

N° de série :

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACULTE DES MATHÉMATIQUES ET DES SCIENCES
DE LA MATIÈRE
Département Physique



Mémoire
MASTER
ACADEMIQUE

Domaine : Sciences de la Matière

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Rayonnement

Présenté par : Naam marwa

Thème

**Elargissement Electronique Dans les Plasmas
Relativistes : Interaction Deutsch et L'effet D'écran
Exacte**

Soutenu publiquement

Le : 16../06../2021

Devant le jury composé de :

H. Benzair	Pr	président	UKM OUARGLA
L. L.Ben mabrouk	MAA	Examineur	UKM OUARGLA
A. Naam	Dr	Rapporteur	UKM OUARGLA

Année Universitaire : 2021/2022

Dédicaces

A mon très cher père

Tu as toujours été à mes cotés pour me soutenir et m'encourager.

Que ce travail traduit ma gratitude et mon affection.

A ma très chère mère

Quoi que je fasse ou que je dise, je ne saurai point te remercier comme il se doit. Ton affection me couvre, ta bienveillance me guide et ta présence à mes cotés a toujours été ma source de force pour affronter le différent obstacle.

A mon très cher frère Hamza et mes belles sœurs

Puis Dieu vous donner santé, bonheur, courage, et surtout réussite.

Remerciements

Ma gratitude, envers toutes celles et ceux qui m'ont permis de mener ce travail à bien, est une émotion d'une rare intensité.

Mes remerciements s'adressent mon directeur de recherche, le Dr. A. Naam, je tiens à le remercier vivement pour son aide, ses discussions ainsi que pour sa compétence et les bonnes orientations, ses précieux conseils mais aussi ses encouragements, est pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury

L.Benmabrouk

M.C.A. H. Benzair

Qui ont accepté de participer au jury de soutenance.

Je remercie tous les enseignants et mes collègues de Master rayonnement 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	<i>Introduction générale</i>	6
2	<i>Généralité sur les plasmas et profils des raies</i>	8
2.1	Généralité sur les plasmas	8
2.1.1	Qu'est-ce qu'un plasma physique?	8
2.1.2	Degré d'ionisation	8
2.1.3	Paramètres d'un plasma	9
2.1.4	Longueur d'onde thermique De Broglie	12
2.2	Causes d'élargissements d'un profil de raies	12
2.2.1	Elargissement naturel	12
2.2.2	Elargissement Doppler	12
2.2.3	Elargissement Zeeman	13
2.2.4	Elargissement Stark	14
2.2.5	Elargissement instrumental	14
2.3	Formalism de profile de raies	15

3	<i>Elargissement électronique relativiste et non relativiste</i>	16
3.1	Paramètres importants dans l'élargissement stark	16
3.1.1	Temps d'intérêt du processus d'élargissement	17
3.1.2	Temps de collision	17
3.2	Approximations d'impact	18
3.3	Approximation quasi-statique	18
3.4	Capacité de diffusion	19
3.5	Elargissement électronique non relativiste	22
3.6	Mouvement des électrons relativistes dans le plasma	27
3.7	Elargissement électronique relativiste	30
4	<i>Résultats et discussion</i>	33
4.1	Potentiel Deutsch Debye et Deutsch d'écran exacte	33
4.1.1	L'influence de la distance r sur UDD et UDEC	34
4.1.2	L'influence de la température T sur UDD et UDEC	34
4.1.3	L'influence du nombre spectroscopie Z sur UDD et UDEC	35
4.1.4	L'influence de la densité électronique N_e sur UDD et UDEC	35
4.1.5	L'influence de température T sur l'opérateur de collision électronique . . .	36
4.2	<i>CONCLUSION</i>	42

Table des figures

4-1	Variaton des potentiels UDD et $UDEC$ en fonction de r pour ($N_e = 10^{19}cm^{-3}$, $T = 10^8$ 0K de Ag^{+46}).	37
4-2	Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de r pour ($N_e = 10^{19}cm^{-3}$ et $T = 10^8$ 0K de Ag^{+46}).	37
4-3	Variations des potentiels UDD et $U DEC$ en fonction de T pour ($N_e = 10^{19}cm^{-3}$ de Ag^{+46}).	38
4-4	Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de T pour $N_e = 10^{19}cm^{-3}$ de Ag^{+46} .	38
4-5	Variations des potentiels UDD et $DSEC$ en fonction de Z pour ($N_e = 10^{20}cm^{-3}$, $T = 10^5$ 0K).	39
4-6	Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de Z pour $T = 10^5$ 0K et $N_e = 10^{20}cm^{-3}$.	39
4-7	Variations des potentiels UDD et $DSEC$ en fonction de N_e pour ($T = 10^8$ 0K , $r = 2 \times 10^{-10}m$ de Ag^{+46}).	40
4-8	Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de N_e pour $r = 2 \times 10^{-10}m$, $T = 10^8$ 0K .de Ag^{+46} .	40
4-9	Variation de ϕ_{Der} , ϕ_C , ϕ_{DD} , ϕ_{De} en fonction de T pour $N_e = 10^{18}cm$, $T_{\min} = 5611,84^0K$ et $Z = 26$.	41
4-10	Variation de pourcentage $P_1 P_2 P_3$ en fonction de T pour, pour $N_e = 10^{18}cm$, $T_{\min} = 5611,84^0K$ et $Z = 26$.	41

Chapitre 1

Inroduction générale

La spectroscopie des plasmas est l'étude de la radiation émise par un milieu partiellement ou complètement ionisé. L'information contenue dans le spectre dépend de la physique de l'ion émetteur et dépend aussi de la physique du plasma environnant. Cette dépendance est une conséquence directe de l'interaction des particules chargées formant le plasma avec l'émetteur. Le spectre des raies répond alors aux multiples interactions microscopiques qui ont accompagné ou précédé l'émission par un élargissement et/ou un déplacement. Le profil des raies spectrales est une représentation très pertinente de l'émetteur (ion) et de son environnement.

Les raies obtenues dans la spectroscopie des plasmas ne sont pas infiniment fines et elles ont un profil qui donne la répartition de l'intensité dans la raie. L'effet Stark est 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.

Dans un plasma de nombreux travaux ont été effectués pour calculer l'élargissement des raies isolées d'un plasma , en utilisant l'approximation d'impact pour des électrons dans sa

version semi-classique, et l'approximation quasi-statique pour les ions.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres couvrant l'étude de l'opérateur de collision électronique. Le première chapitre est consacré du introduction générale.

Le deuxième chapitre est consacré la présentation des plasmas et ses paramètres. Nous allons aussi présenter les causes principales d'élargissement des raies, les largeurs de raies à mi-haut, ainsi que description générale du formalisme de base de calcul du profil de raies Stark.

Dans le troisième chapitre.

Enfin les discussions et la conclusion ont fait l'objet du cinquéme chapitre, nous allons faire des comparaisons entre le potentiel Deutsch Debye et le potentiel Deutsch d'écran exacte en termes de (la température T , la densité électronique N_e et le nombre spectroscopie de charge Z de l'ion rayonnant Ag^{+46}), en tenant compte aussi l'effet relativité sur l'opérateur.

Chapitre 2

Généralité sur les plasmas est profils des raies

2.1 Généralité sur les plasmas

2.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma physique ?

Le plasma est souvent désigné comme étant le quatrième état de la matière, soumise à une source de chaleur, celle-ci commence par se liquéfier, puis il passe à l'état gazeux et devient finalement un plasma[1]. Le terme "plasma" a été introduit en physique en 1928 par le Physicien américain I.Langmuir [2].

Un plasma est un milieu composé d'électrons et d'ions libres, il se déplacent dans l'espace dans toutes les directions, 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[3].

2.1.2 Degré d'ionisation

Le plasma est caractérisé par son degré d'ionisation (qui est de l'ordre de 10^{10} jusqu'à 1) défini comme étant le rapport :

$$\alpha_0 = \frac{N_i}{N_i + N_0} \quad (2.1)$$

N_i : est la densité des électrons (ou d'ions positives).

N_0 : la densité des neutres.

α_i : degré d'ionisation propre à chaque gaz si ($\alpha > \alpha_0$).

On dit que le gaz fortement ionisé. Au-dessous de cette limite, le gaz est considéré comme étant faiblement ionisé[4].

2.1.3 Paramètres d'un plasma

Nous citons les paramètres les plus importants pour pouvoir décrire plus précisément les phénomènes physiques.

Fréquence plasma

On peut dire que le mouvement des électrons se joint d'oscillations autour de la position d'équilibre car le déplacement des électrons peut perturber un plasma initialement neutre, à cause de ce déplacement un excès d'électrons apparaît d'une petite distance (par rapport à la longueur de Debye λ_D), La fréquence de plasma ω_{pe} caractérise l'échelle temporelle, elle est donnée par la formule suivante[4] :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e q_e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

Avec : N_e : la densité électronique du plasma non perturbé (initial).

q_e : la charge d'un électron.

m_e : la masse d'un électron.

ε_0 : la constante diélectrique.

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

$$\omega_{pe} = 5.64 \times 10^4 N_e^{1/2} (\text{CGS}) \quad (2.3)$$

N_e : la densité électronique du plasma, exprimée (en cm^{-3}).

Depuis ω_{pe} on peut indiquer, le temps caractéristique du plasma f_{pe} :

$$f_{pe} = 2\pi/\omega_{pe} \quad (2.4)$$

Le temps de réponse d'un plasma soumis à une excitation correspond à un temps de l'ordre de ω_{pe}^{-1} [4].

Longueur de Debye :

Il suppose que les électrons et les ions sont situés à une grande distance de la particule-test, sont répartis suivant une distribution de Maxwell Boltzmann. Et La présente dérivation de la longueur de Debye peut être qualifiée d'idéalisée en raison des nombreuses hypothèses utilisées, notamment de l'emploi de la notion de particule-test qui veut que cette particule ne soit pas influencée par les autres particules[3].

Donc le potentiel générale est :

$$U_D = -\frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.5)$$

Avec :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{q_e^2 N_e}} \quad (2.6)$$

Ce qui donne en remplaçant les constantes fondamentales par leurs valeurs :

$$\lambda_D \approx 6.9(T_e/N_e)^{1/2}(\text{CGS}) \quad (2.7)$$

Longueur de Landau : (Longueur critique d'interaction binaire)

La longueur de Landau intervient dans l'analyse des phénomènes de collisions et dans celle des corrélations de position dans un plasma.

On appelle longueur de Landau, la longueur r_0 définie par la relation :

$$k_B T = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (2.8)$$

D'où :

$$r_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 k_B T} \quad (2.9)$$

k_B : constante de Boltzmann.

T : température de milieu.

On voit que r_0 est la distance à laquelle il faut que deux électrons s'approchent pour que leur énergie potentielle d'interaction binaire soit du même ordre de grandeur que leur énergie cinétique d'agitation thermique[2].

Rayon de la sphère ionique

En appelant R_s le rayon de la sphère moyenne occupée par un ion en mouvement dans le plasma. Le rayon est donné par[5] :

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

Avec : N_i : la densité ionique du plasma (en cm^{-3}).

Rayon de la sphère électronique

Le rayon de la sphère électronique est la dimension moyenne distinguée de deux électrons. Il est défini par la relation suivante[6] :

$$R_s = \left(\frac{3}{4\pi N_e}\right)^{1/2} \quad (2.11)$$

Avec N_e la densité électronique du plasma (en cm^{-3}).

2.1.4 Longueur d'onde thermique De Broglie

Il donne une estimation de la nature quantique des particules de plasma et se définit comme suit[7] :

$$\lambda_t = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}\right)^{1/2} \quad (\text{CGS}) \quad (2.12)$$

m : la masse de particule.

k_B : constante de Boltzmann.

2.2 Causes d'élargissements d'un profil de raies

2.2.1 Elargissement naturel

Il est connu que les niveaux d'énergie d'un système quantique présentent une certaine incertitude naturelle (d'incertitude d'heisenberg) [8] :

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

ΔE : l'incertitude sur l'énergie d'un niveau.

τ : la durée de la vie moyenne d'un niveau excité d'énergie.

2.2.2 Elargissement Doppler

Parmi les causes d'élargissement de la raie : l'effet Doppler. Il est toujours présent et domine la forme de la raie dans les plasmas peu denses et de température élevée. Cet effet a pour

conséquence que la fréquence observée d'une raie spectrale est changée par le mouvement de l'atome qui rayonne. La fréquence apparente monte quand l'atome se déplace vers l'observateur et descend quand le mouvement est dans le sens opposé. En cas d'un atome se rapprochant de l'observateur avec une vitesse, la fréquence observée est :

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{V}{c}\right) \quad (2.14)$$

Où ν_0 : fréquence d'émission au repos

c : vitesse de la lumière

Pour un volume d'atomes ayant une distribution de vitesse Maxwellienne,

Le spectre résultant a une distribution de fréquence symétrique autour de la fréquence émise par l'atome au repos.

$$\frac{I_\nu}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp \left[- \left(\frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \quad (2.15)$$

avec I : est l'intensité totale dans la raie

I_ν : est l'intensité de la fréquence ν

$\Delta\nu_D$: est le déplacement Doppler en fréquence qui correspond à la vitesse la plus probable ;
d'où :

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \frac{V_{pr}}{c} \quad (2.16)$$

Alors la largeur Doppler en Hertz est :

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{mc^2}} \quad (2.17)$$

2.2.3 Elargissement Zeeman

L'interaction d'un champ magnétique avec les moments cinétiques de l'atome (mouvement du noyau et des électrons) crée une perturbation, il est permis de lever la dégénérescence des

niveaux d'énergie, et peut se traduire par une perturbation du profil observé [10].

2.2.4 Elargissement Stark

La présence des champs électriques conduit à appeler ce type d'élargissement, élargissement Stark.

Considérons un émetteur ionique ou atomique plongé dans un milieu proche de l'équilibre thermodynamique, on peut étudier le perturbateur de deux manières différentes :

- L'émetteur est subit collisions individuelles avec chaque particule du milieu, ce qui le cas par exemple pour les interactions électron-émetteur dans un plasma (l'approximation d'impact, où théorie des collisions individuelles).

- L'émetteur subit dans le champs 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. (la théorie quasi-statique).

- Dans les plasmas plus denses, l'effet Doppler et l'élargissement naturel sont négligeables par ce que les formes des raies spectrales sont fortement influencées par les interactions avec les atomes ou les ions au voisinage[11].

2.2.5 Elargissement instrumental

La précision des mesures spectrales est déterminée par la largeur de la raie à mesurer. La largeur de raie des spectres expérimentaux est due à deux contributions la largeur primaire et la largeur instrumental de l'appareil utilisé.

Ce type d'élargissement peut être Gaussienne ou Lorentzienne[1].

2.3 Formalism de profile de raies

Dans le cas de l'émission spontanée, la puissance totale rayonnée lors d'une transition d'un état α d'énergie E_α à un état β d'énergie E_β , d'une particule émettrice, est donnée par la relation suivante[1] :

$$P_{\alpha\beta} = \frac{4\omega_{\alpha\beta}^4}{3c^3} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (2.18)$$

Avec : \vec{d} : l'opérateur moment dipolaire de l'atome.

$\omega_{\alpha\beta}$: la fréquence émise.

$$\hbar\omega_{\alpha\beta} = E_\alpha - E_\beta \quad (2.19)$$

Pour obtenir le spectre complet, il faut ajouter tous les états finaux possibles et faire la moyenne des états primaires. La puissance rayonnée par unité de fréquence $P(\omega)$, est défini par la relation suivante :

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3} I(\omega) \quad (2.20)$$

Où le profil de raie $I(\omega)$ est donner par :

$$I(\omega) = \sum_{\alpha\beta} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \delta(\omega - \omega_{\alpha\beta}) \rho_\alpha \quad (2.21)$$

ρ_α : la probabilité pour le système de se trouver dans un état α .

A l'équilibre thermodynamique ρ_α est défini par :

$$\rho_\alpha = \frac{\exp\left(-\frac{E_\alpha}{kT}\right)}{\sum_{\alpha} \exp\left(-\frac{E_\alpha}{kT}\right)} \quad (2.22)$$

Chapitre 3

Elargissement électronique relativiste et non relativiste

Le profil des raies d'émission et d'absorption des atomes est utilisé comme un diagnostic de température et de densité dans les plasmas, ils présentent la répartition de l'intensité autour de la fréquence centrale du rayonnement.

Les électrons très rapides créeront un champ très rapidement variable, sa perturbation se calculera en utilisant la théorie des collisions individuelles. Il faudra également tenir compte du moment dipolaire de l'ion rayonnant.

3.1 Paramètres importants dans l'élargissement stark

L'élargissement Stark est causé par l'interaction des particules chargées sur émetteur. Il est très important dans les plasmas denses.

Les théories modernes décrivant l'élargissement Stark ont pour origines les travaux de Baranger (1958) [13, 14]. Immédiatement suivies de ceux de Kolb et Griem[15] où les électrons sont traités dans le cadre de la théorie d'impact et les ions dans le cadre de la théorie quasi-statique.

Le micro champ du plasma (champ électrique au niveau de l'émetteur), dû aux particules chargées. Obéit à un processus stochastique très complexe. Des progrès dans le traitement d'élargissement Stark, passent en particulier par une bonne connaissance des propriétés du micro champ au niveau de l'émetteur[1]. Le premier pas important consiste à séparer le micro champ total en deux composantes l'une ionique et l'autre électronique :

$$E_t(t) = E_i(t) + E_e(t) \quad (3.1)$$

3.1.1 Temps d'intérêt du processus d'élargissement

On appelle temps d'intérêt Δt_i est le temps pendant lequel il est utile de connaître de façon détaillée le déroulement des phénomènes d'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs. On définit par la relation suivant[10] :

$$\Delta t_i = \frac{1}{\Delta\omega}, \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0 \quad (3.2)$$

Avec : ω_0 : Le centre de la raie.

3.1.2 Temps de collision

On appelle temps de collision t_c la durée pendant laquelle il y aura une collision entre l'émetteur et les particules chargées, c'est défini comme le rapport entre le paramètre d'impact de la collision (ρ) et la vitesse thermique la plus probable du perturbateur(v_{pr})[16] :

$$t_c = \frac{\rho}{v_{pr}}, \quad \frac{4}{3}\pi\rho^3 N_e = 1 \quad (3.3)$$

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 limitées possibles [17, 18, 19] : approximation d'impact, approximation quasi-statique.

3.2 Approximations d'impact

L'approximation d'impact est valable lorsque le temps de collision t_c est très court devant le temps d'intérêt Δt_i . Nous supposons dans cette approximation que les collisions sont instantanées et arrivent avec la fréquence ν [16].

$$t_c \ll t_i \quad (3.4)$$

Supposons qu'un électron de vitesse initiale v , et de paramètre d'impact ρ , entrant en collision avec un atome excité formé d'un électron sur une orbite de nombre quantique principal n et d'un cœur de charge Ze . L'énergie d'interaction [13, 14] est de l'ordre de $e^2 n^2 a_0 / Z \rho^2$. L'approximation d'impact est valable, si le produit de l'énergie d'interaction par le temps de collision est petit devant \hbar .

Une estimation pour ρ est utilisée (l'équation $\frac{4}{3}\pi r_e^3 = N_e^{-1}$) en remplaçant ρ par la distance moyenne r_e où N_e représente la densité en nombre d'électrons, ce qui donne la condition suivante[20] :

$$\frac{z^3 A}{n^6} \gg 1, A = \frac{2(2\pi m_e K_B T_e)^{3/2}}{N_e h^3} \quad (3.5)$$

A : le nombre d'états quantiques accessibles pour chaque électron.

Les petites valeurs de A montrent que le gaz d'électrons est dégénéré, des valeurs de A grandes devant l'unité permettent d'utiliser une statistique classique de Maxwell-Boltzmann[20].

3.3 Approximation quasi-statique

Celle-ci est valable lorsque les particules se déplacent suffisamment lentement pour que la fréquence (caractérisant la dépendance temporelle du champ électrique qu'elles produisent) soit beaucoup plus petite que l'élargissement Stark résultant :

$$\Delta\omega_{if}(E) = \omega_{if}(E) - \omega_{if}(0) \text{ et } \left| \frac{\dot{E}(t)}{E(t)} \right| \ll |\Delta\omega_{if}(E)| \quad (3.6)$$

Avec : $\dot{E}(t)$: la dérivée de $E(t)$ par rapport le temps.

L'approximation quasi-statique est souvent utilisée pour les particules et les ions neutres perturbateurs[20].

3.4 Capacité de diffusion

En mécanique classique, la collision de deux particules est déterminée par leur vitesse et par la paramètre d'impact ρ (la distance entre les deux particules lorsqu'elles passent près l'une de l'autre sans interaction entre elles). Dans la mécanique quantique puisqu'il n'y a aucune signification pour le trajectoire et le paramètre d'impact.

Le but de cette théorie est de calculer la probabilité de déviée des particules après la collision et déduire l'angle de déviation[21].

Nous intéressons à l'étude suivante de la collision élastique, (On appelle une collision élastique ente deux particules chaque collision pendant laquelle les états internes d'énergie ne changent pas). Cependant, les trajectoires des deux particules seront légèrement déviés, un transfert d'énergie et un échange de la quantité de mouvement.

Le problème de collision entre les deux particules renvoie à l'étude de la déviation d'une seule particule de masse réduite m vers un potentiel $U(r)$ situé au centre de masse des deux particules.

On à :

$$\tan \theta_1 = \frac{m_2 \sin \theta}{(m_1 + m_2 \cos \theta)}, \theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) \quad (3.7)$$

On à : θ : l'angle de déviation de la systém.

θ_1 et θ_2 les deux angles de déviation des particules, en supposant que la deuxième particule est immobile avant la collision.

m_1 et m_2 la masse de deux particules.

Si les deux particules ont la même masse ($m_1 = m_2$), on obtient la simplification suivante :

$$\theta_1 = \frac{1}{2}\theta, \theta_2 = \frac{1}{2}(\pi - \theta) \quad (3.8)$$

Pour :

$$\theta_1 + \theta_2 = \frac{\pi}{2} \quad (3.9)$$

Dans cette étude, nous choisissons un système de coordonnées où le centre de masse reste statique et m est la masse réduite des deux particules. Une particule libre se déplace dans la direction positive de l'axe z et il est présentée par d'une onde plane $\psi = \exp ikz$. La densité de l'onde est égale à la vitesse de la particule.

Une particule déviée à une grande distance du centre de diffusion est décrite par une onde sphérique de forme[21] :

$$\psi_1 = \frac{f(\theta) \exp ikr}{r} \quad (3.10)$$

Où : $f(\theta)$: est la fonction de l'angle de déviation θ (l'angle entre l'axe z et la courbe de déviation de la particule). Cette fonction s'appelle la capacité déviation ,et donne une approximation en résolvant l'équation de Schrödinger avec le potentiel de $U(r)$ dans une grande distance :

$$\psi \approx \exp ikz + \frac{f(\theta) \exp ikr}{r} \quad (3.11)$$

Soit dS une surface élémentaire à travers laquelle passent les particules déviées, on peut l'écrire comme suit :

$$dS = r^2 d\Omega \quad (3.12)$$

Où $d\Omega$ est l'angle solide élémentaire.

La fonction de probabilité d'une particule déviée à travers la surface dS dans l'unité de temps est :

$$p = \frac{\nu}{r^2} |f(\theta)|^2 dS = \nu |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (3.13)$$

Le rapport de la fonction de probabilité à la densité de courant de l'onde incidente est :

$$d\sigma = \frac{p}{\nu} = |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (3.14)$$

Cette dernière grandeur a la surface unitaire est appelée la section efficace de collision.

Nous prenons la formule de l'angle solide comme suit :

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \quad (3.15)$$

Donc, le terme d'angle solide s'écrit comme suit :

$$d\sigma = 2\pi \sin\theta |f(\theta)|^2 d\theta \quad (3.16)$$

Le capacité de diffusion est donnée par la relation suivante :

$$F(q) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U \exp(-iqr) dv \quad (3.17)$$

Où la différence dans l'onde vient de la forme :

$$\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k} \quad (3.18)$$

\vec{k} le vecteur d'onde des particules avant la déviation . Un vecteur d'ondes de particules après collision $\vec{k}_1 = k\vec{n}$. Le module de \vec{q} est :

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad (3.19)$$

θ ici, représente l'angle entre les radiales \vec{k} et \vec{k}_1 c'est l'angle de déviation.

Finalement, nous mettons au carré le module de la capacité de dispersion et substituons dans l'expression de la section efficace. Nous trouvons[21] :

$$d\sigma = \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^4} \left| \int U \exp(-iqr) \right|^2 \quad (3.20)$$

3.5 Elargissement électronique non relativiste

Griem et al [22, 23, 24, 25] 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, 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.

Le profil des raies d'émission et d'absorption des atomes est utilisé comme un 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 [26, 13, 14, 27, 28].

La meilleure évaluation de cet opérateur a été établie par Griem [29], il a calculé cet opérateur selon son approche et sans structure fine.

Les électrons très rapides créeront un champ très rapidement variable, sa perturbation se calculera en utilisant la théorie des collisions individuelles. Il faudra également tenir compte du moment dipolaire de l'ion rayonnant. Ces électrons sont créés, au point où se trouve l'ion rayonnant, un champ électrique. Si les différents perturbateurs peuvent être considérés comme indépendants, le champ de chacune de ces particules sera coulombien.

Pour un ion hydrogénoïde, et dans la théorie d'impact, un opérateur de collision électronique a été donné par Griem [29] :

$$\begin{aligned}
\Phi_{ab} = & -\frac{N_e}{\hbar^2} \int \int 2\pi v f(v) dv \rho d\rho \times \\
& \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_2) \right. \\
& + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_2) \\
& \left. - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \vec{d}_b \cdot \vec{E}(t_1) \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 \vec{d}_a \cdot \vec{E}(t_2) + \dots \right\} \quad (3.21)
\end{aligned}$$

$\vec{d} = e\vec{\mathbf{R}}$ est l'opérateur du moment dipolaire de l'émetteur, $\vec{E}(t)$ est le champ électrique créé par l'électron perturbateur, est défini comme ce suite :

$$\vec{E}(t) = -ke\vec{r}(t) \left| \vec{r}(t) \right|^{-3} \quad (3.22)$$

Donc, nous utilisons l'approximation dipolaire où l'interaction de l'ion émetteur avec le champ électrique d'électron perturbateur $E(t)$ est donnée par :

$$V(t) = \vec{d} \cdot \vec{E}(t) = e\vec{\mathbf{R}} \cdot \vec{E}(t) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \vec{\mathbf{R}} \cdot \vec{r}(t) \left| \vec{r}(t) \right|^{-3} \quad (3.23)$$

Avec, $\vec{r}(t)$ symbolise le rayon vecteur d'électron.

On peut employer (3.23) pour simplifier l'expression (3.21), d'où :

$$\Phi_{ab} = -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} v f(v) dv \rho d\rho \times \quad (3.24)$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{\mathbf{R}}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{\mathbf{R}}_b \cdot \vec{r}(t_2)}{|\vec{r}(t_2)|^3} \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{\mathbf{R}}_a \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 \frac{\vec{\mathbf{R}}_a \cdot \vec{r}(t_2)}{|\vec{r}(t_2)|^3} \\ & - \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{\mathbf{R}}_b \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \frac{\vec{\mathbf{R}}_a \cdot \vec{r}(t_1)}{|\vec{r}(t_1)|^3} + \dots \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

négligeant la structure fine de l'ion émetteur, la trajectoire du perturbateur est maintenant déterminée par l'équation de mouvement d'électron, on peut écrire :

$$m \ddot{\vec{r}}(t) = -\frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}(t)}{|\vec{r}(t)|^3} \quad (3.26)$$

Et après intégration, on trouve :

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & -2\pi \frac{N_e}{\hbar^2} \frac{m^2}{(Z-1)^2} \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho v f(v) dv d\rho \left\{ \frac{1}{2} \left[R_b \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \right]^2 \right. \\ & - \vec{\mathbf{R}}_b \cdot \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \vec{\mathbf{R}}_a \cdot \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[\vec{\mathbf{R}}_a \cdot \left(\dot{\vec{r}}(+\infty) - \dot{\vec{r}}(-\infty) \right) \right]^2 + \dots \right\} \quad (3.27) \end{aligned}$$

La vitesse de l'électron après la collision en fonction de l'angle de déviation φ_c , est donnée par :

$$\dot{\vec{r}}(+\infty) = \dot{\vec{r}}(-\infty) \cos \varphi_c + \vec{\rho} \left(\frac{v}{\rho} \right) \sin \varphi_c \quad (3.28)$$

On peut écrire aussi :

$$\left(\vec{v}_{+\infty} - \vec{v}_{-\infty}\right)^2 = 4v^2 \sin^2 \frac{\varphi_c}{2} \quad (3.29)$$

Pour :

$$\left|\dot{\vec{r}}(+\infty)\right| = \left|\dot{\vec{r}}(-\infty)\right| = v \quad (3.30)$$

Puisque le paramètre d'impact $\vec{\rho}$ et les directions de vitesse initial d'électron $\dot{\vec{r}}(-\infty) = \vec{v}$ sont indépendants, la moyenne sur les angles s'écrit sous la forme suivante :

$$\Phi_{ab} = -\frac{4\pi N_e}{3} \frac{m^2}{\hbar^2 (Z-1)^2} \int_0^\infty \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \rho v^3 f(v) dv d\rho \sin^2\left(\frac{\varphi_c}{2}\right) \times (\mathbf{R}_b \mathbf{R}_b - 2\mathbf{R}_b \mathbf{R}_a + \mathbf{R}_a \mathbf{R}_a) + \dots \quad (3.31)$$

Dans le cas de l'attraction Coulombienne (trajectoire hyperbolique), la relation entre l'angle de déviation φ_c et le paramètre d'impact ρ est :

$$\rho = \rho_0 \frac{\cos \frac{\varphi_c}{2}}{\sin \frac{\varphi_c}{2}} \quad (3.32)$$

Avec ρ_0 est le demi-grand axe de l'hyperbole défini par [25] :

$$\rho_0 = \frac{(Z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \quad (3.33)$$

Où v est la vitesse initiale d'électron.

On exprime la distribution de Maxwell des vitesses $f(v)$ donnée par :

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \quad (3.34)$$

Et en transformant l'intégrant sur ρ à une intégrale sur φ_c , on obtient :

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & -\frac{4\pi}{3} N_e \frac{e^4}{\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\sin \frac{\varphi_{c\max}}{2}}{\sin \frac{\varphi_{c\min}}{2}} \\ & \times (\mathbf{R}_b \cdot \mathbf{R}_b - \mathbf{R}_b \cdot \mathbf{R}_a + \mathbf{R}_a \cdot \mathbf{R}_a) + \dots \end{aligned} \quad (3.35)$$

Le terme de l'opérateur de collision électronique ϕ est donné par :

$$\phi(0) = -\frac{8\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{K_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v dv \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) \ln \frac{\sin \frac{\varphi_{c\max}}{2}}{\sin \frac{\varphi_{c\min}}{2}} \quad (3.36)$$

D'après la relation (3.32), il est clair que l'angle de déviation φ_c est inversement proportionnelle au paramètre d'impact ρ . Ce qui nous donne :

$$\varphi_{c\max} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\min}}\right) \quad (3.37)$$

$$\varphi_{c\min} = 2 \arctan\left(\frac{\rho_0}{\rho_{\max}}\right) \quad (3.38)$$

Où :

$$\rho_{\min}(v) = \max \left[(n_e^2 - n_g^2) \frac{a_0}{Z_{em} + 1}, \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\hbar (n_e^2 - n_g^2)}{m (Z_{em} + 1) v} \right] \quad (3.39)$$

$$\rho_{\max} = \lambda_D \quad (3.40)$$

Les notations ρ_{\min} et ρ_{\max} représentent les limites d'intégration sur le paramètre d'impact. Chaque élément de matrice de l'opérateur de collision peut être exprimé en fonction de ϕ :

$$\begin{aligned} \langle\langle \alpha\beta | \Phi_{eg} | \alpha'\beta' \rangle\rangle = & \sum_{\alpha''} \vec{r}_{\alpha\alpha''} \vec{r}_{\alpha''\alpha'} \phi(\omega_{\alpha\alpha''}, \omega_{\alpha''\alpha'}) + \sum_{\beta''} \vec{r}_{\beta''\beta} \vec{r}_{\beta'\beta''} \phi(\omega_{\beta'\beta''}, \omega_{\beta''\beta}) \\ & - \vec{r}_{\alpha\alpha'} \vec{r}_{\beta'\beta} \phi(\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}). \end{aligned} \quad (3.41)$$

Il est clair que la contribution de l'opérateur de collision électronique à l'élargissement Stark sera réduite à celle de ϕ .

3.6 Mouvement des électrons relativistes dans le plasma

On suppose que toutes les interactions électron-électron et électron-atome sont négligées.

Nous sommes alors dans l'image d'un ensemble de collisions binaires (ion-électron) pour lequel l'étude détaillée du mouvement relativiste de l'électron autour d'un ion est nécessaire parce que ce traitement est effectué en l'absence du champ magnétique externe, le champ magnétique interne est négligé devant le champ électrique $B = \frac{E}{c} \ll 1$ [4].

Tout comme le problème dans le cas non relativiste, nous estimons un système des coordonnées polaires planes (r^*, φ^*) , $(^*)$ est consacré au mouvement relativiste[4].

L'équation du mouvement relativiste est :

$$\frac{d\vec{p}^*}{dt^*} = -\text{grad } W(r^*) \quad (3.42)$$

On a : r^* : le position.

Avec l'impulsion relativiste :

$$\vec{p}^* = \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, W(r^*) = -\frac{\alpha}{r^*} \quad (3.43)$$

Où : m : la masse réduite au repos (la masse invariante de la particule).

\vec{v} : la vitesse relative.

C : la vitesse de la lumière.

$W(r^*)$ représente le champ électrostatique de Coulomb dans lequel $\alpha > 0$, c'est-à-dire un champ d'attraction central, où :

$$\alpha = \frac{(z-1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (3.44)$$

z : le nombre spectroscopique de charge de l'ion émetteur.

Nous utilisons les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique pour le système car c'est la méthode la plus simple donc :

$$\mu c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\dot{r}^{*2} + r^{*2} \dot{\varphi}^2}{c^2}}} - 1 \right) + W(r^*) = E^* = \mu c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad (3.45)$$

$$M^* \mu r^{*2} \dot{\varphi}^* \gamma = Cte = \frac{\mu \rho v_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (3.46)$$

Où : v_0 : La vitesse initiale.

ρ : Le paramètre d'impact non relativiste.

E^* est l'énergie relativiste et M^* le moment cinétique relativiste.

Puis nous remplaçons $\dot{\varphi}^*$ dans l'équation (3.45) par son expression en fonction de M^* .

On choisit l'origine des φ^* de telle sorte que la constante soit null, et introduit les notations (dans ce qui suit , $v_0 = v$) :

$$\varepsilon^* = \sqrt{\frac{\rho^{*2}}{\rho_0^2} + 1} \quad (3.47)$$

$$\eta^2 = 1 - \frac{\rho_0^2 v^2}{\rho^2 c^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (3.48)$$

Avec : ρ et ρ_0 sont respectivement le paramètre d'impact non relativiste et le demi-axe de l'hyperbole non relativiste qui est défini par[30] :

$$\rho_0 = \frac{Z_{per} Z_{em} e^2}{4\pi \varepsilon_0 m v^2} = \frac{(Z - 1) e^2}{4\pi \varepsilon_0 m v^2} \quad (3.49)$$

Avec $Z = Z_{em} + 1$ est le nombre spectroscopique de charge de l'ion rayonnant ($Z = 1$ pour l'espèce neutre, $Z = 2$ pour des espèces séparément ionisées).

On peut écrire la formule du paramètre d'impact relativiste ρ^* en fonction de ρ et ρ_0 :

$$\rho^* = \sqrt{\rho^2 + \rho_0^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)} \quad (3.50)$$

ρ_0^* est le demi-axe de l'hyperbole relativiste qui est défini par :

$$\rho_0^* = \rho_0 \sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} \quad (3.51)$$

Alors la formule de la trajectoire peut être écrite sous la forme suivant :

$$\frac{\rho^{*2}}{r^* \rho_0^*} = 1 + \varepsilon^* \cos \eta \varphi^* \quad (3.52)$$

On dit que dans le cas relativiste le déplacement angulaire fait en une rotation vaut [31] parce que l'angle correspondant au rayon vecteur du périhélie varie constamment, les angles décrits par le périhélie sont respectivement $0, 2\pi\eta, 4\pi\eta \dots$ par exemple, le deuxième périhélie $\varphi_2^* = \frac{2\pi}{\eta}$ est supérieur à 2π , puisque η^2 est légèrement inférieur à 1 dans tous les cas intéressants, donc :

$$\Delta\varphi^* = \frac{2\pi}{\eta} - 2\pi = 2\pi \left(\frac{1}{\eta} - 1\right) \quad (3.53)$$

On néglige les contributions relativistes des termes η^2 dans l'équation(3.48), ce qui donne une première approximation suivante :

$$\cos \eta \varphi^* \simeq \cos \varphi^* \quad (3.54)$$

Le trajectoire relativiste obtenu est de la forme :

$$\frac{\rho^{*2}}{r^* \rho_0^*} = 1 + \varepsilon^* \cos \varphi^* \quad (3.55)$$

Après le changeant de variable $r^* + \rho_0^* = \rho_0^* \varepsilon^* \cosh x$ et en choisissant l'origine de temps de telle sorte que la constante soit nulle , la représentation paramétrique peut s'écrire sous la forme suivante :

$$r^* = \rho_0^* (\varepsilon^* \cosh x - 1) \quad (3.56)$$

$$t^* = T^* (\varepsilon^{**} \sinh x - x) \quad (3.57)$$

Avec :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, T^* = \frac{\rho_0 \left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right)^{3/2}}{v} \quad (3.58)$$

En tenant compte de l'approximation $\eta \approx 1$, la formule de X^* en fonction de ce même paramètre se trouve à l'aide de sa définition $X^* = r^* \cos \varphi^*$ et des équations(3.52), (3.56) :

$$X^* = \rho_0^* (\varepsilon^* - \cosh x) \quad (3.59)$$

Le variable Y^* se déduit à son tour à partir de $Y^* = \sqrt{r^{*2} - X^{*2}}$:

$$Y^* = \rho_0^* \sqrt{\varepsilon^{*2} - 1} \sinh x \quad (3.60)$$

Le paramètre X prend toutes les valeurs comprises entre $-\infty$ et $+\infty$ [4].

3.7 Elargissement électronique relativiste

L'élargissement Stark tend à être important seulement pour des raies provenant des transitions dipolaire électrique permises. Dans ce cas on peut considérer l'élargissement Stark électronique relativiste dans l'approximation dipolaire.

Sous les mêmes approximations, on peut calculer leur l'expression de l'opérateur de collision électronique dans le cas relativiste ϕ^* à partir des équations (3.24)et (3.41).

Pour calculer l'opérateur de collisions électroniques relativistes Φ_{eg}^* nous commençons avec l'expression générale[32].

$$\begin{aligned} \langle\langle \alpha\beta | \Phi_{eg}^* | \alpha'\beta' \rangle\rangle &= \sum_{\alpha''} \vec{r}_{\alpha\alpha''} \vec{r}_{\alpha''\alpha'} \phi_d^* (\omega_{\alpha\alpha''}, \omega_{\alpha''\alpha'}) + \sum_{\beta''} \vec{r}_{\beta''\beta} \vec{r}_{\beta'\beta''} \phi_d^* (\omega_{\beta'\beta''}, \omega_{\beta''\beta}) \\ &\quad - \vec{r}_{\alpha\alpha'} \vec{r}_{\beta'\beta} \phi_{int}^* (\omega_{\alpha\alpha'}, \omega_{\beta'\beta}). \end{aligned} \quad (3.61)$$

Où \vec{r}_{ab} est l'éléments de matrice de l'opérateur position de l'électron.

Avant de continuer, nous notons que la critique valide de la théorie d'impact d'après D.Voslamber [33] n'est pas généralement applicable pour tout couple ω_1, ω_2 .

Bien sûr, pour les raies isolées $\omega_1 = -\omega_2$ la critique précitée ne se pose pas, et la théorie d'impact est valide. On peut évaluer φ^* dans le cas des raies isolées pour un émetteur ionique, avec des chemins hyperboliques pour les électrons libres.

Ce traitement peut s'effectuer à l'aide du résultat obtenu sous les mêmes conditions dans le cas non relativiste[34, 35, 36, 37].

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 de l'opérateur de collisions électroniques relativistes est donnée par :

$$\phi_d^*(\zeta^*, -\zeta^*) = -\frac{\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int_0^c \frac{f(v)dv}{v\gamma^4} \quad (3.62)$$

$$\int_{\epsilon_{\min}^*}^{\epsilon_{\max}^*} \frac{d\epsilon^*}{\epsilon^*} \left[G_1^{*2}(\epsilon^*) - \frac{(\epsilon^{*2} - 1)}{\epsilon^{*2}} G_2^{*2}(\epsilon^*) \right] \quad (3.63)$$

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

$$G_1^*(\epsilon^*) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{\epsilon^*}) (1 - \frac{\cosh x}{\epsilon^*})}{(\cosh x - \frac{1}{\epsilon^*})^3} \quad (3.64)$$

$$G_2^*(\epsilon^*) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{(\gamma^2 \cosh x - \frac{1}{\epsilon^*}) \sinh x}{(\cosh x - \frac{1}{\epsilon^*})^3} \quad (3.65)$$

Après l'intégration, ces fonctions deviennent :

$$G_1^*(\epsilon^*) = (\gamma^2 - 1) \left(\frac{2\epsilon^{*2} \arctan \sqrt{\frac{\epsilon^*+1}{\epsilon^*-1}}}{(\epsilon^{*2} - 1)^{3/2}} + \frac{2\epsilon^{*2} - 1}{\epsilon^{*2} - 1} \right) + 2 \quad (3.66)$$

$$G_2^*(\epsilon^*) = 0 \quad (3.67)$$

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

$$\phi_d^*(0) = -\frac{2\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \int_0^c \frac{f(v)dv}{v\gamma^4} \int_{\epsilon_{\min}^*}^{\epsilon_{\max}^*} \frac{d\epsilon^*}{\epsilon^*} \quad (3.68)$$

$$[(\gamma^2 - 1) \left(\frac{2\epsilon^{*2} \arctan \sqrt{\frac{\epsilon^*+1}{\epsilon^*-1}}}{(\epsilon^{*2} - 1)^{3/2}} + \frac{2\epsilon^{*2} - 1}{\epsilon^{*2} - 1} \right) + 2]^2 \quad (3.69)$$

et en intégrant sur ϵ^* , on obtient la formule du terme de l'opérateur de collision électronique relativiste :

$$\begin{aligned} \phi_d^*(0) = & -\frac{\pi N_e e^4}{3\hbar^2} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \operatorname{Re} \left(\int_0^c \frac{f(v)dv}{v\gamma^4} \right. \quad (3.70) \\ & \left[4\gamma^4 \ln \frac{\epsilon_{\max}^*}{\epsilon_{\min}^*} - \frac{(\gamma^2 - 1)^2}{4(\epsilon_{\max}^{*2} - 1)} - \frac{\epsilon_{\max}^{*4} (\gamma^2 - 1)^2}{(\epsilon_{\max}^{*2} - 1)^2} \arctan^2 \sqrt{\frac{\epsilon_{\max}^* + 1}{\epsilon_{\max}^* - 1}} \right. \\ & + \arctan \sqrt{\frac{\epsilon_{\max}^* + 1}{\epsilon_{\max}^* - 1}} \left(\frac{6 - 7\epsilon_{\max}^{*2}}{(\epsilon_{\max}^{*2} - 1)^{3/2}} (\gamma^2 - 1)^2 - \frac{8(\gamma^2 - 1)}{\sqrt{\epsilon_{\max}^{*2} - 1}} \right) \\ & + \frac{\epsilon_{\min}^{*4} (\gamma^2 - 1)^2}{(\epsilon_{\min}^{*2} - 1)^2} \arctan^2 \sqrt{\frac{\epsilon_{\min}^* + 1}{\epsilon_{\min}^* - 1}} \\ & \left. \left. - \arctan \sqrt{\frac{\epsilon_{\min}^* + 1}{\epsilon_{\min}^* - 1}} \left(\frac{6 - 7\epsilon_{\min}^{*2}}{(\epsilon_{\min}^{*2} - 1)^{3/2}} (\gamma^2 - 1)^2 - \frac{8(\gamma^2 - 1)}{\sqrt{\epsilon_{\min}^{*2} - 1}} \right) \right] \right) \quad (3.71) \end{aligned}$$

Chapitre 4

Résultats et discussion

Des études précédentes ont été calculées l'influence d'écran électronique sur le potentiel Deutsch dit-potentiel Deutsch - Debye et sur l'opérateur de collision électronique.

Dans ce chapitre nous allons faire des comparaisons entre le potentiel Deutsch-Debye et le potentiel Deutsch d'écran exacte en termes de (la température T , la densité électronique N_e et le nombre spectroscopie de charge Z de l'ion rayonnant Ag^{+46}).

Dans ce chapitre, nous allons estimer l'influence de l'effet d'écran ionique sur le potentiel (potentiel Deutsch d'écran exacte).

Nous allons déterminer l'influence de l'effet d'écran ionique et l'effet relativiste sur l'opérateur de collision électronique.

4.1 Potentiel Deutsch Debye et Deutsch d'écran exacte

Nous allons faire des comparaisons entre le potentiel Deutsch - Debye UDD et le potentiel Deutsch d'écran exacte $UDEEC$, la comparaison se fera dans le cas où la structure fine de l'ion émetteur est négligée.

Où nous considérons que :

$$UDD = \frac{|U_{Deu-D}|}{e} \quad (4.1)$$

Et :

$$UDEC = \frac{|U_{Deu-ec}|}{e} \quad (4.2)$$

On note le pourcentage de notre correction sur le potentiel :

$$P = \frac{UDEC - UDD}{UDEC} \times 100 \quad (4.3)$$

4.1.1 L'influence de la distance r sur UDD et $UDEC$

On discute ici comment varie les potentiels UDD et $UDEC$ en fonction de r (la distance entre émetteur et le perturbateur).

La figure(4-1) montre les variations des potentiels $UDDU$ et $UDEC$ en fonction de r pour ($N_e = 10^{19}cm^{-3}$, $T = 10^8 \text{ } ^0K$ de Ag^{+46}). On remarque que le courbe de potentiel Deutsch d'écran exacte $UDEC$ est supérieur à potentiel Deutsch - Debye UDD . On observe que les deux courbes augmentent et avoir la même allure pour déférente valeur de r .

La figure (4-2) présente la variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de r . On remarque que le pourcentage $P(\%)$ augmente pour atteindre une valeur maximale 100%.

4.1.2 L'influence de la temperature T sur UDD et $UDEC$

Cette figure (4-3) présenté les variations des potentiels UDD et $UDEC$ en fonction de T , on remarque que le deux potentiels diminuent exponentiellement avec la température T pour ($N_e = 10^{19}cm^{-3}$ de Ag^{+46}).

La figure (4-4) présente la variation du pourcentage $P(\%)$ en fonction de T pour ($N_e = 10^{19} cm^{-3}$ de Ag^{+46}). On remarque que le pourcentage est diminué avec l'augmentation de température T à partir du rapport 100% à 70%.

4.1.3 L'influence du nombre spectroscopie Z sur UDD et UDEC

Nous présentons dans la figure (4-5), les variations des potentiels UDD et $UDEC$ en fonction du nombre spectroscopie Z pour ($N_e = 10^{20} cm^{-3}, T = 10^5 \text{ } ^0K$). On remarque que les deux potentiels devient avoir la même allure.

Il apparait que les deux courbes augmente exponentiellement et aussi on observe que le potentiel $UDEC$ est supérieur à le potentiel UDD .

La figure (4-6) montre la variation du pourcentage $P(\%)$ en fonction de Z pour ($N_e = 10^{20} cm^{-3}, T = 10^5 \text{ } ^0K$). On remarque le pourcentage augmente pour atteindre une valeur maximale 100%.

4.1.4 L'influence de la densité électronique N_e sur UDD et UDEC

On discute ici comment une augmentation de la densité fait apparaître l'effet d'écran des ions dans un plasma de Ag^{+46} dégénéré.

La figure (4-7) présente les variations des potentiels UDD et $UDEC$ en fonction de N_e pour ($T = 10^8 \text{ } ^0K, r = 2 \times 10^{-10} m$ de Ag^{+46}). On remarque que le courbe de potentiel Deutsch d'écran exacte $UDEC$ est supérieur à potentiel Deutsch Debye. On observe que les deux courbes augmentent et avoir la même allure .

La figure (4-8) montre la variation du pourcentage $P(\%)$ en fonction de N_e pour ($T = 10^8 \text{ } ^0K, r = 2 \times 10^{-10} m$ de Ag^{+46}). On remarque que le pourcentage augmente pour atteindre une valeur maximale constante 100%.

4.1.5 L'influence de température T sur l'opérateur de collision électronique

Pour montrer les variations des opérateurs des collisions :

- l'opérateur de collision électronique de coulomb ϕ_C
- l'opérateur de collision électronique de Deutsch Debye ϕ_{DD} .
- l'opérateur de collision électronique de Deutsch d'écran exacte non relativiste ϕ_{De}
- l'opérateur de collision électronique de Deutsch d'écran exacte relativiste ϕ_{Der}

On utilisant les notations suivantes :

$$\phi_{Der} = \phi_d^* \quad (4.4)$$

Pour le pourcentage

$$P_1 = \frac{\phi_{Der} - \phi_C}{\phi_{Der}} \times 100 \quad (4.5)$$

$$P_2 = \frac{\phi_{Der} - \phi_{DD}}{\phi_{Der}} \times 100 \quad (4.6)$$

$$P_3 = \frac{\phi_{Der} - \phi_{De}}{\phi_{Der}} \times 100 \quad (4.7)$$

La figure (4-9) présente les variations des ϕ_{Der} , ϕ_C , ϕ_{DD} , ϕ_{De} en fonction de T pour $N_e = 10^{18} cm^{-3}$, $T_{\min} = 5611,84^0 K$ et $Z = 26$. Il apparaît que les courbes décroissantes en fonction de la température T .

La figure (4-10) montre les variations des pourcentage $P(\%)$ en fonction de T pour ($N_e = 10^{20} cm^{-3}$, $T = 10^5^0 K$). On remarque les pourcentages augmentent pour atteindre une valeur maximale 100%.

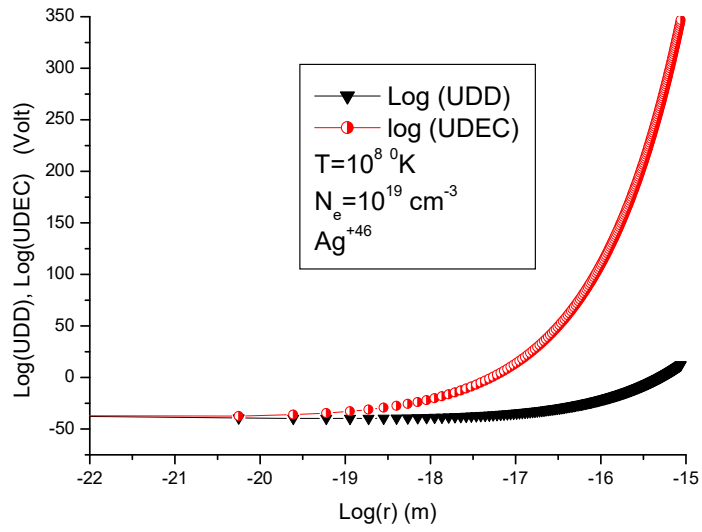


FIG. 4-1 – Variaton des potentiels UDD et $UDEC$ en fonction de r pour ($N_e = 10^{19}cm^{-3}$, $T = 10^8 \text{ }^0K$ de Ag^{+46}).

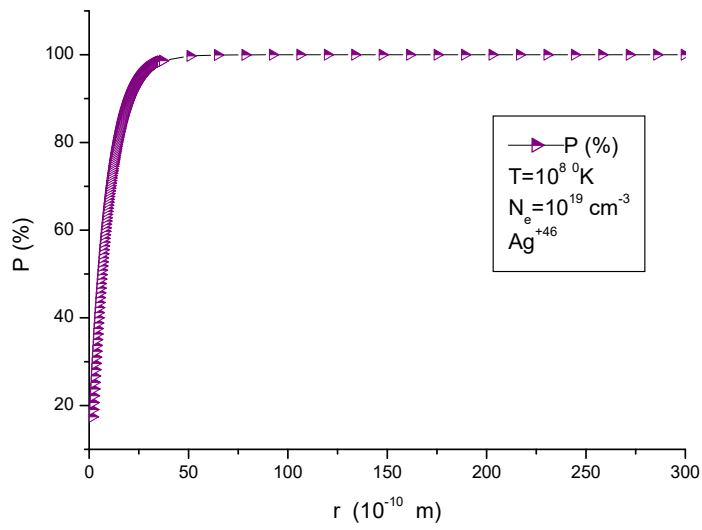


FIG. 4-2 – Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de r pour ($N_e = 10^{19}cm^{-3}$ et $T = 10^8 \text{ }^0K$ de Ag^{+46}).

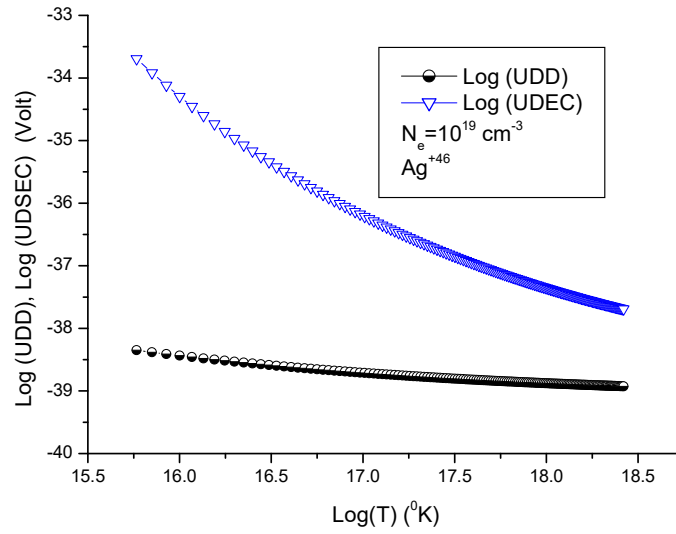


FIG. 4-3 – Variations des potentiels UDD et $UDEC$ en fonction de T pour ($N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ de Ag^{+46}).

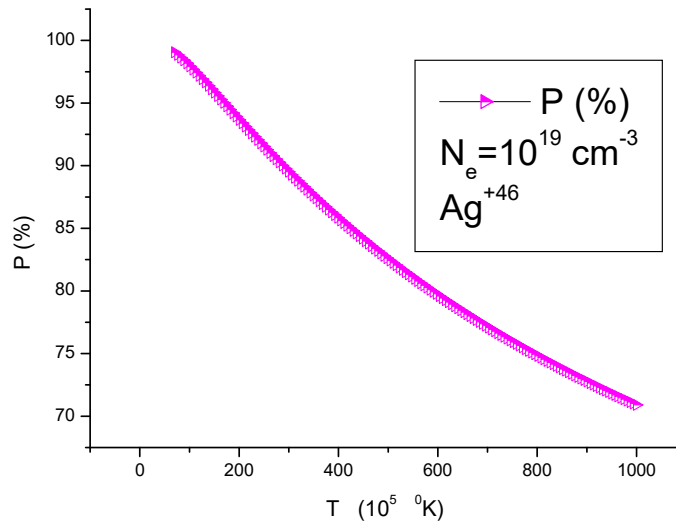


FIG. 4-4 – Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de T pour $N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ de Ag^{+46} .

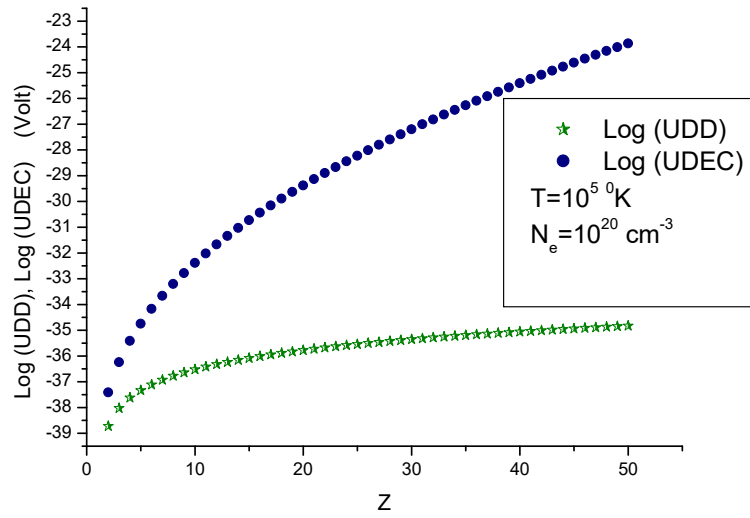


FIG. 4-5 – Variations des potentiels *UDD* et *DSEC* en fonction de *Z* pour ($N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $T = 10^5 \text{ } ^0K$).

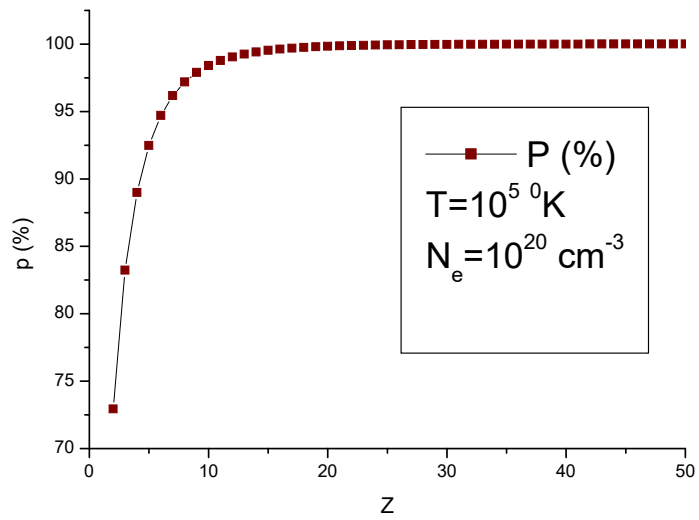


FIG. 4-6 – Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de Z pour $T = 10^5 \text{ } ^0K$ et $N_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

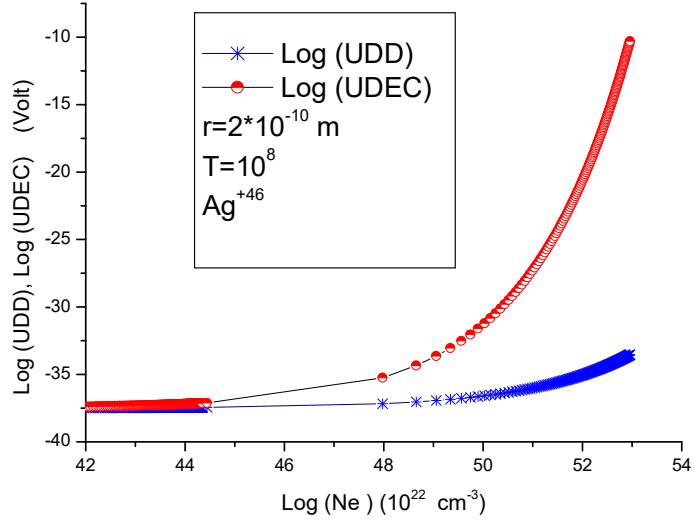


FIG. 4-7 – Variations des potentiels UDD et $DSEC$ en fonction de N_e pour ($T = 10^8$ 0K , $r = 2 \times 10^{-10}m$ de Ag^{+46}).

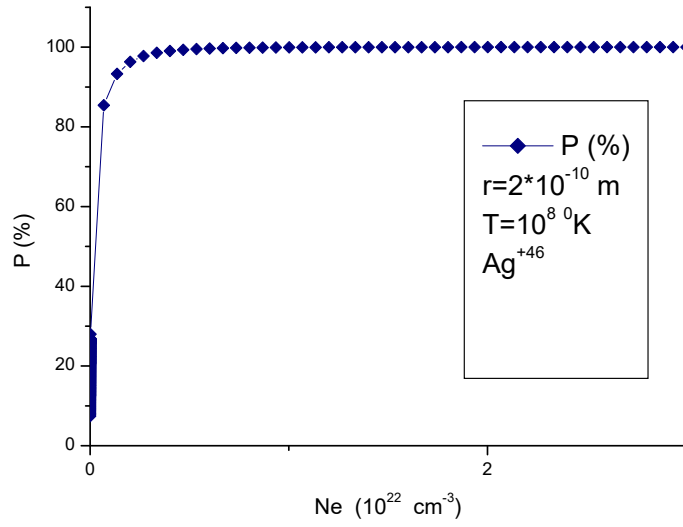


FIG. 4-8 – Variation de pourcentage $P(\%)$ en fonction de N_e pour $r = 2 \times 10^{-10}m$, $T = 10^8$ 0K .de Ag^{+46} .

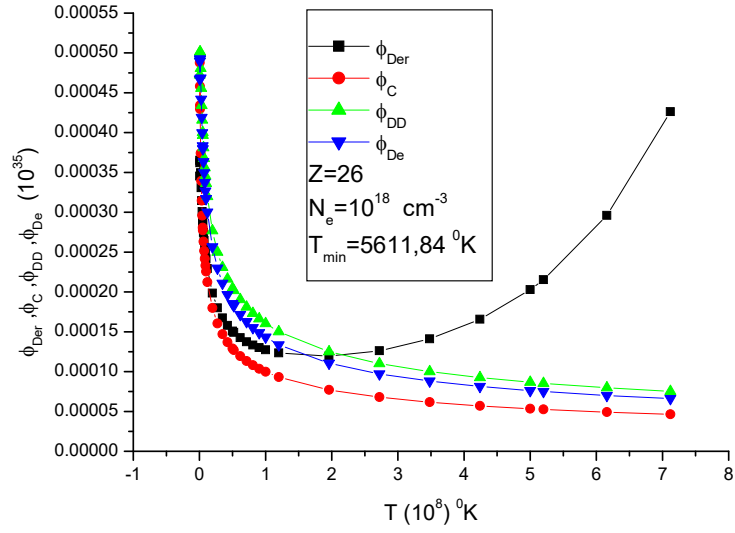


FIG. 4-9 – Variation de ϕ_{Der} , ϕ_C , ϕ_{DD} , ϕ_{De} en fonction de T pour $N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T_{\min} = 5611,84 \text{ } ^0\text{K}$ et $Z = 26$.

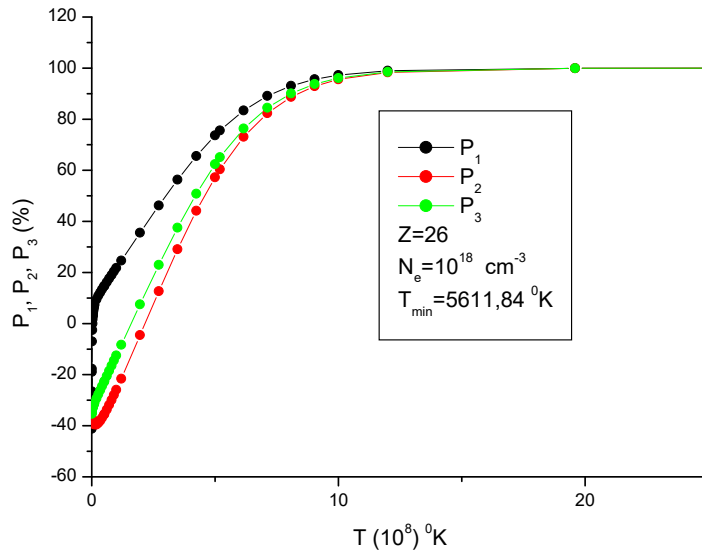


FIG. 4-10 – Variation de pourcentage P_1 P_2 P_3 en fonction de T pour, pour $N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T_{\min} = 5611,84 \text{ } ^0\text{K}$ et $Z = 26$.

4.2 CONCLUSION

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 les 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.

Cette étude a permis d'acquérir nos connaissances sur le profil de raie, les différents types des élargissements, le formalisme d'un profil de raies, ainsi que l'opérateur de collision électronique qui constitue l'axe principal de cette étude.

Ce manuscrit est composé de quatre chapitres ; dans le premier chapitre nous avons présenté une introduction générale.

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté quelques définitions sur les plasmas. Et nous avons aussi présenter les causes principales d'élargissement des raies, les largeurs de raies à mi-haut, ainsi que une description générale du formalisme de base de calcul du profil de raies Stark.

Au troisième chapitre, nous avons faire des comparaisons entre le potentiel Deutsch Debye et le potentiel Deutsch d'écran exacte en termes de (la température T , la densité électronique N_e et le nombre spectroscopie de charge Z de l'ion rayonnant Ag^{+46}), en tenant compte aussi l'effet relativité sur l'opérateur.

Comme le calcul de l'expression de l'opérateur de collision électronique est trop compliqué, nous avons pu calculer l'opérateur, de collision en négligeant la structure fine de l'émetteur

Les électrons sont des particules très rapides, ont un mouvement ultra-rapide. Dans ce cas, nous allons calculer l'effet du mouvement relativiste de l'électron autour de l'ion émetteur sur l'élargissement des raies spectrales isolées pour l'interaction Deutsch d'écran exacte.

Nous avons fait des comparaisons entre les deux potentiels (potentiel de Deutsch-Debye , potentiel Deutsch d'écran exacte), on trouve que les deux potentiel augmentent avec la distance r , le nombre atomique Z , et la densité électronique Ne . Mais ils diminuent avec la température électronique T .

Le pourcentage de notre correction (l'effet d'écran, l'effet quantique et l'effet relativiste) augmente aussi avec r , Z et Ne pour atteindre une valeur maximale constante 100%.

Notre correction diminue en fonction de la température, mais elle reste toujours très importante (de 100% à 70%).

Notre correction influence fortement sur l'opérateur de collision électronique, il augmente pour atteindre le pourcentage 100%.

Nos résultats indiquent qu'il ne faut pas négliger la correction de l'effet d'écran ionique, l'effet quantique et l'effet relativiste, dans l'estimation de l'élargissement électronique.

Bibliographie

- [1] L. Ben mebrouk; Mémoire de Magister Université de Ouargla, (2003).
- [2] J. L. Delcroix et A. Bers; " Physique des Plasma " ; inter édition, CNRS éditions, paris, (1994).
- [3] Michel Moisan ,et Jacques Pelletier,"physique des plasmas collisionionnels",EDP Sciences,France,(2006).
- [4] A.NAAM;"Thèse de doctorat",Université de Ouargla, (2015).
- [5] S. Ichimaru; " Plasma Physics " ; Benjamin.Cummings. Publishing Company, Inc, Menlo Park. California, (1986).
- [6] S. Sahal-Bréchet, Astron. Astrophys. **2**, 322, (1969).
- [7] A.Gazell;"Thèse de doctorat",Université de Ouargla, (2018).
- [8] A.NAAM; "L'opérateur de collision électrique dans les plasma relativistes" ; Mèmoire de Magister Universite de Ouargla ; (2006).
- [9] E.Emilie Langlois-Bertrand; "Thèse de doctorat", Université d'Orléans, France, (2011).
- [10] K. Chénini;"Thèse de doctorat",Université de Ouargla, (2011).
- [11] K. Chénini; "Thèse de Magister", Université de Ouargla, (2000).
- [12] M. T. Meftah; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).
- [13] M. Baranger, Phys. Rev. 111, 481, (1958).
- [14] M. Baranger, Phys. Rev. 111, 494, (1958).
- [15] A. C. Kolb et H. R. Griem; Phys. Rev. **111**, 514, (1958).
- [16] A.NAAM; "Thèse de Magister", Université de Ouargla, (2006).

- [17] F. Khelifaoui ; " Modèle de profils Stark d'ion Multichargés sans les plasma chauds " ; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1991).
- [18] H. R. Griem ; " Spectral Line Broadening by Plasma " ; Academic press, New York, (1994).
- [19] M. T. Meftah ; " Contribution au formalisme de l'élargissement de raies dans les plasma " ; thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).
- [20] CH. Thouria ; "Thèse de doctorat", Université de Batna, (2007).
- [21] L.D.Landau and E.M.Lifshitz ; "Quantum Mecanics(non-relativistic Theory)", Butterworth-Heinemann, 1991.
- [22] H. R. Griem, A. Kolb, and K. Y. Shen ; Phys. Rev. **116**, 4 (1959).
- [23] H. R. Griem ; "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York (1964).
- [24] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel ; Phys. Rev. **125**, 177 (1962).
- [25] S. Bréchet, et Van Regemorter ; H. 1963 C. R. A. S. **256**, 609.
- [26] E. Lindholm ; Ark.Mat.Astron.Fysik **28 B**, 3 (1941).
- [27] M. Baranger ; Phys. Rev. **112**, 855 (1958).
- [28] P. W. Anderson, Phys. Rev. **76**, 647, (1949).
- [29] H. R. Griem, and K. Y. Shen ; Phys. Rev. **116**, 4 (1959).
- [30] A. Poquérusse, S. Alexiou, et E. Klodzh, Pergamon. 56, 153(1996).
- [31] V. Ougarov, " théorie de la relativité restreinte" ; EDITIONS MIR. MOSCOU, (1969).
- [32] A. Poquérusse, et S. Alexiou, Pergamon. 62, 389(1999).
- [33] D. Voslamber, J.Q.S.R.T. 10, 939 (1971).
- [34] S. Sahal-Bréchet, Astron. Astrophys. 1, 91 (1969).
- [35] N. Feautrier, Ann. d'Astron. 31, 305 (1968).
- [36] A. Poquerusse, Phys. Lett. 59A, 438 (1977).
- [37] M. S. Dimitrijevic et S. Sahal-Bréchet, J.Q.S.R.T. 48, 349 (1990).
- [38] A.Ghazel, M.T.Meftah, S.Douis and K. chenini ; Revista Mexicana de Fisica. 481-485, 63(2017).
- [39] S. Alexiou, Phys. Rev. A49, 106 (1994).

ملخص

خطوط طيف الامتصاص والإصدار للذرات يستخدم كوسيلة لقياس درجة الحرارة والكثافة في البلازما, وهو يمثل توزيع الشدة حول التواتر المركزي للإشعاع. التعريض الإلكتروني تمت دراسته في العديد من الأعمال في إطار النظرية الكلاسيكية للخطوط المعزولة. الإلكترونات الفائقة السرعة تنشئ حقل متغير السرعة, هذا الاضطراب يحسب باستعمال نظرية التصادمات المنفردة. يجب الأخذ بعين الاعتبار عزم ثنائي القطب الكهربائي للأيون المشع والحقل لكل شحنة مسببة للاضطراب يكون كولومي. من أجل أيون شبه هيدروجيني وفي إطار نظرية الصدم أعطي معامل التصادم الإلكتروني حيث الكمون اعتبر محجب بالالكترونات. في عملنا هذا قمنا بحساب معامل التصادم الإلكتروني بالأخذ بعين الاعتبار كل من : فعل الأيونات, الفعل النسبي والفعل الكومي .

كلمات دالة: التصادم الإلكتروني, طيف الإشعاع, التصادم الإلكتروني, الفعل النسبي.

Résumé

Le profil des raies d'émission et d'absorption des atomes est utilisé comme un 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 électronique a été étudié dans plusieurs textes spécialement dans le cadre de théorie classique pour les raies isolées. Les électrons très rapides créeront un champ très rapidement variable, sa perturbation se calculera en utilisant la théorie des collisions individuelles. Il faudra également tenir compte du moment dipolaire de l'ion rayonnant. Le champ de chacune des particules perturbatrices sera coulombien. Pour un ion hydrogénoïde, et dans la théorie d'impact, un opérateur de collision électronique a été donné, où le potentiel a été considéré écranté par les électrons. Dans notre travail nous avons calculé l'opérateur de collision électronique, en tenant compte l'effet des ions, et l'effet relativiste et l'effet quantique. La correction sur le potentiel atteint 100%.

Mots clés: L'élargissement électronique, Le profil des raies, collision électronique, l'effet relativiste.

Abstract

The line shapes of the emission and absorption of the atoms is used as a diagnosis of temperature and density in the plasmas; they present the distribution of the intensity around the central frequency of the radiation. Electronic broadening has been studied in several texts especially within the work of the classical theory for isolated lines. Very fast electrons will create a very quickly variable field; its perturbation will be calculated using the theory of individual collisions. It will also be necessary to take into account the dipole moment of the emitter ion. The field of each of the disturbing particles will be Coulomb. For a hydrogenoid ion, and in the impact theory, an electronic collision operator was given, where the potential was considered screened by electrons. In our work we calculated the electronic collision operator, taking into account the effect of ions, and the relativistic effect and the quantum effect. The correction on the potential reaches a 100%.

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

