

Resonanzstreuungsparameter für atomaren oder molekularen Wasserstoff in einem simultan mit Vakuum-UV und sichtbarem Licht bestrahlten Plasma

B. A. Norton

Physics Department, Royal Holloway College,
Egham, Surrey, England

(Z. Naturforsch. **29 a**, 1937–1938 [1974];
eingegangen am 11. September 1974)

Resonant Scattering Parameters for Atomic or Molecular Hydrogen in Plasmas Simultaneously Irradiated with Vacuum UV and Visible Light

Simultaneous resonant scattering of Lyman and Balmer radiation in low-density ($N_e \lesssim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) Hydrogen plasmas has been examined. The equations governing the rates of population of the first few excited levels are solved in the case of intense pumping. Parameters are obtained which relate the total atomic or molecular density to the population density in the third level and thus also to the intensity of the first Balmer line which is easy to measure experimentally. A possible means of obtaining sufficient UV power for this method is also discussed.

Streuung von Resonanzbestrahlung zur Messung von Neutralteilchendichten in Plasmen verschafft räumliche Auflösung hohen Grades¹. Für Wasserstoff oder Deuterium sind jedoch präzise quantitative Messungen im Vakuum-UV erforderlich, die nicht ohne weiteres durchführbar sind. Die vorliegende Arbeit befaßt sich nun mit der Möglichkeit, atomare oder molekulare Dichten durch Messung der Balmer- α -Emission von Wasserstoffplasmen zu bestimmen, die gleichzeitig mit zwei intensiven, schmalen, sich schneidenden Lichtstrahlen mit Intensitäten von I_1 bzw. I_2 gepumpt werden, von denen einer im Lyman- α -Wellenlängenbereich (I_1) und der andere im Balmer- α -Wellenlängenbereich (I_2) liegt. Es werden Plasmabedingungen in Betracht gezogen, unter welchen die spontanen Abfallraten von Niveaus mit Hauptquantenzahl $n \leq 4$ größer sind als die entsprechenden Stoßabfallraten. Dies trifft auf Wasserstoffplasmen zu, die eine Elektronentemperatur von $\approx 1 \text{ eV}$ und eine Elektronendichte von $\lesssim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ haben. Solche Bedingungen herrschen z. B. in ringförmigen Plasma-Confinement-Maschinen^{2, 3} und bei Hochfrequenzentladungen⁴.

Für das durch die einfallenden Strahlen umschlossene Plasmavolumen kann die zeitliche Änderung in der Dichte der angeregten Niveaus für ein hinsichtlich der Resonanzlinien optisch dünnes Plasma wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} dN_2/dt = & N_1 P_{1,2} + N_e N_1 X_{1,2} \\ & - N_2 \{P_{2,1} + A_{2,1} + \sum_{q \geq 3} N_e X_{2,q}\} + N_3 K_{3,2} \\ & + \sum_{q \geq 3} N_q \{A_{q,2} + N_e X_{q,2}\} + K_2 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} dN_3/dt = & N_e N_1 X_{1,3} + N_e N_2 X_{2,3} + N_2 P_{2,3} \\ & - N_3 \{P_{3,2} + A_{3,2} + A_{3,1} + \sum_{q \geq 4} N_q X_{3,q}\} \\ & + \sum_{q \geq 4} N_q \{A_{q,3} + N_e X_{q,3}\} + K_3, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \sum_{p \geq 4} dN_p/dt = & \sum_{q \neq p} N_e N_q X_{q,p} + \sum_{q > p} N_q A_{q,p} - \sum_{q < p} N_p A_{p,q} \\ & + K_p - \sum_{q \neq p} N_e N_p X_{p,q}. \end{aligned} \quad (3)$$

K stellt die Übergänge zu und von den Kontinua dar, A ist die spontane Übergangswahrscheinlichkeit, und X ist der Koeffizient für die Stoßübergänge. P ist der Koeffizient für stimulierte Absorption, der im Fall von Lyman- α gegeben ist durch

$$P_{1,2} = [g_2 A_{2,1} (\lambda_{2,1})^5 I_1] / (g_1 2 h c^2), \quad (4)$$

wobei die Kontinuumsintensitäten über die Breite der Absorptionslinien als konstant betrachtet werden.

Wenn $N_e \lesssim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, so können in (1) und (2) sowohl die K -Parameter als auch die Anregungen vom Grundniveau vernachlässigt werden, sofern $I_1 \gtrsim 10^2 \text{ W cm}^{-1} \text{ st}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ und $I_2 \gtrsim 5 \text{ W cm}^{-2} \text{ st}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Die Gln. (1) bis (3) wurden für den Gleichgewichtszustand für einen Wertebereich von I_1 von $10^2 \rightarrow 10^6 \text{ W cm}^{-2} \text{ st}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ und I_2 von $5 \rightarrow 10^4 \text{ W}$

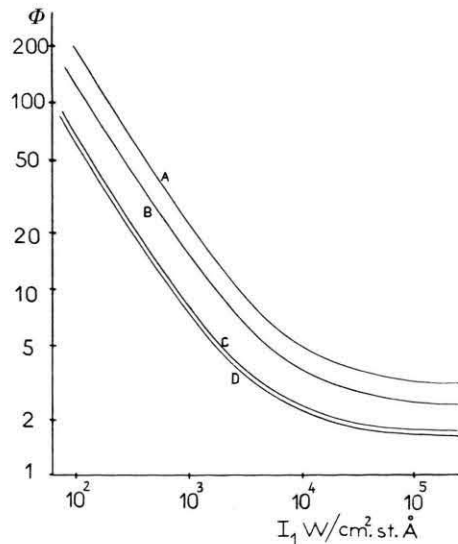


Abb. 1. Die Funktion Φ für verschiedene Werte von I_1 und I_2 :

$$\left. \begin{array}{ll} \text{Kurve A} & I_2 = 5 \\ \text{Kurve B} & I_2 = 10 \\ \text{Kurve C} & I_2 = 10^2 \\ \text{Kurve D} & I_2 \geq 10^3 \end{array} \right\} \text{ W cm}^{-2} \text{ st}^{-1} \text{ \AA}^{-1}.$$

Sonderdruckanforderungen an B. A. Norton, Physics Department, Royal Holloway College, Egham, Surrey, England.

$\text{cm}^{-2} \text{st}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ gelöst unter der Voraussetzung, daß die Unterniveaus mit der gleichen Hauptquantenzahl entsprechend dem Verhältnis ihrer statistischen Gewichte besetzt sind. Aus den Lösungen ging hervor, daß die Wirkung von Niveaus mit $n > 4$ unwesentlich ist.

N_3 und N_2 ergaben sich als Funktionen von N_1 , I_1 und I_2 , so daß die Gesamtbesetzungsdichte N^* mit N_3 verknüpft werden kann durch

$$N^* = N_3 \Phi(I_1, I_2). \quad (5)$$

Die Funktion Φ ist in Abb. 1 dargestellt.

Die örtliche Besetzungsdichte im Niveau $n=3$ läßt sich leicht durch in einem geeigneten Winkel zu den einfallenden Strahlen ausgeführter Messung der Balmer- α -Linie bestimmen, welche vom durch die Pumpstrahlen umschlossenen Volumen des Plasmas

kommt. Für das Balmer- α -Pumpen könnte ein Dye-Laser, und für das Lyman- α -Pumpen eine Kontinuumsquelle mit einem Lithiumfluoridfenster eingesetzt werden. Die Rekombinationskontinua von As I, Se I, Ba II und Ra II überlagern die Lyman- α -Linie. Für ein Plasma, das eines dieser Elemente enthält und eine Elektronentemperatur von $\geq 1,5$ eV bei Elektronen- und Ionendichten von $\cong 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ hat, beträgt unter Anwendung der Gleichung nach Elwert⁵ die Spektralintensität des Kontinuums im Wellenbereich von 1100 bis 1300 $\text{\AA} \cong 10^2 \rightarrow 10^4 \text{ W cm}^{-2} \text{st}^{-1} \text{\AA}^{-1}$. Dieser Wert kann durch Anwendung eines Fokussiersystems erhöht werden. Erreichen I_1 und I_2 hohe Werte, so ist die Sättigungsgrenze erreicht, so daß $N_2/N_1 = g_2/g_1$, $N_3/N_2 = g_3/g_2$, und $\Phi = 1,556$.

Wenn $I_2 \geq 10^2 \text{ W cm}^{-2} \text{st}^{-1} \text{\AA}^{-1}$, $N^* \cong 2,25 N_2 \Phi$.

¹ F. W. Hofman, Phys. Fluids 7, 532 [1964].

² L. A. Artsimovich und Mitarbeiter, 2nd Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion, Novosibirsk, IAEA, Vienna I, 17 [1968].

³ T. H. Stix u. R. W. Palladino, Phys. Fluids 1, 446 [1958].

⁴ H. Schlüter, Z. Naturforsch. 15a, 281 [1960].

⁵ G. Elwert, Z. Naturforsch. 9a, 637 [1954].

Berichtigungen

Errata

M. M. R. Williams, "On the Motion of Small Spheres in Gases. I. General Theory", Z. Naturforsch. 27a, Heft 12, 1798 [1972].

A number of typographical errors are present in this paper which, whilst not affecting the final results and conclusions, could cause confusion to the reader.

The corrections are as follows:

1. In Eq. (3) $(\partial/\partial t)_{\text{out}}$ should be $(\partial/\partial t)_{\text{in}}$.
2. In Eqs. (3), (5), (6), (25), (27), (28), the integral operator

$$\int_{\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\epsilon} < 0} \int_{\mathbf{n}' \cdot \boldsymbol{\epsilon} < 0} \quad \text{should be} \quad \int_{\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\epsilon} > 0} \int_{\mathbf{n}' \cdot \boldsymbol{\epsilon} < 0}.$$

3. In Eqs. (10), (11), (12) the integral operator

$$\int_{\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\epsilon} < 0} \quad \text{should be} \quad \int_{\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\epsilon} > 0},$$

4. In Eq. (44) the square brackets should be closed immediately before the solidus.
5. In Eqs. (3) and (6) the velocity element $d\mathbf{v}'$ should be inserted.

W. E. Köhler, "Waldmann-Snider Collision Integrals and Nonspherical Molecular Interaction. I. Collision Integrals for Pure Gases", Z. Naturforsch. 29a, 1705 [1974].

The Eqs. (3.25) and (3.30) should be read as follows:

$$\langle \Phi_\mu^V \rangle = \sqrt{3/\langle J^2 \rangle_0} \langle J_\mu \rangle, \quad (3.25)$$

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2) = V_0(r) + V_L(r) \cdot [P_L(\mathbf{u}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}}) + (-1)^L P_L(\mathbf{u}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})]. \quad (3.30)$$