

A PROPOS DE L'APPLICABILITE DE LA THEORIE UNIFIEE  
POUR LES IONS ET LES ELECTRONS LORS DE L'ETUDE DE  
L'ELARGISSEMENT STARK DES RAIES DE L'HYDROGENE <sup>1,2</sup>

G. MATHYS

Institut für Astronomie  
ETH-Zentrum, CH-8092 Zurich, Suisse.

*Abstract.* We discuss the relevance of the impact approximation for the ions in order to determine the conditions under which the unified theory for the electrons and the ions may be used to compute Stark broadened profiles of hydrogen lines. We focus our attention on the first two lines of the Lyman and Balmer series, which have been studied in that frame. In particular, we show that a previous comparison between theoretically predicted and experimentally measured profiles of  $H\beta$  is meaningless, as it is out of the range of validity of the theory.

A cause de leur grande sensibilité aux perturbations causées par les particules chargées avoisinantes par l'intermédiaire de l'effet Stark linéaire, les profils des raies de l'hydrogène et des ions hydrogénoïdes sont d'une grande utilité, notamment en astrophysique (pour déterminer la densité électronique dans les atmosphères stellaires et les grandeurs qui s'y rapportent) et dans certaines expériences de fusion (pour mesurer la densité de plasmas de deutérium-tritium par addition d'une faible quantité d'ions Ne X ou Ar XVIII). Des théories approfondies de l'élargissement des raies dans un plasma ont ainsi été élaborées, aboutissant à la publication de tables détaillées pour les premières raies des séries de Lyman et de Balmer de l'hydrogène (Kepple, 1968; Vidal *et al.*, 1973). La comparaison de ces résultats théoriques avec les mesures effectuées en laboratoire indique que la principale source d'erreurs subsistant dans la théorie est l'approximation quasistatique pour les ions (Wiese *et al.*, 1975; Grützmacher et Wende, 1977, 1978). Diverses approches ont été employées pour inclure de manière appropriée les effets du mouvement relatif des ions perturbateurs et de l'atome émetteur (voir Greene, 1982, et les références citées dans cet article). Une de celles-ci, qui consiste à décrire l'effet des ions et des électrons perturbateurs par la même théorie unifiée (Cooper *et al.*, 1974, que nous désignons dans la suite par CSV), n'a, malgré sa très grande simplicité, reçu que peu

<sup>1</sup> Présenté par P. Ledoux le 21 juin 1984.

<sup>2</sup> Travail effectué en partie alors que l'auteur était aspirant-chercheur du F.N.R.S. à l'Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège.

d'attention. Ceci peut probablement être attribué, en partie du moins, au fait qu'Evans *et al.* (1974) ont montré que, dans le cas de la raie  $H\beta$  (pour des densités électroniques allant de  $2 \times 10^{14}$  à  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , une température électronique de  $8 \times 10^3 \text{ K}$  et une température ionique de  $6 \times 10^3 \text{ K}$ ), bien qu'elle décrive mieux la dépression centrale de la raie, cette méthode est moins précise que les théories statiques pour les déterminations de densité électronique. Toutefois, dans le cadre de développements récents de la théorie pour inclure l'effet d'un champ magnétique uniforme à grande échelle (Mathys, 1983, 1984a), l'argument de la simplicité favorise cette approche, et ce d'autant que le champ magnétique diminue la sensibilité des profils à la nature exacte du mécanisme responsable de l'élargissement. Dans ce cadre, il nous paraît utile de discuter en détail les conditions de validité de l'approximation d'impact (plus particulièrement, pour les ions), qui constitue le fondement même de la théorie<sup>1</sup>. Nous nous bornerons à étudier le cas où l'émetteur est l'atome d'hydrogène; les autres s'en déduisent aisément.

Rappelons que l'approximation d'impact se décompose en trois volets (voir Sect. 3 de Smith *et al.*, 1969):

- a) deux collisions fortes ne se superposent jamais dans le temps;
- b) une collision faible qui se superpose à une collision forte peut être négligée par rapport à celle-ci;
- c) les collisions faibles peuvent être traitées au second ordre par la théorie des perturbations. (Pour plus de détails, on se référera à Smith *et al.*, 1969a, b.)

Comme montré par CSV, la première partie de l'approximation se traduit, pour les ions, par la condition:

$$n_e < \frac{1}{\pi \rho_S^2}, \quad (1)$$

où  $n_e$  est la densité électronique (que l'on suppose égale à la densité ionique) et  $\rho_S$  est la coupure des paramètres d'impact pour les collisions fortes:

$$\rho_S = \frac{(n^2 - n'^2)h}{m_e v_r}. \quad (2)$$

$n$  et  $n'$  sont respectivement les nombres quantiques principaux des niveaux supérieur et inférieur participant à la transition,  $m_e$  est la masse de l'électron et  $v_r$  la moyenne thermique de la vitesse relative des ions par rapport à l'atome émetteur:

$$v_r = \sqrt{\frac{2kT}{m_r}}, \quad (3)$$

où  $T$  est la température et  $m_r$  est la masse réduite ion perturbateur-atome émetteur.

<sup>1</sup>Nous tenons à avertir le lecteur de ce que nous n'avons pas cherché ici à présenter une étude strictement rigoureuse, mais plutôt à mettre simplement en évidence les limitations de la théorie qui sont rencontrées en pratique.

Selon CSV, on peut négliger le recouvrement temporel des collisions faibles au-delà du second ordre en le champ électrique si

$$\frac{\rho_{max}}{v_r} w_W < 1, \quad (4)$$

avec

$$w_W = n_e v_r \pi \rho_S^2 \ln(\rho_{max}/\rho_S). \quad (5)$$

$\rho_{max}$  est la limite supérieure des paramètres d'impact des collisions efficaces; pour les ions, il y a lieu de tenir compte à la fois de l'effet d'écran des électrons et des autres ions, de sorte que (Mozer et Baranger, 1960):

$$\rho_{max} = D/\sqrt{2}, \quad (6)$$

où  $D = (kT/4\pi n_e e^2)^{1/2}$  est la longueur de Debye. Toutefois, dans certains cas, la condition (4) est moins restrictive si, utilisant le fait que l'élargissement par effet Doppler, toujours présent, noie tous les détails de structure du centre de la raie, on adopte une limite effective:

$$\rho_{max}^1 = \frac{v_r}{\Delta\omega_D}, \quad (7)$$

où  $\Delta\omega_D$  est la largeur Doppler de la raie.

La condition (1) s'écrit explicitement:

$$n_e < \frac{1}{\pi} \frac{m_e^3}{(n^2 - n'^2)^3 h^3} \left( \frac{2k}{m_H} \frac{1 + \mu_0}{\mu_0} \right)^{3/2} T^{3/2}, \quad (8)$$

où  $\mu_0 = m_i/m_H$ ,  $m_i$  étant la masse des ions perturbateurs et  $m_H$  celle de l'atome d'hydrogène. Après introduction des valeurs des constantes, on obtient:

$$n_e < 4.35 \times 10^{11} \left( \frac{1 + \mu_0}{\mu_0} \right)^{3/2} \frac{1}{(n^2 - n'^2)^3} T^{3/2}, \quad (9)$$

avec  $n_e$  en  $\text{cm}^{-3}$ . Sous cette forme, on voit que la limite supérieure de la densité pour laquelle l'approximation d'impact est valide pour les ions dépend de la température, de la transition considérée et de la masse des ions perturbateurs.

Discutons maintenant la condition (4), avec les choix (6) et (7) de la coupure supérieure des paramètres d'impact. En premier lieu, en utilisant la forme (6) de  $\rho_{max}$ , on peut récrire (4) explicitement:

$$\frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2k}} \frac{h^2 m_H \mu_0 (n^2 - n'^2)^2}{e m_e^2 (1 + \mu_0)} \sqrt{\frac{n_e}{T}} \ln \left[ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1 + \mu_0}{\pi \mu_0 m_H}} \frac{m_e k}{(n^2 - n'^2) h e} \frac{T}{\sqrt{n_e}} \right] < 1 \quad (10)$$

ou, après introduction des valeurs des constantes:

$$1.24 \times 10^{-7} \frac{\mu_0 (n^2 - n'^2)^2}{1 + \mu_0} \sqrt{\frac{n_e}{T}} \ln \left( 5.42 \times 10^4 \sqrt{\frac{1 + \mu_0}{\mu_0}} \frac{1}{n^2 - n'^2} \frac{T}{\sqrt{n_e}} \right) < 1, \quad (11)$$

qu'on peut écrire formellement:

$$A\sqrt{\frac{n_e}{T}}\left(B + \ln \frac{T}{\sqrt{n_e}}\right) < 1, \quad (12)$$

avec des notations évidentes. Cette dernière forme va être utile pour l'étude qui suit. Divisons les deux membres de (12) par  $\sqrt{T}$  et posons  $y = \sqrt{n_e}/T$ :

$$Ay(B - \ln y) < \frac{1}{\sqrt{T}}. \quad (13)$$

Ceci permet d'étudier la dépendance de la valeur limite de la température vis-à-vis de la densité: dérivons le membre de gauche par rapport à  $n_e$ :

$$\frac{d}{dn_e}[Ay(B - \ln y)] = \frac{dy}{dn_e}A(B - \ln y - 1). \quad (14)$$

On constate que  $d(1/\sqrt{T})/dn_e$  possède un zéro en  $y$  tel que:

$$\ln y = B - 1; \quad (15)$$

la dérivée seconde

$$\frac{d^2}{dn_e^2}[Ay(B - \ln y)] = \frac{d^2y}{dn_e^2}[A(B - \ln y - 1)] - \left(\frac{dy}{dn_e}\right)^2 \frac{A}{y} \quad (16)$$

est négative en ce point; il s'agit donc d'un maximum de  $1/\sqrt{T}$  ou, de manière équivalente, d'une valeur minimum  $T_{min}$  de la température limite. Quelle que soit la densité électronique, la condition (12) sera satisfaite si la température est inférieure à  $T_{min}$ .

Reprenons alors la forme (12) de la condition, divisons les deux membres par  $n_e^{1/4}$  et posons  $y' = n_e^{1/4}/T^{1/2}$ :

$$Ay'(B - 2 \ln y') < n_e^{-1/4}. \quad (17)$$

Maintenant, nous dérivons par rapport à la température pour étudier le comportement de  $n_e$  en fonction de  $T$ :

$$\frac{d}{dT}[Ay'(B - 2 \ln y')] = \frac{dy'}{dT}A(B - 2 \ln y' - 2). \quad (18)$$

La dérivée première s'annule en  $y'$  tel que:

$$\ln y' = \frac{B - 2}{2}, \quad (19)$$

où la dérivée seconde

$$\frac{d^2}{dT^2}[Ay'(B - 2 \ln y')] = \frac{d^2y'}{dT^2}A(B - 2 \ln y' - 2) - \left(\frac{dy'}{dT}\right)^2 \frac{2A}{y'} \quad (20)$$

est négative. Considéré comme fonction de  $T$ ,  $n_e^{-1/4}$  possède donc un maximum; ou encore, il existe une valeur minimum  $(n_e)_{min}$  de la densité électronique en-dessous de laquelle la condition (12) est satisfaite quelle que soit la température.

Avec la forme (7) du paramètre d'impact maximum, le critère (4) s'écrit explicitement:

$$\sqrt{\frac{\mu_0}{1 + \mu_0}} \lambda_0 (n^2 - n'^2)^2 \frac{h^2 m_H n_e}{4k m_e^2 T} \ln \left[ \frac{(1 + \mu_0) \lambda_0}{\mu_0 (n^2 - n'^2)} \frac{m_e}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{k}{2m_H}} \sqrt{T} \right] < 1. \quad (21)$$

$\lambda_0$  est la longueur d'onde de la raie non perturbée. Après introduction des valeurs des constantes, (21) devient ( $\lambda_0$  en cm):

$$4.06 \times 10^{-9} \sqrt{\frac{\mu_0}{1 + \mu_0}} \lambda_0 (n^2 - n'^2)^2 \frac{n_e}{T} \ln \left[ 1.77 \times 10^3 \frac{(1 + \mu_0) \lambda_0}{\mu_0 (n^2 - n'^2)} \sqrt{T} \right] < 1. \quad (22)$$

De manière formelle, après division des deux membres par  $n_e$ , nous pouvons encore écrire:

$$\frac{A'}{T} \left( B' + \frac{1}{2} \ln T \right) < \frac{1}{n_e}. \quad (23)$$

Étudions le comportement de la densité électronique limite en fonction de la température:

$$\frac{d}{dT} \left[ \frac{A'}{T} \left( B' + \frac{1}{2} \ln T \right) \right] = -\frac{A'}{T^2} \left( B' + \frac{1}{2} \ln T - \frac{1}{2} \right), \quad (24)$$

$$\frac{d^2}{dT^2} \left[ \frac{A'}{T} \left( B' + \frac{1}{2} \ln T \right) \right] = \frac{2A'}{T^3} \left( B' + \frac{1}{2} \ln T - \frac{1}{2} \right) - \frac{A'}{2T^3}. \quad (25)$$

On voit que  $n_e^{-1}$  est maximum en  $T = \exp(1 - 2B')$ ; autrement dit, la condition (23) est satisfaite, quelle que soit la température, pour toute densité électronique inférieure à la valeur limite  $(n_e')_{min}$  ainsi définie.

On remarque également que, lorsque  $T$  tend vers  $\exp(-2B')$ ,  $n_e$  tend vers l'infini: revenant à l'expression (4) et (5) du critère de validité, on constate que ceci correspond au cas où la coupure supérieure  $\rho'_{max}$  des paramètres d'impact devient inférieure au rayon de collision forte  $\rho_S$ : autrement dit, les collisions faibles ne sont alors plus prises en compte pour déduire l'élargissement de la raie. Ceci est cohérent puisque, en l'absence de collisions faibles, la condition (4) n'a plus de signification physique et est donc automatiquement satisfaite. Toutefois, ceci met également en lumière, si besoin en était, le caractère quelque peu délicat de l'emploi de la forme (7) du paramètre d'impact maximum dans le cadre de la vérification de la validité du troisième volet de l'approximation d'impact: on aboutit en effet à déclarer adéquate une théorie visant essentiellement à décrire les collisions faibles selon un critère qui assure que, précisément, de telles collisions sont négligées! On peut d'ailleurs noter que l'argument qui a conduit à introduire le paramètre effectif  $\rho'_{max}$  n'est strictement justifié que dans la mesure où la structure de la raie à l'intérieur de la largeur Doppler (avant que l'élargissement par cet effet ait été pris en compte) n'influence en aucune manière le profil obtenu après convolution avec une fonction d'élargissement Doppler. Néanmoins, au vu de l'utilité de la formulation élargie de la condition (4), il peut s'avérer intéressant d'introduire un paramètre qui permette de juger de la qualité de l'approximation d'impact dans les cas pratiques; c'est là le rôle de la fréquence critique  $\Delta\omega_I$  que nous définissons ci-après.

Avant de passer à ce point, présentons quelques résultats numériques. Nous nous limitons aux deux premières raies des séries de Lyman et de Balmer de l'hydrogène, les seules,

Table 1

	H	He	Ar	$\infty$
$T_{min}$	$3.61 \times 10^4$	$2.26 \times 10^4$	$1.85 \times 10^4$	$1.81 \times 10^4$
L $\alpha$ $(n_e)_{min}$	$5.32 \times 10^{18}$	$1.30 \times 10^{18}$	$7.16 \times 10^{15}$	$6.65 \times 10^{15}$
$(n'_e)_{min}$	$8.46 \times 10^{16}$	$1.71 \times 10^{17}$	$2.31 \times 10^{17}$	$2.39 \times 10^{17}$
$T_{min}$	$5.08 \times 10^3$	$3.18 \times 10^3$	$2.60 \times 10^3$	$2.54 \times 10^3$
L $\beta$ $(n_e)_{min}$	$1.48 \times 10^{14}$	$3.61 \times 10^{13}$	$1.99 \times 10^{13}$	$1.85 \times 10^{13}$
$(n'_e)_{min}$	$1.41 \times 10^{17}$	$2.85 \times 10^{17}$	$3.84 \times 10^{17}$	$3.99 \times 10^{17}$
$T_{min}$	$1.30 \times 10^4$	$8.13 \times 10^3$	$6.67 \times 10^3$	$6.51 \times 10^3$
H $\alpha$ $(n_e)_{min}$	$2.48 \times 10^{15}$	$6.06 \times 10^{14}$	$3.34 \times 10^{14}$	$3.10 \times 10^{14}$
$(n'_e)_{min}$	$5.37 \times 10^{14}$	$1.09 \times 10^{15}$	$1.46 \times 10^{15}$	$1.52 \times 10^{15}$
$T_{min}$	$2.26 \times 10^3$	$1.41 \times 10^3$	$1.16 \times 10^3$	$1.13 \times 10^3$
H $\beta$ $(n_e)_{min}$	$1.30 \times 10^{13}$	$3.17 \times 10^{12}$	$1.75 \times 10^{12}$	$1.62 \times 10^{12}$
$(n'_e)_{min}$	$1.32 \times 10^{15}$	$2.67 \times 10^{15}$	$3.60 \times 10^{15}$	$3.74 \times 10^{15}$

Table 2

	L $\alpha$	L $\beta$	H $\alpha$	H $\beta$
$(\alpha_I)_{max}$	$3.80 \times 10^{-4}$	$7.20 \times 10^{-4}$	$1.85 \times 10^{-2}$	$2.43 \times 10^{-2}$

à notre connaissance, qui aient été étudiées dans le cadre de la théorie envisagée ici (CSV; Mathys, 1984b). La table 1 reprend les valeurs limites extrêmes de la densité électronique et de la température, en-dessous desquelles, selon le critère adopté, le troisième volet de l'approximation d'impact est toujours valide. Différents types d'ions perturbateurs ont été considérés: hydrogène et hélium, les plus courants dans les applications astrophysiques, et argon, fréquemment utilisé en laboratoire; la limite statique (ions lourds:  $\mu_0 \rightarrow \infty$ ) a également été envisagée. Les notations sont celles définies précédemment.

Pour ces mêmes raies et ces mêmes perturbateurs, nous avons représenté aux figures 1 à 4 les valeurs critiques de la température et de la densité telles qu'elles sont définies par les conditions (1) et (4) [avec les valeurs (6) et (7) de la coupure supérieure]. Les résultats concernant les raies  $L\alpha$ ,  $L\beta$  et  $H\alpha$  sont discutés plus en détail dans notre application de la théorie au cas où un champ magnétique est présent (Mathys, 1984b); nous nous bornerons ici à noter que, pour  $L\alpha$  et  $H\alpha$ , dans la quasi-totalité des situations rencontrées en pratique en astrophysique, l'approximation d'impact est justifiée de manière stricte (c'est-à-dire avant de prendre en compte l'élargissement Doppler) si la densité électronique est inférieure à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

En ce qui concerne  $H\beta$ , nous avons également porté sur la figure 4 le domaine étudié par Evans *et al.* (1974) dans leur comparaison des résultats expérimentaux et théoriques ( $2 \times 10^{14}$  à  $1.64 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ); la température adoptée est celle des particules lourdes ( $6 \times 10^3 \text{ K}$ ). Les perturbateurs étant des ions d'argon, on remarque que, dans tout le domaine considéré, l'hypothèse selon laquelle deux collisions fortes ne se superposent jamais dans le temps n'est pas justifiée. On peut encore noter que le fait de prendre en compte l'existence d'une température électronique différente de la température ionique (et égale ici à  $8 \times 10^3 \text{ K}$ ) ne peut influencer que le critère (4), avec la forme (6) de  $\rho_{max}$ , ce qui, dans le cas présent, diminuerait encore la validité des approximations. Enfin, il faut aussi relever que, dans le cas où on emploie le paramètre de coupure effectif (7) dans le critère (4), celui-ci est vérifié parce que les collisions faibles y sont négligées; nous avons discuté ce point précédemment. Il ressort donc clairement que l'applicabilité de la théorie de CSV aux cas expérimentaux étudiés par Evans *et al.* (1974) n'est pas démontrée; les écarts observés par ces auteurs entre leurs mesures expérimentales et les résultats obtenus en utilisant la théorie de CSV ne peuvent en aucune manière constituer un test négatif de celle-ci.

Comme nous l'avons dit plus haut, il peut encore être intéressant d'envisager le problème sous un autre angle: étant donné une température et une densité électronique, quelle est la distance au centre de la raie  $\Delta\omega_I$  telle que, pour  $\Delta\omega > \Delta\omega_I$ , l'approximation d'impact soit valide (compte tenu des restrictions évoquées ci-dessus)?  $\Delta\omega_I$  est solution de:

$$\frac{1}{\Delta\omega_I} n_e v_r \pi \rho_S^2 \ln \left( \frac{v_r}{\rho_S \Delta\omega_I} \right) = 1, \quad (26)$$

que l'on peut écrire plus explicitement:

$$\frac{1}{\Delta\omega_I} \frac{\pi \hbar^2}{m_e^2} \sqrt{\frac{m_H}{2k}} \sqrt{\frac{\mu_0}{1 + \mu_0}} (n^2 - n'^2)^2 \frac{n_e}{\sqrt{T}} \ln \left[ \frac{2km_e}{\hbar m_H \mu_0 (n^2 - n'^2) \Delta\omega_I} T \right] = 1, \quad (27)$$

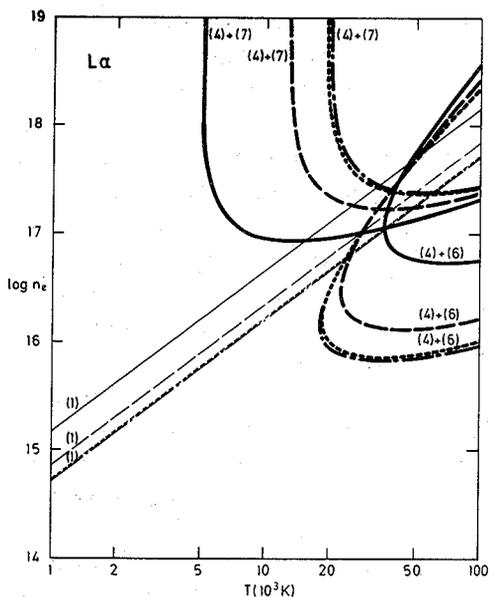


FIGURE 1. — Limites d'applicabilité de la théorie unifiée pour les ions et les électrons pour  $L\alpha$ ; les perturbateurs sont des ions d'hydrogène (trait plein), d'hélium (trait interrompu), d'argon (trait pointillé) et des ions de masse infinie (trait mixte). Les valeurs critiques de la densité ont été portées en fonction de la température, selon les critères (1) et (4) [avec les formes (6) et (7) du paramètre d'impact maximum]. La condition (1) est satisfaite en-dessous des courbes représentées; la condition (4), avec la coupure (6), à l'intérieur des courbes représentées; la condition (4), avec la coupure (7), à gauche et en-dessous des courbes représentées.

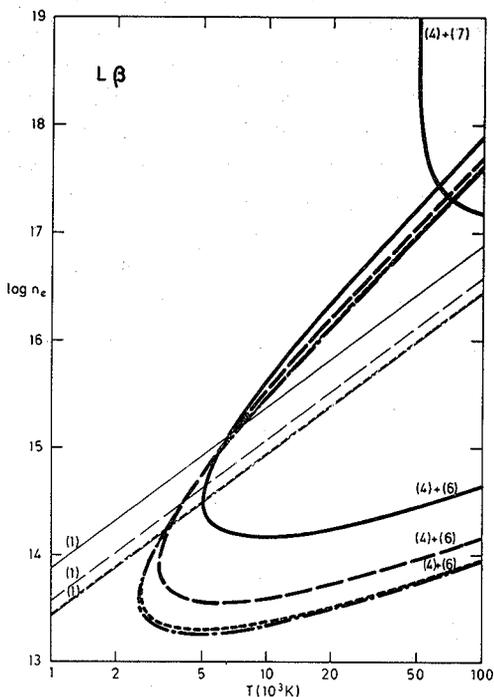


FIGURE 2.

Identique à la figure 1, pour  $L\beta$ .

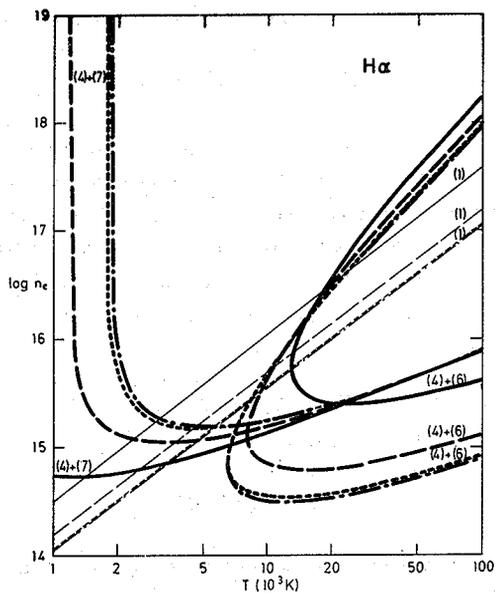


FIGURE 3. — Identique à la figure 1, pour  $H\alpha$ .

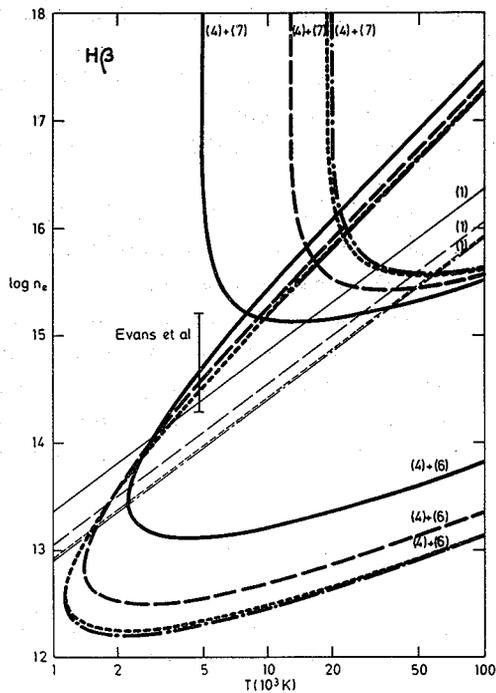


FIGURE 4. — Identique à la figure 1, pour  $H\beta$ . Le domaine étudié expérimentalement par Evans et al. (1974) a également été indiqué.

ou encore, formellement, pour  $n_e$  fixé et après multiplication des deux membres par  $\Delta\omega_I^{3/2}$ :

$$A''y''(B'' - 2 \ln y'') = \Delta\omega_I^{3/2}, \quad (28)$$

où on a posé  $y'' = (\Delta\omega_I/T)^{1/2}$ . Le membre de gauche est semblable à celui de (17); on en déduit qu'il existe une valeur maximum de la distance en fréquence au centre de la raie (dépendant de la densité électronique) au-delà de laquelle, quelle que soit la température, l'approximation d'impact est valide. On peut noter que cette valeur extrême de  $\Delta\omega_I$  ne dépend pas de la nature des ions perturbateurs et que, puisque  $B''$  est indépendant de la densité, elle est proportionnelle à  $n_e^{2/3}$ . Si on exprime la distance au centre de la raie en termes de la longueur d'onde réduite:

$$\alpha_I = \frac{\Delta\lambda_I}{\mathcal{E}_0} = \frac{\lambda_0^2 \Delta\omega_I}{2\pi c \mathcal{E}_0}, \quad (29)$$

où  $\mathcal{E}_0$  est le champ normal de Holtsmark:

$$\mathcal{E}_0 = 2.61en_e^{2/3}, \quad (30)$$

la valeur extrême ne dépend plus de la densité électronique. La table 2 reprend les valeurs de  $(\alpha_I)_{max}$  pour les différentes raies étudiées ici.

Aux figures 5 à 8, nous avons porté  $\alpha_I$  en fonction de la température pour différentes valeurs de la densité électronique, dans les limites suivantes:

- a) pour une densité donnée, la température doit être supérieure à la valeur critique fournie par la condition (1);
- b) il est inutile de considérer des valeurs  $\alpha_I$  plus petites que celles correspondant à l'introduction de la coupure supérieure (6) dans la condition (4);
- c) la prise en considération de valeurs de  $\alpha_I$  supérieures à la largeur Doppler est également dénuée de sens.

L'utilisation des résultats présentés aux figures 5 à 8 permet dès lors de juger de la qualité de l'approximation d'impact dans les situations rencontrées en pratique.

En résumé, nous avons discuté les limites d'applicabilité de l'approximation d'impact pour les ions dans l'étude de l'élargissement des raies de l'hydrogène par effet Stark au moyen de la théorie unifiée pour les ions et les électrons. Nous avons montré que le seul test de cette théorie existant, à notre connaissance, n'est pas significatif, puisqu'effectué dans des conditions où les approximations ne sont pas justifiées. Les résultats que nous avons obtenus peuvent aisément être adaptés à l'étude de raies d'autres ions hydrogénoïdes.

## BIBLIOGRAPHIE

- Cooper, J., Smith, E.W., Vidal, C.R.: 1974, *J. Phys. B* **7**, L101 (CSV).  
 Evans, D.L., Aeschliman, D.P., Hill, R.A.: 1974, *Phys. Rev. A* **10**, 2430.  
 Greene, R.L.: 1982, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **27**, 639.  
 Grützmacher, K., Wende, B.: 1977, *Phys. Rev. A* **16**, 243.  
 Grützmacher, K., Wende, B.: 1978, *Phys. Rev. A* **18**, 2140.  
 Kepple, P.: 1968, *Univ. of Maryland Report # 831* (College Park: Univ. of Maryland).

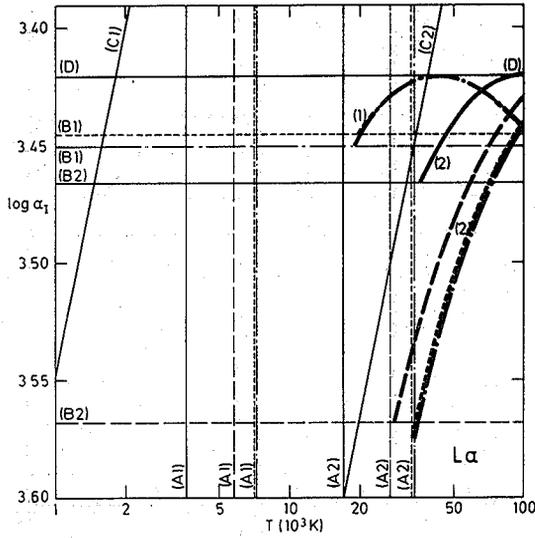


FIGURE 5. — Valeurs minimales  $\alpha_I$  de la distance au centre de la raie, telles que, pour  $\alpha > \alpha_I$ , le troisième volet de l'approximation d'impact soit satisfait pour  $L\alpha$ . Les perturbateurs sont des ions d'hydrogène (trait plein), d'hélium (trait interrompu), d'argon (trait pointillé) et des ions de masse infinie (trait mixte).  $\alpha_I$  est porté en fonction de  $T$ , pour différentes valeurs intéressantes de la densité électronique: (1)  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , (2)  $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Sont également représentées:

- A) les limites inférieures de température pour les densités figurées, d'après le critère (1);
- B) les valeurs minimales de  $\alpha_I$  correspondant aux cas où le critère (4) est strictement vérifié;
- C) les largeurs Doppler;
- D) la valeur maximale de  $\alpha_I$  (voir table 2).

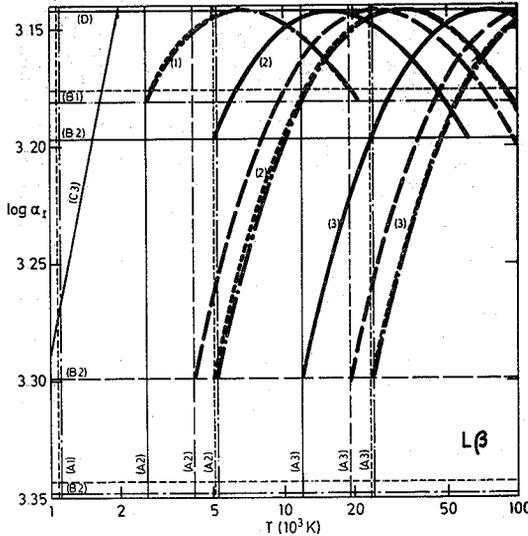


FIGURE 6. — Identique à la figure 5, pour  $L\beta$ . (1)  $n_e = 10^{13.5} \text{ cm}^{-3}$ , (2)  $n_e = 10^{14.5} \text{ cm}^{-3}$ , (3)  $n_e = 10^{15.5} \text{ cm}^{-3}$ .

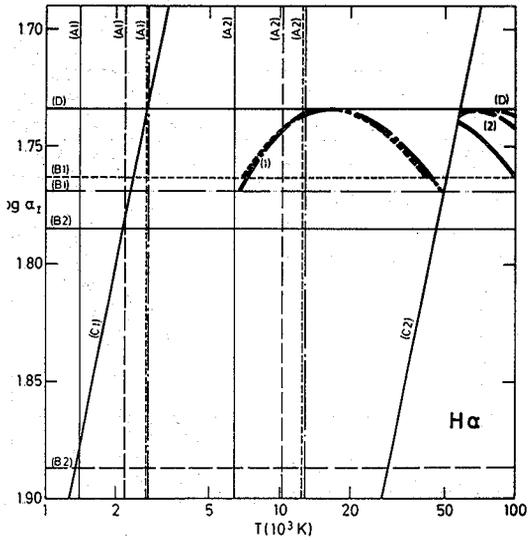


FIGURE 7. — Identique à la figure 5, pour  $H\alpha$ . (1)  $n_e = 10^{14.7} \text{ cm}^{-3}$ , (2)  $n_e = 10^{16.7} \text{ cm}^{-3}$ .

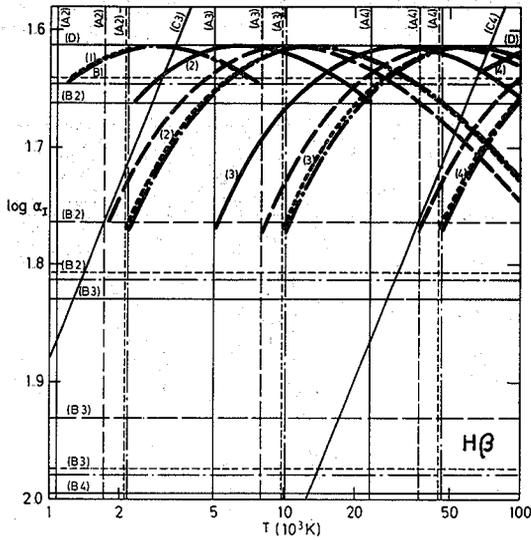


FIGURE 8. — Identique à la figure 5, pour  $H\beta$ . (1)  $n_e = 10^{12.4} \text{ cm}^{-3}$ , (2)  $n_e = 10^{13.4} \text{ cm}^{-3}$ , (3)  $n_e = 10^{14.4} \text{ cm}^{-3}$ , (4)  $n_e = 10^{15.4} \text{ cm}^{-3}$ .

- Mathys, G.: 1983, *Astron. Astrophys.* **125**, 13.  
Mathys, G.: 1984a, *Astron. Astrophys.*, sous presse.  
Mathys, G.: 1984b, soumis à *Astron. Astrophys.*  
Mozer, B., Baranger, M.: 1960, *Phys. Rev.* **118**, 626.  
Smith, E.W., Cooper, J., Vidal, C.R.: 1969, *Phys. Rev.* **185**, 140.  
Smith, E.W., Vidal, C.R., Cooper, J.: 1969a, *J. Res. Natl. Bur. Std.* **73A**, 389.  
Smith, E.W., Vidal, C.R., Cooper, J.: 1969b, *J. Res. Natl. Bur. Std.* **73A**, 405.  
Vidal, C.R., Cooper, J., Smith, E.W.: 1973, *Astrophys. J. Suppl.* **25**, 37.  
Wiese, W.L., Kelleher, D.E., Helbig, V.: 1975, *Phys. Rev. A* **11**, 1854.

*Institut für Astronomie, ETH-Zentrum, CH-8092 Zurich, Suisse*