

Opérateur de collisions électroniques dans les plasmas : Effets relativistes

Amel NAAM* et Mohammed Tayeb MEFTAH

Univ Ouargla, Fac. des Mathématiques et des Sciences de la Matière,
Lab. Rayonnement et Plasmas et Physique des Surfaces, Ouargla 30 000 (Algérie)

*Email : naam.amel@gmail.com

ملخص : يجيب طيف الخطوط بتعريض أو إزاحة لمختلف التفاعلات مع المشع و الاضطرابات التي تسبق أو تزامن الإشعاع. فغالبا ما تعوض القيمة المتوسطة للفعل الإلكتروني بمعامل التصادم الإلكتروني. في هذا العمل نقوم بحساب هذا المؤثر من أجل الخطوط المعزولة دون وجود البنية الدقيقة. حيث نأخذ مسار إلكترون الإضطراب في شكل قطع زائد ومركز التشتت هو الأيون المشع. نحسب الفعل المتوسط للتصادمات وفق معامل الصدم والسرعات الابتدائية. اعتبرنا أن حركة الإلكترون تكون حول الأيون المشع أو يكون للإلكترون عندئذ سرعة مفرطة، أي نسبية. توصلنا لأول مرة على مؤثر التصادم النسبي وحسبنا بالتالي إسهام الفعل النسبي مقارنة مع غير النسبي قدمنا كذلك مجموعة مقارنات لمختلف قيم الكثافة الإلكترونية ومعامل الصدم ودرجة الحرارة ذات التأثير الأهم عند الدرجات العالية.

كلمات دالة : التصادم الإلكتروني تعريض ستارك معامل التصادم الإلكتروني.

RÉSUMÉ : Le spectre des raies répond aux diverses interactions entre l'émetteur et les perturbateurs qui ont précédé ou accompagné l'émission, par un élargissement et /ou un déplacement. La valeur moyenne de l'effet électronique est souvent remplacée par un opérateur de collision électronique. Dans ce travail, cet opérateur est calculé pour des raies isolées sans structure fine. La trajectoire de l'électron perturbateur est prise une hyperbole dont le centre de diffusion est l'ion émetteur. L'effet moyen de ces collisions, est calculé relativement aux paramètres d'impact et aux vitesses initiales selon la distribution de Maxwell des vitesses. Nous considérons alors le mouvement de l'électron autour de l'ion émetteur en se plaçant dans les conditions où l'électron perturbateur acquiert des vitesses excessives, c'est à dire relativistes. Nous avons obtenu, pour la première fois, un opérateur de collision relativiste. Nous avons dès lors étudié l'apport des effets relativistes relativement au cas non relativiste. Un ensemble de comparaison a été fait pour différentes valeurs de la densité électronique et du paramètre d'impact minimal, et de la température et il s'avère que cette dernière a un effet plus important aux hautes températures.

MOTS-CLÉS : collision électronique, élargissement Stark, opérateur de collision électronique relativiste.

ABSTRACT: The line shapes responds to the different interactions between the emitter and the perturbbers which preceded or accompanied the emission, by a broadening and/or a shift. The average value of the electronic effect is often replaced by an electronic collision operator. In this work, this operator is calculated for isolated lines without fine structure. The perturbing electron path is taken a hyperbole whose center of diffusion is the emitter ion. The average effect of these collisions is calculated relatively with the impact parameters and the initial speeds according to the Maxwell speeds distribution. Then we consider the movement of the electron around the transmitting ion when the disturbing electron acquires excessive speeds, in other words relativistic speeds. We obtained, for the first time, a collision relativistic operator. We consequently studied the contribution of the relativistic effects relative to the non relativistic case. Many comparisons were made for various values of the electronic density and the minimum impact parameter, and of the temperature. It proves that the high temperatures have a significant effect.

KEYWORDS: electronic collision, Stark broadening, relativistic collision electronic operator.

1. Introduction

Depuis une cinquantaine d'années de l'étude théorique des profils de raies spectrales dans l'approximation d'impact a fait l'objet d'un grand nombre de recherches. La théorie classique adiabatique de Lindholm [1] a d'abord été généralisée. Baranger [2, 3, 4], reprenant les travaux d'Anderson [5], a développé le formalisme quantique de base en tenant compte des collisions inélastiques par le biais de la matrice de diffusion S . Pour des raies isolées, Baranger a montré que la largeur de raies s'exprime comme la somme des sections efficaces de collision. Griem et al. [6, 7, 8, 9], se basant sur les résultats théoriques de Baranger [4], ont fait avancer la théorie pour les raies isolées. En particulier l'opérateur de collision électronique a été avancé pour ce type de raies dans

l'approximation semi-classique. Cependant, parmi ces travaux théoriques, il y a dans lesquels la distinction entre les atomes neutres et les ions est ignorée auquel cas la trajectoire des électrons est une droite ; et il y a dans lesquels on distingue entre l'atome et l'ion auquel cas la trajectoire de l'électron autour d'un ion est une hyperbole ce qui change l'opérateur de collision d'une valeur notable surtout à basse énergie. Ceci signifie que pour ce genre de raies, l'effet de trajectoire acquiert de l'importance et doit être donc tenu en compte. Ceci étant, nous mentionnons que dans tous ces travaux théoriques il n'y a pas de discussion sur la question des trajectoires relativistes. Ces derniers semblent prendre de l'ampleur dans les cas où les électrons ont un mouvement ultra-rapide et ceci se présente quand le plasma en question est dans une situation de très haute température. En d'autres termes quel serait l'apport de l'effet du mouvement relativiste de l'électron autour de l'ion émetteur sur l'élargissement des raies spectrales isolées ? Dans notre travail nous avons étudié l'opérateur de collision électronique relativiste et non relativiste dans le cadre de l'approximation dipolaire. Nous avons développé cet opérateur selon l'approche de Alexiou [10] en négligeant la structure fine de l'ion émetteur. Un ensemble de comparaison a été fait pour différentes valeurs de la température et du paramètre d'impact minimal.

2. Approche d'Alexiou

Les électrons, particules rapides, ont des masses très faibles et des temps de collisions très courts devant le temps d'intérêt. Ils sont traités par l'approximation d'impact [11]. Nous considérons un système des coordonnées polaires planes (r, α) . La formule de la trajectoire hyperbolique du perturbateur peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{r^2}{r_0^2} = 1 + \varepsilon \cos \alpha \quad (1)$$

où r_0 est le paramètre d'impact, et ε est appelée l'excentricité de l'orbite qui est donnée par :

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{v_0}{v}\right)^2} \quad (2)$$

Le demi-axe de l'hyperbole r_0 est relié à la vitesse v , et au nombre spectroscopique de charge de l'ion rayonnant Z par:

$$r_0 = \frac{(Z-1)a_0}{v} \quad (3)$$

où e est la charge de l'électron et ϵ_0 est la permittivité de vide.

Dans l'approximation d'impact un opérateur de collisions électronique a été obtenu par Alexiou [10]:

$$\mathcal{G}_{\text{rel}}(\zeta, \varepsilon) = -\frac{2\pi N_e v^2}{\omega^2} \frac{1}{(2\pi a_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{a_0}{r_0}\right)^{2Z} \int_0^{2\pi} \cos \alpha \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e}\right) d\alpha \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \frac{dr}{r} \\ \left[G_1(\zeta, \varepsilon) G_1(-\zeta, \varepsilon) + \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} G_2(\zeta, \varepsilon) G_2(-\zeta, \varepsilon) \right] \quad (4)$$

où ζ est le paramètre d'inélasticité $\zeta = \omega r_0 / v$; il dépend de la vitesse v , du paramètre d'impact r_0 et de la fréquence de Bohr entre les états perturbés par collision. A partir de (2), r_{min} et r_{max} sont données par :

$$r_{\text{min}} = \sqrt{1 + \left(\frac{v_0}{v}\right)^2} \quad (5)$$

$$r_{\text{max}} = \sqrt{1 + \left(\frac{v_0}{v}\right)^2} \quad (6)$$

où r_{min} et r_{max} sont les limites d'intégration sur le paramètre d'impact que l'on discutera à la fin de cette section.

Les fonctions figurant dans la formule (4) sont :

$$G_1(\zeta, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\left(1 - \frac{m_e v^2}{2k_B T_e}\right)^Z \exp(-i\zeta x)}{\left(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon}\right)^2} \quad (7)$$

$$G_2(z, \epsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \sinh x \frac{e^{i(z \cosh x - \epsilon x)}}{(\cosh x - \epsilon)^2} \tag{8}$$

En négligeant la structure fine de l'ion émetteur $\alpha_1 = 0$, on trouve :

$$G_1(0, \epsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{(1 - \cosh x)}{(\cosh x - \epsilon)^2} = 2 \tag{9}$$

$$G_2(0, \epsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\sinh x}{(\cosh x - \epsilon)^2} = 0 \tag{10}$$

Donc :

$$Re\Phi_{\text{coll}}(0,0) = -\left(\frac{2\pi N_p e^2}{z\beta^2}\right) \sqrt{\frac{1}{x} \frac{1}{(\cosh x)^2}} \left(\frac{z\epsilon}{z\beta^2}\right)^2 Re\left(\int_0^{\infty} dx \cosh x \exp\left(-\frac{z\epsilon \cosh x}{z\beta^2}\right) \ln\left(\frac{1 - \cosh x}{\cosh x - \epsilon}\right)\right) \tag{11}$$

Dans le cas relativiste, on utilise la notation standard :

$$\beta = v/c \tag{12}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{13}$$

où v est la vitesse initiale d'électron perturbateur, et c est la vitesse de lumière dans le vide. Dans notre travail au lieu de prendre approximativement la distribution de Maxwell-Boltzmann sur les vitesses, nous allons utiliser la distribution relativiste de Juttner-Maxwell :

$$f(\beta) d\beta = \frac{\gamma^2 \beta^2 e^{-\gamma\theta}}{2\pi\beta_0} \exp\left(-\frac{\gamma}{\beta}\right) \tag{14}$$

avec :

$$\theta = \frac{K_2(\beta)}{\beta\beta_0} \tag{15}$$

où $K_2(x)$ est la fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre 2. On utilise les coordonnées polaires (r^*, α^*) , tel que $(*)$ est consacré au mouvement relativiste. La formule de la trajectoire relativiste peut être écrite sous la forme :

$$\frac{r^{*2} \alpha^{*2} \gamma}{r^2 \beta_0} = 1 + \epsilon^* \cos(\alpha^*) \tag{16}$$

Avec :

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{r^{*2} \alpha^{*2}}{r^2 \beta_0^2}} \tag{17}$$

L'excentricité relativiste ϵ^* est reliée au paramètre d'impact ρ et au demi-grand axe de l'hyperbole ρ_0 par :

$$\epsilon^* = \sqrt{\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2 \gamma^2 + 1 - \beta^2} \tag{18}$$

Les équations paramétriques du mouvement relativiste peuvent être définies par :

$$r^* = \frac{\rho_0}{\gamma} (\epsilon^* \cosh x - 1) \tag{19}$$

$$r^* = \frac{\rho_0}{\gamma^2} (\gamma^2 \epsilon^* \sinh x - x) \tag{20}$$

En prenant β tendant vers 0 dans les expressions relativistes (16), (18), on aboutit aux expressions non relativistes utilisées par Sahal-Bréchet et Alexiou [10, 11] (19), (20) respectivement. Ainsi, ces dernières sont des cas particuliers, valables pour les faibles vitesses ($v \ll c$). La formule de l'opérateur de collisions électroniques relativistes Φ_{coll}^* est donnée par :

$$\Phi_{\text{coll}}^*(\alpha_1, \alpha_2 = -\alpha_1) = -\frac{2\pi N_p e^2}{k^2} \int_0^\pi v f(v) dv \int_{\rho_{\text{min}}}^{\rho_{\text{max}}} \rho d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dx_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_2 e^{i(\alpha_1 x_1 - \alpha_2 x_2)} [E^*(x_1) \cdot E^*(x_2)]_{\text{coll}} \tag{21}$$

où $[\dots]_{\text{ang}}$ signifie une moyenne angulaire et $\vec{E}^{\text{ext}}(\vec{r}, t)$ le champ électrique créé par les perturbateurs au centre de l'atome à l'instant t . En utilisant les équations paramétriques relativistes (19) et (20) dans l'expression (21) pour $\vec{a}_1 = 0$, on trouve :

$$\text{Re} \varphi_{\text{ext}}^{\text{rel}}(\mathbf{0}, \mathbf{0}) = - \left(\frac{2\pi N_p e^2}{3k^2} \right) \frac{1}{(2\pi s_0)^2} \frac{1}{\partial K_2 \left(\frac{1}{\beta} \right)} \text{Re} \left(\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\gamma^2 \beta^2 d\beta}{\rho_0^2 v} \exp\left(-\frac{\gamma}{\beta}\right) \int_{s_{\text{min}}^{\text{rel}}}^{s_{\text{max}}^{\text{rel}}} \frac{ds}{s^2} \left[G_1^{\text{rel}}(\mathbf{0}, s^2) + \frac{s^{\alpha-1}}{s^{\alpha-1}} G_2^{\text{rel}}(\mathbf{0}, s^2) \right] \right) \quad (22)$$

où les fonctions relativistes $G_1^{\text{rel}}(\mathbf{0}, s^2)$ et $G_2^{\text{rel}}(\mathbf{0}, s^2)$ sont :

$$G_1^{\text{rel}}(\mathbf{0}, s^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{s^2}) (1 - \frac{\cosh x}{s^2})}{(\cosh x - \frac{1}{s^2})^2} = (\gamma^2 - 1) \left(\frac{2s^{\alpha-1} \arctan \sqrt{\frac{s^2-1}{s^{\alpha-1}-1}}}{(s^{\alpha-1}-1)^{3/2}} + \frac{2s^{\alpha-1}}{s^{\alpha-1}-1} \right) + 2 \quad (23)$$

$$G_2^{\text{rel}}(\mathbf{0}, s^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{s^2}) \sinh x}{(\cosh x - \frac{1}{s^2})^2} = 0 \quad (24)$$

Dans notre cas le terme direct est relié à un autre terme dit "terme d'interférence" par [10] :

$$\varphi_{\text{ext}}^{\text{rel}}(\mathbf{0}, \mathbf{0}) = 2\varphi_{\text{int}}^{\text{rel}}(\mathbf{0}, \mathbf{0}) \quad (25)$$

En utilisant un changement de variable $\rho ds = \frac{s^{\alpha-1}}{v} ds^2$ à partir de (18), on obtient une intégrale sur s^2 qui donne la formule finale du terme d'interférence de l'opérateur de collision électronique relativiste :

$$\begin{aligned} \text{Re} \varphi_{\text{int}}^{\text{rel}}(\mathbf{0}, \mathbf{0}) = & - \left(\frac{2\pi N_p e^2}{3k^2} \right) \frac{1}{(2\pi s_0)^2} \frac{1}{\partial K_2 \left(\frac{1}{\beta} \right)} \text{Re} \left(\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\gamma^2 \beta^2 d\beta}{v} \exp\left(-\frac{\gamma}{\beta}\right) \left[4\gamma^2 \ln \frac{s_{\text{max}}^{\text{rel}}}{s_{\text{min}}^{\text{rel}}} - \frac{(\gamma^2-1)^2}{2(s_{\text{max}}^{\text{rel}}-1)} \right. \right. \\ & \frac{s_{\text{max}}^{\text{rel}}(\gamma^2-1)^2}{(s_{\text{max}}^{\text{rel}}-1)^2} \arctan^2 \sqrt{\frac{s_{\text{max}}^{\text{rel}}+1}{s_{\text{max}}^{\text{rel}}-1}} + \arctan^2 \sqrt{\frac{s_{\text{max}}^{\text{rel}}+1}{s_{\text{max}}^{\text{rel}}-1}} \left(\frac{6-7s_{\text{max}}^{\text{rel}}}{(s_{\text{max}}^{\text{rel}}-1)^2} (\gamma^2-1)^2 - \frac{8(\gamma^2-1)}{\sqrt{s_{\text{max}}^{\text{rel}}-1}} \right) + \\ & \frac{(\gamma^2-1)^2}{2(s_{\text{min}}^{\text{rel}}-1)} + \frac{s_{\text{min}}^{\text{rel}}(\gamma^2-1)^2}{(s_{\text{min}}^{\text{rel}}-1)^2} \arctan^2 \sqrt{\frac{s_{\text{min}}^{\text{rel}}+1}{s_{\text{min}}^{\text{rel}}-1}} - \arctan^2 \sqrt{\frac{s_{\text{min}}^{\text{rel}}+1}{s_{\text{min}}^{\text{rel}}-1}} \left(\frac{6-7s_{\text{min}}^{\text{rel}}}{(s_{\text{min}}^{\text{rel}}-1)^2} (\gamma^2-1)^2 - \right. \\ & \left. \left. \frac{8(\gamma^2-1)}{\sqrt{s_{\text{min}}^{\text{rel}}-1}} \right) \right] \right) \quad (26) \end{aligned}$$

Dans cette dernière formule, la contribution dominante est celle du terme $4\gamma^2 \ln \frac{s_{\text{max}}^{\text{rel}}}{s_{\text{min}}^{\text{rel}}}$. L'expression (26) se réduit à :

$$\text{Re} \varphi_{\text{int}}^{\text{rel}}(\mathbf{0}, \mathbf{0}) \approx - \left(\frac{2\pi N_p e^2}{3k^2} \right) \frac{1}{(2\pi s_0)^2} \frac{1}{\partial K_2 \left(\frac{1}{\beta} \right)} \text{Re} \left(\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\gamma^2 \beta^2 d\beta}{v} \exp\left(-\frac{\gamma}{\beta}\right) \ln \frac{s_{\text{max}}^{\text{rel}}}{s_{\text{min}}^{\text{rel}}} \right) \quad (27)$$

où $s_{\text{max}}^{\text{rel}}$ et $s_{\text{min}}^{\text{rel}}$ sont déterminés à partir de (18), il vient :

$$s_{\text{max}}^{\text{rel}} = \sqrt{\left(\frac{v_{\text{max}}^{\text{rel}}}{v} \right)^2 \gamma^2 + 1 - \beta^2} \quad (28)$$

$$s_{\text{min}}^{\text{rel}} = \sqrt{\left(\frac{v_{\text{min}}^{\text{rel}}}{v} \right)^2 \gamma^2 + 1 - \beta^2} \quad (29)$$

Pour les plus petites valeurs de β (limite non relativiste), on remarque que :

$$\lim_{\beta \rightarrow 0} \varphi_{\text{int}}^{\text{rel}}(\mathbf{0}, \mathbf{0}) = \varphi_{\text{int}}(\mathbf{0}, \mathbf{0}) \quad (30)$$

Le terme relativiste $\varphi_{\text{int}}^{\text{rel}}(\mathbf{0}, \mathbf{0})$ est réduit au terme non relativiste $\varphi_{\text{int}}(\mathbf{0}, \mathbf{0})$ qui est donné par la formule (11) et par Griem et al. [8].

3. Résultats et discussions

L'attraction Coulombienne de l'électron perturbateur par le noyau fournit une coupure automatique à la borne inférieure des paramètres d'impact. Ceci est dû au renversement du champ électrique ressenti par l'émetteur chargé lors du passage d'un électron sur une trajectoire hyperbolique (les directrices font un angle très fermé). L'effet du champ à l'ordre le plus bas est fortement réduit et

l'unitarité de la matrice S est maintenue, ce qui semble autoriser une valeur nulle de ρ_{class} . Ainsi, l'hypothèse du chemin classique impose de prendre un paramètre d'impact satisfaisant à l'équation :

$$((\sigma[S(\rho_{\text{cl}}) - 1] / \sigma)) \approx 1 \tag{30}$$

cette condition est :

$$\rho_{\text{cl}}(p) \approx \frac{\sqrt{\lambda_p^2 (n_u^2 - n_l^2)}}{\sqrt{2 \lambda_p (2l+1) v}} \tag{31}$$

où n_u et n_l sont les nombres quantiques principaux respectivement des niveaux supérieurs et inférieurs. Donc on peut définir le paramètre d'impact minimum et maximum ρ_{min} , ρ_{max} par :

$$\rho_{\text{min}}(p) \approx \frac{\sqrt{\lambda_p^2 (n_u^2 - n_l^2)}}{\sqrt{2 \lambda_p (2l+1) v}} \tag{32}$$

$$\rho_{\text{max}} \approx \lambda_D \tag{33}$$

où λ_D est la longueur de Debye et avec :

$$n = n_u^2 - n_l^2 \tag{34}$$

La figure (1) montre la variation de $(\sigma^r(\theta) - \sigma(\theta)) / \sigma(\theta) (\%)$ en fonction de la température électronique pour $n = 3$, pour une densité électronique constante est égale 10^{16} cm^{-3} , en fixant le nombre spectroscopique de charge de l'ion rayonnant Z est égal 28 . D'après cette figure, on remarque que $\Delta\sigma(\theta) / \sigma(\theta) (\%)$ augmente pour atteindre une valeur 74.63 % à la température 10^8 K . L'augmentation de la température induit une augmentation de vitesse moyenne des électrons (l'augmentation d'énergie). L'effet relativiste est important pour des hautes températures : c'est la gamme des plasmas relativistes.

La figure (2) montre la variation des termes directs des opérateurs de collision électronique relativiste $\sigma^r(\theta)$ et non relativiste $\sigma(\theta)$ en fonction du paramètre d'impact minimal. On remarque que les deux opérateurs diminuent proportionnellement avec ρ_{min} . Il apparaît que $\sigma^r(\theta)$ est supérieur à $\sigma(\theta)$.

La figure (3) présente la variation de $(\sigma^r(\theta) - \sigma(\theta)) / \sigma(\theta) (\%)$ en fonction de la densité électronique pour $n = 3$ et pour une température électronique constante est égale 4.10^8 K , en fixant le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur Z à 26 . D'après cette figure, on remarque que $\Delta\sigma(\theta) / \sigma(\theta) (\%)$ augmente pour atteindre une valeur 72,48% à la densité 10^{20} m^{-3} .

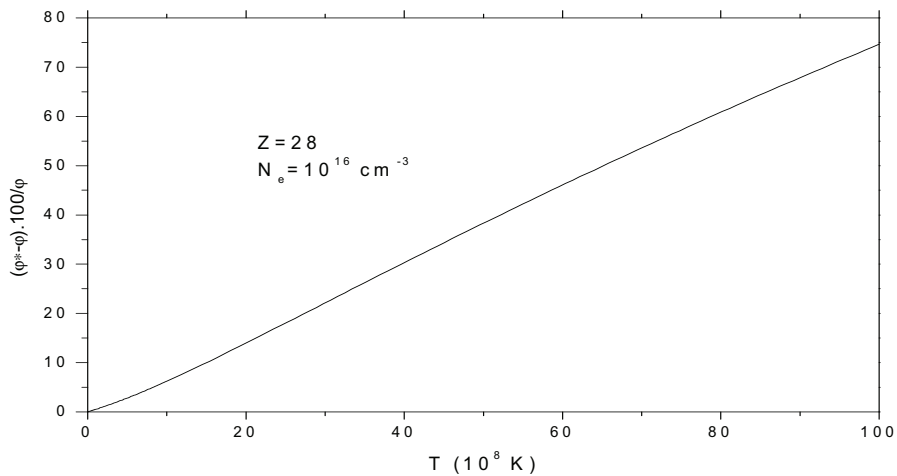


Figure 1 : Variation du rapport $\Delta\sigma(\theta) / \sigma(\theta) (\%)$ en fonction de la température électronique, $Z = 28$, $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n = 3$.

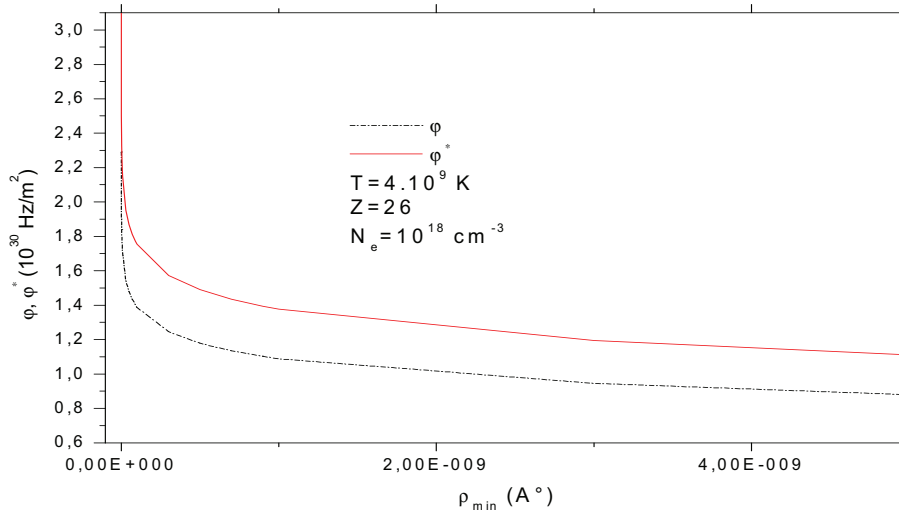


Figure 2 : Variation des opérateurs $\varphi(O)$, $\varphi^*(O)$ en fonction du paramètre d'impact, $Z = 26$, $N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n = 3$.

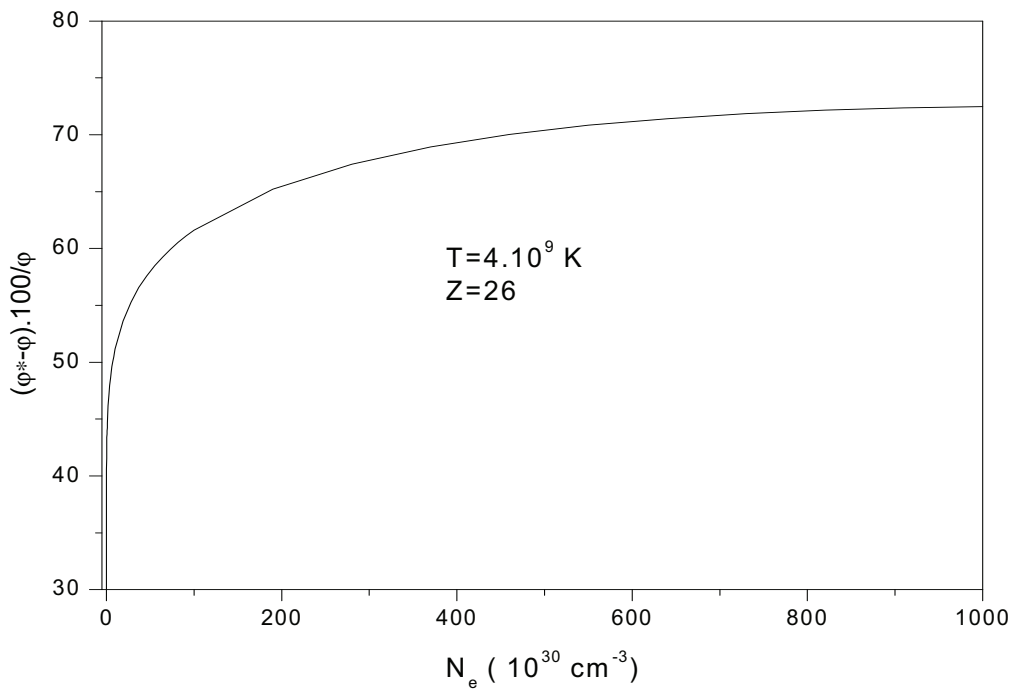


Figure 3 : Variation du rapport $\frac{\Delta\varphi(O)}{\varphi(O)}(\%)$ en fonction de la densité électronique N_e , $Z = 26$, $n = 3$, $T = 4 \times 10^9 \text{ K}$.

4. Conclusion

La différence entre le terme direct non relativiste et le terme direct relativiste dépend de N_e , où la variation dépasse 70%. Mais la fonction $\frac{\Delta\varphi(O)}{\varphi(O)}(\%)$ est une fonction croissante avec la température T . Pour des températures $T \geq 9 \times 10^8 \text{ K}$ la valeur de $\frac{\Delta\varphi(O)}{\varphi(O)}(\%)$ commence à avoir de l'importance ($> 10\%$) pour atteindre 74.63% à la température maximale 10^{10} K . Les deux termes diminuent avec le paramètre d'impact minimal.

Références

- [1] Lindholm E. ; *Ark.Mat.Astron.Fysik* **28B** 3 (1941).
- [2] Baranger M. ; *Phys.Rev* **111** 481-493 (1958).
- [3] Baranger M. ; *Phys.Rev* **111** 494-504 (1958).
- [4] Baranger M. ; *Phys.Rev* **112** 855-865 (1958).
- [5] Anderson P. W. ; *Phys. Rev* **76** 647-661 (1949).
- [6] Griem H.R., Kolb A. et Shen Y. ; *Phys.Rev* **116** 4 (1959).
- [7] Griem H.R. ; *Plasma Spectroscopy*; McGraw-Hill, New York (1964).
- [8] Griem H.R., Baranger M., Kolb A.C. et Oertel G. ; *Phys.Rev* **125** 177-195 (1962).
- [9] Bréchet S. et Van Regemorter H. ; *C.R.A.S* **256** 609.
- [10] Alexiou S. ; *Phys. Rev.* **A49** 106-119 (1994).
- [11] Sahal-Bréchet S. ; *Astron. Astrophys.* **2.** 322 (1969).