

### Schlußfolgerung

Die direkte UV-Cyclohexan-Photolyse bei Raumtemperatur und niedrigen Drucken (bis 1 Torr) liefert hauptsächlich: Cyclohexen, Äthylen, 1,3-Butadien und Propen, deren Entstehung sich durch die folgenden Reaktionen erklären läßt:

- (1)  $\text{cyclo-C}_6\text{H}_{12} \rightarrow \text{cyclo-C}_6\text{H}_{10} + \text{H}_2$ ;
- (2)  $\text{cyclo-C}_6\text{H}_{12} \rightarrow \text{C}_4\text{H}_6 + \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}_2$ ;
- (3)  $\text{cyclo-C}_6\text{H}_{12} \rightarrow 3 \text{C}_2\text{H}_4$ ;
- (4)  $\text{cyclo-C}_6\text{H}_{12} \rightarrow 2 \text{C}_3\text{H}_6$ .

Die Prozesse (2) und (3) sind höchstwahrscheinlich durch intramolekulare Spaltungen zu erklären.

Dagegen ist für die Prozesse (1) und (4) ebenso eine Radikalspaltung anzunehmen. Eine eingehendere Untersuchung der Reaktionsprodukte, nämlich der Kohlenwasserstoffe höheren Molekulargewichts, sowie die Anwendung von Radikalfängern und die Ermittlung von Quantenausbeuten erweisen sich also als unumgänglich.

Die Anregung zur vorliegenden Arbeit stammt von dem vor kurzem verstorbenen Herrn Prof. H. SCHÜLER. Für seine wissenschaftliche Unterstützung und für seine wertvollen Ratschläge bin ich ihm zu großem Dank verpflichtet. — Herrn Dipl.-Phys. G. ARNOLD möchte ich für die Zuordnung der Banden bei den gaschromatographischen Analysen sowie für verschiedene Hinweise meinen besten Dank aussprechen.

## Elektronendichtebestimmungen mit einer Mikrowellenbrücke in schwach ionisierten Plasmen\*

H. H. BRÖMER und F. DÖBLER

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforschg. **20 a**, 599—606 [1965]; eingegangen am 24. Dezember 1964)

A microwave bridge, similar to the optical JAMIN interferometer, has been developed in order to determine the electron density in weakly ionized decaying plasmas. The discharge vessel was located in the open space between two horn antennas.

A rather homogeneous excitation was accomplished by using an electrodeless high frequency ( $f = 13,6$  MHz) discharge.

Contrary to the common practice of using phase displacements several times of  $\pi$ , only very small displacements of the signal phase, traversing the plasma, have been used. The dimensions of the discharge vessel and the frequency of the microwave ( $f = 23$  GHz;  $\lambda = 1,3$  cm) have been properly chosen in order to have proportionality between the mean electron density and the oscilloscope trace. The range of electron-density investigated was about  $10^8$  to  $10^{10}$  cm $^{-3}$ .

The operation of the bridge has been investigated during the afterglow of a decaying nitrogen plasma.

Simultaneous optical observations have shown that the intensity of the first negative bands of  $\text{N}_2^+$  ( $\text{B}^2\Sigma_u^+ - \text{X}^2\Sigma_u^+$ ) is nearly proportional to the electron density. Using this correlation, the electron density profile across the discharge vessel has been evaluated. It could be shown that the time dependence of the electron density in the afterglow changes strongly within the discharge vessel. A comparison between the measurements of the electron density and the optical observations has shown that the microwave bridge is able to give some details of the electron density profile across the discharge vessel, inspite of the large wavelength used, compared with the dimensions of the discharge vessel.

In einer abklingenden Entladung in sehr reinem Stickstoff kann die Existenz von  $\text{N}_2^+$ -Ionen durch Beobachtung ihrer optischen Emission über Zeiträume von Sekunden nach Abschalten der Entladung nach-

gewiesen werden<sup>1</sup>. Es sollte versucht werden, die optischen Untersuchungen durch Bestimmungen des zeitlichen Verlaufes der Elektronendichte mit Mikrowellen zu ergänzen<sup>2</sup>.

\* Die vorliegende Arbeit enthält einen Teil der Ergebnisse einer Dissertation (F. DÖBLER, Technische Hochschule Braunschweig, 16. 1. 1964). Wesentliche Teile der vorliegenden Arbeit wurden in Karlsruhe auf der Frühjahrstagung des Regionalverbandes Württemberg-Baden-Pfalz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 18. 3. 1964 vorgetragen (H. H. BRÖMER u. F. DÖBLER, Phys. Verh. **4**, 235 [1964]).

<sup>1</sup> H. H. BRÖMER, Z. Phys. **158**, 133 [1960].

<sup>2</sup> Über ein erstes Ergebnis dieser Untersuchungen, den Nachweis der Neubildung von Ladungsträgern im abklingenden Plasma auch an abgeschlossenen Entladungsgefäßen, wurde bereits kurz berichtet<sup>3</sup>. Zuvor wurde ein analoger Prozeß in aktiviertem strömendem Stickstoff von BROIDA und TANAKA<sup>4</sup> durch Sondenmessungen gefunden.

<sup>3</sup> F. DÖBLER, Z. Naturforschg. **18 a**, 431 [1963].

<sup>4</sup> H. P. BROIDA u. J. TANAKA, J. Chem. Phys. **36**, 236 [1962].



Voraussetzung für eine langdauernde Beobachtung von  $N_2^+$ -Ionen ist, neben einer speziellen Art der Anregung und der Präparation des Gases, die Wahl großer Entladungsgefäße, in denen der Einfluß der Gefäßwände auf den Verlust von Ladungsträgern gering ist.

Zur Bestimmung der Elektronendichte mit Mikrowellen sind Verfahren bekannt, bei denen sich das Entladungsgefäß entweder innerhalb des Hohlleiters oder außerhalb, in einer freien Übertragungsstrecke befindet.

Bei der Untersuchung der Ladungsträgervernichtung in *schwach ionisierten* Plasmen werden meistens Anordnungen der ersten Art benutzt, die von BIONDI und BROWN<sup>5</sup> und von GOLDSTEIN<sup>6</sup> angegeben wurden und in der Literatur in vielen Varianten beschrieben werden<sup>7, 8</sup>. Hohlraumverfahren zeichnen sich dadurch aus, daß das zur Messung benutzte Mikrowellenfeld durch die begrenzenden metallischen Wände des Hohlleiters sehr gut definiert ist. Sie sind deshalb sehr genau. Nachteilig ist in manchen Fällen, daß bei der Messung die Elektronendichte über das gesamte Entladungsgefäß integriert wird. Die Elektronendichteverteilung muß durch theoretische Überlegungen berücksichtigt werden<sup>9</sup>.

Brückenverfahren mit einer offenen Übertragungsstrecke<sup>10</sup> werden in der Regel nur zur Untersuchung *stark ionisierter* Plasmen verwendet. Gegen eine Anordnung mit einer offenen Übertragungsstrecke kann eingewendet werden, daß das Strahlungsfeld in der Übertragungsstrecke weniger gut definiert ist als im Hohlleiter, da Beugungserscheinungen und geometrisch optische Effekte den Strahlengang schwer überschaubar machen. Als Vorteil kann angesehen werden, daß bei hinreichend großen Entladungsgefäßen die Ermittlung des Elektronendichteprofiles auch experimentell möglich sein sollte.

Da für die geplanten Untersuchungen die Verwendung großer Entladungsgefäße erforderlich war, die nur schwer im Hohlleiter unterzubringen sind, und gleichzeitig eine möglichst unbehinderte optische Beobachtbarkeit gewährleistet sein sollte, wurde eine Brückenanordnung mit einer offenen Übertragungsstrecke entwickelt. Damit wurde es auch möglich, zur

Anregung des Gases eine elektrodlose HF-Entladung zu verwenden, die für die gewünschte homogene Anregung günstig schien. Es sollte versucht werden, die mit einer offenen Übertragungsstrecke verbundenen Fehler gering zu halten und, wenn möglich, abzuschätzen.

## Versuchsanordnung

Die entwickelte Mikrowellen-Meßanordnung ist in Form eines Blockdiagramms in Abb. 1 dargestellt. Die Mikrowellenbrücke ähnelt einer von WHITMER<sup>11</sup> ange-

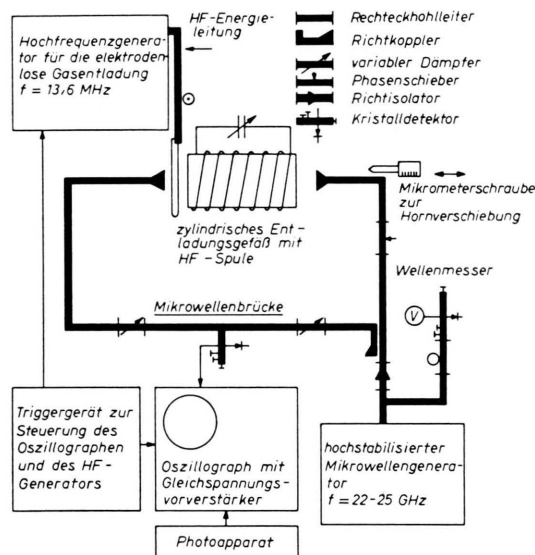


Abb. 1. Blockdiagramm der Versuchsanordnung zur Bestimmung der Elektronenkonzentration.

benen. Ein Richtkoppler teilt die von einem stabilisierten Generator erzeugte Mikrowelle auf. Beide Teilwellen werden über einen Leitungskreis mit einer offenen Übertragungsstrecke so vereint, daß sie sich gegeneinanderlaufend überlagern. Eine Teilwelle wird in der offenen Übertragungsstrecke durch das zylindrische Entladungsgefäß geleitet und erhält durch die Wechselwirkung mit dem Elektronengas eine Phasenverschiebung gegenüber der Vergleichswelle.

Dem Leitungskreis ist ein Mikrowellendetektor angeschlossen, der die überlagerten Teilwellen gleichrichtet. Die Detektorspannung hängt von der Amplitude und dem Phasenunterschied beider Teilwellen ab. Die

<sup>5</sup> M. A. BIONDI u. S. C. BROWN, Phys. Rev. **75**, 1700 [1949].

<sup>6</sup> L. GOLDSTEIN, Adv. Electronics Electron Phys. **VII**, Academic Press, New York 1955.

<sup>7</sup> S. C. BROWN, Basic Data of Plasma Physics, Chapman and Hall, London 1959.

<sup>8</sup> V. E. GOLANT, Zh. Tekhn. Fiz. U.S.S.R. **30**, 1265 [1960]; Soviet Phys.-Techn. Phys. **5**, 1197 [1961].

<sup>9</sup> E. P. GRAY u. D. E. KERR, Ann. Phys. New York **17**, 276 [1962].

<sup>10</sup> H. BEERWALD, Proc. Fifth Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, II, 1507 [1961], North-Holland Publishing Company, Amsterdam.

<sup>11</sup> R. F. WHITMER, Phys. Rev. **104**, 572 [1956].

Detektorspannung wird auf dem Schirm eines Oszillographen (Tektronix Typ 502) angezeigt und photographiert.

Als Beispiel für die Arbeitsweise der Brücke ist in Abb. 2 ein Oszillogramm des Elektronendichteverlaufes im Nachleuchten einer Stickstoffentladung abgebildet. Der Anstieg der Elektronendichte zu einem Maximum weist auf die Neubildung von Ladungsträgern im Nachleuchten hin, wie bereits in einer früheren Arbeit gezeigt wurde<sup>3</sup>.

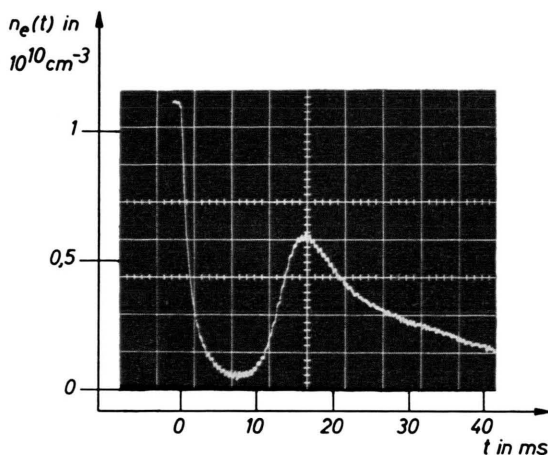


Abb. 2. Oszillogramm des zeitlichen Verlaufs der Elektronendichte im abklingenden  $N_2$ -Plasma. Druck: 1,75 Torr, Diffusionslänge: 1,56 cm.

Zur Erzeugung der elektrodenlosen Gasentladung dient ein 2,3 kW-Hochfrequenzgenerator ( $f = 13,6$  MHz). Die Energie wird induktiv in einen Schwingkreis übertragen, dessen Spule das Gasentladungsgefäß umgibt. Zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufs der Elektronendichte während des Nachleuchtens wird mit einem Steuergerät die Hochfrequenz-Gasentladung abgeschaltet und gleichzeitig eine einmalige Zeitablenkung auf dem Oszillographenschirm gestartet.

Um Einflüsse der Gefäßgeometrie auf das Nachleuchten und den Elektronendichteverlauf untersuchen zu können, wurden zwei Entladungszylinder verwendet. Da beide Gas gleicher Reinheit und gleichen Drucks enthalten sollten, wurden sie durch ein angeschmolzenes Übergangsrohr miteinander verbunden. Ein Kugelschliffventil, dessen Verschluss und Arretierung von außen magnetisch gesteuert werden konnte, erlaubte es, die Entladungszylinder gegeneinander abzuschließen. Das Entladungsgefäß ist in Abb. 3 dargestellt. Das Entladungsgefäß wurde bei einer Temperatur von  $470^\circ\text{C}$  ausgeheizt, bis auf Restdrücke  $< 10^{-8}$  Torr evakuiert und, wie bereits früher beschrieben<sup>12</sup>, gefüllt und präpariert. Die Absperrung des Gefäßes von der Pumpe erfolgte ebenfalls durch ein Kugelschliffventil aus Glas,

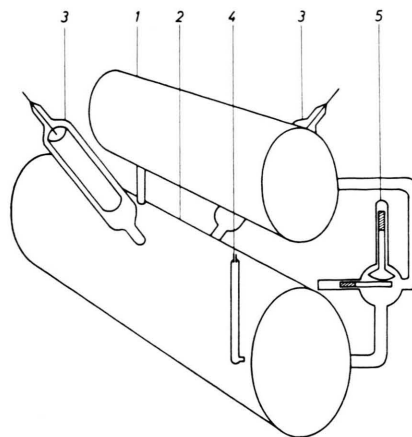


Abb. 3. Gasentladungsgefäß. 1. Quarzzylinder,  $\phi = 7,6$  cm,  $l = 19,5$  cm, Diffusionslänge = 1,56 cm. 2. Duranglaszylinder,  $\phi = 10,6$  cm,  $l = 28,0$  cm, Diffusionslänge = 2,15 cm. 3. Aluminiumelektroden zur Gaspräparation. 4. Druckmeßrohr nach dem PIRANI-Prinzip. 5. Kugelschliffventil.

das mit ausgeheizt werden konnte. Der Stickstoff wurde durch Erhitzen von  $\text{NaNO}_2$  gewonnen und das Gefäß nach der Füllung abgeschmolzen. Zur Verminderung des Stickstoffdruckes wurde die Getterwirkung der Elektrodenentladung ausgenutzt. Auf diese Weise konnte der Druck im Bereich zwischen 12 Torr und  $10^{-2}$  Torr gesenkt werden, ohne daß das Gefäß geöffnet werden mußte.

Zur Ermittlung der Leuchtdichteverteilung der 1. negativen Gruppe des  $N_2^+(B^2\Sigma_u^- - X^2\Sigma_g^+)$  im Entladungsgefäß wurde die in Abb. 4 schematisch gezeigte Anordnung verwendet. Zur Ausblendung eines nahezu parallelen Lichtbündels (Öffnungswinkel  $\approx 50^\circ$ ) diente ein 35 cm langes, innen geschwärztes Rohr mit zwei Blenden. Zwischen Photomultiplier (EMI Typ 6097) und Blendenrohr war ein Interferenzfilter der Fa. Balzers (Typ Filtraflex DT blau) angebracht. Das Filter ist für die Sequenzen  $\Delta v = 0, 1, 2$  der 1. neg. Gr., nicht jedoch für die 1. pos. Gr. des  $N_2(B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$  durchlässig.

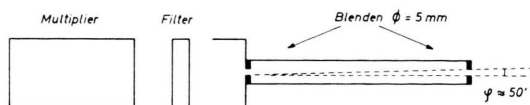


Abb. 4. Optische Anordnung zur Ausmessung der Leuchtdichteverteilung im Entladungsrohr.

Abb. 5 zeigt, wie die Messungen ausgeführt wurden. In der Aufstellung a wird von der Mantelseite her beobachtet. Im späteren Text wird hierbei von der Leuchtdichteverteilung in Achsenrichtung ( $z$ -Verteilung) gesprochen. Die Aufstellung b dient der Ausmessung der rotationssymmetrischen, radialen Leuchtdichteverteilung ( $r$ -Verteilung)<sup>13</sup>.

<sup>12</sup> H. H. BRÖMER, Z. Phys. 157, 601 [1960].

<sup>13</sup> Diese Art der Verteilungsmessung ist besonders günstig, wenn eine in den Koordinaten  $r$  und  $z$  separierbare Verteilung, z. B. eine Diffusionsverteilung, vorliegt.

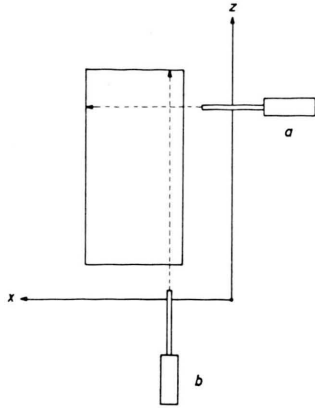


Abb. 5. Messung der Leuchtdichteverteilung im zylindrischen Gasentladungsgefäß mit der in Abb. 4 gezeigten optischen Anordnung. a) Beobachtung von der Mantelseite her: Aufnahme der Verteilung in Achsen- oder z-Richtung. b) Beobachtung von der Stirnseite her: Aufnahme der radialen rotationssymmetrischen Verteilung in x-Richtung.

### Ermittlung der Elektronendichte

Mikrowellen erleiden in einem Plasma sowohl eine Änderung der Phasengeschwindigkeit als auch eine Dämpfung. An Hand der von PHELPS und PACK<sup>14</sup> gemessenen Stoßzahlen von Elektronen und N<sub>2</sub>-Molekülen wurde abgeschätzt, daß bei Drucken < 10 Torr, Elektronendichten < 10<sup>10</sup> cm<sup>-3</sup> und Elektronentemperaturen < 10<sup>4</sup> °K eine Absorption vernachlässigbar gering sein sollte. Diese Abschätzung wurde experimentell geprüft und erwies sich als richtig.

Bei vernachlässigbarer Absorption gilt für die relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{\text{rel}}$  des Plasmas:

$$\epsilon_{\text{rel}} = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$$

mit  $\omega_p^2 = (e^2 / m_e \epsilon_0) n_e$ ;

$m_e$  = Elektronenmasse,  $n_e$  = Elektronendichte,  $\omega$  = Mikrowellenkreisfrequenz,  $\omega_p$  = Plasmakreisfrequenz.

Für die Phasenverschiebung  $\vartheta$  einer ebenen Welle im homogenen Plasma gegenüber einer Vergleichswelle gilt unter Berücksichtigung der MAXWELLSchen Relation:

$$\vartheta = (2 \pi s / \lambda) (\sqrt{\epsilon_{\text{rel}}} - 1),$$

$\lambda$  = Wellenlänge bei fehlendem Plasma,  $s$  = Weg im Plasma.

Um eine lineare Beziehungen zwischen  $\vartheta$  und  $n_e$  zu erreichen, muß die Mikrowellenfrequenz so hoch

gewählt werden, daß  $\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$ . Dann kann man vereinfachen

$$\sqrt{1 - (\omega_p^2 / \omega^2)} \approx 1 - \frac{1}{2} (\omega_p^2 / \omega^2) \quad (1)$$

und es gilt:

$$\vartheta = - \frac{s}{\lambda} \frac{\pi e^2}{\omega^2 m_e \epsilon_0} n_e. \quad (2)$$

Durch Wahl einer Mikrowellenfrequenz von 23 GHz ( $\lambda = 1,3$  cm) ist diese Vereinfachung für Elektronendichten bis zu etwa 10<sup>10</sup> cm<sup>-3</sup> zulässig. Für  $n_e = 10^{10}$  cm<sup>-3</sup> ist  $\omega_p^2 / \omega^2 = 1,5 \cdot 10^{-3}$  und  $\epsilon_{\text{rel}} = 1 - 1,5 \cdot 10^{-3}$ . Würde man zu noch höheren Frequenzen übergehen, um bessere Strahlbündelung und damit geringere Beugungseffekte zu erreichen, so würden Änderungen von  $\epsilon_{\text{rel}}$  unmeßbar klein werden.

Die Spannung am Mikrowellendetektor ist proportional einer Größe  $a$ , die sich aus der Überlagerung beider Teilwellen

$$a = A^2 + B^2 - 2 A B \cos(\vartheta + \vartheta_0)$$

ergibt und die direkt am Oszillographen abzulesen ist.  $A$  ist die wegen vernachlässigbarer Mikrowellenabsorption konstante Amplitude der durch das Plasma laufenden Welle,  $B$  ist die Amplitude der Vergleichswelle und  $\vartheta_0$  ist der Phasenunterschied der Meßwelle gegenüber der Vergleichswelle bei fehlendem Elektronengas. Kompensiert man am Differentialverstärker des Oszillographen  $A^2 + B^2$ , so geht die Größe  $a$  in

$$a^* = -2 A B \cos(\vartheta + \vartheta_0) \quad (3)$$

über. Durch Variation von  $\vartheta_0$  läßt sich die Größe  $2 A B$  bestimmen. Stellt man den Phasenschieber auf  $\vartheta_0 = -\pi/2$ , so geht die Cosinusfunktion in Gl. (3) in eine Sinusfunktion über und man erhält mit  $z = a^* / (2 A B)$ :

$$z = -\sin \vartheta. \quad (4)$$

Die Längen der Entladungsgefäße wurden nun so klein gehalten (< 30 cm), daß bis zu Elektronendichten von etwa 10<sup>10</sup> cm<sup>-3</sup>  $\vartheta < 0,05 \pi$  und damit die Vereinfachung

$$\sin \vartheta \approx \vartheta \quad (5)$$

zulässig wird. Damit wird erreicht, wie man durch Einsetzen von Gl. (5) in Gl. (2) erkennen kann, daß die Elektronendichte als Größe

$$z = \frac{s}{\lambda} \frac{\pi e^2}{\omega^2 m_e \epsilon_0} n_e \quad (6)$$

in linearem Maßstab auf dem Oszillographenschirm abgelesen werden kann. Dadurch wird die Auswertung der Oszillogramme besonders einfach.

<sup>14</sup> A. V. PHELPS u. I. L. PACK, Phys. Rev. Letters **3**, 340 [1959].



### Fehlermöglichkeiten

Wegen der Vereinfachungen in Gl. (1) und Gl. (5) erhält man nach Gl. (6) aus  $z$  etwas zu kleine Werte für  $n_e$ . Die Abweichungen sind jedoch gering und liegen z. B. bei einer Weglänge  $s = 20$  cm und einer oberen Elektronendichte von  $n_e = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  noch unter 5%. Der Fehler infolge Ungenauigkeit von  $s/\omega^2$  (Weglänge dividiert durch das Quadrat der Mikrowellenkreisfrequenz) lag bei dem beschriebenen Versuchsaufbau unter  $\pm 0,5\%$ .

Störende Mehrfachreflexionen innerhalb des zylindrischen Entladungsgefäßes können durch  $\lambda/2$ -Platten an den Stirnseiten weitgehend unterdrückt werden.

Die bisherigen Betrachtungen zur Ermittlung der Elektronendichte galten für die Wechselwirkung einer ebenen Welle mit einem homogenen Plasma. Das Profil des Plasmas hängt sehr von den jeweiligen Entladungsbedingungen ab und soll erst im nächsten Abschnitt berücksichtigt werden.

Abweichungen von einer ebenen Welle können sich einmal dadurch ergeben, daß das Entladungsgefäß als dielektrisches Hohlrohr aufzufassen ist. Die eingestrahlte linear polarisierte Welle wird im wesentlichen als  $EH_{11}$ -Welle ( $TEM_{11}$ ) geführt<sup>15</sup>. Bei den verwendeten Gefäßabmessungen ( $\Phi = 5 \lambda$  bis  $8 \lambda$ ) hat sie im Innern des Rohres praktisch die Gestalt einer ebenen Welle<sup>16</sup>. Zur Kontrolle durchgeführte Sondenmessungen ergaben keine feststellbaren Abweichungen von  $\lambda$  von der Vakuumwellenlänge. Ebenso konnte nachgewiesen werden, daß keine höhere als die  $EH_{11}$ -Welle im dielektrischen Hohlrohr auftritt.

Andere Abweichungen von einer ebenen Wellenform ergeben sich durch Beugungserscheinungen, unkontrollierbare Reflexionen und die Mitführung der Mikrowellen entlang den Wänden außerhalb des Entladungsgefäßes und haben Unsicherheiten bei der Ermittlung der Größe  $2AB$  zur Folge. Variationen der freien Übertragungsstrecke und der Gefäßabmessungen erlaubten eine experimentelle Abschätzung dieser Unsicherheiten. Sie betragen hier  $\pm 10\%$ .

### Ermittlung der Elektronendichteverteilung

Die Berücksichtigung von Plasmainhomogenitäten bereitet im allgemeinen auch bei einem Brückenver-

fahren wegen der nichtlinearen Abhängigkeit der Mikrowellenphasengeschwindigkeit von der Elektronendichte erhebliche Schwierigkeiten. Von WHARTON und SLAGER<sup>17</sup> wurde ein Verfahren zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte und des Elektronendichteprofiles für eine Anzahl einfacher Elektronendichteverteilungen angegeben. Wegen des linearen Zusammenhanges in Gl. (6) wird im vorliegenden Fall ein Elektronendichteprofil durch einfache Mittelbildung gemäß der Beziehung

$$z \sim \bar{n}_e = \frac{1}{V'} \int_{V'} n_e dv \quad \text{berücksichtigt.}$$

Hierin ist  $\bar{n}_e$  die mittlere Elektronendichte und  $V'$  das bei der Elektronendichtemessung erfaßte Volumen im Inneren des Entladungsgefäßes.

Wählt man ein hinreichend großes Entladungsgefäß und ein entsprechend kleines Empfangshorn, so kann das Volumen  $V'$ , über das die Elektronendichte gemittelt wird, klein gegenüber dem Gesamtvolumen gehalten werden. Durch die Verschiebung des Entladungsgefäßes oder des Empfangshornes ist dann die schrittweise Ausmessung des Elektronendichteprofiles möglich. Die benutzten Entladungsgefäße haben jedoch, wie im vorliegenden Fall, häufig nur Durchmesser von einigen Mikrowellenlängen und es wird fraglich, über welches Volumen  $V'$  die Elektronendichte gemittelt wird.

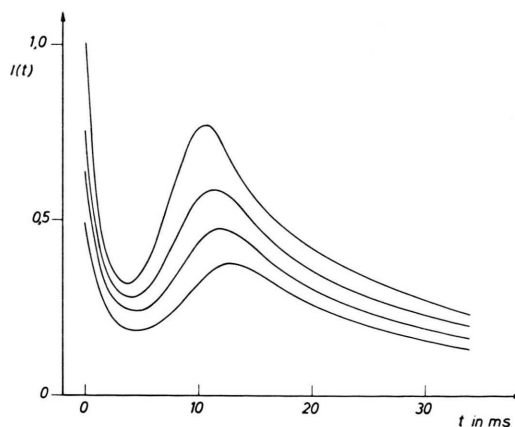


Abb. 6. Zeitlicher Verlauf der Intensität  $I(t)$  der 1. neg. Gr. des  $N_2^+$ . Parameter: Anregungsstärke.  $I(t)$  = Intensität, bezogen auf die Intensität  $I(t=0)$  bei stärkster Anregung und größter Anfangselektronenkonzentration  $n_e(t=0)$ . Druck: 2,5 Torr.

<sup>15</sup> H. G. UNGER, AEÜ 8, 241 [1954].

<sup>16</sup> Herrn Dr. W. SCHLOSSER sei für wertvolle Hinweise zu diesem Problem gedankt.

<sup>17</sup> C. B. WHARTON u. D. M. SLAGER, J. Appl. Phys. 31, 428 [1960].

Ein geometrisch-optischer Einfluß von Ladungsträgerdichte-Inhomogenitäten auf die Lage und Größe des erfaßten Plasmavolumens sollte sich besonders auf die Amplitude  $A$  der durch das Plasma laufenden Welle auswirken. Eine Veränderung der Amplitude ließ sich jedoch erwartungsgemäß nicht nachweisen, denn auch bei den größten hier vorkommenden Elektronendichten ist der Brechungsindex nahezu eins. Bei  $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  z. B. ist  $n = 1 - 0,00075$ .

Um einen Anhaltspunkt über das Elektronendichteprofil in dem hier benutzten Entladungsgefäß zu erhalten, wurden zunächst optische Beobachtungen herangezogen. Häufig gibt das Leuchtdichteprofil einen ersten Anhaltspunkt über die Elektronendichteverteilung<sup>18, 19</sup>. In Abb. 6 ist der Verlauf der Intensität der 1. neg. Gr. des  $\text{N}_2^+$  ( $\text{B } ^2\Sigma_u^+ - \text{X } ^2\Sigma_g^+$ ) und zum Vergleich in Abb. 7 der Verlauf der Elektronendichte im Nachleuchten einer Entladung in

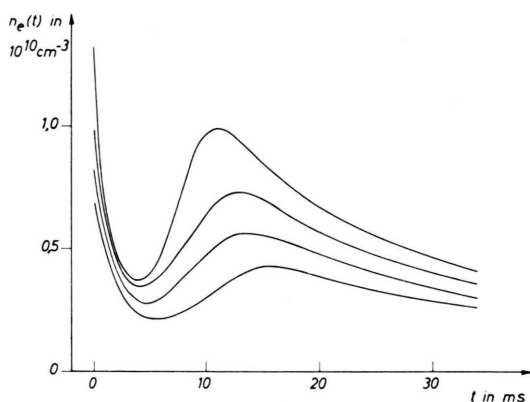


Abb. 7. Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte  $n_e(t)$  im abklingenden  $\text{N}_2$ -Plasma. Parameter: Anfangsdichte, Druck: 2,5 Torr.

reinem Stickstoff dargestellt. In beiden Fällen wurde die Stärke der anregenden Entladung variiert. Das Verhalten beider Kurvenscharen entspricht einander völlig. Damit ist ersichtlich, daß unter den hier vorliegenden besonderen Verhältnissen der Entladung und des Nachleuchtens, bei denen ein Anstieg der Elektronendichte im Nachleuchten zu beobachten ist, die Emission der 1. neg. Gr. in guter Näherung dem Verlauf der Elektronendichte entspricht. Es ist daher sinnvoll, durch optische Beobachtungen die Elektronendichteverteilung innerhalb des Entladungs-

gefäßes zu ermitteln und mit den Mikrowellenmessungen zu vergleichen.

Mit der in den Abb. 4 und 5 gezeigten optischen Anordnung wurde zunächst von der Mantelseite her beobachtet unter Veränderung der Achsenkoordinate  $z$ . Die erhaltenen Intensitäts-Zeitkurven sind in Abb. 8 dargestellt: Der zeitliche Verlauf des Nachleuchtens hängt sehr vom Ort innerhalb des Entladungsgefäßes ab. In der Rohrmitte ist die In-

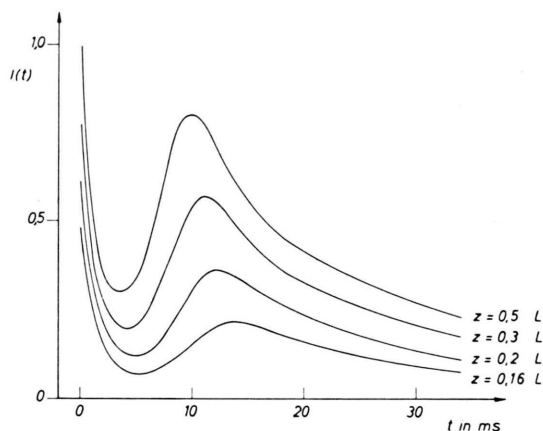


Abb. 8. Zeitlicher Verlauf der Intensität  $I(t)$  der 1. neg. Gr. des  $\text{N}_2^+$  bei Beobachtung von der Mantelseite her, senkrecht zur Längsachse des zylindrischen Entladungsgefäßes (siehe Abb. 5, Aufstellung a). Parameter: Achsenkoordinate  $z$ .  $I(t)$  = Intensität, bezogen auf die Intensität  $I(t=0, z=L/2)$ ,  $L$  = Länge des Entladungsgefäßes, Druck: 2,5 Torr.

tensität und damit auch die Elektronendichte am größten und das Maximum tritt zuerst auf. Mit wachsender Entfernung von der Rohrmitte nimmt die Höhe der Maxima ab und die Zeit  $t_{\text{max}}$  zu, bei der das Maximum beobachtet wird. Das bedeutet, daß das Elektronendichteprofil sehr stark zeitabhängig ist.

Eine rechnerische Berücksichtigung der sich mit der Zeit ändernden Elektronendichteprofile ist deshalb nicht möglich, weil über die Prozesse, die zur Nachbildung von Elektronen im Nachleuchten führen, noch zu wenig bekannt ist.

Mit der gleichen optischen Anordnung wurde die radiale rotationssymmetrische Leuchtdichteverteilung  $I(r)/I(r=0, t=0)$  ermittelt. In Abb. 9 wurden neben der Anfangsverteilung in der Entladung nur die relativen Verteilungen der Extrema  $I(r, t_{\text{max}})/I(r=0, t=0)$  und  $I(r, t_{\text{min}})/I(r=0, t=0)$  dargestellt. Dabei wurden die Intensitätswerte der

<sup>18</sup> C. L. CHEN, C. C. LEIBY u. L. GOLDSTEIN, Phys. Rev. **121**, 1391 [1961].

<sup>19</sup> K. B. PERSSON u. S. C. BROWN, Phys. Rev. **100**, 729 [1955].

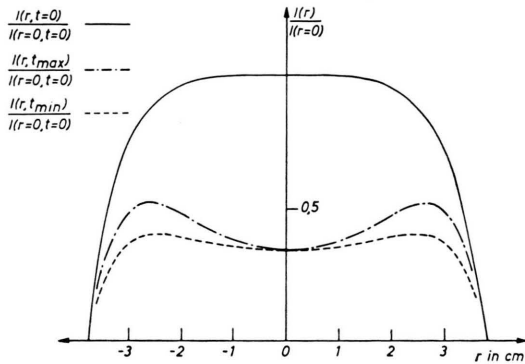


Abb. 9. Radiale, rotationssymmetrische Verteilungen der Anfangsintensität und der Intensitätsextrema der 1. neg. Gr. des  $\text{Na}^+$ . Die Beobachtung erfolgte von der Stirnseite her, parallel zur Längsachse des Entladungsgefäßes (siehe Abb. 5, Aufstellung b). Druck: 8 Torr.

Extrema benutzt, ohne zu berücksichtigen, daß zeitliche Unterschiede im Auftreten der Extrema vorhanden sind, worauf in Abb. 8 hingewiesen wurde. Ausgehend von einer in der Entladung zunächst homogenen Verteilung, ist der Anstieg der Intensität und damit auch der Anstieg der Elektronendichte in einer ringförmigen Zone in der Nähe der Gefäßwand am stärksten. In der Nähe der Gefäßachse zeigen die Abklingkurven nur einen Terrassenpunkt.

Die in der Entladung zunächst sehr homogene Verteilung zeigt, daß zur Erzielung einer solchen Verteilung eine elektrodenlose HF-Anregung gut geeignet ist. Die größten Feldstärken und Ionisierungsraten sind in Wandnähe zu erwarten und gleichen die infolge der Diffusion in Wandnähe besonders starken Ladungsträgerverluste aus. Der in der ring-

förmigen Zone nahe der Gefäßwand besonders starke Anstieg der Elektronendichte im Nachleuchten könnte durch die in Wandnähe besonders starke Wirksamkeit der HF-Anregung verursacht sein.

In Analogie zu den optischen Messungen wurde die radiale Elektronendichteverteilung mit Mikrowellen ermittelt. Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 10 dargestellt. Es wurde wiederum nur die relative radiale Verteilung der Elektronendichteextrema

$$n_e(r, t_{\max})/n_e(r=0, t=0)$$

und

$$n_e(r, t_{\min})/n_e(r=0, t=0)$$

analog den optischen Messungen in Abb. 9 aufgetragen. Zeitliche Unterschiede im Auftreten der Extrema wurden wiederum nicht berücksichtigt. Ein Vergleich der optischen Messungen in Abb. 9 mit den Mikrowellenmessungen in Abb. 10 zeigt eine überraschend gute Übereinstimmung.

Die Brückenordnung hat also ein „räumliches Auflösungsvermögen“. Trotz der relativ kleinen Entladungsgefäße können Einzelheiten des Elektronendichteprofiles wiedergegeben werden. Das ist nur möglich, wenn durch die Mikrowellenanordnung nur ein Teil des gesamten Plasmavolumens erfaßt wird.

### Zusammenfassung

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß sich eine Mikrowellenbrücke mit einer offenen Übertragungsstrecke mit Vorteil auch zur Messung der Elektronendichte in schwach ionisierten Plasmen verwenden läßt. Durch die Wahl einer hinreichend hohen Mikrowellenfrequenz wurde ein linearer Zusammenhang zwischen mittlerer Elektronendichte und resultierender Phasenverschiebung der Mikrowelle in dem hier interessierenden Elektronendichtebereich von  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Aus dem gleichen Grund brauchten geometrisch-optische Effekte im Strahlengang der freien Übertragungsstrecke nicht berücksichtigt zu werden. Geeignete Abmessungen der verwendeten Entladungsgefäße erlaubten es weiterhin, die mittlere Elektronendichte im linearen Maßstab direkt am Oszillographenschirm abzulesen.

Eine experimentelle Abschätzung der Fehler, hervorgerufen durch Beugung, unkontrollierbare Reflexionen und Mitführung der Mikrowellen längs der Entladungsgefäße ergab eine Unsicherheit von  $\pm 10\%$ .

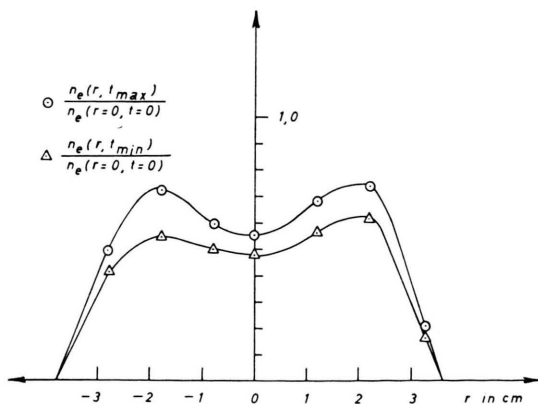


Abb. 10. Radiale, rotationssymmetrische Verteilung der Elektronendichteextrema. Die Ausbreitung der Mikrowellen erfolgte parallel zur Längsachse des zylindrischen Entladungsgefäßes. Druck: 8 Torr.

Auf Grund des hier gefundenen, näherungsweise proportionalen Zusammenhanges zwischen optischer Emission und Elektronendichte konnten optisch durchgeführte Bestimmungen des Elektronendichteprofiles mit Mikrowellenmessungen verglichen werden. Dabei zeigte sich, daß die Mikrowellenbrücke ein räumliches „Auflösungsvermögen“ besitzt. Es wurden sehr stark zeitabhängige, komplizierte Elektronendichteprofile im Nachleuchten gefunden. Da für eine Berechnung dieser Profile noch keine theore-

tische Grundlage besteht, hat sich die Wahl einer Anordnung mit einer offenen Übertragungsstrecke gegenüber einem Hohlraumverfahren als besonders vorteilhaft erwiesen.

Unseren verehrten Lehrern, Herrn Professor Dr. G. CARIO und Herrn Professor Dr. U. STILLE, danken wir für die fördernde Unterstützung und Diskussion bei der Durchführung dieser Arbeit. Der Research Corporation, New York, und der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, sei für die Bereitstellung von Apparaten besonders gedankt.

## Untersuchungen am inversen Pinch

H. GRÖNIG

Institut für Mechanik der Technischen Hochschule Aachen

(Z. Naturforschg. **20 a**, 606–610 [1965]; eingegangen am 21. Dezember 1964)

Es wird experimentell gezeigt, daß sich der inverse Pinch wegen seiner Symmetrieeigenschaften sehr gut dazu eignet, zylindrische Stoßwellen zu erzeugen, deren Leuchtfrenten wohldefiniert und reproduzierbar sind. Zur Messung der Leuchtfrent dienen eine KERR-Zellenkamera und ein Lichtleistersystem, während zur Untersuchung der Stoßfront selbst eine piezoelektrische Drucksonde verwendet wird. Die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß Leuchtfrent und Stoßwelle übereinstimmen und daß die Ausbreitung der Stoßwelle gut mit Hilfe des Schneepflugmodells beschrieben werden kann.

Zur Untersuchung von Gaseigenschaften bei hohen Temperaturen ist seit etlichen Jahren das konventionelle, gasgetriebene Stoßwellenrohr verwendet worden<sup>1</sup>. Diese Anordnung zeichnet sich durch die Konstanz der Zustandsgrößen aus, die hinter der Stoßwelle außerhalb der Grenzschicht existieren und die mit geeigneten Meßmethoden in Zeiten bis zu einigen hundert Mikrosekunden untersucht werden können. So wurden in gasgetriebenen Stoßwellenrohren u. a. Oszillatorenstärken<sup>2</sup>, Relaxationszeiten für die Einstellung des Gleichgewichtes von Schwingungsfreiheitsgraden<sup>3</sup> und Ionisationsgeschwindigkeiten<sup>4</sup> experimentell bestimmt.

Während in diesen konventionellen Stoßwellenrohren, selbst bei chemischer oder elektrischer Aufheizung des Hochdruckgases, die Temperatur des von der Stoßwelle erfaßten Gases maximal etwa 15 000 °K beträgt, sind für experimentelle Unter-

suchungen von Gasen bei noch höheren Temperaturen elektrisch bzw. elektromagnetisch betriebene Stoßwellenrohre entwickelt worden, wie z. B. das T-Rohr<sup>5</sup> oder das konische elektromagnetische Stoßrohr<sup>6</sup>.

Die Stoßwellen- und Leuchtfrentausbreitung ist in diesen z. T. auch modifizierten Rohrtypen intensiv studiert worden, wobei sich zeigte, daß die Stoßwelle selbst einer sehr großen Verzögerung unterliegt und außerdem aber auch die Leuchtfrent eine stark zerklüftete Struktur aufweist<sup>7</sup>. Deutet man die Leuchtfrent als Kontaktfläche<sup>7</sup>, dann kann kaum mit einer Konstanz der Gaseigenschaften zwischen der Stoßwelle und der leuchtenden Kontaktfläche gerechnet werden.

Demgegenüber kann man bei der zuerst von ANDERSON<sup>8</sup> vorgeschlagenen Entladungsgeometrie des inversen Pinches viel eher mit konstanten Zu-

<sup>1</sup> H. J. PAIN u. E. W. E. ROGERS, Shock Waves in Gases, Rep. Prog. Phys. Vol. 25, 1962.

<sup>2</sup> S. S. PENNER, The Determination of Absolute Intensities and f-Numbers from Shock Tube Studies, Techn. Rep. 5, California Institute of Technology, JPL (1957).

<sup>3</sup> W. C. GRIFFITH, D. BRICKL u. V. BLACKMAN, Phys. Rev. **102**, 1209 [1957].

<sup>4</sup> K. E. HARWELL u. R. G. JAHN, Phys. Fluids **7**, 214 [1964].

<sup>5</sup> A. C. KOLB, Magnetically Driven Shock Waves, in R. K. M. LANDSHOFF (Ed.) Magnetohydrodynamics, p. 76, Stanford Univ. Press 1957.

<sup>6</sup> V. JOSEPHSON, J. Appl. Phys. **29**, 30 [1958].

<sup>7</sup> P. JEANMAIRE, H. KLINGENBERG u. H. REICHENBACH, Z. Naturforschg. **18 a**, 318 [1963].

<sup>8</sup> O. A. ANDERSON, H. P. FURTH, J. M. STONE u. R. E. WRIGHT, Phys. Fluids **1**, 489 [1958].