



N°d'ordre :

N°de série :

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACULTE DES MATHEMATIQUES ET DES SCIENCES DE LA MATIERE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Thèse de Doctorat

Spécialité: Physique

Préparée par: NAAM Amel

OPERATEUR DE COLLISIONS ELECTRONIQUES DANS LES PLASMAS

Soutenue le 16/02/2015, devant le jury:

Prof. A. Boukraa	UKM Ouargla	Président
Prof. F. Khelfaoui	UKM Ouargla	Examineur
Prof. E. H. Guedda	U. El-Oued	Examineur
Prof. B. Liani	U. Tlemcen	Examineur
Prof. F. Ben Amira	U. Costantine	Examineur
Prof. M. T. Meftah	UKM Ouargla	Directeur De Thèse

Dédicace

Je dédie ce travail:

A ma très chère mère.

A mon très cher père

A mes sœurs et mes frères.

A toutes mes amies.

Remerciements

Je n'aurais pas préparé ce travail si je n'avais pu compter en permanence sur une main tendue. Les personnes qui m'ont tenu la main sont nombreuses et je voudrais m'arrêter un instant pour les remercier.

Je tiens en premier lieu à remercier le Directeur de cette thèse, Monsieur Mohammed Tayeb Meftah, qui a été à la source de ma démarche doctorale. Je le remercie pour ses encouragements, et pour ses précieux conseils scientifiques à maintes reprises.

Après avoir remercié le Directeur, mes remerciements vont aux membres du jury, Monsieur M. T. Meftah, Professeur, en tant que rapporteur de mon travail de thèse, Monsieur A. Boukraa, comme président, ainsi que Messieurs E. H. Guedda, Professeur, et B.Liani, Professeur, F. Khelfaoui comme examinateurs.

Je souhaite également remercier particulièrement, Madame K. Chnini et L. Zeghichi pour leurs conseils, et leur soutien matériel.

Je remercie tous les enseignants et mes collègues du Laboratoire Rayonnement et Plasmas et Physique de Surface, qui m'ont aidé par leurs conseils et leurs encouragements.

Enfin, je remercie toute personne ayant participé à réaliser ce travail.

Table des matières

1	INTRODUCTION GENERALE	6
2	GENERALITES SUR LES PLASMAS ET PROFILS DES RAIES	11
2.1	GENERALITES SUR LES PLASMAS	11
2.1.1	Définition du plasma	11
2.1.2	Paramètres d'un plasma	13
2.1.3	Classification des plasmas	15
2.2	PROFIL DE RAIE : FORMALISME ET CALCUL	17
2.2.1	Mécanismes d'élargissement des profils de raies	17
2.2.2	Calcul du profil de raie Stark	20
3	ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE DES RAIES NON DEGENEREEES DANS LES PLASMAS	31
3.1	INTRODUCTION	31
3.2	PHENOMENES COLLISIONNELS DANS LES PLASMAS	32
3.3	THEORIE CLASSIQUE DES COLLISIONS BINAIRES ELASTIQUES	33
3.4	ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE DES RAIES NON DEGENEREEES DANS LE CAS NON-RELATIVISTE	39

$$U(t + \Delta t, t) - 1 = -\frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} V'(t'_1) dt'_1 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_t^{t+\Delta t} V'(t'_1) dt'_1 \int_t^{t'_1} V'(t'_2) dt'_2 + \dots \quad (3.35)$$

On peut faire les changements des variables $t_1 = t'_1 - t$ et $t_2 = t'_2 - t$, et en utilisant la définition (3.30) de $V'(t)$, on trouve :

$$\{U(t + \Delta t, t)\} = \left\{ 1 - \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right) \left[\frac{i}{\hbar} \int_0^{\Delta t} V'(t_1) dt_1 - \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V'(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} V'(t_2) dt_2 + \dots \right] \exp\left(-\frac{iH_E t}{\hbar}\right) \right\}. \quad (3.36)$$

Si on choisit l'intervalle de temps Δt suffisamment grand pour que le produit de facteurs, dans les derniers termes dans l'équation (3.34), soient statistiquement indépendants[8], mais aussi suffisamment petits pour que l'équation aux différences (3.34) soit remplacée par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d}{dt} \{U_g(t, 0) U_e^*(t, 0)\} = \exp\left(\frac{i(H_g - H_e)t}{\hbar}\right) \Phi_{eg} \exp\left(-\frac{i(H_g - H_e)t}{\hbar}\right) \{U_g(t, 0) U_e^*(t, 0)\} \quad (3.37)$$

H_e et H_g sont les projections de H_E sur les sous espaces supérieur et inférieur de la transition. Φ_{eg} est l'opérateur de collision électronique, indépendant du temps et du microchamp ionique. A partir de $\{U(t + \Delta t, t)\}$ (3.36) et son conjugué complexe, on aboutit à :

$$\begin{aligned} (\Delta t) \Phi_{eg} = & \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_0^{\Delta t} [V_g'(t_1) - V_e^{*'}(t_1)] dt_1 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V_g'(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} V_g'(t_2) dt_2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V_e^{*'}(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} V_e^{*'}(t_2) dt_2 - \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^{\Delta t} V_g'(t_1) dt_1 \int_0^{\Delta t} V_e^{*'}(t_2) dt_2 \right\}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

de perturbateurs.

On peut décrire le problème par l'approximation du chemin classique qui consiste à attribuer à chaque perturbateur une localisation ponctuelle et une trajectoire classique. Donc on peut remplacer la trace sur les états des perturbateurs par une moyenne d'ensemble classique, symbolisée par $\{\dots\}_{\text{moy}}$ dans l'espace des phases des perturbateurs :

$$C(t) = \text{Tr}_E \left\{ \left(\vec{d} T^+(t) \vec{d} T(t) \right)_{\text{moy}} \hat{b}_E \right\} \quad (2.32)$$

où Tr_E la trace sur les états de l'émetteur, et $T(t)$ l'opérateur d'évolution agissant sur les fonctions d'onde de l'émetteur seulement, et obéit à l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{dT(t)}{dt} = [H_E + V_{\omega}(t)]T(t) \quad (2.33)$$

où H_E est l'Hamiltonien non perturbé et $V_{\omega}(t)$ est l'opérateur d'interaction.

Si $E_{\alpha\beta} \ll E_{\alpha\alpha'}$, les transitions et couplage Stark induites entre le niveau α et β peuvent être négligeables : c'est l'hypothèse de non-extinction (no-quenching)[23]. Alors $C(t)$ s'écrit d'après l'équation (2.32) :

$$C(t) = \sum_{\alpha\alpha'\beta\beta'} \hat{b}_{\alpha} \left\{ \vec{d}_{\alpha\beta} \langle \beta | T^+(t) | \beta' \rangle \vec{d}_{\beta'\alpha'} \langle \alpha' | T(t) | \alpha \rangle \right\}_{\text{moy}} \quad (2.34)$$

avec \hat{b}_{α} est un élément diagonal de la matrice densité de l'émetteur seul.

Pour simplifier le calcul, on écrit la fonction d'auto-corrélation dans l'espace de Liouville, cette transformation s'écrit comme :

$$C(t) = \left\langle \left\langle \vec{d}^* \{ [U_I(t)] \} \vec{d} \right\rangle \right\rangle \quad (2.35)$$

$|\vec{d}\rangle$ est l'opérateur moment dipolaire émissif défini dans l'espace de Liouville, $\{U_I(t)\}$ est la moyenne sur les états du bain de l'opérateur d'évolution $U_I(t)$ du système[24]. Pour un état l , cet opérateur représente la solution du système différentiel suivant appelé "équation de Liouville" :

Dans la base des états du système $\{\Psi_\alpha, \Psi_\beta\}$, les éléments dipolaires radiatifs relient un état α (du groupe de niveaux $\{\{a\}\}$) à un état β (du groupe de niveaux $\{\{b\}\}$) par la formule $e \langle \alpha | \vec{E} \cdot \vec{r} | \beta \rangle = \vec{d}_{\alpha\beta} \cdot \vec{E}$.

Les éléments dipolaires qui couplent les états à l'intérieur du même groupe, sont appelés couplage Stark[18]. Les effets de tous les perturbateurs qui agissent sur l'émetteur, se traduisent par un élargissement, ou un déplacement ou par une levée de dégénérescence des niveaux. Les spectres expérimentaux des plasmas sont un moyen très important pour la comparaison avec les spectres théoriques obtenus. L'énergie rayonnée résultante par le rayonnement dipolaire d'un émetteur immergé dans un plasma, comme une puissance rayonnée par unité de fréquence ω , est donnée par[19, 20] :

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3} I(\omega) \quad (2.22)$$

où $I(\omega)$, est la fonction de profil de la raie, définie par :

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \delta(\omega - \omega_{\alpha\beta}) b_\alpha \quad (2.23)$$

où la transition est d'un état α d'énergie E_α à un état β d'énergie E_β , $\omega_{\alpha\beta}$ est la fréquence émise $\omega_{\alpha\beta} = (E_\alpha - E_\beta)/\hbar$, et c est la vitesse de la lumière, \vec{d} est l'opérateur moment dipolaire entre deux états, b_α est la probabilité de trouver le système dans l'état α , à l'équilibre thermodynamique. On a :

$$b_\alpha = \exp\left(-\frac{E_\alpha}{K_B T}\right) / \sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{K_B T}\right) \quad (2.24)$$

Utilisons la fonction d'autocorrélation du moment dipolaire électrique (transformation de Fourier), introduite la première fois par Anderson[21] :

$$C(t) = \int_0^\infty \exp(-i\omega t) I(\omega) d\omega = \sum_{\alpha\beta} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \exp(-i\omega_{\alpha\beta} t) b_\alpha \quad (2.25)$$

La propriété de symétrie par renversement du temps $C(-t) = [C(t)]^*$, permet de réduire le domaine d'intégration aux valeurs positives du temps, donc on retrouve $I(\omega)$:

2.1.2 Paramètres d'un plasma

Pour pouvoir décrire plus précisément les phénomènes physiques dans le plasma, nous définissons quelques paramètres principaux.

Longueur de Landau

Une autre longueur importante intervient dans l'analyse des phénomènes de collisions et dans les corrélations de position dans un plasma. La longueur de Landau représente la longueur critique d'interaction binaire, c'est-à-dire la distance à laquelle il faut que deux électrons s'approchent pour que leur énergie d'interaction binaire soit du même ordre de grandeur que leur énergie cinétique[6] :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 K_B T} \quad (2.2)$$

où T est la température électronique, K_B est la constante de Boltzmann, e est la charge d'électron en valeur absolue. En pratique la longueur de Landau r_0 peut s'écrire (en cm) sous la forme :

$$r_0 = 1.672 \times 10^{-9} \frac{1}{T} \quad (\text{CGS}) \quad (2.3)$$

avec la température étant T en K.

Fréquence plasma

Lorsqu'on perturbe un plasma initialement neutre, par exemple en déplaçant des électrons d'une petite distance (par rapport à longueur de Debye λ_D) relativement aux ions voisins, les électrons se joignent d'oscillations autour de la position d'équilibre[2]. Ce type d'oscillations a été constaté pour la première fois par Penning[7]. On peut dire que la fréquence plasma ω_{pe} caractérise l'échelle temporelle, sa forme est :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e q^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

4	L'OPERATEUR DE COLLISION ELECTRONIQUE RELATIVISTE ET NON RELATIVISTE DES RAIES DEGENEREEES	52
4.1	INTRODUCTION	52
4.2	APPROCHE D'ALEXIOU	53
4.2.1	Approche non relativiste	54
4.2.2	Approche relativiste	57
5	L'OPERATEUR DE COLLISION ELECTRONIQUE RELATIVISTE ET PROFIL DES RAIES (RESULTATS ET DISCUSSIONS)	61
5.1	INTRODUCTION	61
5.2	ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE RELATIVISTE DES RAIES ISOLEES DEGENEREEES	62
5.2.1	L'influence de la température	63
5.2.2	L'influence du paramètre de la relativité	65
5.2.3	L'influence de la densité électronique	68
5.2.4	Influence du nombre spectroscopique de charge	69
5.3	L'EFFET RELATIVISTE SUR LE PROFIL DE RAIES	70
5.3.1	Influence de la température sur le profil de raies	73
6	CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	77
A	Espace de Liouville	81
B	Intégration angulaire	83

Table des figures

2-1	Diagramme de classification des plasma (CGS) où R représente un plasmas relativiste, K plasmas cinétiques classiques, C plasmas denses à fortes corrélations, D plasmas dégénérés quantiquement (métaux), F gaz faiblement ionisés[2].	16
3-1	Trajectoires dans le système du centre de masse.(a) Trajectoires des deux particules et (b) Trajectoire de la particule (de masse réduite) représentant le mouvement relatif.	35
5-1	Variations des opérateurs $\phi(0)$, $\phi_M^*(0)$, $\phi_J^*(0)$ en fonction de la température électronique de la raie Ly - α de Cu ⁺²⁸ pour $N_e = 10^{20}$ cm ⁻³	63
5-2	Variations des pourcentages des apports $\frac{\Delta\phi_M^*(0)}{\phi(0)}\%$, $\frac{\Delta\phi_J^*(0)}{\phi(0)}\%$ en fonction de la température électronique de la raie Ly - α de Cu ⁺²⁸ pour $N_e = 10^{20}$ cm ⁻³	64
5-3	Comparaison entre l'opérateur de collision relativiste $\phi_M^*(0)$ et non relativiste $\phi(0)$ pour $\beta \rightarrow 0$. Avec $N_e = 10^{18}$ cm ⁻³ , $Z = 26$	66
5-4	Comparaison entre l'opérateur de collision relativiste $\phi_M^*(0)$ et non relativiste $\phi(0)$ pour $\beta \rightarrow 0$ avec $N_e = 10^{20}$ cm ⁻³ , $Z = 29$	67
5-5	Variations des opérateurs $\phi(0)$, $\phi_M^*(0)$, $\phi_J^*(0)$ en fonction de la densité électronique de la raie Ly - α de Cu ⁺²⁸ pour $N_e = 10^{20}$ cm ⁻³	68
5-6	Variation de l'opérateur de collisions (relativiste et non relativiste) en fonction du nombre atomique Z.	69
5-7	Comparaisons des effets relativistes sur raie Ly - α d'Argent hydrogénoïde Ag ⁺⁴⁶ à $T = 8.3 \times 10^8$ K et $N_e = 10^{24}$ cm ⁻³ , pour différentes distributions des vitesses.	70

5-8	Effet du paramètre de la relativité β sur l'élargissement électronique relativiste de la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} , avec la distribution de Maxwell-Jüttner des vitesses, à $T = 8.3 \times 10^9$ K et $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$	71
5-9	L'élargissement électronique relativiste de la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} à $T = 8.3 \times 10^9$ K et $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, avec la distribution de Maxwell des vitesses, pour différentes valeurs du paramètre de relativité β	72
5-10	La raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} à $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, pour différentes valeurs de la température électronique T	73
5-11	Effet de la température électronique T sur l'élargissement électronique relativiste de la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} , avec la distribution de Maxwell-Jüttner des vitesses, à $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$	74
5-12	La raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} à $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, avec la distribution de Maxwell des vitesses, pour différentes valeurs de la température électronique T	75

Chapitre 1

INTRODUCTION GENERALE

A la fin du XVII^{ème} siècle, Isaac Newton remarqua que lorsqu'une source lumineuse blanche traverse un prisme et que l'on place un écran devant, la lumière apparaît comme un mélange de couleurs séparées (ce qui nous permet de les distinguer). C'est l'acte de naissance de la spectroscopie. Le principal but de la spectroscopie des plasmas, est l'analyse du rayonnement émis par une matière partiellement ou totalement ionisée. Elle est employée comme un moyen de diagnostic dans les plasmas qui ne perturbe pas le milieu et permet l'étude à la fois dans l'espace et dans le temps.

Le rayonnement émis par le plasma permet de relier d'une part, les propriétés d'un émetteur isolé avec les propriétés du plasma qui l'entoure (traduction de l'interaction émetteur-milieu à travers des processus d'ionisation, de recombinaison, d'excitation et désexcitation), et d'autre part, les propriétés macroscopiques du milieu (abondance des diverses espèces ioniques dans un état d'excitation donné, température ionique, température et densité électronique, charge effective, pertes radiatives, état d'équilibre, phénomène de transport) et les propriétés microscopiques des différents constituants.

Ce rayonnement est décomposé soit par réfraction, soit par diffraction et l'on observe des raies brillantes ou obscures selon qu'elles sont en émission ou en absorption. De l'intensité de ce spectre ou du profil des raies, on veut déduire des renseignements sur les conditions physiques (température, densités, champs de vitesse, champ électrique, champ magnétique....) par un

élargissement et/ ou un déplacement. Les plasmas usuellement étudiés au laboratoire couvrent une gamme de densités allant de 10 particules par cm^{-3} (espace interstellaire) jusqu'à 10^{25} particules par cm^{-3} (intérieur des étoiles, fusion par confinement inertiel), et de températures comprises entre 10^2 K et 10^8 K.

Les raies obtenues dans la spectroscopie des plasmas ne sont pas infiniment fines et ont un profil qui donne la répartition de l'intensité dans la raie. Le profil reflétera les propriétés physiques du plasma : il pourra être Doppler au centre de la raie alors que sur les ailes, dans les plasma denses, seront fortement influencées par les autres particules du plasma qu'elles soient neutres ou chargées, ce qu'on appelle "effet Stark". Ce dernier est l'un des mécanismes d'élargissement de la raie spectrale, il intervient quand un atome, une molécule, ou un ion, qui émet la lumière dans un gaz, est perturbé par ses interactions avec les autres constituants du gaz plasmonique, tels que d'autres atomes, molécules, ions, ou électrons. L'étude de ce phénomène est nécessaire pour des observations spectroscopiques précises, elle peut en outre donner des indications et informations utiles sur les conditions et les concentrations dans le plasma. L'élargissement des raies est devenu un moyen important pour mesurer les températures de toute la gamme de densités des espèces formant le gaz de plasma.

Parmi les théories les plus utilisées dans ce domaine est celle dite l'approximation de chemin classique qui met en évidence ces effets et a suscité beaucoup d'attention ces dernières années. Elle est basée sur la considération classique, c'est-à-dire que la dynamique des perturbateurs, atomes, molécules, ions ou électrons qui perturbent l'émetteur, est régi par les lois de la mécanique classique. Ainsi, l'approximation du chemin classique suppose que chaque perturbateur peut être localisé et suivi sur une trajectoire droite, dans le cas où l'émetteur est neutre (négligeant leurs interaction mutuelles). Mais dans le cas d'un émetteur chargé, les perturbateurs décrivent des trajectoires hyperboliques.

Deux approches peuvent être utilisées pour décrire la contribution des perturbateurs chargés sur le profil des raies. Les électrons qui sont responsables, à cause de leur forte mobilité, des variations de la phase du train d'onde émis, contribuent dans une composante électronique du champ électrique, par une approche collisionnelle. Tandis que les ions, plus lourds donc plus lents, qui génèrent des champs électriques peuvent être considérés constants pendant le processus

d'émission, sont traités dans l'approche d'un champs quasi-statique. Ainsi la théorie de base des profils de raies repose sur deux points de vue, l'approximation d'impact pour les électrons et l'approximation quasi-statique pour les ions perturbateurs [1].

De nombreux travaux ont été effectués pour calculer l'élargissement des raies isolées dans un plasma [2], en utilisant l'approximation d'impact pour des électrons dans sa version semi-classique, et l'approximation quasi-statique pour les ions [3, 4, 5].

La trajectoire suivie par le perturbateur induit un changement notable sur la valeur de l'opérateur de collision électronique. Ceci étant, 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 le pourcentage de l'apport de l'effet du mouvement relativiste de l'électron autour de l'ion émetteur sur l'élargissement des raies spectrales isolées ?

Cette thèse est divisée en cinq chapitres couvrant l'étude de l'opérateur de collision électronique relativiste, c'est à dire pour des vitesses électroniques excessives. Ce qui nous intéresse particulièrement dans notre travail sont les plasmas de faible densité et hautes températures où les collisions (électron-ion) considérées être binaires, ce qui permet d'appliquer l'approximation d'impact et de proposer une considération classique pour les électrons perturbateurs.

Le premier chapitre est consacré à présenter les plasmas et ses paramètres. Nous allons aussi présenter les causes principales d'élargissement des raies, les largeurs de raies à mi-hauteur. Ce chapitre comprend une description générale du formalisme de base de calcul du profil de raies, ainsi qu'un rappel du formalisme d'élargissement des profils de raies, et des principaux paramètres et des approximations utilisées.

Dans le deuxième chapitre nous allons exposer les types des collisions binaires. Nous allons introduire la formule de la trajectoire du perturbateur, ensuite nous allons déduire les équations paramétriques non relativistes du mouvement. Ainsi, nous allons développer des expressions des opérateurs de collisions électroniques non relativistes et dans le cadre de l'approximation dipolaire.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de l'opérateur de collision électronique pour l'élargissement Stark des raies isolées dans l'approximation d'impact et dans une description semi-classique (dipolaire électrique). Ce calcul tient compte de la théorie relativiste du mouvement classique de l'électron dans le plasma. Nous allons définir les équations paramétriques de mouvement. Deux distributions des vitesses peuvent être utilisées pour évaluer la moyenne sur les vitesses, la distribution des vitesses de Maxwell et la distribution relativiste de Maxwell-Jüttner.

Dans le quatrième chapitre de cette thèse, nous avons développé une estimation de la contribution relativiste des collisions binaires ion-électron dans la largeur des raies isolées, où la structure fine de l'ion émetteur est négligée. Nous avons calculé l'opérateur de collision électronique relativiste du rayonnement dipolaire d'un ion immergé dans un plasma, dans le cadre de l'approximation d'impact et l'approximation semi-classique. Deux approches différentes sont utilisées pour calculer l'amortissement électronique, approche d'Alexiou et celle de Griem pour les deux cas relativiste et non relativiste. La moyenne sur les vitesses et le paramètre d'impact s'exprime par l'intégrale sur la fonction de distribution des vitesses de Maxwell et celle relativiste de Maxwell-Jüttner.

Enfin les discussions et la conclusion ont fait l'objet du cinquième chapitre. Nous avons comparé l'opérateur de collision relativiste et non relativiste pour différents paramètres des plasmas (la densité électronique, la température électronique, le nombre spectroscopique, le paramètre de relativité), pour les raies dégénérées, pour les deux distributions des vitesses (Maxwell et Maxwell-Jüttner). Sous ces mêmes conditions, nous avons présenté l'influence du paramètre de relativité et de la température sur le profil des raies dégénérées.

Bibliographie

- [1] M. Baranger; "Atomic and Molecular Processes"; Chap. 13. Ed. par. D. R. Bates, Academic Press Inc. New York, (1962).
- [2] P. W. Anderson, Phys. Rev. 76, 647, (1949).
- [3] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel, Phys. Rev. 125, 177, (1962).
- [4] S. Sahal-Bréchet, Astron. Astrophys. 2, 322, (1969).
- [5] M. Baranger, Phys. Rev. 112, 855, (1958).

Chapitre 2

GENERALITES SUR LES PLASMAS ET PROFILS DES RAIES

2.1 GENERALITES SUR LES PLASMAS

2.1.1 Définition du plasma

La matière, constituant notre environnement proche, se présente essentiellement sous forme : solide, liquide, et gazeuse. Au-delà de ces trois états et à l'échelle des températures, un nouveau type d'états se présente le PLASMA[1]. Ce mot utilisé, surtout en astrophysique, n'est rien d'autre qu'un gaz fortement chauffé ou soumis à un champ électrique et qui est, de ce fait devenu, ionisé : un ensemble de particules comportant des particules neutres (atomes ou molécules neutres) et aussi des particules chargées (ions et électrons libres). On peut décrire une caractéristique très importante dans un plasma ; les effets collectifs des particules sont plus importants que les effets dus aux forces coulombiennes entre particules proches[2] : un électron ou un ion du plasma interagit à chaque instant avec beaucoup d'autres. Dans un volume macroscopique la somme totale des charges doit être nulle (globalement neutre). Le terme plasma a été introduit en physique en 1928[3] par le physicien américain I. Langmuir comme une définition de certaines régions équipotentiellles contenant un gaz ionisé électriquement neutre, dans les tubes

PLASMAS USUELS	$\text{Log}_{10}N_e$	$\text{Log}_{10}T$
Ionosphère, couche D, altitude 70 Km	3	2.5
Décharge dans les gaz- courant faible	11	4
Convertisseur M.H.D	16	3
Gaz interstellaire	0	3.5
Couronne solaire	7	6.5
Plasmas de tokamak	14	7
Magnétosphère de pulsar	12	16
Electrons dans les métaux.	23	2.5
Intérieur des étoiles	27	7.5

TAB. 2.1 – paramètres de quelques plasmas typiques (CGS)

à décharge[4]. Une très large gamme des valeurs de température électronique T (exprimée en K) et de densité électronique N_e (exprimée en cm^{-3}), est couverte par les applications de la physique des plasmas. Le tableau (2.1) contient des valeurs pour des plasmas typiques[2].

Le plasma est caractérisé par son degré d'ionisation (10^{-10} jusqu'à 1) qui est défini comme le rapport de la densité ionique N_i (ou électronique) sur la densité totale d'électrons et d'espèces (neutres) non ionisées N_0 [5] :

$$\alpha = \frac{N_i}{N_i + N_0} \quad (2.1)$$

Pour chaque gaz, on définit une valeur critique α_0 du degré d'ionisation propre. Dans le cas où $\alpha < \alpha_0$ les gaz sont dit faiblement ionisés, dans lesquels les collisions binaires entre électron (ou un ion) et une molécule. Si ($\alpha > \alpha_0$) le gaz est fortement ionisé où les interactions entre particules, sont les interactions coulombiennes dites collectives.

où ω_{pe} exprimée en SI, N_e est la densité électronique du plasma non perturbé (initial)(en cm^{-3}), q est la charge d'électron(en C), m_e est la masse d'électron (en kg), ϵ_0 est la constante diélectrique.

La forme numérique de ω_{pe} en Hz est :

$$\omega_{pe} = 5.64 \times 10^4 N_e^{1/2} \quad (2.5)$$

On peut définir aussi le temps caractéristique du plasma f_{pe} :

$$f_{pe} = 2\pi/\omega_{pe} \quad (2.6)$$

c'est le temps de réponse d'un plasma soumis à une excitation et correspond à un temps de l'ordre de ω_{pe}^{-1} .

Longueur de Debye

On considère une charge ponctuelle d'ion q_i au sein du plasma, entourée d'un certain nombre de charges de signes opposés, le potentiel de Debye est donné par[8] :

$$\Phi = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D} \quad (2.7)$$

avec :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{q^2 N_e}} \quad (2.8)$$

où q est la charge d'électron. La grandeur λ_D représente la longueur de Debye, c'est la distance moyenne au bout de laquelle la perturbation due à la présence de l'ion est écrantée par les électrons[9]. En exprimant la température du plasma T en K et N_e en cm^{-3} , la formule de λ_D est donnée par :

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T}{N_e}} \quad (\text{cm}) \quad (2.9)$$

Rayon de la sphère ionique

Pour trouver une idée sur la distance moyenne entre les ions, on définit le paramètre R_S appelé le rayon de la sphère moyenne, c'est la distance occupée par un ion en mouvement dans l'espace. R_S est donné par la formule suivante[10] :

$$R_s = \left(\frac{3}{4\pi Ni} \right)^{1/3} \quad (\text{CGS}) \quad (2.10)$$

Paramètre de couplage

On peut introduire une grandeur critique dans le plasma, c'est le paramètre de couplage Γ défini par :

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{K_B T_a R_s} \quad (2.11)$$

avec Ze est la charge de l'ion, T_a la température de milieu.

Les plasmas faiblement couplés ce sont les plasmas où l'énergie d'interaction entre particules est faible devant l'énergie thermique, c'est le cas où $\Gamma \ll 1$ [11]. Par contre la condition $\Gamma \geq 1$ signifie que le plasma est fortement couplé (la sphère de Debye est peu peuplée).

2.1.3 Classification des plasmas

Les plasmas peuvent être divisés en trois catégories d'après leur température, en mesurant l'énergie cinétique des électrons et des ions.

La première catégorie correspond aux plasmas dits (chauds), la température de ce type de plasma est de l'ordre de quelques millions de degrés, elle correspond généralement aux plasmas stellaires (soleil, ...). La deuxième catégorie représente les plasmas dits (thermiques) ou en équilibre thermodynamique locale. Ce sont des plasmas caractérisés par une température égale, pour toutes les espèces (électrons, ions, molécules), à quelques milliers de degrés. La troisième catégorie représente les plasmas dits (froids) ou hors d'équilibre thermodynamique. Dans ce

type de plasma, la température des ions et des neutres, est proche de la température ambiante, est bien inférieure à celle des électrons ($10^4 - 10^5$ K).

La comparaison des trois longueurs fondamentales r_0 , λ_D , et d_e (la distance moyenne entre deux électrons $N_e d_e^3 = 1$) permet d'introduire une classification générale des plasmas selon les valeurs relatives de la densité et de la température en échelle logarithmique[2]. Pour présenter la classification des plasmas sur un diagramme simple [figure (2-1)], on introduit ϵ_F qui est l'énergie de Fermi, et λ_D la longueur d'écran de Debye, cette longueur peut s'exprimer en fonction de la densité électronique N_e , de la densité ionique N_i , et de la température d'électrons T :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{q^2 N_e + q_i^2 N_i}} \quad (2.12)$$

avec q , et q_i la charge de l'électron et la charge d'ion respectivement.

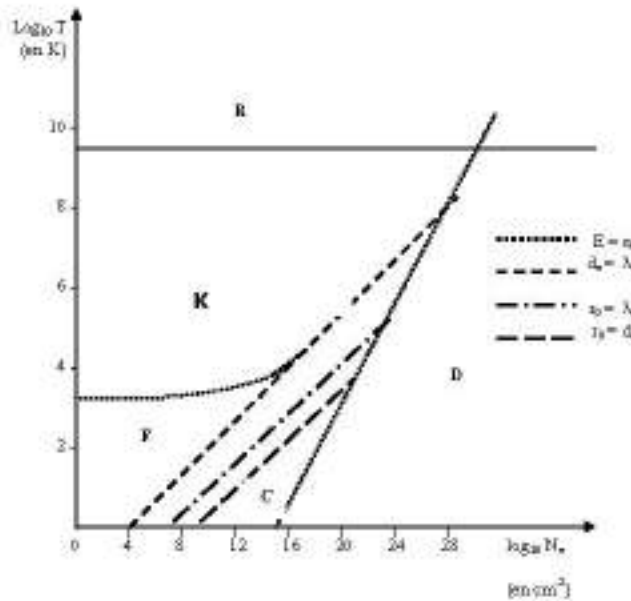


FIG. 2-1 - Diagramme de classification des plasma (CGS) où R représente un plasmas relativiste, K plasmas cinétiques classiques, C plasmas denses à fortes corrélations, D plasmas dégénérés quantiquement (métaux), F gaz faiblement ionisés[2].

2.2 PROFIL DE RAIE : FORMALISME ET CALCUL

Les mesures de températures des plasma thermique sont difficiles. La plupart des gaz sont très lumineux dès que leur température dépasse 10^4 K. Moyennant cette difficulté, une méthode de diagnostic a été développée pour sonder les plasmas thermiques, et ainsi mesurer leurs conditions et leurs concentrations. C'est la méthode de spectroscopie optique de l'émission ou de l'absorption.

2.2.1 Mécanismes d'élargissement des profils de raies

Si l'on examine les raies spectrales observées lors de l'émission ou de l'absorption du rayonnement, on constate que les photons émis occupent un domaine étroit mais non nul, donc les raies ne sont pas infiniment fines[12], mais elles ont une certaine largeur et un profil qui donne la distribution du rayonnement autour de la fréquence centrale ω_0 . Il existe cinq causes principales de l'existence de cette largeur.

Largeur naturelle

Un niveau d'énergie n'est pas fin, mais a une largeur naturelle ΔE , selon le principe de Heisenberg donnée par :

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.13)$$

où τ la durée de vie du niveau d'énergie. La transition entre deux niveaux d'énergies i et j , sera donc une transition entre deux niveaux de largeur fine. Le photon émis ayant une fréquence centrale ν_0 , et une énergie $\hbar\nu_0$ telle que :

$$E_j - E_i = \hbar\nu_0 \quad (2.14)$$

Ce qui donne la largeur naturelle de la raie $\Delta\nu$ à mi-hauteur :

$$\Delta\nu = \frac{\frac{1}{\tau_j} + \frac{1}{\tau_i}}{4\pi} \quad (2.15)$$

où τ_a est la durée de vie du niveau a . Si I est l'intensité totale de la raie, l'intensité I_ν d'émission d'un photon de fréquence ν entre deux niveaux i et j s'écrit[13] :

$$I_\nu = \frac{I}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + (\Delta\nu)^2} \quad (2.16)$$

Le profil d'émission I_ν suit un profil Lorentzien. La largeur naturelle est très faible devant les autres causes d'élargissement. Elle sera donc toujours négligeable vis-à-vis des élargissements mesurés expérimentalement.

Elargissement Doppler

Lorsqu'une particule émettrice est animée d'une vitesse de composante $V \ll c$ suivant la direction d'observation, la fréquence de rayonnement émis dépend de la vitesse, V par rapport au détecteur, c'est l'effet Doppler. Pour un atome en mouvement vers l'instrument de mesure, la fréquence d'émission observée est :

$$\Delta\nu = \nu - \nu_0 = \nu_0 \frac{V}{c} \quad (2.17)$$

où V est la vitesse moyenne donnée par $(2K_B T/m)^{1/2}$ avec T est la température, m est la masse de l'émetteur considéré, et ν_0 est la fréquence d'émission au repos.

La superposition des raies émises par le plasma contenant un ensemble d'atomes avec des vecteurs de vitesse, orientés dans toutes les directions de l'espace avec des modules répartis selon une loi Maxwellienne. Ce qui conduit à un profil Doppler de type Gaussien symétrique autour de la fréquence émise par l'émetteur au repos ν_0 , et de mi-largeur $\Delta\nu_D$ [13] :

$$\frac{I_\nu}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp \left[- \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \quad (2.18)$$

où I est l'intensité totale dans la raie, I_ν est l'intensité de la fréquence ν .

L'élargissement Doppler est donné par :

$$\Delta\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{2K_B T}{mc^2}} \quad \text{Hz} \quad (2.19)$$

où T est la température en Kelvin, $m = A.M_P$ est la masse en unité de masse atomique, A est le nombre atomique, et M_P est la masse du proton. De façon pratique, pour une raie émise par un atome de masse atomique A dans un milieu gazeux peu dense à la température absolue T (en Kelvin), et ν_0 est la fréquence de la raie en eV, on obtient la largeur totale à mi-hauteur, exprimée en eV :

$$2\Delta\nu = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{A}} \quad (2.20)$$

L'élargissement Doppler ne dépend pas de la densité électronique, par contre en remarque une relation directe avec la température. Alors cette largeur est prédominante pour les plasmas à haute température et faible densité électronique, elle est utilisée comme un moyen précieux pour estimer la température d'un milieu.

Amortissement par collisions

Les collisions de l'atome émetteur avec d'autres particules (atome, électron, ion) sont à l'origine de l'élargissement collisionnel des raies. Cet élargissement étant d'autant plus important que les densités sont élevées, ou l'effet Doppler et l'élargissement naturel sont négligeables[14]. On distingue deux types d'élargissements collisionnels :

- L'élargissement dû aux collisions de l'atome excité avec des atomes ou des molécules neutres à cause des forces de Van Der Waals.
- L'élargissement dû aux collisions de l'atome excité avec les particules chargées (électrons, ions) à cause des forces coulombiennes, est l'élargissement Stark.

Les collisions engendrent l'élargissement des raies spectrales selon un profil Lorentzien. L'élargissement Stark devient prédominant dès que le taux d'ionisation dépasse 1%[15], ce qui est le cas de notre étude. Par conséquent, nous allons expliquer plus en détails ce dernier phénomène.

L'émetteur subit le champ électrique produit par les particules chargées du bain thermique, ce cas sera intéressant lorsque les propriétés de l'émetteur dépendent d'un environnement local

plus ou moins stable, ce qui est le cas par exemple pour des interactions ion-émetteur dans un plasma (Effet Stark), c'est la théorie quasi-statique. Dans la suite de l'étude de l'élargissement nous allons voir un aperçu sur ces deux théories.

Fonction d'appareil

La largeur de la raie des spectres expérimentaux est due à deux contributions la largeur primaire et la largeur instrumental de l'appareil utilisé; La forme des raies élargies par la fonction d'appareil sont décrites par des fonctions Gaussiennes. L'élargissement instrumental est donné par la relation suivante[16] :

$$\Delta\lambda_{\text{app}} = \frac{d}{kL} \sqrt{1 - \left(\frac{k\lambda}{2d}\right)^2} \delta x \quad (2.21)$$

où d est le pas du réseau, k est l'ordre de travail du spectromètre, L est la distance focale du miroir du monochromateur, δx est la distance entre deux pixels de la caméra CCD.

Effet Zeeman

Une perturbation sera produite par l'interaction d'un champ magnétique avec les moments cinétiques de l'atome (mouvement du noyau et des électrons), cette perturbation permet de lever la dégénérescence des niveaux de l'énergie, cela se produit par une perturbation du profil observé[17].

2.2.2 Calcul du profil de raie Stark

Nous considérons que les transitions radiatives se font entre des états de deux groupes de niveaux d'énergie de l'émetteur (atome double), qui sont répartis en un groupe de niveaux supérieurs, noté $\langle\langle a \rangle\rangle$, formé des états $\Psi_\alpha, \Psi_{\alpha'}, \dots$, et un groupe de niveaux inférieur, noté $\langle\langle b \rangle\rangle$, formé des états $\Psi_\beta, \Psi_{\beta'}, \dots$, où $E_{\alpha\alpha'} \ll E_{\beta\alpha}$ et $E_{\beta\beta'} \ll E_{\beta\alpha}$. Une transition radiative de l'atome se fait entre les deux groupes de niveaux $\langle\langle a \rangle\rangle$ et $\langle\langle b \rangle\rangle$.

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int_0^{+\infty} C(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (2.26)$$

On définit l'opérateur d'évolution du système total en représentation de Schrödinger :

$$T_{\mathcal{T}}(t, 0) = \exp\left(-\frac{iHt}{\hbar}\right) \quad (2.27)$$

avec :

$$H = H_E + H_B + V_{CI} \quad (2.28)$$

où H est l'Hamiltonien du système complet, H_E est l'Hamiltonien du système émetteur, H_B est l'Hamiltonien du bain de perturbateurs, et V_{CI} est le potentiel d'interaction émetteur-bain.

La fonction d'autocorrélation du dipôle peut être transformée sous la forme d'une trace sur les états du système quantique.

$$C(t) = \text{Tr} \left\{ \vec{d} T_{\mathcal{T}}^{\dagger}(t, 0) \vec{d} T_{\mathcal{T}}(t, 0) \hat{b} \right\} \quad (2.29)$$

Le système à l'équilibre à la température T , est formé par l'émetteur et l'ensemble des perturbateurs. La matrice densité \hat{b} du système s'écrit :

$$\hat{b} = \exp\left(-\frac{H}{K_B T}\right) \quad (2.30)$$

Si on suppose que le couplage entre l'émetteur et le système des perturbateurs, est faible ($\frac{V_{CI}}{K_B T} \ll \frac{H_E + H_B}{K_B T}$), on peut séparer la matrice densité à l'instant initial, en deux matrices densités $\hat{b}_E \hat{b}_B$ (\hat{b}_E et \hat{b}_B sont les matrices densités relatives à l'émetteur et au bain de perturbateurs)[22]. La condition $\hbar\omega \ll K_B T$ est équivalente à la condition de l'approximation de couplage faible. Cette approximation cesse d'être valable sur l'aile lointaine de la raie. Cette séparation permet de calculer la trace dans l'équation (2.29) successivement sur chaque sous-système :

$$C(t) = \text{Tr}_E \left\{ \text{Tr}_B \left(\vec{d} T_{\mathcal{T}}^{\dagger}(t) \vec{d} T_{\mathcal{T}}(t) \hat{b}_B \right) \hat{b}_E \right\} \quad (2.31)$$

où les traces Tr_E et Tr_B ne portent respectivement que sur les états de l'émetteur et du bain

$$\begin{cases} U_i(t=0) = 1 \\ \frac{d}{dt}U_i(t) = -iL(t)U_i(t) \end{cases} \quad (2.36)$$

$L(t)$ est l'opérateur de Liouville qui résulte d'un produit tensoriel de l'espace de Hilbert H et de son dual H^d .

$$L = \frac{1}{\hbar} \left(H \otimes 1^d - 1 \otimes H^d \right) \quad (2.37)$$

L'opérateur de Liouville $L(t)$ s'écrit comme :

$$L(t) = L_0 + l(t) \quad (2.38)$$

avec $l(t)$ est l'opérateur dépendant du temps, qui représente l'interaction ion émetteur-bain, et L_0 est l'opérateur de Liouville de l'émetteur isolé. L'équation (2.36) s'écrit :

$$\begin{cases} U_i(t=0) = 1 \\ \frac{d}{dt}U_i(t) = -i(L_0 + l(t))U_i(t) \end{cases} \quad (2.39)$$

Lorsqu'un perturbateur chargé entre en collision avec une particule qui émet un rayonnement, le potentiel d'interaction entre les deux particules modifie l'hamiltonien de l'émettrice, et donc les niveaux d'énergie de la transition considérée. De plus les champs électriques produits par les perturbateurs chargés fluctuent. Il en résulte que la raie d'émission sera élargie. L'élargissement Stark étant lié essentiellement à la densité des perturbateurs et de la température. En d'autres termes, il sera possible d'estimer la densité des perturbateurs. L'effet Stark est très important dans les plasmas de degré d'ionisation élevé[26], dans tous les cas présentés dans la suite de notre travail, l'effet Stark est dominant.

Dans l'équation (2.39) l'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs représentée par l'interaction de Coulomb :

$$V = -\vec{d} \cdot \vec{E}(t) \quad (2.40)$$

où \vec{d} est l'opérateur moment dipolaire, et $\vec{E}(t)$ est le champ électrique créé par les perturba-

teurs au centre de l'atome à l'instant t . Le champ ressenti par l'émetteur est un champ créé par les ions et les électrons du milieu, ce microchamp a deux composantes l'une ionique \vec{E}_i , et l'autre électronique \vec{E}_e :

$$\vec{E}_t(t) = \vec{E}_i(t) + \vec{E}_e(t) \quad (2.41)$$

Les théories modernes décrivant l'élargissement Stark ont pour origine les travaux de Baranger (1958)[26, 27]. Immédiatement elles sont suivies de ceux de Kolb et Griem[28], où les électrons sont traités dans le cadre de la théorie d'impact et les ions dans le cadre de la théorie quasi-statique.

Temps d'intérêt

Le temps caractéristique du processus d'élargissement appelé temps d'intérêt Δt_i , est l'intervalle de temps pendant lequel on prend en compte le déroulement des phénomènes d'interaction entre les émetteurs et les perturbateurs[29]. Il est donné par :

$$\Delta t_i = \frac{1}{\Delta\omega}, \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0 \quad (2.42)$$

où ω_0 est la fréquence du centre de la raie.

Temps de collision

Le temps de collision moyen t_c est la durée pendant laquelle il y a une collision entre l'émetteur et les particules chargées, c'est le rapport du paramètre d'impact de la collision ρ sur la vitesse thermique la plus probable du perturbateur v_{pr} :

$$t_c = \frac{\rho}{v_{pr}} \quad (2.43)$$

avec :

$$\frac{4}{3}\pi\rho^3 N_e = 1 \quad (2.44)$$

où N_e est la densité électronique du plasma. Si le temps d'intérêt Δt_i est bien plus grand ou bien plus petit que le temps de collision t_c , le problème de calcul du profil de raies se simplifie énormément, à partir de deux approximations limites possibles[24, 30, 31] : l'approximation d'impact et l'approximation quasi-statique.

Approximation d'impact

La validité de l'approximation d'impact est que les durées t_c des collisions, doivent être beaucoup plus grandes que le temps d'intérêt Δt_i [26, 27, 32]. Si $\Delta\omega$ est la largeur de la raie, l'intervalle de temps Δt_i est de l'ordre de $1/\Delta\omega$. La condition de validité de la théorie d'impact est définie par[33] :

$$\Delta\omega.t_c \ll 1$$

Les électrons, particules rapides ont des masses très faibles, des temps de collisions très courts devant le temps d'intérêt Δt_i . Donc ils sont traités par l'approximation d'impact[21]. Un ordre de grandeur \bar{p} appelé "paramètre d'impact moyen" peut être obtenu à partir de la largeur de la raie $\Delta\omega$, il est donné par :

$$\bar{p}^2 = \frac{r_e^2}{\hbar\Delta\omega}$$

où r est le rayon moyen de l'atome hydrogénoïde, relié au le nombre quantique principal du niveau supérieur et le rayon de Bohr a_0 par :

$$r = \frac{n^2 a_0}{Z}$$

Z est le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur. En utilisant l'estimation $\bar{p} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} N_e^{-1/3}$, la condition de validité de l'approximation d'impact s'écrit[27] :

$$\frac{Z^3 A}{n^6} \gg 1 \tag{2.45}$$

avec :

$$A = \frac{2(2\pi m_e K_B T)^{3/2}}{N_e h^3} \quad (2.46)$$

où N_e représente la densité en nombre d'électrons, T est la température des électrons, m_e la masse d'un électron, et A est le nombre d'états quantiques accessibles pour chaque électron. Les grandes valeurs de A devant l'unité, permettent d'utiliser une statistique classique de Maxwell; Des petites valeurs de A signifient que le gaz d'électrons est dégénéré[31]. Souvent la condition (2.45) est satisfaite, y compris pour des valeurs du nombre quantique principal n élevées.

Les interactions des électrons perturbateurs avec l'émetteur sont données par un opérateur de collision électronique ϕ [12, 22, 33, 34, 35]. Dans l'opérateur de Liouville $L(t)$, le terme $-i\phi$ présente la contribution de la composante électronique :

$$L(t) = L_0 + l_i(t) - i\phi \quad (2.47)$$

avec :

$$l(t) = l_i(t) - i\phi \quad (2.48)$$

où l_i est l'effet de la composante ionique.

Le terme $-i\phi$ est non hermétique, ϕ dans la formule de l'opérateur de Liouville représente tous les élargissements homogènes (électronique, naturel).

Approximation quasi-statique

Les ions sont des particules lourdes, peu rapides, et on admet dans les calculs que le champ électrique des ions auquel est soumis l'émetteur reste constant pendant toute la durée de l'émission. On retombe dans le cas de l'effet Stark classique, dans lequel l'émetteur est soumis à un champ électrique constant. Les ions perturbateurs sont traités dans le cadre de l'approximation quasi-statique[12]. Cette approximation est valable quand les temps de collisions t_c sont très longs comparés au temps d'intérêt Δt_i . Elle est souvent valide pour les grandes densités et les basses températures, ainsi que sur les ailes des raies[36, 37].

On peut utiliser cette approximation pour calculer l'élargissement Stark produit par les micro-champs ioniques $\vec{E}_i(t)$ dans le plasma. L'opérateur de Liouville s'écrit de la façon suivante :

$$L = L_0 - \vec{d} \cdot \vec{E}_i(t) - i\phi \quad (2.49)$$

avec \vec{d} est le moment dipolaire électrique.

Bibliographie

- [1] J. M. Rax; "physique des plasmas", DUNOD, Paris, (2005).
- [2] J. L. Delcroix et A. Bers; "Physique des Plasmas", inter édition, CNRS éditions, paris, (1994).
- [3] I. Langmuir; Proc. Nat. Acad. Sci, U. S, 14, 627, (1928).
- [4] M. Moisan et J. Pelletier; "physique des plasmas collisionnels", EDP Sciences, France, (2006).
- [5] B. Held; "physique des plasmas froids", Ed. Masson, Paris, (1994).
- [6] N. Crouseilles; "Thèse de doctorat", Institut National des Sciences Appliquées, (2004).
- [7] F. M. Penning; Nature, 118, 301, (1926).
- [8] S. Douis; "Thèse de doctorat", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2013).
- [9] L. Ben mebrook; "Mémoire de Magister", Université de Ouargla, (2003).
- [10] S. Ichimaru; "Plasma Physics", Benjamin/Cummings. Publishing Company, Inc, Menlo Park. California, (1986).
- [11] R. Fitzpatrick; "Introduction to Plasma Physics", University of Texas, (1998).
- [12] M. Baranger; "Atomic and Molecular Processes", Chap. 13. Ed. par. D. R. Bates, Academic Press Inc, New York, (1962).
- [13] C. Pecker. Wilmel; "Introduction à la spectroscopie des plasmas", Gordon et Breach. Science publishers. Inc, New York, (1967).
- [14] K. Chénini; "Thèse de Magister", Université de Ouargla, (2000).
- [15] W. L. Wise; "plasma Diagnostic Techniques", ed. by R. H. Huddlestone and S. L. Loenard, Academic Press, New York (1965).

- [16] E. L. Bertrand; "Thèse de doctorat", Université d'Orléans, France, (2011).
- [17] D. Boland; "Thèse de doctorat", Université d'Aix-Marseille, France, (2012).
- [18] A. K. Touati; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (2003).
- [19] J. Stark, Spectral analyse Chimische Atome (S. Hirzel, Leipzig, 1914).
- [20] D. M. Heffernan et R. L. Liboff, JQRST. 27, 55, (1982).
- [21] P. W. Anderson; Phys. Rev. 76, 647, (1949).
- [22] H. R. Griem; "Spectral line broadening by plasmas", chap II, Academic Press Inc, New York, (1974).
- [23] S. Ferri; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (1999).
- [24] F. Khelfaoui; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (1991).
- [25] K. Chenini; "Thèse de doctorat", Université Kasdi Merbah, Ouargla, Algérie, (2011).
- [26] M. Baranger; Phys. Rev. 111, 481, (1958).
- [27] M. Baranger; Phys. Rev. 111, 494, (1958).
- [28] A. C. Kolb et H. R. Griem; Phys. Rev. 111, 514, (1958).
- [29] A. Naam; "Mémoire de Magister", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2006).
- [30] H. R. Griem; "Spectral Line Broadening by Plasma", Academic press, New York, (1994).
- [31] M.T. Meftah; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (1996).
- [32] M. Baranger; Phys. Rev. 112, 855, (1958).
- [33] S. Sahal-Bréchet; Astron. Astrophys. 1, 91, (1969).
- [34] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel; Phys. Rev. 125, 177, (1962).
- [35] S. Sahal-Bréchet; Astron. Astrophys. 2, 322, (1969).
- [36] C. Stehlé; J.Q.S.R.T. 44, 135, (1990).
- [37] C. Stehlé; Journal de phys, coll1, suppl. II, 121, (1991).

Chapitre 3

ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE DES RAIES NON DEGENEREEES DANS LES PLASMAS

3.1 INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années l'étude théorique des profils des raies spectrales dans l'approximation d'impact a fait l'objet de nombreuses recherches. La théorie classique et de Lindholm (1941) [1] a été généralisée. Ensuite Baranger (1958 a, b, c) [2, 3, 4], reprenant l'article d'Anderson (1949) [5] a développé le formalisme quantique de base des raies spectrales isolées en tenant compte des collisions inélastiques. Le travail de Baranger a montré que l'élargissement et le déplacement d'une raie émise entre deux niveaux α et β s'expriment simplement à partir des éléments diagonaux $S_{\alpha\alpha}$ et $S_{\beta\beta}$ de la matrice de diffusion atome rayonnant-particule perturbatrice, et que la largeur s'exprime sous forme d'une somme de sections efficaces de collision. Griem et al [6, 7] ont fait avancer la théorie appliquée aux raies spectrales isolées dégénérées.

Le calcul de l'opérateur de collisions électroniques pour ces raies isolées a fait un grand

progrès depuis 1962, lorsque Griem, Baranger, Kolb et Ortel (G.B.K.O) [8] et Sahal-Bréchet [9, 10] ont utilisé avec succès les résultats de Baranger [4] en adoptant l'approximation semi-classique. Les premiers auteurs cependant n'ont tenu compte que de l'interaction dipolaire et ils n'ont pas distingué les atomes neutres des ions, où les trajectoires étaient rectilignes. Les seconds ont tenu compte de l'attraction coulombienne pour les raies des ions émetteurs, c'est-à-dire que la trajectoire de l'électron est alors une hyperbole. Ils ont montré que cet effet est très important aux faibles énergies et que cela entraîne un accroissement notable de l'opérateur de collisions.

Récemment, des expériences tests ont été effectuées par Glenzer et al [11], Perez et al [12] et Blagojevic et al [13] ont montré un désaccord avec la théorie proposée par (G, B, K, O). Ces expériences ont porté sur les raies isolées avec $\Delta n = 0$ d'ions lithiiformes, qui sont de bons candidats pour tester l'élargissement électronique, car elles sont très peu sensibles à l'élargissement Stark ionique [14, 15].

Dans ce chapitre nous allons d'abord définir la formule de la trajectoire qui est suivie par un électron perturbant l'ion émetteur, ce qui nous permet d'écrire les équations paramétriques non relativistes du mouvement. Dans le cadre de l'approximation dipolaire et l'approximation d'impact, nous allons développer l'opérateur de collisions électroniques en tenant compte de la structure fine de l'ion émetteur (les niveaux d'énergie sont supposés non dégénérés) et la présentation classique pour les électrons. Nous allons proposer une nouvelle méthode qui permet des calculs rapides tout en respectant l'unitarité de la matrice de diffusion S qui sera prise en compte par des paramètres d'impact minimum et maximum ρ_{\min} et ρ_{\max} .

3.2 PHENOMENES COLLISIONNELS DANS LES PLASMAS

Un plasma est un milieu composé des particules, libres qui se déplacent dans toutes les directions de l'espace. Ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres, par la nature de l'interaction qui existe entre particules chargées. Dans la théorie actuelle des gaz et des plasmas, on généralise ce modèle, en considérant que toutes les particules du gaz interagissent entre elles par des forces dépendant de leurs

positions. On utilise le terme 'collision' lorsque deux ou plusieurs particules se rapprochent accidentellement à des distances assez faibles pour que les énergies d'interaction deviennent comparables aux énergies cinétiques [16].

Pour considérer la collision comme un problème à deux corps isolés du reste du système, on suppose que le plasma est suffisamment dilué, et nous admettons que les collisions à deux corps sont dominantes et que la durée d'une collision est petite devant l'intervalle de temps entre deux collisions successives [17]. Deux types de collisions peuvent être distingués, en tenant compte de la nature complexe des particules qu'on rencontre dans un gaz [18] :

- Les collisions élastiques, dans lesquelles les particules mises en jeu ne changent pas l'état interne [19]. Ces collisions sont nombreuses car elles ne nécessitent aucun seuil énergétique, donc il y a seulement une déviation des particules, avec échange de quantité de mouvement et d'énergie cinétique [20].

- Dans les collisions inélastiques (excitation, ionisation, la dissociation de molécules, recombinaison....) il n'y a pas de conservation d'énergie [21].

3.3 THEORIE CLASSIQUE DES COLLISIONS BINAIRE ELASTIQUES

Les collision les plus faciles à traiter, sont les collisions élastiques. Celles-ci jouent un rôle essentiel dans les phénomènes de transport dans les gaz ionisés (conductivité électronique, diffusion) [16]. Les collisions élastiques sont traitées dans le cadre de l'approximation classique ou bien l'hypothèse de chemin classique, qui impose de prendre le paramètre d'impact ρ supérieur à la longueur d'onde de De Broglie λ_B [17] :

$$\lambda_B \ll \rho \tag{3.1}$$

ou bien :

$$\frac{\hbar}{(2\mu E)^{1/2}} \ll \rho \tag{3.2}$$

Cette condition est d'autant mieux vérifiée si la masse réduite et l'énergie cinétique sont grandes.

Pour traiter la collision élastique, dans le plasma, on suppose deux particules ponctuelles isolées 1 et 2, elles interagissent à distance par l'intermédiaire de forces (Van der Waals, Coulomb...) dépendant de leur nature. Chaque particule exerce sur l'autre une force central, c'est le cas où la force d'interaction est dérivée d'un potentiel $W(r)$, on a donc :

$$\vec{F}_{12} = -\frac{\partial W(r)}{\partial r} \frac{\vec{r}}{r} \quad (3.3)$$

On peut repérer les positions des deux particules 1 et 2 par rapport à celle de G le centre de masse, on peut écrire :

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_G + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{r}, \vec{r}_2 = \vec{r}_G - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r} \quad (3.4)$$

avec $\vec{r}(t) = \vec{r}_1(t) - \vec{r}_2(t)$ est le vecteur position relatif de la particule 1 par rapport à la particule 2, $\vec{r}_1(t)$ et $\vec{r}_2(t)$ sont les positions de particules 1 et 2 respectivement, \vec{r}_G est la position du centre de masse, et m_1, m_2 sont les masses des particules ponctuelles 1 et 2 respectivement, elles sont supposées constantes au cours du temps.

Le problème du mouvement de deux points matériels se ramène à celui du mouvement d'un point de masse réduite du système μ . L'énergie du mouvement relatif est donnée en fonction de la masse :

$$u_R = \frac{1}{2} \mu v^2, \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (3.5)$$

où $v = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$ est le module de la vitesse relative.

Puisque les deux particules sont soumises à des forces qui sont partout dirigées vers le même point déterminé (forces centrales), le mouvement relatif est plan, ce qui mène à un vecteur du moment cinétique du système \vec{M} constant :

$$\vec{r} \times \vec{p} = \vec{M} = \text{const} \quad (3.6)$$

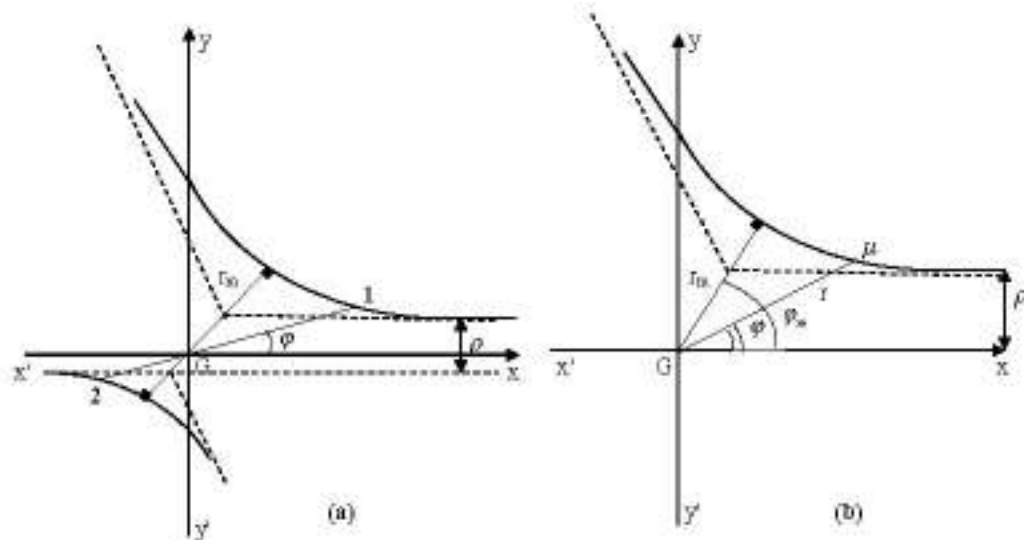


FIG. 3-1 – Trajectoires dans le système du centre de masse. (a) Trajectoires des deux particules et (b) Trajectoire de la particule (de masse réduite) représentant le mouvement relatif.

avec $\vec{p} = \mu \vec{v}$ est l'impulsion. Les vecteurs \vec{r} et \vec{p} sont toujours coplanaires [22].

Ainsi, les trajectoires des particules sont dans un plan perpendiculaire à \vec{M} . Ce plan se déplace dans la direction du vecteur \vec{M} . La collision peut être décrite dans ce plan en choisissant comme référentiel celui du centre de masse G (figure (3-1)) [17]. En effet, lorsque les particules sont à une distance infinie l'une de l'autre, leurs trajectoires sont rectilignes (parallèles à l'axe xx'), leur écart suivant (yy') est appelé ρ , c'est le paramètre d'impact de la collision. r et φ représentent les coordonnées polaires du vecteur \vec{r} dans le plan du mouvement des particules. La direction de z (avec le vecteur unitaire constant \vec{k}) suit la normale du plan de mouvement. Le vecteur vitesse s'écrit sous la forme suivante :

$$\vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi \quad (3.7)$$

avec $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$ et $\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}$, où \vec{e}_r , et \vec{e}_φ sont les vecteurs unitaires tangents aux lignes de coordonnées.

D'autre part, le rayon vecteur de tout point est donné par :

$$\vec{r} = r \vec{e}_r \quad (3.8)$$

On peut facilement, exprimer en fonction de coordonnées polaires (r, φ) les valeurs du vecteur du moment cinétique \vec{M} , et l'énergie cinétique totale du mouvement relatif :

$$\vec{M} = \mu r^2 \dot{\varphi} \quad (3.9)$$

et :

$$u_R = \frac{1}{2} \mu \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 \right) \quad (3.10)$$

D'après la formule (3.9) on remarque que $\dot{\varphi}$ ne change pas de signe, donc on peut dire que l'angle φ varie toujours avec le temps de façon monotone.

Mouvement dans un champ central et angle de déviation

A partir des lois de conservation de l'énergie et du moment en obtenant la solution complète du mouvement d'un mobile fictif de masse μ (dans un champ extérieur). En exprimant (3.9) et (3.10), on trouve :

$$t = \int \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{\mu} [E - W(r)] - \frac{M^2}{\mu^2 r^2}}} + Cte \quad (3.11)$$

où $W(r)$ est le champ extérieur, et E est l'énergie totale du système. En utilisant (3.11) dans (3.9) et nous intégrons, il vient :

$$\varphi = \int \frac{\frac{M}{r^2} dr}{\sqrt{2\mu [E - W(r)] - \frac{M^2}{r^2}}} + Cte \quad (3.12)$$

La distance minimale d'approche r_m (qui est marquée sur la figure (3-1)) se déduit à partir de (3.12). C'est la valeur la plus grande des solutions de l'équation suivante :

$$2\mu [E - W(r_m)] - \frac{M^2}{r_m^2} = 0 \quad (3.13)$$

On suppose que r_m existe, on peut définir la valeur correspondante de l'azimut φ_m par :

$$\varphi_m = \int_{r_m}^{\infty} \frac{\frac{M}{r^2} dr}{\sqrt{2\mu [E - W(r)] - \frac{M^2}{r^2}}} \quad (3.14)$$

L'angle de déviation φ_c est lié à φ_m par la relation suivante :

$$\varphi_c = \pi - 2\varphi_m \quad (3.15)$$

La trajectoire de l'électron perturbateur

L'exemple le plus important de champ central est le champ dans lequel l'énergie potentielle est inversement proportionnelle à r et les forces sont inversement proportionnelles à r^2 . C'est l'exemple du champ électrostatique de Coulomb qui nous intéresse ici, il peut être un champ d'attraction ou de répulsion. Dans notre modèle on va prendre les collisions ion-électron, où l'émetteur est un ion d'une charge positive $(+Ze)$, et perturbé par un électron d'une charge négative $(-e)$. Le champ électrostatique de Coulomb doit être un champ d'attraction[23] :

$$W(r) = -\frac{\alpha}{r} \quad (3.16)$$

où α est une constante positive donnée par :

$$\alpha = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (3.17)$$

où Z est le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur.

Pour $E < 0$ le mouvement de la particule sera fini, ce qui concerne l'état lié, mais le mouvement sera infini pour $E > 0$, c'est l'état libre. Nous effectuons une intégration élémentaire, on trouve :

$$\varphi = \arccos \frac{\frac{M}{r} - \frac{\mu\alpha}{M}}{\sqrt{2\mu E + \left(\frac{\mu\alpha}{M}\right)^2}} + Cte \quad (3.18)$$

En introduisant les notations :

$$\rho_0 = \frac{\alpha}{mv^2} \quad (3.19)$$

et :

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (3.20)$$

où ρ et ρ_0 sont respectivement le paramètre d'impact et le demi-grand axe de l'hyperbole non relativiste qui est décrit par (3.19).

En choisissant l'origine des angles φ de telle sorte que la constante soit nulle, la formule de la trajectoire peut s'écrire sous la forme [24] :

$$\frac{\rho^2}{r\rho_0} = 1 + \varepsilon \cos \varphi \quad (3.21)$$

C'est l'équation d'une section conique ayant son foyer à l'origine des coordonnées. (ρ^2/ρ_0) et ε sont appelées respectivement, le paramètre et l'excentricité de l'orbite [22]. Il est clair d'après (3.20) que $\varepsilon < 1$, lorsque $E < 0$ c'est-à-dire que l'orbite est une ellipse. Pour $E = 0$ l'excentricité $\varepsilon = 1$, c'est-à-dire que la trajectoire est une parabole. Lorsque $E > 0$ la trajectoire est une hyperbole où $\varepsilon > 1$. La distance du périhélie au centre est donnée par :

$$r_{\min} = \frac{\rho^2}{\rho_0(\varepsilon + 1)} = \rho_0(\varepsilon - 1) \quad (3.22)$$

ρ_0 est le demi-grand axe de l'hyperbole.

Dans notre cas, l'état est libre $E > 0$ et $\varepsilon > 1$, où les orbites sont hyperboliques, ce qui nous permet d'écrire :

$$t = \frac{1}{v} \int \frac{r dr}{\sqrt{(r + \rho_0)^2 - \rho_0^2 \varepsilon^2}} + Cte \quad (3.23)$$

En utilisant la substitution naturelle $r + \rho_0 = \rho_0 \varepsilon \cosh x$, on aboutit à :

$$r = \rho_0(\varepsilon \cosh x - 1) \quad (3.24)$$

$$t = \frac{\rho_0}{v} (\varepsilon \sinh x - x) + Cte \quad (3.25)$$

Il est plus facile de choisir l'origine des temps de telle sorte que la constante s'annule. On peut employer aussi les coordonnées cartésiennes de la particule :

$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi \quad (3.26)$$

d'où, l'équation paramétrique du mouvement :

$$X = \rho_0 (\varepsilon - \cosh x) \quad (3.27)$$

$$Y = \rho_0 \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \sinh x \quad (3.28)$$

3.4 ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE DES RAIES NON DEGENEREEES DANS LE CAS NON-RELATIVISTE

Parmi les collisions qui peuvent se produire au sein du milieu du plasma, on s'intéresse aux électrons, généralement beaucoup plus rapides puisque de masse beaucoup plus faible que les ions. Un travail devenu aujourd'hui une référence a été accompli par Griem, Kolb et Shen[6], et aboutit à l'élargissement par collision électronique. On suppose que les états initiaux de l'émetteur qui contribuent à une raie spectrale sont également probables. L'effet de la composante électronique \vec{E}_e sera calculé dans le cadre de l'approximation d'impact. Une représentation très utile peut être introduite dans ce travail, c'est la représentation d'interaction de l'opérateur d'évolution [25] :

$$U(t,0) = \exp\left(\frac{iH_E t}{\hbar}\right) T(t,0) \quad (3.29)$$

où H_E représente l'Hamiltonien de l'émetteur non perturbé.

L'équation de Schrödinger pour la perturbation, en représentation d'évolution, s'écrit [26] :

$$i\hbar \frac{dU(t)}{dt} = \exp\left(+\frac{iH_E t}{\hbar}\right) V_{cl}(t) \exp\left(-\frac{iH_E t}{\hbar}\right) U(t) = V'(t) U(t) \quad (3.30)$$

avec :

$$V'(t) = \exp\left(+\frac{iH_E t}{\hbar}\right) V_{cl}(t) \exp\left(-\frac{iH_E t}{\hbar}\right). \quad (3.31)$$

où V_{cl} est le potentiel d'interaction, donné par la formule (2.40), qui décrit l'effet Stark dû au champ électrique créé par les perturbateurs.

La solution de l'équation de Schrödinger (3.30) peut être écrite itérativement par la série de Dyson [27] :

$$U(t, 0) = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_0^t V'(t_1) dt_1 + \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^t V'(t_1) dt_1 \int_0^{t_1} V'(t_2) dt_2 + \dots \quad (3.32)$$

A partir de l'équation (3.32), on trouve facilement la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique[7] :

$$C(t) = \exp\left[\frac{i}{\hbar}(E_\alpha - E_\beta)t\right] \left[\vec{d}_{\alpha\beta} \ll \alpha\beta \left| \{U_g(t) U_e^*(t)\}_{moy} \right| \alpha'\beta' \gg \vec{d}_{\alpha'\beta'}^* \right]. \quad (3.33)$$

Pour prendre la moyenne sur tous les perturbateurs, on considère sa variation dans un intervalle de temps Δt . La variation de la quantité concernée :

$$\begin{aligned} \Delta \{U_g(t, 0) U_e^*(t, 0)\}_{moy} &= \{U_g(t + \Delta t, 0) U_e^*(t + \Delta t, 0) - U_g(t, 0) U_e^*(t, 0)\} \\ &= \{[U_g(t + \Delta t, t) U_e^*(t + \Delta t, t) - 1] U_g(t, 0) U_e^*(t, 0)\} \end{aligned} \quad (3.34)$$

On a omis dans le terme de droite la notation (*moy*) qui dans la suite sera implicite pour le symbole $\{\dots\}$. Pour estimer la quantité se trouvant entre les crochets dans l'équation (3.34), il faut que $U(t + \Delta t, t)$ doit être analogue à l'équation (3.32), est calculée par :

où la durée d'une collision simple a été choisie beaucoup plus courte que Δt , mais beaucoup plus petite que le temps de variation caractéristique de $U(t, 0)$. Deux conséquences peuvent être induites. Puisque les collisions individuelles sont indépendantes, la moyenne dans l'équation (3.38) se réduit à un produit par le nombre de collisions se produisant pendant le temps Δt [8]. Donc on peut facilement exprimer le nombre de collisions en fonction du paramètre d'impact ρ et la vitesse v :

$$N_e \Delta t v d v f(v) 2\pi \rho d\rho \quad (3.39)$$

où N_e est la densité électronique, et $f(v)$ la distribution de Maxwell de la vitesse :

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad (3.40)$$

D'autre part, si les collisions sont complètes dans l'intervalle de temps envisagé, la deuxième conséquence qui découle du choix d'un temps de collision τ (la durée de chaque collision) très court permet de poser $t = -\infty$ et $t + \Delta t = +\infty$ sans changer sensiblement l'intégrale dans l'expression (3.35). Au bout de cette hypothèse l'opérateur de collision s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_{e2} = & N_e \int_0^\infty v f(v) dv \int_0^\infty 2\pi \rho d\rho \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^\infty [V'_g(t_1) - V_{e'}^{*'}(t_1)] dt_1 \right. \\ & + \left(\frac{i}{\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^\infty V'_g(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} V'_g(t_2) dt_2 + \left(\frac{i}{\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^\infty V_{e'}^{*'}(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} V_{e'}^{*'}(t_2) dt_2 \\ & \left. - \left(\frac{i}{\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^\infty V'_g(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^\infty V_{e'}^{*'}(t_2) dt_2 \right]_{ang} \quad (3.41) \end{aligned}$$

où $[\dots]_{ang}$ est la moyenne portée sur les angles entre $\vec{\rho}$, \vec{v} et le dipôle de l'émetteur. On peut alors écrire $U(+\infty, -\infty)$ sous une autre forme :

$$U(+\infty, -\infty) = \exp\left(\frac{iH_B t}{\hbar}\right) S \exp\left(\frac{-iH_B t}{\hbar}\right) \quad (3.42)$$

où S représente la matrice de diffusion.

En utilisant l'hypothèse des collisions complètes, la solution appropriée de l'équation intégrodifférentielle (3.37) peut être écrite sous la forme suivante :

$$\{U_g(t,0)U_e^*(t,0)\} = \exp\left(\frac{i(H_g - H_e)t}{\hbar}\right) \exp\left(-\frac{i(H_g - H_e)t}{\hbar} + \Phi_{eg}t\right) \quad (3.43)$$

A l'aide de cette dernière expression, la fonction d'auto-corrélation du moment dipolaire électrique devient :

$$C(t) = \vec{d}_{\alpha\beta} \langle \langle \alpha\beta \left| \exp\left(-\frac{i(H_g - H_e)t}{\hbar} + \Phi_{eg}t\right) \right| \alpha'\beta' \rangle \rangle \vec{d}_{\alpha'\beta'}^* \quad (3.44)$$

En employant la transformée de Fourier, on trouve l'expression suivante pour le profil d'une raie :

$$I(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Re} \left\{ \vec{d}_{\alpha\beta} \langle \langle \alpha\beta \left| \left(i\omega - \frac{i(H_g - H_e)}{\hbar} + \Phi_{eg} \right)^{-1} \right| \alpha'\beta' \rangle \rangle \vec{d}_{\alpha'\beta'}^* \right\} \quad (3.45)$$

Cette dernière expression est valide pour $\tau < t < \Delta t$, si la longueur d'onde de De Broglie λ_B des perturbateurs est beaucoup plus petite que les paramètres appropriés d'impact, et si les énergies cinétiques des perturbateurs sont grandes comparées à $\hbar\Delta\omega$ qui correspond à la largeur de la raie. Il faut noter que l'hypothèse de collisions complètes (qui est implicite dans l'approximation d'impact) est valable au centre de la raie. Cependant dans les ailes de la raie, le temps de collisions peut devenir appréciable relativement au temps d'intérêt qui est de l'ordre de $1/\Delta\omega$. L'expression (3.45) permet de calculer le profil de la raie élargi uniquement par la partie du bain thermique formée par les électrons. En utilisant la propriété suivante :

$$\begin{aligned} \langle \langle \alpha\beta \left| V_e^{*'}(t_1) V_e^{*'}(t_2) \right| \alpha'\beta' \rangle \rangle &= \sum_{\alpha''} \langle \alpha \left| V_e^{*'}(t_1) \right| \alpha'' \rangle \langle \alpha'' \left| V_e^{*'}(t_2) \right| \alpha' \rangle \delta_{\beta\beta'} \\ &= \sum_{\alpha''} \langle \alpha' \left| V_e^{*'}(t_2) \right| \alpha'' \rangle \langle \alpha'' \left| V_e^{*'}(t_1) \right| \alpha \rangle \delta_{\beta\beta'}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

En explicitant, on peut écrire les éléments de la matrice de l'opérateur de collision sous la forme [28] :

$$\begin{aligned}
\langle\langle \alpha\beta | \Phi_{eg} | \alpha'\beta' \rangle\rangle &\simeq \frac{-N_e}{\hbar^2} \int v f(v) d\vec{v} \int \rho \delta_{0, \vec{\rho} \cdot \vec{v}} d\vec{\rho} \left[\int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \sum_{\alpha''} \langle \alpha' | V'(t_2) | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | V'(t_1) | \alpha \rangle \delta_{\beta\beta'} \right. \\
&\quad + \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \sum_{\beta''} \langle \beta | V'(t_1) | \beta'' \rangle \langle \beta'' | V'(t_2) | \beta' \rangle \delta_{\alpha\alpha'} \\
&\quad \left. - \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 \langle \beta | V'(t_1) | \beta' \rangle \langle \alpha' | V'(t_2) | \alpha \rangle \right]_{\text{avg}} \quad (3.47)
\end{aligned}$$

où $\delta_{0, \vec{\rho} \cdot \vec{v}}$ assure que le vecteur du paramètre d'impact $\vec{\rho}$, et le vecteur de la vitesse \vec{v} sont perpendiculaires. $V'(t)$ est la représentation d'interaction de $V_{ei}(t)$. Les trois termes de l'équation précédente ont la même forme, donc il suffit de calculer le premier terme :

$$\Phi_d = -\frac{N_e}{\hbar^2} \int v f(v) d\vec{v} \int \rho \delta_{0, \vec{\rho} \cdot \vec{v}} d\vec{\rho} \left[\int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \sum_{\alpha''} \langle \alpha' | V'(t_2) | \alpha'' \rangle \langle \alpha'' | V'(t_1) | \alpha \rangle \delta_{\beta\beta'} \right] \quad (3.48)$$

On définit les éléments de la matrice figurant dans l'équation (3.48) par :

$$\langle \alpha' | V'(t_1) | \alpha \rangle = e^{i\vec{r} \cdot \vec{\rho}} e^{i\omega_{\alpha\alpha'}} E_m(t_1) \exp(it_1 \omega_{\alpha\alpha'}) \quad (3.49)$$

$$\langle \alpha' | V'(t_2) | \alpha'' \rangle = e^{i\vec{r} \cdot \vec{\rho}} e^{i\omega_{\alpha'\alpha''}} E_{m'}(t_2) \exp(it_2 \omega_{\alpha'\alpha''}) \quad (3.50)$$

où $e^{i\vec{r} \cdot \vec{\rho}}$ est l'opérateur moment dipolaire de l'émetteur, $\omega_{\alpha\alpha'}$ est la fréquence de Bohr pour la différence d'énergie des états α , α' , et m , m' traduisent les produits scalaires entre \vec{r} et le micro-champ électrique \vec{E} .

En utilisant les équations (3.49) et (3.50) dans l'expression de Φ_d , on aboutit à :

$$\phi_d(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\alpha'\alpha'}) = -\frac{2\pi N_e e^2}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 e^{i(\omega_{\alpha\alpha'} t_1 + \omega_{\alpha'\alpha'} t_2)} \left[\vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \right]_{ang} . \quad (3.51)$$

A partir de l'expression (3.51) on peut déduire le second terme de l'équation (3.47) qui est identique à $\phi_d(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\alpha'\alpha'})$. Le troisième terme de l'équation (3.47) mène à un terme légèrement différent, noté ϕ_{int} :

$$\phi_{int}(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}) = -\frac{2\pi N_e e^2}{\hbar^2} \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty dt_1 \int_{-\infty}^\infty dt_2 e^{i(\omega_{\alpha\alpha'} t_1 + \omega_{\beta'\beta} t_2)} \left[\vec{E}(t_1) \vec{E}(t_2) \right]_{ang} \quad (3.52)$$

Les notations ρ_{\min} et ρ_{\max} représentent les limites d'intégration sur le paramètre d'impact que l'on discutera à la fin de ce chapitre. Chaque élément de matrice de l'opérateur de collision peut être exprimé en fonction du terme direct ϕ_d et le terme d'interférence ϕ_{int} de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \langle (\alpha\beta | \Phi_{eg} | \alpha'\beta') \rangle &= \sum_{\alpha'} \vec{r}_{\alpha\alpha'} \vec{r}_{\alpha'\alpha'} \phi_d(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\alpha'\alpha'}) + \sum_{\beta'} \vec{r}_{\beta'\beta} \vec{r}_{\beta\beta'} \phi_d(\omega_{\beta'\beta'}, \omega_{\beta'\beta}) \\ &\quad - \vec{r}_{\alpha\alpha'} \vec{r}_{\beta'\beta} \phi_{int}(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}) . \end{aligned} \quad (3.53)$$

Il est clair que la contribution de l'opérateur de collision électronique à l'élargissement Stark sera réduite à celle de ϕ_d (terme direct) et ϕ_{int} (terme d'interférence). Dans l'annexe B, nous présentons l'intégration angulaire de l'expression de ϕ_d . Rappelons que le critère de validité de la théorie d'impact pour les électrons n'est pas applicable pour tout couple (ω_1, ω_2) . Cependant pour les raies isolées ($\omega_1 = -\omega_2$) ce problème ne se pose pas et la théorie d'impact s'applique.

Dans le cas d'un émetteur ionique, la trajectoire est une hyperbole d'excentricité ε et de demi-grand axe ρ_0 . Le terme d'interférence pour les raies isolées $\phi_{int}(\omega_1 = -\omega_2)$ s'écrit comme [?] :

$$\phi_{int}(\zeta, -\zeta) = -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \int_0^\infty \frac{f(v)}{v} dv \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \frac{\rho}{\rho_0^2} d\rho \int_{-\infty}^\infty dx_1 e^{i\zeta(\epsilon \sinh x_1 - x_1)} \int_{-\infty}^\infty dx_2 e^{-i\zeta(\epsilon \sinh x_2 - x_2)} \times \frac{(\epsilon - \cosh x_1)(\epsilon - \cosh x_2) + (\epsilon^2 - 1) \sinh x_1 \sinh x_2}{(\epsilon \cosh x_1 - 1)^2 (\epsilon \cosh x_2 - 1)^2} \quad (3.54)$$

où ζ est le paramètre d'inélasticité que l'on peut définir comme :

$$\zeta = \frac{\omega_1 \rho_0}{v} \quad (3.55)$$

C'est une mesure de la différence d'énergie d'états entre lesquels s'effectuent des transitions collisionnelles (structure fine).

A partir de (3.20), on peut faire un changement de variable où l'intégration sur ρ passe à l'intégration sur ϵ , il vient :

$$\phi_{int}(\zeta, -\zeta) = -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^\infty v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int_{\epsilon_{min}(v)}^{\epsilon_{max}(v)} \frac{d\epsilon}{\epsilon} \left[G_1(\zeta, \epsilon) G_1(-\zeta, \epsilon) + \frac{\epsilon^2 - 1}{\epsilon^2} G_2(\zeta, \epsilon) G_2(-\zeta, \epsilon) \right] \quad (3.56)$$

$\epsilon_{max}(v)$ et $\epsilon_{min}(v)$ correspondent respectivement aux paramètres d'impact maximum et minimum ρ_{max} et ρ_{min} . Les deux fonctions $G_1(\zeta, \epsilon)$, $G_2(\zeta, \epsilon)$ sont [29] :

$$G_1(\zeta, \epsilon) = \int_{-\infty}^\infty dx \frac{(1 - \frac{\cosh x}{\epsilon}) e^{i\zeta(\epsilon \sinh x - x)}}{(\cosh x - \frac{1}{\epsilon})^2} = 2|\zeta| \epsilon e^{\frac{K|\pi}{2}} \frac{dK_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon)}{d(|\zeta|\epsilon)} \quad (3.57)$$

$$G_2(\zeta, \epsilon) = \int_{-\infty}^\infty dx \sinh x \frac{e^{i\zeta(\epsilon \sinh x - x)}}{(\cosh x - \frac{1}{\epsilon})^2} = 2i\zeta \epsilon e^{\frac{i\zeta\pi}{2}} K_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon) \quad (3.58)$$

où K est la fonction de Bessel modifiée d'argument imaginaire.

En introduisant (3.57) et (3.58) dans (3.56), on obtient l'expression du terme ϕ_{int} suivante :

$$\phi_{int}(\zeta, -\xi) = \frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^\infty dv v e^{-\frac{mv^2}{2K_B T}} |\zeta| e^{\pi|\zeta|} \times \\ \left[\epsilon_{max} K_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{max}) K'_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{max}) - \epsilon_{min} K_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{min}) K'_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{min}) \right] \quad (3.59)$$

En utilisant les propriétés d'intégrale double, le terme direct $\phi_d(\omega_1 = -\omega_2)$ dans le cas des raies isolées est relié au terme d'interférence $\phi_{int}(\omega_1 = -\omega_2)$ par :

$$\text{Re}(\phi_d) = \frac{1}{2} \text{Re} \phi_{int} \quad (3.60)$$

d'où :

$$\text{Re}(\phi_d(\zeta, -\xi)) = \frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \text{Re} \left(\int_0^\infty dv v e^{-\frac{mv^2}{2K_B T}} |\zeta| e^{\pi|\zeta|} \times \right. \\ \left. \left[\epsilon_{max} K_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{max}) K'_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{max}) - \epsilon_{min} K_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{min}) K'_{i\zeta}(|\zeta|\epsilon_{min}) \right] \right) \quad (3.61)$$

On devrait normalement employer la longueur de Debye λ_D pour choisir le paramètre d'impact maximum ρ_{max} (la distance à partir de laquelle les ions et les électrons voisins de l'émetteur ne font plus écran à l'action d'un perturbateur éloigné). Une analyse plus soignée [Griem et al 1962][30, 7] rapporte une coupure équivalente à $\rho_{max} = 1.1\lambda_D$. D'autre part, S.Alexiou [14] utilise la valeur $\rho_{max} = 0.68\lambda_D$. On peut aussi choisir :

$$\rho_{max} = \lambda_D \quad (3.63)$$

Le plus difficile, généralement, est le choix du paramètre d'impact minimum ρ_{min} , que l'on détermine en imposant le maintien de l'unitarité de la matrice de diffusion S . C'est la condition de validité de la théorie de perturbation au second ordre exprimée dans l'équation (3.47). Ceci a été effectué depuis plus de 30 années [31], en employant la condition suivante :

$$\frac{1}{\hbar^2} \left\{ \sum_{\alpha'} \int_{-\infty}^{\infty} V'_{\alpha\alpha'}(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} V'_{\alpha'\alpha}(t_2) dt_2 + \sum_{\beta'} \int_{-\infty}^{\infty} V'_{\beta\beta'}(t_1) dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} V'_{\beta'\beta}(t_2) dt_2 \right\} \leq u \quad (3.64)$$

où $\{\dots\}$ signifie une moyenne angulaire, u est un nombre qui satisfait $u \leq 1$. La valeur $u = 1$ est suffisant pour préserver l'unitarité, mais pour garder la paramètre de développement petit, $u = 0.5$ est utilisée par Sahal-Bréchet [?]. L'expression précédente a été calculée analytiquement par Alexiou [15], ce qui leur permet d'écrire une équation permettant d'obtenir numériquement ρ_{\min} . Cette équation exprime la fonction $A(\zeta, \varepsilon)$ calculée par Sahal-Bréchet [?]. Pour les raies isolées [32], ceci nous conduit à résoudre l'équation :

$$\left\{ \sum_{\alpha'} \frac{r_{\alpha\alpha'}^2}{2J_{\alpha} + 1} A[\xi(v, \omega_{\alpha\alpha'}), \varepsilon(\rho_{\min}(v), v)] + \sum_{\beta'} \frac{r_{\beta\beta'}^2}{2J_{\beta} + 1} A[\xi(v, \omega_{\beta\beta'}), \varepsilon(\rho_{\min}(v), v)] \right\} = \left(\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\hbar Z_{em} \varepsilon(\rho_{\min}(v), v)}{mv} \right)^2 \quad (3.65)$$

avec :

$$A(\xi, \varepsilon) = \xi^2 e^{\pi\xi} \left[|\varepsilon K_{i\xi}(\xi\varepsilon)|^2 + (\varepsilon^2 - 1) |K_{i\xi}(\xi\varepsilon)|^2 \right]. \quad (3.66)$$

La théorie de perturbation est valable pour $\rho > \rho_{\min}(v)$ et que cette région donne la contribution dominante de telle sorte qu'on peut négliger la contribution forte pour $\rho < \rho_{\min}(v)$.

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. La résolution de l'équation (3.65) fournit une valeur précise pour $\rho_{\min}(v)$, qui assure l'unitarité de la matrice S pour $\rho > \rho_{\min}(v)$. Cette détermination n'est pas très simple à mettre en oeuvre, en particulier à cause du comportement de la fonction $A(\xi, \varepsilon)$ pour $\varepsilon \simeq 1$ (Dans les chapitres suivants, nous utilisons une détermination simplifiée de $\rho_{\min}(v)$ en fonction de la vitesse moyenne v de l'électron perturbateur).

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_{\min} [33]. Une estimation très grossière est utilisée jusqu'à aujourd'hui, consiste à introduire le rayon de Weisskopf ρ_W de la transition qui est défini en écrivant la contribution du maintien de l'unitarité d'un élément typique de la matrice $S(\rho_W) - 1$:

$$\{ \langle \alpha | S(\rho_W) - 1 | \alpha \rangle \} \approx 1 \quad (3.67)$$

ce qui donne :

$$\rho_W \approx \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\hbar (n_e^2 - n_g^2)}{m (Z + 1) v} \quad (3.68)$$

où n_e et n_g sont les nombres quantiques principaux respectivement des niveaux supérieurs et inférieurs. Pour $n_e = n_g$, la différence des carrés doit être remplacée par n_e^2 .

Une autre condition invoquée et généralement plus restrictive, c'est que ρ_{\min} doit rester plus grand que l'extension de la fonction d'onde de l'émetteur. On peut regrouper cette dernière condition avec la condition (3.67) on trouve :

$$\rho_{\min}(v) = \max \left[(n_e^2 - n_g^2) \frac{a_0}{Z_{em} + 1}, \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\hbar (n_e^2 - n_g^2)}{m (Z_{em} + 1) v} \right] \quad (3.69)$$

où a_0 est le rayon de Bohr.

Bibliographie

- [1] E. Lindholm; Ark. Mat. Astron. Fysik 28 B, 3 (1941).
- [2] M. Baranger; Phys. Rev. 111, 481 (1958).
- [3] M. Baranger; Phys. Rev. 111, 494 (1958).
- [4] M. Baranger; Phys. Rev. 112, 855 (1958).
- [5] P. W. Anderson; Phys. Rev. 76, 647 (1949).
- [6] H. R. Griem, A. Kolb, and Y. Shen; Phys. Rev. 116, 4 (1959).
- [7] H. R. Griem; "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York (1964).
- [8] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel; Phys. Rev. 125, 177 (1962).
- [9] S. Sahal-Bréchet, et H. Van Regemorter; C.R.A.S. 256, 609 (1963).
- [10] S. Sahal-Bréchet; Astron. Astrophys. 2, 322 (1969).
- [11] S. Glenzer, N. I. Uzelac, et H. J. Kunze; Phys. Rev. A45, 8796 (1992).
- [12] C. Perez et al; Phys. Rev. E47, 756 (1993).
- [13] B. Blagojevic et al; Phys. Rev. E50, 2986 (1994).
- [14] S. Alexiou; Phys. Rev. A49, 106 (1994).
- [15] S. Alexiou; J.Q.S.R.T. 53, 109 (1995).
- [16] A. Bers, J. L. Delacroix; "Physique des plasmas", Savoir Actuel, InterEditions CNRS Editions, Paris, (1994).
- [17] B. Held; "physique des plasmas froids", Ed. Masson, Paris, (1994).
- [18] L. Ben mebrook; "Mémoire de Magister", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2003).

- [19] C. Pecker, Wilmel; "Introduction à la spectroscopie des plasmas"; Gordon et Breach, Science publishers, Inc. New York. (1967).
- [20] E. L. Bertrand; "Thèse de doctorat", Université d'Orléans, France, (2011).
- [21] M. Moisan et J. Pelletier; "physique des plasmas collisionnels", EDP Sciences, France, (2006).
- [22] V. Ougarov; "Théorie de la relativité restreinte", Editions Mir. Moscou, (1969).
- [23] A. Naam; "Mémoire de Magister", Université Kasdi Merbah de Ouargla, Algérie, (2006).
- [24] I. P. Shkarofsky, T. w. Johnston, M. P. Bachynski; "The particle kinetics of plasmas", Addison-Wesley Publishing Company, Inc, Montreal Canada, (1966).
- [25] J. Cooper; Rev. Mod. Phys.39, 1 (1967).
- [26] S. Alexiou, Quantitative Spectroscopy.71, 139 (2001).
- [27] D. Boland; "Thèse de doctorat", Université d'Aix-Marseille, France, (2012).
- [28] H. R. Griem, K. Y. Shen; Rev. Mod. Phys. 122, 1490 (1961).
- [29] A. Poquérusse, et S. Alexiou; Pergamon.61, 209 (1999).
- [30] H. R. Griem; "Spectral line broadening by plasmas", Academic Press. Inc. New York (1974), chap II.
- [31] A. Poquérusse, S. Alexiou, et E. Leboucher-Dalimier; Pergamon.56, 797 (1996).
- [32] A. Poquérusse, et S. Alexiou; Pergamon.62, 389 (1999).
- [33] M. T. Meftah; "Thèse de doctorat", Université de Provence, France, (1996).

Chapitre 4

L'OPERATEUR DE COLLISION ELECTRONIQUE RELATIVISTE ET NON RELATIVISTE DES RAIES DEGENEREEES

4.1 INTRODUCTION

Les profils d'émission et d'absorption des atomes sont utilisés pour le diagnostic de température et de densité dans les plasmas [?], ils présentent la répartition de l'intensité autour de la fréquence centrale du rayonnement. L'élargissement a été étudié dans plusieurs textes spécialement dans le cadre la théorie classique pour les raies isolées [?, ?, ?, ?, ?]. Griem et al [?, ?, ?, ?] ont fait améliorer 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 où 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.

La meilleure évaluation de cet opérateur a été établie par Griem [?], il a calculé cet opérateur selon son approche et sans structure fine. Alexiou [?] a défini une autre approche pour calculer cet opérateur avec la structure fine de l'ion émetteur $\omega \neq 0$ (les niveaux d'énergie sont supposés non dégénérés), mais il n'a pas défini le cas où $\omega = 0$. Ceci signifie que pour ce genre de raies, l'effet de trajectoire est important et doit être donc tenu en compte.

Dans le troisième chapitre nous avons étudié l'opérateur de collision électronique relativiste pour $\omega \neq 0$, et comme ce dernier calcul est trop compliqué, nous avons utilisé l'approximation d'ordre zéro de l'excentricité relativiste et ce pour toute les valeurs de la séparation d'énergie ω . Par contre dans ce chapitre, nous allons calculer l'opérateur, de collision en négligeant la structure fine de l'émetteur c'est-à-dire pour $\omega = 0$ sans faire l'approximation sur le calcul de l'excentricité relativiste.

Le travail effectué dans le cadre de ce chapitre vise premièrement à développer l'opérateur de collision électronique, relativiste selon l'approche de Griem [?] pour $\omega = 0$. Ensuite nous allons utiliser l'approche d'Alexiou [?] pour développer l'opérateur relativiste et non relativiste des raies dégénérées $\omega = 0$, pour les raies isolées en négligeant la structure fine de l'émetteur dans le cadre de l'approximation dipolaire.

En utilisant l'approximation d'impact pour des électrons dans sa version semi-classique, et en tenant compte du mouvement relativiste des électrons libres dans le plasma où l'interaction mise en jeu entre l'ion émetteur et l'environnement électronique est de type dipolaire. Nous allons définir cet opérateur en négligeant la structure fine de l'ion émetteur. L'effet moyen de cet environnement est calculé selon la distribution de Maxwell et la distribution relativiste de Maxwell-Jüttner des vitesses des électrons libres.

4.2 APPROCHE D'ALEXIOU

Alexiou a utilisé une approche pour développer l'opérateur de collision électronique pour une raie non dégénéré [?]. Nous allons utiliser la même approche pour obtenir cet opérateur dans le cas où la structure fine est négligeable. Nous allons définir les deux cas relativistes et non relativistes.

4.2.1 Approche non relativiste

L'ion émetteur dans un plasma est influencé par le champ électrique dû aux électrons et aux ions. Les électrons, particules rapides ont des masses très faibles, des temps de collisions très courts devant le temps d'intérêt. Donc ils sont traités par l'approximation d'impact. Les hautes vitesses des perturbateurs et les basses densités, sont les conditions qui doivent être réalisées afin d'appliquer l'approximation d'impact dans les cas d'interaction électrons-ion. Pour les collisions élastiques ion-électron, nous utiliserons également la théorie semi-classique [?].

Nous considérons un système des coordonnées polaires planes (r, φ) . La formule de la trajectoire hyperbolique du perturbateur peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\rho^2}{r\rho_0} = 1 + \varepsilon \cos \varphi \quad (4.1)$$

où ρ et ε sont appelées respectivement, le paramètre d'impact, et l'excentricité de l'orbite donnée par :

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (4.2)$$

Le demi-axe de l'hyperbole ρ_0 est relié à la vitesse v , et au nombre atomique de l'ion rayonnant Z par :

$$\rho_0 = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\varepsilon_0 mv^2} \quad (4.3)$$

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

Dans l'approximation d'impact pour les raies isolées, un opérateur de collisions électroniques a été obtenu par Alexiou [?] :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{int}}(\zeta, -\zeta) &= -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^\infty v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int_{\varepsilon_{\min}(v)}^{\varepsilon_{\max}(v)} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \\ &\quad \left[G_1(\zeta, \varepsilon) G_1(-\zeta, \varepsilon) + \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} G_2(\zeta, \varepsilon) G_2(-\zeta, \varepsilon) \right] \end{aligned} \quad (4.4)$$

où ζ est le paramètre d'inélasticité qui dépend de la fréquence de Bohr entre les états perturbés par collision ω :

$$\zeta = \frac{\omega \rho_0}{v} \quad (4.5)$$

A partir de (4.2), on peut déduire ε_{\min} et ε_{\max} :

$$\varepsilon_{\min} = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho_{\min}}{\rho_0}\right)^2} \quad (4.6)$$

$$\varepsilon_{\max} = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_0}\right)^2} \quad (4.7)$$

où ρ_{\min} et ρ_{\max} sont les bornes d'intégration sur le paramètre d'impact.

Les fonctions figurant dans la formule (4.4) sont :

$$G_1(\zeta, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(1 - \frac{\cosh x}{\varepsilon}) e^{i\zeta(\varepsilon \sinh x - x)}}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} \quad (4.8)$$

$$G_2(\zeta, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \sinh x \frac{e^{i\zeta(\varepsilon \sinh x - x)}}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} \quad (4.9)$$

En négligeant la structure fine de l'ion émetteur $\omega = 0$, on trouve[?] :

$$\begin{aligned} G_1(0, \varepsilon) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(1 - \frac{\cosh x}{\varepsilon})}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} = \left[\frac{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1) \tanh(\frac{x}{2})}{(\varepsilon^2 - 1) [(\varepsilon + 1) \tanh(\frac{x}{2})^2 + \varepsilon - 1]} \right]_{-\infty}^{\infty} \\ &= \frac{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)}{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)} - \frac{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)(-1)}{2\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)} = 2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$G_2(0, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx \sinh x}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon})^2} = 0 \quad (4.11)$$

En injectant les fonctions $G_1(0, \varepsilon)$ et $G_2(0, \varepsilon)$ dans l'expression (4.4), on obtient :

$$\phi_{int}(0,0) = -\frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^\infty v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int_{\epsilon_{min}(v)}^{\epsilon_{max}(v)} \frac{d\epsilon}{\epsilon}$$

En utilisant la notation :

$$\phi(0,0) = \phi(0) \quad (4.12)$$

En intégrant sur l'excentricité ϵ , on aboutit à :

$$\phi_{int}(0) = -\frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^\infty v \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \ln \frac{\epsilon_{max}}{\epsilon_{min}} \quad (4.13)$$

Le terme direct de l'opérateur de collision électronique $\phi_d(0)$ est relié au terme d'interférence $\phi_{int}(0)$ par $\text{Re}(\phi_d(0)) = \frac{1}{2} \text{Re}(\phi_{int}(0))$?, donc :

$$\text{Re} \phi_d(0) = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{\mu}{K_B T}\right)^{3/2} \text{Re} \left(\int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\epsilon_{max}}{\epsilon_{min}} \right) \quad (4.14)$$

L'expression (4.14) représente l'opérateur de collision électronique de la raie isolée dans le cas où la structure fine de l'ion émetteur est négligeable (sans effets du spins) c'est-à-dire raie dégénéré.

Dans ces mêmes conditions, Griem a développé l'amortissement électronique avec son approche. Nous allons comparer notre expression de l'opérateur de collision (4.14) calculé selon l'approche d'Alexiou, avec celle de Griem. En commençant par la formule de la trajectoire (4.1), on peut décrire l'angle de déviation φ_c par :

$$\tan \frac{\varphi_c}{2} = \frac{\rho_0}{\rho} \quad (4.15)$$

En exprimant cette dernière expression et la formule (4.2), on obtient une relation entre l'angle de déviation et l'excentricité non-relativiste :

$$\epsilon = \frac{1}{\sin\left(\frac{\varphi_c}{2}\right)} \quad (4.16)$$

Ce qui permet de déduire les relations entre les valeurs limites :

$$\varepsilon_{\min} = \frac{1}{\sin\left(\frac{\nu_{s,\max}}{2}\right)} \quad (4.17)$$

$$\varepsilon_{\max} = \frac{1}{\sin\left(\frac{\nu_{s,\min}}{2}\right)} \quad (4.18)$$

En injectant ces dernières formules dans (4.14), on obtient[?] :

$$\phi_{dG}(0) = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\sin\frac{\nu_{s,\max}}{2}}{\sin\frac{\nu_{s,\min}}{2}} \quad (4.19)$$

C'est la formule de l'opérateur de collision électronique non-relativiste (??) obtenu par Griem.

4.2.2 Approche relativiste

Dans les cas où les électrons ont un mouvement ultra-rapide, nous allons calculer l'effet du mouvement relativiste de l'électron autour de l'ion émetteur sur l'élargissement des raies spectrales isolées.

La formule du terme d'interférence de l'opérateur de collisions électroniques relativistes est donnée par :

$$\phi_{int}^*(\zeta^*, -\zeta^*) = -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \int_0^\infty \frac{f(v)dv}{v\gamma^4} \quad (4.20)$$

$$\int_{\varepsilon_{\min}^*}^{\varepsilon_{\max}^*} \frac{d\varepsilon^*}{\varepsilon^*} \left[G_1^{*2}(\zeta^*, \varepsilon^*) - \frac{(\varepsilon^{*2} - 1)}{\varepsilon^{*2}} G_2^{*2}(\zeta^*, \varepsilon^*) \right] \quad (4.21)$$

Les fonctions relativistes $G_1^*(\zeta^*, \varepsilon^*)$ et $G_2^*(\zeta^*, \varepsilon^*)$ sont définies par[?] :

$$G_1^*(\zeta^*, \varepsilon^*) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*}) \left(1 - \frac{\cosh x}{\varepsilon^*}\right) e^{i\zeta^*(\varepsilon^{*2} \sinh x - x)}}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*})^3} \quad (4.22)$$

$$G_2^*(\zeta^*, \varepsilon^*) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*}) \sinh x e^{i\zeta^* (\varepsilon^{*2} \sinh x - x)}}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*})^3} \quad (4.23)$$

En négligeant la structure fine de l'ion émetteur, on trouve :

$$G_1^*(0, \varepsilon^*) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*}) (1 - \frac{\cosh x}{\varepsilon^*})}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*})^3} \quad (4.24)$$

$$G_2^*(0, \varepsilon^*) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*}) \sinh x}{(\cosh x - \frac{1}{\varepsilon^*})^3} \quad (4.25)$$

Après l'intégration, ces fonctions deviennent[?] :

$$G_1^*(0, \varepsilon^*) = (\gamma^2 - 1) \left(\frac{2\varepsilon^{*2} \arctan \sqrt{\frac{\varepsilon^*+1}{\varepsilon^*-1}}}{(\varepsilon^{*2} - 1)^{3/2}} + \frac{2\varepsilon^{*2} - 1}{\varepsilon^{*2} - 1} \right) + 2 \quad (4.26)$$

$$G_2^*(0, \varepsilon^*) = 0 \quad (4.27)$$

Pour les plus petites valeurs de β (limite non relativiste), on remarque que les équations (4.26) et (4.27) tendent vers les équations (4.10) et (4.11).

Dans le cas où $\omega = 0$, la formule du terme d'interférence de l'opérateur de collisions électroniques relativistes peut être écrite sous la forme[?] :

$$\phi_{\text{int}}^*(0, 0) = -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \int_0^c \frac{f(v) dv}{v\gamma^4} \int_{\varepsilon_{\text{min}}^*}^{\varepsilon_{\text{max}}^*} \frac{d\varepsilon^*}{\varepsilon^*} \quad (4.28)$$

$$\left[(\gamma^2 - 1) \left(\frac{2\varepsilon^{*2} \arctan \sqrt{\frac{\varepsilon^*+1}{\varepsilon^*-1}}}{(\varepsilon^{*2} - 1)^{3/2}} + \frac{2\varepsilon^{*2} - 1}{\varepsilon^{*2} - 1} \right) + 2 \right]^2 \quad (4.29)$$

En utilisant la notation :

$$\phi^*(0, 0) = \phi^*(0)$$

et en intégrant sur ε^* , on obtient la formule du terme d'interférence de l'opérateur de collision

électronique relativiste[?] :

$$\begin{aligned}
2\text{Re } \phi_d^*(0) &= \text{Re } \phi_{int}^*(0) = -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \text{Re} \left(\int_0^c \frac{f(v)dv}{v\gamma^4} \right. \\
&\left[4\gamma^4 \ln \frac{\epsilon_{max}^*}{\epsilon_{min}^*} - \frac{(\gamma^2 - 1)^2}{4(\epsilon_{max}^{*2} - 1)} - \frac{\epsilon_{max}^{*4} (\gamma^2 - 1)^2}{(\epsilon_{max}^{*2} - 1)^2} \arctan^2 \sqrt{\frac{\epsilon_{max}^* + 1}{\epsilon_{max}^* - 1}} \right. \\
&+ \arctan \sqrt{\frac{\epsilon_{max}^* + 1}{\epsilon_{max}^* - 1}} \left(\frac{6 - 7\epsilon_{max}^{*2}}{(\epsilon_{max}^{*2} - 1)^{3/2}} (\gamma^2 - 1)^2 - \frac{8(\gamma^2 - 1)}{\sqrt{\epsilon_{max}^{*2} - 1}} \right) \\
&+ \frac{\epsilon_{min}^{*4} (\gamma^2 - 1)^2}{(\epsilon_{min}^{*2} - 1)^2} \arctan^2 \sqrt{\frac{\epsilon_{min}^* + 1}{\epsilon_{min}^* - 1}} \\
&\left. \left. - \arctan \sqrt{\frac{\epsilon_{min}^* + 1}{\epsilon_{min}^* - 1}} \left(\frac{6 - 7\epsilon_{min}^{*2}}{(\epsilon_{min}^{*2} - 1)^{3/2}} (\gamma^2 - 1)^2 - \frac{8(\gamma^2 - 1)}{\sqrt{\epsilon_{min}^{*2} - 1}} \right) \right] \right) \quad (4.30)
\end{aligned}$$

Dans cette dernière formule, la contribution dominante est celle du terme $4\gamma^4 \ln \frac{\epsilon_{max}^*}{\epsilon_{min}^*}$, donc (4.31) se réduit à :

$$\text{Re } \phi_{int}^*(0) = -\frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \text{Re} \left(\int_0^c \frac{f(v)dv}{v} \ln \frac{\epsilon_{max}^*}{\epsilon_{min}^*} \right) \quad (4.32)$$

On peut déduire le terme direct ϕ_d^* à partir de (4.32) :

$$\text{Re } \phi_d^*(0) = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \text{Re} \left(\int_0^c \frac{f(v)dv}{v} \ln \frac{\epsilon_{max}^*}{\epsilon_{min}^*} \right) \quad (4.33)$$

En utilisant la distribution de Maxwell des vitesses $f(v)$, il vient[?] :

$$\text{Re } \phi_{dAM}^*(0) = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \text{Re} \left(\int_0^c v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\epsilon_{max}^*}{\epsilon_{min}^*} \right) \quad (4.34)$$

Remarquons que pour $\beta \rightarrow 0$, le terme relativiste $\phi_{dAM}^*(0)$ est réduit au terme non relativiste $\phi(0)$ donné par la formule (4.14) et Griem et al [?, ?].

Le terme d'interférence devient :

$$\text{Re } \phi_{\text{int}AM}^*(0) = -\frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{m}{K_B T}\right)^{3/2} \text{Re} \left(\int_0^c v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\epsilon_{\text{max}}^*}{\epsilon_{\text{min}}^*} \right) \quad (4.35)$$

En tenant compte de l'effet relativiste dans la distribution de la vitesses, nous introduisons la distribution de Maxwell-Jüttner définie dans l'équation (??). L'expression du terme direct devient :

$$\text{Re } \phi_{dAJ}^*(0) = -\frac{4\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{1}{\theta K_2(1/\theta)} \text{Re} \left(\int_0^1 \frac{\beta^2 \gamma^5}{v} \exp\left(-\frac{mc^2}{kT} \gamma\right) d\beta \ln \frac{\epsilon_{\text{max}}^*}{\epsilon_{\text{min}}^*} \right) \quad (4.36)$$

Quand nous prenons la limite $\beta \rightarrow 0$, le terme d'interférence relativiste $\phi_{AJ}^*(0)$ tend vers le terme du cas non relativiste $\phi(0)$ défini par l'expression (4.14) et Griem et al [?, ?].

Nous rappelons que le terme d'interférence est relié au terme direct par :

$$\text{Re } \phi_{\text{int}AJ}^*(0) = 2 \text{Re } \phi_{AJ}^*(0) = -\frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{1}{\theta K_2(1/\theta)} \text{Re} \left(\int_0^1 \frac{\beta^2 \gamma^5}{v} \exp\left(-\frac{mc^2}{kT} \gamma\right) d\beta \ln \frac{\epsilon_{\text{max}}^*}{\epsilon_{\text{min}}^*} \right) \quad (4.37)$$

Chapitre 5

L'OPERATEUR DE COLLISION ELECTRONIQUE RELATIVISTE ET PROFIL DES RAIES (RESULTATS ET DISCUSSIONS)

5.1 INTRODUCTION

Cette thèse est consacrée à la théorie de l'élargissement électronique des raies spectrales. Ce travail n'a pas l'ambition de résoudre en toute rigueur le problème de l'amortissement sous l'effet des chocs avec les électrons dans un plasma. Notre but a été de fournir, aux astrophysiciens spécialistes des étoiles chaudes et des trous noirs et aux physiciens qui observent les profils des raies spectrales de certains plasmas de laboratoire, une méthode qui permet le calcul numérique de la largeur de n'importe quelle raie isolée d'un ion hydrogénoïde avec précision, et ainsi l'influence de l'effet relativiste sur l'opérateur de collision électronique et sur le profil des raies.

Les résultats présentés dans ce chapitre concernent les principaux paramètres (la densité électronique N_e , le nombre spectroscopique Z , la température électronique T et le paramètre de la relativité β) qui influent sur l'opérateur de collision électronique relativiste et non relativiste et sur le pourcentage de la contribution des effets relativistes. La comparaison se fera pour

les deux cas, avec et sans structure fine. En effet, nous allons étudier aussi l'influence de l'effet relativiste sur la forme du profil de raies dans tous les cas précédents. Nous allons aussi présenter les résultats avec deux distributions des vitesses relativistes et non relativistes.

5.2 ELARGISSEMENT ELECTRONIQUE RELATIVISTE DES RAIES ISOLEES DEGENEREEES

Nous allons présenter, dans le cadre de l'approximation dipolaire, quelques résultats du calcul des opérateurs des collisions (relativiste et non relativiste). Ces opérateurs ont été développés selon l'approche d'Alexiou et de Griem [1, 2, 3, 4]. Ensuite nous allons présenter la modification sur la forme du profil des raies. A son tour, la distribution des vitesses donne un changement très important sur l'amortissement et le profil de raie.

Dans le chapitre précédent, nous avons négligé la structure fine de l'ion émetteur ($\omega = 0$). On utilise les notations suivantes :

$$\phi(0) = |\text{Re } \phi_{int}(0)| \quad (5.1)$$

$$\phi_M^*(0) = |\text{Re } \phi_{intAM}^*(0)| \quad (5.2)$$

$$\phi_J^*(0) = |\text{Re } \phi_{intAJ}^*(0)| \quad (5.3)$$

où $\phi_{int}(0)$, $\phi_{intAM}^*(0)$, et $\phi_{intAJ}^*(0)$ sont les termes d'interférences des opérateurs des collisions électroniques donnés par les équation (4.13), (4.35), et (4.37) respectivement.

Nous allons employer dans notre étude, le pourcentage de la contribution des effets relativistes $\frac{\Delta\phi(0)}{\phi(0)}$ (%) pour estimer la contribution des effets relativistes :

$$\frac{\Delta\phi(0)}{\phi(0)} (\%) = \frac{\phi(0) - \phi^*(0)}{\phi(0)} \times 100 \quad (5.4)$$

5.2.1 L'influence de la température

Nous montrons ici l'effet relativiste et l'opérateur de collisions électroniques dans un plasma de Cuivre (hydrogénoïde) dégénéré, pour une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et pour la raie $Ly - \alpha$.

La figure (5-1) montre les variations de l'opérateur de collisions électroniques en fonction de la température. Il apparaît que les trois opérateurs diminuent exponentiellement avec la température. Cette diminution est due à l'augmentation d'énergie. On remarque aussi que l'opérateur relativiste ϕ_M^* (distribution des vitesses de Maxwell) est inférieur à celui non relativiste ϕ , et ce dernier est inférieur à l'opérateur relativiste ϕ_J^* (distribution des vitesses relativiste de Maxwell-Jüttner) [7].

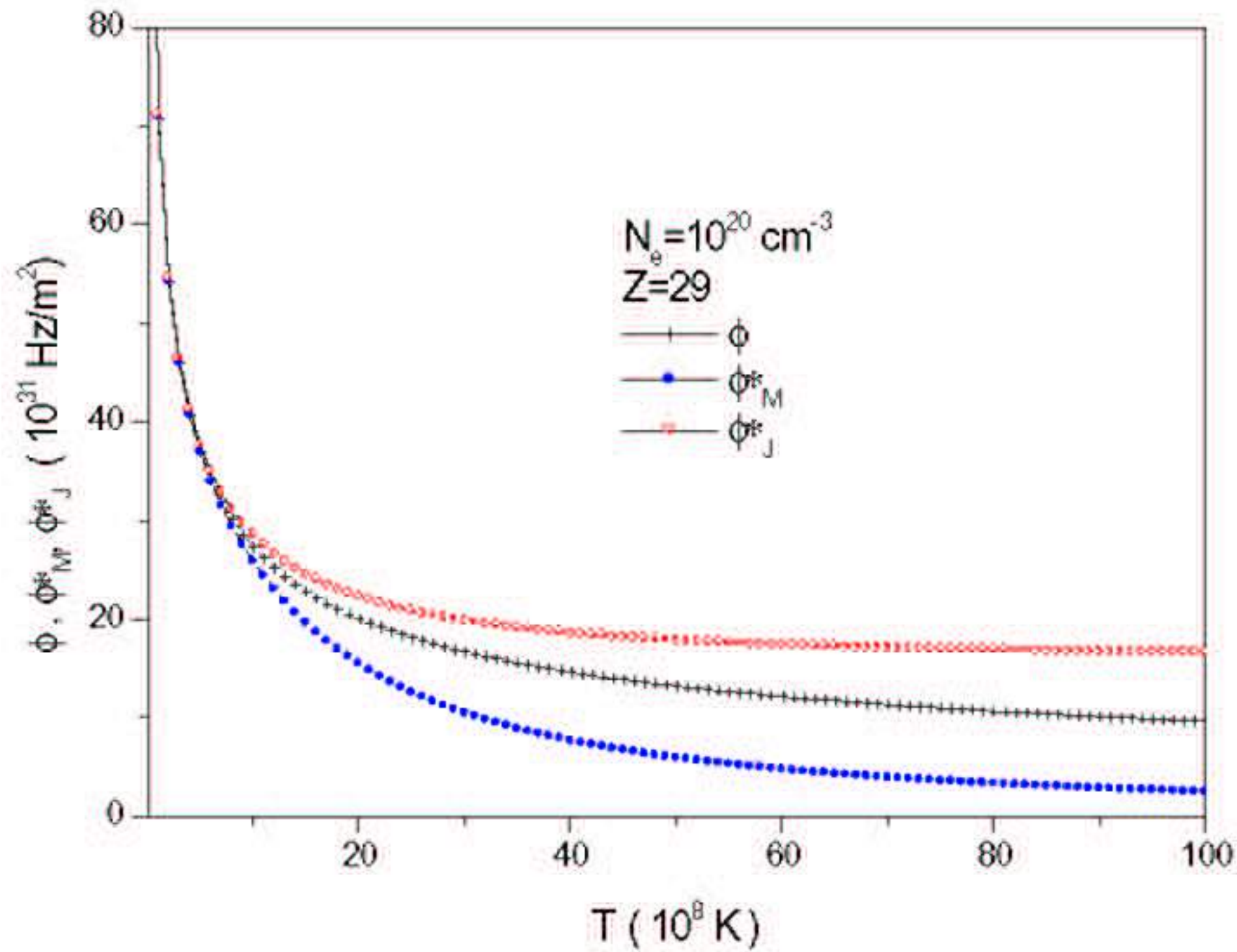


FIG. 5-1 – Variations des opérateurs $\phi(0)$, $\phi_M^*(0)$, $\phi_J^*(0)$ en fonction de la température électronique de la raie $Ly - \alpha$ de Cu^{+28} pour $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Les courbes relativistes doivent avoir la même allure que la courbe non relativiste avec une correction notable, qui augmente avec la température électronique. Les trois courbes sont identiques pour les basses températures.

La figure (5-2) montre que la contribution de l'effet relativiste dans le cas où $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ est très importante pour les hautes températures. Il augmente proportionnellement avec la température pour atteindre une valeur maximale 74,33214% à la température électronique $T = 10^{10} \text{ K}$. Le pourcentage de la contribution des effets relativistes $\frac{\phi^{(0)} - \phi_M^{*(0)}}{\phi^{(0)}} \times 100$ qui concerne la distribution de Maxwell donne des valeurs plus importants que celle de la distribution de Maxwell-Jüttner $\frac{\phi_J^{*(0)} - \phi^{(0)}}{\phi^{(0)}} \times 100$ [7].

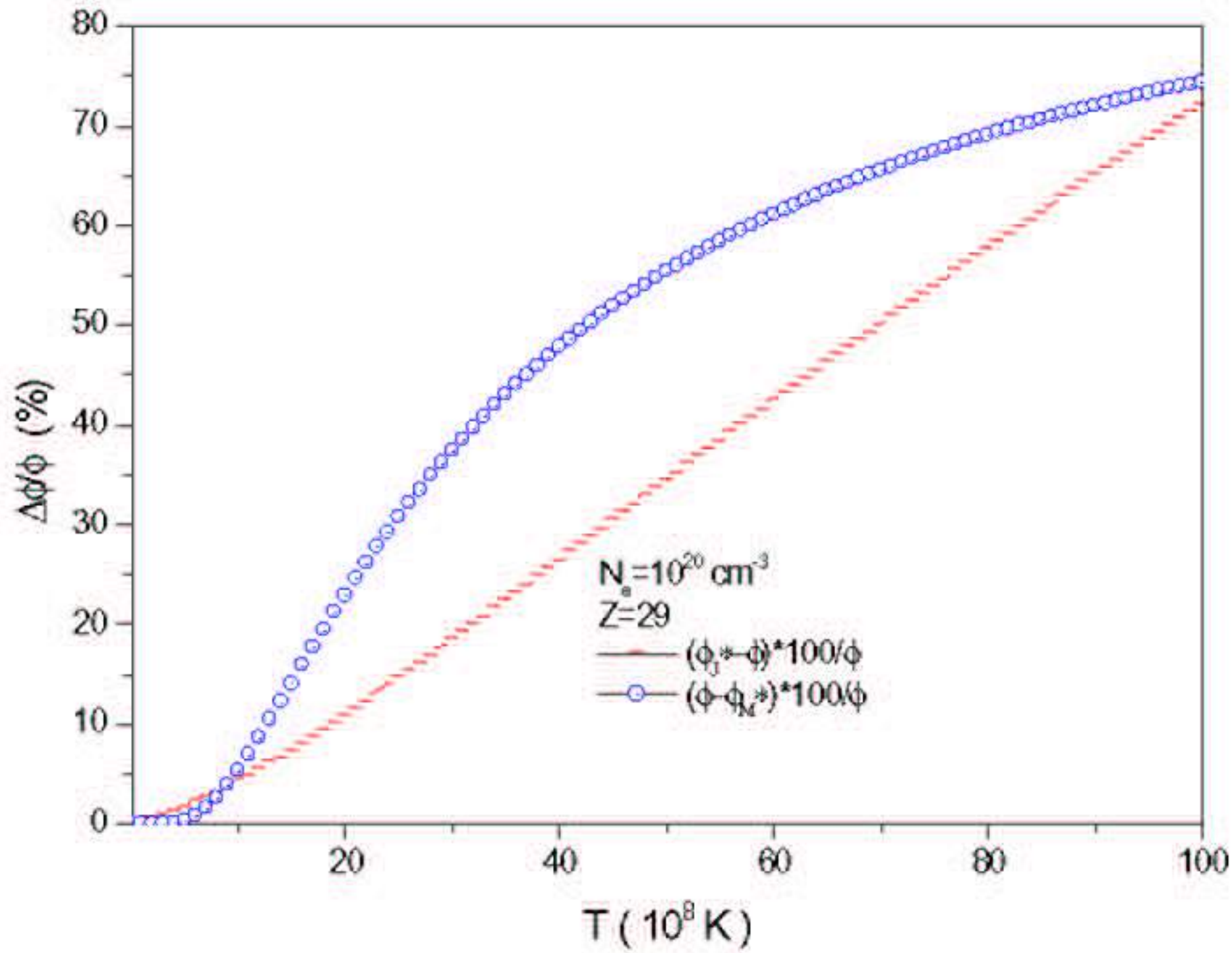


FIG. 5-2 – Variations des pourcentages des apports $\frac{\Delta\phi_M^{*(0)}}{\phi^{(0)}}\%$, $\frac{\Delta\phi_J^{*(0)}}{\phi^{(0)}}\%$ en fonction de la température électronique de la raie $Ly - \alpha$ de Cu^{+28} pour $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Pour les basses températures les taux $\frac{\phi_j^*(0) - \phi(0)}{\phi(0)} \times 100$ et $\frac{\phi(0) - \phi_{Mf}^*(0)}{\phi(0)} \times 100$ ont presque les mêmes valeurs. L'augmentation du taux calculé selon la distribution des vitesses de Maxwell-Jüttner, est plus important que celui de Maxwell. Mais les deux coïncident pour $T = 10^{10}$ K.

Il est clair que la contribution de l'effet relativiste dans l'opérateur de collision électronique, est reliée de façon très significative à la température électronique. On observe l'importance de la relativité à partir de la température 9×10^8 K; c'est la gamme des plasmas relativistes. L'augmentation de la température induit une augmentation de la vitesse moyenne des électrons, et d'énergie cinétique.

A son tour, la distribution relativiste des vitesses contribue d'une manière très notable. La correction relativiste est essentielle pour les vitesses élevées. Notons que la distribution de Maxwell n'est pas fautive, mais moins générale que celle de Maxwell-Jüttner.

5.2.2 L'influence du paramètre de la relativité

En négligeant la structure fine de l'ion émetteur, nous avons calculé les opérateurs de collisions électroniques d'une raie dégénérée $Ly - \alpha$ dans un plasma du fer hydrogénoïde pour la densité électronique $N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et pour différentes valeurs de β .

La figure (5-3) montre la variation de l'opérateur de collision électronique relativiste $\phi_j^*(0)$ et non relativiste $\phi(0)$ pour différentes valeurs du paramètre de la relativité β .

Pour valider le calcul selon la distribution de Maxwell-Jüttner, nous prenons les petites valeurs du paramètre de la relativité β . Pour approcher le cas non relativiste de Griem et Alexiou [1, 5], comme étant un cas particulier, quand le paramètre de relativité β est petit par rapport à l'unité. Cependant le champ de validité de l'opérateur non relativiste trouve ses limites pour des vitesses suffisamment élevées[7].

Pour une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et pour différentes valeurs du paramètre de la relativité β , on trace l'opérateur de collision $\phi(0)$ obtenu par Griem et Alexiou [1, 5] et notre

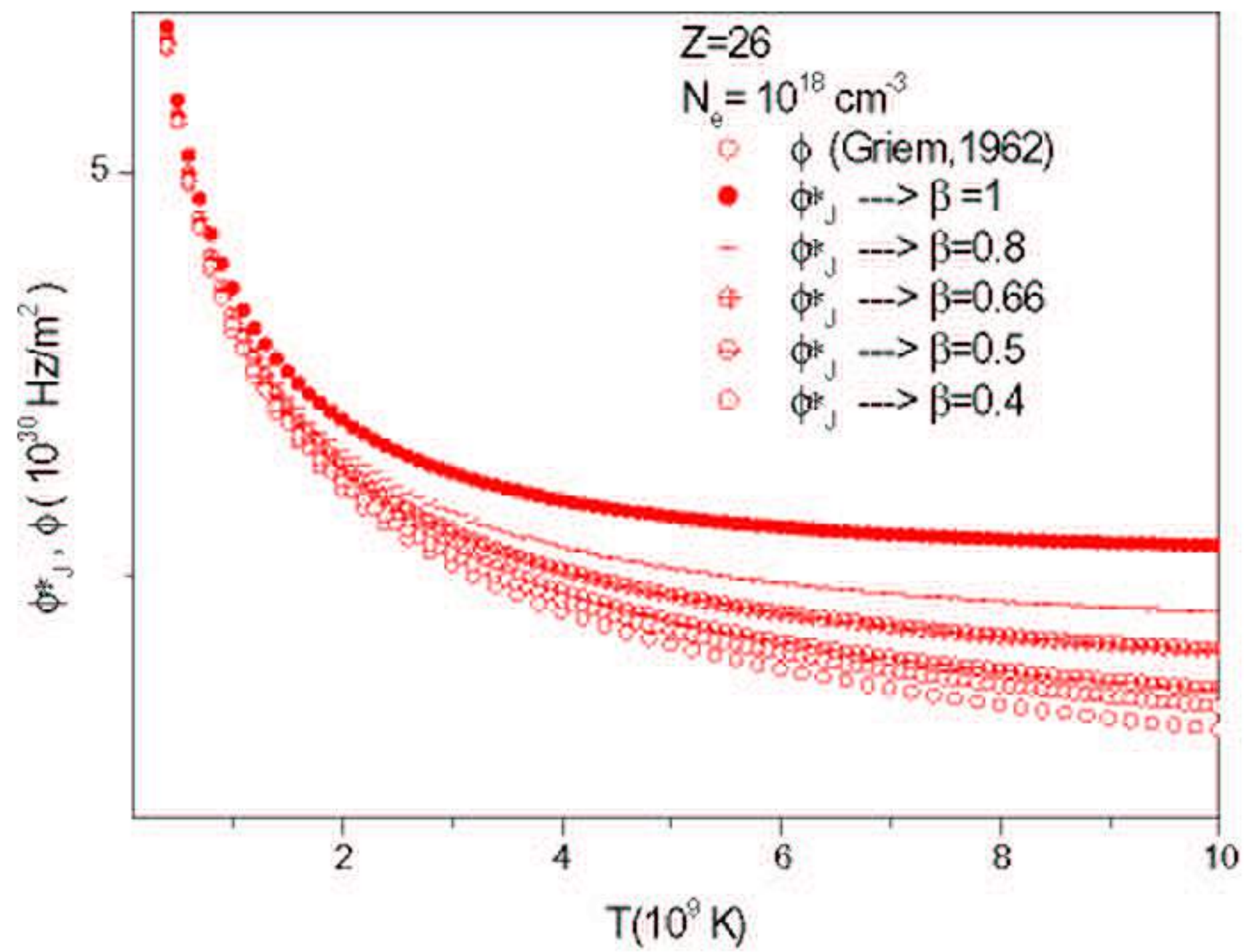


FIG. 5-3 – Comparaison entre l'opérateur de collision relativiste $\phi^*_M(0)$ et non relativiste $\phi(0)$ pour $\beta \rightarrow 0$. Avec $N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $Z = 26$.

opérateur relativiste $\phi_M^*(0)$ (calculé selon la distribution de Maxwell) de la raie dégénérée $Ly - \alpha$ du cuivre (Cu^{+28}). De la même façon, et par le calcul relativiste selon Maxwell, on approche le cas non relativiste pour les petites valeurs de la vitesse par rapport à la célérité de la lumière.

La figure (5-4) présente la comparaison entre l'opérateur de collision relativiste $\phi_M^*(0)$ et non relativiste $\phi(0)$. On observe la convergence du cas relativiste vers le cas non relativiste pour les petites valeurs du paramètre de la relativité β . Les valeurs de $\phi_M^*(0)$ augmentent pour atteindre les valeurs non relativistes $\phi(0)$. Alors l'opérateur de collision électronique est bien décrit par la correction relativiste[7].

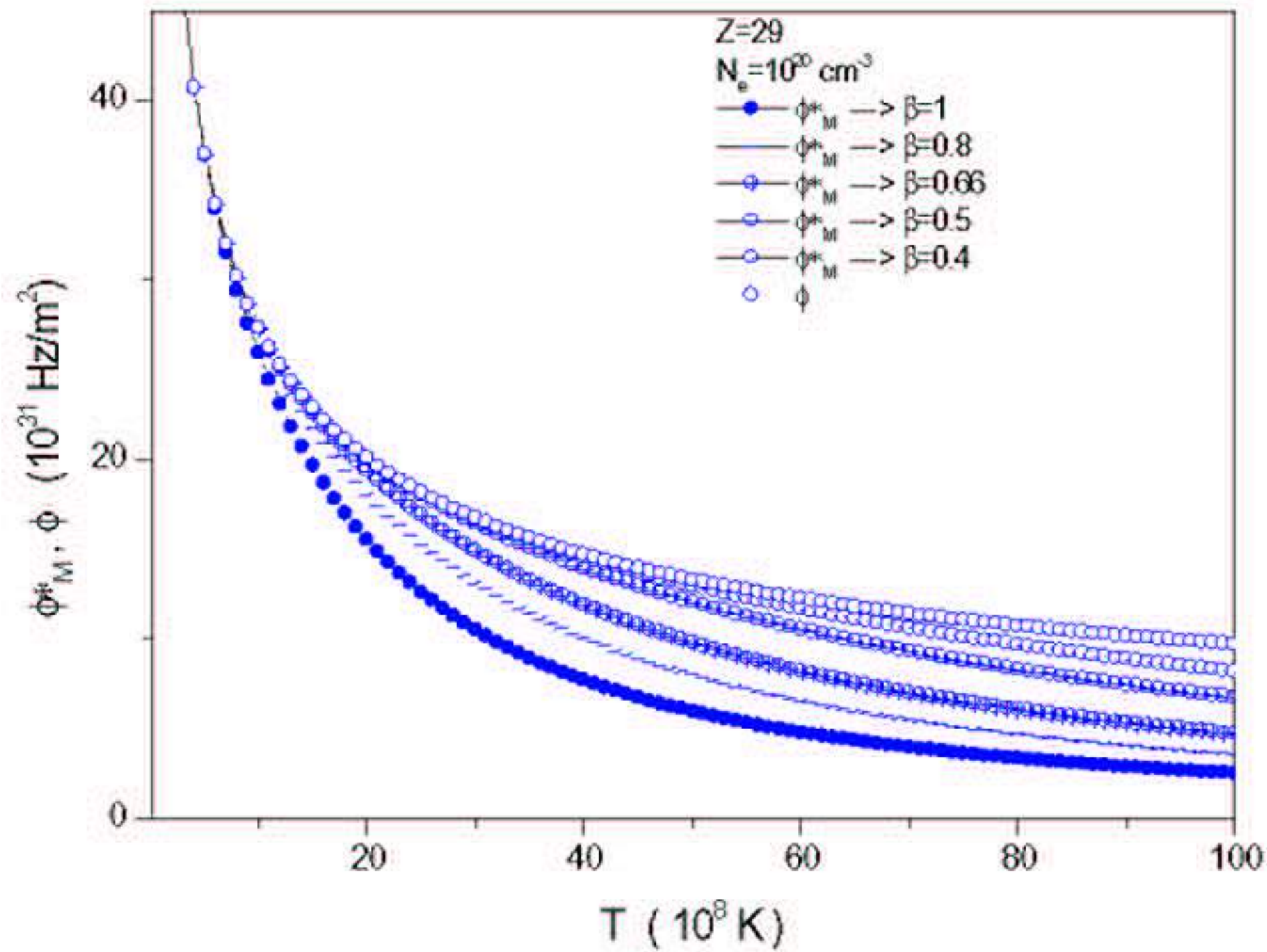


FIG. 5-4 – Comparaison entre l'opérateur de collision relativiste $\phi_M^*(0)$ et non relativiste $\phi(0)$ pour $\beta \rightarrow 0$ avec $N_e = 10^{20}$ cm⁻³, $Z = 29$.

5.2.3 L'influence de la densité électronique

On discute ici comment une augmentation de la densité fait apparaître l'effet relativiste et l'opérateur de collisions électronique dans un plasma de Cu^{+28} dégénéré, pour le raie $Ly - \alpha$ et pour une température électronique $T = 8.5 \times 10^9$ K.

Nous présentons sur la figure (5-5), la variation des termes d'interférences des opérateurs des collisions électroniques relativiste ($\phi_J^*(0), \phi_M^*(0)$) et non relativiste ($\phi(0)$), qui sont calculés selon la distribution relativiste (distribution des vitesses de Maxwell-Jüttner) et non relativiste (distribution des vitesses de maxwell). Notons que les opérateurs varient proportionnellement avec la densité électronique, car nous avons calculé statistiquement la somme des collisions individuelles où le nombre de collisions est proportionnel avec la densité électronique[7].

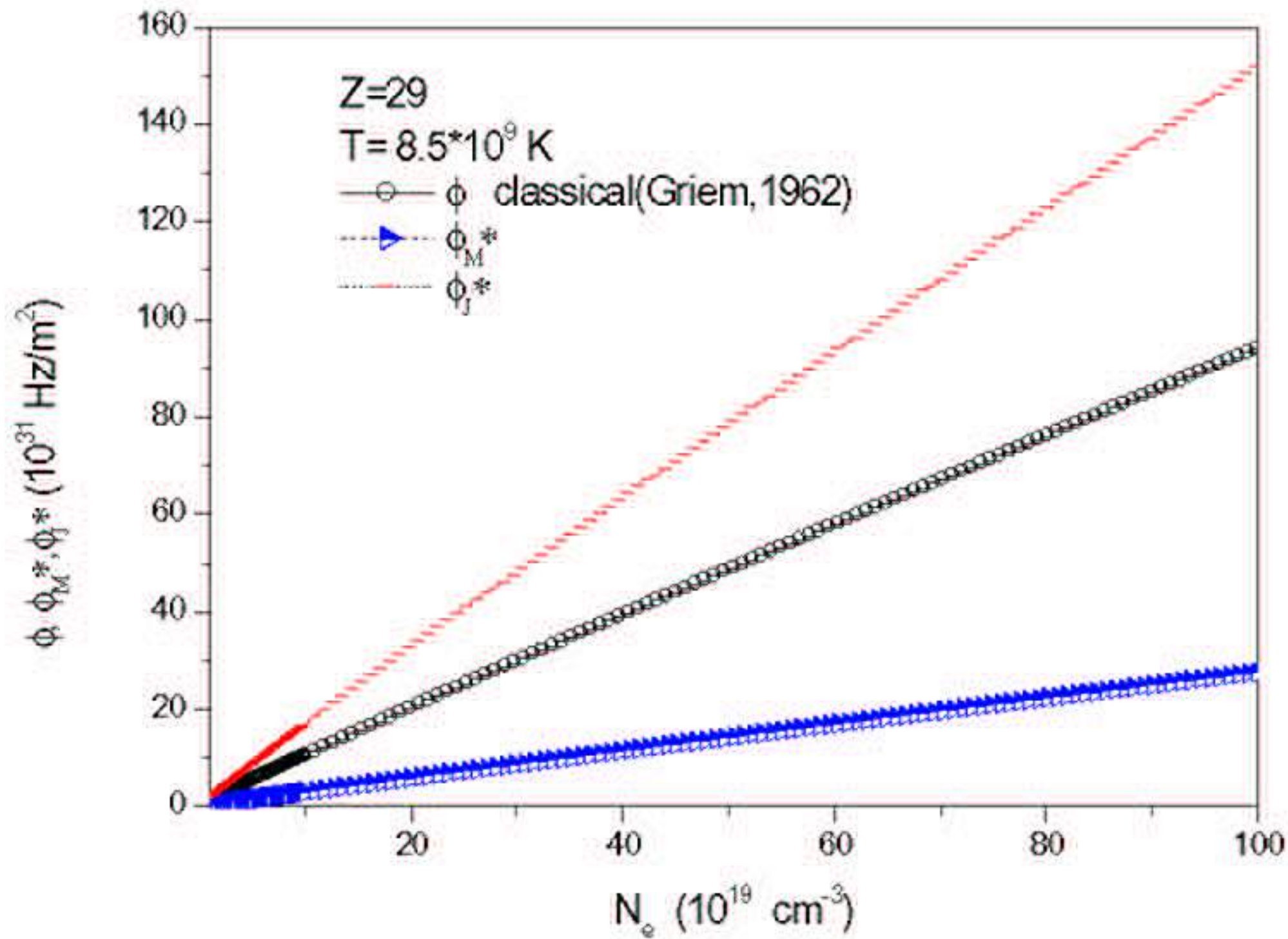


FIG. 5-5 – Variations des opérateurs $\phi(0)$, $\phi_M^*(0)$, $\phi_J^*(0)$ en fonction de la densité électronique de la raie $Ly - \alpha$ de Cu^{+28} pour $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Il apparaît que $\phi_M^*(0)$ est inférieur à $\phi(0)$, par contre, $\phi_J^*(0)$ est supérieur à l'opérateur non relativiste.

5.2.4 Influence du nombre spectroscopique de charge

A une température électronique $T = 8.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ et une densité électronique $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, nous avons calculé l'opérateur de collision électronique pour le raie $Ly - \alpha$ d'un plasma de Cu^{+28} et pour une inélasticité nulle. Sur la figure (5-6) on remarque que l'influence du nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur sur les opérateurs $\phi_M^*(0)$, $\phi_J^*(0)$ et $\phi(0)$, est négligeable. L'effet du nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur ne dépasse guère (6%)[8].

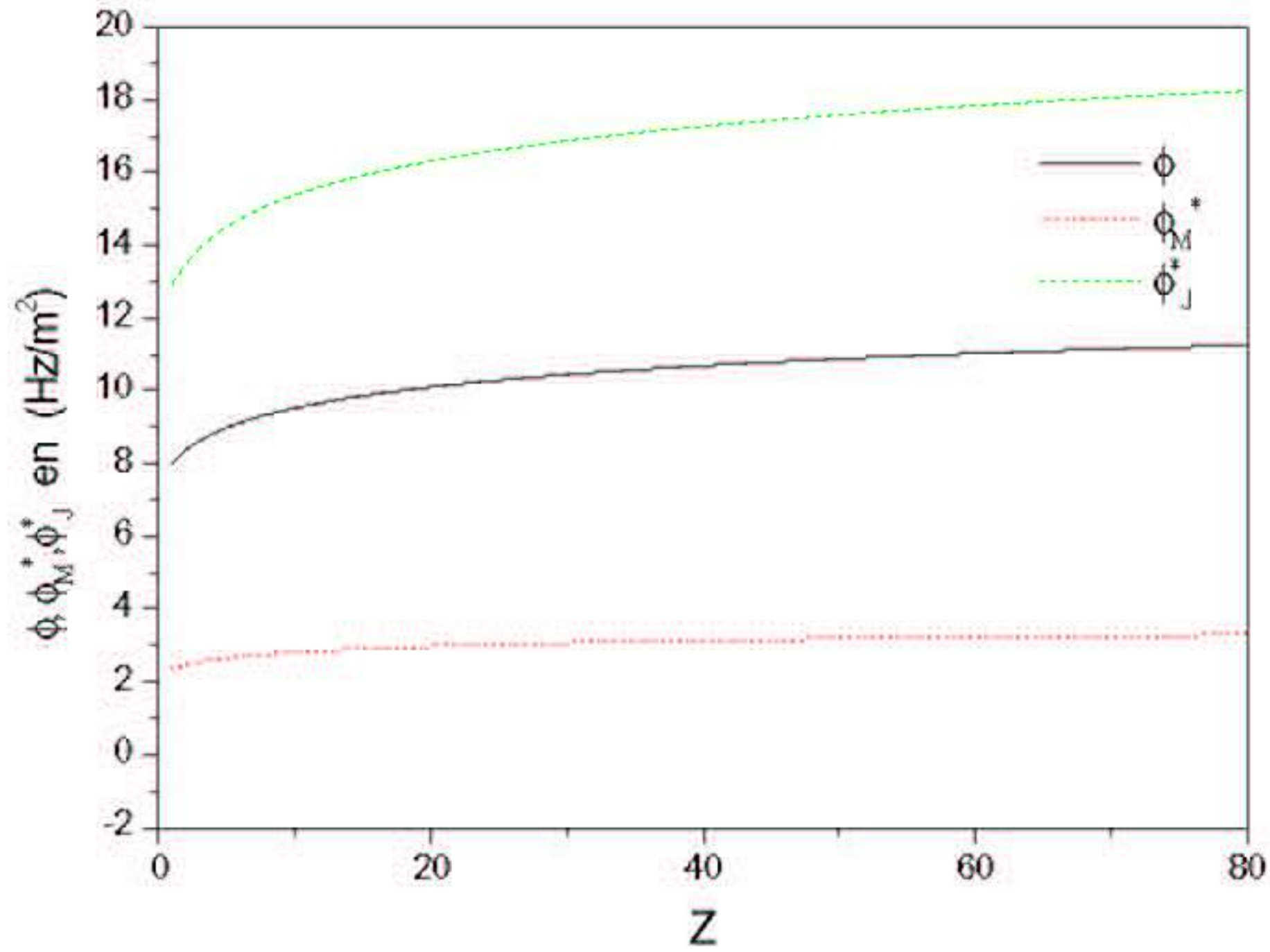


FIG. 5-6 – Variation de l'opérateur de collisions (relativiste et non relativiste) en fonction du nombre atomique Z.

5.3 L'EFFET RELATIVISTE SUR LE PROFIL DE RAIES

Dans la figure(5-7), nous présentons l'effet relativiste sur la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénoïde Ag^{+46} , pour une densité électronique N_e de 10^{24} cm^{-3} , et une température électronique $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$. Nous avons calculé le profil de la raie $Ly - \alpha$, dont la largeur électronique est non relativiste et relativiste. Dans ce dernier nous avons utilisé deux différentes distributions de vitesse (Maxwell et Maxwell-Jüttner).

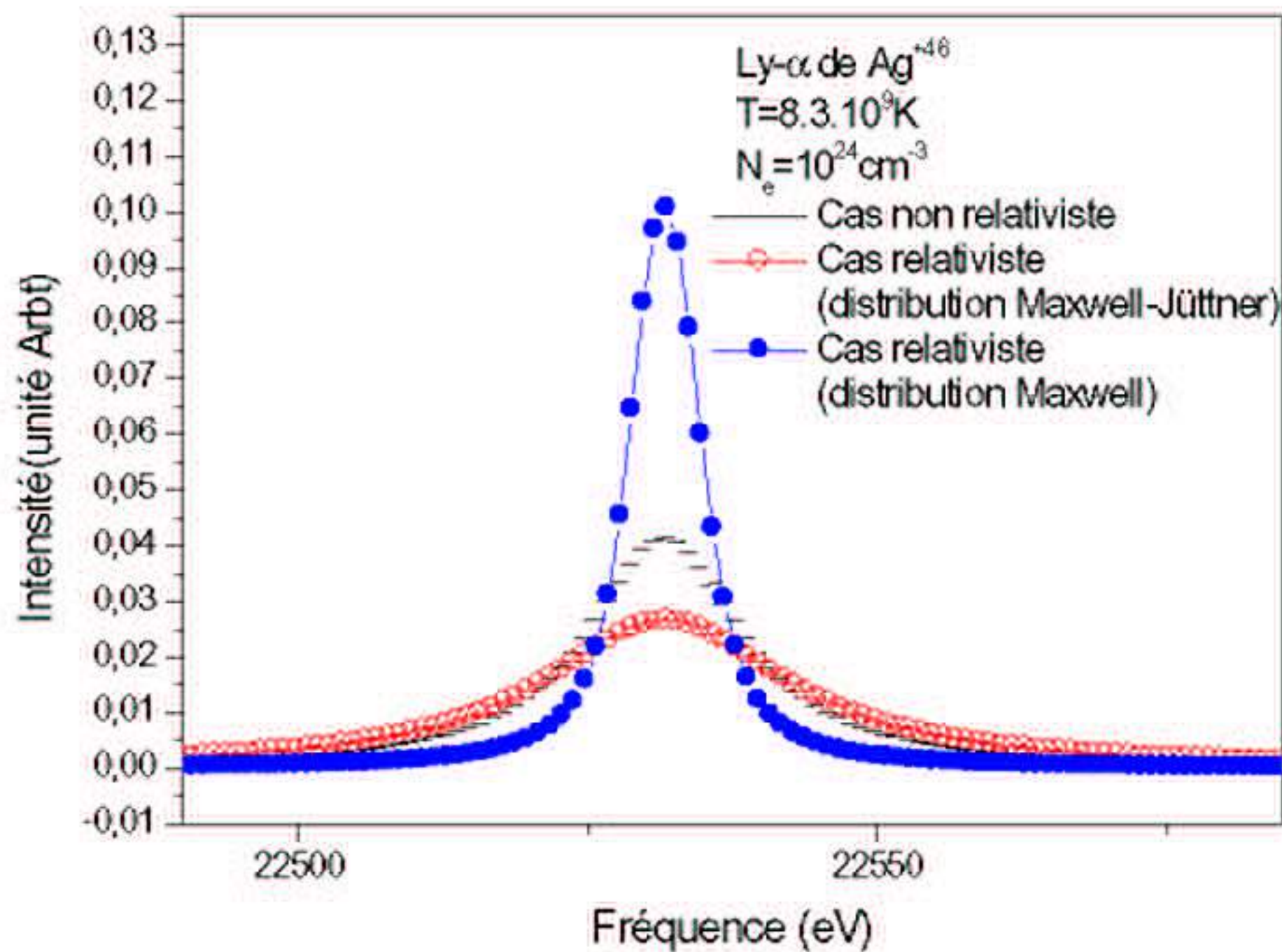


FIG. 5-7 – Comparaisons des effets relativistes sur raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénoïde Ag^{+46} à $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$ et $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, pour différentes distributions des vitesses.

En tenant compte de l'effet relativiste sur la largeur électronique, avec la distribution de Maxwell des vitesses, la raie devient plus intense et moins large de 62.5% par rapport au cas non relativiste. Par contre nous avons utilisé la distribution de Maxwell-Jüttner des vitesses, la

raie s'élargit d'environ 62.5% par rapport au cas non relativiste.

Ces résultats nous montrent que l'effet relativiste dans les plasmas denses ne peut être négligé et doit être pris en compte.

La figure(5-8) présente l'effet relativiste sur la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} , à une densité électronique $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, et à une température électronique $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$. En utilisant la distribution de Maxwell- Jüttner des vitesses et en diminuant le paramètre de relativité β . Nous remarquons que la correction relativiste sur les collisions électron-ion induit une diminution notable de l'intensité de la raie, et une augmentation observable de largeur à mi-hauteur de cette raie.

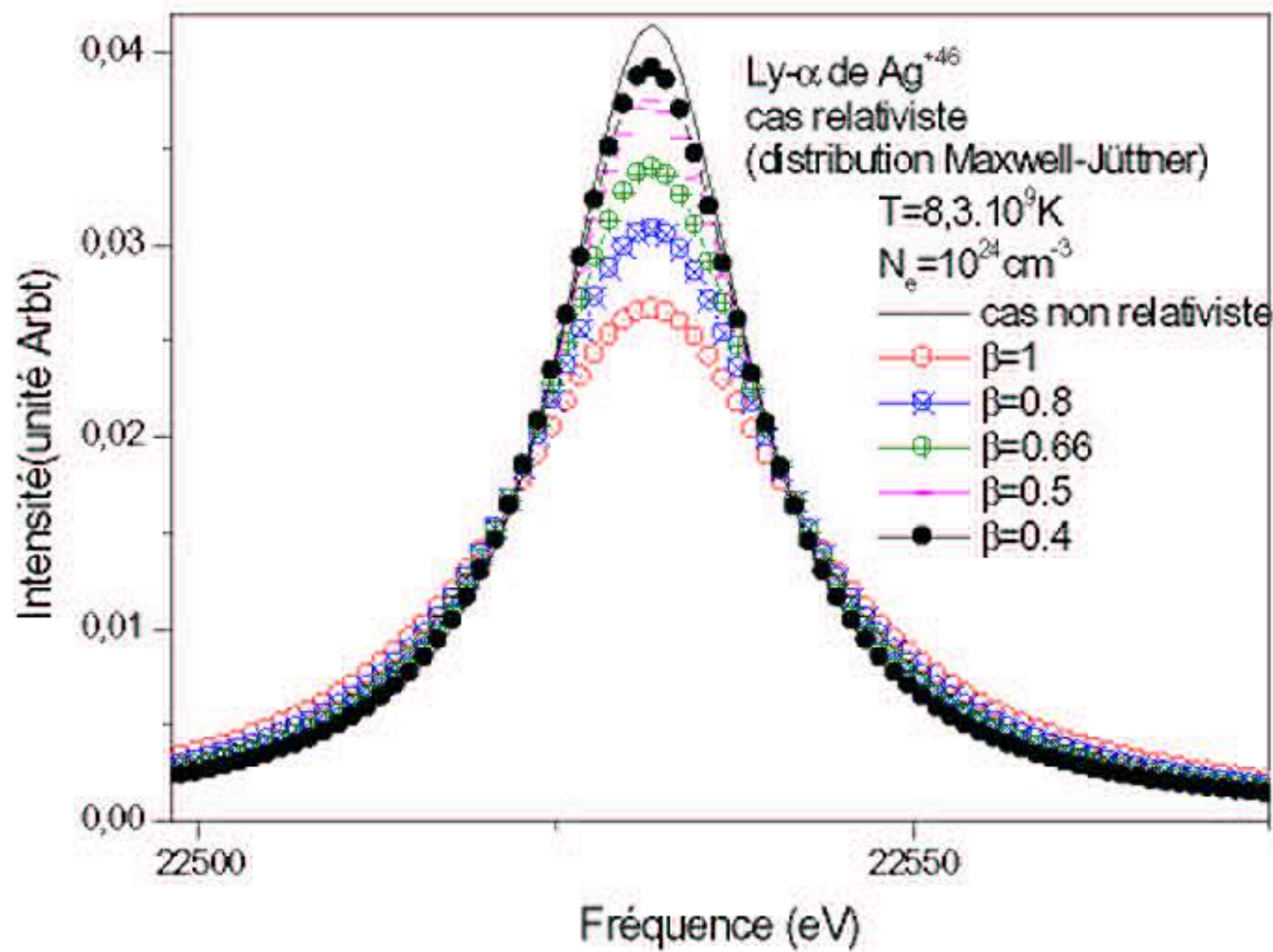


FIG. 5-8 – Effet du paramètre de la relativité β sur l'élargissement électronique relativiste de la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} , avec la distribution de Maxwell-Jüttner des vitesses, à $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$ et $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$.

Allant de $\beta = 1$ vers 0, nous observons que la raie devient de plus en plus étroite jusqu'à atteindre le cas non relativiste, la largeur de la raie diminue d'environ 50%.

Sur la figure (5-9), en tenant compte de la distribution de Maxwell des vitesses nous avons tracé la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} , où la densité électronique $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ et la température électronique $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$. Sous ces conditions et en utilisant la correction relativiste sur la largeur électronique, nous avons calculé la raie pour différentes valeurs du paramètre β compris entre 0 et 1. On remarque que la diminution du paramètre de relativité β induit une augmentation de la largeur relativiste d'environ de 65.5% par rapport au cas non relativiste.

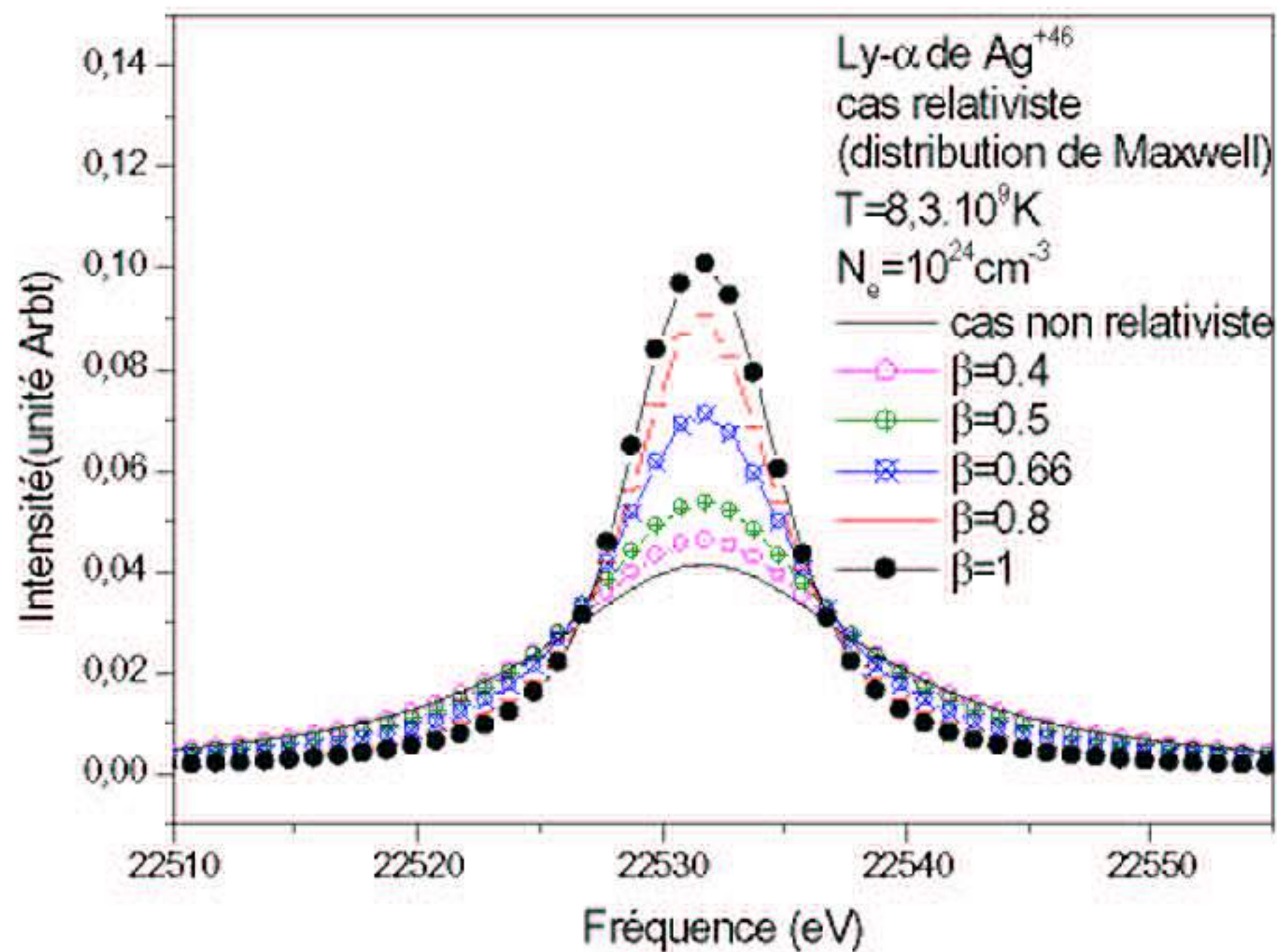


FIG. 5-9 - L'élargissement électronique relativiste de la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} à $T = 8.3 \times 10^9 \text{ K}$ et $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, avec la distribution de Maxwell des vitesses, pour différentes valeurs du paramètre de relativité β .

On observe que la raie avec l'élargissement relativiste tend vers la raie avec la largeur non relativiste, pour les petites valeurs de la vitesse par rapport à la célérité de la lumière c .

5.3.1 Influence de la température sur le profil de raies

Pour la transition $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} , et à une densité électronique $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, on trace la raie dégénéré sur la figure (5-10) pour différentes valeurs du température électronique. On observe que pour une augmentation de température électronique de $5.8 \times 10^9 \text{ K}$, la largeur de la raie diminue de 38.46%, bien que l'intensité augmente.

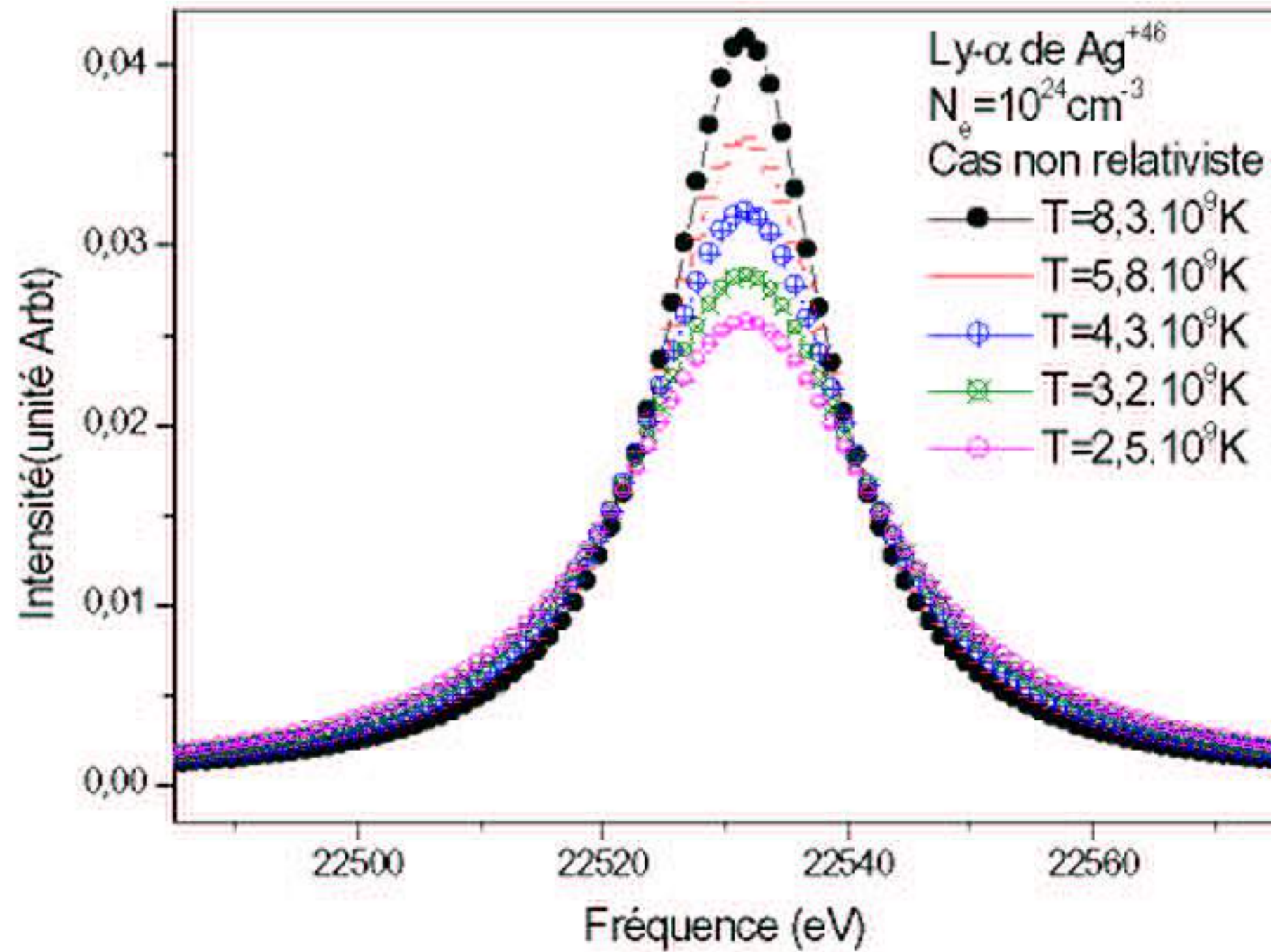


FIG. 5-10 – La raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} à $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, pour différentes valeurs de la température électronique T .

Nous montrons sur la figure (5-11), l'influence de la température électronique sur la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} , à densité électronique N_e de 10^{24} cm^{-3} telle que la largeur électronique utilisé est relativiste, où la distribution utilisée pour évaluer la moyenne sur les vitesses, est la distribution de Maxwell- Jüttner.

En augmentant la température électronique, on remarque que la raie devient moins large. Allant de $T = 2.5 \times 10^9 \text{ K}$ à $8.3 \times 10^9 \text{ K}$, l'effet de la température fait diminuer la largeur de la raie d'environ de 13.33%.

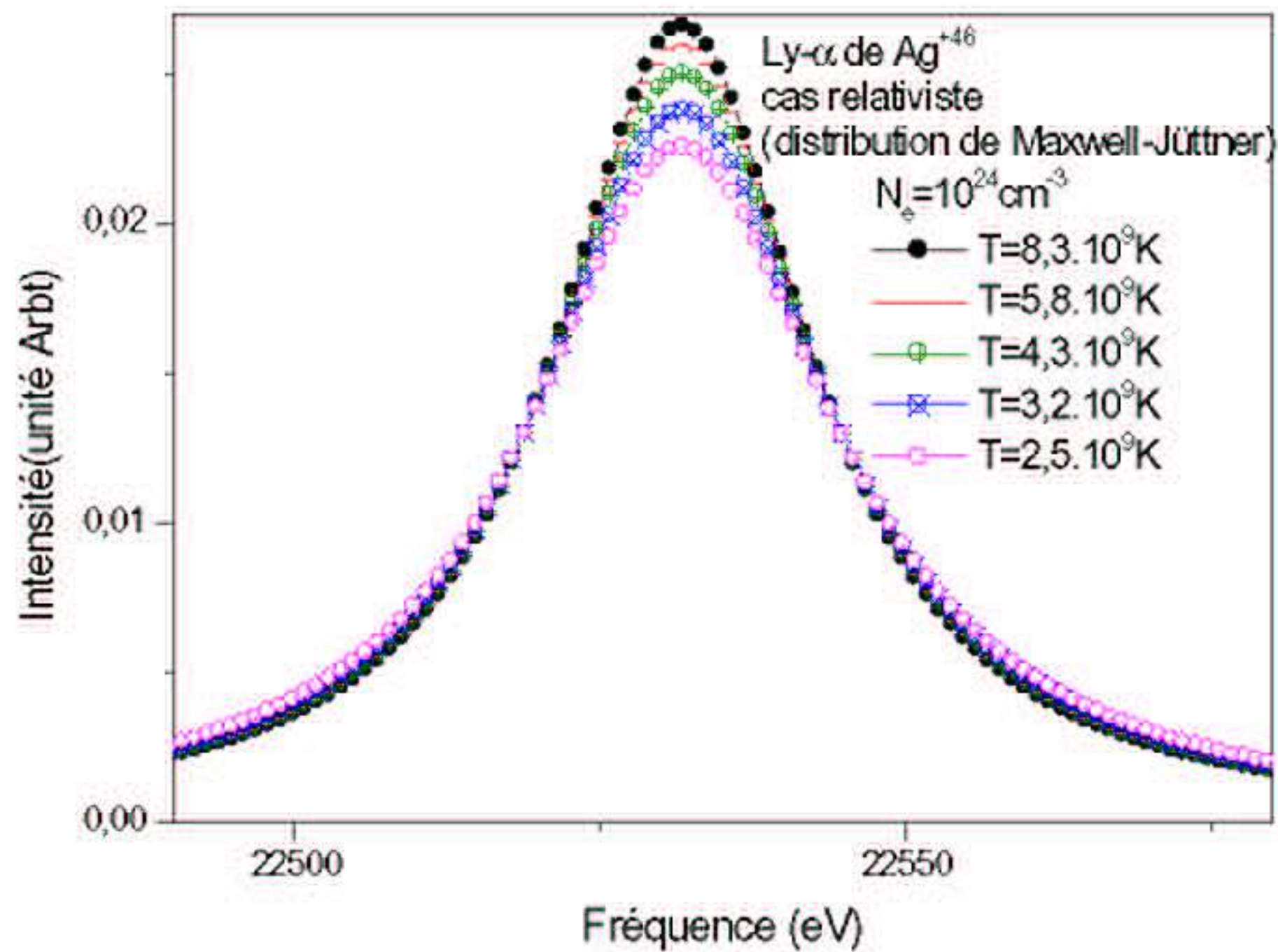


FIG. 5-11 – Effet de la température électronique T sur l'élargissement électronique relativiste de la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} , avec la distribution de Maxwell-Jüttner des vitesses, à $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$.

Nous mentionnons sur la figure (5-12), la contribution de la température électronique dans la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} , à une densité électronique $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$.

En tenant compte de la correction relativiste sur l'élargissement électronique, et pour différentes températures électroniques, nous avons calculé la raie $Ly - \alpha$ selon la distribution Maxwell des vitesses. Nous remarquons que pour une augmentation de température électronique de $5.8 \times 10^9 \text{ K}$, l'intensité de la raie augmente, par contre, la largeur diminue avec, de 50%.

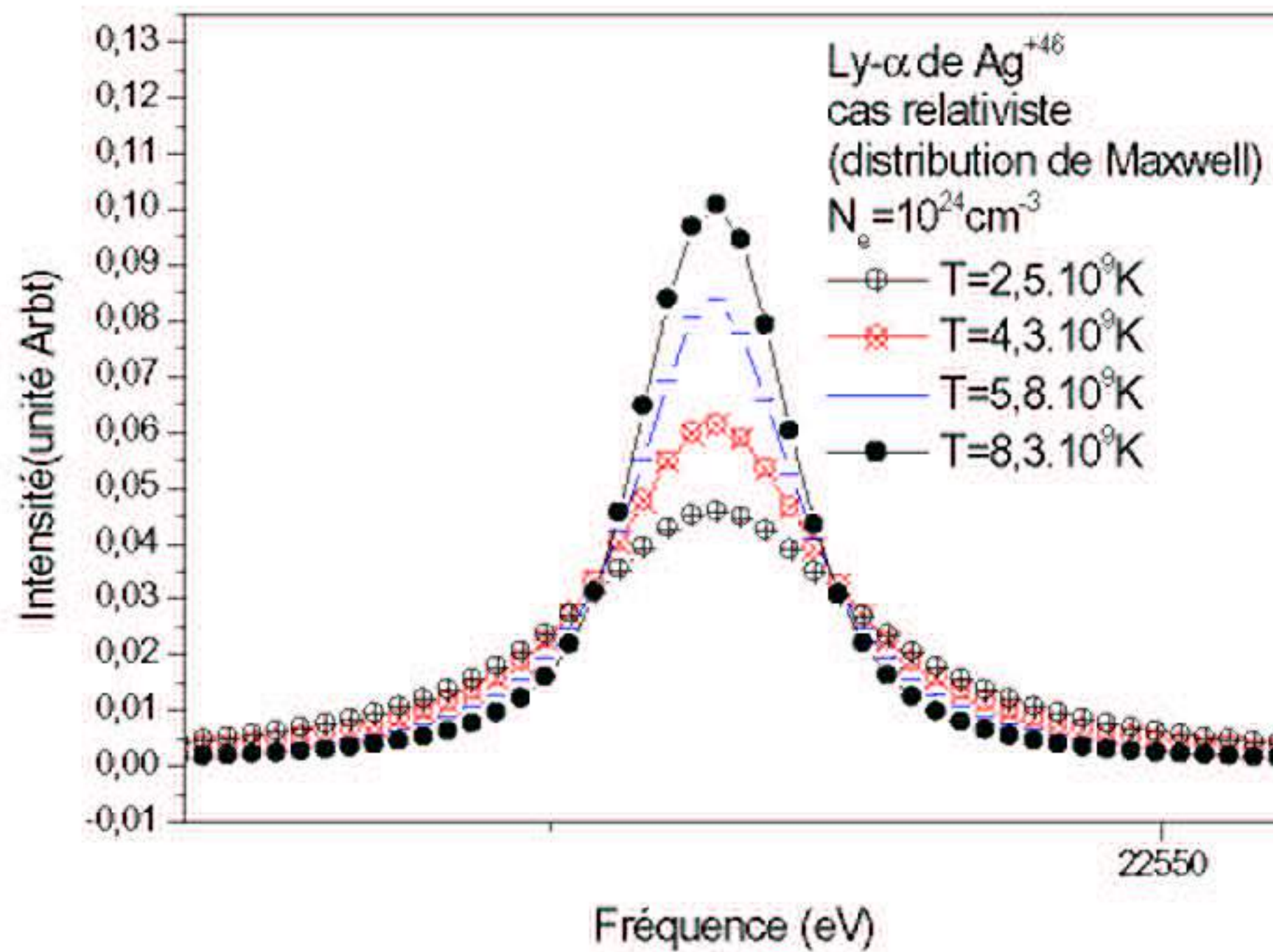


FIG. 5-12 – La raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéide Ag^{+46} à $N_e = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, avec la distribution de Maxwell des vitesses, pour différentes valeurs de la température électronique T .

Bibliographie

- [1] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel; *Phys. Rev.* 125, 177 (1962).
- [2] H. R. Griem; "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York (1964).
- [3] S. Sahal-Bréchet; *Astron. Astrophys.* 2, 322 (1969).
- [4] A. Naam; mémoire de Magister Université de Ouargla, (2006).
- [5] S. Alexiou; *Phys. Rev.* 5, 1 (1994).
- [6] S. Alexiou; *Phys. Rev.* A49, 106 (1994).
- [7] A. Naam, M. T. Meftah, S. Douis et S. Alexiou; *ASR.* 54, 1242-1247, (2014).
- [8] A. Naam et M. T. Meftah; *AST.* 6, 1, (2014).

Chapitre 6

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

La spectroscopie plasma est l'étude du rayonnement émis par un atome ou un ion immergé dans un milieu partiellement ou complètement ionisé. Le spectre de raies répond aux différentes interactions, qui précèdent ou accompagnent l'émission, par un élargissement et/ou un déplacement, et/ou une levée de la dégénérescence des niveaux. La mesure des profils spectraux, combinée avec une théorie adéquate, représente de ce fait un moyen approprié de diagnostic des plasmas d'astrophysique ou de laboratoire.

L'information contenue dans le spectre dépend non seulement des propriétés de l'émetteur isolé, mais aussi de la physique du plasma environnant. Cette dépendance entre le rayonnement émis et son environnement est une conséquence directe de l'interaction entre l'émetteur et les particules qui l'entourent.

Pour ce type de plasma, il n'y a aucun moyen pour obtenir directement des informations sur leurs propriétés physiques, il faut donc les déduire par des méthodes de diagnostics indirectes. Certaines de ces méthodes reposent sur la capacité de la modélisation des profils des raies et leur comparaison avec les spectres expérimentaux. L'analyse du spectre des raies émises par le plasma peut être utilisée comme moyen de diagnostic pour accéder aux conditions physiques (température, densités, champs de vitesse, champ électrique, champ magnétique...).

Ce manuscrit est composé de cinq chapitres; dans le premier nous présentons les principales généralités sur les plasmas, nous avons posé le formalisme de base nécessaire des profils de raies.

Le second chapitre traite les collisions binaires dans les plasmas et les équations paramétriques non-relativistes du mouvement. Nous avons développé l'élargissement des raies provoqué par des perturbateurs chargés (électrons). Nous avons calculé l'opérateur de collision électronique des raies non dégénérés selon l'approche de Alexiou.

Au troisième chapitre, nous avons établi l'équation paramétrique relativiste du mouvement et la formule de la trajectoire suivi par un électron. Cette trajectoire est prise une hyperbole dont le centre de diffusion est l'ion émetteur dans le cas d'un émetteur ionique.

A des hautes températures les électrons sont des particules ultra-rapide se qui conduit à tenir compte de l'effet relativiste. Dans ce cas nous avons développé des expressions pour l'opérateur de collisions électroniques relativistes. Ces calculs sont développés dans le cadre de la théorie semi-classique où l'interaction mise en jeu entre l'ion émetteur et l'environnement électronique est de type dipolaire. L'effet moyen de cet environnement est calculé selon la distribution de Maxwell des vitesses des électrons libres et la distribution relativiste de Maxwell-Jüttner. Nous avons traité les raies non dégénérés, c'est-à-dire la séparation d'énergie ω différente de zéro.

Dans le quatrième chapitre nous avons développé l'opérateur de collisions électroniques relativiste et non relativiste, dans le cadre de l'approximation dipolaire, en négligeant la structure fine de l'ion émetteur et la présentation classique pour les électrons, c'est-à-dire ($\omega = 0$). Dans l'approximation semi-classique, nous avons développé les calculs pour les raies isolées. Puisque les collisions individuelles sont indépendantes, nous avons estimé la moyenne sur le paramètre d'impact et la vitesse.

En ce qui concerne la moyenne sur la vitesse des électrons perturbateurs, deux points de vue ont été pris pour calculer l'opérateur de collision relativiste des raies dégénéré; la distribution de Maxwell des vitesses qui représente la description non relativiste, et la distribution relativiste de Maxwell-Jüttner.

Nous avons également présenté deux approches pour obtenir l'opérateur relativiste et non relativiste ; l'approche de Griem qui est basée sur l'utilisation de l'équation du mouvement de l'électron perturbateur et la formule de la trajectoire pour déterminer les conditions limites de vitesse et de l'angle de déviation et ainsi la relation entre eux. Nous avons vu aussi qu'on peut établir l'amortissement électronique selon une autre approche, celle l'approche de Alexiou, nous nous sommes basés sur les équations paramétriques du mouvement relativiste et non relativiste.

Nous avons montré dans tous les cas, que les expressions relativistes tendent vers les expressions non relativistes. D'autre part, nous avons montré aussi que les deux approches donnent les mêmes résultats dans les deux cas relativiste et non relativiste.

Dans le cinquième chapitre, nous avons étudié l'effet relativiste sur l'élargissement électronique des raies spectrales dans les plasmas. Nous avons commencé par les raies dégénérés où la structure fine de l'ion émetteur est négligeable. Nous avons vu l'influence des paramètres principales des plasma (la densité électronique N_e , la température électronique T , le nombre spectroscopique Z). Nous avons aussi comparé les contributions des distributions des vitesses (distribution maxwell, distribution relativiste Juttner- Boltzmann).

Nous avons montré que les deux opérateurs de collision relativiste et non relativiste, diminuent exponentiellement avec la température T , et augmentent proportionnellement avec la densité électronique N_e , mais varient peu avec le nombre spectroscopique Z . D'autre part, Pour des densités électronique comprises entre 10^{19} cm^{-3} et 10^{21} cm^{-3} , cet effet augmente de 2%. L'influence du nombre spectroscopique sur le rapport $\frac{\Delta\phi}{\phi}(\%)$ est négligeable, elle ne dépasse pas 6%. Le paramètre le plus influant est la température électronique ; à partir de la température $9 \times 10^8 \text{ K}$ cet effet commence à avoir de l'importance pour atteindre un maximum 74,33214% à la température 10^{10} K . Pour les petites valeurs des vitesses par rapport à la vitesse de la lumière c , l'opérateur de collision électronique relativiste converge vers celui non relativiste.

Nous avons montré que l'opérateur de collision relativiste calculé selon la distribution non relativiste des vitesses est inférieur à l'opérateur non relativiste, et ce dernier à son tour, est inférieur à l'opérateur de collision relativiste calculé pour une distribution relativiste des vitesses.

L'opérateur de collision électronique non relativiste est largement utilisé pour la plupart

des études des plasmas. Cependant, son champ de validité trouve ses limites pour des vitesses suffisamment élevées c'est-à-dire pour des hautes températures où la particule accélérée est très influencée par la correction relativiste. A une température égale 10^9 K, la relativité peut différer donc d'environ 75% par rapport à un calcul non relativiste.

En tenant compte de l'effet relativiste sur la largeur électronique, avec la distribution relativiste de Maxwell-Juttner des vitesses, la raie $Ly - \alpha$ d'Argent hydrogénéoïde Ag^{+46} s'élargit d'environ 62.5% par rapport au cas non relativiste.

En augmentant la température électronique, la raie devient moins large. Allant de $T = 2.5 \times 10^9$ K à 8.3×10^9 K, l'effet de température diminue la largeur non relativiste de la raie d'environ de 38.46%, et celle relativiste par 13.33%.

Ces résultats nous montre que l'effet relativiste dans les plasmas denses ne peut être négligé dans le calcul de profil de raies, elle doit être pris en compte.

Annexe A

Espace de Liouville

L'espace de Liouville L est construit à partir de l'espace de Hilbert H comme le produit tensoriel de H par son dual H^d :

$$L = H \otimes H^d \quad (\text{A.1})$$

Ainsi, un vecteur de base de cet espace noté $|\alpha\beta\rangle$, est le dyade $|\alpha\rangle \langle\beta|$.

Construite à partir d'une base complète de H .

Le produit scalaire dans l'espace de Liouville est donné par :

$$\langle\langle\alpha\beta | \alpha'\beta'\rangle\rangle = \langle\alpha | \alpha'\rangle \langle\beta | \beta'\rangle^* \quad (\text{A.2})$$

où le produit scalaire dans H est noté avec des vecteurs bra $\langle\alpha |$ et ket $|\beta\rangle$.

Un opérateur A de l'espace de Hilbert devient un vecteur $|A\rangle$ dans l'espace L comme suit :

$$|A\rangle = \sum_{\alpha,\beta} \langle\alpha | A | \beta\rangle \quad (\text{A.3})$$

On peut définir, dans cet espace L , la trace d'un opérateur A comme suit :

$$T_r \{A\} = \sum_f \langle\langle ff | A\rangle\rangle \quad (\text{A.4})$$

La trace d'un produit d'opérateurs A par B est alors :

$$T_r \{A, B\} = \sum_f \langle\langle B^+ | A \rangle\rangle \quad (\text{A.5})$$

à partir d'un opérateur A de l'espace de Hilbert, on définit un super-opérateur de l'espace de Liouville par :

$$A = \frac{1}{\hbar} (AI^+ - IA^+) \quad (\text{A.6})$$

où I est l'opérateur identité.

Annexe B

Intégration angulaire

Étudions la dérivation du terme d'interférence qui est construit à partir du troisième terme que nous noterons I de (??) :

$$I = -\frac{N_e}{\hbar^2} \int v f(v) d\vec{v} \int \rho \delta_{\vec{v}, \vec{\rho}} d\vec{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 [\langle \beta | V'(t_2) | \beta' \rangle \langle \alpha' | V'(t_1) | \alpha \rangle]_{ang} \quad (B.1)$$

En injectant la formule de Vt , il vient :

$$I = -\frac{2\pi N_e e^2}{\hbar^2} \int_0^{\infty} v f(v) dv \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \rho d\rho \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 e^{i\omega_{\beta\beta'} t_1 + i\omega_{\alpha'\alpha} t_2} \left[\langle \beta | \vec{d} \cdot \vec{E}(t_1) | \beta' \rangle \langle \alpha' | \vec{d} \cdot \vec{E}(t_2) | \alpha \rangle \right]_{ang} \quad (B.2)$$

où :

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad (B.3)$$

et :

$$\omega_{\beta\beta'} = \frac{H_{\beta} - H_{\beta'}}{\hbar} \quad (B.4)$$

$$\vec{d} = -e \vec{r} \quad (\text{B.5})$$

et

$$\vec{E}(t_i) = -e \frac{\vec{R}(t_i)}{R^3(t_i)} \quad (\text{B.6})$$

en introduisant ces notations, on peut écrire l'éq. (B.2) sous la forme :

$$I = -\frac{8\pi^2 N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int \rho d\rho \sum_{\mu\nu} r_{\beta\beta'}^{\mu} r_{\alpha\alpha'}^{\nu} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 e^{(i\omega_{\beta\beta'} t_1 + i\omega_{\alpha\alpha'} t_2)} \left[\frac{\vec{R}^{\mu}(t_1) \vec{R}^{\nu}(t_2)}{R^{\beta}(t_1) R^{\alpha}(t_2)} \right]_{\text{ang}} \quad (\text{B.7})$$

Calculons maintenant la moyenne angulaire figurant dans (B.7) :

$$\left[\frac{\vec{R}^{\mu}(t_1) \vec{R}^{\nu}(t_2)}{R^{\beta}(t_1) R^{\alpha}(t_2)} \right]_{\text{ang}} = \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{2} \left[\frac{\vec{R}^{\mu}(t_1) \vec{R}^{\nu}(t_2)}{R^{\beta}(t_1) R^{\alpha}(t_2)} \right] \quad (\text{B.8})$$

où les angles d'intégration sont les angles d'Euler qui permettent de se placer dans le référentiel lié au plan de la collision. En effet $\vec{R}(t_1)$ s'obtient par une transformation d'Euler appliquée au vecteur position de l'émetteur dans le plan de la collision, c'est à dire :

$$\vec{R}(t_i) = A \begin{pmatrix} X(t_i) \\ Y(t_i) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.9})$$

La matrice d'Euler est donnée par :

$$A = \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \varphi - \cos \theta \sin \varphi \sin \psi & \cos \psi \sin \varphi + \cos \theta \cos \varphi \sin \psi & \sin \psi \sin \theta \\ -\sin \psi \cos \varphi - \cos \theta \sin \varphi \cos \psi & -\sin \psi \sin \varphi + \cos \theta \cos \varphi \cos \psi & \cos \psi \sin \theta \\ \sin \varphi \sin \theta & -\sin \theta \cos \varphi & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

on peut écrire le vecteur position du perturbateur comme :

$$\vec{R}(t_i) = \begin{pmatrix} (\cos \psi \cos \varphi - \cos \theta \sin \varphi \sin \psi) X(t_i) + (\cos \psi \sin \varphi + \cos \theta \cos \varphi \sin \psi) Y(t_i) \\ (-\sin \psi \cos \varphi - \cos \theta \sin \varphi \cos \psi) X(t_i) + (-\sin \psi \sin \varphi + \cos \theta \cos \varphi \cos \psi) Y(t_i) \\ \sin \varphi \sin \theta X(t_i) - \sin \theta \cos \varphi Y(t_i) \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

en effectuant les moyennes angulaires, les termes croisés (du type xy) s'annulent, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \left[\frac{\vec{R}^\mu(t_1) \vec{R}^\nu(t_2)}{R^\beta(t_1) R^\beta(t_2)} \right]_{\text{ang}} &= \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_0^\pi \frac{\sin \theta d\theta}{2} \left[\frac{\vec{R}^\mu(t_1) \vec{R}^\nu(t_2)}{R^\beta(t_1) R^\beta(t_2)} \right] \\ &= \frac{\delta_{\mu\nu} [X(t_1) X(t_2) + Y(t_1) Y(t_2)]}{3 R^\beta(t_1) R^\beta(t_2)} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

En remplaçant l'éq. (B.12) dans (B.7) et faisant la somme sur μ et ν dans, on obtient :

$$\begin{aligned} I &= -\frac{8\pi^2 N_e e^4}{3N^2} \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) dv \int \rho d\rho \vec{r}_{\beta\beta'} \vec{r}_{\alpha\alpha'} \\ &\quad \int_{-\infty}^\infty dt_1 \int_{-\infty}^\infty dt_2 e^{i\omega_{\beta\beta'} t_1 + i\omega_{\alpha\alpha'} t_2} \frac{[X(t_1) X(t_2) + Y(t_1) Y(t_2)]}{R^\beta(t_1) R^\beta(t_2)} \\ &= \vec{r}_{\beta\beta'} \vec{r}_{\alpha\alpha'} \phi_{\text{int}}(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta\beta'}) \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

ce qui donne bien la formule (3.52).

ملخص

يجب طيف الخطوط بتعريض أو إزاحة على مختلف التفاعلات بين المشع و الاضطرابات التي تسبق أو تزامن الإشعاع. فغالبا ما تعوض القيمة المتوسطة للفعل الإلكتروني بمعامل التصادم الإلكتروني. في هذه الأطروحة نقوم بحساب هذا المؤثر من اجل الخطوط المعزولة بوجود البنية الدقيقة وكذلك عدما . حيث نأخذ مسار الإلكترون المضطرب في شكل قطع زائد ومركز التشتت هو الايون المشع. حسب الفعل المتوسط للتصادمات وفق معامل الصدم والسرعات الابتدائية حسب توزيعا ماكسويل (غير النسبية) و ماكسويل-جوتنر (النسبية). اعتبرنا أن حركة الإلكترون تكون حول الايون 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 الألكترونية، العدد الذري، معامل النسبية، و درجة الحرارة ذات التأثير الأهم عند الدرجات العالية. وقد قمنا كذلك بدراسة تأثير درجة الحرارة ومعامل النسبية على طيف الخطوط غير المتوالدة.

الكلمات المفتاح: 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 cette thèse, cet opérateur est calculé pour des raies isolées sans /et avec 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 les distributions des vitesses de Maxwell (non-relativiste) et Jüttner -Boltzmann (relativiste). 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 comparaisons a été faite pour différentes valeurs de la densité électronique, du nombre spectroscopique, du paramètre de relativité, et de la température. Il s'avère que cette dernière a un effet plus important aux hautes températures. Nous avons aussi étudié l'influence de la température et du paramètre de relativité sur le profil des raies dégénérées.

Mots clés: collision électronique, élargissement Stark, opérateur de collision électronique relativiste.

Abstract

The lines shape responds to the different interactions between the emitter and the perturbbers which preceded or accompanied the emission, by a broadening and/or a displacement. The average value of the electronic effect is often replaced by an electronic collision operator. In this thesis, this operator is calculated for isolated lines with/and without fine structure. The perturbing electron trajectory is taken a hyperbole whose diffusion center is the emitting ion. The mean effect of these collisions is calculated relatively with the impact parameter and the initial velocities using the Maxwell's and Maxwell- Jüttner 's velocities distributions. Then we consider the electron motion around the emitting ion where the disturbing electron acquires very high speeds relativistic speeds. We obtained, for the first time, a relativistic collision operator. We consequently studied the contribution of the relativistic effects relative to the non relativistic case. Many of comparisons were made for various values of the electronic density, of the spectroscopic number, the relativity parameter and the temperature. It proves that at high temperatures have a significant effect. We have studied the temperature and relativity parameter influence on degenerate lines shape.

Key words: electronic collision, Stark broadening, relativistic collision electronic operator.