

Die Elektronendichte im Z-Pinch als Funktion von Ort und Zeit *

A. BÖHNLEIN

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckert-Werke Erlangen
und Elektrophysikalisches Institut der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. 21 a, 1660—1671 [1966]; eingegangen am 12. Juni 1966)

An einer Z-Pinchanordnung ($f=100$ kHz, $W=3$ kJ) mit einem Entladungsgefäß von 20 cm Durchmesser und 50 cm Höhe wird bei einem Fülldruck von 1 Torr H_2 die Elektronendichte als Funktion von Ort und Zeit aus der photoelektrisch gemessenen Strahlungsintensität des PASCHEN-Kontinuums bei 5500 Å bestimmt. Aus der „side on“ beobachteten Intensität wird unter Berücksichtigung der Absorption im Säulenkern zunächst die radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten berechnet. Durch Vergleich mit dem theoretischen Emissionskoeffizienten, der nach KRAMERS und UNSÖLD proportional zum Quadrat der Elektronendichte ist und im allgemeinen nur schwach von der Temperatur abhängt, ergibt sich dann die Elektronendichte. Die in das Auswerteverfahren nur schwach eingehende Temperatur wird aus den ebenfalls gemessenen spektralen Intensitätsverteilungen für verschiedene Orte über den Entladungsquerschnitt im Wellenlängenbereich von 5200 bis 7000 Å abgeschätzt.

Der dynamische Pincheffekt wird zur kurzzeitigen Aufheizung und Kompression verdünnter Gase benutzt^{1, 2}. Die damit erreichten Temperaturen liegen für die verschiedenen Stoßentladungsapparaturen zwischen einigen 10^4 und 10^6 °K. An einer Anordnung, wie sie bei den hier durchgeführten Messungen Verwendung findet, sind bereits eine Reihe von Untersuchungen in Wasserstoff durchgeführt worden^{3—5}. Dabei zeigten die beobachteten Entladungsspektren bei einem Fülldruck von 0,8 bis 2 Torr H_2 ein intensives Kontinuum im sichtbaren Wellenlängenbereich³, welches bereits früher beobachtet und zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte einer Z-Pinchentladung herangezogen wurde⁶. Die Intensität dieses Kontinuums verläuft nach der KRAMERS-UNSÖLD-Formel^{7, 8} etwa proportional dem Quadrat der Elektronendichte und hängt daneben nur noch schwach von der Temperatur ab. Ist die Temperatur näherungsweise bekannt, so kann aus der „side on“-Strahlungsintensität der Entladungssäule die Elektronendichtevertteilung bestimmt werden. Dazu wird in dieser Abhandlung bei einem Fülldruck von 1 Torr H_2 die Intensität im PASCHEN-Kontinuum bei 5500 Å herangezogen. Die in das Auswerteverfahren im allgemeinen nur schwach eingehende Tem-

peratur wird aus den ebenfalls gemessenen Intensitätsverteilungen im Wellenlängenbereich von 5200 bis 7000 Å abgeschätzt. Bei dem gewählten Fülldruck von 1 Torr liegt neben einer hohen Kontinuumsintensität eine gute Stabilität der Entladungssäule auch nach dem Pinchmoment vor.

1. Meßanordnung und spektroskopische Meßmethode

Das Entladungsgefäß der bereits beschriebenen koaxial aufgebauten Stoßanlage^{3—5} besteht aus Duranglas (Höhe 50 cm, Innendurchmesser 18,6 cm) und ist an beiden Enden durch ebene Elektroden abgeschlossen. Die Energie des Kondensators beträgt 3 kJ bei einer Ladespannung von 14 kV. Als Rückleiter dient ein Blechmantel (Innendurchmesser 22,5 cm), der zur optischen Beobachtung auf halber Höhe des Entladungsgefäßes mit 30 symmetrisch angeordneten Löchern (Breite 1,9 cm, Höhe 2,5 cm) versehen ist. Anfänglich wurde an Stelle dieses Vollrückleiters ein Stabrückleiter aus 16 Stäben zur Messung der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Spektren verwendet, doch zeigten sich in den damit ermittelten Intensitätsverteilungen gewisse Abweichungen von der Rotationssymmetrie. Diese „side on“ Verteilungen werden nicht auf radiale Verteilungen umgerechnet, sondern nur zur Temperaturabschätzung mit herangezogen. Im übrigen zeigen die Messungen mit

* Auszug aus der von der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation des Diplom-Ingenieurs ANTON BÖHNLEIN (Tag der Promotion 21. 12. 1965).

¹ S. W. COUSINS u. A. A. WARE, Proc. Phys. Soc. London B **64**, 159 [1951].

² I. V. KURCHATOV, J. Nucl. Energy II, **4**, 193 [1957].

³ W. FRIE, H. MAECKER, A. MICHEL, H. MOTSCHMANN u. H. SCHINDLER, Z. Naturforsch. **16 a**, 121 [1961].

⁴ W. HERTZ, Z. Naturforsch. **17 a**, 681 [1962].

⁵ H. SCHINDLER, Z. Naturforsch. **19 a**, 697 [1964].

⁶ S. Yu. LUKYANOV u. V. I. SINITSIN, Proc. II. UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 32, Controlled Fusion Devices, S. 358, Genf 1958.

⁷ H. A. KRAMERS, Phil. Mag. **46**, 836 [1923].

⁸ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.



dem Stabrückleiter nur eine geringe Verzögerung des Pinchvorganges, wobei der Pinchmoment $0,1 \mu\text{s}$ später auftritt. Dies wird durch eine entsprechende Zeitkorrektur berücksichtigt. Die Frequenz der Entladung beträgt bei einem Fülldruck von 1 Torr H_2 100 kHz, der maximale Stromanstieg 10^{11} A/s und der maximale Strom 150 kA. Das Entladungsgefäß wird zunächst bis unter 10^{-5} Torr evakuiert und dann durch ein geheiztes Palladiumfilter auf den Ausgangsdruck von 1 Torr mit H_2 gefüllt.

Abb. 1 zeigt die optische Anordnung zur Messung der spektralen Intensitätsverteilung und ihres zeitlichen Verlaufs. Das Objektiv O ($f=21 \text{ cm}$, Blende 5,6) bildet das Pinchgefäß G 14-fach verkleinert auf den Eingangs-

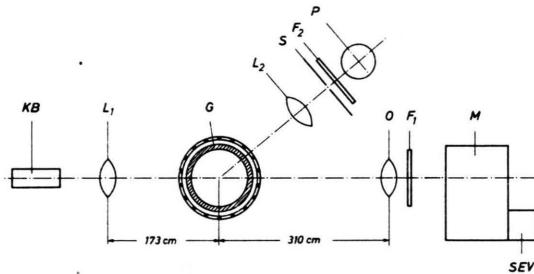


Abb. 1. Optische Anordnung.

spalt (Breite 0,04 mm) eines Leiss-Doppelmonochromators M ab. Der Eingangsspalt steht parallel zur Gefäßachse. Der Monochromator und das Objektiv lassen sich mit Hilfe eines Wagens quer zur optischen Achse verschieben, wodurch der gewünschte Beobachtungsort x am Gefäß eingestellt werden kann. Hinter dem Austrittsspalt des Monochromators befindet sich ein Multiplier SEV, dessen Signal von einem Zweistrahloszillographen aufgezeichnet wird. Der zweite Strahl des Oszillographen schreibt das Signal einer Photozelle P auf, das bei der Auswertung als relativer Bezugspunkt für die Zeit benutzt wird. Die Filter F_1 und F_2 schwächen das in den Multiplier und in die Photozelle einfallende Licht der Entladung ab. Die Eichung auf Absolutintensität wird mit einem als Normalstrahler dienenden Kohlebogen KB nach Euler⁹ vorgenommen. (Die Abweichungen dieser Intensitätswerte von neueren Messungen¹⁰ liegen bei 5500 Å mit weniger als 10% innerhalb der Meßwertstreuung und werden nicht berücksichtigt). Die Linse L_1 ($f=10 \text{ cm}$, zwei Oberflächen) bildet den positiven Krater in das Pinchgefäß ab. Der Intensitätsverlust durch Linse und Gefäßwand wird mit 15% in Rechnung gesetzt.

2. Messungen

2.1 Die Intensitätsoszillogramme

Zur Bestimmung des örtlichen und zeitlichen Verlaufs der Elektronendichte wurden eine Vielzahl von

Messungen der Strahlungsintensität $I_{\lambda x}(t)$ als Funktion der Zeit t für eine Reihe von Parametern x und λ bei festgehaltenem Füllgasdruck von 1 Torr H_2 durchgeführt, wofür Abb. 2 ein Beispiel zeigt. Da

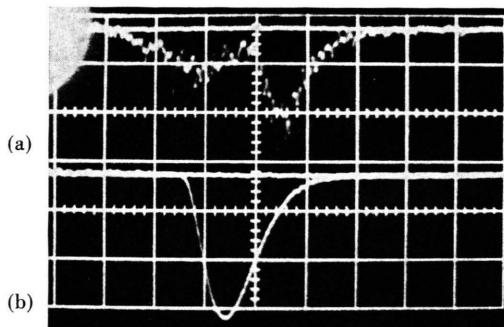


Abb. 2. Intensitätsoszillogramm bei $\lambda=5500 \text{ \AA}$ und $x=1,75 \text{ cm}$ (a) und Signal der Photozelle (b). Ausschlag nach unten, Zeitablenkung $0,5 \mu\text{s}/\text{Ein.}$, dargestellter Zeitbereich ca. 2,0 bis $6,5 \mu\text{s}$ nach Entladungsbeginn.

die erzielten Meßergebnisse im allgemeinen leichte Streuungen aufwiesen, wurden mit einer H_2 -Füllung jeweils vier Entladungen an einem Ort x vorgenommen und die Ergebnisse gemittelt. Die Abweichungen der Intensitäten vom Mittel für die einzelnen Entladungen liegen in den zeitlichen Intensitätsmaxima bei 10 – 20%, können aber bei steilem Anstieg und Abfall einen Faktor 2 erreichen. Die mehrmalige Verwendung einer H_2 -Füllung brachte bei der großen Anzahl der durchgeführten Messungen eine merkliche Zeiter sparsnis, setzte aber im Hinblick auf die Auswertung für ein reines H-Plasma eine vernachlässigbare Verunreinigung durch Fremdatome aus Gefäßwand und Elektroden voraus. Um dies zu prüfen, wurden mit einer größeren Anzahl von H_2 -Füllungen jeweils mehrere Entladungen durchgeführt und die Intensitätsoszillogramme bei festen Parametern x und λ verglichen. Dabei konnte auch nach viermaliger Verwendung einer Gasfüllung keine über die übliche Streuung hinausgehende systematische Abweichung beobachtet werden, so daß der Einfluß von Verunreinigungen als vernachlässigbar angesehen werden kann. Dieser Befund dürfte nach¹¹ durch den hohen Fülldruck und vor allem durch die niedrige Entladungsenergie bedingt sein.

Aus den $I_{\lambda x}(t)$ -Oszillogrammen lassen sich die Verteilungen der Strahlungsintensität $I_{\lambda t}(x)$ über x zu festen Zeitpunkten t durch Umzeichnen ermitteln.

⁹ J. Euler, Ann. Phys. Leipzig (6) **11**, 203 [1953].
¹⁰ M. R. Null u. W. W. Lozier, J. Opt. Soc. Amer. **52**, 1156 [1962].

¹¹ S. Yu. LUKYANOV u. V. I. SINITSIN, J. Nucl. Energy II, **4**, 216 [1957].

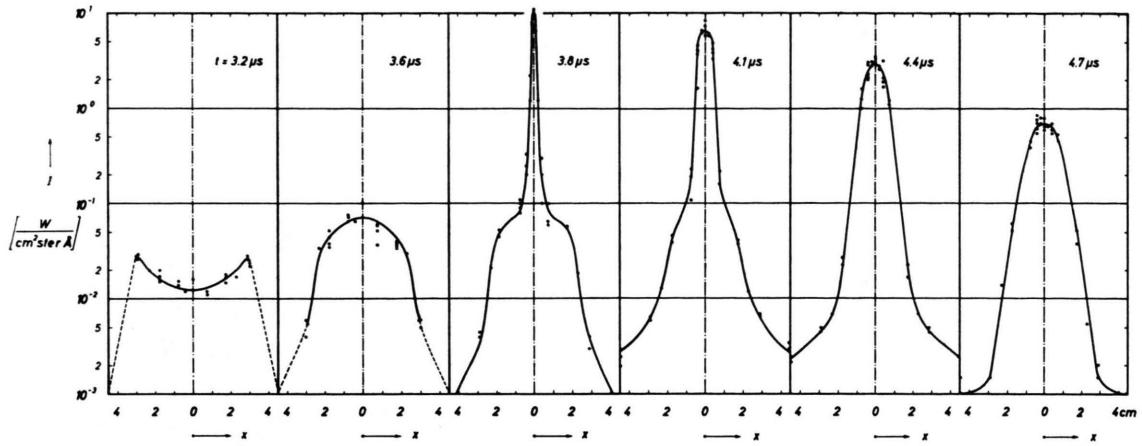


Abb. 3. Die kontinuierliche Strahlungsintensität bei 5500 Å.

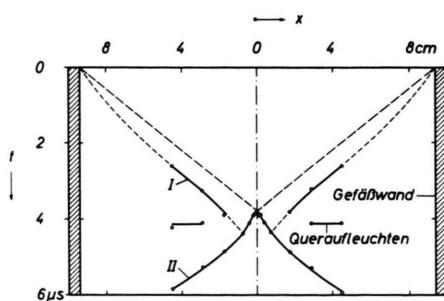
2.2 Die kontinuierliche Strahlungsintensität $I_{xt}(x)$ bei 5500 Å

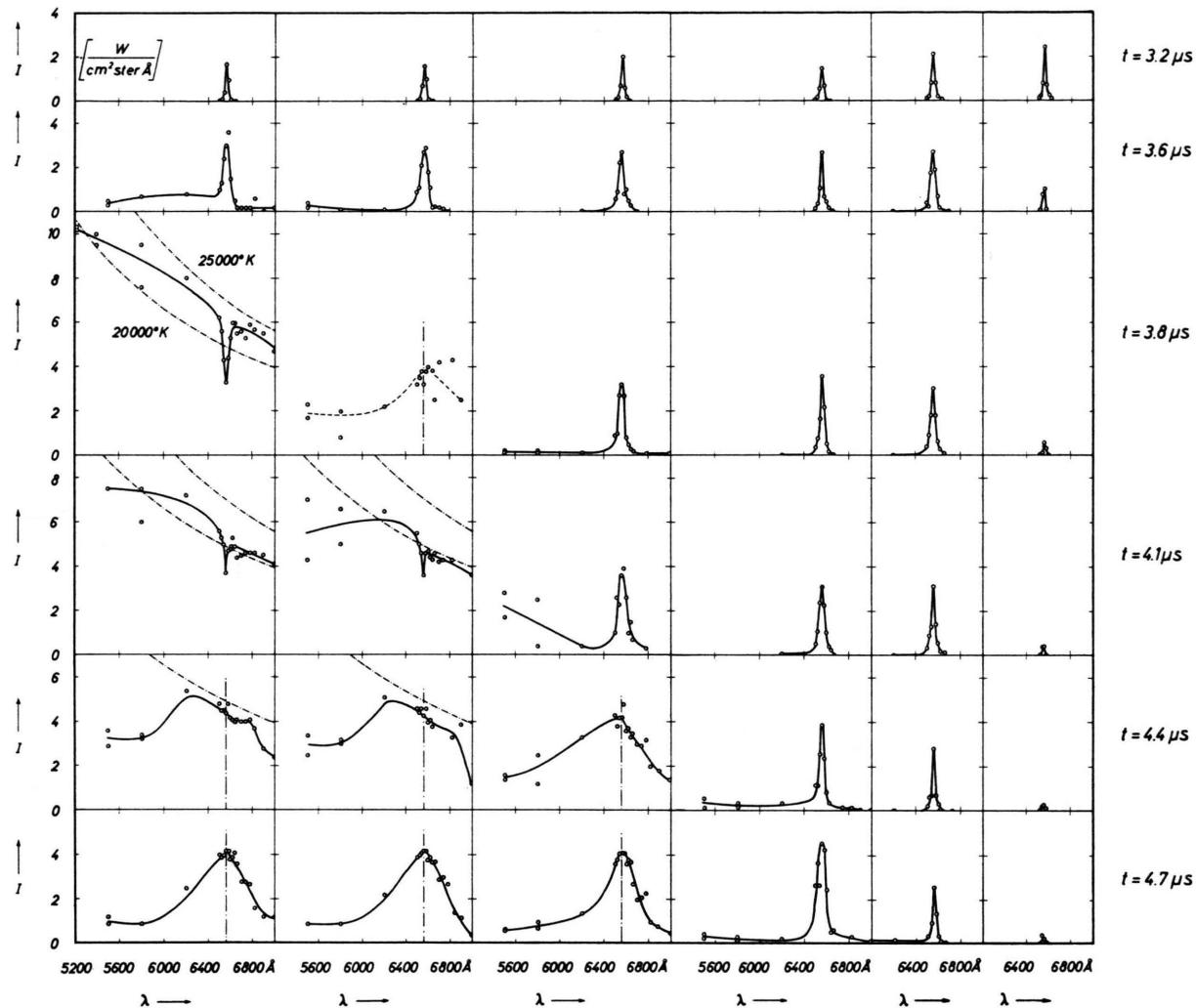
Von den so gewonnenen $I_{xt}(x)$ -Verteilungen sei nun speziell die Kontinuumsintensität bei 5500 Å ins Auge gefaßt. Sie ist als Funktion von x mit der Zeit t als Parameter in Abb. 3 dargestellt. Aus ihr wird in der späteren Auswertung der zeitliche Verlauf der ElektronendichteVerteilung bestimmt. Aber auch die $I_{xt}(x)$ -Verteilungen selbst erlauben bereits einen ersten Überblick über die zeitliche Entwicklung des Pinches. Die Maxima zu beiden Seiten der Einsenkung in der Verteilung zum Zeitpunkt 3,2 μ s zeugen von dem nach innen laufenden, leuchtenden Hohlzylinder aufgeheizten Gases, der sich etwa 3 cm vor der Achse befindet. Bei 3,8 μ s tritt in der Achse ein dünner Kern großer Dichte und hoher Temperatur auf, der sich schnell im weiteren Verlauf der Zeit aufweitet und verflacht. Diese Vorgänge treten noch besser hervor, wenn man die Intensitätsmaxima der $I_{xt}(t)$ -Oszillogramme in ein Ort-Zeit-Diagramm einträgt (Abb. 4), denn so ergibt sich ein Bild ähn-

lich einer Trommelkamera-Aufnahme. Der Ast I beschreibt den Ort des einlaufenden, leuchtenden Hohlzylinders, der Ast II die Aufweitung des ursprünglich dünnen Kernes hoher Intensität. Deutet man den Pinchverlauf entsprechend dem Stoßwellenmodell nach ALLEN¹² und JUKES¹³, so zeigt Ast I den Ort der einwärtslaufenden stromführenden Schicht, die wie ein Kolben das kalte Gas vor sich herschiebt. Die dem Teilchenstrom vorauslaufende Stoßwelle erreicht bei 3,8 μ s die Achse und erzeugt den dünnen Kern hoher Dichte. Wird der Anfang von Ast II mit dem Ort der reflektierten Stoßwelle identifiziert, so ergibt ihr Schnittpunkt mit Ast I entsprechend der Theorie den Pinchzeitpunkt t_p an, also den Zeitpunkt maximaler Massenkontraktion um die Achse, der hier zu $t_p = 4,4 \mu$ s gefunden wird.

2.3 Die spektralen Verteilungen $I_{xt}(\lambda)$

Bei der Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der ElektronendichteVerteilung aus der Strahlungsintensität $I_{xt}(x)$ des Kontinuums bei 5500 Å geht, wenn auch im allgemeinen nur schwach, die Temperaturverteilung in der Entladungssäule ein, so daß eine Abschätzung genügt. Diese wird mit Hilfe der spektralen Verteilungen $I_{xt}(\lambda)$ gewonnen, die in Abb. 5 im Wellenlängenbereich von 5200 bis 7000 Å für feste Werte von Ort x und Zeit t zusammengestellt sind. Sie weisen die charakteristischen Merkmale einer Z-Pinchentladung in Wasserstoff bei höherem Ausgangsdruck auf. Vor dem Einlaufen der Stoß-

Abb. 4. Ort-Zeit-Diagramm der Intensitätsmaxima bei 5500 Å, entnommen aus den $I_{xt}(t)$ -Oszillogrammen.¹² J. E. ALLEN, Proc. Phys. Soc. London B **70**, 24 [1957].¹³ J. D. JUKES. A.E.R.E. GR/R 2239, Report [1958].

$x = 0 \text{ cm}$ $x = 0.2 \text{ cm}$ $x = 0.45 \text{ cm}$ $x = 1.2 \text{ cm}$ $x = 1.75 \text{ cm}$ $x = 2.9 \text{ cm}$ $t = 3.2 \mu\text{s}$ $t = 3.6 \mu\text{s}$ $t = 3.8 \mu\text{s}$ $t = 4.1 \mu\text{s}$ $t = 4.4 \mu\text{s}$ $t = 4.7 \mu\text{s}$ Abb. 5. Die Spektren für verschiedene Parameter x und t .

— · — Isothermen der Intensität des schwarzen Strahlers für $20\,000\text{ }^{\circ}\text{K}$ und $25\,000\text{ }^{\circ}\text{K}$.

front in die Gefäßachse zeigen die Spektren auf allen Beobachtungsstrahlen eine kräftige H_{α} -Linie in Emission über einem niedrigen Kontinuum. Wenn aber die Stoßfront bei $3,8 \mu\text{s}$ die Achse erreicht, steigt die Intensität des Kontinuums so stark an, daß H_{α} in Selbstumkehr erscheint. Dabei verläuft das Kontinuum zu beiden Seiten der selbstumgekehrten H_{α} -Linie etwa wie die PLANCK-Isotherme der schwarzen Strahlung bei $23\,000\text{ }^{\circ}\text{K}$. Von $3,8 \mu\text{s}$ ab wird die Kontinuumsintensität in unmittelbarer Achsnähe wieder rasch abgebaut, während sie in

der weiteren Umgebung bei $x = 1,2 \text{ cm}$ noch bis $4,4 \mu\text{s}$ ansteigt. Nach diesem Zeitpunkt erfolgt schließlich ein allgemeines Absinken des Kontinuums über den ganzen Entladungsquerschnitt. Die Selbstumkehr von H_{α} beschränkt sich auf das unmittelbare Gebiet um die Achse mit etwa $0,2 \text{ cm}$ Radius und auf eine Zeitspanne von ungefähr $0,3 \mu\text{s}$.

Mit den in Abb. 3 und 5 zusammengestellten Meßergebnissen kann nun die quantitative Auswertung zu Ermittlung der Elektronendichte $N_e(r, t)$ durchgeführt werden.

3. Theoretische Grundlagen und Auswerteverfahren

Zur Berechnung der ElektronendichteVerteilung in der Pinchsäule aus der Kontinuumsintensität bei 5500 Å muß zunächst die beobachtete Querverteilung der Intensität $I_{\text{st}}(x)$ auf die radiale Verteilung des lokalen Emissionskoeffizienten umgerechnet werden. Durch Vergleich dieses aus den Messungen ermittelten Emissionskoeffizienten mit dem theoretischen Wert ergibt sich dann die radiale Abhängigkeit der Elektronendichte.

3.1 Berechnung des lokalen Emissionskoeffizienten aus der gemessenen Strahlungsintensität mit Berücksichtigung von Absorption

Emittiert eine rotationssymmetrische Säule aus optisch dünner Schicht, so hängen die Strahlungsintensität $I(x)$ und die radiale Verteilung des Emissionskoeffizienten $\varepsilon(r)$ durch die ABELSche Integralgleichung zusammen¹⁴:

$$I(x) = \int_{-y_0}^{+y_0} \varepsilon(r) \, dy, \quad y_0 = \sqrt{R^2 - x^2}. \quad (1)$$

Diese wird im allgemeinen mit numerischen Methoden ausgewertet (siehe z. B.¹⁵). Treten dagegen Absorptionsverluste in der Säule auf, so ist der Zusammenhang zwischen $I(x)$ und $\varepsilon(r)$ durch eine erweiterte Integralgleichung gegeben, in die noch der Absorptionskoeffizient $\varkappa(r)$ eingeht. Die Bestimmung von $\varepsilon(r)$ erfordert dann neben der Messung von $I(x)$ noch die Kenntnis von $\varkappa(r)$ oder der Temperaturverteilung $T(r)$.

In einer Plasmasäule ist die Zunahme der Intensität pro Wegeinheit in der y -Richtung allgemein

$$\begin{aligned} I(x) &= \int_0^{y_0} \varkappa(r) B(r) \left(\exp \left\{ - \int_{-y}^{+y_0} \varkappa(r') \, dy' \right\} + \exp \left\{ - \int_{-y}^{-y_0} \varkappa(r') \, dy' \right\} \right) dy \\ &= \int_0^{y_0} \varkappa(r) B(r) \left(\exp \left\{ - \int_y^{y_0} \varkappa(r') \, dy' \right\} + \exp \left\{ - 2 \int_0^{y_0} \varkappa(r') \, dy' + \int_y^{y_0} \varkappa(r') \, dy' \right\} \right) dy \end{aligned} \quad (6)$$

umformen läßt, wobei

$$\int_{-y}^{y_0} \varkappa(r') \, dy' = 2 \int_0^{y_0} \varkappa(r') \, dy' - \int_y^{y_0} \varkappa(r') \, dy'.$$

Wir wollen im folgenden voraussetzen, daß neben $I(x)$ auch der Verlauf der Temperatur $T(r)$ und damit $B(r)$ gegeben sind, und bestimmen mit Gl. (6) den radialen Verlauf von $\varkappa(r)$. Die gesuchte Verteilung des Emissionskoeffizienten $\varepsilon(r)$ ergibt sich dann aus Gl. (5). Die Lösung von Gl. (6) wird auf numerischem Wege in ähnlicher Weise durchgeführt, wie es sich bereits für die einfache ABELSche Integralgleichung als günstig erwiesen hat. Wir unterteilen dazu¹⁷ den Radius in Teilringe und betrachten $\varkappa(r)$ und $B(r)$ in

gegeben durch

$$\frac{\partial I(x, y)}{\partial y} = \varepsilon(x, y) - \varkappa'(x, y) I(x, y), \quad (2)$$

wobei wir nach UNSÖLD⁸ die erzwungene Emission als Minderung des Absorptionskoeffizienten auffassen wollen, so daß ε den Koeffizienten der spontanen Emission und \varkappa' den scheinbaren Absorptionskoeffizienten

$$\varkappa' = \varkappa(1 - e^{-c_s/kT}) \quad (3)$$

darstellen. Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung liefert für die Intensität $I(x)$ auf dem Beobachtungsstrahl bei x unter Berücksichtigung der Rotationssymmetrie

$$I(x) = \int_{-y_0}^{+y_0} \varepsilon(r) \cdot \exp \left\{ - \int_y^{y_0} \varkappa(r') \, dy' \right\} dy, \quad (4)$$

wobei der Strich am \varkappa weggelassen wurde, so daß damit im folgenden stets der scheinbare Absorptionskoeffizient gemeint ist¹⁶. Liegt eine einheitliche TeilchenTemperatur vor, dann besteht zwischen den Koeffizienten der spontanen Emission und dem der scheinbaren Absorption die Beziehung

$$\varepsilon(r) = \varkappa(r) B(r) = \varkappa(r) B(T(r)), \quad (5)$$

wobei B die Intensität der schwarzen Strahlung bedeutet. [Gl. (5) entspricht formal dem KIRCHHOFFSchen Satz, macht aber im Gegensatz zu diesem keine Annahme über die auslösende Intensität der erzwungenen Emission. Diese auslösende Intensität wird hier durch Gl. (2) zu $I(x, y)$ vorausgesetzt (siehe z. B.¹⁶).] Damit läßt sich ε aus Gl. (4) eliminieren, und man erhält eine Bestimmungsgleichung für \varkappa , die sich infolge der Rotationssymmetrie in

¹⁴ H. HÖRMANN, Z. Phys. **97**, 539 [1935].

¹⁵ W. FRIE, Ann. Phys. Leipzig **10**, 332 [1963].

¹⁶ H. BARTELS, Z. Phys. **136**, 411 [1953].

¹⁷ H. MAECKER, Z. Phys. **136**, 119 [1953].

jedem Ring als konstant (Abb. 6). $I(x_i)$ setzt sich aus den Beiträgen der Teilringe 1 bis i zusammen. Der m -te Teilring geht von r_{m-1} bis r_m und schneidet auf dem Beobachtungsstrahl das Intervall $y_{i,m-1}$ bis $y_{i,m}$ mit der Länge

$$\Delta y_{im} = y_{i,m} - y_{i,m-1} = \sqrt{r_m^2 - x_i^2} - \sqrt{r_{m-1}^2 - x_i^2} \quad (7)$$

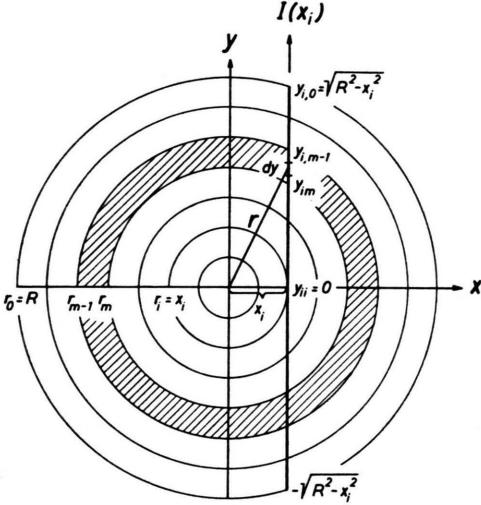


Abb. 6. Zur Umrechnung von $I(x)$ auf $\varepsilon(r)$.

aus. Bezeichnen wir die Mittelwerte mit \varkappa_m und B_m , so wird aus Gl. (6)

$$I(x_i) = \sum_{m=1}^i \frac{y_{i,m-1}}{y_{i,m}} B_m \left(\exp \left\{ - \int_{y_{i,m}}^{y_{i,m-1}} \varkappa_m dy' - \sum_{n=1}^{m-1} \int_{y_{i,n}}^{y_{i,n-1}} \varkappa_n dy' \right\} + \exp \left\{ - 2 \sum_{n=1}^i \int_{y_{i,n}}^{y_{i,n-1}} \varkappa_n dy' + \frac{y_{i,m-1}}{y_{i,m}} \sum_{n=1}^{m-1} \int_{y_{i,n}}^{y_{i,n-1}} \varkappa_n dy' \right\} \right) dy. \quad (8)$$

Die Integrationen lassen sich ausführen und ergeben:

$$I(x_i) = \sum_{m=1}^i B_m (1 - \exp \{-\varkappa_m \Delta y_{i,m}\}) \left(\exp \left\{ - \sum_{n=1}^{m-1} \varkappa_n \Delta y_{i,n} \right\} + \exp \left\{ - 2 \sum_{n=1}^i \varkappa_n \Delta y_{i,n} + \sum_{n=1}^m \varkappa_n \Delta y_{i,n} \right\} \right). \quad (9)$$

Nach \varkappa_i aufgelöst gewinnt man daraus die Rekursionsformel

$$\varkappa_i = \frac{1}{2 \Delta y_{i,i}} \ln \left\{ \frac{\exp \left\{ - \sum_{n=1}^{i-1} \varkappa_n \Delta y_{i,n} \right\} - \sum_{m=1}^{i-1} \frac{B_m}{B_i} (1 - \exp \{-\varkappa_m \Delta y_{i,m}\}) \exp \left\{ - (2 \sum_{n=1}^{i-1} \varkappa_n \Delta y_{i,n} - \sum_{n=1}^m \varkappa_n \Delta y_{i,n}) \right\}}{\exp \left\{ - \sum_{n=1}^{i-1} \varkappa_n \Delta y_{i,n} \right\} + \sum_{m=1}^{i-1} \frac{B_m}{B_i} (1 - \exp \{-\varkappa_m \Delta y_{i,m}\}) \exp \left\{ - \sum_{n=1}^{m-1} \varkappa_n \Delta y_{i,n} \right\} - \frac{I(x_i)}{B_i}} \right\}. \quad (10)$$

Bei Emission aus optisch dünner Schicht dagegen ist die optische Schichtdicke auf jedem Beobachtungsstrahl klein gegenüber eins

$$2 \sum_{m=1}^i \varkappa_m \Delta y_{i,m} \ll 1,$$

und es folgen aus Gl. (9) unter Vernachlässigung von Größen 2. Ordnung die einfachen Rekursionsformeln für \varkappa_i und für ε_i :

$$\varkappa_i = \frac{1}{\Delta y_{i,i}} \left\{ \frac{I(x_i)}{2 B_i} - \sum_{m=1}^{i-1} \frac{B_m}{B_i} \varkappa_m \Delta y_{i,m} \right\}, \quad \varepsilon_i = \frac{1}{\Delta y_{i,i}} \left\{ \frac{I(x_i)}{2} - \sum_{m=1}^{i-1} \varepsilon_m \Delta y_{i,m} \right\}. \quad (11), (12)$$

Treten in der zylindersymmetrischen Plasmasäule nur im Kerngebiet um die Achse Absorptionsverluste auf, so ist es zweckmäßig, zunächst im optisch dünnen Außengebiet mit Gl. (12) zu rechnen und im Kerngebiet Gl. (10) zu benützen. Mit diesen Auswerteverfahren lässt sich aus den gemessenen Verteilungen $I(x, t, 5500 \text{ Å})$ der kontinuierliche spontane Emissionkoeffizient $\varepsilon(r, t, 5500 \text{ Å})$ berechnen.

3.2. Zusammenhang der Elektronendichte mit dem kontinuierlichen Emissionskoeffizienten

Die Elektronendichte in der Pinchsäule ergibt sich durch Vergleich des experimentell ermittelten Emissionskoeffizienten mit dem theoretischen Wert, der sich in der Form

$$\varepsilon = f(\lambda, T, N_e) N_e^2 \quad (13)$$

darstellen lässt, wobei die Funktion f im interessierenden Bereich nur schwach von der Temperatur abhängt. Allgemein setzt sich die gesamte kontinuierliche Emission des H-Plasmas aus dem Kontinuum der H-Atome und den Kontinua der H^- - und H_2^+ -Ionen zusammen. Die beiden letztgenannten Beiträge sind jedoch nur im Bereich niedriger Temperatur und hoher Dichte von Bedeutung.

Nach korrespondenzmäßigen Überlegungen von KRAMERS⁷ und UNSÖLD⁸ ergibt sich mit $Z = 1$ der kontinuierliche Absorptionskoeffizient des H-Atoms bei der Wellenlänge λ pro H-Atom im Grundzustand zu

$$\alpha_\lambda = \frac{64 \pi^4}{3 \sqrt{3}} \frac{m e^{10}}{c^4 h^3 k^3 T^3} \frac{e^{-u_1}}{u^3} \frac{k T}{2 R h c} \left\{ \frac{2 R h c}{k T} \sum_{u_n < u}^{u_g-1} \gamma_n \frac{e^{u_n}}{n^3} + \gamma_{ff} e^{u_g} \right\}, \quad (14)$$

wobei

$$u_n = R h c / (n^2 k T) \quad \text{und} \quad u = c_2 / (\lambda T).$$

Darin bedeutet g die Quantenzahl des Terms, von dem ab die Summe der höheren Rekombinationskontinua durch ein Integral approximiert werden kann. Die Gauntfaktoren γ_n und γ_{ff} des n -ten Rekombinationskontinuums und der frei-frei-Übergänge sind quantenmechanische Korrekturen. Der Anteil e^{u_g} in der Kammer wird mit γ_{ff} versehen, obwohl er neben der frei-frei-Absorption auch die höheren Rekombinationskontinua enthält. Dies ist jedoch gerechtfertigt, da für niedrige Temperaturen der Anteil e^{u_g} am Gesamtbetrag sowieso klein ist und bei hohen Temperaturen hauptsächlich durch frei-frei-Übergänge getragen wird.

Durch Multiplikation von Gl. (14) mit der Dichte der Atome im Grundzustand, für die sich wiederum mit Hilfe der BOLTZMANN-Gleichung, der SAHA-Gleichung und der Quasineutralitätsbedingung $N_i = N_e$ die Elektronendichte N_e einführen lässt, folgt für den Absorptionskoeffizienten

$$\alpha_\lambda = \frac{16 \pi^2}{3 \sqrt{3}} \frac{e^6}{c^4 h (2 \pi m)^{1/2} (k T)^{1/2}} \left\{ \frac{2 R h c}{k T} \sum_{u_n < u}^{u_g-1} \gamma_n \frac{e^{u_n}}{n^3} + \gamma_{ff} e^{u_g} \right\} e^{-\Delta u_1}. \quad (15)$$

Dabei ist $\Delta u_i = \Delta E_i / k T$ durch die Erniedrigung der Ionisierungsenergie ΔE_i bestimmt, die über die SAHA-Gleichung hereinkommt und deren Betrag nach ECKER und KRÖLL¹⁸ im hier vorliegenden Elektronendichte- und Temperaturbereich zu

$$\Delta E_i = 2 \sqrt{2 \pi} e^3 \sqrt{N_e / k T} = 2,96 \cdot 10^{-8} \sqrt{N_e / T} \text{ [eV]} \quad (16)$$

gegeben ist.

Gehen wir nach Gl. (3) vom wahren zum scheinbaren Absorptionskoeffizienten über und multiplizieren diesen mit der Intensität der schwarzen Strahlung, so ergibt sich schließlich entsprechend Gl. (5) der spontane Emissionskoeffizient des H-Atoms:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{32 \pi^2}{3 \sqrt{3}} \frac{e^6}{c^2 (2 \pi m)^{1/2}} \frac{N_e^2}{\lambda^2 (k T)^{1/2}} e^{-c_2 / \lambda T} \left\{ \frac{2 R h c}{k T} \sum_{n=3}^{g-1} \frac{\gamma_n}{n^3} e^{Rhc/n^2 kT} + \gamma_{ff} e^{Rhc/g^2 kT} \right\} e^{-\Delta E_i / kT}. \quad (17)$$

Unter Verwendung der von KARZAS und LATTER¹⁹ angegebenen Gauntfaktoren liefert die Ausrechnung den Emissionskoeffizienten pro N_e^2 für $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ als Funktion der Temperatur mit der Elektronendichte als Parameter, wie er in Abb. 7 dargestellt ist.

Der Einfluß von N_e auf ε / N_e^2 wird nur über ΔE_i hereingetragen. Außerdem sind in Abb. 7 das H^- - und das schwächere H_2^+ -Kontinuum gemeinsam aufgetragen, die mit den von BOGESS²⁰ angegebenen Werten berechnet wurden. In dem Bereich, wo das

¹⁸ G. ECKER u. W. KRÖLL, Phys. Fluids **6**, 62 [1963].

¹⁹ W. J. KARZAS u. R. LATTER, RM-2091-AEC [1958], The Rand Corporation, Santa Monica, California und Astrophys. J. Suppl. Nr. 55, **6**, 167 [1961].

²⁰ A. BOGESS, Astrophys. J. **129**, 432 [1959].

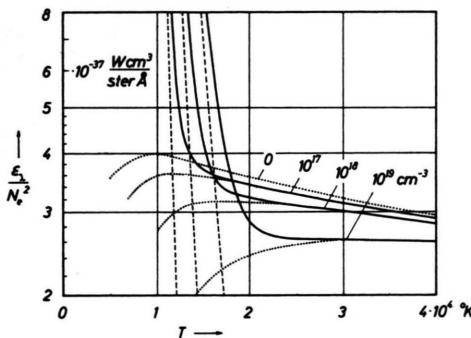


Abb. 7. Kontinuierlicher Emissionskoeffizient des H-Plasmas pro N_e^2 mit N_e als Parameter. — Gesamtkontinuum, ····· H-Kontinuum, - - - $(H^- + H_2^+)$ -Kontinuum.

H-Kontinuum dominiert, ist der theoretische Emissionskoeffizient nahezu temperaturunabhängig. Das $(H^- + H_2^+)$ -Kontinuum wird im wesentlichen nur zur Abgrenzung dieses temperaturunabhängigen Bereiches benötigt.

4. Auswertung der Messungen

Bei der Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Elektronendichtheverteilung geht also die Temperatur über den theoretischen Emissionskoeffizienten und, soweit Absorption vorliegt, bei der Umrechnung der kontinuierlichen Strahlungsintensität auf den Emissionskoeffizienten ein. Obwohl sie sich im letzteren Fall stärker auswirkt, reicht auch hier eine Abschätzung aus. Diese wird an Hand der Spektren durchgeführt, wobei der Temperaturverlauf $T(r)$ zu einer Zeit t zwischen einer obere und untere Grenzkurve $T_{\max}(r)$ und $T_{\min}(r)$ eingeschlossen wird.

4.1. Abschätzung der Temperatur

Um eine untere Temperaturgrenzkurve zu einer Zeit t zu erhalten, greifen wir zunächst aus einem Spektrum $I_{tx}(\lambda)$ einen Intensitätswert bei einer Wellenlänge λ heraus. Dieser kann nach Abschnitt 3.1 mit Hilfe der Verteilungen des Absorptionskoeffizienten $\kappa_{\lambda x}(y)$ und der Temperatur $T_x(y)$ längs des Beobachtungsstrahles mit

$$I_{\lambda x} = \int_{-y_0}^{y_0} \kappa_{\lambda x}(y) B_{\lambda}(T_x(y)) \cdot \exp \left\{ - \int_{-y_0}^y \kappa_{\lambda x}(y') dy' \right\} dy \quad (18)$$

beschrieben werden. Führt man für $\kappa_{\lambda x}$ die optische Schichtdicke

$$\tau_{\lambda x} = \int_y^{y_0} \kappa_{\lambda x}(y') dy' \quad \text{mit} \quad \tau_{\lambda x}^{(0)} = \int_{-y_0}^{+y_0} \kappa_{\lambda x}(y) dy \quad (19)$$

ein, dann wird aus Gl. (18)

$$I_{\lambda x} = - \int_{\tau_{\lambda x}^{(0)}}^0 B_{\lambda}(T_x(y)) \exp \{ -\tau_{\lambda x} \} dy. \quad (20)$$

Ersetzen wir hierin die wahre Temperaturverteilung $T_x(y)$ über y am Orte x durch den Maximalwert $T_x(y=0)$, dann läßt sich $B_{\lambda}(T_x(y=0))$ herausziehen und das verbleibende Integral kann gelöst werden. Da wir aber damit den Betrag des Integrals erhöht haben, folgt die Ungleichung

$$I_{\lambda x} < B_{\lambda}(T_x(y=0)) \cdot (1 - \exp \{ -\tau_{\lambda x}^{(0)} \}), \quad (21)$$

oder da stets $(1 - \exp \{ -\tau_{\lambda x}^{(0)} \}) < 1$

$$I_{\lambda x} < B_{\lambda}(T_x(y=0)). \quad (22)$$

Die Intensität selbst können wir mit Hilfe des Ansatzen

$$I_{\lambda x} = B_{\lambda}(T_x^{(s)}) \quad (23)$$

durch eine Temperatur $T_x^{(s)}$ beschreiben, die wir als schwarze Temperatur bezeichnen wollen. (Das besagt aber keineswegs, daß $I_{\lambda x}$ als schwarze Strahlung betrachtet wird, sondern nur, daß ein schwarzer Vergleichsstrahler der Temperatur $T_x^{(s)}$ gerade die Intensität vom Betrage $I_{\lambda x}$ liefert.) Diese so definierte schwarze Temperatur ist kleiner als der Maximalwert $T_x(y=0)$, da nach Gl. (22) und (23)

$$B_{\lambda}(T_x^{(s)}) < B_{\lambda}(T_x(y=0)).$$

Andererseits ist der Maximalwert identisch mit $T(r)$ beim Radius $r=x$, so daß man also

$$T_{x=r}^{(s)} < T(r)$$

erhält. Somit ist die schwarze Temperatur, die sich aus dem Spektrum am Orte $x=r$ und bei einer beliebigen Wellenlänge λ ergibt, stets kleiner als die wahre Temperatur beim Radius r . Liegen also zu einer Zeit t die spektralen Verteilungen für die verschiedenen Orte x vor, so können wir aus jeder von ihnen diejenige Wellenlänge heraussuchen, deren Intensität die höchste schwarze Temperatur liefert, und erhalten damit die untere Temperaturgrenzkurve $T_{\min}(r) = T_{x=r}^{(s)}$.

Die so ermittelten Temperaturgrenzkurven $T_{\min}(r)$ für die verschiedenen Zeiten sind in Abb. 8 aufgetragen. Nur von 3,8 bis 4,1 μs wird ihr Verlauf in einem beschränkten Bereich um die Achse durch die kontinuierliche Strahlungsintensität bestimmt, da hier die Spektren Selbstumkehr von H_α zeigen. Im gesamten übrigen Bereich ist die Grenzkurve durch die Intensität in der Linienmitte von H_α (6563 Å) gegeben.

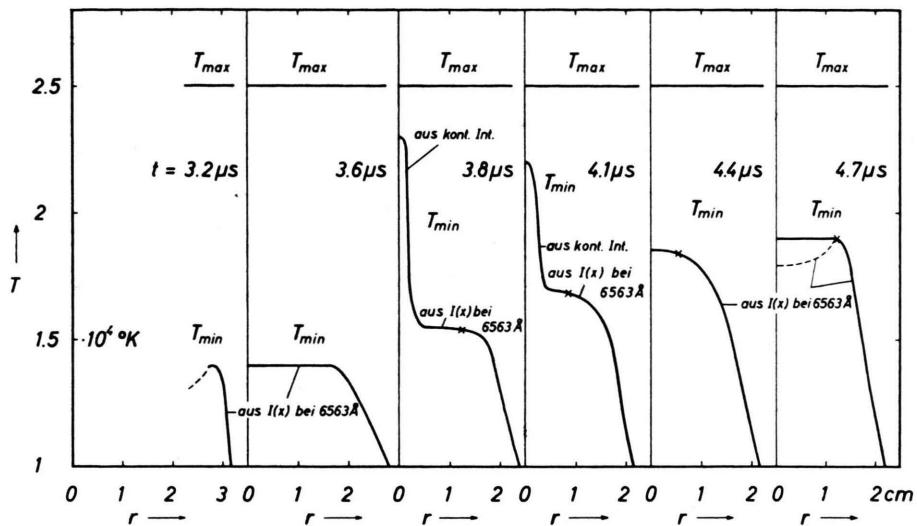


Abb. 8.
Die Temperatur-
grenzkurven.

Für die obere Grenze der Temperaturverteilung genügt es, einen hinreichend hohen, aber in bezug auf die Zeit und den Radius konstanten Wert anzusetzen, da nach Abschnitt 3.2 der theoretische Emissionskoeffizient $f(\lambda, T, N_e)$ bei höheren Temperaturen in einen nahezu konstanten Verlauf übergeht. Auch in dem beschränkten, absorbierenden Bereich der Säule, wo das Berechnungsverfahren für den Emissionskoeffizienten stärker temperaturabhängig wird, reicht dieser feste Maximalwert aus, der ebenfalls aus den Spektren abgeschätzt werden kann. Aus dem bereits beschriebenen spektralen Verlauf der kontinuierlichen Strahlungsintensität auf dem Beobachtungsstrahl durch die Gefäßachse zur Zeit $t = 3,8 \mu s$ läßt sich nämlich ersehen, daß die Achsentemperatur nur unwesentlich über der schwarzen Temperatur der kontinuierlichen Intensität im roten Spektralbereich von $23\,000^\circ K$ liegen dürfte. Man kann deshalb zu diesem Zeitpunkt eine ungefähre obere Grenze von $T_{\max} = 25\,000^\circ K$ annehmen. Da auch später vermutlich keine weitere Aufheizung in unmittelbarer Achsnähe mehr stattfindet, können wir diesen Wert im gesamten untersuchten Zeitintervall als brauchbare obere Grenze verwenden. Auch in den äußeren Säulenbereichen, wo diese sicher merklich über dem wahren Temperaturverlauf liegt, bleibt die Auswirkung auf die damit berechnete Elektronendichteverteilung gering.

4.2 Die Verteilung der Elektronendichte

Die aus den Messungen hervorgegangenen $I_{lt}(x)$ -Verteilungen des Kontinuums bei 5500 \AA in Abb. 3

werden zunächst entsprechend Abschnitt 3.1 mit Hilfe beider Temperaturgrenzkurven auf die radiale Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten umgerechnet. Dabei ergibt sich mit $T_{\min}(r)$ der Verlauf $\varepsilon^I(r)$ und mit T_{\max} der Verlauf $\varepsilon^{II}(r)$ in Abb. 9. Vernachlässigt man die Absorption überhaupt, nimmt man also Emission aus optisch dünner (transparenter) Schicht an, dann liefert die Auswertung $\varepsilon_{tr}(r)$. Danach liegen nur im achsennahen Gebiet zur Zeit von $3,8$ bis $4,4 \mu s$ Absorptionsverluste vor, so daß auch nur dann Unterschiede in den drei Verläufen von $\varepsilon(r)$ auftreten. Die Umrechnung von $I_{lt}(x)$ liefert dabei mit der unteren Temperaturgrenzkurve die obere Grenzkurve $\varepsilon^I(r)$ und mit der Maximaltemperatur die untere Abgrenzung $\varepsilon^{II}(r)$, was man sich besonders leicht am Beispiel einer homogenen Säule überlegen kann. Die Temperatur geht also bei vorliegender Absorption merklich auf ε ein. Die Elektronendichte kann aber trotzdem mit brauchbarer Genauigkeit ermittelt werden, da diese nur proportional zur Wurzel aus ε verläuft.

Mit den so gewonnenen Verteilungen des Emissionskoeffizienten werden nun die entsprechenden Elektronendichteverteilungen nach der umgeformten Gl. (13)

$$N_e(r) = \sqrt{\frac{\varepsilon(r)}{f(T(r), N_e(r))}} \quad (24)$$

iterativ ermittelt. Dabei ergibt $\varepsilon^I(r)$ mit $T_{\min}(r)$ die Verteilung $N_e^I(r)$ und $\varepsilon^{II}(r)$ mit T_{\max} die Verteilung $N_e^{II}(r)$ in Abb. 10. Die Überschneidung der Kurven $N_e^I(r)$ und $N_e^{II}(r)$ bei $3,8$ bis $4,4 \mu s$ ist darauf zurückzuführen, daß ε^I in Achsen Nähe merklich

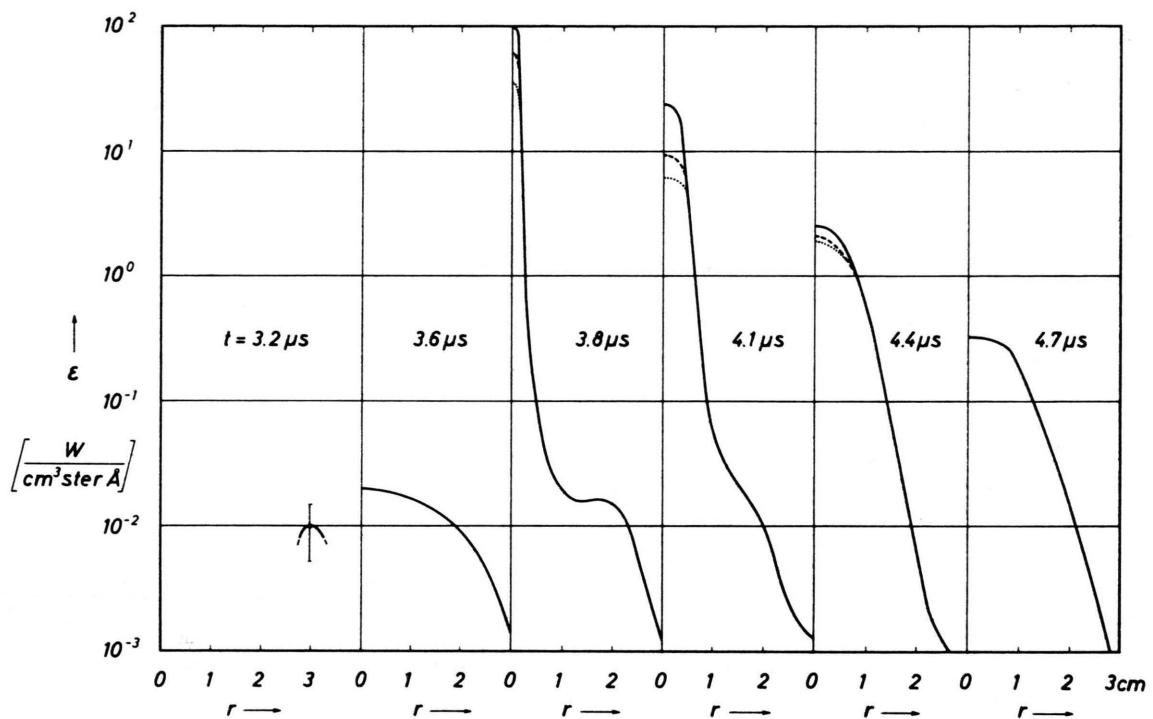


Abb. 9. Die radialen Verteilungen der Emissionskoeffizienten.
 — ε^I (mit T_{\min}), —— ε^{II} (mit T_{\max}), ····· ε_{tr} (unter Annahme von Emission aus transparenter Schicht).

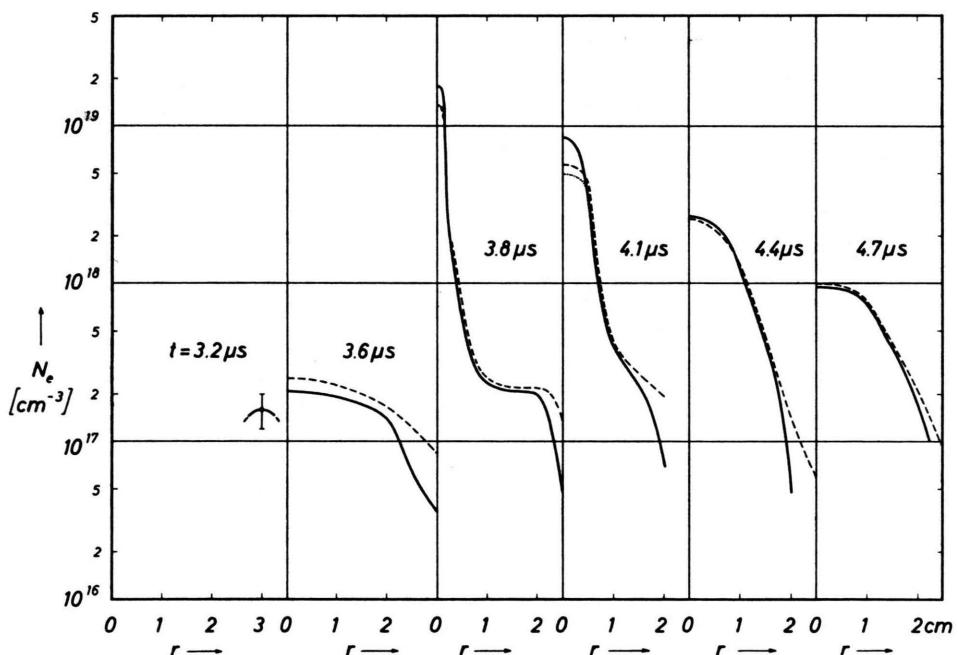


Abb. 10. Die radialen Verteilungen der Elektronendichte.
 — N_e^I (mit T_{\min}), —— N_e^{II} (mit T_{\max}) und ····· N_{eIII} .

größer ist als ε^{II} , während sich die beiden zugehörigen Werte des theoretischen Emissionskoeffizienten f nur wenig unterscheiden, so daß hier $N_e^{\text{I}} > N_e^{\text{II}}$. Im optisch dünnen Außengebiet dagegen ist $\varepsilon^{\text{I}} = \varepsilon^{\text{II}}$. Hier wird der Unterschied der beiden Elektronendichte-Verteilungen durch die geringe Abweichung der beiden f -Werte bestimmt, woraus $N_e^{\text{I}} < N_e^{\text{II}}$ folgt. Die Grenzen des Auswerteverfahrens zeigen sich in den Außengebieten der Säule. T_{\min} sinkt hier so weit ab, daß der theoretische Emissionskoeffizient in den Bereich des stark temperaturabhängigen $(\text{H}^- + \text{H}_2^+)$ -Kontinuums fällt und damit N_e^{I} mit zunehmendem Radius in einen steilen Abfall übergeht. Aus $N_e^{\text{I}}(r)$ und $N_e^{\text{II}}(r)$ ergeben sich schließlich durch Mittelung die endgültigen Verteilungen der Elektronendichte, die in Abb. 11 in einer Höhenliniendarstellung gezeigt werden. Danach beträgt der Höchstwert der Elektronendichte $1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

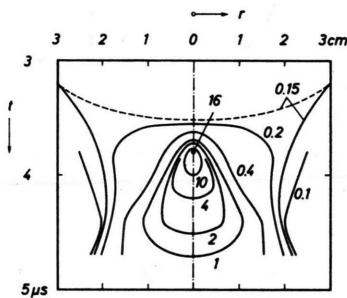


Abb. 11. Ort-Zeit-Diagramm der Elektronendichte in 10^{18} cm^{-3} .

4.3. Kompression der Masse

Mit der nun vorliegenden Elektronendichteverteilung kann wegen $N_i = N_e$ der Anteil z der in der Säule enthaltenen Masse M_s an der Gesamtmasse M im Gefäß näherungsweise zu

$$z = \frac{M_s}{M} \approx \frac{1}{M} \int_0^{r_s} N_i(r) 2\pi r H \cdot dr \quad (25)$$

berechnet werden, da die Neutralteilchendichte in der Entladungssäule klein gegenüber der Ionendichte ist. Mit einem Säulenradius von $r_s \approx 2 \text{ cm}$ wird bei $4,4 \mu\text{s}$ ein maximaler Wert von $z = 0,60$ erreicht, dessen Genauigkeit entsprechend dem nächsten Kapitel etwa 20% beträgt. In diesem Zeitpunkt tritt also die höchste Massenkontraktion in der Entladungssäule auf, die dann rund 60% der Gesamtmasse enthält. Nach SCHINDLER⁵ geht die Kontraktion der Pinch-

säule in zwei Dichtewellen vor sich, wobei die erste Welle nur Teilchen erfaßt, die vor der Entladung innerhalb eines Radius von 7 cm liegen, worin 60% der Gesamtmasse enthalten sind, während die nachfolgende zweite Welle bereits an der Gefäßwand einsetzt, aber nur noch bis 3,5 cm an die Achse herankommt. Da die erste Welle also nur 60% der Gesamtmasse enthalten kann und dieser Anteil mit den hier durchgeföhrten Messungen in der Pinchsäule aufgefunden wird, folgt daraus unter Berücksichtigung der Genauigkeit von z zumindest eine weitgehend vollständige Teilchenmitnahme durch die erste Dichtewelle in dem von ihr erfaßten Gebiet.

4.4. Fehlerabschätzung zur gemessenen Elektronendichte-Verteilung

Der gesamte relative Fehler der Elektronendichte $\Delta N_e/N_e$ zu einer Zeit t und an einem Orte r wird durch den Fehler der entsprechenden $I_{lt}(x)$ -Verteilung, der im Mittel zu 30% geschätzt wird, und durch die Temperaturabgrenzungen verursacht. Beschränken wir uns zunächst auf dasjenige Gebiet der Säule, aus dem Emission aus optisch dünner Schicht erfolgt, so ist nach Gl. (24)

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{1}{2} \frac{d \ln f(T, N_e)}{d \ln T} \frac{\Delta T}{T} . \quad (26)$$

Der Beitrag des Fehlers der $\varepsilon(r)$ -Verteilung wird zu

$$\left(\frac{\Delta N_e}{N_e} \right)_1 = \frac{1}{2} \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta I}{I} \approx 15\% \quad (27)$$

angesetzt, während der Fehler der Temperaturabgrenzung identisch ist mit der relativen Abweichung des endgültigen Verlaufs $N_e(r)$ von den Grenzkurven $N_e^{\text{I}}(r)$ und $N_e^{\text{II}}(r)$, so daß

$$\left(\frac{\Delta N_e}{N_e} \right)_2 = \frac{1}{2} \frac{d \ln f(T, N_e)}{d \ln T} \frac{\Delta T}{T} = \frac{\frac{1}{2} |N_e^{\text{I}} - N_e^{\text{II}}|}{\frac{1}{2} (N_e^{\text{I}} + N_e^{\text{II}})} . \quad (28)$$

Zur Fehlerabschätzung gehen wir nun noch einmal zu Abb. 10 zurück. Für die Verteilungen der Elektronendichte ab $3,8 \mu\text{s}$ beträgt der Fehler $(\Delta N_e/N_e)_2$ in den Flanken und ab $4,4 \mu\text{s}$ auch im Gebiet um die Achse, wo N_e^{I} und N_e^{II} nahe beieinander liegen, etwa 5%, so daß sich zusammen mit dem Anteil $(\Delta N_e/N_e)_1$ insgesamt ein Fehler von 20% ergibt. In den Außengebieten dagegen sinkt N_e^{I} merklich unter N_e^{II} ab und der Gesamtfehler steigt bis auf 40% an. Im einlaufenden Hohlzylinder bei $3,2 \mu\text{s}$ und für den $N_e(r)$ -Verlauf zur Zeit $t = 3,6 \mu\text{s}$ liegt ein ungefährer Fehler von 25% vor. Im Kerngebiet bei $3,8$ und $4,1 \mu\text{s}$ ist die Genauigkeit der Elektronendichtebestimmung infolge der Absorption in sehr unübersichtlicher Weise mit $\Delta I(x)/I(x)$ verknüpft, so daß hier der Fehler nur grob zu etwa 40% abgeschätzt werden kann.

5. Zusammenfassung

In einer Z-Pinchapparatur wird bei einem Fülldruck von 1 Torr H₂ der zeitliche Verlauf der Elektronendichteverteilung während der ersten Kontraktion mit zeitauf lösenden spektroskopischen Methoden gemessen. Die Elektronendichte erreicht bei 3,8 μ s in der Gefäßachse einen maximalen Wert von $(1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von rund 25 000 °K. Die gesamte in der Pinchsäule erfaßte Masse dagegen durchläuft erst bei 4,4 μ s ihren höchsten Wert. In diesem Zeitpunkt weist auch der Entladungsstrom einen allerdings nur schwach ausgeprägten „kink“ auf. Die Entladung zeigt ein nach dem Stoßwellenmodell zu erwartendes Verhalten. Bei

der Berechnung der Elektronendichteverteilung aus der „side on“-Strahlungsintensität bei 5500 Å wird örtliches thermodynamisches Gleichgewicht hinsichtlich einer einheitlichen Teilstofftemperatur vorausgesetzt, während über das Strahlungsfeld keine Annahme gemacht wird. Diese Voraussetzung erscheint trotz der schnellen örtlichen und zeitlichen Änderung des Entladungsvorganges gerechtfertigt, da die hohe Dichte in der Entladungssäule eine einheitliche Teilstofftemperatur begünstigt.

Herrn Prof. Dr. H. MAECKER danke ich für stete Förderung und viele Anregungen bei der Ausführung dieser Arbeit. Herrn Dr. H. MOTSCHMANN bin ich für viele wertvolle Hinweise und fördernde Diskussionen zu Dank verpflichtet.