

Über die Temperaturbestimmung aus dem Intensitätsverhältnis $I(\text{Triplet})/I(\text{Singulett})$ zweier He-I-Linien in nicht-thermischen Plasmen

H. W. DRAWIN und H. HENNING

Groupe de Recherches de l'Association EURATOM-CEA
Fontenay-aux-Roses, France

(Z. Naturforschg. 22 a, 587—588 [1967]; eingegangen am 3. März 1967)

Die Bestimmung der Elektronentemperatur T_e aus dem Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien desselben Elements ist eine klassische Methode der Plasma-Spektroskopie. Sie wird nicht nur im Falle des lokalen thermischen Gleichgewichtes angewendet, sondern läßt sich ebenfalls unter gewissen Bedingungen auf nicht-thermische Plasmen ausdehnen. Damit das Intensitätsverhältnis eine genügend empfindliche Funktion der Elektronentemperatur wird, muß man zwei Linien auswählen, deren Anregungsenergien E_n und E_m möglichst verschieden sind. Der Bereich, innerhalb dessen sich T_e noch genügend genau bestimmen läßt, wird durch die Differenz $E_m - E_n$ in der Exponentialfunktion $\exp\{- (E_m - E_n)/k T_e\}$ festgelegt. Bei hohen Temperaturen wird das Intensitätsverhältnis praktisch temperaturunabhängig. Es folgt daraus, daß sich Linien, deren obere Anregungsniveaus sich nur durch die Nebenquantenzahlen, nicht aber in den Hauptquantenzahlen unterscheiden, nicht für die Temperaturbestimmung eignen.

Im Jahre 1955 machte CUNNINGHAM¹ darauf aufmerksam, daß sich im Falle nicht-thermischer Plasmen die Elektronentemperatur aus dem Verhältnis zweier Spektrallinien auch dann bestimmen läßt, wenn die beiden Linien gleiche Anregungsenergien besitzen. Wichtig ist nur, daß die Anregungsquerschnitte der beiden Niveaus eine sehr unterschiedliche Abhängigkeit von der Elektronenenergie zeigen. Dieses ist z. B. der Fall bei den Singulett- und Triplet-Niveaus von HeI. Die Anregungsquerschnitte der Triplet-Serien zeigen ein scharfes Maximum beim „threshold“ der betreffenden Terme, während dieses Maximum bei den Singulett-Niveaus erst bei wesentlich höheren Elektronenenergien auftritt. Integriert man die Anregungsquerschnitte über die (MAXWELLSche) Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f(v)$, bildet man also $\langle qv \rangle = \int qv f(v) dv$, so wird das Intensitätsverhältnis proportional zu $\langle q^{\text{singl}} v \rangle / \langle q^{\text{tripl}} v \rangle$. Da die Einzelquerschnitte ein sehr unterschiedliches Verhalten mit der Elektronenenergie zeigen, erhält man ein Intensitätsverhältnis, das bis zu sehr hohen Elektronentemperaturen temperaturabhängig ist. CUNNINGHAM¹ hat diese Methode auf die He-I-Linien $\lambda = 4713 \text{ \AA}$ ($4^3\text{S} - 2^3\text{P}$) und $\lambda = 4921 \text{ \AA}$ ($4^1\text{D} - 2^1\text{P}$) angewendet. Unter Verwendung der von LEES² gemessenen Anregungsquerschnitte bekommt man dann ein Intensitäts-

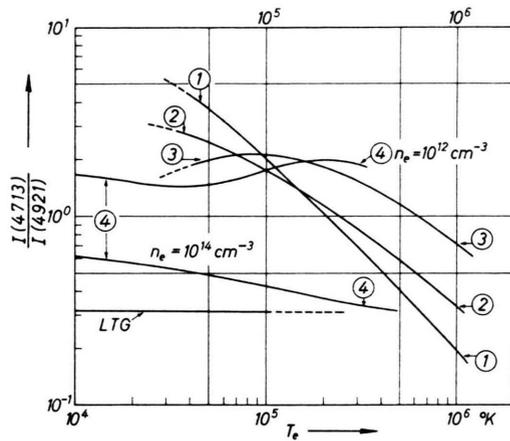


Abb. 1. Intensitätsverhältnis der He-I-Linien $\lambda = 4713$ ($4^3\text{S} - 2^3\text{P}$) und $\lambda = 4921$ ($4^1\text{D} - 2^1\text{P}$).

Kurve 1: Werte für extrem dünnes Plasma bei Vernachlässigung der Einflüsse von Stößen mit den angeregten Niveaus 4^3S und 4^1D , nach ¹ und ³. — Kurve 2: wie Kurve 1, jedoch mit Wirkungsquerschnitten nach ⁴. — Kurve 3: Werte für optisch dünnes Plasma und Neutralteilchendichten $n(\text{He } 1^1\text{S}_0) < 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. — Kurven 4: Werte, die sich aus der Lösung des vollständigen Systems der Bilanzgleichungen ergeben, für zwei verschiedene Elektronendichten. Es wurde $T_e = T_i = T_0$ gesetzt. — Kurve LTG: Werte im Falle des lokalen thermischen Gleichgewichtes, bei Abstrahlung der beiden Linien aus optisch dünner Schicht.

verhältnis $I(4713)/I(4921)$, wie es die Kurve 1 der Abb. 1 zeigt (siehe auch Ref. ³). Der Berechnung liegt dabei der folgende formelmäßige Ausdruck zugrunde

$$\frac{I(4713)}{I(4921)} = \frac{\lambda_{4921} A_{4713} \left[\sum A_{n4}^{\text{singl.}} + n_e S(4^1\text{D}) \right] C(1^1\text{S} \rightarrow 4^3\text{S})}{\lambda_{4713} A_{4921} \left[\sum A_{n4}^{\text{tripl.}} + n_e S(4^3\text{S}) \right] C(1^1\text{S} \rightarrow 4^1\text{D})} \quad (1),$$

wobei wir zusätzlich zu CUNNINGHAM die Ionisation aus den angeregten Niveaus 4^1D und 4^3S mitberücksichtigt haben. Es bedeuten $A =$ Übergangswahrscheinlichkeiten, $\lambda =$ Wellenlänge, $C() = \langle qv \rangle$, und $n_e S() =$ Stoßfrequenz für ionisierende Stöße von den angeregten Niveaus aus. Die numerische Auswertung zeigt, daß die Ionisation aus den angeregten Niveaus für $n_e < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ keinen Einfluß auf das Intensitätsverhältnis hat.

In den letzten Jahren sind die Anregungsquerschnitte mit verfeinerten Methoden neu vermessen worden. Die derzeit besten Werte dürften die in Ref. ⁴ angegebenen Werte sein. Wir haben das Intensitätsverhältnis mit diesen neuen Anregungsquerschnitten berechnet. Die Gl. (1) liefert dann die Kurve 2 der Abb. 1. Die Temperaturabhängigkeit ist jetzt weniger stark ausgebildet.

Die hier beschriebene Methode ist nicht nur von CUNNINGHAM¹ selbst kritisiert worden, sondern in jüngerer

¹ S. P. CUNNINGHAM, U.S. Atomic Energy Commission Report WASH-289, p. 279—287 [1955]. Siehe auch C. B. WHARTON, General Plasma Diagnostic Studies, Risö Report No. 18, Danish Atomic Energy Commission, Risö 1960.

² J. H. LEES, Proc. Roy. Soc. London A 137, 173 [1932].

³ R. W. P. McWHIRTER, Spectral Intensities, in Plasma Diagnostic Techniques, Edits. R. H. HUDDLESTONE u. S. L. LEONARD, Academic Press, New York 1965.

⁴ R. M. ST. JOHN, F. L. MILLER u. C. C. LIN, Phys. Rev. 134, A 888 [1964].



ster Zeit auch von McWHIRTER³, COOPER⁵ sowie MEWE und DEVRIES⁶. Allerdings fehlen quantitative Angaben. Trotz dieser kritischen Betrachtungen wird die Methode noch häufiger zur Temperaturbestimmung verwendet.

Wir zeigen hier quantitativ, daß das Triplett-zu-Singulett-Intensitätsverhältnis so empfindlich von Prozessen, die mit den beiden angeregten Niveaus 4³S und 4¹D verbunden sind, abhängt, daß man je nach den Annahmen über diese Prozesse zu ganz verschiedenen Resultaten kommt. Alle wesentlichen Prozesse führen zu einer weitgehenden Temperaturunabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses. Sie werden im folgenden Absatz aufgeführt.

Neben den Niveaus 4³S und 4¹D werden auch die benachbarten Niveaus 4³P, 4³D, 4³F einerseits und 4¹S, 4¹P, 4¹F andererseits angeregt. Da sich die Anregungsenergien dieser Niveaus nur sehr wenig voneinander unterscheiden, tritt ein starker Stoßaustausch der angeregten Niveaus untereinander auf (sogen. „excitation transfer“). Die Kopplung kommt sowohl durch Stöße mit Neutralteilchen als auch mit Elektronen zustande. Der „Anregungsaustausch“ ist nicht auf die Niveaus innerhalb einer Multiplizität beschränkt. Wenn die Neutralteilchendichte hoch genug ist, wird Anregungsenergie auch vom Singulett- zum Triplett-System übertragen und umgekehrt. Ab der Hauptquantenzahl $n=4$ ist dieser Prozeß beim He sehr wichtig, wie von ST. JOHN et al.^{7,8} gezeigt worden ist. Für Neutralteilchendichten $n(\text{He } 1^1\text{S}_0) < 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ darf man den Anregungsaustausch Singulett \rightleftharpoons Triplett vernachlässigen. Doch bleibt dieser Austausch innerhalb einer Multiplizität noch bis zu erheblich geringeren Dichten wirksam. Weiter hat man zu bedenken, daß die ($n=4$)-Niveaus durch Elektronenstoß an die nahe gelegenen metastabilen Niveaus 2¹S und 2³S angekoppelt sein können. Schließlich ist die Reabsorption in den Resonanzniveaus zu berücksichtigen.

1. Wir nehmen ein optisch dünnes Plasma an, vernachlässigen also Reabsorption von Strahlung. Wir vernachlässigen weiter die Ankopplung an die metastabilen Niveaus sowie den Anregungsaustausch Triplett \rightleftharpoons Singulett, berücksichtigen diesen jedoch innerhalb jeder Multiplizität. Die Lösung der entsprechenden Bilanzgleichungen führt auf ein Intensitätsverhältnis entsprechend der Kurve 3 der Abb. 1. Man sieht, daß das Intensitätsverhältnis jetzt über einen großen Bereich von der Temperatur unabhängig ist. Die Kurve 3 ist bis etwa zu Neutralteilchendichten von 10^{12} cm^{-3} gültig. Für niedrigere Dichten geht sie in die Kurve 2 über, wenn man die Ankopplung an die metastabilen Niveaus vernachlässigt.

2. Für Neutralteilchendichten $n(\text{He } 1^1\text{S}_0) \geq 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ muß man auch den Anregungsaustausch Triplett \rightleftharpoons Singulett berücksichtigen. Außerdem werden die Besetzungsdichten ganz wesentlich durch die metastabilen Niveaus mitbestimmt, da die freien Weglängen klein werden, die Teilchen also nicht mehr direkt aus dem Plasma herausdiffundieren können. Will man diese Einflüsse quantitativ erfassen, so hat man das vollständige zugehörige System von Bilanzgleichungen zu lösen. Diesbezügliche Rechnungen sind früher von DRAWIN⁹ durchgeführt worden. Für ein stationäres Plasma erhält man aus diesen Lösungen ein Intensitätsverhältnis, wie es in den Kurven 4 der Abb. 1 für zwei verschiedene Elektronendichten gezeigt ist. Dabei ist wieder ein optisch dünnes Plasma vorausgesetzt. Wir sehen, daß die Elektronendichte jetzt einen viel größeren Einfluß auf das Intensitätsverhältnis hat als die Temperatur.

3. Bei hohen Dichten und/oder großen geometrischen Ausdehnungen des Plasmas nähert man sich den Besetzungsdichten im lokalen thermischen Gleichgewicht. Das Intensitätsverhältnis läßt sich dann einfach aus der SAHA-Gleichung berechnen. Es folgt, wenn beide Linien optisch dünn sind,

$$\frac{I(4713)}{I(4921)} = \frac{\lambda_{4921} A_{4713}}{\lambda_{4713} A_{4921}} \cdot \frac{g(4^3\text{S})}{g(4^1\text{D})} \quad (2)$$

mit g = statistischen Gewichten. Man erhält die mit LTG bezeichnete Kurve der Abb. 1, die druck- und temperaturunabhängig ist.

Wir kommen zu folgender Schlußfolgerung: Die Berücksichtigung von Stößen der angeregten Niveaus mit anderen Plasmateilchen führt stets zu Intensitätsverhältnissen, die eine wesentlich geringere Temperaturabhängigkeit zeigen als die ursprüngliche CUNNINGHAMsche Methode. Die Lösung des Bilanzgleichungssystems zeigt im Gegenteil, daß das Intensitätsverhältnis viel stärker vom Druck als von der Temperatur abhängt. Die Methode eignet sich nicht zur Bestimmung der Elektronentemperatur in nicht-thermischen Laborplasmen. Die Temperatur wird nur dann genügend genau erhalten, wenn man Linien auswählt, deren Energieniveaus hinreichend weit auseinander liegen: Es gilt dasselbe Kriterium wie im Falle des lokalen thermischen Gleichgewichtes, siehe oben.

Wir danken Fräulein LOMBARD für die Hilfe bei der Durchführung der numerischen Rechnungen und der Aufstellung der Rechenprogramme für die Maschine IBM 7094 des Centre d'Études Nucléaires, Saclay.

⁵ J. COOPER, Rep. Progr. Phys. **29**, 35 [1966].

⁶ R. MEWE u. R. F. DEVRIES, Phys. Fluids **9**, 414 [1966].

⁷ R. M. ST. JOHN u. R. G. FOWLER, Phys. Rev. **122**, 1813 [1961].

⁸ R. M. ST. JOHN u. T. W. NEE, J. Opt. Soc. Am. **55**, 426 [1965].

⁹ H. W. DRAWIN, Z. Naturforsch. **19 a**, 1451 [1964].