

Die B_{ij} sind die Unterdeterminanten der Determinante B .

Die z-Komponente des zeitlich gemittelten Energievektors der i -ten aufsteigenden Welle wird

$$\overline{N}_{zi} = \frac{|A_i|^2}{2} \alpha_i \left\{ |p_{1i}|^2 + |p_{2i}|^2 + \frac{|p_{7i}|^2}{a_{10}} + \frac{|p_{8i}|^2}{a_{11}} \right\}, \quad (31)$$

wobei α_i der Realteil des Eigenwertes q_i ist [siehe Gl. (5)]. Wir sehen, daß die Welle keine Energie mehr transportiert, sobald der Realteil des Eigenwertes verschwindet. Da die Größen p_{2i} , p_{7i} und p_{8i} lineare Funktionen von p_{1i} sind, läßt sich unter der Voraussetzung, daß $\alpha_i \neq 0$ ist, der noch unbestimmte Faktor p_{1i} zu

$$p_{1i} = \frac{1}{\sqrt{|\alpha_i| \{1 + |p'_{2i}|^2 + |p'_{7i}|^2/a_{10} + |p'_{8i}|^2/a_{11}\}}}$$

mit

$$p'_{ji} = p_{ji}/p_{1i}$$

wählen, so daß auf Grund dieser Normierung die A_i ein direktes Maß für den Energietransport der Wellen darstellen [siehe Gl. (29) und (30)].

Die Gl. (31) gilt auch für die rücklaufenden Wellen B_i , indem A_i durch B_i ersetzt wird. Hier bleibt der Klammerausdruck unverändert. Lediglich das Vorzeichen von α_i wechselt und weist auf die entgegengesetzte Richtung des Energietransportes der rücklaufenden Wellen hin.

Über numerische Rechnungen der Energiebilanz von Plasmawellen in der Sonnenkorona soll an anderer Stelle berichtet werden.

Precursor-Effekte im T-Rohr

H. KLINGENBERG

Ernst-Mach-Institut, Freiburg i. Br. *

(Z. Naturforsch. **20** a, 1149—1156 [1965]; eingegangen am 6. Februar 1965)

Precursor-Effects in T-tubes were investigated by means of 3 cm-microwaves and photomultipliers **. The gas-filling of the tubes was predominantly air. In general, it is possible to differentiate between six precursor-phenomena which can be subdivided into groups of two. Each group consists of an "optical" precursor observed as a luminosity of the gas and of an "ionizing" precursor observed by the appearance of free electrons in the gas. The classification of these phenomena is as follows:

1st precursor: (optical) detected by photomultipliers	}	coinciding with the breakdown phase of the discharge
2nd precursor: (ionizing) detected by microwaves		

Both precursors are probably caused by the uv- and vacuum-uv-radiation of electron avalanches or streamers during the breakdown phase. The experiments indicate that part of this radiation propagates by diffusion (velocity of diffusion about 10^8 cm/s).

3rd precursor: (ionizing) detected by microwaves	}	coinciding with the oscillations of the discharge current
4th precursor: (optical) according to literature		

These precursors are caused by uv- and vacuum-uv-radiation of the discharge plasma the formation of which follows the ringing of the discharge current. Their behaviour differs from that of the 1st and 2nd precursor.

5th precursor: (ionizing) detected by microwaves

6th precursor: (optical) according to literature.

These last two precursors are caused by the radiation of the plasma propagating in the tube. In order to clarify the discussion it is appropriate to distinguish these precursors from the third and fourth one.

Observed electron densities are between 0.5×10^{12} and several 10^{12} electrons per cm^3 , effective collision frequencies are accordingly between 35 and 10 Gc/s.

Ein Ergebnis früherer Untersuchungen mit 3 cm-Mikrowellen am T-Rohr war der Nachweis, daß das Gas im Stoßrohr im Moment der Entladung vor-

* Neue Adresse: Institut für Plasmaphysik, Garching bei München.

** The results of the measurements by means of photomultipliers were published in this journal, cf. ¹.



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

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

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

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

ionisiert wird, vgl. ^{2, 3}. Eine solche Vorionisation ist schon von KOLB angenommen worden, um den Widerspruch zwischen Meßergebnissen und theoretischen Berechnungen zu erklären (s. aber ⁴). Auch von anderen Autoren sind solche Precursor-Effekte beobachtet worden, vgl. die Literaturübersicht in ⁵. Der Precursor-Effekt tritt sicherlich bei den meisten Plasmaexperimenten auf und beeinflußt auch die Ausbreitung der Stoßwelle. Die Vorionisation hängt entscheidend von den jeweiligen elektrischen und geometrischen Daten und natürlich von der Art des verwendeten Füllgases ab. Die Ursachen sind offenbar noch umstritten.

Die vorliegende Arbeit stellt einen Beitrag zur Klärung dieser Probleme dar. Einmal sollten für die vorliegende T-Rohr-Apparatur die Elektronendichten und die Stoßfrequenzen im vorionisierten Gas (hauptsächlich in Luft) wenigstens in der Größenordnung bestimmt, und zum anderen Aufschluß über das Verhalten und Ursachen des Precursor-Effektes gewonnen werden. Für die Messungen stand eine 3 cm-Apparatur zur Verfügung. Zur Kontrolle dienen Photomultiplier. Über die gesamten Ergebnisse der Photomultipliermessungen wurde bereits gesondert berichtet ¹.

I. Meßapparatur

1. Kleines Rohr

Die benutzten T-Rohre (kleines und großes Rohr) und die Entladungsapparatur sind schon in ¹⁻³ beschrieben worden. Die Untersuchungen wurden hauptsächlich am kleinen Rohr durchgeführt, um an die früheren Ergebnisse anzuknüpfen. Die Mikrowellenmessungen erfolgten bei 12 GHz, d. h. bei $\lambda_0 = 2,5$ cm. Der Durchmesser dieses Rohres beträgt aber nur rund 2 cm, ist also kleiner als die Wellenlänge. Nach den Gesetzen der Wellenoptik überwiegenwiegen in diesem Fall Beugungerscheinungen, so daß quantitative Messungen von vornherein aussichtslos erscheinen.

Um wenigstens qualitative Aussagen zu gewinnen, wurde die in Abb. 1 gezeigte Anordnung gewählt.

Vorteilhaft sind bei dieser Anordnung einmal die relativ gute Raumauflösung – der meßbare Teil der

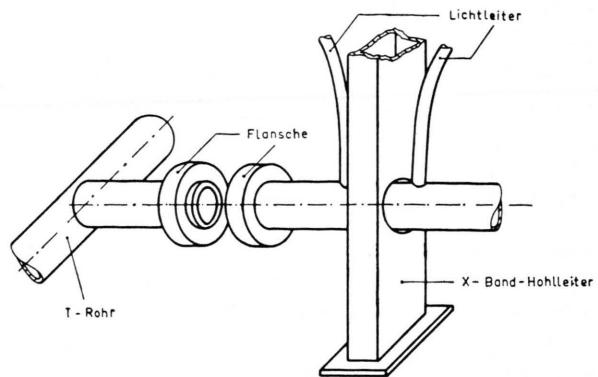


Abb. 1. T-Rohr mit Flanschen (auseinandergezogen, vgl. ¹). Lichtleiter und durchbohrter Rechteckhohlleiter. Außendurchmesser des Stoßrohres etwa 2 cm.

transmittierten und reflektierten Energie verteilt sich über eine Länge von etwa 3 cm, d. h. die Raumauflösung ist etwa von der Größenordnung einer Wellenlänge – und zum anderen die geringe Ausdehnung der Randschicht des Plasmas relativ zur Wellenlänge, so daß man näherungsweise das Plasma als homogen ansehen kann.

2. Großes Rohr

Um auch quantitative Ergebnisse – wenngleich für ein völlig anderes Stoßrohr – zu erhalten, wurde der Versuch unternommen, das Modell einer ebenen Plasmaschicht näherungsweise zu verwirklichen. Dazu muß das Stoßrohr groß gegen die Wellenlänge und der Einfluß der Wände vernachlässigbar sein. Der Einfluß der Randschichten wird nicht berücksichtigt, und das Plasma als homogen angenommen. Für die Konstruktion einer geeigneten Antenne (Hornstrahler) zur Abstrahlung einer möglichst ebenen Welle konnten die Erfahrungen von JAHN ⁶ verwertet werden, der für Messungen an Membranstoßrohren einen Hornstrahler im K-Band entwickelt hat. Man braucht die von JAHN ⁶ angegebenen Daten nur mit dem Faktor 2 zu multiplizieren. Abb. 2 zeigt die Meßanordnung.

In der *E*-Ebene geht praktisch die gesamte Energie der transmittierten Welle durch das Glasrohr, in der *H*-Ebene verteilt sich mehr als 90% der transmittierten Energie auf eine Länge von etwa 9 cm.

¹ I. HERTEL u. H. KLINGENBERG, Z. Naturforschg. **19a**, 941 [1964].

² H. KLINGENBERG u. E. MEDER, Z. Naturforschg. **18a**, 459 [1963].

³ H. KLINGENBERG, Z. Naturforschg. **18a**, 1331 [1963].

⁴ P. JEANMAIRE, H. KLINGENBERG u. H. REICHENBACH, Z. Naturforschg. **18a**, 318 [1963].

⁵ H. KLINGENBERG, Dissertation, Freiburg/Br. 1965.

⁶ R. G. JAHN, Phys. Fluids **5**, 678 [1962].

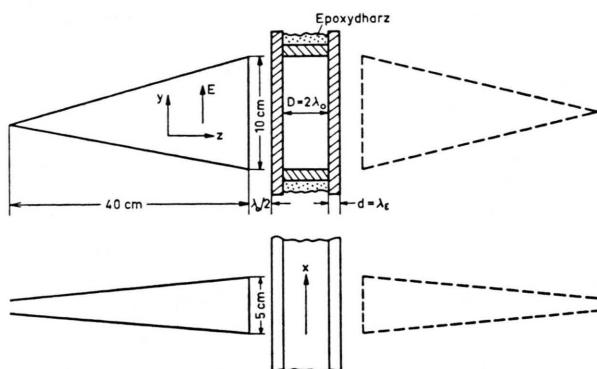


Abb. 2. Hornstrahler und großes Rohr aus Kristallspiegelglas¹. Die Wandstärke des Glasrohrs ist gleich der Wellenlänge im entsprechenden Medium der Wand ($\lambda_0 = 2,45 \text{ cm}$).

3. Meßanordnung

Die Untersuchungen wurden auf die Messung von R^2 und T^2 (reflektierte bzw. transmittierte Leistung) beschränkt. Abb. 3 zeigt die entsprechenden Schaltungen für das kleine und das große Rohr.

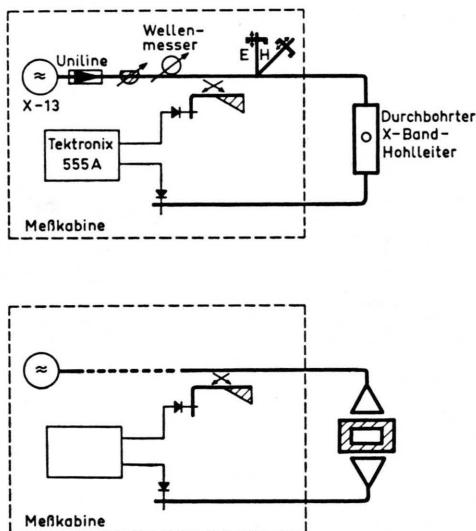


Abb. 3. Mikrowellenmeßanordnungen, oben: kleines Rohr, unten: großes Rohr mit Hornstrahlern.

Mikrowellenapparatur und Oszilloskop sind (wie die Multiplierr) in einer Abschirmkabine untergebracht, um elektromagnetische Störungen zu vermeiden. Der Oszilloskop wurde synchron mit dem zweiten Oszilloskop für die Multipliermessungen getriggert, vgl. ¹, und die Genauigkeit der Triggen ($\pm 0,05 \mu\text{s}$) nach jeder Meßserie überprüft.

II. Experimentelle Ergebnisse

1. Kleines Rohr

Da die Messungen am kleinen Rohr eigentlich nur qualitative Aussagen erlauben, werden die Ergebnisse in mV (Anzeige am Oszilloskop) angegeben. Aus der Vielzahl der Oszillosgramme wurden Mittelwerte gewonnen, und daraus punktweise die entsprechenden Kurven gebildet. Diese aus jeweils durchschnittlich 20 Messungen ermittelten Kurven sind für die ersten $9 \mu\text{s}$ nach Entladungsbeginn in der Abb. 4 dargestellt.

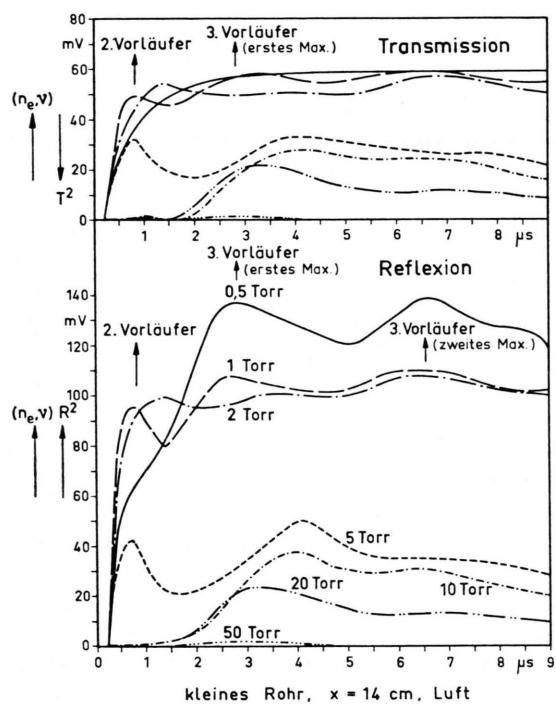


Abb. 4. Mittelwerte der Transmissions- und Reflexionsmessungen. Der Transmissionskoeffizient ist praktisch gleich Null für 60 mV, der Reflexionskoeffizient gleich 1 für 140 mV. (Die Auswirkung wachsender Elektronendichte und Stoßfrequenz ist in Richtung abnehmender Transmission und wachsender Reflexion durch Pfeile gekennzeichnet.) Mittlerer Fehler der Einzelmessungen, 2. Vorläufer: Reflexion 15%, Transmission 5%. Mittlerer Fehler des Mittelwertes, 2. Vorläufer: Reflexion 4%, Transmission 2%. Mittlerer Fehler der Einzelmessungen, 3. Vorläufer: Reflexion 7%, Transmission 3%. Mittlerer Fehler des Mittelwertes, 3. Vorläufer: Reflexion 2%, Transmission 0,5%. (Das charakteristische Aussehen der Oszillosgramme bleibt immer annähernd erhalten.) Die für das große Rohr ermittelten quantitativen Ergebnisse (s. u.) erlauben eine grobe Abschätzung des Meßbereichs für das kleine Rohr. Die Empfindlichkeitsgrenze liegt bei etwa $1 \dots 1,5 \cdot 10^{12}$, die obere Grenze (vollständige Reflexion) bei etwa $4 \cdot 10^{12}$ Elektronen pro Kubikzentimeter.

Auf dieser Abbildung erkennt man einen Precursor-Effekt, den 2. Vorläufer (der mit Multipliern beobachtete Effekt wurde 1. Vorläufer genannt, vgl. ¹), der nach $0,2 \mu\text{s}$ beginnt und für die Drücke 1–5 Torr nach Erreichung eines Maximums (bei etwa $0,8 \mu\text{s}$) abklingt und in einen weiteren Precursor-Effekt, den 3. Vorläufer, übergeht, der z. B. 0,5 und 1 Torr ein Maximum nach $2,8 \mu\text{s}$ und ein weiteres Maximum nach $6,5 \mu\text{s}$ hat.

Für 0,5 Torr geht der 2. Vorläufer in den 3. Vorläufer über, bei höheren Drücken ist der 2. Vorläufer sehr klein.

Der 2. Vorläufer fällt zeitlich (wie der 1. Vorläufer, vgl. ¹) mit der Durchbruchsstufe der Spannung zusammen.

Die Maxima des 3. Vorläufers stimmen – wenigstens für geringere Drücke – zeitlich mit den Extrema des Entladungsstromes überein. Die Amplitude des 3. Vorläufers ist also am größten, wenn das Plasma zwischen den Elektroden voll ausgebildet ist. (Ein entsprechendes Precursor-Leuchten, d. h. ein optischer Precursor, der den Stromschwingungen zuzuordnen wäre, konnte hier nicht beobachtet werden, weil das Glasleuchten, vgl. ¹, schwächere Lichterscheinungen überdeckt. Ein solcher 4. Vorläufer ist aber aus der Literatur bekannt, vgl. ^{7, 8}.)

Die Abb. 5 bzw. 6 zeigen die untereinander verschiedene Druck- bzw. x -Abhängigkeit des 2. und 3. Vorläufers. Ausgewertet sind für den 2. Vorläufer der Wert bei $0,8 \mu\text{s}$, für den 3. Vorläufer das Maximum bei $2,8 \mu\text{s}$, das bei $6,5 \mu\text{s}$ und ein weiteres bei $10,2 \mu\text{s}$. Die Amplitude des 2. Vorläufers ist in ähnlicher Weise druckabhängig wie die des 1. (Maximum zwischen 0,5 und 5 Torr bzw. 2 Torr, vgl. auch Abb. 6 in ¹).

Die Abb. 7 und 8 zeigen als Beispiele einige Oszillogramme (oberer Strahl der Mikrowellenoszillogramme: Transmissions-, unterer: Reflexionsmessung, Strahlauslenkung nach oben). Die zugehörigen Multiplier-Oszillogramme sind jeweils gleichzeitig aufgenommen (Strahlauslenkung nach unten).

Abb. 7: Der 2. Vorläufer (Abb. 7 a – oberer Strahl) beginnt etwa dann, wenn der 1. Vorläufer (Abb. 7 b – unterer Strahl) sein Maximum hat. Auf dem unteren Strahl (Abb. 7 a) beginnt der 2. Vorläufer etwa gleichzeitig mit dem 1. Vorläufer, entsprechend den Streuungen der Triggerung.

⁷ E. A. McLEAN, A. C. KOLB u. H. R. GRIEM, Phys. Fluids 4, 1055 [1961].

⁸ H. G. VOORHIES u. F. R. SCOTT, Phys. Fluids 2, 576 [1959].

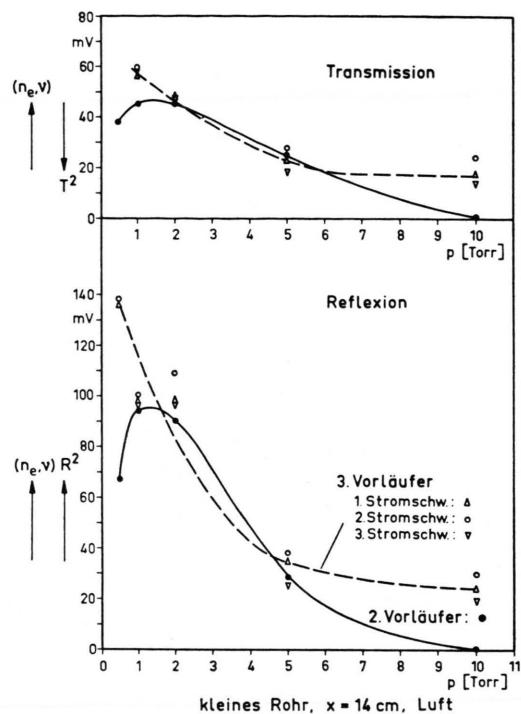


Abb. 5. Druckabhängigkeit des 2. und 3. Vorläufers, vgl. Abb. 6 in ¹.

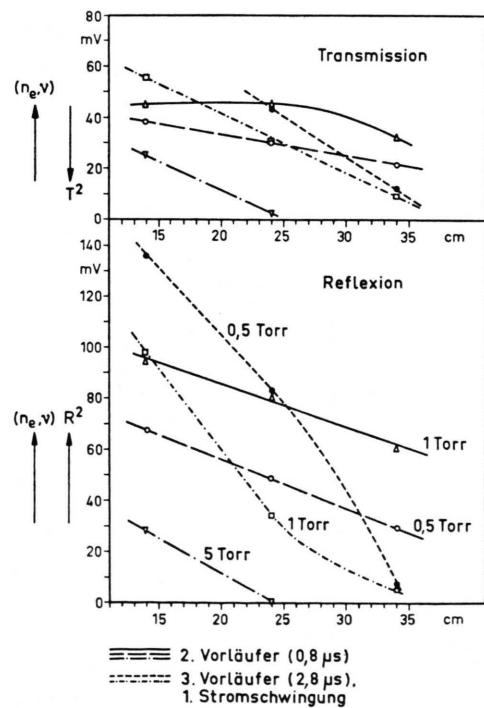


Abb. 6. Ortsabhängigkeit des 2. und 3. Vorläufers, kleiner Rohr, Luft.

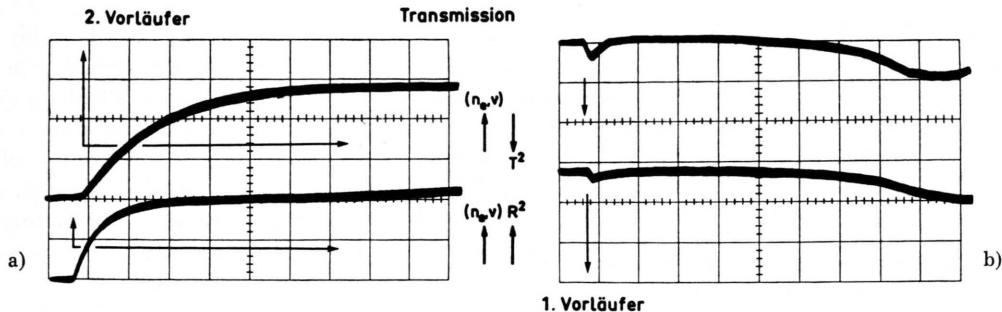


Abb. 7. a) Mikrowellen-Oszillogramm, $x=14$ cm, oberer Strahl: $0,02$ V/cm, unterer Strahl: $0,05$ V/cm; b) zugehöriges Multiplier-Oszillogramm, oberer Strahl: $x=0$ cm, unterer Strahl: $x=13$ cm; beide 1 Torr und $0,2 \mu\text{s}/\text{cm}$ (die Richtung der Strahl-auslenkung ist durch die Richtung der Pfeile gekennzeichnet).

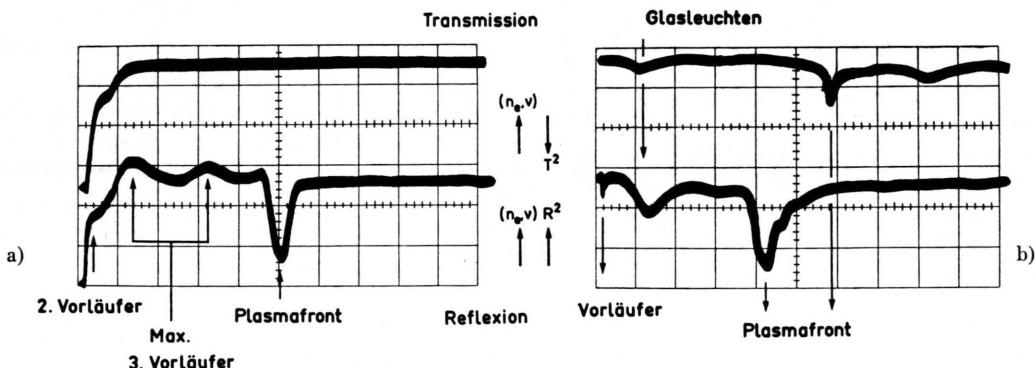


Abb. 8. a) Mikrowellen-Oszillogramm, $x=14$ cm, oberer Strahl: $0,02$ V/cm, unterer Strahl: $0,05$ V/cm; b) Zugehöriges Multiplier-Oszillogramm, oberer Strahl: $x=15$ cm, unterer Strahl: $x=13$ cm; beide $0,5$ Torr und $2 \mu\text{s}/\text{cm}$.

Abb. 8 a: Der 2. Vorläufer geht in den 3. über, der (unterer Strahl) deutliche Maxima im Abstand der Strom-Extrema hat. Nach etwa $9 \mu\text{s}$ nimmt die Reflexion plötzlich stark ab und hat bei etwa $10 \mu\text{s}$ ein Minimum; die Transmission zeigt diesen Effekt erst bei höheren Drücken, vgl. Abb. 8 b.

Abb. 8 b: Die Multipliemessungen zeigen, daß dieses Minimum (Abb. 8 a) mit dem Eintreffen des strömenden Kontakt-Plasmas an der Meßstelle zusammenhängt.

2. Fallunterscheidungen (kleines Rohr)

Die in ¹ beschriebenen Fallunterscheidungen, wie die Trennung des T-Rohres in einen Entladungs- und einen Meßabschnitt durch UV-durchlässige Fenster aus LiF bzw. Quarzglas; der Einfluß eines quer angelegten Magnetfeldes sowie der Einfluß von Abschirmblechen, schließlich die Beobachtungen in einem angeglasten Seitenrohr ergaben für den 2. und 3. Vorläufer folgendes:

1. Die Amplituden des 2. und 3. Vorläufers sind hinter den Fenstern bei $x=24$ cm wesentlich kleiner als bei Messungen ohne Fenster aber in Luft gerade

noch zu beobachten, d. h. hinter den Fenstern erreicht die Elektronendichte noch einen Wert von etwa $1 \dots 1,5 \cdot 10^{12}$ pro cm^3 . Wenn Helium im Meßabschnitt als Füllgas verwendet wird, ebenso wenn der Druck im Meßabschnitt kleiner wird als $0,05$ Torr, sind beide Vorläufer nicht mehr zu beobachten. Die Amplitude des 3. Vorläufers ist im Meßabschnitt immer kleiner als die des 2., während sie bei Messungen ohne Fenster größer ist.

2. Hinter dem quer angelegten Magnetfeld und hinter den Abschirmblechen wird die Amplitude des 2. Vorläufers etwas größer, vgl. Abb. 6 in ¹. Der 3. Vorläufer bleibt praktisch unverändert.

3. Im Seitenrohr wird nur der 2. Vorläufer, nicht aber der 3. beobachtet. Die Amplitude des 2. Vorläufers im Seitenrohr beträgt z. B. für $x+x_h=24$ cm (vgl. ¹) und für $0,5$ bis 2 Torr 7 mV Reflexion und 25 mV Transmission. Für höhere Drücke ab 5 Torr ist auch der 2. Vorläufer im Seitenrohr nicht mehr zu beobachten.

4. Hinter dem Seitenrohr (im Hauptrohr) bleibt die charakteristische Form der Amplituden des 2. und 3. Vorläufers erhalten, die Höhe der Amplituden

ist aber kleiner als an der entsprechenden Stelle ohne angeglastes Seitenrohr.

5. Eine Änderung der Entladungsspannung zwischen 10 und 22 kV hat keinen Einfluß auf die Amplituden des 2. und 3. Vorläufers.

3. Quantitative Ergebnisse – Großes Rohr

Die Meßergebnisse für das große Rohr lassen sich quantitativ auswerten, wenn man die Werte von R^2 und T^2 für den vorliegenden Fall der ebenen Plasmeschicht berechnet⁹. Dazu werden die in mV angegebenen Werte von T^2 und R^2 mittels Kalibrierungskurven in dB umgerechnet. Durch den Vergleich dieser Werte mit den theoretisch berechneten Werten für das ebene Plasmamodell – man darf dabei annehmen, daß sich die jeweilige Stoßfrequenz ν bzw. das Verhältnis ν/ω bei konstantem Druck nicht wesentlich ändern – können die Elektronendichten n_e ermittelt werden. Abb. 9 zeigt die entsprechenden Werte für Luft.

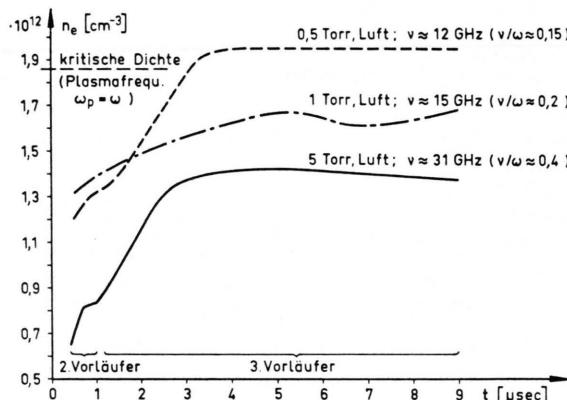


Abb. 9. Elektronendichten und Stoßfrequenzen in Luft.
Großes Rohr, $x=20$ cm.

Der 2. Vorläufer zeichnet sich auch hier deutlich ab, ist aber wesentlich kleiner als der 3. Vorläufer (vgl. dazu Abb. 4), dessen Maxima im Rhythmus der Stromschwingungen bei dieser Darstellung nicht mehr unterscheidbar sind. Die Druckabhängigkeit der Amplituden entspricht den Ergebnissen der Messungen am kleinen Rohr, vgl. Abb. 5. Für 0,5 Torr in Luft wird die kritische Dichte überschritten.

⁹ Die Werte R^2 und T^2 für den interessierenden Wert $D/\lambda=2$ wurden von Herrn Dr. A. HOCHSTIM (Institute for Defense Analyses, Washington D.C., USA) mit Hilfe einer elektronischen Rechenanlage berechnet und für die vorliegende Arbeit zur Verfügung gestellt, wofür ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Die Werte sind näherungsweise berechnet. Außer den Vereinfachungen bei der Berechnung der theoretischen Werte ist das Plasma in Richtung der Rohrachse nicht homogen, wie man auf Grund der Messungen am kleinen Rohr annehmen kann, vgl. Abb. 6. Die angegebenen Werte sind aber gemittelt über den Bereich von 9 cm, entsprechend der Raumauflösung der Hornstrahler. Die Genauigkeit der Bestimmung von n_e wird auf etwa 20% geschätzt.

III. Diskussion der Ergebnisse

1. Zeitlicher Ablauf

In Abb. 10 ist der zeitliche Ablauf der im kleinen Rohr beobachteten Vorläufer zusammen mit dem zeitlichen Ablauf von Entladungsspannung und Entladungsstrom dargestellt. (Der Anstieg des 3. Vorläufers bzw. das Abklingen des 2. Vorläufers sind aus den Meßergebnissen für größere Entfernung extrapoliert.) Diese Darstellung macht noch einmal deutlich, daß 1. und 2. Vorläufer zeitlich mit der Durchbruchphase der Entladung und der 3. Vorläufer zeitlich mit den Schwingungen des Entladungsstromes zusammenfallen.

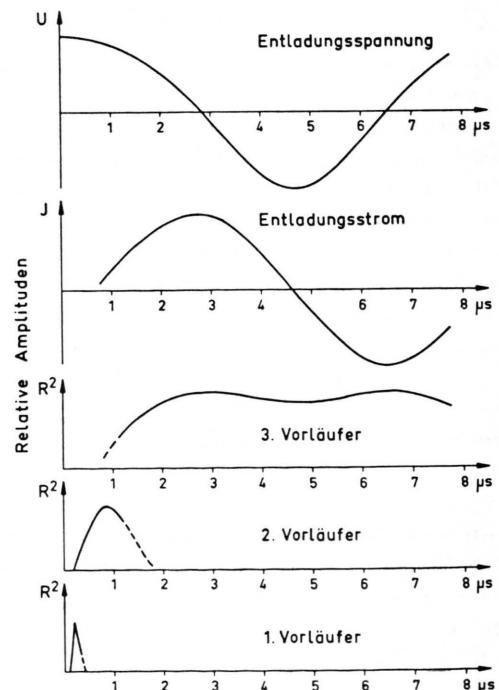


Abb. 10. Qualitativer Verlauf von Entladungsspannung, -strom und den Vorläufern. Kleines Rohr, $x=14$ cm, geringer Druck.

2. Diskussion des 3. Vorläufers

Die Ergebnisse der Magnetfeldmessungen schließen Diffusion von Elektronen als wesentliche Ursache aus. Glimmentladungen kommen nicht in Betracht, da die Spannung an den Elektroden mit wachsender Amplitude des Vorläufers abnimmt und in seinem Maximum praktisch Null wird (Abb. 10). Die Abschirmung ist daher auch ohne Einfluß.

Der 3. Vorläufer wird im wesentlichen durch Strahlung aus dem Entladungsraum, und zwar des dort gebildeten Entladungsplasmas verursacht. Das wird auch durch die zeitliche Übereinstimmung seiner Maxima mit den Stromextrema bei geringen Drücken bestätigt. Die Hauptintensität dieser Strahlung muß unterhalb 1250 Å, d. h. im Vakuum-UV liegen, wie die Messungen mit dem LiF-Fenster beweisen.

Aus den Ergebnissen der ersten spektroskopischen Messungen¹⁰ läßt sich abschätzen, daß die Hauptintensität der Strahlung des im Entladungsraum gebildeten Plasmas tatsächlich unterhalb dieser Grenze liegen muß. Bekanntlich liegen auch die Photoionisationsquerschnitte für N₂ im Bereich von etwa 800 Å bis 200 Å und für O₂ im Bereich von etwa 1000 Å bis 200 Å¹¹. „Strahler“ (Plasma) und „Empfänger“ (Gas im Stoßrohr) sind sozusagen aufeinander abgestimmt.

Aus den Messungen mit dem Quarzglasfenster geht hervor, daß oberhalb 1700 Å in Luft bei 0,5 Torr noch eine merkliche Ionisation im Meßabschnitt auftritt. Die Photodissoziation von O₂ und Ionisation von Reaktionsprodukten des atomaren Sauerstoffes könnten dieses Phänomen erklären, vgl. ¹¹.

Bei höheren Drücken stimmen die Amplituden des 3. Vorläufers zeitlich nicht mehr mit den Stromschwingungen überein. Dafür ist sicherlich die Verengung des Entladungsplasmas bei höheren Drücken und die geringere Expansionsgeschwindigkeit verantwortlich zu machen.

Die rasche Abnahme der Amplitude mit steigendem Druck ist wegen der Abnahme der Gesamtintensität des Strahlers und vor allem wegen der wachsenden Absorption der Strahlung im Gas selbstverständlich, was auch die x-Abhängigkeit der Amplitude erklärt.

Allerdings zeigen die Messungen hinter dem Seitenrohr (kleinere Amplituden der Vorläufer), daß

neben der direkten Strahlung aus dem Entladungsraum auch die an den Stoßrohrwänden reflektierte Strahlung merklich an der Photoionisation des Gases beteiligt ist. Dieser Einfluß muß bei der Betrachtung der Vorläufer in Stoßrohren verschiedener Durchmesser beachtet werden.

3. Diskussion des 5. Vorläufers

Von der zweiten Stromschwingung an überlagert sich der Strahlung des im Rhythmus des Entladungsstromes neu gebildeten Plasmas im Entladungsraum noch die Strahlung des in das Rohr hineinströmenden Plasmas, das definitionsgemäß den 5. Vorläufer erzeugt. Die Messungen am Seitenrohr zeigen, daß der Einfluß dieser Strahlung nach 14 cm Laufstrecke des Plasmas relativ gering ist; die Elektronendichten liegen jedenfalls unterhalb der Meßgrenze. (Ein entsprechendes Precursor-Leuchten – 6. Vorläufer – konnte wieder wegen der Glasleuchtens nicht im Seitenrohr beobachtet werden, vgl. aber ⁸.)

4. Diskussion des 2. Vorläufers

Das Auftreten des 2. Vorläufers (und des 1.) fällt zeitlich mit der Bildung der Elektronenlawinen, der Entladungskanäle (streamer) und der Rückschlagskanäle¹² zusammen, die zum Durchbruch der Entladung führen. Man weiß, daß solche Elektronenlawinen bzw. Entladungskanäle UV-Strahlung und Vakuum-UV-Strahlung erzeugen und als Folge Photoionisation bewirken, vgl. ¹².

Eine solche Strahlung erzeugt vermutlich den 1. und 2. Vorläufer. Die x-Abhängigkeit und die Mitwirkung der an den Stoßrohrwänden reflektierten Strahlung können ähnlich erklärt werden wie beim 3. Vorläufer.

Die Erhöhung der Amplitude des 1. und 2. Vorläufers durch geerdetes Metall in der Nähe des Rohres (dazu ist auch der Magnet sowie der durchbohrte Hohlleiter zu rechnen) könnte man dadurch erklären, daß sich durch die Verzerrung des elektrischen Feldes die Durchschlagskanäle in Richtung des Stoßrohres hinsichtlich Zahl und Verlauf ändern, wodurch die Strahlungsintensität zunehmen könnte.

Die viel kleinere Amplitude des 2. Vorläufers im großen Rohr (auch relativ zum 3.) würde verständlich, da sich neben dem Einfluß der an den Stoßrohr-

¹⁰ G. SCHWARZKOPF, Diplomarbeit, Freiburg/Br. 1963.

¹¹ G. L. WEISSLER, Handbuch der Physik, Bd. XXI, Springer-Verlag, Berlin 1956.

¹² H. RAETHER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths London 1964.

wänden reflektierten Strahlung und des größeren Volumens auch der wesentlich größere Abstand der Elektroden auswirken müßte.

Sieht man die Kanäle bzw. die Lawinen als die verantwortlichen Strahler an, so ist qualitativ einzusehen, daß bei geringen Drücken (geringe Zahl an Ladungsträgern) die Strahlungsintensität schwach, bei höheren Drücken aber zusätzlich die Absorption im Gas (Empfänger) größer ist, so daß die Amplituden des 1. und 2. Vorläufers — wie beobachtet — mit wachsendem Druck ein Maximum durchlaufen sollten (im Gegensatz zum 3. Vorläufer, vgl. Abb. 5).

Die Ergebnisse der Messungen mit den UV-durchlässigen Fenstern lassen darauf schließen, daß der 1. Vorläufer hauptsächlich durch Strahlung oberhalb 1700 Å, der 2. Vorläufer hauptsächlich durch Strahlung unterhalb 1250 Å hervorgerufen werden. Das Auftreten des 2. Vorläufers im Seitenrohr und die geringere x -Abhängigkeit des 2. Vorläufers relativ zum 3. lassen wie beim 1. auch für den 2. Vorläufer die Mitwirkung einer Strahlungsdiffusion vermuten.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. SCHARDIN und Herrn Dr. H. REICHENBACH danke ich für die gewährte Unterstützung, Herrn cand. phys. I. HERTEL für die Mithilfe bei den Messungen.

Untersuchungen über die statistischen Schwankungen der infraroten Strahlung einer Hochdruck-Hochstrom-Argonentladung

Teil II: Eigenschaften des Hochdruck-Hochstrom-Argonbogens sowie Berechnung und Messung der statistischen Strahlungsschwankungen*

W. GUBLER und M. J. O. STRUTT

Institut für höhere Elektrotechnik der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich

(Z. Naturforsch. 20 a, 1156—1169 [1965]; eingegangen am 29. Mai 1965)

An argon discharge at high pressure (up to 20 atmosph.) and large dc current is described. This discharge is used in the investigation of spontaneous fluctuations of photon radiation. Electron and ion densities are calculated as functions of pressure and temperature from which the continuous emission and absorption coefficients are determined. By comparing the calculated emission with the measured distribution of the infrared spectral radiation intensity in a disk of plasma, which is 0,2 mm in front of the cathode, the radial temperature distribution in the disk is determined. The temperature in the arc axis was found to be independent of the gas pressure and must be higher than 28 000 °K. Investigations on electrical conductivity confirm the temperature distributions. Finally, the statistical radiation fluctuations can be calculated by means of the equations given in Part I and are compared with the experimental results. The infrared detector used for all these measurements is also described in Part I. A satisfactory coincidence between calculated and measured values was found.

1. Allgemeines. Konstruktiver Aufbau des Bogenentladungs- Systems

Die Tatsache, daß im freibrennenden Hochstrom-Argonbogen mit relativ kleiner Leistung ein thermisches Plasma sehr hoher Temperatur vorliegt, war der Grund dafür, diesen Entladungstyp zur Untersuchung des Photonenrauschens zu wählen. Um die hierzu notwendige optische Dicke im Plasma zu erreichen, wurde die Entladung unter Argondruck bis zu 20 at betrieben. Nach¹ und² wurden beim

200 A-Argonbogen unter Atmosphärendruck und bei einem Elektrodenabstand von einigen Millimetern Maximaltemperaturen von 20 000—25 000 °K unmittelbar vor der Kathodenspitze festgestellt. Die Bestimmung der Temperaturverteilung erfolgte in den genannten Arbeiten spektroskopisch durch Messung der Linienintensitäten, während hier das Argonkontinuum im infraroten Spektralbereich ausgewertet wird. Daß die auf Grund des Kontinuums bestimmten Temperaturen noch etwas höher liegen (max. ca. 28 000 °K), liegt wohl nicht an der Meßmethode selbst, als vielmehr daran, daß bei dem in

* Teil I: W. GUBLER u. M. J. O. STRUTT, Z. Naturforsch. 20 a, 1011 [1965].

¹ G. BUSZ u. W. FINKELBURG, Z. Phys. 138, 212 [1954].

² H. N. OLSEN, Phys. Fluids 2, 614 [1959].