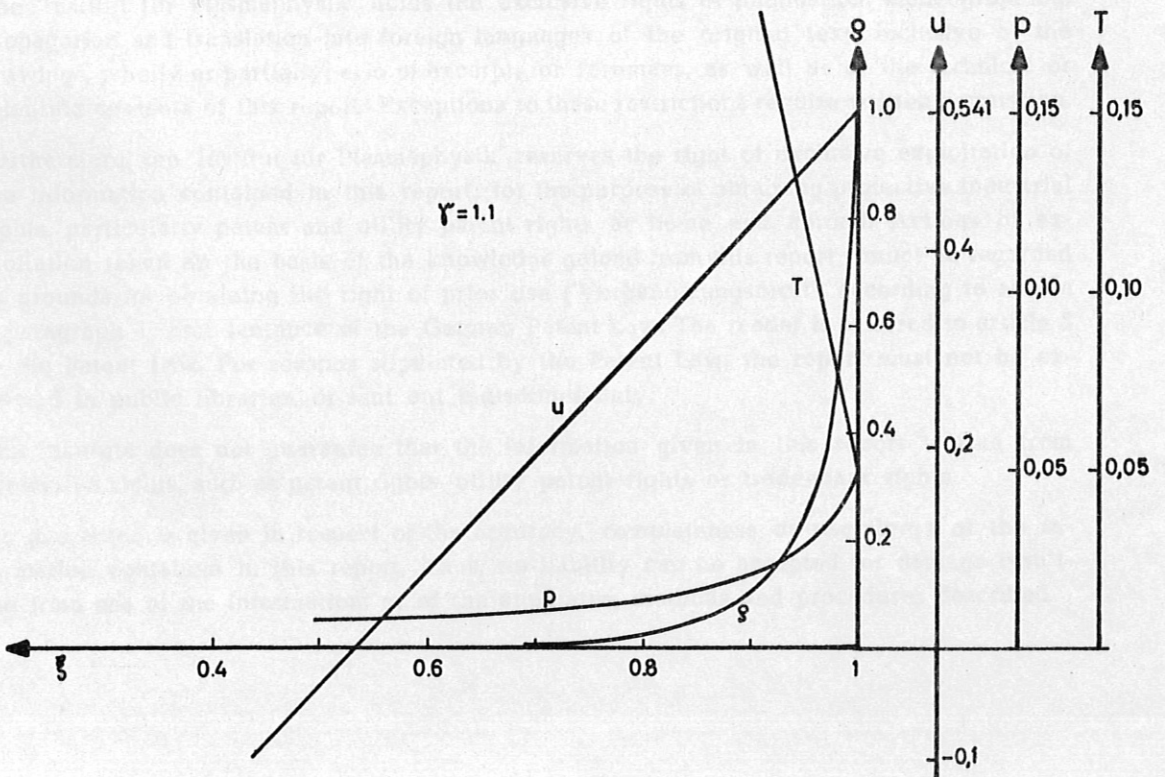


Abb. 5 $\gamma = 1,1$