

The observed high energetic flux of ions eventually offers the possibility of creating a plasma with a high ion-temperature, if one would be able to confine all fast particles within a diameter which is smaller than the diameter of the vacuum tube. Due to the low strength of the confining magnetic field this is not the case in our actual experimental device.

In a note recently published by ALEXEFF and NEIDIGH²⁰ it is shown that the mode II-arc offers the possibility to create a completely ionized steady-state plasma.

²⁰ I. ALEXEFF and R. V. NEIDIGH, Phys. Rev. Letters **13**, 179 [1964].

Rekombination und Diffusion in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur eines zerfallenden Neonplasmas

WALTHER HESS

Institut für Gasentladungen und Photoelektronik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforsch. **20 a**, 451–457 [1965]; eingegangen am 17. Dezember 1964)

The object of this paper is an experimental investigation of the electron temperature dependence of the ambipolar diffusion coefficient as well as the electron-ion recombination coefficients in the afterglow of plasmas produced in neon. By means of a microwave-cavity technique the electron density was measured as a function of time during the afterglow period of a d. c. discharge while at the same time the electron energy was increased by the power level of a microwave signal. It is found that the ambipolar diffusion coefficient D_a increases with increasing electron temperature T_e following the well-known relation:

$$D_a \propto (1 + T_e/T_g),$$

while the recombination coefficient α decreases with increasing electron temperature. The dependence of α on electron temperature is found to be: $\alpha \propto T_e^{-0.4}$ from 900 °K to 2400 °K, while a weaker dependence in the range of $\alpha \propto T_e^{-0.25}$ was measured in the lower temperature region from 300 °K to 600 °K. At 300 °K the recombination coefficient in neon is found to be $\alpha = 2.0 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$. All measurements were done at electron densities of $\sim 10^9/\text{cc}$ and gas pressures of 1 mm Hg (diffusion) and 20 mm Hg (recombination).

Die Rekombination und die ambipolare Diffusion von Ladungsträgern wurden in letzter Zeit vorwiegend experimentell unter Anwendung verschiedener Meßmethoden untersucht^{1–3}. Die Bestimmung der Rekombinations- und Diffusionskoeffizienten erfolgte dabei in zerfallenden Niederdruckplasmen, sogenannten „Afterglowplasmen“, bei denen die Elektronen, die Ionen und die Neutralteilchen gleiche thermische Energie (0,04 eV) besitzen. Erhöht man in einem solchen isothermen Plasma die Elektronentemperatur, so ist eine Änderung der entsprechenden Träger-Verlustmechanismen zu erwarten.

Als erste haben BIONDI und BROWN⁴ die Abhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten α von der Elektronentemperatur T_e in einem isothermen Plasma gemessen. Sie fanden für ein Wasserstoffplasma im Temperaturbereich von 303 bis 413 °K das empirische Gesetz: $\alpha \sim T_e^{-0.8}$, während sie in einem Neonplasma zwischen 77 und 410 °K keine Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten feststellen konnten. GOLDSTEIN, ANDERSON und CLARK⁵ beobachteten bei Erhöhung der Elektronentemperatur eines Heliumplasmas ein Abnehmen der Lichtemission und bezeichneten die Erscheinung als „Afterglow quenching“. Unter der Annahme, daß die Lichtintensität als Folge der bei der Rekombination entstehenden angeregten Atomzustände aus dem Plasma abgestrahlt wird, läßt sich aus diesen optischen Messungen der Rekombinationskoeffizient als Funktion der Elektronentemperatur bestimmen. CHEN, LEIBY und GOLDSTEIN⁶ fanden so für ein Heliumplasma zwischen 300 und 1200 °K die Abhängigkeit $\alpha \sim T_e^{-3/2}$, während FARHAT⁷ auf die gleiche Weise in einem Neonplasma $\alpha \sim T_e^{-0.9}$ gemessen hat.

rische Gesetz: $\alpha \sim T_e^{-0.8}$, während sie in einem Neonplasma zwischen 77 und 410 °K keine Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten feststellen konnten. GOLDSTEIN, ANDERSON und CLARK⁵ beobachteten bei Erhöhung der Elektronentemperatur eines Heliumplasmas ein Abnehmen der Lichtemission und bezeichneten die Erscheinung als „Afterglow quenching“. Unter der Annahme, daß die Lichtintensität als Folge der bei der Rekombination entstehenden angeregten Atomzustände aus dem Plasma abgestrahlt wird, läßt sich aus diesen optischen Messungen der Rekombinationskoeffizient als Funktion der Elektronentemperatur bestimmen. CHEN, LEIBY und GOLDSTEIN⁶ fanden so für ein Heliumplasma zwischen 300 und 1200 °K die Abhängigkeit $\alpha \sim T_e^{-3/2}$, während FARHAT⁷ auf die gleiche Weise in einem Neonplasma $\alpha \sim T_e^{-0.9}$ gemessen hat.

¹ H. J. OSKAM u. V. R. MITTELSTADT, Phys. Rev. **132**, 1435 [1963].

² M. A. BIONDI, Phys. Rev. **129**, 1181 [1963].

³ R. HACKAM u. J. J. LENNON, Proc. Phys. Soc., London **84**, 133 [1964].

⁴ M. A. BIONDI u. S. C. BROWN, Phys. Rev. **76**, 1697 [1949].

⁵ L. GOLDSTEIN, J. M. ANDERSON u. G. L. CLARK, Phys. Rev. **90**, 486 [1953].

⁶ C. L. CHEN, C. C. LEIBY u. L. GOLDSTEIN, Phys. Rev. **121**, 1391 [1961].

⁷ N. E. FARHAT, Proc. IEEE, **51**, 1063 [1963].



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

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

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

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

In Anbetracht der wenigen, vorwiegend mit optischen Meßmethoden gewonnenen experimentellen Ergebnisse, hielten wir es für nötig, die Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten über einen weiten Temperaturbereich mit Hilfe eines Mikrowellenmeßverfahrens zu untersuchen. Dazu wurde die mittlere Elektronendichte eines zerfallenden Neonplasmas als Funktion der Abklingzeit durch Messung der Frequenzverstimmung eines Hohlraumresonators bestimmt, wobei gleichzeitig die Elektronentemperatur des Plasmas durch das in den Resonator eingestrahlte Mikrowellensignal variiert werden konnte.

Die Meßmethode wurde zunächst für den Fall ambipolarer Diffusion erprobt, weil hier im Gegensatz zur Rekombination die Temperaturabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten $D_a \sim (1 + T_e/T_g)$ (T_g = Neutralgastemperatur) bekannt ist. Daran anschließend haben wir in einem Neonplasma bei einem Neutralgasdruck von $p = 20$ Torr und einer mittleren Elektronendichte zwischen $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ und 10^{10} cm^{-3} die Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten im Temperaturbereich zwischen 300 und 2400 °K gemessen. Über die ersten qualitativen Ergebnisse unserer Arbeit wurde vor kurzem berichtet⁸.

I. Meßverfahren

Die Verstimmung eines Mikrowellenresonators durch ein zerfallendes Plasma wurde schon von verschiedenen Autoren^{9, 10} zur Messung der mittleren Elektronendichte als Funktion der Zeit benützt. Wir beschränken uns deshalb auf eine kurze Beschreibung der Meßanordnung, die in vereinfachter Form in Abb. 1 gezeigt ist. Das Entladungsgefäß, in dem ein Neonplasma bei einem Neutralgasdruck von $p = 1$ Torr (Diffusion) bzw. $p = 20$ Torr (Rekombination) erzeugt wird, besteht aus einem Quarzrohr mit 36 mm Innendurchmesser, an das

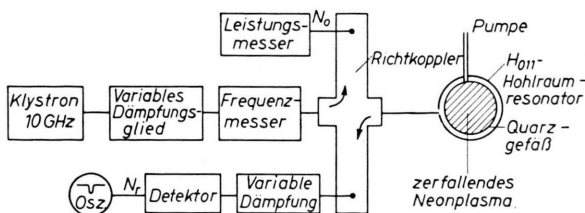


Abb. 1. Vereinfachtes Blockschaltbild der Mikrowellenanordnung.

zwei dünne Stützen zur Aufnahme der Elektroden angeschmolzen sind. Vor der Füllung mit spektralreinem Neon wurde das Gefäß ausgeheizt und auf 10^{-7} Torr evakuiert. Die Entladung wird durch einen periodischen Rechteckimpuls (Impulshöhe 1,5 kV, Entladungsstrom 15 mA während der Impulsdauer von 5 msec, Impulsabstand 20 msec) gezündet. Um den Abfall der Elektronendichte zwischen zwei Impulsen zu messen, wird das Gefäß in einen H_{011} -Hohlraumresonator (Resonanzfrequenz $f_0 = 9,450 \text{ GHz}$) mit einem Durchmesser von 42 mm und einer Länge von 33 mm eingebracht, der mit Hilfe eines Klystrons angeregt werden kann. Über einen Richtkoppler läßt sich die in den Resonator eingestrahlte, zeitlich konstante Mikrowellenleistung N_0 sowie die von ihm reflektierte Leistung N_r messen. Befindet sich der Resonator außerhalb der Resonanz, so ist $N_r = N_0$. Wird die Resonanzfrequenz jedoch vermöge der zeitlich abfallenden Elektronendichte gleich der Anregungsfrequenz, so absorbiert der Resonator eine Mikrowellenleistung $N_a = (1 - \rho^2) N_0$ (ρ = Reflexionsfaktor), und die reflektierte Leistung wird ein Minimum. Durch die Messung der Zeiten, bei denen dieses Minimum bei verschiedenen Anregungsfrequenzen auftritt, kann dann die Elektronendichte während des Plasmazerfalls bestimmt werden, indem man die Verschiebung der Resonanzfrequenz Δf durch das Plasma proportional der Elektronendichte n_e annimmt^{10, 11}. Bei den üblichen Dichtemessungen achtet man darauf, eine möglichst geringe Leistung N_0 in den Resonator einzustrahlen, um die Elektronentemperatur des isothermen Plasmas ($T_e = T_g = 300 \text{ °K}$) während der Entionisierung nicht zu erhöhen¹⁰. Im Gegensatz dazu haben wir bei unseren Untersuchungen diesen Effekt dazu benützt, um die Elektronentemperatur während des Durchlaufens der Resonanz durch die Mikrowellenleistung N_0 um definierte Beträge zu erhöhen. Man kann mit Hilfe der Energiegleichung für die Elektronen zeigen, daß der Zusammenhang zwischen dem räumlichen Mittelwert der Elektronentemperatur T_e und der von einem Resonator der Güte Q und des Volumens V absorbierten Mikrowellenleistung $(1 - \rho^2) N_0$ folgendermaßen lautet:

$$T_e - T_g = \frac{e^2}{3 m k \delta \omega_0^2} \cdot \frac{2 Q (1 - \rho^2) N_0}{\epsilon_0 V \omega_0} \quad (1)$$

Es bedeuten: e die Ladung und m die Masse des Elektrons, k die Boltzmann-Konstante, T_g die Neutralgastemperatur ($T_g = 300 \text{ °K}$), $\delta = 2 m/M$ der Bruchteil des Energieverlustes eines Elektrons beim elastischen Stoß mit einem Atom der Masse M , ω_0 die Resonanzkreisfrequenz und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums.

Die Gl. (1) gilt für den Fall kleiner Elektronenstoßfrequenz ν , d. h. also für $\nu \ll \omega_0$, ferner bleiben Relaxationsprozesse sowie Temperaturgradienten im Plasma unberücksichtigt. Die Resonatorgüte des mit Plasma gefüllten Resonators wurde zu $Q = 1050$, der

⁸ W. HESS, Phys. Letters **12**, 211 [1964].

⁹ M. A. BIONDI, Rev. Sci. Instr. **22**, 500 [1951].

¹⁰ H. J. OSKAM, Philips Res. Rep. **13**, 401 [1958].

¹¹ S. J. BUCHSBAUM, L. MOWER u. S. C. BROWN, Phys. Fluids **3**, 806 [1960].

Reflexionsfaktor in Resonanz zu $\rho=0,3$ gemessen. Die Güte wird bei unseren Versuchen durch Stöße nur unwesentlich verringert und kann deshalb bei fast allen Messungen als konstant betrachtet werden. Ebenso zeigt eine Abschätzung der Relaxationszeit zwischen Elektronentemperatur und elektrischer Feldstärke mit Hilfe der von CHEN¹² gemessenen Stoßfrequenzen in Neon, daß dieser Effekt bei den hier durchgeführten Versuchen nicht berücksichtigt zu werden braucht.

II. Rekombination und Diffusion bei variabler Elektronentemperatur

In einem elektrisch neutralen Edelgasplasma ohne Elektronenquellen, in dem sich nur eine Ionensorte befindet, wird die Entionisierung durch ambipolare Diffusion und Volumrekombination bestimmt, und die zeitliche Änderung der Elektronendichte $n_e(t)$ läßt sich durch folgende Differentialgleichung beschreiben:

$$\partial n_e / \partial t = D_a \nabla^2 n_e - \alpha n_e^2. \quad (2)$$

Diese allgemeine Gleichung wurde von GRAY und KERR¹³ für eine zylindersymmetrische Plasmasäule mit konstantem Diffusions- und Rekombinationskoeffizienten numerisch gelöst. Wir beschränken uns jedoch auf zwei einfache Sonderfälle, nämlich:

- Entionisierung ausschließlich durch Diffusion, was für niedrigen Neutralgasdruck zutrifft und
- Entionisierung allein durch Rekombination, wie es bekanntlich bei höherem Gasdruck der Fall ist.

Zur späteren Auswertung unserer Meßergebnisse ist es allerdings notwendig, in Gl. (2) zeitlich veränderliche Koeffizienten $D_a(t)$ und $\alpha(t)$ zu betrachten.

a) Entionisierung durch Diffusion ($\alpha=0$)

Der ambipolare Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur ist in guter Näherung¹⁰ durch die Beziehung:

$$D_a = D_+ (1 + T_e/T_g) \quad (3)$$

gegeben, wobei D_+ der Diffusionskoeffizient des positiven Ions und die Gastemperatur T_g gleich der Ionentemperatur ist.

Da während der Entionisierung die vom Resonator absorbierte Leistung und damit die Elektronentemperatur eine Funktion der Zeit ist, ist auch der

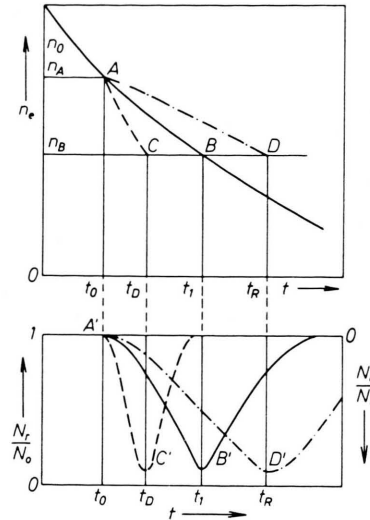


Abb. 2. Oben: Schematischer Verlauf der Elektronendichte n_e als Funktion der Zeit t während der Entionisierung eines Plasmas. Kurve AB: ungestörte Elektronentemperatur ($T_e = T_g$), N_0 klein; Kurve AC: erhöhte Elektronentemperatur ($T_e > T_g$) sowie ambipolare Diffusion als Trägerverlustmechanismus; Kurve AD: erhöhte Elektronentemperatur ($T_e > T_g$) sowie Rekombination als Trägerverlustmechanismus.

Unten: Dazugehöriger Verlauf der vom Resonator reflektierten Mikrowellenleistung N_r bzw. der absorbierten Leistung N_a als Funktion der Zeit t bei einer Frequenzverstimmung Δf , die der Elektronendichte n_B entspricht.

ambipolare Diffusionskoeffizient zeitabhängig. Mit den Bezeichnungen von Abb. 2 ist die Elektronentemperatur außerhalb der Resonanz ($0 < t < t_0$) gleich der Gastemperatur. Wird dagegen im Bereich $t_0 < t < t_D$ vom Resonator eine Mikrowellenleistung absorbiert (Kurve A'C'), so steigt die Elektronentemperatur nach Gl. (1) an, bis sie ein Maximum erreicht, dessen Höhe vom Betrag der eingestrahlenen Leistung N_0 und vom Reflexionsfaktor des Resonators abhängt. Dieses Maximum wird zur Zeit t_D erreicht, wenn die Elektronendichte auf den Wert n_B abgefallen ist. Da mit steigendem ambipolarem Diffusionskoeffizienten nach Gl. (2) die Elektronendichte im Plasma schneller abnimmt, wird die Dichte n_B , bei der Resonanz eintritt, um so schneller erreicht, je höher die Elektronentemperatur des Plasmas ist. Um den Elektronendichteverlauf unter diesen Voraussetzungen aus Gl. (2) berechnen zu können, nehmen wir für die Elektronentemperatur im Zeitbereich $t_0 < t < t_D$ folgenden linearen Anstieg bis

¹² C. L. CHEN, Phys. Rev. 135, A 627 [1964].

¹³ E. P. GRAY u. D. E. KERR, Proc. IV. Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala 1959, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1960.

zum Maximalwert $T_{e \max}$ an:

$$T_e = T_g + \frac{T_{e \max} - T_g}{t_D - t_0} \cdot (t - t_0). \quad (4)$$

Die Oszillogramme in Abb. 4 und Abb. 7 zeigen, daß dieser Ansatz berechtigt ist, denn aus Gl. (1) folgt, daß die Elektronentemperatur T_e proportional der absorbierten Mikrowellenleistung ist.

Der Elektronendichteverlauf läßt sich nun aus Gl. (2) berechnen, wenn man $\alpha = 0$ setzt sowie den zeitabhängigen Diffusionskoeffizienten $D_a(t)$ mit Hilfe der Substitution

$$t' = \int_{t_0}^t D_a(t'') dt''$$

eliminiert. Mit den Beziehungen von Abb. 2 und der Annahme, daß zur Zeit $t = t_0$ die radiale Dichteverteilung durch die erste Eigenfunktion ψ_1 gegeben ist, folgt damit für den uns interessierenden Elektronendichteverlauf aus den Gl. (2) bis (4):

$$n_e(t) = n_A \exp \left[-\frac{2D_+}{\lambda^2} (t - t_0) - \frac{D_+}{2\lambda^2} \left(\frac{T_{e \max}}{T_g} - 1 \right) \frac{(t - t_0)^2}{t_D - t_0} \right]. \quad (5)$$

Dabei bedeutet λ^2 die charakteristische Diffusionslänge.

Variiert man die Mikrowellenleistung N_0 und ist die Dichte $n_e(t_D) = n_B$ sowie die Anfangsdichte n_A bekannt, so läßt sich durch Messung des Zeitintervalles $t_D - t_0$ die mittlere Elektronentemperatur T_e des Plasmas als Funktion der eingestrahnten Leistung N_0 bestimmen. Aus Gl. (5) folgt dann nämlich:

$$\frac{T_e}{T_g} = \frac{\lambda^2}{D_+ (t_D - t_0)} \ln \left(\frac{n_A}{n_B} \right) - 1, \quad (6)$$

wenn man für den zeitlichen Mittelwert der Elektronentemperatur $\bar{T}_e = \frac{1}{2} (T_{e \max} + T_g)$ setzt.

b) Entionisierung durch Rekombination ($D_a = 0$)

Für die Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten machen wir den Ansatz^{6,7}:

$$\alpha = \alpha_0 (T_e/T_g)^{-\gamma}, \quad (7)$$

wobei α_0 den Rekombinationskoeffizienten in einem isothermen Plasma bedeutet.

Wir werden später versuchen, (vgl. Abschnitt III b), die Brauchbarkeit dieses einfachen Potenzgesetzes experimentell nachzuprüfen und für die Potenz γ einen Zahlenwert zu ermitteln.

Die Erhöhung der Elektronentemperatur und die damit verbundene Änderung der Entionisierung erfolgt hier prinzipiell gleich, wie es für den Fall ambipolarer Diffusion beschrieben wurde. Der einzige Unterschied besteht darin, daß für $T_e > T_g$ bei positivem γ der Rekombinationskoeffizient $\alpha < \alpha_0$ wird und damit die Abnahme der Elektronendichte verzögert wird (vgl. Kurve AD in Abb. 2). Ersetzt man in Gl. (4) t_D durch t_R , so ergibt sich aus Gl. (2) bei vernachlässigbarer Diffusion ($D_a = 0$) unter Berücksichtigung von Gl. (7) der folgende Ausdruck für den Verlauf der Elektronendichte $n_e(t)$ im Zeitbereich $t_0 < t < t_R$:

$$\frac{1}{n_e(t)} - \frac{1}{n_A} = \frac{\alpha_0(t_R - t_0)}{(T_{e \max}/T_g - 1)(1 - \gamma)} \cdot \left\{ \left[1 + \left(\frac{T_{e \max}}{T_g} - 1 \right) \frac{t - t_0}{t_R - t_0} \right]^{1-\gamma} - 1 \right\}. \quad (8)$$

Setzt man in Gl. (8) $n_e(t_R) = n_B$ und mit den Bezeichnungen von Abb. 2:

$$1/n_B - 1/n_A = \alpha_0(t_1 - t_0),$$

so ergibt sich die Beziehung:

$$u = [(1 + v)^{1-\gamma} - 1] / [v(1 - \gamma)] \quad (9)$$

mit den Abkürzungen

$$u = (t_1 - t_0) / (t_R - t_0) \quad \text{und} \quad v = 2(\bar{T}_e/T_g - 1).$$

Die Gl. (9) zeigt, daß die uns interessierende Potenz γ aus einer Messung des Zeitintervalles $(t_R - t_0)$ in Abhängigkeit von der mittleren Elektronentemperatur T_e bestimmt werden kann.

III. Meßergebnisse

a) Entionisierung durch ambipolare Diffusion

In einem Neonplasma erfolgt die Entionisierung bei einem Neutralgasdruck von $p = 1$ Torr durch ambipolare Diffusion und die Elektronendichte nimmt exponentiell ab. Um dies zu zeigen, ist in Abb. 3 der gemessene Verlauf der Elektronendichte als Funktion der Zeit in einem halblogarithmischen Maßstab aufgetragen. Die Mikrowellenleistung N_0 war bei dieser Messung hinreichend klein ($N_0 = 0,2$ mW), so daß die Elektronentemperatur nicht gestört wurde. Aus der Zerfallszeitkonstanten, die sich aus Abb. 3 entnehmen läßt, ergibt sich ein ambipolarer Diffusionskoeffizient von $D_a = 150$ cm²/sec, der bei einem Druck von $p = 1$ Torr einer effektiven Beweglichkeit von $\mu_{\text{eff}} = 3,8$ cm²/Vsec entspricht. Diese Werte stim-

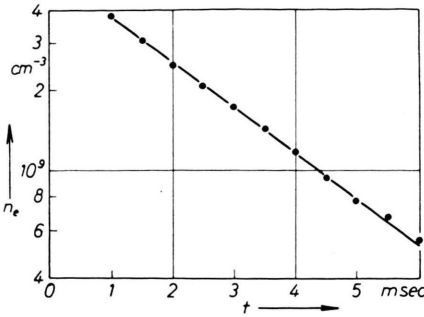


Abb. 3. Elektronendichte eines zerfallenen Neonplasmas als Funktion der Zeit (Neon: $p = 1$ Torr, $\lambda^2 = 0,38 \text{ cm}^2$, $N_0 = 0,2 \text{ mW}$, H_{011} -Resonator). Die eingezeichnete Gerade entspricht der Gleichung $n_e = n_0 \exp \{-D_a t / \lambda^2\}$.

men genau mit den von OSKAM und MITTELSTADT¹⁴ sowie BIONDI¹⁴ gemessenen überein. Aus den Messungen der Ionenbeweglichkeit, die unter anderem HORNBECK¹⁵ durchgeführt hat, ergibt sich der Diffusionskoeffizient der Neon-Atomionen bei $p = 1$ Torr zu $D_+ = 85 \text{ cm}^2/\text{sec}$. Setzt man diesen Wert in Gl. (3) ein, so erhält man den gemessenen ambipolaren Diffusionskoeffizienten von $D_a = 150 \text{ cm}^2/\text{sec}$, wenn man $T_e/T_g = 0,75$ setzt. Zwischen den Elektronen und den Neutralatomen besteht somit kein thermisches Gleichgewicht mehr, weil die Elektronen hoher Energie bei der Diffusion die Gefäßwand leichter erreichen können als die Elektronen niedriger Energie, die folglich im Plasma zurückbleiben. Diese Erscheinung, deren Auftreten vom thermischen Kontakt zwischen den Elektronen und den Atomen abhängt, hat BIONDI¹⁴ mit „Diffusion Cooling“ bezeichnet und u. a. auch in einem Neonplasma nachgewiesen.

Bei unseren weiteren Messungen wurde die ambipolare Diffusion in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur untersucht. Dazu haben wir den absoluten

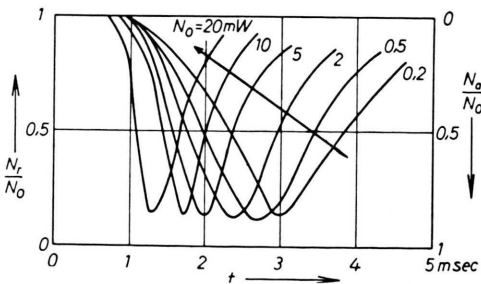


Abb. 4. Reflektierte Leistung N_r/N_0 bzw. absorbierte Leistung N_a/N_0 als Funktion der Zeit mit N_0 in mW als Parameter. Neon: $p = 1$ Torr, $t_1 = 3 \text{ msec}$.

Betrag der in den Resonator eingestrahlt Mikrowellenleistung N_0 erhöht und dabei für jeden Wert N_0 den zeitlichen Verlauf der vom Resonator absorbierten Leistung während des Durchlaufens der Resonanz gemessen. Die Resonanzkurven wurden in verschiedenen Punkten der in Abb. 3 gezeigten Zerfallskurve, und zwar bei $t_1 = 3 \text{ msec}$, $3,5 \text{ msec}$, 4 msec und 5 msec aufgenommen. Als Beispiel ist in Abb. 4 die Kurvenschar für den Zeitpunkt $t_1 = 3 \text{ msec}$ gezeigt. Man ersieht daraus, daß sich mit steigender Leistung N_0 das Maximum der absorbierten Leistung zu kleineren Zeiten t_D verschiebt, wie es nach den Überlegungen in Abschnitt II a der Fall sein muß. Wertet man die so gewonnenen Kurvenscharen für die vier Zeitpunkte nach Gl. (6) aus, so erhält man aus jeder Schar einen quantitativen Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Mittelwert der Elektronentemperatur \bar{T}_e und der Mikrowellenleistung N_0 , wie er in Abb. 5 gezeigt ist. Aus Abb. 5 erkennt man,

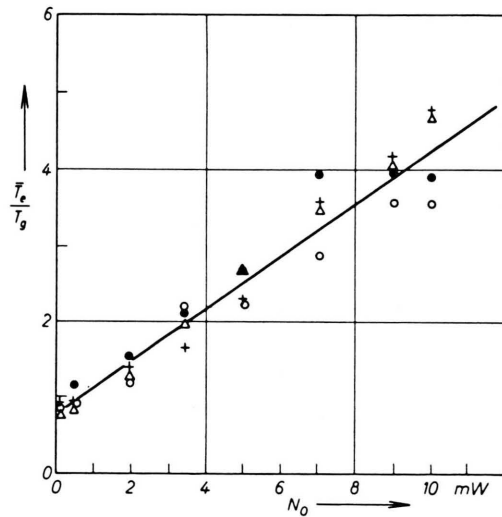


Abb. 5. Mittlere Elektronentemperatur \bar{T}_e/T_g als Funktion der in den Resonator eingestrahlt Mikrowellenleistung N_0 . Die eingetragenen Punkte ergeben sich aus der Auswertung der Resonanzkurven für vier verschiedene Zeitpunkte t_1 während der Entionisierung (t_1 : \bullet 3 msec, \triangle 3,5 msec, \circ 4 msec, $+$ 5 msec). Die eingezeichnete Gerade entspricht der Gleichung $T_e/T_g = 0,75 + 0,35 N_0/\text{mW}$.

daß die Elektronentemperatur \bar{T}_e linear mit der Mikrowellenleistung N_0 nach dem empirischen Gesetz

$$\bar{T}_e/T_g = 0,75 + 0,35 N_0/\text{mW}$$

ansteigt. Das so gefundene empirische Gesetz läßt sich mit der Beziehung (1) vergleichen. Setzt man

¹⁴ M. A. BIONDI, Phys. Rev. **93**, 1136 [1954].

¹⁵ J. HORNBECK, Phys. Rev. **84**, 615 [1951].

die entsprechenden Plasma- und Resonatorparameter in Gl. (1) ein, so ergibt sich die Steigung der Geraden zu $0,42 (\text{mW})^{-1}$. Dieser Wert stimmt mit dem experimentell gefundenen von $0,35 (\text{mW})^{-1}$ relativ gut überein.

Bei höheren Mikrowellenleistungen ($N_0 > 10 \text{ mW}$) fanden wir eine Abweichung von dem linearen Verlauf, derart, daß die aus Gl. (6) mit einem Diffusionskoeffizienten für Atomionen von $D_+ = 85 \text{ cm}^2 \text{ pro sec}$ berechneten Punkte über der in Abb. 5 eingezeichneten Geraden lagen. Wir führen dies auf die Bildung von Molekülonen nach der Dreierstoßreaktion: $\text{Ne}^+ + 2 \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}_2^+ + \text{Ne}$ bei höheren Elektronentemperaturen zurück. Im Plasma befinden sich dann zwei Ionensorten, so daß die Annahme des Diffusionskoeffizienten der Atomionen bei der Auswertung der Meßergebnisse nicht mehr berechtigt ist. Es ist denkbar, daß mit Hilfe dieses Effekts Aussagen über die Temperaturabhängigkeit der Übergangshäufigkeit von Atom- in Molekülonen möglich sind.

Wir werden im folgenden den oben gefundenen Zusammenhang zwischen Mikrowellenleistung und Elektronentemperatur berechtigterweise auch bei höheren Leistungen ($N_0 > 10 \text{ mW}$) verwenden, um die Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten in einem weiten Temperaturbereich bestimmen zu können.

b) Entionisierung durch Rekombination

Sämtliche Messungen des Rekombinationskoeffizienten wurden in einem Neonplasma bei einem Neutralgasdruck von $p = 20 \text{ Torr}$ durchgeführt. Abb. 6 zeigt den bei ungestörter Elektronentemperatur ($N_0 = 0,2 \text{ mW}$) gemessenen Kehrwert der Elektronendichte $1/n_e$ als Funktion der Abklingzeit. Man erhält den für den Fall der Rekombination typischen linearen Verlauf

$$1/n_e = 1/n_{e0} + \alpha_0 t,$$

aus dem sich der Rekombinationskoeffizient zu $\alpha_0 = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ ergibt. Andere Autoren^{2, 4, 10, 16} haben ähnliche Werte zwischen $\alpha_0 = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ und $2,4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ gemessen. Nach einer Hypothese von BATES¹⁷ ist für derart große Rekombinationskoeffizienten der Mechanismus der dissoziativen Rekombination verantwortlich. Darunter versteht man die Rekombination eines Molekülonen mit einem Elektron nach der Reaktionsgleichung:

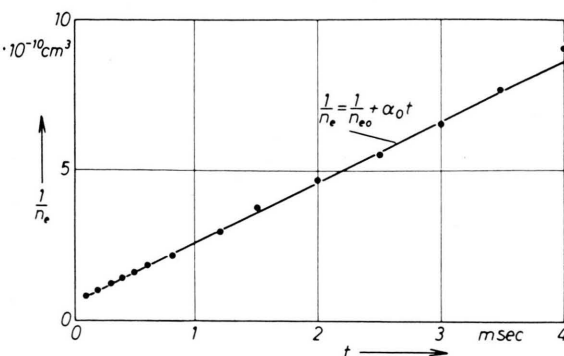
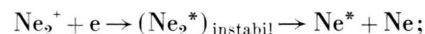


Abb. 6. Kehrwert der Elektronendichte eines zerfallenden Neonplasmas als Funktion der Zeit (Neon: $p = 20 \text{ Torr}$, $N_0 = 0,2 \text{ mW}$, H_{011} -Resonator, $\lambda^2 = 0,38 \text{ cm}^2$, $a_0 = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$). Die eingezeichnete Gerade entspricht der Gleichung $1/n_e = 1/n_{e0} + \alpha_0 t$.

bei hohem Gasdruck werden die Molekülonen dabei durch die oben erwähnte Dreierstoßreaktion gebildet.

Vor kurzem hat BIONDI² diese Hypothese von BATES experimentell bestätigt. Der von uns gemessene Rekombinationskoeffizient von $\alpha_0 = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ läßt darauf schließen, daß die Entionisierung in dem hier untersuchten Plasma ebenfalls durch dissoziative Rekombination erfolgt, so daß die im folgenden beschriebenen Ergebnisse für diese Art der Rekombination gelten.

Um die Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten zu untersuchen, wurde analog zum Fall der ambipolaren Diffusion der absolute Betrag der in den Resonator eingestrahlten Mikrowellenleistung erhöht und die absorbierte Leistung als Funktion der Zeit mit N_0 als Parameter gemessen. Die Messungen wurden in den drei Punkten $t_1 = 0,3 \text{ msec}$, $0,5 \text{ msec}$ und $0,8 \text{ msec}$ der in Abb. 6 gezeigten Zerfallskurven durchgeführt. Für größere Zeiten ($t_1 > 1 \text{ msec}$) trat eine Störung der Messung durch das gleichzeitige Auftreten ambipolarer Diffusion auf, obwohl die in Abb. 6 gezeigte $1/n_e(t)$ -Kurve in diesem Zeitbereich linear verläuft, d. h. also ambipolare Diffusion ausschließt. Diese Störung wirkte sich vorwiegend bei hohen Elektronentemperaturen aus, was sich aus der verschiedenartigen Temperaturabhängigkeit beider Verlustmechanismen [vgl. Gl. (3) und (7)] erklären läßt.

In Abb. 7 ist wiederum als Beispiel für die übrigen Kurvenscharen die vom Resonator absorbierte Lei-

¹⁶ H. J. OSKAM u. V. R. MITTELSTADT, Phys. Rev. **132**, 1445 [1963].

¹⁷ D. R. BATES, Phys. Rev. **77**, 718 [1950].

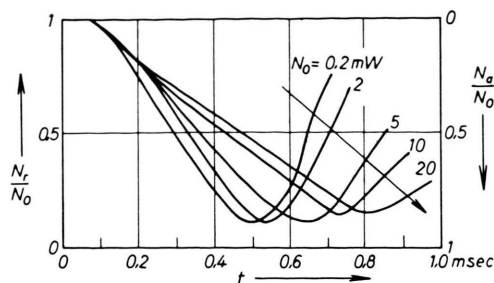


Abb. 7. Reflektierte Leistung N_r/N_0 bzw. absorbierte Leistung N_a/N_0 als Funktion der Zeit mit N_0 in mW als Parameter. Neon: $p = 20$ Torr, $t_1 = 0,5$ msec.

stung für den Zeitpunkt $t_1 = 0,5$ msec (vgl. das Maximum der Kurve $N_0 = 0,2$ mW) mit N_0 als Parameter gezeigt. Im Gegensatz zum Fall der ambipolaren Diffusion verschiebt sich das Maximum von N_a/N_0 bei steigender Leistung zu größeren Zeiten t_R (vgl. dazu Abschnitt II b). Außerdem zeigen die Resonanzkurven für $N_0 = 10$ mW und 20 mW, daß sich ab diesen Leistungen die Reduzierung der Resonatorgüte durch Stoßprozesse im Plasma schwach bemerkbar macht. Diese Güteänderung ist konsistent mit der berechneten, wenn man zur Berechnung die von CHEN¹² angegebenen Formeln für die Stoßfrequenz verwendet.

Zur Bestimmung der Potenz γ aus den drei gemessenen Scharen von Resonanzkurven ist in Abb. 8

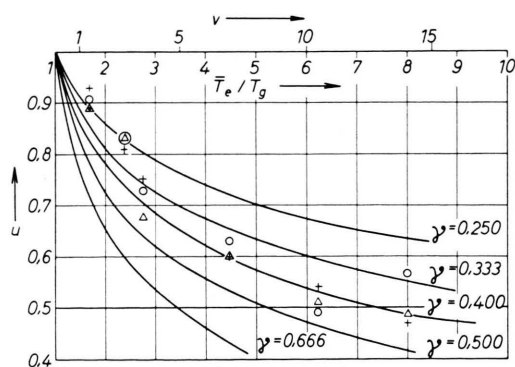


Abb. 8. Bestimmung der Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten (t_1 : + 0,3 msec, O 0,5 msec, Δ 0,8 msec).

die in Gl. (9) hergeleitete Funktion $u(v)$ für verschiedene Werte von γ aufgetragen. In dieses Kurvennetz sind die Punkte, die sich nach Gl. (9) aus der gemessenen Maximumverschiebung $t_R - t_0$ bei einer bestimmten Mikrowellenleistung N_0 ergeben, ebenfalls eingetragen. Um der Mikrowellenleistung N_0 die Elektronentemperatur T_e/T_g zuzuordnen, wurde dabei das in Abschnitt III a gefundene lineare Gesetz verwendet.

Aus Abb. 8 ersieht man, daß sich im Bereich $3 < T_e/T_g < 8$ die Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten durch die Gl. (7) beschreiben läßt, wobei sich für die Potenz γ ein Wert von $\gamma = 0,4$ ergibt¹⁸. Bei kleineren Elektronentemperaturen ($1 < T_e/T_g < 2,0$) zeigt sich eine schwächere Abhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten von der Elektronentemperatur mit einer Potenz γ der Größe $\gamma \leq 0,25$.

Das so gefundene empirische Gesetz für die Temperaturabhängigkeit des Rekombinationskoeffizienten in Neon

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{T_e}{T_g} \right)^{-\gamma}$$

$$\text{mit } \gamma = \begin{cases} 0,4 & \text{für } 900^\circ\text{K} < T_e < 2400^\circ\text{K}, \\ 0,25 & \text{für } 300^\circ\text{K} < T_e < 600^\circ\text{K} \end{cases}$$

widerspricht nicht der von BATES¹⁹ für dissoziative Rekombination theoretisch gefundenen Abhängigkeit $\alpha(T_e)$. Ein quantitativer Vergleich beider Ergebnisse ist jedoch nicht möglich, weil zur Auswertung der von BATES angegebenen Beziehungen die genaue Kenntnis der Potentialkurven der Moleküle sowie die betreffenden Dissoziations- und Ionisationszeiten als Funktion der Energie notwendig sind.

Die Durchführung der vorliegenden Untersuchung erfuhr die Förderung von Prof. Dr. W. KLUGE sowie die finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft, wofür an dieser Stelle gedankt sei.

¹⁸ Wertet man die Messungen nicht nach Gl. (9) aus, sondern setzt man in erster Näherung im Zeitbereich $t_0 < t < t_R$ eine zeitlich konstante Elektronentemperatur an, so ergibt sich für γ ein Wert von der Größe $\gamma = 0,35$.

¹⁹ D. R. BATES, Phys. Rev. **78**, 492 [1950].