

Zur Verbreiterung von Heliumlinien und der Wasserstofflinie H_β durch Stark-Effekt der Mikrofelder

HANS JÜRGEN KUSCH

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. 26 a, 1970—1972 [1971]; eingegangen am 1. Juli 1971)

Stark broadening of the neutral helium lines λ 5015 Å and λ 3889 Å was compared with the width of H_β in a quasi-stationary plasma produced in helium-hydrogen mixtures of various composition. Electron densities derived from the broadening of H_β differ from those determined from helium line profiles by a factor about 1.7. The electron densities varied from $0.8\text{--}5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in the H_β -scale; the temperatures in the range $18\,000\text{--}26\,000 \text{ °K}$ were found from helium-line measurements and from the underlying continuum. Special care was taken for the time-constancy of the plasma emission and for demixing effects.

I. Einleitung

Halbwertsbreiten Stark-Effekt-verbreiterter Linien werden vielfach zur Bestimmung der Elektronendichte in Plasmen benutzt; der geringe Einfluß der Temperatur und von Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht ist ein besonderer Vorteil dieser Methode. Eine ausgezeichnete Stellung nimmt hier die Wasserstofflinie H_β ein, bei der eine Reihe von Messungen^{1–5} mit einer Genauigkeit besser als 10% mit theoretischen Linienprofilen^{6,7} übereinstimmt. Diese Linie ist daher für Elektronendichten $< 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ hervorragend zur Bestimmung der Dichte der geladenen Teilchen in Plasmen geeignet; bei höheren Dichten wird die Genauigkeit durch die stark anwachsende Halbwertsbreite (bei 10^{17} cm^{-3} ca. 50 Å) und durch das Auftreten von Linien anderer Elemente im Bereich zwischen 4600–5100 Å beschränkt. Plasmen hoher Temperatur ($> 25\,000 \text{ °K}$) werden oft durch Entladungen in Helium (entweder rein oder als Hauptanteil einer Mischung) erzeugt; die Bestimmung der Elektronendichte kann dann durch Vermessung der Halbwertsbreite von Heliumlinien erfolgen, die wegen ihrer geringen Breite

weniger durch Nebenlinien gestört werden. Die Verbreiterung von Heliumlinien durch den Stark-Effekt der Mikrofelder war bisher Gegenstand einer Reihe von Untersuchungen sowohl theoretischer^{8–10} als auch experimenteller^{11–14} Art; in allen letzteren Arbeiten geschah die Bestimmung der Elektronendichte unter der Voraussetzung lokalen thermischen Gleichgewichts über die Saha-Gleichung. In den Untersuchungen^{13,14} wurde ein stationärer Kaskadenbogen verwendet; daher dürfte die Genauigkeit der so erhaltenen Linienverbreiterungsparameter größer sein als bei der Bestimmung dieser Werte mit elektromagnetischen T-Rohren. Jedoch zeigen neuere Arbeiten^{15,16}, daß die Annahme des Saha-Gleichgewichts die Verhältnisse im Helium-Lichtbogenplasma zu stark vereinfacht; Diffusionsprozesse insbesondere führen zu einer Abweichung vom Gleichgewichtsverhalten, die die Anwendung der Saha-Gleichung zur Bestimmung der Elektronendichte bedenklich erscheinen läßt.

Zur Überprüfung der Stark-Verbreiterung von Heliumlinien und der Balmer-Linie H_β wurde eine quasistationäre Entladung in Helium-Wasserstoffgemischen verschiedener Zusammensetzung unter-

Reprint requests to Dr. H. KUSCH, Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel, D-2300 Kiel 1, Olshausenstraße 40–60. Neue Universität, Gebäude D 6.

¹ P. BOGEN, Z. Physik **149**, 62 [1957].

² W. L. WIESE, D. R. PAQUETTE u. J. E. SOLARSKI, Phys. Rev. **129**, 1225 [1963].

³ E. A. MCLEAN u. S. A. RAMSDEN, Phys. Rev. **140**, A 1122 [1965].

⁴ R. A. HILL u. J. B. GERARDO, Phys. Rev. **162**, 45 [1967].

⁵ K. BEHRINGER, Z. Physik **246**, 333 [1971].

⁶ H. R. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Phys. Rev. **116**, 4 [1959]; Astrophys. J. **135**, 272 [1962].

⁷ P. KEPPEL u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **173**, 317 [1968].

⁸ H. R. GRIEM, M. BARANGER, A. C. KOLB u. G. K. OERTEL, Phys. Rev. **125**, 177 [1962].

⁹ H. R. GRIEM, Astrophys. J. **154**, 1111 [1968].

¹⁰ A. J. BARNARD, J. COOPER u. L. J. SHAMEY, Astron. Astrophys. **1**, 28 [1969].

¹¹ H. F. BERG, A. W. ALI, R. LINCKE u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **125**, 199 [1962].

¹² R. LINCKE u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **143**, 66 [1966].

¹³ W. BÖTTCHER, O. RÖDER u. K. H. WOBIG, Z. Physik **175**, 480 [1963].

¹⁴ O. RÖDER u. A. STAMPA, Z. Physik **178**, 348 [1964].

¹⁵ J. UHLENBUSCH, E. FISCHER u. J. HACKMANN, Z. Physik **238**, 404 [1970].

¹⁶ J. HACKMANN, Dissertation, RWTH Aachen 1970.



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.

sucht; über Messungen an einem stationären Helium-Wasserstoff-Kaskadenbogen wird später berichtet werden. Untersuchungen ähnlicher Art sind in ^{17, 18} beschrieben. Jedoch weichen die dort mitgeteilten aus Messungen am elektromagnetischen T-Rohr erhaltenen Ergebnisse merklich von denen dieser Arbeit ab.

II. Die experimentelle Anordnung

a) Die Stromversorgung

Zur Erzeugung des quasistationären Plasmas wurden Rechteckimpulse aus einem Kettenleiter verwendet (vgl. ¹⁹); seine Impulsdauer von 500 μsec ist groß gegen die Einstellzeiten thermischer Verteilungen sowie des Druckgleichgewichtes in der Entladung. Andererseits ist sie klein gegen die Einstellzeit möglicher Diffusionsprozesse im Plasma. Somit ist die spektroskopische Untersuchung dieser Entladung also ohne Zeitauflösung möglich.

Sechs Impulskondensatoren (Kapazität je 80 μF , maximale Ladespannung 5 kV) sind mit fünf Induktivitäten von 43,5 μH verbunden. Die dem Entladungsrohr nächste Induktivität wurde zu 80 μH gewählt, um ein Optimum zwischen Anstiegssteilheit des Impulses und Überspringen zu erreichen. Die Spulen sind aus 16 mm² Kupferdraht hergestellt und auf Rohre aus Pertinax gewickelt; dadurch wurde der erforderliche kleine Widerstand sowie die notwendige mechanische Festigkeit erhalten. Der Abschlußwiderstand der Anordnung bestand aus Kohlestäben (RKS 12 mm, Ringsdorff), deren Länge zur Anpassung an den Wellenwiderstand von 0,54 Ω kontinuierlich verändert werden konnte. Als Schaltfunkenstrecke dienten zwei Kugelflächenelektroden aus Eisen, deren Abstand entsprechend der jeweiligen Ladespannung eingestellt wurde; die geerdete Elektrode enthielt isoliert den mit einem Triggerkreis (bestückt mit einem Wasserstoffthyratron PL 435 im Leistungsteil) verbundenen Triggereinsatz. Die flexible Verbindung der Kondensatorbatterie mit dem Entladungsrohr erfolgte durch ein Koaxialkabel (60 Ω -Sendekabel).

b) Das Entladungsrohr

Das Entladungsrohr bestand aus einem Glaszylinder (DURAN 50) von 30 mm Durchmesser, 1 mm Wandstärke und 85 mm Länge. Die vakuumdichte Verbindung mit den die Elektroden tragenden Endverschlüssen erfolgte ähnlich wie in ¹⁹. Die Elektroden — Eisenfassungen mit eingesetzten geschlitzten Scheiben aus spektralreiner Kohle (EK 506, Ringsdorff) — ermöglichten den Stromübergang in das Plasma des Entladungsrohres ohne wesentliche Verunreinigung. Die

end-on-Beobachtung der Entladung erfolgte durch in die Endverschlüsse eingesetzte Quarzfenster, die side-on-Beobachtung durch die Wandung des Rohres hindurch. Der Vakuum- und Füllgasanschluß war in den kathodenseitigen Endverschluß eingekittet.

Wegen der entstehenden starken Magnetfelder wurde der Stromzuführung besondere Aufmerksamkeit gewidmet; als Rückleiter für den Entladungsstrom dienten drei symmetrisch angeordnete Kupferbänder, so daß Asymmetrien der Plasmasäule weitgehend vermieden wurden.

c) Der spektroskopische Aufbau

Die Intensitätsmessungen der Heliumlinien als auch der Wasserstofflinie H_β wurden auf photographischem Wege ausgeführt.

Dazu diente ein Zweiprismenspektrograph in 180°. Aufstellung mit einer Brennweite von 125 cm; die Lineardispersion betrug 5,2 $\text{\AA}/\text{mm}$ bei 3889 \AA und 13,4 $\text{\AA}/\text{mm}$ bei 5015 \AA . Als Aufnahmematerial wurden ILFORD R 10-Platten verwendet, die in Microphen entwickelt wurden. Die Abbildung der Plasmasäule bzw. des Entladungsrohrquerschnitts auf den Spektrographenspalt erfolgte in natürlicher Größe bzw. dreifach verkleinert; die wirksame Öffnung war immer kleiner als die Spektrographenöffnung 1 : 20.

Zur Kalibrierung der Platten wurde der Anodenkrater eines Kohlebogens ²⁰ auf eine quadratische Blende und diese dann über einen Drehspiegel auf den Spalt des Spektrographen abgebildet. Die Drehachse des Spiegels lag senkrecht zur Ausdehnung des Spaltes, so daß die Spaltweite ohne Änderung der Belichtungszeit vergrößert werden konnte. Zur Ausblendung eines Impulses diente ein Zentralverschluß; zur Überprüfung der Impulsform war in der Nähe des Spaltes ein Spiegel angebracht, der das Licht beim Überlauf auf eine Photozelle sandte. Die notwendigen Intensitätsmarken lieferte ein im Kalibrationsstrahlengang vor dem Spalt angeordnetes Stufenfilter, dessen Transparenz zuvor photoelektrisch in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt war. Wegen der großen Intensitätsunterschiede zwischen Plasmastrahlung und Kohlebogen war es notwendig, zur Herstellung der Normalstrahlerspektren und der Stufen mit 10–20-facher Spaltweite zu arbeiten; die Linearität der Spalttrommel wurde mit Komparatormessungen überprüft. Die Spaltbreite betrug bei der Aufnahme der Plasmaspektren 50 μ entsprechend Apparatebreiten von 0,2 \AA bei 3889 \AA und 0,5 \AA bei 5015 \AA .

d) Die Untersuchung der Homogenität der Plasmasäule

Einen Überblick über den zeitlichen Verlauf der Entladung sowie die Homogenität der Plasmasäule lieferten Schmieraufnahmen. Dazu wurde der jeweils zu untersuchende Radialschnitt des Plasmas auf einen

¹⁷ J. R. GREIG, C. P. LIM, G. A. MOO-YOUNG, G. PALUMBO u. H. R. GRIEM, Phys. Rev. **172**, 148 [1968].

¹⁸ J. R. GREIG u. L. A. JONES Phys. Rev. **1** A, 1261 [1970].

¹⁹ H. J. KUSCH u. E. R. MEWES, Z. Naturforsch. **22** a, 676 [1967].

²⁰ H. MAGDEBURG u. U. SCHLEY, Z. Angew. Phys. **20**, 465 [1965].

Vorspalt abgebildet, und dieser sodann auf den Film einer schnelldrehenden Trommelkamera (Strobodrum, Impulsphysik Frügel). Nach anfänglichen Instabilitäten (ca. 20 μsec) stellen sich homogene Verhältnisse im Plasma ein. Lediglich in unmittelbarer Nähe der Kathode erscheint während der gesamten Entladungsdauer eine streifige Struktur, die auf Verdampfung bzw. Zerstäubung der Elektrodenkohle beruht, deren Einfluß auf die Plasmastrahlung jedoch wegen der geringen Schichtdicke dieser Bereiche zu vernachlässigen ist. Spektroskopische *side-on*-Aufnahmen in fünf verschiedenen Radialschnitten zeigten nach Abel-Reduktion²¹ bis auf die kathodenbenachbarten Bereiche völlige Konstanz von Linienintensität und -breite. Insbesondere war das Verhältnis He/H längs des Rohres ungeändert, was auf die Abwesenheit kataphoretischer Diffusionsprozesse schließen läßt. Daher wurden die spektroskopischen Aufnahmen *end-on* ausgeführt.

III. Die Ergebnisse der spektroskopischen Messungen

a) Linienprofile und Linienbreiten

Zur Bestimmung der Elektronendichte aus dem Profil von H_β wurden den experimentellen Profilen (nach Abtrennung der störenden He I-Linie 4922 Å) auf Transparentpapier gezeichnete theoretische Profile^{6,7} optimal angepaßt. Die Genauigkeit der so erhaltenen Werte für die Elektronendichte – also die mögliche Unsicherheit der theoretischen Profile und die Auswertefehler – dürfte 15% nicht übersteigen.

Für die Heliumlinien 3889 Å und 5015 Å wurden die experimentellen Profile mit den theoretischen Verteilungen²² $j(\alpha, x)$ verglichen; die bei kleinen Elektronendichten zuvor notwendige Abtrennung von Doppler-Effekt und Apparatebreite erfolgte mit Voigt-Funktionen²³.

Abb. 1 zeigt die so erhaltenen Elektronendichten; die Werte stimmen im Gegensatz zu^{17,18} nicht überein. Die Abweichung ist derart, daß aus den He-Linien etwa um den Faktor 1,7 größere Elektronendichten gefunden werden. Eine Abhängigkeit von der Zusammensetzung des Entladungsgases ist nicht zu erkennen.

b) Temperatur

Zur Bestimmung der Plasmatemperatur wurde das Verhältnis Intensität der Linie H_β /Kontinuums-

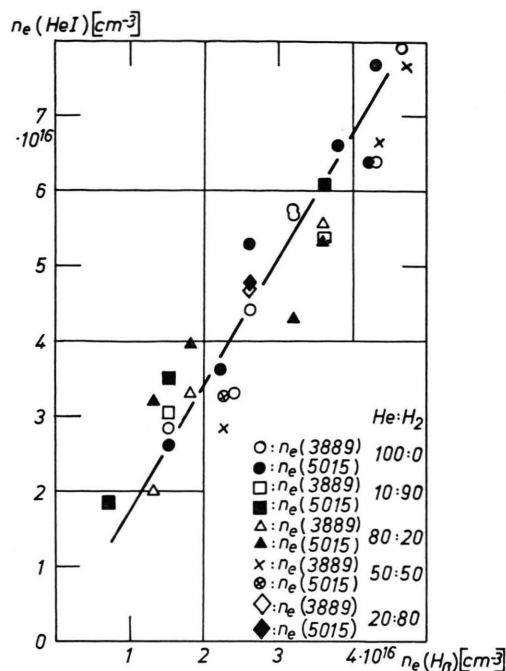


Abb. 1. Vergleich der aus den Profilen der Heliumlinien bestimmten Elektronendichte mit Werten aus der Wasserstofflinie H_β .

intensität an einer ungestörten Stelle des Spektrums theoretisch bestimmt und mit den gemessenen Werten verglichen. Zur Berechnung der Größen als Funktion von n_e und T für verschiedene Mischungsverhältnisse dienten ξ_{He} -Faktoren nach²⁴. Die Genauigkeit der auf diese Weise ermittelten Temperaturen war größer als von Werten, die sich aus der aus H_β bestimmten Elektronendichte und der Absolutintensität der He I-Linie 3889 Å auf Grund der berechneten Plasmazusammensetzung ergaben.

Die Plasmatemperaturen lagen je nach Mischungsverhältnis und Entladungsstromstärke zwischen 18 000 °K und 26 000 °K.

Dem Direktor des Instituts für Experimentalphysik der Universität Kiel, Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, sei gedankt für die Möglichkeit der Durchführung dieser Untersuchungen. Herr B. BOSTELMANN lieferte aus seiner Staatsexamensarbeit einige der verwendeten Aufnahmen. Ferner danke ich dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft für die Unterstützung dieser Arbeit durch Sachmittel.

²¹ J. RICHTER u. U. SÖRENSEN, ABEL-Matrix Kiel 1961 (unveröffentlicht).

²² H. R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co., New York 1964.

²³ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin 1955.

²⁴ H. KRIENER u. D. SCHLÜTER, Z. Astrophys. **67**, 165 [1967].