

# Kontinuumsstrahlung des einfach ionisierten Helium-Plasmas im Spektralbereich von 300 nm bis 650 nm

D. Einfeld und G. Sauerbrey

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig und Berlin

(Z. Naturforsch. **30a**, 1413–1424 [1975]; received June 25, 1975)

*Continuum Radiation of a Single Ionized Helium-Plasma in the Spectral Range 300 nm to 650 nm*

The radiation emitted from a wall stabilized helium-plasma ( $n_e \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ,  $T \approx 38000 \text{ K}$ , duration of constant discharge current 0.4 ms) was investigated in the wavelength range 300 nm to 650 nm. From the emission coefficients of the continuum radiation Gaunt factors for the state with the principal quantum number 3 and the state  $2^3P$  were determined. Gaunt factors for the terms  $2^1S$ ,  $2^1P$ ,  $2^3S$  and  $2^3P$  were calculated from the transition probabilities of highly excited states. Agreement to within the accuracy of the measurement was found between the experimental results and the Gaunt factors evaluated from the photoionisation cross-sections calculated by Goldberg. The Gaunt factors for the states  $2^1P$  and  $2^3S$  according to Anderson and Griem are in good agreement with our results; for the terms  $2^3P$  and  $2^1S$  a discrepancy exists. With the Gaunt factors reported here electron densities in a helium-plasma can be determined with a relative uncertainty of 10%. The  $\xi$ -factor calculated by Kriener and Schlüter could be confirmed, if Bremsstrahlung of neutral atoms is neglected.

## 1. Einleitung

Befindet sich ein Plasma im Zustand des lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes (LTG), so sind die Anzahldichten und die Temperatur über die Saha- und die Boltzmann-Gleichung miteinander verknüpft. Treten Abweichungen vom LTG auf, so müssen Temperatur und Anzahldichten unabhängig voneinander ermittelt werden. Die Elektronendichtheit bestimmt kann über den Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung erfolgen, der sich oberhalb eines bestimmten Ionisationsgrades nur wenig mit der Temperatur ändert, jedoch den Anzahldichten der Elektronen und Ionen proportional ist. Für ein Wasserstoff-Plasma ist der theoretisch bis auf einige Prozent bekannte Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung<sup>1</sup> experimentell bestätigt worden<sup>2</sup>. Theoretische Werte der Emissionskoeffizienten einiger anderer Plasmen (He, A, Kr, Xe) sind durch Berechnung der  $\xi$ -Faktoren<sup>3</sup> bekannt. Im Gegensatz zu anderen Edelgasen liegen nur wenige experimentelle Ergebnisse über die Kontinuumsstrahlung eines Helium-Plasmas vor<sup>4,5</sup>.

Aus dem experimentell ermittelten Kontinuumsstrahlungskoeffizienten eines einfach ionisierten He-Plasma sollen in dieser Arbeit die Gaunt-Faktoren der Photoionisationsquerschnitte für die Terme mit den Hauptquantenzahlen  $i=2$  und  $i=3$  bestimmt

werden. Zum Vergleich liegen berechnete Gaunt-Faktoren für die genannten Terme von Anderson und Griem<sup>6</sup> sowie Photoabsorptionsquerschnitte für die Feinstrukturterme mit der Hauptquantenzahl  $i=3$  von Hunger und Blerkum<sup>7</sup>, für die Terme  $2^1S$ ,  $2^3S$ ,  $2^1P$  und  $2^3P$  von Goldberg<sup>8</sup> sowie für die Terme  $2^1S$  und  $2^3S$  von Huang<sup>9</sup>, Burgess und Seaton<sup>10</sup>, Nocross<sup>11</sup> und Jacobs<sup>12</sup> vor. Experimentell sind Photoabsorptionsquerschnitte an den Termen  $2^1S$  und  $2^3S$  von Stebbing et al.<sup>13</sup> sowie an dem Term  $2^3P$  von Bötticher et al.<sup>4</sup> ermittelt worden. Unter Verwendung der Wasserstoff-Photoionisationsquerschnitte für die Terme mit den Hauptquantenzahlen  $i \geq 4$  und den hier ermittelten Photoionisationsquerschnitten ist der  $\xi$ -Faktor für den Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung eines Helium-Plasmas bekannt.  $\xi$ -Faktoren sind von Bibermann et al.<sup>14</sup> sowie Kriener und Schlüter<sup>15</sup> berechnet worden.

Im folgenden Abschnitt werden die zur Berechnung des Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung benötigten Absorptionskoeffizienten und Wirkungsquerschnitte angegeben. Abschnitt 3 behandelt experimentelle Einzelheiten, in Abschnitt 4 werden die Bestimmung der Plasmaparameter beschrieben und die Ergebnisse diskutiert.

## 2. Die Kontinuumsstrahlung eines Helium-Plasmas

Die Kontinuumsstrahlung eines Plasmas setzt sich aus der Bremsstrahlung (frei-frei-Übergänge) und

Sonderdruckanforderungen an Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Institut Berlin, D-1000 Berlin 10, Abbe-Straße 2–12.

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

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

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

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



der Rekombinationsstrahlung (frei-gebunden-Übergänge) zusammen. Die Addition des Bremsstrahlungskontinuums und der verschiedenen Rekombinationskontinua führt für ein Wasserstoff-Plasma wegen der Entartung der Terme zu einer übersichtlichen Struktur in der spektralen Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung. Tritt mit zunehmender Anzahl der gebundenen Elektronen im Atom (z. B. schwere Edelgase) eine Feinstrukturaufspaltung auf, so wird die Anzahl der Rekombinationskontinua wesentlich größer, wobei ihre Beiträge nur großenordnungsmäßig bekannt sind. Dies führt zu einer komplizierten Struktur im spektralen Verlauf des Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung. Zum Verständnis dieser Struktur ist die Kontinuumsstrahlung eines Helium-Plasmas von Interesse, da nur der Term mit der Hauptquantenzahl  $i = 2$  eine für die Rekombinationsstrahlung bemerkbare Feinstrukturaufspaltung besitzt und die Terme mit  $i \geq 3$  als wasserstoffähnlich anzusehen sind.

Der spektrale Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\lambda$  der Kontinuumsstrahlung eines Plasmas (Raumwinkel-, Volumen- und Wellenlängen-bezogene Strahlungsleistung) ergibt sich nach Finkelnburg, Peters<sup>16</sup>, Griem<sup>17</sup> und Geltmann<sup>18</sup> zu:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \exp(-h c/\lambda k T) \left\{ \sum_Z \chi^Z(\lambda, T) \right. \\ \left. + n_e \left( \frac{2 \pi \hbar^2}{m k T} \right)^{3/2} \sum_Z \frac{n_i^{Z+1}}{2 g_i^{Z+1}} \right. \\ \left. \cdot \sum_{\lambda_i^Z > \lambda} g_i^Z \sigma_i^Z(\lambda) \exp(h c/\lambda_i^Z k T) \right\}. \quad (1)$$

Neben den Naturkonstanten  $h$ ,  $c$ ,  $k$  und  $m$  (Elektronenmasse) bedeuten:  $\lambda$  = Wellenlänge,  $\lambda_i^Z$  = Grenzwellenlänge der Rekombinationsstrahlung (der obere Index gibt die Ladungszahl des Atoms, der untere die Hauptquantenzahl des Atomtermes an, auf den sich diese Angabe bezieht),  $T$  = Temperatur,  $n_e$  = Elektronenanzahldichte,  $n_i^Z$  = Anzahldichte der Atome (ist kein unterer Index vorhanden, so bezieht sich die Angabe auf alle Atome der Ladung  $Z$ ),  $Z$  = Ladungszahl ( $Z = 0$  neutral,  $Z = 1$  einfach ionisiert),  $g_i^Z$  = statistisches Gewicht,  $\chi^Z(\lambda, T)$  = Absorptionskoeffizient,  $\sigma_i^Z$  = Photoionisationsquerschnitt.

In Gl. (1) beschreibt das erste Glied in der Klammer den Beitrag der Bremsstrahlung und das zweite den der Rekombinationsstrahlung. Die zweite Summe im zweiten Glied der Gl. (1) ist über solche Terme zu erstrecken, deren Grenzwellenlänge  $\lambda_i^Z$

größer als die betrachtete Wellenlänge  $\lambda$  ist. Der Endterm dieser Summe und die Grenzwellenlängen zu den verschiedenen Termen sind durch die Ionisierungsenergierniedrigung, die hier nach Griem<sup>19</sup> berechnet wurde, bestimmt (siehe auch<sup>20</sup>).

Der mittlere Absorptionskoeffizient  $\chi^Z(\lambda, T)$  der freien Elektronen, die sich nach einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung im Potentialfeld von ionisierten wasserstoffähnlichen Atomen bewegen, ist gegeben durch

$$\chi^Z(\lambda, T) = G^{\text{ff}}(\lambda, T) \frac{e^6 Z^2 \lambda^3 n_e n^Z}{24 \sqrt{6} \pi^{5/2} h c^4 m^{3/2} \varepsilon_0^3 (k T)^{1/2}}. \quad (2)$$

$G^{\text{ff}}(\lambda, T)$  ist der über eine Maxwell-Verteilung gemittelte Gaunt-Faktor<sup>21, 22</sup>. Der Absorptionskoeffizient der freien Elektronen, die sich im Potentialfeld des zweifach ionisierten He-Atoms befinden, ergibt sich aus Gl. (2) mit  $Z = 2$ . Nach Johnston<sup>23</sup> kann Gl. (2) auch zur Berechnung von  $\chi^1(\lambda, T)$  des einfachionisierten He-Atoms herangezogen werden, wenn Licht des sichtbaren Spektralbereichs absorbiert wird. Der Absorptionskoeffizient  $\chi^0(\lambda, T)$  der neutralen He-Atome ist wegen der ungenau bekannten Potentialverteilung nur näherungsweise berechenbar (siehe Geltmann<sup>18</sup>).

Zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten  $\chi^Z(\lambda, T)$  wird der entsprechende Wirkungsquerschnitt  $\sigma^Z(\nu, T)$  mit der Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen gewichtet (siehe Drawin<sup>24</sup>). Nach den Kriterien von Rother<sup>25</sup> und Oxenius<sup>26</sup> hat sich die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen in einem He-Plasma oberhalb von 20 000 K eingestellt. Bei Temperaturen unter 40 000 K besitzt weniger als der hundertste Teil der Elektronen, die zur Bremsstrahlungsemision im sichtbaren Bereich beitragen können, ausreichende Energie zur Anregung von Resonanzübergängen. Eine Störung im hochenergetischen Teil der Geschwindigkeitsverteilung, die sich auf den Emissionskoeffizienten der He-Kontinuumsstrahlung im sichtbaren Spektralbereich auswirken könnte, ist daher auch bei starker Überbesetzung des Grundzustandes nicht zu erwarten. Die Rekombinationsstrahlung wird im wesentlichen von Elektronen aus dem niederenergetischen Teil der Geschwindigkeitsverteilung erzeugt und bleibt daher von Störungen der Verteilung im hochenergetischen Teil ohnehin unbeeinflusst.

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoionisation des Termes  $i$  ist (siehe Elwert<sup>27</sup>):

$$\sigma_i = G_i(\lambda) \cdot \sigma_i^{\text{klassisch}} = G_i^Z(\lambda) \frac{e^{10} m (Z+1)^4 \lambda^3}{48 \sqrt{3} \pi \epsilon_0^5 h^6 c^4 i^5}. \quad (3)$$

Der Gaunt-Faktor  $G_i(\lambda)$  gibt das Verhältnis zwischen dem tatsächlichen und dem klassischen Photoionisationsquerschnitt nach Kramers<sup>28, 21</sup> wieder; er beinhaltet im wesentlichen die Integration des Produktes der Wellenfunktionen des freien und des gebundenen Zustandes. Für Terme des Wasserstoffs und wasserstoffähnlicher Ionen ist der Gaunt-Faktor von Karzas und Latter<sup>22</sup> berechnet worden.

Über die in Gl. (4) definierte Größe  $(G_i^Z)^*$  sind die Photoabsorptionskoeffizienten beliebiger Atome mit denen des entsprechenden Termes des H-Atoms vergleichbar:

$$(G_i^Z)^* = G_i^Z \frac{g_i^Z}{g_{i+1}^Z g_i^H}. \quad (4)$$

$G_i^Z$  ist der nach Gl. (3) für die Berechnung von  $\sigma_i^Z$  zu benutzende Gaunt-Faktor. In Abb. 8 sind die bekannten Gaunt-Faktoren für den Term  $i=3$  des He-Atoms<sup>6, 7</sup> und des H-Atoms<sup>22</sup> wiedergegeben [beim Helium ist  $(G_i^Z)^* = G_i^Z$  wegen  $g_i^{\text{He}} = 4 i^2$  und  $g_i^{\text{He}+} = 2$ , so daß die Gaunt-Faktoren von He- und H-Atom unmittelbar vergleichbar sind]. Die Übereinstimmung zwischen den Werten des He- und des H-Atoms ist besser als  $\pm 15\%$ . Mit zunehmender Hauptquantenzahl  $i$  steigt die Wasserstoffähnlichkeit der He-Terme und es kann angenommen werden, daß mit  $i \geq 4$   $G_i^{\text{He}}$  gleich  $G_i^H$  ist.

Mit Gl. (1), (2), (3) und (4) sowie den Gaunt-Faktoren  $G_3^{\text{He}}$  nach Anderson und Griem ist unter Verwendung der Saha-Gleichung der Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\lambda$  der He-Kontinuumsstrahlung für den Spektralbereich  $\lambda > 400$  nm berechenbar. Im Spektralbereich  $400 \text{ nm} < \lambda < 600 \text{ nm}$  setzt sich  $\varepsilon_\lambda$  aus der Bremsstrahlung und der Rekombinationsstrahlung zu den Termen mit der Hauptquantenzahl  $i \geq 3$  zusammen (das Verhältnis der verschiedenen Beiträge ist eine Funktion der Temperatur und für  $T = 37\,500 \text{ K}$  der Abb. 7 zu entnehmen). In Abb. 1 ist der spektrale Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\lambda$  bei  $\lambda = 530 \text{ nm}$  in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die durchgezogenen Linien gelten für den LTG-Zustand, die gestrichelten für ein PLTG-Plasma, in dem der Grundzustand des neutralen und des einfachionisierten He-Atoms 40- bzw. 80fach überbesetzt ist. Gleichgewichtsabweichungen dieser Größenordnung sind bei dem untersuchten He-Plasma zu erwarten.

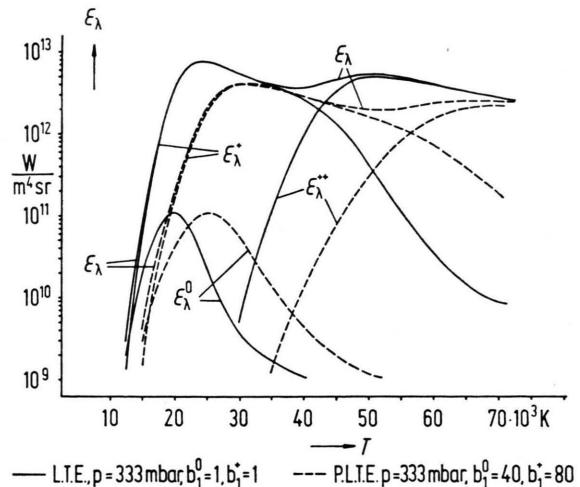


Abb. 1. Abhängigkeit des spektralen Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung eines Heliumplasmas von der Temperatur und vom Gleichgewichtszustand des Plasmas bei  $\lambda = 530 \text{ nm}$ .  $p$  ist der Druck im Plasma,  $b_1^0$  und  $b_1^+$  sind die Überbesetzungsfaktoren der Grundzustände des neutralen und einfachionisierten He-Atoms,  $\varepsilon_\lambda^0$ ,  $\varepsilon_\lambda^+$  und  $\varepsilon_\lambda^{++}$  sind die Anteile des Emissionskoeffizienten, die sich durch die Streuung von Elektronen an neutralen, einfach- und zweifachionisierten He-Atomen ergeben.

Durch Einsetzen von Gl. (3) und Gl. (2) in Gl. (1) ergibt sich mit der Quasineutralitätsbedingung der Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung zu:

$$\varepsilon_\lambda = (2 \pi)^{-1/2} \frac{e^6 Z^2 n_e^2}{3 \sqrt{3 m^3 k T \epsilon_0^3 c^2 \lambda^2}} \xi(\lambda, T). \quad (5)$$

Der  $\xi$ -Faktor  $\xi(\lambda, T)$  wurde von Bibermann et al.<sup>3</sup> eingeführt. Der Zusammenhang zwischen dem  $\xi$ -Faktor und den  $G_i(\lambda)$ -Faktoren lautet für ein einfachionisiertes Plasma:

$$\xi(\lambda, T) = \xi^{\text{ff}}(\lambda, T) \exp(-h c / \lambda k T) + [g_1^1 / U^1] (1 - \exp(-h c / \lambda k T)) \xi^{\text{fg}}(\lambda, T) \quad (6)$$

und

$$\xi^{\text{ff}}(\lambda, T) = G^{\text{ff}}(\lambda, T), \quad (6 \text{ a})$$

$$\xi^{\text{fg}}(\lambda, T) = \frac{e^4 m \sum_{\lambda_i^0 > \lambda} [g_i^0 / g_i^1] G_i^0(\lambda) \exp(h c / \lambda_i^0 k T)}{2^3 \epsilon_0^2 h^2 (\exp(h c / \lambda k T) - 1) k T}. \quad (6 \text{ b})$$

$U^1$  ist die Zustandssumme des einfachionisierten He-Atoms<sup>29</sup>.  $\xi^{\text{fg}}$ -Faktoren für ein einfachionisiertes He-Plasma im Temperaturbereich von 6000 K bis 15 000 K sind von Bibermann und Mitarbeitern<sup>14</sup> sowie Kriener und Schlüter<sup>15</sup> berechnet worden. Nach Abb. 1 ist allerdings in diesem Temperatur-

bereich  $\varepsilon_\lambda$  durch den von den Streuungen an Neutralatomen herrührenden Anteil  $\varepsilon_\lambda^0$  bestimmt; die bisher für einfachionisierte Plasmen berechneten  $\xi^{\text{fg}}$ -Faktoren können für plasmadiagnostische Zwecke daher nicht verwendet werden. Die Umrechnung bekannter  $\xi^{\text{fg}}$ -Faktoren nach Gl. (6) auf andere Temperaturbereiche und die Berücksichtigung von Gleichgewichtsabweichungen im Plasma ist nur möglich, wenn die  $\xi^{\text{fg}}$ -Berechnung verwandten Gaunt-Faktoren bekannt sind.

### 3. Versuchsaufbau

Zur experimentellen Untersuchung der Kontinuumsstrahlung eines Helium-Plasmas wurde eine wandstabilisierte Kurzzeitentladung nach Wulf<sup>30</sup> mit einer Länge des Entladungskanals von 156 mm und einem Durchmesser von 10,4 mm verwandt (Abbildung 2). Die Entladungsstromstärke der Kettenleiterbatterie betrug 1,6 kA, die Entladungsdauer 600  $\mu\text{s}$  und der Fülldruck 40 mbar bis 47 mbar. Die Betriebsparameter waren so gewählt, daß in der Mittelachse des Entladungsgefäßes eine Temperatur vorliegt, bei der die Kontinuumsstrahlung nur durch einfachionisierte Atome bestimmt ist, zur Diagnostik jedoch genügend zweifachionisierte He-Atome vorhanden sind. Die spektrale Strahldichte  $L_\lambda$  des Plasmas wurde über den in Abb. 2 wiedergegebenen Strahlengang durch Vergleich mit einem Strahldichtenormal (Kohlebogen<sup>31</sup>) gemessen. Über einen um 90° schwenkbaren Spiegel SP und einen telezentrischen Strahlengang wurde die Mitte des Entladungsgefäßes am Ort des rotierenden Sektors im Verhältnis 1 : 1 und durch einen weiteren telezentrischen Strahlengang im Verhältnis 2 : 1 auf dem Eingangs-

spalt des Spektralgerätes abgebildet. Das Öffnungsverhältnis war durch die Aperturblende am objektseitigen Hohlspiegel bestimmt und betrug 1 : 100. Durch Verschieben des Spiegels Sp um die Strecke  $X_K$  wurde der Kohlebogen unter gleichem Öffnungsverhältnis und über dieselben Abbildungselemente abgebildet.

Zur spektralen Zerlegung diente ein 1-m-Czerny-Turner-Gitter-Doppelmonochromator. Für einen Teil der Messungen wurde ein gleichartiger Einfachmonochromator verwendet, der wahlweise auch als Spektrograph benutzt werden konnte. Bei den photoelektrischen Messungen wurden Photostrom-Oszillogramme auf Kleinbildfilm aufgenommen und nachträglich ausgewertet. Zur Bestimmung der spektralen Strahldichte des Plasmas mit Photoplatten (Kodak I-F, 9 × 12 cm) wurde mit dem rotierenden Sektor ein beliebig wählbares Intervall von 250  $\mu\text{s}$  Dauer aus der Entladung ausgeblendet. Um im Kontinuum des He-Spektrums eine Schwärzung zwischen 0,7 und 1,5 zu erreichen, waren 9 bis 12 Belichtungen notwendig. Die Gradationskurven jeder einzelnen Photoplatte wurden aus 9 Kalibrierspektren bestimmt. Alle Spektren wurden mit gleicher Anzahl von Belichtungen und gleicher Belichtungszeit aufgenommen. Die Intensitätsschwächung für die verschiedenen Kalibrierspektren geschah durch Veränderung des Aperturblendendurchmessers. Die Transparenz jeder Aperturblende wurde photoelektrisch vermessen und auf Wellenlängenabhängigkeit geprüft.

Die spektrale Strahldichte des als Strahldichtenormal dienenden positiven Kraters des Niederstromkohlebogens wurde mit einer kalibrierten Bandlampe verglichen. Innerhalb einer Meßunsicherheit von  $\pm 3\%$  wurde Übereinstimmung mit den Werten von Magdeburg<sup>31</sup> festgestellt. Zwischen 340 nm und

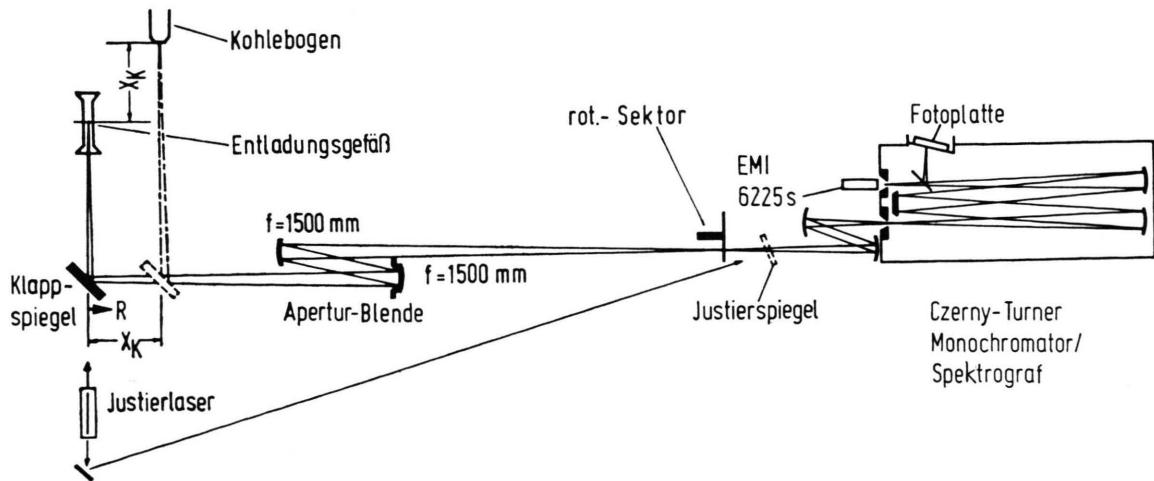


Abb. 2. Optische Anordnung zur Messung der spektralen Strahldichte des Plasmas.

410 nm waren allerdings die in <sup>31</sup> angegebenen Interpolationswerte wegen der überlagerten Banden aus dem Kohlebogen-Plasma nicht verwendbar.

Für eine homogene optisch dünne Plasmasäule der Länge  $l$  ist die spektrale Strahldichte  $L_\lambda$  gegeben durch das Produkt  $\varepsilon_\lambda \cdot l$ . Bei dem in Abb. 7 wiedergegebenen Entladungsgefäß sind Inhomogenitäten des Emissionskoeffizienten vor den Fenstern vorhanden. Aufgrund der radialen Abhängigkeiten der Plasmaparameter im Entladungsgefäß kann abgeschätzt werden, daß dieser Bereich in der Größenordnung von 2 mm bis 5 mm liegt. Die durch die Inhomogenitäten auftretenden Unsicherheiten bei der Bestimmung von  $\varepsilon_\lambda$  sollten (s. auch Abb. 1) nicht größer als  $\pm 2\%$  sein, wenn eine effektive Bogenlänge  $l = 150$  mm angenommen wird. Die optische Dicke der Kontinuumsstrahlung des untersuchten Plasmas ist bei  $\lambda \approx 530$  nm in der Größenordnung von  $10^{-4}$ .

Zur Bestimmung des relativen radialen Verlaufes der Plasmaparameter wurde die spektrale Strahldichte der Kontinuumsstrahlung bei  $\lambda = 530$  nm und die Linienstrahldichten der He I-Linie  $\lambda = 471,3$  nm sowie der He II-Linie  $\lambda = 468,6$  nm unter Verschiebung des Umlenkspiegels (s. Abb. 2) gemessen. In Abb. 3 ist der relative Verlauf der spektralen Strahldichte

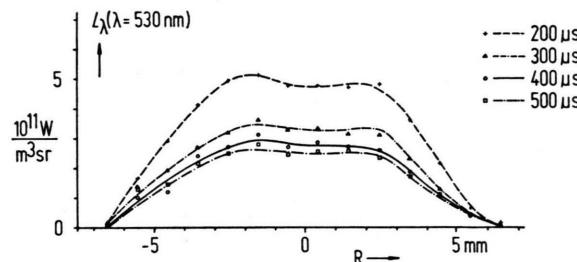


Abb. 3. Parallel zur Achse des Entladungsgefäßes (end-on) gemessene Kontinuumsstrahldichte für verschiedene Zeiten nach Entladungsbeginn.

dichte für die Zeiten  $200 \mu\text{s}$ ,  $300 \mu\text{s}$ ,  $400 \mu\text{s}$  und  $500 \mu\text{s}$  nach Entladungsbeginn wiedergegeben. Da der Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung im wesentlichen durch die Elektronendichte bestimmt ist, stellt Abb. 3 das Quadrat der relativen Elektronendichte in Abhängigkeit vom Radius dar. Aus dieser Verteilung folgt ein Plasmabereich von 5 mm Radius, in dem die Elektronendichte konstant ist. In Abb. 4 ist das Linienstrahldichteverhältnis He II (468,6 nm) zu He I (471,3 nm) für die Zeiten  $200 \mu\text{s}$ ,  $300 \mu\text{s}$ ,  $400 \mu\text{s}$  und  $500 \mu\text{s}$  nach Entladungsbeginn wiedergegeben. Das Verhältnis der Anzahldichten von Zuständen mit unterschiedlichem Ionisationsgrad ( $n_m^+ / n_n^0$ ) bei konstanter Elektronendichte ist in erster Näherung nur eine Funktion der Temperatur. Mit dem radialen Verlauf der Elektronen-

dichte nach Abb. 3 ergibt die Abb. 4 somit den relativen radialen Temperaturverlauf im Entladungskanal. Die Kurven für die verschiedenen Zeiten nach Entladungsbeginn fallen innerhalb der Meßunsicherheit zusammen: Während des Zeitintervalls von  $200 \mu\text{s}$  bis  $500 \mu\text{s}$  ändert sich die Temperaturverteilung im Entladungsgefäß innerhalb der Meßunsicherheit nicht. Die Temperatur ist nach Abb. 4 nur in einem engen Bereich ( $r \approx 0,5$  mm) konstant.

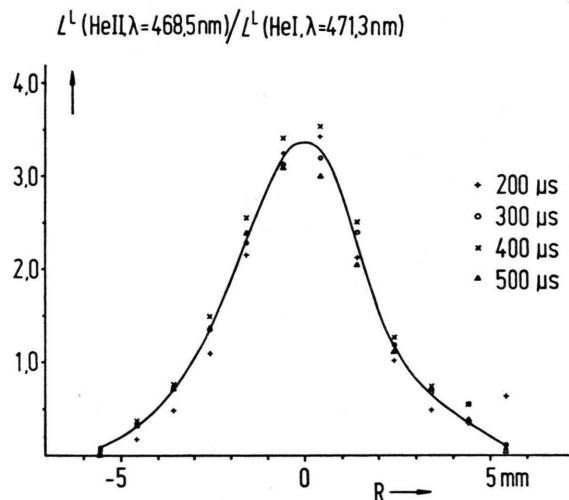


Abb. 4. Parallel zur Achse des Entladungsgefäßes (end-on) gemessenes Strahldichteverhältnis einer Ionen- und einer Atomlinie für verschiedene Zeiten nach Entladungsbeginn.

## 4. Ergebnisse

### 4.1. Plasmaparameterbestimmung

Die Bestimmung der Elektronentemperatur sollte unabhängig von Gleichgewichtsabweichungen durchgeführt werden. Zur Eliminierung der Überbesetzung des nicht angeregten einfachionisierten He-Atoms wurde in der Quasineutralitätsgleichung die Ionenanzahldichte aufgespalten in die des Grundzustandes und die der höher angeregten Terme:

$$n_e = n_1^+ + \sum_{i=2}^{i_{\max}} n_i^+ + 2 n_1^{++}. \quad (7)$$

Gleichgewichtsberechnungen über die Bilanzgleichungen (siehe zum Beispiel <sup>38</sup>) haben ergeben, daß in dem hier zu erwartenden Elektronendichtebereich  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bis  $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  sich die Terme  $i \geq 2$  untereinander und mit den freien Elektronen im Gleichgewicht befinden; für die Anzahldichteverhältnisse können dann die Saha-Boltzmann-Gln. (8) und

(9) und die Boltzmann-Gl. (10) herangezogen werden<sup>29</sup>:

$$n_1^+ n_e / n_n^0 = S_n^0(T), \quad (8)$$

$$n_1^{++} n_e / n_m^+ = S_m^+(T), \quad (9)$$

$$\frac{n_i^+}{n_m^+} = \frac{g_i^+}{g_m^+} \exp \left\{ - \frac{E_i^+ - E_m^+}{kT} \right\}. \quad (10)$$

Durch Einsetzen dieser Gleichungen in Gl. (7) ergibt sich:

$$n_e^2 - n_e \frac{n_m^+}{g_m^+} \sum_{i=2}^{i_{\max}} g_i^+ \exp \left\{ - \frac{E_i^+ - E_m^+}{kT} \right\} - [n_{n0} S_n^0(T) + 2 n_m^+ S_m^+(T)] = 0. \quad (11)$$

Die Anzahldichten  $n_n^0$  und  $n_m^+$  wurden experimentell durch Bestimmung der Linienstrahldichten der He I-Linien 501,4 nm und 388,8 nm sowie der He II-Linie 468,6 nm gewonnen. Die zur Bestimmung von  $n_n^0$  zu verwendenden Übergangswahrscheinlichkeiten sind theoretisch<sup>32</sup> mit einer Unsicherheit von 1% bekannt. Mit den Anzahldichten  $n_n^0$  und  $n_m^+$  ist nach Gl. (11) der funktionelle Zusammenhang zwischen der Elektronendichte  $n_e$  und der Elektronentemperatur  $T$  gegeben.

Die Elektronenzahldichte wurde aus Stark-Effekt-verbreiterten Spektrallinien gewonnen. Ein Vergleich verschiedener Methoden<sup>33</sup> ergab, daß die Elektronendichtebestimmung aus den Kuppenabständen in den  $H_\beta$ -ähnlichen He I-Linien 447,1 nm und 492,2 nm und aus der Halbwertsbreite der He I-Linie 501,4 nm nach Kusch<sup>34</sup> am zuverlässigsten sind. Die Abhängigkeit der Elektronendichte in der Mitte des Entladungsgefäßes von der Entladungsdauer ist in Abb. 5 a wiedergegeben. Die sich hieraus mit Gl. (11) ergebende Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Entladungsdauer ist in Abb. 5 b dargestellt. Nach Abb. 5 nimmt die Elektronendichte mit zunehmender Entladungsdauer ab, während die Elektronentemperatur innerhalb des Unsicherheitsbereiches konstant bleibt. Die Abnahme der Elektronendichte mit zunehmender Entladungsdauer wird auf eine Ausweitung des Plasmas in den Elektrodenraum und einen damit einhergehenden Druckabfall in der zylindrischen Entladungssäule zurückgeführt.

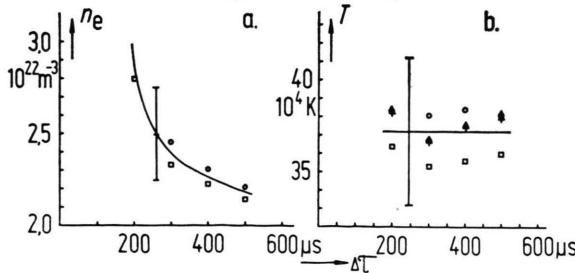


Abb. 5. Zeitlicher Verlauf a) der Elektronenanzahldichte und b) der Temperatur in der Mittelachse des Entladungskanals (Entladungsparameter  $p_0 = 40$  mbar,  $I = 1,6$  kA, Radius des Entladungsgefäßes 5,2 mm).

#### 4.2. Kontinuumsstrahlung des Helium-Plasmas

Die Abb. 6 gibt einen Überblick über das Spektrum des untersuchten He-Plasmas. Es ist die mit dem Photometer registrierte Schwärzung  $S$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  aufgetragen. Nur wenn die Halbwertsbreiten zweier benachbarter Stark-Effekt-verbreiterter Spektrallinien wesentlich kleiner sind als ihr mittlerer Abstand, ist die spektrale Strahldichte zwischen den Linien durch die der Kontinuumsstrahlung bestimmt. Nach Abb. 6 sollte in den Bereichen  $\lambda < 360$  nm und  $\lambda > 420$  nm zwischen den Spektrallinien reine Kontinuumsstrahlung zu erwarten sein. Die in diesen Spektralbereichen zwischen den Spektrallinien mittels Doppelmonochromator ermittelten Strahldichten sind in Abb. 7 wiedergegeben. Zum Vergleich wurden Messungen mit Einfachmonochromator bzw. Spektrograph, die die Streulichtanteile erkennen lassen, in Abb. 7 eingetragen. Im Bereich  $420 \text{ nm} > \lambda > 360 \text{ nm}$  überlappen sich die Stark-Effekt-verbreiterten Spektrallinien hochangeregter Übergänge. Diese Überlagerung führt zu einem Quasikontinuum, das an der jeweiligen Seriengrenze stetig in die Rekombinationsstrahlung übergeht (s. Abbildung 9).

Der spektrale Verlauf der Kontinuumsstrahldichte ist nach Gl. (1) unter anderem eine Funktion der Gaunt-Faktoren und der Temperatur. Nach Abb. 5 b ist die Temperatur während des Entladungsprozesses konstant und die zu verschiedenen Zeiten nach Entladungsbeginn ermittelten relativen spektralen Verläufe der Kontinuumsstrahlung sollten identisch sein. Innerhalb der Meßunsicherheit von  $\pm 5\%$  war dies erfüllt.

Die mit den Gaunt-Faktoren von Karzas und Latter<sup>22</sup> sowie Anderson und Griem<sup>6</sup> errechneten Anteile der Bremsstrahlung und der Rekombinationsstrahlung zu den Termen  $i \geq 4$  bis 25 sowie zum Term  $i = 3$  für  $T = 37\,500$  K sind in Abb. 7 schraffiert wiedergegeben. Die Übereinstimmung zwischen der theoretischen und der experimentellen spektralen Abhängigkeit der Kontinuumsstrahlung ist im Spek-

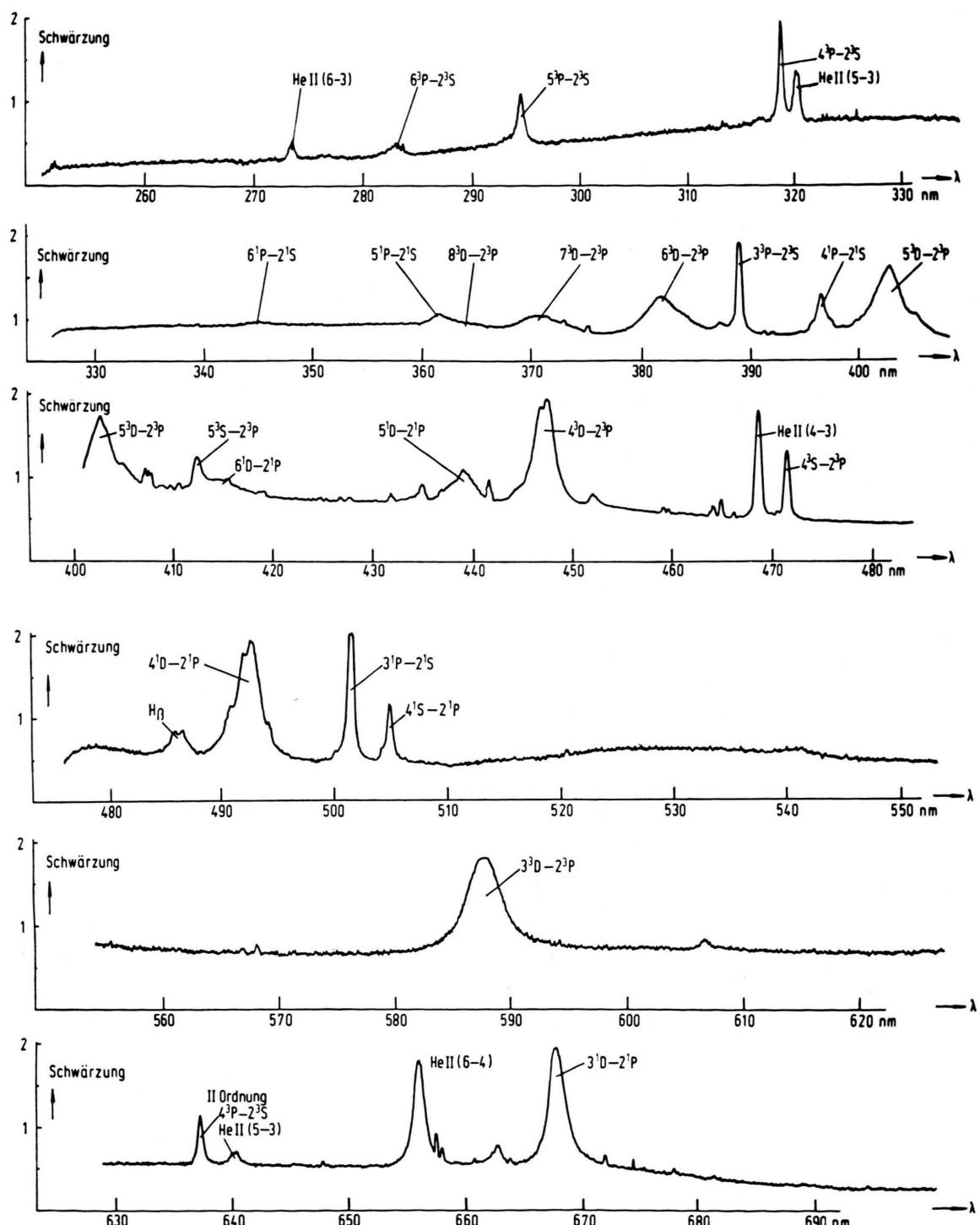


Abb. 6. Spektrum eines Heliumplasmas der Temperatur  $T \approx 40\,000$  K und der Elektronendichte  $n_e \approx 2,5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ .

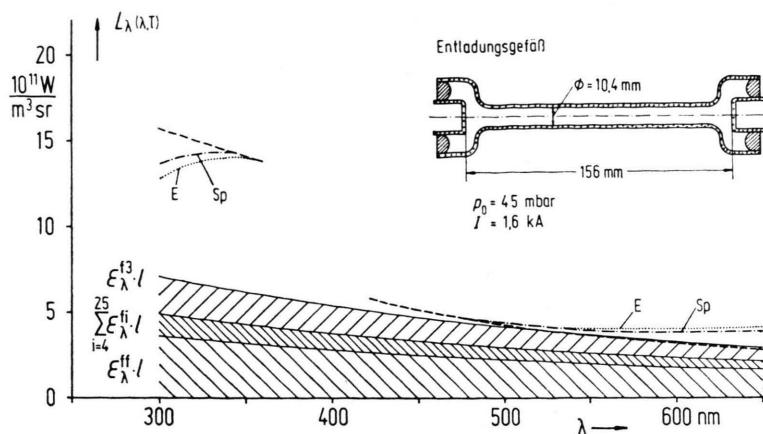


Abb. 7. Spektrale Strahldichte der Kontinuumsstrahlung des He-Plasmas in der Achse des Entladungsgefäßes (Achsentemperatur  $\approx 37\ 500\ K$ ,  $n_e \approx 2.5 \cdot 10^{22}\ m^{-3}$ ). Die Anteile der freigegebunden-Strahlung zu den Termen  $i=3$ ,  $i=4$  bis 25 und der frei-frei-Strahlung sind schraffiert gekennzeichnet. Zum Vergleich sind die mit Einfachmonochromator (E) und Spektrograph (Sp) gemessenen Mittelwerte eingezzeichnet, die Streulichtanteile für  $\lambda < 350\ nm$  und  $\lambda > 500\ nm$  erkennen lassen.

tralbereich  $\lambda > 500\ nm$  zufriedenstellend. Die Abweichungen für  $\lambda < 500\ nm$  sind auf Stark-Effekt-verbreiterte Spektrallinien, deren Linienflügel sich der Kontinuumsstrahlung überlagern, zurückzuführen. Im Spektralbereich  $\lambda < 360\ nm$  addiert sich zu den genannten Strahlungsprozessen die Rekombinationsstrahlung zu den Feinstrukturtermen mit der Hauptquantenzahl  $i = 2$ .

#### 4.3. Gaunt-Faktor zum Term $i = 3$

Die Rekombinationsstrahlung zum Term  $i = 3$  setzt sich aus den einzelnen Beiträgen zu den sechs Feinstrukturtermen  $3^1S$ ,  $3^1P$ ,  $3^1D$ ,  $3^3S$ ,  $3^3P$  und  $3^3D$  mit den Grenzwellenlängen 744 nm, 827 nm, 820 nm, 664 nm, 785 nm und 819 nm zusammen. Zwischen dem Gaunt-Faktor  $G_3^{\text{He}}$  und dem der Feinstrukturterme  $G_{3,1,s}^{\text{He}}$  besteht der in Gl. (12) wiedergegebene Zusammenhang. Die relativen spektralen Abhängigkeiten der  $G_{3,1,s}^{\text{He}}$ -Werte wurden der Arbeit von Anderson und Griem<sup>6</sup> entnommen.

$$G_3^{\text{He}} = \sum_{l,s} G_{3,1,s}^{\text{He}} (g_{3,1,s}/g_3). \quad (12)$$

Der Gaunt-Faktor  $G_3^{\text{He}}$  ergibt sich nach Gl. (1) und Gl. (12) unter Verwendung der in Abb. 5 wiedergegebenen Plasmaparameter aus dem Emissionskoeffizienten der Kontinuumsstrahlung bei  $\lambda = 530\ nm$  zu 1,15. Hierbei wurde angenommen, daß die Bremsstrahlung und die Rekombinationsstrahlung zu den Termen  $i \geq 4$  wasserstoffähnlich sind. Für den so ermittelten Gaunt-Faktor  $G_3$  (530 nm) erhält man aus Gl. (1) und (3) wegen des großen Anteils der anderen Strahlungsbeiträge (s. Abb. 7) einen Unsicherheitsbereich zwischen  $G_3 = 0$  und  $G_3 = 2,5$ . Dabei sind folgende Unsicherheiten unabhängig voneinander berücksichtigt worden:  $\Delta L_\lambda / L_\lambda = 0,06$ ,

$\Delta n_e / n_e = 0,15$  und  $\Delta G^{\text{ff}} / G^{\text{ff}} = 0,05$ . Der so ermittelte Wert  $G_3(530\ nm) = 1,15$  ist für sich genommen damit praktisch wertlos. Die gute Übereinstimmung mit dem zu erwartenden Wert wird aber nicht als zufällig betrachtet, sondern als Hinweis genommen, daß die Unsicherheits-Abschätzungen für die zugrundeliegenden Plasmaparameter als vorsichtig gewählte Obergrenzen anzusehen sind. Mit Gl. (6) ist der Zusammenhang zwischen dem  $\xi$ -Faktor und den Gaunt-Faktoren sowie der Plasmatemperatur bekannt. Unter Verwendung der Wasserstoffähnlichkeit für die Bremsstrahlung und für die Rekombinationsstrahlung zu den Termen  $i \geq 4$  ergibt sich der von Kriener und Schlüter berechnete  $\xi^{\text{fg}}$ -Faktor, wenn  $G_3^{\text{He}} = 1,13$  gesetzt und die spektrale Abhängigkeit von  $G_3^{\text{He}}$  nach Anderson und Griem<sup>6</sup> gewählt wird. Eine Unsicherheit der  $\xi$ -Faktoren von  $\pm 15\%$  führt bei den gemachten Voraussetzungen zu einer Unsicherheit für  $G_3^{\text{He}}$  von  $\pm 20\%$ . Der Gaunt-Faktor für die Rekombinationsstrahlung zum Term  $i = 3$  des Wasserstoffatoms beträgt für  $\lambda = 530\ nm$  nach Karzas und Latter<sup>22</sup> 0,96. Die Abweichungen zwischen den Gaunt-Faktoren  $G_i^{\text{He}}$  und  $G_i^{\text{H}}$  sind mit der Nichtwasserstoffähnlichkeit der He-Terme begründet; mit zunehmender Hauptquantenzahl wird die Differenz zwischen  $G_i^{\text{He}}$  und  $G_i^{\text{H}}$  kleiner. Aus bekannten Photoionisationsquerschnitten<sup>35, 10</sup> berechnete Gaunt-Faktoren  $G_1^{\text{He}}$  und  $G_2^{\text{He}}$  sind um 80% bzw. 40% größer als die Gaunt-Faktoren der entsprechenden Terme des Wasserstoffatoms;  $G_3^{\text{He}}$  sollte somit maximal bis zu 20% größer sein als  $G_3^{\text{H}}$ , d. h.  $G_3^{\text{He}} \leq 1,15$ . Der Wert  $G_3^{\text{He}}(\lambda = 530\ nm) = 1,15 \pm 20\%$  wird danach als der gesichertste angenommen. Zu vergleichen ist dieser Wert mit dem von Anderson und Griem<sup>6</sup> berechneten Gaunt-Faktor und dem Wert, der sich aus

dem berechneten Photoionisationsquerschnitt von Hunger und Blerkom<sup>7</sup> ergibt (Abbildung 8).

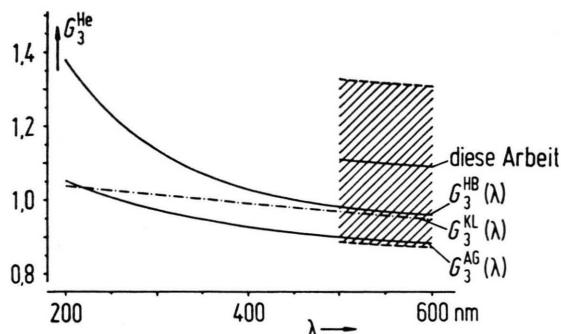


Abb. 8. Gaunt-Faktoren für die Rekombinationsstrahlung zum Term  $i=3$  (KL = Karzas und Latter (Wasserstoffwerte), AG = Anderson und Griem, HB = Hunger und Blerkom).

#### 4.4. Gaunt-Faktoren für die Feinstrukturterme $2^1P$ , $2^3P$ , $2^1S$ und $2^3S$

Mit kleiner werdender Wellenlänge  $\lambda$  überlagert sich der Bremsstrahlung und den Rekombinationskontinua zu den Termen  $i \geq 3$  an den Grenzwellenlängen 368 nm, 342 nm, 311 nm und 260 nm die Rekombinationsstrahlung zu den Termen  $2^1P$ ,  $2^3P$ ,  $2^1S$  und  $2^3S$ . Der experimentell ermittelte Strahldichteverlauf (Mittelwert aus 8 Photoplattenauswertungen) in der Umgebung der Seriengrenzen zu den Termen  $2^3P$  und  $2^1P$  ist in Abb. 9 wiedergegeben. Der Anteil der Kontinuumsstrahlung, errechnet mit den in dieser Arbeit angegebenen Gaunt-Faktoren, ist in Abb. 9 gestrichelt eingetragen. Die eingezeichneten Seriengrenzen wurden mit der Ionisationsenergieerniedrigung nach Griem<sup>19</sup> errechnet. Das Rekombinationskontinuum zum Term  $2^1P$  ist im Spektrum (siehe Abb. 9) nicht erfassbar, da sich ihm die Stark-Effekt-verbreiterten Spektrallinien der Serie  $m^3D - 2^3P$  mit  $m \geq 6$  überlagern. Das durch die Überlagerung der verschmierten Linien entste-

hende Quasikontinuum geht an der Seriengrenze stetig in das Rekombinationskontinuum zum Term  $2^3P$  über. Im Bereich von 340 bis 310 nm überlagert sich der Kontinuumsstrahlung das Quasikontinuum der verschmierten Linien der Serie  $m^1P - 2^1S$ , um an der entsprechenden Seriengrenze stetig in das Rekombinationskontinuum zum Term  $2^1S$  überzugehen.

Der stetige Übergang des Quasikontinuums-Emissionskoeffizienten in den des Rekombinationskontinuums (siehe<sup>33, 39</sup>) kann zur Berechnung des Gaunt-Faktors an der Seriengrenze verwandt werden. Die so ermittelten Gaunt-Faktoren sind nur eine Funktion der Übergangswahrscheinlichkeiten der hochangeregten Übergänge. Mit den von Green<sup>36</sup> berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten für die Serien zu den Feinstrukturtermen  $2^1P$ ,  $2^3P$ ,  $2^1S$  und  $2^3S$  konnten die Gaunt-Faktoren dieser Terme mit einer Unsicherheit von 10% ermittelt werden. Die Werte sind in Abb. 10 an den entsprechenden Grenzwellenlängen wiedergegeben.

Der Gaunt-Faktor für den Feinstrukturterm  $2^3P$  wurde durch Anpassung des theoretischen Strahldichteverlaufes an den experimentell gewonnenen (siehe Abb. 7) ermittelt, und zwar unter Berücksichtigung der Rekombinationsstrahlung zum Term  $2^1P$ , des Quasikontinuums der verschmierten Spektrallinien der Serie  $m^1P - 2^1S$  und der Unsicherheit des Gaunt-Faktors für das Rekombinationskontinuum zum Term  $i=3$ . Hierfür müssen Elektronendichte und Elektronentemperatur im Plasma bekannt sein. Die Elektronendichte wurde aus der Kontinuumsstrahlung bei  $\lambda = 530$  nm unter Verwendung des in Abschnitt 4.3 angegebenen Gaunt-Faktors  $G_3^{\text{He}}$  gewonnen. Bei gegebener Elektronendichte konnte die Elektronentemperatur nach Gl. (12) aus den Emissionskoeffizienten der Linien He I 501,6 nm und He II 468,6 nm bestimmt werden. Die Unsicherheit

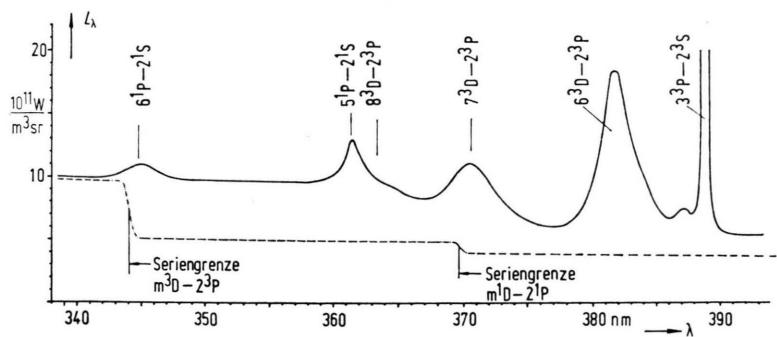


Abb. 9. Strahldichteverlauf in der Umgebung der Seriengrenzen zu den Termen  $2^3P$  und  $2^1P$  (spektralphotometrische Auswertung; niedrigere Elektronendichte als in Abb. 7).

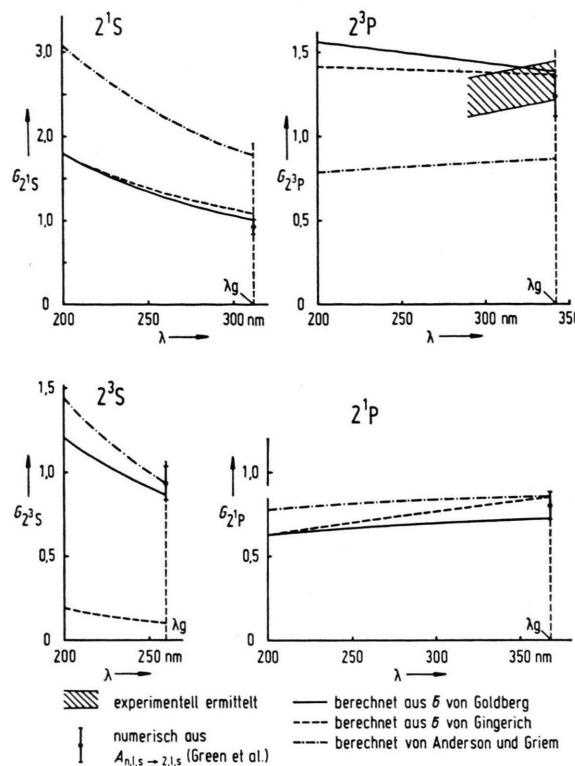


Abb. 10. Gaunt-Faktoren der Rekombinationsstrahlung zu den Feinstrukturtermen mit der Hauptquantenzahl  $i=2$ .

des Gaunt-Faktors  $G_3^{\text{He}}$  führt nach diesem Verfahren der Plasmaparameterbestimmung zu entsprechenden Unsicherheiten für die Elektronenanzahl dichte und die Elektronentemperatur. Der unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten ermittelte Gaunt-Faktor für die Rekombinationsstrahlung zum Term  $2^3P$  ist in Abb. 10 schraffiert wiedergegeben.

#### 4.5. Diskussion der ermittelten Gaunt- und $\xi$ -Faktoren

Die Gaunt-Faktoren für die Rekombinationsstrahlung zum Term  $i=3$  (siehe Abb. 8) stimmen innerhalb eines Unsicherheitsbereiches von  $\pm 20\%$  überein. Der in Abb. 7 wiedergegebene theoretische Strahldichteverlauf wurde mit  $G_3^{\text{He}}(\lambda=530 \text{ nm}) = 1,15$  und der spektralen Abhängigkeit des Gaunt-Faktors nach Anderson und Griem<sup>6</sup> berechnet. Im Wellenlängenbereich  $\lambda > 500 \text{ nm}$  ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zufriedenstellend, womit in diesem Spektralbereich die spektrale Abhängigkeit des Gaunt-Faktors nach Anderson und Griem bestätigt wird. Im Wellenlängenbereich  $\lambda < 500 \text{ nm}$  sind Abweichungen zwischen Theorie

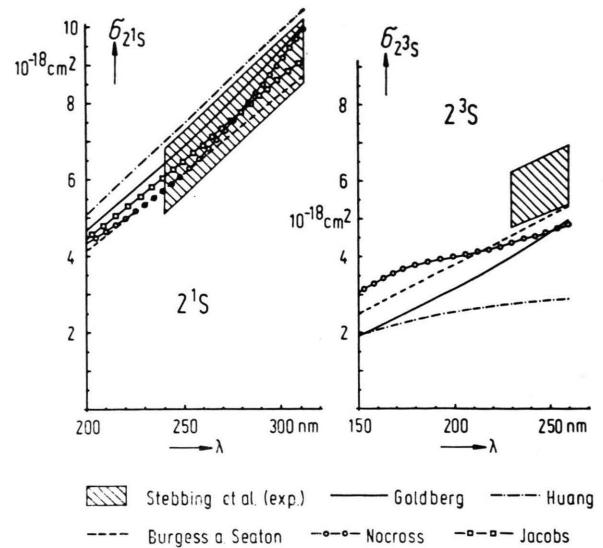


Abb. 11. Photoionisationsquerschnitte nach verschiedenen Autoren für die Feinstrukturtermen  $2^1S$  und  $2^3S$  des Heliumatoms (Stebbing et al.<sup>13</sup>, Goldberg<sup>8</sup>, Huang<sup>9</sup>, Burgess a. Seaton<sup>10</sup>, Nocrass<sup>11</sup> und Jacobs<sup>12</sup>).

und Experiment vorhanden. Diese Diskrepanzen können durch die Linienflügel Stark-Effekt-verbreiterter Spektrallinien, die sich der Kontinuumsstrahlung überlagern, erklärt werden. Somit kann angenommen werden, daß die spektrale Abhängigkeit des Gaunt-Faktors  $G_3^{\text{He}}$  nach Anderson und Griem auch für  $\lambda < 500 \text{ nm}$  gilt.

Der Vergleich der in Abb. 10 wiedergegebenen Gaunt-Faktoren zeigt, daß die Werte, die aus den theoretischen Photoabsorptionsquerschnitten von Goldberg bestimmt wurden und die in dieser Arbeit aus den Übergangswahrscheinlichkeiten nach Green ermittelten innerhalb eines Unsicherheitsbereiches von  $\pm 10\%$  übereinstimmen. Für die Terme  $2^1S$ ,  $2^3P$  und  $2^1P$  fallen in diesen Unsicherheitsbereich auch die Gaunt-Faktoren, die sich aus den Formeln von Gingerich<sup>41</sup> ergeben. Der entsprechende Gaunt-Faktor für den Term  $2^3S$  ist jedoch bis zu einer Zehnerpotenz kleiner als der nach Goldberg und der aus den Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{n^3P - 2^3S}$  ermittelte. Für die Berechnung der Abhängigkeit des Photoabsorptionskoeffizienten des Termes  $2^3S$  von der Frequenz  $\nu$  des eingestrahlten Lichtes sollte anstelle der Formel von Gingerich<sup>41</sup> der in der Gl. (14) wiedergegebene Zusammenhang zwischen  $\sigma$  und  $\nu$  verwandt werden (siehe<sup>33</sup>):

$$\log \sigma_{2^3S} = 5.09 - 1.48 \log \nu. \quad (14)$$

Die nach der Quantendefektmethode von Anderson und Griem ermittelten Gaunt-Faktoren zeigen für

die Terme  $2^1P$  und  $2^3S$  eine gute Übereinstimmung mit den Werten von Goldberg und denen, die sich aus  $A_{nls-2ls}$  ergeben. Bei den Termen  $2^1S$  und  $2^3P$  treten jedoch Abweichungen bis zum Faktor 2 auf. Der experimentell aus dem Strahldichteverlauf ermittelte Gaunt-Faktor  $G_{2^3P}$  ist in guter Übereinstimmung mit den Werten von Goldberg, Gingerich und dem aus den Übergangswahrscheinlichkeiten ermittelten.

Die bekannten Photoabsorptionsquerschnitte für die Terme  $2^1S$  und  $2^3S$  sind in Abb. 11 wiedergegeben. Die Werte von Goldberg ergeben sich nach Gl. (3) mit den in Abb. 10 wiedergegebenen Gaunt-Faktoren. Die Ergebnisse von Stebbing et al.<sup>13</sup> wurden experimentell, die von Huang<sup>9</sup>, Burgess und Seaton<sup>10</sup>, Jacobs<sup>12</sup> sowie Nocross<sup>11</sup> wurden theoretisch ermittelt. Der Vergleich der in Abb. 10 und 11 wiedergegebenen Werte bestätigt die an den Termen  $2^1S$  und  $2^3S$  auftretenden Abweichungen der Ergebnisse von Anderson und Griem sowie Gingerich. Auffallend sind die Diskrepanzen zwischen den Werten von Anderson und Griem sowie Burgess und Seaton, da in beiden Arbeiten die Ergebnisse nach der Quantendefektmethode gewonnen wurden.

Für die Rekombinationsstrahlung zum Term  $2^3P$  wurde von Bötticher et al.<sup>4</sup> am Helium-Kaskadenbogen ein um den Faktor 2 größerer Wert als in dieser Arbeit ermittelt, was mit Nichtgleichgewichtseffekten im Plasma des Helium-Kaskadenbogens<sup>37</sup> erklärbar ist. Aus dem Vergleich der Ergebnisse ergibt sich für den Grundzustand des He-Atoms des in <sup>4</sup> verwandten Kaskadenbogens ein Überbesetzungs faktor<sup>38</sup> vom Betrage 2.

Die Ergebnisse bestätigen u. a. den spektralen Verlauf des von Anderson und Griem<sup>6</sup> berechneten Gaunt-Faktors für den Term  $i=3$  und die Gaunt-Faktoren, die sich aus den von Goldberg<sup>8</sup> errechneten Photoionisationsquerschnitten für die Feinstrukturterme mit  $i=2$  ergeben. Mit diesen Gaunt-Faktoren wurde unter Annahme der Wasserstoffähnlichkeit der Rekombinationskontinua der Terme  $i \geq 4$  der  $\xi^{fg}$ -Faktor für ein Heliumplasma der Temperatur von 16 000 K berechnet. Dieser Wert und die bekannten  $\xi^{fg}$ -Faktoren von Bibermann et al.<sup>14</sup> sowie Kriener und Schlüter, die ebenfalls für eine Plasmatemperatur von 16 000 K angegeben wurden, sind in Abb. 12 wiedergegeben. Die Übereinstimmung des hier berechneten  $\xi^{fg}$ -Faktors mit dem von Kriener und Schlüter ist zufriedenstellend. Die Abweichungen im spektralen Verlauf vom  $\xi^{fg}$ -Faktor sind auf die Verwendung unterschiedlicher spektraler Abhängigkei-

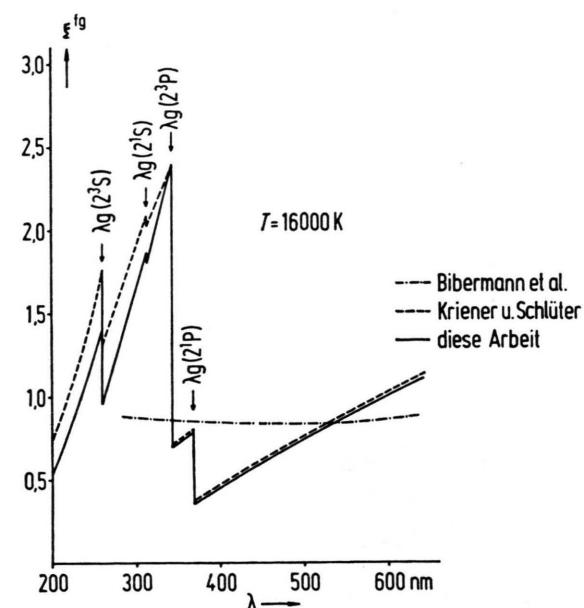


Abb. 12. Von verschiedenen Autoren berechnete  $\xi$ -Faktoren der Rekombinationsstrahlung eines Helium-Plasmas der Temperatur 16 000 K (ohne Berücksichtigung der Bremsstrahlung an neutralen He-Atomen).

ten der Gaunt-Faktoren zurückzuführen. Der Vergleich der Sprunghöhen an den Seriengrenzen bestätigt innerhalb des Unsicherheitsbereiches die für die Berechnung von  $\xi^{fg}$  verwendeten Gaunt-Faktoren für die Rekombinationskontinua der Terme  $2^1P$ ,  $2^3P$ ,  $2^1S$  und  $2^3S$ . Der von Bibermann et al.<sup>14</sup> berechnete  $\xi^{fg}$ -Faktor zeigt erhebliche Abweichungen zu dem von Kriener und Schlüter und zu dem hier berechneten Wert.

Für die Elektronendichtebestimmung aus Messungen der Kontinuumsstrahldichte von He-Plasmen können folgende Schlüsse gezogen werden. Der Vergleich der berechneten und der gemessenen Strahldichte zeigt (siehe Abb. 6 und 7), daß in den Spektralbereichen  $\lambda < 300$  nm und  $\lambda > 530$  nm zwischen den Spektrallinien reine Kontinuumsstrahlung emittiert wird. In diesen Spektralbereichen ist daher die Bestimmung der Elektronendichte eines einfachionisierten He-Plasmas aus Messung der Kontinuumsstrahlung möglich. Unter der Annahme, daß die Gaunt-Faktoren der Bremsstrahlung auf  $\pm 10\%$ , die der Rekombinationsstrahlung ebenfalls auf  $\pm 10\%$ , der Gaunt-Faktor  $G_3^{He}(\lambda)$  auf  $\pm 20\%$  und die Gaunt-Faktoren der Feinstrukturterme mit  $i=2$  auf  $\pm 15\%$  bekannt sind, ergibt sich die relative Unsicherheit der Elektronendichtebestimmung in den genannten Spektralbereichen nach den Gl. (1), (2)

und (3) zu  $|\Delta n_e/n_e| = |(0,5 \Delta \varepsilon_\lambda/\varepsilon_\lambda)| + 0,07$ . Der Anteil 0,07 ergibt sich aus den Unsicherheiten der Gaunt-Faktoren. Der Kontinuumsemmissionskoeffizient läßt sich in wandstabilisierten Plasmen aus

- <sup>1</sup> J. R. Roberts u. P. A. Voigt, J. Res. Nat. Bur. St. **75 A**, 291 [1971].  
<sup>2</sup> K. Behringer, Z. Physik **246**, 333 [1971].  
<sup>3</sup> L. M. Bibermann, G. E. Norman u. K. N. Ulyanov, Opt. and Spectr. **10**, 297 [1961].  
<sup>4</sup> W. Bötticher, O. Roder u. K. H. Wobig, Z. Physik **175**, 480 [1963].  
<sup>5</sup> J. Glasser, C. Diatta u. J. Chapelle, Proc. of the 11th Conference on Phenomena in Ionized Gases **2**, 406 [1973].  
<sup>6</sup> A. D. Anderson u. H. R. Griem, Proc. of the 6th Conference on Phenomena in Ionized Gases **3**, 293 [1963].  
<sup>7</sup> K. Hunger u. D. V. Blerkom, Z. Astroph. **66**, 185 [1967].  
<sup>8</sup> L. Goldberg, Astrophys. J. **90**, 414 [1939].  
<sup>9</sup> Su-Shu Huang, Astrophys. J. **108**, 354 [1948].  
<sup>10</sup> A. Burgess u. M. J. Seaton, Mon. Notic. Astron. Soc. **120**, 121 [1960].  
<sup>11</sup> D. W. Nocross, J. Phys. B: Proc. Phys. Soc. London **4**, 652 [1971].  
<sup>12</sup> V. Jacobs, Phys. Rev. A **4**, 939 [1971].  
<sup>13</sup> R. F. Stebbing, F. B. Dunning, F. K. Tittel u. R. D. Rundel, Phys. Rev. Letters **30**, 815 [1973].  
<sup>14</sup> L. M. Bibermann, G. E. Norman u. K. N. Ulyanov, Sov. Astron. AJ **6**, 77 [1963].  
<sup>15</sup> H. Kriener u. D. Schlüter, Z. Astrophys. **67**, 165 [1967].  
<sup>16</sup> W. Finkelnburg u. T. Peters, Handbuch der Physik 28/II, Springer-Verlag, Berlin 1957.  
<sup>17</sup> H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, London 1964.  
<sup>18</sup> S. Geltmann, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer **13**, 601 [1973].  
<sup>19</sup> H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 997 [1962].  
<sup>20</sup> H. Ehrich u. H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **29 a**, 810 [1974].  
<sup>21</sup> J. A. Gaunt, Phil. Trans. R. Soc. London A **229**, 163 [1929].  
<sup>22</sup> W. J. Karzas u. R. Latter, Astrophys. J. Supp. VI, **55**, 167 [1961].  
<sup>23</sup> R. R. Johnston, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer **7**, 815 [1967].  
<sup>24</sup> H. W. Drawin, Z. Physik **172**, 429 [1963].  
<sup>25</sup> H. Rother, Z. Physik **173**, 441 [1963].  
<sup>26</sup> J. Oxenius, Z. Naturforsch. **25 a**, 101 [1970].  
<sup>27</sup> G. Elwert, Z. Naturforsch. **7 a**, 432 [1952].  
<sup>28</sup> H. A. Kramers, Phil. Mag. **46**, 836 [1923].  
<sup>29</sup> H. W. Drawin u. P. Felenbrook, Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium, Gauthier-Villars, Paris 1965.  
<sup>30</sup> H. Wulff, Z. Physik **150**, 614 [1958].  
<sup>31</sup> H. Magdeburg, Z. Naturforsch. **20 a**, 980 [1965].  
<sup>32</sup> B. Schiff u. C. L. Pekeris, Phys. Rev. **134**, 638 [1964].  
<sup>33</sup> D. Einfeld, Dissertation, Technische Universität Berlin 1974.  
<sup>34</sup> H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **26 a**, 1970 [1971].  
<sup>35</sup> G. Peach, Mem. R. Astr. Soc. **71**, 13 [1967].  
<sup>36</sup> L. C. Green, N. C. Johnson u. E. K. Kolchin, Astrophys. J. **144**, 369 [1966].  
<sup>37</sup> J. Uhlenbusch, E. Fischer u. J. Hackmann, Z. Physik **238**, 404 [1970].  
<sup>38</sup> H. W. Drawin, Z. Naturforsch. **19 a**, 1451 [1964].  
<sup>39</sup> D. H. Menzel u. C. L. Pekeris, Monthly Notices Roc. Astron. Soc. **96**, 77 [1935].  
<sup>40</sup> K. H. Böhm u. W. Deinzer, Z. Astrophys. **61**, 1 [1965].  
<sup>41</sup> O. Gingerich, Proc. 1st Harvard Smithsonian Conf. on Stellar Atmospheres, Cambridge (Mass.) 1964, p. 17.

Messungen der spektralen Strahldichte mit einer relativen Unsicherheit von etwa  $\pm 6\%$  bestimmen, so daß sich für die Elektronendichte eine relative Unsicherheit von  $\pm 10\%$  ergibt.