

# Absolutmessung der kontinuierlichen Strahlung des Heliums im Lichtbogen von $\lambda = 109$ bis 540 nm

P. Thoma

Lehrstuhl für Technische Elektrophysik der Technischen Universität München\*

Z. Naturforsch. 35a, 808–819 (1980); eingegangen am 8. Mai 1980

*Measurement of the Helium Continuum Radiation from  $\lambda = 109$  to 540 nm in an Arc Plasma*

Absolute helium emission coefficients have been measured from 540 nm down to 109 nm in the near vuv. The radiation originates from the axis of a cylindrical He-arc of 2 mm  $\varnothing$  at one atmosphere with electron temperatures between 25000 K and 26500 K. The electron densities range from  $3.0 \cdot 10^{16}$  cm $^{-3}$  to  $4.0 \cdot 10^{16}$  cm $^{-3}$  and have been determined independently from other plasma parameters by means of line shape measurements. The density of atoms and their kinetic temperature have been calculated from the energy balance of the electrons and Dalton's law. Comparison of the measured helium continuum emission coefficients with theoretical calculations in the wavelength range from 540 nm to 400 nm shows that, in this experiment, the radiation due to bremsstrahlung in the field of atoms must not be neglected. Taking into account this contribution very good agreement with theoretical calculations over the whole investigated spectral range from 540 nm down to 109 nm has been found. Thus the present experiment confirms the theoretical results for the photoionisation coefficients from the  $n=2$  and  $n=3$  levels. On the basis of these results the helium continuum radiation may be used for calibration purposes, which is of particular interest in the vuv.

## 1. Einleitung

Für spektroskopische Untersuchungen sind häufig absolute Strahlungsmessungen notwendig. Absolutmessungen werden üblicherweise dadurch vorgenommen, daß man die beobachtete Strahlung mit einer Strahlungsquelle bekannter spektraler Intensitätsverteilung vergleicht. Im VUV-Spektralbereich gibt es allerdings bislang nur sehr wenige einfache und gleichzeitig auch zuverlässige Kalibrierungsmöglichkeiten. Ein oft benutztes Strahlungsnormal stellt das Elektronen-Synchrotron dar, welches sich jedoch nicht unmittelbar für einen Laboreinsatz eignet. Diese Kalibrierungsmöglichkeit ist allerdings nicht ganz unproblematisch, es sei hier nur die Polarisation der Synchrotronstrahlung genannt.

Als eine vom Synchrotron unabhängige Methode zur Realisierung eines Normalstrahlers im VUV bietet sich die Strahlung heißer Plasmen an [1, 2], wie sie z.B. in stationären Kaskadenbögen erzeugt werden können. Die Strahlung eines Wasserstoffbogens stellt im UV- und VUV-Spektralbereich von

370 nm bis 130 nm das zur Zeit wohl beste Strahlungsnormal für einen Laboreinsatz dar [2]. Allerdings ist wegen MolekülabSORPTIONEN eine Verwendung bei Wellenlängen unterhalb 130 nm nicht mehr möglich.

Für diesen Spektralbereich würde sich das Rekombinationskontinuum des Heliums zum Niveau mit der Hauptquantenzahl  $n = 2$  eignen. Aber im Gegensatz zum Wasserstoff können die zur Beschreibung des spektralen Emissionskoeffizienten notwendigen Photoionisationsquerschnitte nicht mehr exakt berechnet werden. Gerade bei  $n = 2$  wurden aber in früheren Experimenten [3, 4] Unterschiede zu theoretischen Berechnungen [5] festgestellt, zudem wurden im Spektralbereich unterhalb 250 nm bislang keine Messungen vorgenommen.

Aus diesen Gründen soll in dieser Arbeit der kontinuierliche Emissionskoeffizient eines Heliumplasmas vom sichtbaren über den UV- bis in den VUV-Spektralbereich absolut gemessen und mit theoretischen Berechnungen [5, 6, 7, 8] verglichen werden. Zu diesem Zweck wird ein stationäres Plasma in einem Hochleistungs-Kaskadenbogen erzeugt. Für den geplanten Vergleich müssen durch geeignete Meßmethoden die zur Beschreibung der kontinuierlichen Emission notwendigen Plasmaparameter des Heliumplasmas bestimmt werden.

\* Eingang der 1. Fassung am 10. 11. 1979.

Sonderdruckanforderungen an Lehrstuhl für Technische Elektrophysik, Universität München, Arcisstraße 21, D-8000 München 2.

0340-4811 / 80 / 0800-0808 \$ 01.00/0. — Please order a reprint rather than making your own copy.



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.

## 2. Methodik

Im vorliegenden Experiment wird eine nahezu homogene Plasmasäule beobachtet, welche aus optisch dünner Schicht strahlt. Es kann daher der absolut gemessene Strahlungsverlauf in einfacher Weise auf einen Emissionskoeffizienten zurückgeführt werden. Dieser experimentell ermittelte Emissionskoeffizient wird mit theoretischen Voraussagen verglichen, die auf Berechnungen der atomaren Größen, etwa des Photoionisationsquerschnittes, und experimentell ermittelten Plasmaparametern beruhen. In einem Heliumplasma bei Temperaturen bis zu etwa 30 000 K müssen folgende Strahlungsbeiträge berücksichtigt werden: Die Rekombinationsstrahlung (frei-gebunden Strahlung), die Bremsstrahlung (frei-frei Strahlung) im Feld der einfach geladenen Ionen und diejenige im Feld von Atomen (frei-frei-minus Strahlung). Üblicherweise wird die Rekombinationsstrahlung in Abhängigkeit von der Frequenz  $\nu$  durch den Photoionisationsquerschnitt  $\sigma_{n, L, S}(\nu)$  und durch die Angabe des Ausgangsniveaus mit der Energie  $E_{n, L, S}$  gekennzeichnet. Die Indizes  $n, L, S$  bezeichnen dabei die Hauptquantenzahl  $n$  des Atomniveaus und berücksichtigen durch die Angabe des Bahndrehimpulses  $L$  und des Spindrehimpulses  $S$  die Aufspaltung der Energieniveaus.

Im Falle thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) gelangt man zum Emissionskoeffizienten der frei-gebundenen Strahlung in folgender Weise. Die Multiplikation von Photoionisationsquerschnitt  $\sigma_{n, L, S}(\nu)$  mit der entsprechenden Anzahldichte der Teilchen im Niveau  $n, L, S$  liefert bei Berücksichtigung der induzierten Emission den Nettoabsorptionskoeffizienten

$$\alpha'(\nu) = n_{n, L, S} \sigma_{n, L, S}(\nu) (1 - \exp(-h\nu/kT)). \quad (1)$$

Die Verbindung zwischen Nettoabsorptionskoeffizient und Emissionskoeffizient wird mit Hilfe der Planck-Funktion  $B(\nu, T)$  über den Kirchhoffschen Satz hergestellt

$$\epsilon(\nu) = \alpha'(\nu) B(\nu, T). \quad (2)$$

Zu der allgemein gebräuchlichen Darstellung des Emissionskoeffizienten, welcher in Analogie zum Linienemissionskoeffizienten die Anzahldichte der Teilchen im Ausgangszustand beinhaltet, benötigt man die Saha-Gleichung. Danach steht die Anzahldichte der Ionen  $n_i$  und die der Elektronen  $n_e$  (d. h. die Ausgangszustände) mit der des absorbierenden

Niveaus  $n_{n, L, S}$  in folgendem Zusammenhang

$$\frac{n_e n_i}{n_{n, L, S}} = \frac{2 g_i}{g_{n, L, S}} \frac{(2\pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{E_i - E_{n, L, S} - \Delta E_i}{k T}\right). \quad (3)$$

Die den jeweiligen Zuständen entsprechenden statistischen Gewichte werden mit  $g_{n, L, S}$ , die Ionisierungsenergie mit  $E_i$  und die Erniedrigung der Ionisierungsenergie mit  $\Delta E_i$  bezeichnet.

Für die gesamte frei-gebundenen Strahlung erhält man schließlich

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{fb}}(\nu) &= c_1 \frac{n_e n_i}{T_e^{3/2}} \nu^3 \exp\left(\frac{E_i - \Delta E_i - h\nu}{k T_e}\right) \\ &\cdot \sum_{nLS} \frac{g_{n, L, S}}{g_i} \sigma_{n, L, S}(\nu) \exp\left(-\frac{E_{n, L, S}}{k T_e}\right) \quad (4) \\ c_1 &= \frac{2 h^4}{c^2 (2\pi m_e k)^{3/2}}. \end{aligned}$$

Diese Gleichung gilt auch bei Abweichung von LTE, wie etwa bei Richter [9] gezeigt ist, obwohl bei der Herleitung vom Kirchhoffschen Satz und der Saha-Gleichung Gebrauch gemacht wurde. Eine notwendige Voraussetzung der Gültigkeit von Gl. (4) ist lediglich, daß die freien Elektronen einer Maxwellverteilung gehorchen. Statt der Temperatur  $T$  ist dann die kinetische Temperatur der Elektronen  $T_e$  in Gl. (4) einzusetzen.

Für den Emissionskoeffizient der frei-frei Strahlung im Feld der Ionen folgt nach Kramers [10]

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{ff}}(\nu) &= c_2 \frac{n_e n_i}{T_e^{1/2}} g_{\text{ff}}(\nu) \exp\left(-\frac{h\nu}{k T_e}\right) \quad (5) \\ \text{mit } c_2 &= \frac{8 e^6}{3 c^3} \left(\frac{2\pi}{3 m_e^3 k}\right)^{1/2}. \end{aligned}$$

Der Gaunt-Faktor  $g_{\text{ff}}(\nu)$  nach Karzas und Latter [11] stellt die quantenmechanische Korrektur zum klassisch berechneten Emissionskoeffizienten dar.

Liegt von seiten der Theorie der atomare Absorptionskoeffizient  $\alpha_a(\nu, T_e)$  der frei-frei Strahlungsübergänge von Elektronen im Restfeld von Atomen als Funktion der kinetischen Temperatur der Elektronen vor, wie dies bei Geltman [12] der Fall ist, so erhält man den entsprechenden Emissionskoeffizienten durch Multiplikation mit den Anzahldichten der Atome  $n_a$ , der Elektronen  $n_e$ , mit der Planck-Funktion  $B(\nu, T_e)$  und dem Faktor, welcher die induzierte Emission berücksichtigt.

$$\varepsilon_{\text{eff}}(\nu) = n_a n_e \chi_a(\nu, T_e) B(\nu, T_e) \cdot (1 - \exp(-\hbar \nu/k T_e)). \quad (6)$$

Um Rückschlüsse von dem absolut gemessenen spektralen Verlauf des kontinuierlichen Emissionskoeffizienten auf die atomaren Größen, den Photoionisationsquerschnitt  $\sigma_{n, L, S}(\nu)$ , den Gaunt-Faktor  $g_{\text{ff}}(\nu)$  und den atomaren Absorptionskoeffizienten  $\chi_a(\nu, T_e)$ , ziehen zu können, müssen sämtliche Plasmaparameter der Gln. (4), (5) und (6) bekannt sein. Dies bedeutet, daß die Anzahldichte der Elektronen  $n_e$ , der Ionen  $n_i$  und der Atome  $n_a$  sowie die Temperatur der Elektronen  $T_e$  durch geeignete Messungen ermittelt werden müssen. Eine einfache Abschätzung nach Griem [13] und die experimentellen Ergebnisse von Uhlenbusch et al. [14] zeigen, daß diese Parameter nicht unter Annahme von LTE ermittelt werden können.

Es wird daher das Modell des partiellen thermodynamischen Gleichgewichts (PLTE) verwendet, das Abweichungen der Elektronentemperatur  $T_e$  von der kinetischen Temperatur der schweren Teilchen  $T_s$  zuläßt. Für angeregte Atomzustände gilt jedoch weiterhin eine eingeschränkte Saha-Gleichung mit der Temperatur  $T_e$ , welche die Dichte der Atomzustände mit der der freien Elektronen und Ionen verbindet. Ab welchem Niveau diese partielle Saha-Gleichung Gültigkeit besitzt, kann für die vorliegenden Plasmaparameter der Arbeit Drawins [15] entnommen werden. Da bei Temperaturen unterhalb 30 000 K die zweite Ionisierungsstufe des Heliums unberücksichtigt bleiben kann, wird die Quasineutralität des Plasmas einfach durch  $n_e = n_i$  beschrieben. Geht man von der Bestimmung von  $n_e$  aus — die Starkverbreiterung von Spektrallinien ist dazu ein von anderen Plasmaparametern weitgehend unabhängiges Verfahren —, so kann  $T_e$  mit Hilfe von Gl. (3) und einem absolut gemessenen Linienemissionskoeffizienten  $\varepsilon_L(T_e)$  gewonnen werden. Die noch unbestimmte Anzahldichte der Atome  $n_a$  wird im Zusammenhang mit der Temperatur schwerer Teilchen  $T_s$  (Ionen und Atome) bestimmt. Das Partialdruckgesetz läßt sich dazu folgendermaßen schreiben:

$$p = n_e k T_e + (n_i + n_a) k T_s. \quad (7)$$

Als zweite Bestimmungsgleichung wird die Energiebilanz der Elektronen [16] herangezogen. Dabei wird angenommen, daß die von den Elektronen durch Ohmsche Heizung aufgenommene Energie

nur durch elastische Stöße an die schweren Teilchen abgegeben wird:

$$\sigma E^2 = n_e \frac{2 m_e}{m_s} \nu_s (3/2 k T_e - 3/2 k T_s). \quad (8)$$

Die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  wird in erster Näherung durch die Langevinsche Formel

$$\sigma = n_e e^2 / m_e \nu_s \quad (9)$$

beschrieben. Beachtet man bei der Berechnung der Elektronenstoßfrequenz  $\nu_s$  ebenfalls nur elastische Prozesse, dann erhält man mit den Wechselwirkungsintegralen  $\Omega_{ea}^{(1,1)}$  bzw.  $\Omega_{ei}^{(1,1)}$  für die Stöße Elektron-Atom bzw. Elektron-Ion

$$\nu_s = \frac{16}{3} (n_a \Omega_{ea}^{(1,1)} + n_i \Omega_{ei}^{(1,1)}). \quad (10)$$

Der Wert der Wechselwirkungsintegrale wird den Arbeiten von Preuß [17] bzw. Yos [18] entnommen. Die Messung der axialen elektrischen Feldstärke  $E$  und des Gesamtdrucks  $p$  liefert also die letzten unbekannten Plasmaparameter  $n_a$  und  $T_s$ .

### 3. Experimenteller Aufbau und Meßverfahren

Zur Erzeugung des zylindersymmetrischen Heiumplasmas wird ein von Maecker [19] entwickelter Kaskadenbogen verwendet. Die zentrale Bohrung, in welcher der Bogen brennt, hat einen Durchmesser von 2 mm; die Länge der Plasmasäule beträgt bei 22 Kaskadenplatten etwa 50 mm. Der Druck in der Bogenkammer wird bei allen Experimenten konstant auf dem Umgebungsdruck (Normaldruck München 0.94 atm) gehalten. Die in den Bogen pro Längeneinheit investierte Leistung ist durch den eingeprägten Strom  $I$  und die sich einstellende elektrische Feldstärke  $E$  gegeben. Zur Messung der elektrischen Feldstärke werden die einzelnen voneinander isolierten Kaskadenplatten unmittelbar als Sonden verwendet [20]. Die Messungen werden bei Stromstärken von 100 A und 140 A durchgeführt. Dabei stellt die obere Stromstärke etwa die Grenze für eine Dauerbelastung dieses Bogens dar ( $P/l = 7700 \text{ W/cm}$ ), während die Stromstärke von 100 A als ein Kompromiß zwischen Belastung des Bogens und ausreichender Intensität der kontinuierlichen Strahlung im VUV anzusehen ist.

Der gesamte Meßaufbau ist in der Abb. 1 schematisch dargestellt. Das Zentrum der Anordnung bildet ein Bogenstand, auf dem die verwendeten

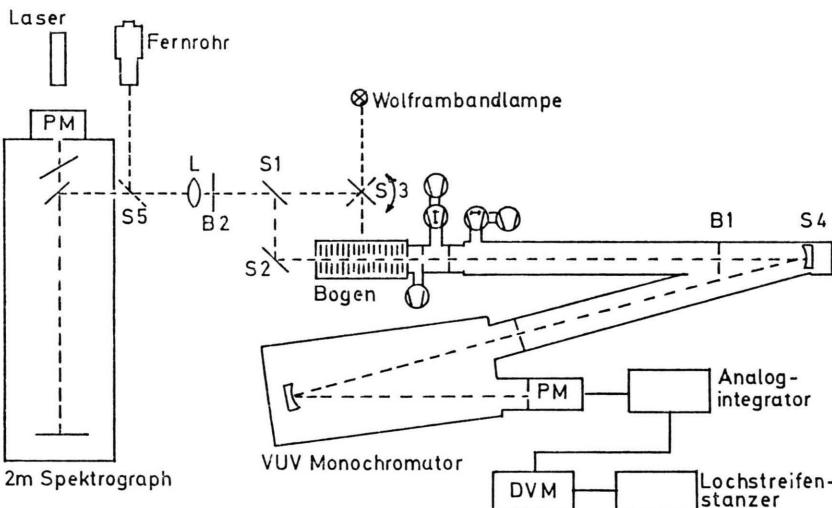


Abb. 1. Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Untersuchung der Bogenspektren.

Kaskadenbögen reproduzierbar eingesetzt werden können. Die Strahlung des Bogenplasmas wird mittels zweier optischer Systeme end-on, d.h. längs der Symmetrieachse des Bogens, beobachtet.

Das optische System für den VUV-Spektralbereich besteht aus einem Hohlspiegel S 4, der den Bogen im Verhältnis 1 : 1.5 verkleinert auf den Eingangsspalt eines 1m-McPherson-Monochromators abbildet. Das Öffnungsverhältnis wird durch die Blende B 1 auf 1 : 200 beschränkt. Die Begrenzung des Bogenbildes auf einen kleinen Ausschnitt um die Symmetrieachse geschieht durch einen zusätzlichen Querspalt am Monochromatorspalt. Der tatsächlich beobachtete Bogenausschnitt beträgt bei den in diesem Experiment verwendeten Spaltbreiten im Fokus der Abbildung etwa  $40 \times 300 \mu$  und erweitert sich an den beiden Bogenenden auf  $165 \times 425 \mu$ . Die Registrierung der spektralen Intensität erfolgt photoelektrisch mit Hilfe eines Photomultipliers vom Typ EMR 541 F-01-18 „solar blind“, der einen Arbeitsbereich von etwa 105 nm bis 350 nm hat. Der geringe Streulichtpegel wird unterhalb der Transmissionskante des LiF-Fensters, mit dem der Multiplier abgeschlossen ist, registriert und vom Signal abgezogen.

Der Anschluß des bei Normaldruck brennenden Bogens an die Vakuumapparatur geschieht über ein differentielles Pumpensystem. In drei Druckstufen, die über Kapillaren mit einem hohen Strömungswiderstand verbunden sind, wird der Druck auf ca.  $10^{-5}$  Torr reduziert. Die erste Kapillare mit

einem Durchmesser von 0.8 mm wird in einem Abstand von 5 mm vor den vier vakuumseitigen Elektroden angebracht. Das gesamte Pumpensystem kann zum Bogen hin licht- und vakuumdicht abgeschlossen werden. In Abb. 2 ist das differentielle Pumpensystem zusammen mit dem anodenseitigen Teil des Bogens abgebildet.

Die zur Bestimmung der Elektronendichte notwendigen Linienprofile sowie die Absolutintensitäten dieser Linien werden an dem 2 m-Gitterspektrographen im sichtbaren Spektralbereich registriert. Hier wird der Bogen über die Linse L im Verhältnis 1 : 4 verkleinert auf den Eingangsspalt abgebildet. Der Querspalt ist dabei so eingestellt, daß ein gleich großer Ausschnitt des Bogens wie bei den VUV-Aufnahmen beobachtet wird. Das spektral zerlegte Licht wird von einem Photomultiplier vom Typ 1 P 28 erfaßt. Der Spektralbereich oberhalb 380 nm wird unter Vorsatz eines UV-Filters (WG 360) registriert, welches die 2. Ordnung spektraler Intensität aus dem UV-Bereich unterdrückt. An dieses System ist auch eine Justiereinrichtung gekoppelt, die über ein Justierfernrohr die genaue Ausrichtung der einzelnen Elemente (Bogen, Blenden, diff. Pumpensystem) erlaubt, welche untereinander maximal nur um  $50 \mu$  abweichen dürfen.

#### 4. Kalibrierung der UV- und VUV-Aufnahmen

Den nachfolgend beschriebenen Kalibrierungsmethoden liegt letztlich immer die kontinuierliche

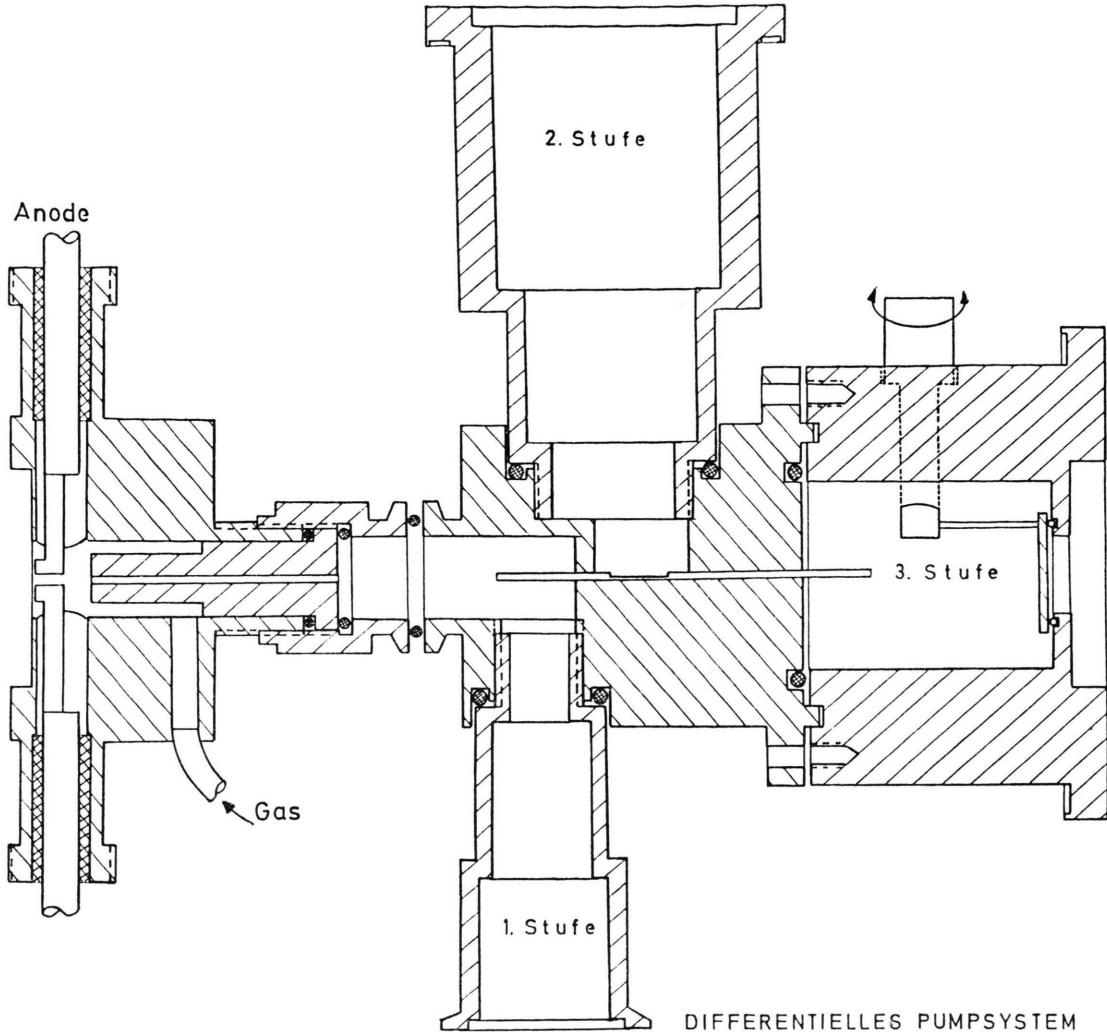


Abb. 2. Differentielles Pumpsystem

Strahlung eines Wasserstoffplasmas zugrunde [2]. Die Möglichkeit, ein Wasserstoffplasma als Strahlungsnormale im Spektralbereich unterhalb 370 nm einzusetzen, beruht auf der Tatsache, daß dessen kontinuierliche Strahlung in Abhängigkeit von der Temperatur bei LTE sehr genau berechenbar ist [11]. Eine Kalibrierung mit dieser Methode ist dann besonders zuverlässig, wenn man bei einer Stromstärke kalibrieren kann, bei der der Emissionskoeffizient seinen maximalen Wert erreicht [21], da dann die ansonsten notwendige Plasmadiagnostik (z. B. Bestimmung der Temperatur) entfällt. In der Arbeit von Behringer [22] wird die Gültigkeit von LTE für das Zentrum der Entladung in einem

2 mm-Bogen nachgewiesen, womit die Voraussetzungen für diese Kalibrierungsmethode gegeben sind. Eine Kalibrierung mit Hilfe des maximalen kontinuierlichen Emissionskoeffizienten gestaltet sich bei diesem Experiment besonders einfach. Da das Wasserstoffplasma im gleichen Bogengefäß wie das Heliumplasma erzeugt wird, muß lediglich das Brenngas ausgetauscht werden. Der unbekannte Heliumemissionskoeffizient wird dann einfach durch das Verhältnis von Helium- zu Wasserstoffsignal und dem berechneten Emissionskoeffizienten des Wasserstoffs beschrieben. Probleme, verbunden etwa mit der Bestimmung einer effektiven Länge der strahlenden Plasmasäule oder mit einer Neu-

justierung des Strahlungsnormals, spielen bei diesem Verfahren keine Rolle.

Auf Grund der bei etwa 130 nm einsetzenden Molekülemission und -absorption von kälterem Wasserstoff in den Elektrodenzonen ist eine Kalibrierung zu tieferen Wellenlängen mit dieser Methode nicht mehr möglich. Hier bietet sich das Verfahren optisch dicker Linienstrahlung an, das auf Boldt [1] zurück geht. Dabei werden einem Argonplasma kleine Mengen von  $N_2$ ,  $CO_2$  und  $H_2$  zugesetzt und die Plateaustrahlung der optisch dicken Resonanzlinien beobachtet. Für diese zweite Methode wurde ein eigener Bogen mit einem Kanaldurchmesser von 5 mm und einer Länge von 120 mm aufgebaut. Die genauen Gasdurchsätze werden nach Skalierung mit  $r^2$  (Kanaldurchmesser bei Boldt 6 mm) der Arbeit von Boldt entnommen. Abbildung 3 zeigt die Liniengipfel einiger Resonanzlinien, wobei die Ausbildung eines Plateaus auf die richtige Wahl des Gasdurchsatzes hinweist. Zur Bestimmung der Plasmatemperatur der auf diese Weise gewonnenen Schwarzstrahlung wurde ein anderes Verfahren, als von Boldt vorgeschlagen, angewendet. Im Spektralbereich von 195 bis 145 nm befinden sich eine Reihe optisch dicker Resonanzlinien, deren Plateaustrahlung mit Hilfe des Wasserstoffkontinuums kalibriert werden kann. Der Vergleich mit der Schwarzstrahlung verschiedener Temperatur läßt dann den Schluß auf die Temperatur des Plasmas zu. Wie man der Abb. 4 entnehmen kann, lassen sich die Intensitäten der Plateaus der Linien innerhalb einer Streubreite von  $\pm 5\%$  gut durch die Planckfunktion der Temperatur 12 750 K beschreiben. Die Fortsetzung dieser

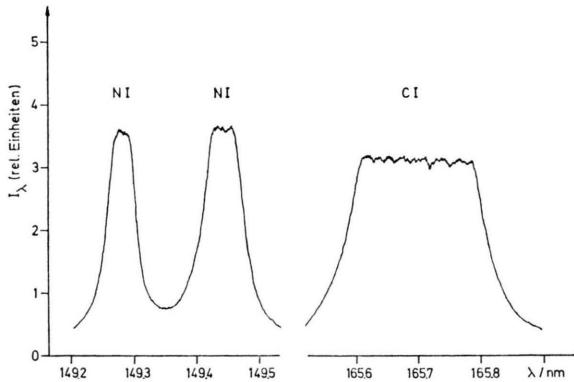


Abb. 3. Beispiel für optisch dicke Resonanzlinien.

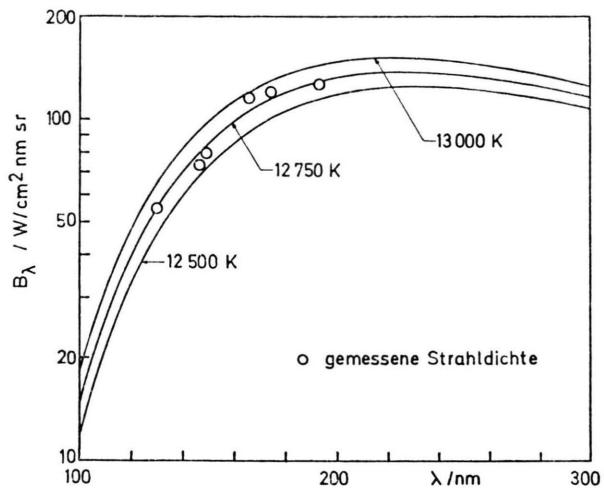


Abb. 4. Mit dem H-Kontinuum kalibrierte Strahldichten optisch dicker Linien und berechneter Verlauf der Schwarzstrahlung für verschiedene Temperaturen.

Planck-Funktion bis 109 nm bildet nunmehr die Basis für eine Kalibrierung im Spektralbereich von 130 bis 109 nm.

Die Abbildung 5 gibt eine Gesamtübersicht über die angesprochenen Strahlungsnormale und zeigt den Spektralbereich, in dem sie bei diesem Experiment eingesetzt werden. Im Sichtbaren wird die Strahldichte einer Wolframbandlampe (geeicht an der PTB Berlin) als Strahlungsnormal verwendet.

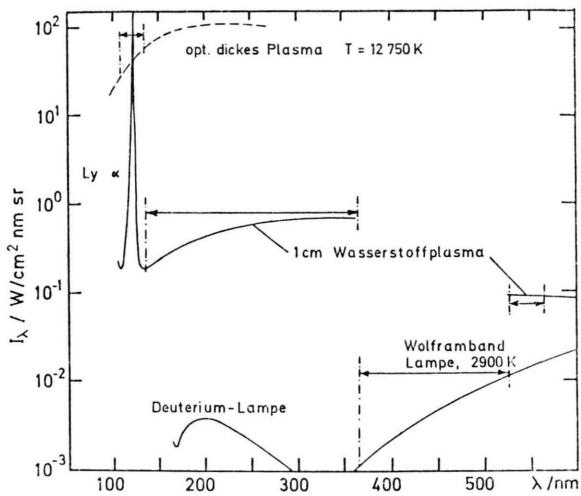


Abb. 5. Intensitäten verschiedener Strahlungsnormale im Spektralbereich von 100 nm–600 nm mit dem im Experiment ausgenutzten Bereich.

## 5. Ergebnisse der Plasmadiagnostik

Die Bestimmung der Anzahldichte der Elektronen  $n_e$  in der Achse des He-Bogens wird anhand der Starkverbreiterung von Heliumatomlinien vorgenommen. Die Faltung von Elektronenstoß- und Ionenprofil führt zu einem Linienprofil [23] in der Form

$$\varepsilon(\Delta\lambda) = \frac{w_e \varepsilon_L}{\pi} \int_0^\infty \frac{W(\beta) d\beta}{(\Delta\lambda - d + A^{4/3} \beta^2)^2 + w_e^2}. \quad (11)$$

Dabei sind die üblichen Bezeichnungen verwendet worden:

- $\varepsilon_L$  Linienemissionskoeffizient,
- $w_e$  (halbe) Elektronenstoßbreite,
- $d$  Verschiebung der Linie,
- $\beta = F/F_0$  Mikrofeldstärke in Einheiten der Normalfeldstärke  $F_0$ ,
- $W(\beta)$  Mikrofeldverteilungsfunktion,
- $A$  Ionenverbreiterungsparameter.

Derartige Profile in reduzierter Form,  $j(x, A)$ , liegen bei Griem [23] tabelliert vor ( $x = (\Delta\lambda - d)/w_e$ ). Der an einem Rechner durchgeführte Vergleich eines experimentell gemessenen Linienprofils mit einer Schar theoretischer Profile ergibt dann unmittelbar die experimentelle Elektronenstoßbreite  $w_{\text{exp}}$  und den Ionenverbreiterungsparameter  $A_{\text{exp}}$ . Da die Elektronenstoßbreite  $w_{\text{exp}}$  direkt proportional der Anzahldichte der Elektronen  $n_e$  ist, kann durch einen Vergleich von theoretischer und experimenteller Breite die Elektronenzahldichte  $n_e$  sofort festgelegt werden. Das gemessene Linienprofil beinhaltet neben der Starkverbreiterung allerdings noch eine Reihe weiterer Verbreiterungen, wie den Dopplereffekt, die begrenzte Auflösung des Spektrographen und eine gewisse Verfälschung des Profils auf Grund kleiner Inhomogenitäten an den Enden der Entladung. Den geringen Einfluß, den diese Störungen auf die Form des Linienprofils hervorrufen, veranschaulicht die Abbildung 6. Hier werden die gemessenen Linienprofile (kleine Kreise) theoretischen Starkprofilen der Form  $j(x, A)$  angepaßt. In die Abb. 6 wurde der besseren Übersicht wegen nur ein Viertel der tatsächlichen Datensetze eingetragen. Die gute Übereinstimmung des gemessenen Profilverlaufs mit dem berechneten Linienprofil zeigt dann, daß die Linienprofile sehr

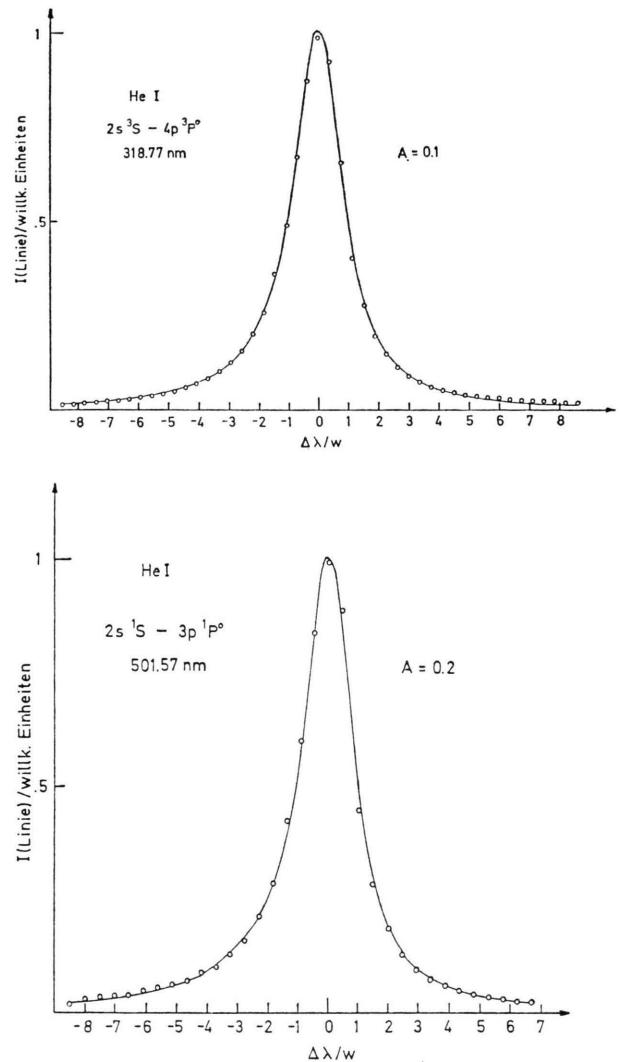


Abb. 6. Beispiele für eine Anpassung gemessener Profile mit  $j(x, A)$ -Profilen.

gut durch die theoretischen  $j(x, A)$ -Profile beschrieben werden können und daß die oben erwähnten zusätzlichen Verbreiterungseffekte nur eine kleine Korrektur darstellen. Dies rechtfertigt dann auch das weitere Vorgehen zur Bestimmung von  $n_e$ , welches nur anhand der Halbwertsbreiten erfolgt.

Die erste Korrektur zur Ermittlung der „reinen“ Starkbreite stellt die Entfaltung des gemessenen Profils vom Apparateprofil (in guter Näherung ein Dreieck) dar. Als Ergebnis erhält man dann ein wahres Profil, welches noch neben der interessierenden Starkbreite die Dopplerbreite ( $w_{\text{St}} + w_{\text{Dop}}$ ) beinhaltet. Im nächsten Schritt wird die Doppler-

Verbreiterung ( $w_{\text{Dop}}$ ) in Abzug gebracht. Die für diesen Effekt maßgebende Temperatur ist die kinetische Temperatur der schweren Teilchen  $T_s$ , welche zunächst abgeschätzt wird und am Ende des Auswerteverfahrens, falls notwendig, berichtigt werden muß. Das Starkprofil wird zu diesem Zweck wiederum durch ein Dispersionsprofil angenähert. Wenn  $w_{\text{Disp}} \gg w_{\text{Dop}}$  ist, dann folgt für die Breite des gesamten Profils  $w_{\text{Disp+Dop}}^2 \approx w_{\text{Disp}}^2 + w_{\text{Dop}}^2$ . Es verbleibt damit als letzte Ursache möglicher Linienverbreiterung diejenige, welche auf eine gewisse Inhomogenität des Plasmas an den Enden der Entladung zurückgeht. Die inhomogene Länge wird aus dem Abstand der letzten Platte von den Elektroden abgeschätzt, der etwa 1,5 mm beträgt. In diesem Bereich weitet sich die Entladung etwas auf, da die Kühlung durch die Wand wegfällt, was mit einer Reduzierung der Temperatur und der Elektronendichte verbunden ist. Die inhomogene Schicht wirkt sich an beiden Enden der Entladung gleichermaßen aus und sollte bei einer Bogenlänge von 50 nm nicht größer als 6–7% der homogenen Länge betragen, was eine Korrektur der Elektronenzahl dichte von etwa 2% zur Folge hat. Auf Grund der verringerten Elektronendichte in den Endschichten wird zudem die Verschiebung der Linie beeinflußt, was sich durch einen kleinen Buckel im Linienprofil bemerkbar macht. Das Linienprofil kann daher nicht mehr allein durch Gl. (11) beschrieben

werden, sondern wird durch Integration über die gesamte Länge (homogen + inhomogen) ermittelt.

In Tab. 1 sind einige Auswertedaten bei der Stromstärke von 100 A bei insgesamt 9 gemessenen Linienprofilen zusammengestellt. Es wurden auch die neuesten experimentellen Ergebnisse der Linienverbreiterung nach Kelleher [24] aufgenommen, die den Griemschen Werten gegenübergestellt sind. Die Korrekturfaktoren  $K_s$  bzw.  $K_d$  geben den Faktor an, mit dem die Griemschen Elektronenstoßbreiten  $w_e$  nach den Ergebnissen von Kelleher zu multiplizieren sind, wenn die Ionen statisch ( $K_s$ ) bzw. dynamisch ( $K_d$ ) behandelt werden. Einige Ergebnisse für  $n_e$  sind nur in Klammern aufgeführt, d.h. sie werden bei der Mittelwertbildung  $\bar{n}_e$  der Elektronendichte nicht berücksichtigt. Der Grund dafür ist, daß die Profile mit zunehmender Elektronendichte durch verbotene Komponenten gestört werden und daher die Bestimmung der Elektronenzahldichte verfälscht wird. Dieser Effekt kann jedoch geradezu als ein Maß für eine Bestimmung von  $n_e$  herangezogen werden, wie es bei den beiden Linien 447.1 nm ( $2^3P$ - $4^3D$ ,  $3^F$ ) und 492.2 nm ( $2^1P$ - $4^1D$ ,  $1^F$ ) geschehen ist. Der Abstand  $\Delta S$  von erlaubter zu verbotener Komponente wird als Maß der herrschenden Elektronendichte verwendet und das Ergebnis nach der Theorie von Griem [25] in Tabelle 1 aufgenommen. Nach der Korrektur der Inhomogenität der Endschichten erhält man mit

Tab. 1: Experimentell ermittelte Anzahldichte der Elektronen  $n_e/10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Linie/nm	$w_{\text{ST+Dop}}/\text{nm}$	$w_{\text{st}}/\text{nm}$	$w_e^G/\text{nm}$	A	$K_s$	$K_d$	$n_e^G$	$n_e^K$
282.9	0.711	0.711	0.181	0.279	—	—	2.65	—
294.5	0.302	0.302	0.0845	0.197	0.894	0.894	(2.67)	(2.95)
318.8	0.1098	0.1096	0.0341	0.126	0.938	0.917	2.64	2.79
388.9	0.0387	0.0379	0.0117	0.067	0.920	0.854	(2.89)	(3.08)
396.5	0.302	0.302	0.0852	0.315	0.911	0.911	(2.46)	(2.62)
412.1	0.324	0.324	0.0991	0.145	0.912	0.912	2.52	2.86
471.3	0.1499	0.1496	0.0443	0.095	0.935	0.896	(2.90)	(3.13)
501.6	0.1171	0.1166	0.0327	0.171	1.01	0.923	2.79	2.78
504.8	0.2558	0.2556	0.0757	0.118	0.924	0.899	(2.79)	3.02
							$\bar{n}_e^G = 2.6$	$\bar{n}_e^K = 2.92$

Tab. 1. Aus Kuppenabstand  $\Delta S$  der Linien: 447.1 nm;  $n_e = 2.75$  492.2 nm;  $n_e = 2.8$

In Tab. 1 werden folgende Abkürzungen verwendet:

$w_{\text{ST+Dop}}$ : wahre (halbe) Breite nach Entfaltung mit dem Apparateprofil/nm

$w_{\text{st}}$ : (halbe) Starkbreite/nm

$w_e^G$ : Elektronenstoßbreite nach Griem/nm bei  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

A: Ionenverbreiterungsparameter bei  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

$K_s$ : Korrekturfaktor zu  $w_e^G$  nach Kelleher, Ionen statisch

$K_d$ : Korrekturfaktor zu  $w_e^G$  nach Kelleher, Ionen dynamisch

$n_e^G$ : Anzahldichte der Elektronen  $n_e/10^{16} \text{ cm}^{-3}$  nach Griem

$n_e^K$ : Anzahldichte der Elektronen  $n_e/10^{16} \text{ cm}^{-3}$  nach Kelleher

den Kelleherschen Elektronenstoßbreiten schließlich für die beiden Stromstärken

$$I = 100 \text{ A}, \quad I = 140 \text{ A}, \\ n_e = 3.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad n_e = 4.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Mit der nunmehr bekannten Anzahldichte der Elektronen, der Quasineutralität (hier  $n_e = n_i$ ) und den absolut gemessenen Linienemissionskoeffizienten kann mit Hilfe der Gl. (3) die Temperatur der Elektronen  $T_e$  ermittelt werden. Die benötigten Übergangswahrscheinlichkeiten für die jeweiligen Übergänge werden dem Tabellenwerk des NBS [26] entnommen. Aus sechs beobachteten Übergängen erhält man dann eine mittlere Temperatur  $\bar{T}_e$  für die beiden Stromstärken von  $\bar{T}_e = 25\,000 \text{ K}$  bzw.  $\bar{T}_e = 26\,500 \text{ K}$  bei einem maximalen Unsicherheitsbereich von  $\pm 1000 \text{ K}$ . An dieser Stelle sei noch das Problem von Verunreinigungen im Brenngas angesprochen, welches die Ergebnisse der Elektronentemperaturbestimmung verfälschen könnte. Kleine Mengen von Verunreinigungen könnten auf Grund ihrer leichteren Ionisierbarkeit zu nicht vom Helium herrührenden Ladungsträgern führen. Um den Beitrag der Fremdionen zur Anzahldichte der Heliumionen zu bestimmen, werden die Resonanzübergänge der nicht zu vermeidenden Verunreinigungen, Stickstoff und Sauerstoff, im VUV absolut gemessen. Mit der Saha-Gleichung

$$\frac{n_e n_i(\text{Fremd})}{n_m(\text{Fremd})} = S(T_e) \quad (12)$$

kann die Anzahldichte der Fremdionen  $n_i(\text{Fremd})$  bei gemessenem  $n_e$  und bekanntem  $T_e$  bestimmt werden. Die Auswertung ergibt, daß die Anzahldichte  $n_i(\text{Fremd})$  kleiner als 1% der gemessenen Anzahldichte der Elektronen  $n_e$  ist und daher ihr Einfluß sowohl bei der Ermittlung der Elektronentemperatur als auch im weiteren bei der Bestimmung der Photoionisationsquerschnitte vernachlässigt werden kann.

Die verbleibenden unbekannten Plasmagrößen, die Temperatur schwerer Teilchen  $T_s$  und die Anzahldichte der Atome  $n_a$ , können nunmehr bei gemessener elektrischer Feldstärke  $E$  und bei bekanntem Druck  $p$  mit Hilfe des Partialdruckgesetzes Gl. (7) und der Energiebilanz der Elektronen Gl. (8) bestimmt werden. Die Ergebnisse der Messungen und der Auswertungen für die Bogen- und Plasmaparameter sind im folgenden zusammengestellt.

$$I = 100 \text{ A}, \quad I = 140 \text{ A}, \\ E = 53.5 \text{ V/cm}, \quad E = 55.1 \text{ V/cm}. \\ T_s = 13\,000 \text{ K}, \quad T_s = 17\,000 \text{ K}, \\ T_e = 25\,000 \text{ K}, \quad T_e = 26\,500 \text{ K}, \\ n_a = 4.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \quad n_a = 2.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \\ n_e = 3.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad n_e = 4.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

## 6. Diskussion der Meßergebnisse

Die absoluten Strahlungsmessungen sowie der Vergleich mit dem theoretisch ermittelten Verlauf kontinuierlicher Strahlung wird anschließend in zwei getrennten Spektralabschnitten behandelt. Die Grenze bildet dabei der Einsatz des Rekombinationskontinuums zum Term  $n = 2$  bei 368 nm.

Im Spektralbereich oberhalb 368 nm können mit den bekannten Plasmaparametern und mit von den verschiedenen Autoren [5, 6, 7, 8] berechneten Photoionisationsquerschnitten bzw. Gauntfaktoren die einzelnen Beiträge zum kontinuierlichen Emissionskoeffizienten berechnet werden. Die Summe dieser Einzelbeiträge kann dann mit den spektralen Emissionskoeffizienten aus den absoluten Strahlungsmessungen verglichen werden, wie dies in Abb. 7 (bereits für den gesamten beobachteten Spektralbereich) geschehen ist. Dabei werden nur jene Stellen im Spektrum berücksichtigt, bei denen sichergestellt ist, daß die kontinuierliche Strahlung nicht durch ferne Linienflügel verfälscht wird. Geht man davon aus, daß die Theorien, welche übrigens hier nur wenig voneinander abweichen, die freigebunden und frei-frei Übergänge richtig wiedergeben, dann verbleibt ein unerklärter Restbetrag von etwa 30% in den gemessenen Verläufen. Diese Differenz kann jedoch sehr gut durch die frei-frei Strahlung der Elektronen im Restfeld der Atome mit den von Geltman [12] berechneten atomaren Absorptionskoeffizienten  $\alpha_a(\nu, T)$ , bezogen auf ein Atom und ein Elektron, erklärt werden. Zu diesem Zweck wurden die bei Geltman tabellierten Koeffizienten graphisch zu höheren Temperaturen ( $T = 25\,000 \text{ K}$ ) und zu kleineren Wellenlängen extrapoliert. Die so erhaltenen und für den Vergleich verwendeten Werte sind in Tab. 2 zusammengestellt. Die daraus resultierende ausgezeichnete Übereinstimmung von Experiment und theoretischem Verlauf im langwelligen Spektralbereich oberhalb 400 nm wird als eine Bestätigung für diesen frei-frei Beitrag angesehen. Im Spektralbe-

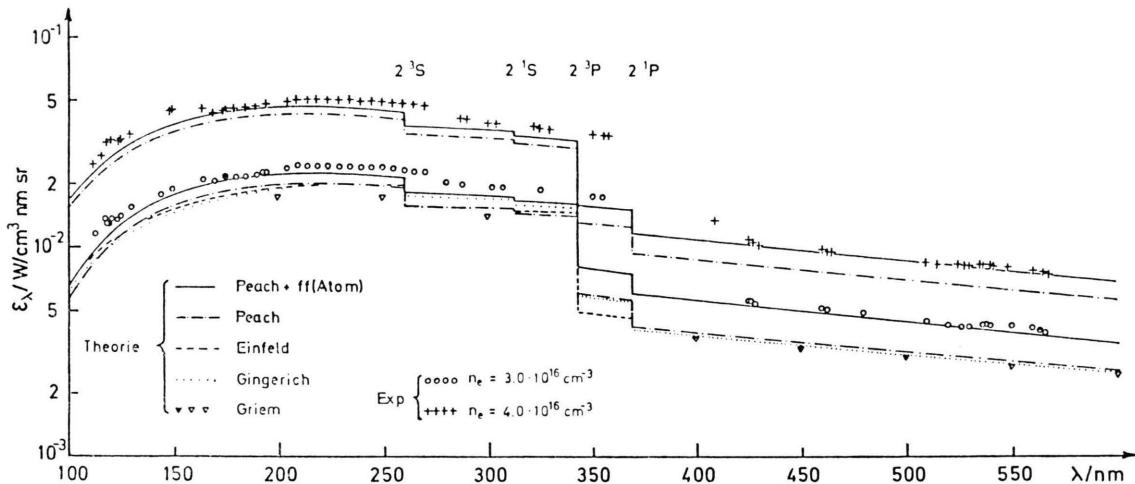


Abb. 7. Vergleich absolut gemessener Emissionskoeffizienten eines Heliumplasmas mit unterschiedlichen Berechnungen

reich von 420 bis 560 nm wird also die frei-frei Strahlung der Elektronen im Restfeld der Atome bei niedriger Gastemperatur einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur kontinuierlichen Strahlung liefern.

Die Messung der Anzahldichte der Elektronen mit Hilfe der kontinuierlichen Strahlung bei etwa 530 nm, wie von Einfeld und Sauerbrey [3] vorgeschlagen wurde, stellt bei niedrigeren Elektronentemperaturen als den dort gemessenen ( $T_e = 38000$  K) ein nicht unproblematisches Verfahren dar, da hierbei die frei-frei-minus Strahlung nicht berücksichtigt wurde. Auf dieses Experiment angewendet, würde diese Methode zu einer um 17% zu hohen Elektronendichte führen. An dieser Stelle sei auch auf ein Experiment von Glasser et al. [4] hingewiesen, die bei einem Vergleich mit der Theorie von Anderson und Griem [5] ebenfalls 20% höhere Meßwerte erhalten als die Theorie angibt. Da bei

diesem Experiment die Anzahldichte der Atome nicht ermittelt wurde, lassen sich die Ergebnisse der genannten Autoren nicht quantitativ erfassen, zeigen jedoch die gleiche Tendenz wie bei diesem Experiment an und legen die Vermutung nahe, daß der zusätzliche frei-frei Anteil eine bessere Übereinstimmung von Theorie und Messung geschaffen hätte.

Die kontinuierliche Strahlung im Spektralbereich unterhalb 370 nm wird hauptsächlich durch die Rekombinationsstrahlung zum Term  $n=2$  bestimmt. In ungleich stärkerem Maße als beim Term  $n=3$  muß hier der Aufspaltung des Niveaus bezüglich Bahndrehimpuls  $L$  und Spindrehimpuls  $S$  Rechnung getragen werden. Theoretische Photoionisationsquerschnitte für die individuellen Niveaus  $2^3S$ ,  $2^1S$ ,  $2^3P^0$  und  $2^1P^0$  mit den Grenzwellenlängen  $\lambda_g$  bei 260, 312.2, 342.2 und 368.1 nm können einer Reihe von theoretischen Arbeiten [5, 6,

Tab. 2: Extrapolierte Absorptionskoeffizienten (frei-frei-minus) bei  $T = 25000$  K nach Geltmann [12].

$\lambda/\text{nm}$	500	400	300	200	100
$\alpha_a(\lambda, T)/\text{cm}^5$	7.9(-40)	4.5(-40)	2.3(-40)	0.86(-40)	0.1(-40)

Tab. 3: Vergleich der Summen der mit den entsprechenden statistischen Gewichten  $g$  multiplizierten Photoabsorptionsquerschnitte der Terme  $2^3P$  und  $2^1P$  verschiedener Autoren mit diesem Experiment bei 342 nm. Die Zahlen in Klammern geben den Exponenten zur Basis 10 an, mit dem die Angaben zu multiplizieren sind.

Autor	Peach [8]	Gingerich [6]	Einfeld [7]	dieses Exp.
$\sum g_i \sigma_i / \text{cm}^2$	1.78(-16)	1.87(-16)	1.7(-16)	1.85(-16)

Tab. 4: Vergleich theoretischer Photoabsorptionsquerschnitte der Terme  $2^1S$  und  $2^3S$  mit dem Experiment bei den Grenzwellenlängen. Alle Angaben sind mit  $10^{-18}$  zu multiplizieren.

	Peach	Gingerich [6]	Einfeld	Bell et al. [27] length/veloc.	Nocross [28]	Stebbins (exp) [27]	Dieses Exp.
$\sigma_{1s}/\text{cm}^2$	8.87	10.8	9.03	9.42	9.51	10	9.6
$\sigma_{3s}/\text{cm}^2$	5.18	3.27	5.58	5.06	4.56	4.88	6.46

7, 8] entnommen werden. Experimentell können die einzelnen Querschnitte jedoch nur an der Seriengrenze bestimmt werden. Aus der Differenz der Emissionskoeffizienten vor und nach der Seriengrenze lässt sich nämlich der Querschnitt der höheren Rekombinationsstufe ermitteln. Dieses Verfahren kann jedoch bei der  $1^P$ - und  $3^P$ -Seriengrenze nicht angewendet werden, denn auf Grund verschmelzender Spektrallinien kann hier nur der summarische Querschnitt der beiden Terme erfasst werden. Daher werden die mit ihren statistischen Gewichten versehenen Querschnitte als Summe denjenigen der verschiedenen Autoren gegenübergestellt (Tabelle 3). Im Rahmen einer experimentellen Unsicherheit von etwa  $\pm 10\%$  können die Rechenergebnisse gut bestätigt werden.

Die Querschnitte für den  $2^1S$  und den  $2^3S$  Term können an der Seriengrenze einzeln bestimmt werden. Allerdings werden die experimentellen Meßwerte des  $2^1S$  Terms wegen der geringen Differenz im Emissionskoeffizienten ( $g_{1s} = 1$ ;  $\sigma_{1s} \cong 10^{-18} \text{ cm}^2$ ) mit einer größeren experimentellen Unsicherheit von  $\pm 20\%$  behaftet sein. In der folgenden Tab. 4 findet sich wiederum der Vergleich von Theorie und Experiment. Der Photoionisationsquerschnitt des  $2^3S$  Terms nach Gingerich fällt deutlich aus dem maximal möglichen Fehlerbereich von etwa  $\pm 10\%$  heraus. Diese Abweichung kann durch das vorliegende Experiment nicht erklärt werden.

Jenseits der  $2^3S$  Seriengrenze, für Wellenlängen  $\lambda < 260 \text{ nm}$ , ist eine Aussage über einzelne Photoionisationsquerschnitte nicht mehr möglich. Hier kann nur der berechnete Verlauf aus der Summe aller Emissionskoeffizienten mit dem Experiment verglichen werden. Die betrachteten Theorien weichen von diesem Verlauf, mit Ausnahme der Querschnitte nach Anderson und Griem [5], nur wenig voneinander ab. Die bei den individuellen Querschnitten angezeigten Abweichungen mitteln sich also im summarischen Querschnitt wieder heraus. Das bedeutet z.B., daß Gingerich durch

etwas höhere Querschnitte des  $2^3P$  und  $2^1P$  Terms die offensichtlich zu tiefen Querschnitte des  $2^3S$  Terms wieder kompensiert.

Ähnlich wie im sichtbaren Spektralbereich liefert das Experiment ohne den frei-frei Strahlungsbeitrag der Elektronen im Restfeld der Atome bei der Elektronendichte  $n_e = 3.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  deutlich zu hoch liegende Werte. Die Hinzunahme dieses Beitrags zu den theoretischen Werten nach Peach [8] ergibt eine ausgezeichnete Übereinstimmung von Theorie und Experiment bis etwa 130 nm. Die Abweichungen vom theoretischen Verlauf betragen hier typisch  $\pm 5\%$  und bewegen sich weit innerhalb eines maximal möglichen Fehlers von etwa  $\pm 15\%$ .

Ähnlich wie der Emissionskoeffizient eignet sich für einen Vergleich von Experiment und Theorie im Plasma auch der von Peach gewählte atomare Absorptionskoeffizient bezogen auf ein Atom im Grundzustand. Dieser Koeffizient ist dann natürlich eine Funktion der Temperatur  $T_e$ . Da für diesen Absorptionskoeffizienten bereits ein umfangreiches Tabellenwerk [8] vorliegt, können diese Werte unmittelbar mit der durch den experimentellen Emissionskoeffizienten angezeigten Abweichung vom theoretischen Verlauf übernommen werden. Aus diesen Gründen wird auf eine Aufstellung experimenteller Absorptionskoeffizienten verzichtet. Die etwas größeren Abweichungen im Spektralbereich unterhalb 130 nm können aus experimenteller Sicht in der Einführung eines weiteren Strahlungsnormals (Schwarzstrahlung optisch dicker Liniengipfel) begründet liegen. Trotzdem werden die theoretischen Ergebnisse der Photoionisationsquerschnitte durch dieses Experiment in einem hohen Maß bestätigt.

Wegen der sehr zuverlässigen Bestätigung der theoretischen Berechnungen durch die vorliegende Messung eröffnet sich für einen Anwender die Möglichkeit, die kontinuierliche Strahlung des Heliumplasmas als Strahlungsnormale im VUV-Spektralbereich einzusetzen. Über den untersuchten Spek-

tralbereich hinaus wird man bei Beachtung eines etwas höheren Unsicherheitsbereichs von etwa  $\pm 25\%$  bis etwa 65 nm kalibrieren können. Eine erste Bestätigung hat dieser Ausblick durch ein kürzlich veröffentlichtes Experiment [30] erfahren, in dem die Strahlung eines Heliumplasmas von 92 nm bis 65 nm absolut gemessen wurde. Da das Plasma unter gleichen Bedingungen wie im vorliegenden Experiment erzeugt wurde, konnten die hier ermittelten Plasmaparameter unmittelbar übernommen werden. Bei Verwendung der Absorptionskoeffizienten nach Peach wurde auch in diesem Bereich eine gute Übereinstimmung von Theorie und Messung festgestellt. Als Strahlungsstandard wurde dabei das Lyman-Kontinuum eines Wasserstoffplasmas gewählt. Wegen der bei etwa 90 nm einsetzenden Re-

sonanzkontinua muß der Strahlungsbeitrag bereits kleinsten Mengen von Verunreinigungen (insbesondere H und N) im Helium berücksichtigt werden. Daher sind hohe Anforderungen an die Reinheit des Plasmas zu stellen. Unter diesen Bedingungen steht für den Spektralbereich von 260 nm bis 65 nm dann jedoch ein lückenloses kontinuierliches Strahlungsnormalkontinuum zur Verfügung.

### Danksagung

Der Autor möchte an dieser Stelle Herrn K. Behringer für seine hilfreichen Diskussionen bei der Durchführung der Untersuchungen und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung danken.

- [1] G. Boldt, Space Sci. Rev. **11**, 728 (1970).
- [2] W. R. Ott, K. Behringer, and G. Gieres, Appl. Opt. **14**, 2121 (1975).
- [3] D. Einfeld und G. Sauerbrey, Z. Naturforsch. **31a**, 310 (1976).
- [4] J. Glasser, C. Diatta, and J. Chapelle, Proc. XI<sup>th</sup> Int. Conf. Phen. Ion. Gas. **2**, 406 (1973).
- [5] A. D. Anderson and H. R. Griem, Proc. VI<sup>th</sup> Int. Conf. Phen. Ion. Gas. **3**, 293 (1963).
- [6] O. Gingerich, First Harvard-Smithsonian Conf. Stellar Atmosph. (1964).
- [7] D. Einfeld, private Mitteilung.
- [8] G. Peach, Mem. R. Astro. Soc. **73**, 1 (1970).
- [9] J. Richter, in "Plasma Diagnostics", ed. by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Comp., Amsterdam 1968.
- [10] A. Unsöld, „Physik der Sternatmosphären“, Springer-Verlag, Berlin 1955.
- [11] W. J. Karzas and R. Latter, Astrophys. J. Suppl. **6**, 167 (1961).
- [12] J. Geltman, JQSRT **13**, 601 (1973).
- [13] H. R. Griem, Phys. Rev. **131**, 1170 (1963).
- [14] J. Uhlenbusch, E. Fischer, and J. Hackmann, Z. Physik **238**, 404 (1970).
- [15] H. W. Drawin and F. Emard, Report EUR-CEA-FC 534 (1970).
- [16] W. Finkelnburg und H. Maecker, in „Handbuch der Physik“ Vol. 22, Springer-Verlag, Berlin 1956.
- [17] E. Preuß, Dissertation, TH Aachen 1970.
- [18] J. M. Yos, Technical Memorandum RAD-TM-63-7, Contract AF 33 (616)-7578, Task 73603 (1963).
- [19] H. Maecker, Z. Naturforsch. **11a**, 457 (1956).
- [20] U. Plantikow, Z. Physik **227**, 271 (1969).
- [21] R. W. Larenz, Z. Physik **129**, 327 (1951).
- [22] K. Behringer, Appl. Phys. **20**, 19 (1979).
- [23] H. R. Griem, "Spectral line broadening by plasmas", Acad. Press, New York 1974.
- [24] D. Kelleher, thesis, University of Maryland 1977, Technical Note BN-865.
- [25] H. R. Griem, Astrophys. J. **154**, 1111 (1968).
- [26] W. L. Wiese, M. W. Smith, and B. M. Miles, "Atomic Transition Probabilities", Vol. I, NSRDS-NBS 1966.
- [27] K. L. Bell, A. E. Kingston, and I. R. Taylor, J. Phys. B **6**, 2271 (1973).
- [28] D. W. Nocross, J. Phys. B **4**, 652 (1971).
- [29] R. F. Stebbing, F. B. Dunning, F. K. Tittel, and R. D. Rundel, Phys. Rev. Letters **30**, 815 (1973).
- [30] K. Behringer and P. Thoma, Appl. Opt. **18**, 2586 (1979).