

REPUBLIQUE ALGERIENNE DE MOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de L'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique



Université Echahid Hamma Lakhdar El-Oued
FACULTE DES SCIENCES EXACTE

N° d'ordre :
N° de série :

Mémoire de fin d'étude
Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences de la Matière
Filière : physique
Spécialité : physique appliquée de rayonnement et énergie

Présenté par: ABADA SOUMIA
ZOUZOU HALIMA

Thème

**Influence des fonctions de distribution d'énergie sur
le calcul des taux d'ionisation dans les plasmas chauds**

Soutenu le : 09 /06 / 2018

Membres du jury:

Président:	Fethi Bouras	Professeur	Université El-oued
Examineur:	Souhaila Askri	MAA	Université El-oued
Examineur:	Mohamed Bagui	MAA	Université El-oued
Rapporteur:	Samia Dilmi	MCA	Université El-oued

Année Universitaire: 2017/2018

DEDICACES

À MON CHER MARI ET TOUTE LA FAMILLE : BOURAS

À MES FILLES (LES FLEURS DE MON CŒUR) :

MERIAM EL-BATOUL ET IMTINAN

À MON CHER PÈRE : DJAMEL

À MA CHÈRE MÈRE ET TOUTE LA FAMILLE : OTMANI

À MES CHERS FRÈRES ET SŒURS

À TOUS CEUX QUI M'ONT AIDÉ À COMPLÉTER CE TRAVAIL

Soumia

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail à tous ceux qui me sont chers

À MON CHER PÈRE

L'épaule solide, l'œil attentif compréhensif et la personne la plus digne de mon estime et de mon respect. Aucun dédicace n'exprime mes sentiments, que Dieu le préserve

À MA CHER MÈRE

Tu m'as donné la vie, la tendresse et le courage pour réussir. Tout ce que je peux t'offrir ne pourra exprimer l'amour que je te porte. En témoignage, je t'offre ce modeste travail pour te remercier pour tes sacrifices et pour l'affection.

À MES CHERS FRÈRES

À MES GRANDS PARENTS

À MES ONCLES ET MES TANTES

À MES COUSINES ET COUSINS

À TOUTE LA FAMILLE ZOUZOU

À TOUS MES AMIS

Halima

Remerciement

Nous tenons à exprimer tout spécialement notre profonde reconnaissance à Madame Dilmi Samia, Maitre de conférences A à l'Université d'El-Oued. Ce travail n'aurait certainement pas pu être réalisé sans son aide constante et sa gentillesse inégalée. Travailler avec elle fut un vrai plaisir.

Nous sommes très reconnaissantes à Monsieur Fethi Bourass, Professeur à l'Université d'El-Oued pour nous avoir fait l'honneur de présider le jury de notre mémoire. Qu'il accepte nos vifs remerciements.

Mademoiselle Souhaila Askri, Maitre assistante A à l'Université d'El-Oued, a accepté d'examiner ce travail. Nous sommes réjouis de sa participation au jury et l'en remercions vivement.

Nous sommes très reconnaissants à Monsieur Mohamed Bagui, Maitre assistante A à l'Université d'El-Oued, d'avoir eu l'obligeance de faire partie du jury de notre mémoire. Qu'il sache que nous sommes très sensibles à l'honneur qu'il nous fait.

Enfin, un grand merci à tous ceux qui nous ont aidé à accomplir ce travail.

Abada et zouzou

Sommaire	i
Table des figures	iv
Liste des tableaux	v
Liste des symboles	vi
INTRODUCTION GENERALE	1

Chapitre 01 : Généralités sur les plasmas

1-1 Introduction	4
1-2 Définitions	4
1-3 Classification des plasmas	5
1-4 Modèle d'équilibre dans les plasmas	5
1-4-1 Modèle d'équilibre thermodynamique complet (ETC)	5
1-4-2 Lois vérifiées par un plasma à l'ETC	6
1-4-3 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL)	8
1-4-4 Modèle coronal (MC)	9
1-4-5 Modèle collisionnel radiatif (MCR)	10
1-5 Conclusion	12

Chapitre 02 : Processus atomiques élémentaires dans les plasmas et fondement théorique du calcul

2-1 Processus atomiques élémentaires dans les plasmas	13
2-1-1 Introduction	13
2-1-2 Transitions radiatives	13
2-1-3 Le coefficient de taux de transition radiative	14
2-1-4 Excitation et désexcitation collisionnelle	15
2-1-5 Le coefficient de taux d'excitation	15
2-1-6 L'ionisation par électron d'impact	16

2-1-7 L'ionisation collisionnelle et la recombinaison à trois-corps	17
2-1-8 La photoionisation et la recombinaison radiative	18
2-1-8-a La photoionisation	18
2-1-8-b La recombinaison radiative	18
2-1-9 La recombinaison diélectronique et autoionisation	19
2-2 Fondement théorique du calcul	19
2-2-1 Introduction	19
2-2-2 Les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation	20
2-2-2-a Les méthodes classiques	20
2-2-2-b Approximation de Coulomb-Born	20
2-2-2-c Les équations semi empiriques	21
2-2-3 Simulation numérique et code de calcul	22
2-2-3-a Code FAC	22
2-2-3-b Calcul des sections efficaces d'ionisation	23
2-3 Conclusion	24

Chapitre 03: Influence des fonctions de distribution en énergie sur le calcul des taux d'ionisation

3-1 Introduction	26
3-2 Fonctions de distributions	26
3-2-1 Fonction de distribution Maxwellienne	27
3-2-2 Fonction de distribution Non-Maxwellienne	27
3-2-3 Différentes formes des fonctions de distributions en énergie	28
3-3 Calcul des coefficients de taux d'ionisation pour un plasma	28
3-4 Résultats et discussion	29
3-5 Conclusion	33
Conclusion générale	34

Références35

Table des figures

Figure (1-1): Les différents états de la matière

Figure (1-2) : Représentation schématique des processus intervenant dans les modèles collisionnel radiatifs (cas optiquement mince)

Figure (2-1): L'ionisation par électron d'impact

Figure (2-2): sections efficaces de l'He neutre

Figure (3-1): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution maxwellienne) pour $f_{hot} = 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5

Figure (3-2): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution gaussienne) pour $f_{hot} = 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5

Figure (3-3): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution de la loi de puissance) pour $f_{hot} = 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5 et $\gamma = 3$

Figure (3-4) : Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution de la loi de puissance) pour $f_{hot} = 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5 et $\gamma = 4$

Figure (3-5) : Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution de la loi de puissance) pour $f_{hot} = 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5 et $\gamma = 5$

Liste des tableaux

Tableau (2-1): Sections efficaces d'ionisation de l'He.

Liste des symboles

A_{ji} : Coefficient Einstein d'émission automatique.

a_0 : Rayon de Bohr.

C : La vitesse de la lumière dans le vide.

E_0 : Énergie électronique.

E_{ij} : Niveaux d'énergie atomique.

E_{ion} : Énergie d'ionisation pour l'ion.

e : électron.

F_M : Fonction de distribution maxwellienne.

F_{NM} : Fonction de distribution non- maxwellienne.

$F(E)$: Fonction de distribution d'énergie.

f_{hot} : Fraction d'électrons chauds.

$F(v)$: Fonction de distribution de vitesse.

g_{ij} : Poids statistique.

h : constante de Plank

$h\nu$: Valeur énergétique quantitative.

k_B : Constante de Boltzmann.

M : Nombre magnétique quantitatif.

m_e : la masse d'électrons.

N : Nombre d'électrons.

N_e : Densité électronique.

N_{ij} : Nombre d'atomes à un niveau atomique.

T_e : La température du milieu.

T_{bulk} : Température des électrons froids.

T_{hot} : Température des électrons chauds.

Z : nombre atomique.

Symboles grecs

Γ : taux d'ionisation spontané.

γ : Constantes de décomposition.

ε : Collecteur d'énergie électronique.

σ : Sections efficace.

τ : Taux d'ionisation électronique des collisions.

Indicateurs

Bulk : corps froids.

G : distribution gaussienne.

Hot : corps chaud.

i : Niveau de base.

ion : ionisation.

M : Distribution Maxwellienne.

NM : Distribution Non- Maxwellienne.

P : Loi de puissance.

Les Abréviations :

ETL : Modèle d'équilibre thermodynamique local.

ETC : Modèle d'équilibre thermodynamique complet.

MC : Modèle coronal.

MCR : Modèle collisionnel radiatif.

FAC : Flexible Atomic Code.

Introduction générale

La compréhension du rôle d'électrons chauds dans les plasmas est particulièrement importante à cause de leur influence sur la dynamique de plasma, la production de rayonnement et les bilans énergétiques [1]. De tels électrons peuvent mener aux pertes d'énergie significatives et avoir des effets négatifs sur la stabilité et le contrôle du plasma.

Les électrons non-maxwelliens et suprathérmiques (ou 'chauds') présentent un sujet d'intérêt et d'actualité dans la physique des plasmas et la fusion car ces électrons peuvent jouer un rôle important dans la formation, l'évolution et les propriétés radiatives d'une large variété de sources plasma. La distribution d'énergie électronique non-maxwellienne a été prédite et détectée dans diverses sources de laboratoire incluant les tokamaks, les plasmas Laser [2], et les plasmas à force pulsée [3], aussi bien les sources astrophysiques comme des fusées de signalisation solaires et les noyaux galactiques actifs, où ils sont produits par des champs électriques forts ou les interactions laser-plasma résonantes.

De plus, les sources collisionnelles de rayon X (RX) qui mesurent les processus atomiques de base, comme des pièges d'ion de faisceau électronique sont typiquement conduites par des faisceaux électroniques, qui sont principalement non-maxwelliens [4]. Les modèles collisionnel-radiatifs atomiques qui incluent les effets non-maxwelliens et les distributions d'énergies électroniques sont donc d'intérêts significatifs, tant dans les données de physique atomiques que comme les outils spectroscopiques qui peuvent déterminer la présence et les caractéristiques de la fonction de distribution d'électron (EDF) dans des plasmas à partir des mesures spectroscopiques non invasives.

Plusieurs auteurs et dans plusieurs types de plasmas [5] ont utilisé des distributions non-maxwelliennes en énergie des électrons chauds pour simuler les spectres de raies et aussi pour étudier l'influence des électrons chauds sur les propriétés radiatives d'un plasma d'hélium [6].

Introduction générale

Ces études sur les électrons chauds ont été adaptées aux expériences particulières, et leurs conclusions ont été limitées pour fixer les formes de la distribution d'énergie utilisées pour décrire les électrons chauds. Des distributions d'énergie électroniques gaussiennes ont été utilisées pour décrire les électrons chauds produits par les impulsions laser intenses sur des groupes de gaz, des électrons chauds dans des plasmas formés par l'irradiation laser de cibles solides modélisés avec des fonctions de distribution gaussiennes [7] et maxwellienne et des électrons chauds dans des plasmas de force pulsée ont été modélisés en utilisant des distributions gaussienne [8] et de la loi de puissance [9].

L'ionisation par impact électronique est un processus atomique indispensable dans la simulation des émissions radiatives des raies et aussi pour l'étude du bilan ionique. Notre objectif à travers ce travail s'attache à l'étude des effets des électrons chauds pour différentes fractions et montré que les taux d'ionisation sont assez sensibles à la forme des fonctions de distributions d'énergie d'électrons on utilisant une distribution non-maxwellienne des électrons chauds.

Le travail développé dans ce manuscrit a été réparti selon le plan suivant :

Le Chapitre 1 traite des généralités sur les plasmas où nous abordons les différents types de plasmas. Les modèles d'équilibre fréquemment utilisés pour la modélisation des plasmas sont abordés.

Dans le Chapitre 2, nous rappelons les différents processus atomiques intervenant dans les plasmas chauds. Dans la première partie de ce chapitre, nous exposons les processus atomiques se produisant dans les plasmas, parmi lesquels on peut citer l'excitation et la désexcitation collisionnelle, la transition radiative spontanée, l'ionisation par impact électronique, la photoionisation, l'autoionisation et la recombinaison diélectronique.

La deuxième partie est consacrée au fondement théorique du calcul des sections efficaces. Nous présentons les différentes méthodes théoriques pour le calcul des sections efficaces. Nous abordons aussi l'importance des codes de calcul pour le traitement des données atomiques. Une attention particulière a été donnée

Introduction générale

au calcul des sections efficaces d'ionisation pour l'Hélium neutre basé sur le code de calcul FAC.

Nous reportons dans le Chapitre 3 nos résultats numériques. Nous présentons tout d'abord, les éléments de théorie incluant dans le calcul des coefficients de taux d'ionisation pour l'Hélium neutre. Les fonctions de distributions Maxwellienne et Non-Maxwellienne ainsi que les différentes formes des fonctions de distributions en énergie sont exposés. Nous calculons les taux d'ionisation de l'hélium neutre à partir des sections efficaces pour une distribution Non-Maxwellienne d'électrons.

Enfin , nous présentons une conclusion générale .

chapitre 01

1 -1 Introduction

La matière peut se trouver dans plusieurs états ou bien phases, Il y'a quatre états les plus connus : solide, liquide, gaz, et **PLASMA**. Pour que la matière passe d'un état à un autre, elle doit changer ou transformer de phase, et le changement d'état se produit lorsque les caractéristiques de la matière changent : pression, température, volume, densité, énergie... etc.

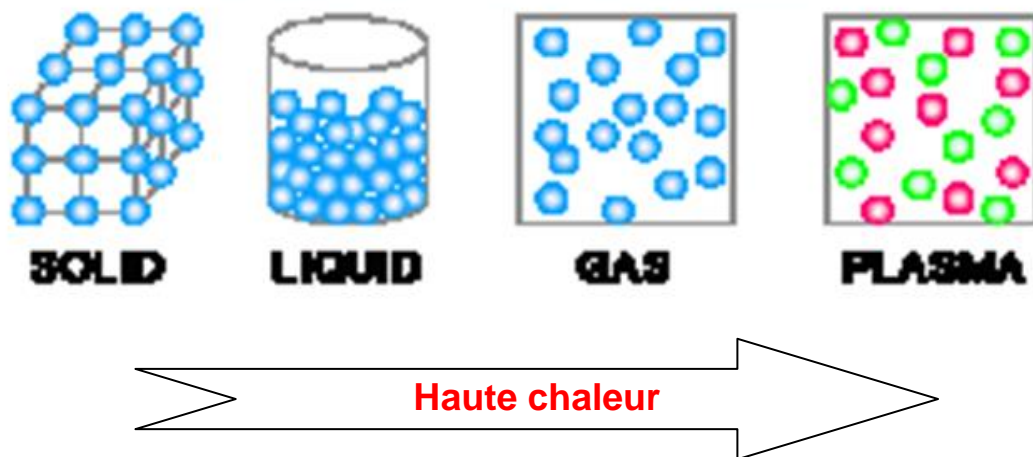


Fig.1-1 : Les différents états de la matière [10]

1-2 Définition

Un gaz ionisé est un gaz ayant été soumis à une énergie suffisante pour dissocier les électrons des atomes. On parle alors de phénomène d'ionisation et on définit le degré d'ionisation α du gaz par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_{tot}} \quad (1-1)$$

où n_e est le nombre d'électrons et n_{tot} est le nombre total de molécules – chargées ou non – constituant le gaz. Lorsque $\alpha = 1$, le gaz est totalement ionisé et lorsque $\alpha < 10^{-4}$, on dit que le gaz est faiblement ionisé. Un gaz ionisé est donc un mélange composé de molécules neutres, d'ions positifs et négatifs ainsi que d'électrons et présente un comportement collectif différent d'un gaz neutre. En effet, ce mélange est sensible aux forces électromagnétiques et les particules chargées peuvent être influencées par une source externe ou interagir les unes avec les autres. Dans un gaz suffisamment ionisé, ces interactions entre particules deviennent suffisamment importantes pour influencer sur le comportement de l'ensemble et on parle alors de plasma [11]

1-3 Classification des plasmas :

Les plasmas peuvent se présenter sous des formes très différentes et sont généralement classifiés selon deux critères. Le premier critère est l'équilibre thermodynamique du mélange et la température des différentes particules qui le composent. Le second critère est le degré d'ionisation du gaz, pouvant varier de $\alpha \ll 1$ à $\alpha \approx 1$. On classe alors les plasmas selon les catégories suivantes [12] :

1-3-1 Les plasmas fortement ionisés :

Les espèces ont une température identique dont la valeur atteint quelques millions de degrés. Le plasma est alors totalement ionisé. Ces plasmas se retrouvent par exemple au cœur des étoiles, où se produisent des réactions de fusion nucléaire.

1-3-2 Les plasmas faiblement ionisés :

Parmi lesquels on distingue deux sous-groupes :

- *Les plasmas thermiques* : Les électrons et les ions sont à l'équilibre thermodynamique contrairement aux neutres qui ne le sont pas forcément. En général, les neutres ont une température de quelques milliers de degrés tandis que les particules chargées ont une température de quelques dizaines de milliers de degrés. Ces plasmas se retrouvent par exemple dans les arcs électriques utilisés pour la soudure ou la découpe [13].
- *Les plasmas froids* : Le mélange est en fort déséquilibre. Les électrons ont une température élevée tandis que les ions et les neutres sont à l'équilibre. Ce type de plasma permet d'obtenir un milieu doté de propriétés chimiques avantageuses tout en gardant la caractéristique thermodynamique raisonnable et dispose ainsi de nombreuses applications. Les plasmas dans les luminaires, de dépollution ou de décontamination, ainsi que les plasmas interstellaires entrent dans cette classe [14].

1-4 Modèle d'équilibre dans les plasmas :

1-4-1 Modèle d'équilibre thermodynamique complet (ETC) :

Seuls les plasmas rencontrés en astrophysique, dans les étoiles notamment, peuvent être considérés à l'équilibre thermodynamique complet. Les échanges de matière et d'énergie avec le milieu environnant sont totalement négligeables devant les phénomènes internes à ces systèmes. Prenons par exemple le soleil : à 10^{12} photons émis à l'intérieur du soleil, seul un ne sera pas réabsorbé et sortira du soleil pour aller dans l'espace [15].

En effet, Un plasma est constitué d'un grand nombre de particules, matérielles

ou non (les photons). Ces particules possèdent une certaine énergie cinétique et potentielle, elles bougent dans l'espace, et entrent en collision avec les particules voisines. S'il n'existe aucun échange de matière ni d'énergie avec le milieu extérieur, un état d'équilibre peut être atteint, dans lequel chaque processus est contrebalancé par le processus inverse. Un état de micro-réversibilité est alors atteint : tout mécanisme qui tend à faire perdre de l'énergie à une particule est instantanément compensé par le mécanisme inverse qui tend à lui faire gagner cette même énergie. On parle alors d'équilibre thermodynamique complet (ETC), où toutes les particules du plasma ont la même énergie moyenne, et où tous les processus collisionnels et radiatifs sont micro réversibles [16].

1-4-2 Lois vérifiées par un plasma à l'ETC :

- **Loi de distribution de Maxwell :**

Un plasma à l'ETC est isotrope : les particules ne privilégient aucune direction de propagation. Les normes des vecteurs vitesses de ces particules sont donc distribuées autour d'une valeur moyenne nulle ; cette distribution stationnaire est décrite par la loi de Maxwell : le nombre dn de particules d'une espèce donnée dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$ dans un plasma de température T vérifie la relation suivante [17] :

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 dv \quad (1-2)$$

m est la masse de la particule et n le nombre total de particules.

- **Distribution de Boltzmann :**

Dans un plasma à l'ETC, la population des niveaux (des états) d'énergie des atomes (ou des ions) est donnée par la distribution de Boltzmann [1, 2]:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{k_B T}\right) \quad (1-3)$$

Où N_n et N_m représentent les densités des atomes (ou des ions) correspondant respectivement aux niveaux d'énergie n et m , g_n et g_m sont les dégénérescences et E_n et E_m les énergies des niveaux n et m , T est la température du système. Cette température s'appelle aussi la température d'excitation [3] et si l'excitation des atomes (ou des ions) dans ce système est principalement réalisée par l'impact d'électrons, elle est égale à la température des électrons T_e .

On peut aussi déterminer la population d'un niveau d'énergie n des atomes (ou des ions) N_n par rapport à la densité totale des atomes (ou des ions) N dans le plasma [18]:

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right) \quad (1-4)$$

$Z(T)$ représente la fonction de partition:

$$Z(T) = \sum_K g_K \exp\left(-\frac{E_n}{K_B T}\right) \quad (1-5)$$

où la sommation se réalise sur tous les niveaux d'énergie d'atome (ou d'ion).

- **Equation de Saha -Eggert :**

Dans un plasma en équilibre thermodynamique, la relation entre les densités des électrons, des atomes et des ions (une fois ionisés) peut être décrite par l'équation de Saha [18]:

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = 2 \frac{Z_i}{Z_a} \left(\frac{2\pi m_e K_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_{ion}}{K_B T}\right) \quad (1-6)$$

Où N_e , N_a et N_i représentent respectivement la densité des électrons, des atomes et des ions, Z_a et Z_i sont respectivement la fonction de partition des atomes et des ions, E_{ion} l'énergie d'ionisation d'atome depuis le niveau de base et T la température du système. Cette température s'appelle aussi la température d'ionisation [19]. Si l'ionisation des atomes dans ce système se réalise principalement par l'impact d'électron, la température d'ionisation est égale à la température des électrons T_e .

L'équation de Saha peut être aussi utilisée pour les ions plusieurs fois ionisés. Dans ce cas, elle donne la relation entre la densité des électrons et la densité des espèces lourdes du plasma ayant des niveaux d'ionisation successives [18]:

$$\frac{N_e N_{(r+1)}}{N_{(r)}} = 2 \frac{Z_{(r+1)}}{Z_{(r)}} \left(\frac{2\pi m_e K_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_{ion(r)}}{K_B T}\right) \quad (1-7)$$

Où r indique le niveau d'ionisation d'une espèce (par exemple : $r = 0$ - atome (non-ionisé), $r = 1$ - ion une fois ionisé, $r = 2$ - ion deux fois ionisé,...).

- **loi de Guldberg-Waage :**

La loi de Guldberg - Waage lie les espèces moléculaires aux espèces atomiques. Elle exprime également l'équilibre de dissociation des espèces moléculaires. C'est une autre forme de la loi de Saha.

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = \frac{U_A U_B}{U_{AB}} \left(\frac{m_A m_B}{m_{AB}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2\pi K T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_{AB} - \Delta E_{AB}}{K T}\right) \quad (1-8)$$

U_A , U_B et U_{AB} sont les fonctions de partitions de A, B et AB, m_A , m_B et m_{AB} leurs masses respectivement. E_{AB} est l'énergie de dissociation et l'abaissement de potentiel de cette énergie de réaction (3)

- **Loi de Planck :**

Lorsque le flux radiatif absorbé par un élément de volume du plasma est égal au flux émis par ce même élément de volume, l'équilibre thermodynamique est

atteint. Le milieu est alors un corps noir s'il absorbe tous les rayonnements à toutes les longueurs d'onde. Toutes les radiations contribuent à son équilibre thermique.

La fonction de Planck, décrit la luminance spectrale d'un corps noir à la température T :

$$L_{\lambda}^0(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda K_B T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1-9)$$

Où h est la constante de Planck, λ la longueur d'onde et K_B est la constante de Boltzmann.

1-4-3 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL) :

Il est utile de différencier équilibre thermodynamique global et local. En thermodynamique, les échanges à l'intérieur d'un système et avec l'extérieur sont contrôlés par des paramètres intensifs. Par exemple, la température contrôle les échanges de chaleur. L'équilibre thermodynamique global (ETG) signifie que ces paramètres intensifs sont homogènes dans tout le système, tandis que l'équilibre thermodynamique local (ETL) signifie que ces paramètres peuvent varier dans l'espace et le temps, mais que cette variation est tellement lente que pour tout point, on suppose qu'il existe un voisinage en équilibre autour de ce point [20].

Si la description du système suppose des variations très importantes de ces paramètres intensifs, les hypothèses faites pour définir ces paramètres intensifs ne sont plus valables et le système ne sera ni en équilibre global, ni en équilibre local. Par exemple, une particule a besoin d'effectuer d'un certain nombre de collisions afin de parvenir à l'équilibre avec son environnement. Si la distance moyenne qu'elle aura parcourue la déplace hors du voisinage dans lequel elle tentait d'entrer en équilibre, elle ne parviendra jamais à l'équilibre, et il n'y aura pas de ETL. La température est, par définition, proportionnelle à l'énergie interne moyenne d'un voisinage en équilibre. Vu qu'il n'y a plus de voisinage en équilibre, la notion même de température n'a ici plus de sens.

La notion d'équilibre thermodynamique local ne s'applique qu'à des particules massives. Dans un gaz rayonnant, les photons émis et absorbés n'ont pas besoin d'être en équilibre thermodynamique entre eux ou avec leur environnement pour qu'il y ait un ETL.

Par exemple, un ETL existe dans un verre d'eau contenant un glaçon en train de fondre. La température dans le verre peut être définie en tout point, mais est plus faible près du glaçon. L'énergie des particules près du glaçon sera distribuée selon une distribution de Maxwell-Boltzmann pour une certaine température.

L'énergie de particules situées en un autre point suivra une distribution de Maxwell-Boltzmann pour une température différente [20].

L'équilibre thermodynamique local n'est pas un équilibre stable, sauf s'il est maintenu par des échanges entre le système et l'extérieur. Par exemple, il pourrait être maintenu dans notre verre d'eau en y ajoutant de la glace au fur et à mesure pour compenser la fusion. Les phénomènes de transport sont des processus qui conduisent d'un d'équilibre local à un équilibre global. Pour revenir à notre exemple, la diffusion de la chaleur conduira notre verre d'eau à l'équilibre global, pour lequel la température sera identique en tout point [20].

1-4-4 Modèle coronal (MC) :

Modèle simple dérivé de l'étude de la couronne solaire et applicable à certains plasmas stationnaires de densité faible et de température électronique élevée.

Dans les plasmas peu denses à haute température, l'équilibre thermodynamique est loin d'être réalisé, et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne peuvent plus être décrits par les lois simples de Saha et de Boltzmann. Il est alors nécessaire de faire une analyse de tous les processus radiatifs et de collisions qui se trouvent en compétition. De telles études ont été entreprises par les astrophysiciens, pour divers plasmas stellaires. Ainsi, dans le cas de la couronne solaire, où les densités sont très faibles (10^8 électrons par cm^3), avec une température électronique très élevée ($T_e > 10^6$ K), seuls certains processus restent prépondérants. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire d'un tel plasma se résume aux processus suivants : l'ionisation par choc \rightleftharpoons la recombinaison radiative excitation par choc \rightleftharpoons désexcitation par émission spontanée [21].

L'ionisation est produite par collision avec un électron, le processus de photo ionisation pouvant être négligé par suite de la faible intensité du rayonnement. À cause de la faible densité électronique, la recombinaison est radiative, et non par chocs triples. Pour des raisons identiques, l'excitation est due aux collisions, non à l'absorption de photons, et la désexcitation se fait par émission spontanée, et non par chocs électroniques.

L'application de ce modèle simple aux plasmas transitoires peu denses créés en laboratoire a permis d'interpréter l'évolution des phénomènes d'ionisation dans une décharge pulsée, d'évaluer l'énergie dissipée par le rayonnement d'impuretés et d'estimer la valeur de quelques coefficients d'ionisations et celle de certaines forces d'oscillateur [21]

1-4-5 Modèle collisionnel radiatif (MCR) :

Le modèle collisionnel-radiatif (MCR) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles ETL et MC déjà vus. On l'utilise lorsqu'on étudie des plasmas moyennement denses, pour de tels plasmas, la densité électronique se situe dans la gamme ($10^{12} \text{cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{22} \text{cm}^{-3}$). A ces densités, on ne peut plus négliger les processus d'excitation et de désexcitation collisionnel entre les niveaux excités. Il s'agit du modèle le plus général pour lequel le peuplement et le dépeuplement des niveaux sont assurés par tous les processus collisionnel et radiatifs importants. La figure 1-2 représente schématiquement ce modèle. Le système d'équation (1-9) est d'une grande complexité, compte tenu du nombre d'ions et de niveaux considérés :

$$\frac{dN_n^q}{dt} = -N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e c_{nm}) + N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e c_{nm}) \quad (1-10)$$

Il va donc falloir trouver des simplifications, notamment pour le cas des éléments lourds, cas qui pose le plus de problèmes (le nombre de niveaux détaillés caractérisés par leur nombre quantique J est énorme : plusieurs millions) ; le calcul des taux de réaction des différents processus étant déjà un problème en soi pour les éléments légers. On peut, tout d'abord, tenir compte des simplifications suivantes : On limite le nombre de niveaux. Pour cela, on introduit le concept de bande thermique [9], qui traduit le fait que les niveaux les plus élevés sont d'énergie très proche du niveau fondamental de l'ion supérieur. Si cette différence d'énergie est plus petite que l'énergie thermique kT_e , les processus collisionnels sont hautement probables et s'équilibrent. On peut donc supposer ces niveaux à l'ETL, par rapport au niveau fondamental de l'ion supérieur [22].

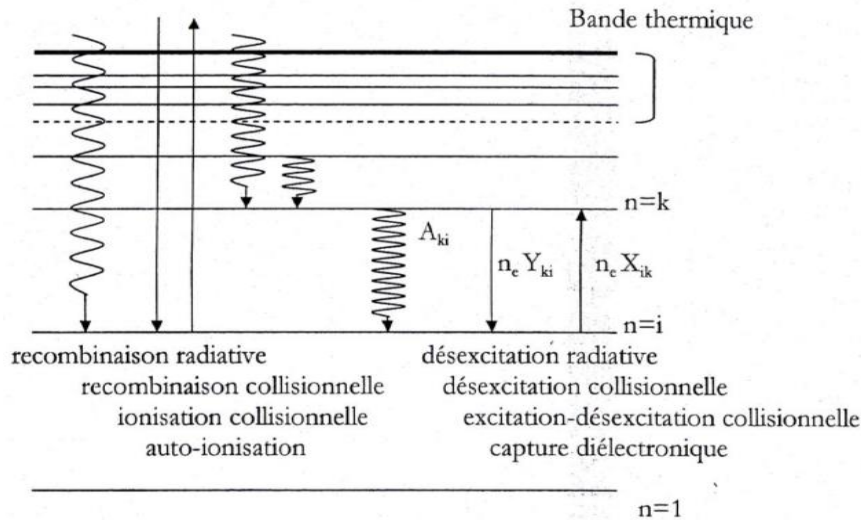


Figure (1-2): Représentation schématique des processus intervenant dans les modèles collisionnel radiatifs (cas optiquement mince) [22]

Dans le cas où l'expérience l'autorise, on peut supposer toutes les populations (des niveaux excités et fondamentaux) à l'équilibre stationnaire :

$$\frac{dN_n^q}{dt} = 0 \tag{1-11}$$

dN_n^q est la population du niveau n de l'ion de charge q .

On peut formuler cette hypothèse si les populations varient lentement par rapport aux paramètres du plasma. Dans ces cas, le système d'équations se résume à :

$$-N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e c_{nm}) + N_n^q \sum_{m \neq n} (R_{nm} + n_e c_{nm}) = 0 \tag{1-12}$$

Les termes R et C représentent les processus radiatifs et collisionnel. Le premier terme correspond aux mécanismes de dépeuplement du niveau (terme négatif) et le deuxième (positif) prend en compte tous les processus de peuplement du niveau à partir des autres niveaux notés m , de charge q' . Il faut effectuer une inversion de matrice pour résoudre le système. Toutefois, en général, dans certaines zones du plasma, l'interaction laser-matière, est suffisamment rapide pour que les populations ioniques n'aient pas le temps d'atteindre l'équilibre stationnaire collisionnel-radiatif (retard à l'ionisation ou à la recombinaison).

On remarquera qu'à grande densité les processus collisionnel dominant et assurent la micro-réversibilité. Alors, l'équilibre collisionnel radiatif tend vers l'équilibre thermodynamique [22].

1-5 conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre les différents types de plasmas ainsi que les méthodes approximatifs pour interpréter correctement le rayonnement émergent d'un plasma et en déduire ses propriétés physiques. Nous avons aussi exposé les mécanismes d'élargissement des profils de raies. Les différentes méthodes de traitements des spectres ont été énoncées.

chapitre Q_2

2-1 Processus atomiques élémentaires dans les plasmas

2-1-1 Introduction

Lorsqu'une assemblée d'électrons et d'ions se trouve confinée dans un volume fini de l'espace, divers processus de collision peuvent se produire de par les interactions électron-électron, ion-ion et électron-ion. Le rayonnement total émergent d'un plasma astrophysique résulte de la superposition de tous les processus radiatifs dont l'importance relative dépend de la longueur d'onde, des températures et des densités des particules chargées, ainsi que le cas échéant du flux de rayonnement qui irradie le plasma [23]. Ce rayonnement émis du plasma représente une source unique d'information. Notamment, l'interprétation de l'intensité des raies émises permet de déterminer les conditions physiques régnant dans le plasma, telles que la température et la densité électronique, l'état d'ionisation, la composition chimique, etc.

Cette partie énumère donc les différents processus intervenant dans le bilan détaillé du peuplement/dépeuplement des niveaux. Si nous considérons un ion au sein d'un plasma, on peut supposer qu'il subira des interactions de nature diverse avec le milieu environnant. Ces mécanismes responsables du changement d'état de l'ion, auront une origine collisionnelle et/ou radiative. Parmi les processus importants d'émission de rayonnement par un plasma chaud ($T_e > 10^6$ K) on trouve l'excitation, l'ionisation et la recombinaison par suite des collisions électron-ion ou bien après photoionisation. Dans ce qui suit nous allons donner un aperçu sur ces processus et d'autre [23].

2-1-2 Transitions radiatives

Nous traitons dans cette section un paramètre atomique lié à un processus élémentaire dans les plasmas qui concerne l'émission spontanée et le phénomène inverse qui est la photo excitation. Ce processus est gouverné par le taux de probabilité de transition radiative représenté par :

$$(Z, N)^* \leftrightarrow (Z, N) + h\nu \quad (2-1)$$

Où (Z, N) représente un ion de charge Z possédant N électrons. L'étoile indique l'état d'excitation de l'ion.

Les probabilités de transition radiative sont, généralement, indispensables dans le calcul d'émission de raies. L'évaluation des probabilités de transition et

les forces d'oscillateur correspondantes est associée au calcul atomique des niveaux d'énergie. Ces problèmes brièvement discutés au cours de la thèse sont abordés dans plusieurs références spécialisées Pour les ions hautement ionisés les effets relativistes doivent être inclus [24].

2-1-3 Le coefficient de taux de transition radiative

La probabilité de transition d'une émission spontanée par unité de temps à partir d'un état:

$$a = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3}{3c^3 h} | \langle \Psi_0 | r | \Psi_0' \rangle |^2 \quad (2-2)$$

$$a = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} \sum_q | \langle YJM | P_q^{(n)} | Y'J'M' \rangle |^2 \quad (2-3)$$

$$p_q^{(1)} = \sum_{i=1}^N r_q^{(1)}(i) = \sum_{i=1}^N r_i c_q^{(1)}(i) \quad (2-4)$$

Les transitions radiatives dans l'approximation dipolaire électrique peuvent avoir lieu sauf si les éléments de matrice dans l'équation (2-3) sont non nuls. Plusieurs lois de sélection viennent de l'application du théorème de Wigner-Eckart. Les éléments de matrices sont donnés en fonction du symbole 3j par :

$$\langle YJM | P_q^{(1)} | Y'J'M' \rangle = (-1)^{J-M} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \langle YJ | p^{(1)} | Y'J' \rangle \quad (2-5)$$

Une quantité qui mesure l'intensité de raie est la force de raie définie donc comme

$$S = | \langle YJ | P^{(1)} | Y'J' \rangle |^2 \quad (2-6)$$

La substitution de la relation (2-6) dans (2-3) donne une relation qui lie la probabilité de transition a la force de raie S :

$$a = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} S \sum_q \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix}^2 \quad (2-7)$$

Ainsi la probabilité totale de transition radiative A entre $Y'J'M'$ et tous les états M de YJ est reliée à la force de raie par :

$$A = \frac{64\pi^2 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h(2J'+1)} S \quad (2-8)$$

et la probabilité de transition radiative en poids statistique est :

$$gA = \frac{64\pi^2 e^2 a_0^2 \sigma^3}{3h} S = 2.0261 \times 10^{-1} \sigma^3 S \quad (\text{s}^{-1}) \quad (2-9)$$

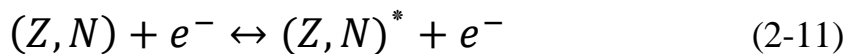
Où σ est en cm^{-1} et S en unité de $e^2 a_0^2$.

L'intensité d'une raie est proportionnelle à S :

$$I \propto \sigma^4 S \quad (2-10)$$

2-1-4 Excitation et désexcitation collisionnelle

Lors d'une collision d'un électron du plasma avec un ion de charge Z, ce dernier peut passer dans un état excité, ou encore se désexciter en absorbant l'énergie correspondante à l'électron incident. Ces deux processus, inverses l'un de l'autre se traduisent par le bilan :



Le calcul des sections efficaces de ces processus est complexe, néanmoins des valeurs approchées ont été calculées, sans la prise en compte des transitions interdites [25]. On peut néanmoins observer que les taux augmentent avec la température et qu'ils sont d'autant plus grands que les niveaux excités sont proches les uns des autres. Il est donc légitime de déduire que le peuplement des hauts niveaux excités est étroitement lié aux processus collisionnel.

2-1-5 Le coefficient de taux d'excitation

Les sections efficaces et les coefficients de taux d'excitation par électron d'impact(EIE) sont particulièrement importants pour l'interprétation des raies d'émission.

La section efficace d'excitation, pour une transition à partir du niveau i d'énergie E_i (évaluée à partir de la limite d'ionisation) au niveau j d'énergie E_j est donnée par [25]:

$$\sigma_{i \rightarrow j}^{exc} = \frac{1}{g_i} \left(\frac{X_H}{\varepsilon} \right) \Omega_{ij} \pi a_0^2 \quad (2-12)$$

Ω_{ij} : La force de collision, ε : 'énergie de l'électron d'impact, a_0 : le rayon de Bohr et X_H le potentiel d'ionisation

Le coefficient de taux d'excitation par l'électron d'impact est donné par [25]:

$$C_{i \rightarrow j} = \frac{8 \times 10^{-8}}{\sqrt{T_e}} \frac{1}{g_i} \int_{\frac{\Delta E_{ij}}{T_e}}^{\infty} \Omega_{ij} e^{-\frac{\varepsilon}{T_e}} d\left(\frac{\varepsilon}{T_e}\right) \quad (2-13)$$

$$\Delta E_{ij} = E_i' - E_j' \quad (2-14)$$

La symétrie de la force de collision assure que l'équilibre détaillé pour le taux de désexcitation est satisfait :

$$C_{i \rightarrow j} = \frac{g_i}{g_j} C_{j \rightarrow i} e^{\frac{\Delta E_{ij}}{T_e}} \quad (2-15)$$

Des sections efficaces et des coefficients de taux d'excitation par l'électron d'impact sont calculés pour la séquence isoélectronique à partir de H- jusqu'aux néonoïdes (Ne-like). Pour ces données, il était plus commode, pour estimer les sections efficaces et les taux d'utiliser des équations analytiques simples [25]. Récemment, Ralchenko et al. [26] présentent une comparaison des sections efficaces pour les processus de collision pour l'atome d'hélium.

2-1-6 L'ionisation par électron d'impact

L'ionisation d'un atome ou d'une molécule par effet électronique est l'une des collisions électroniques les plus importantes, L'ionisation se produit à la suite de l'interaction des électrons avec l'atome pour donner : ions- électron-libre.

Cette interaction transmet l'énergie et la quantité de mouvement entre

l'électron incident et les électrons des atomes. Pour libérer un électron, l'énergie d'électron doit être supérieure à l'énergie d'ionisation de l'atome [27].

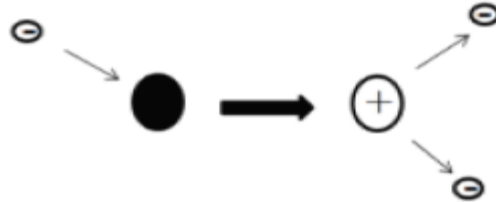
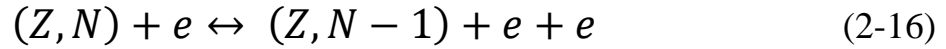


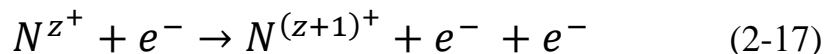
Figure (2-1) : L'ionisation par électron d'impact [27].

2-1-7 L'ionisation collisionnelle et la recombinaison à trois-corps

L'ionisation et la recombinaison, qui sont des processus inverses l'un de l'autre, jouent un rôle fondamental dans les plasmas. Le processus inverse de l'ionisation est appelé recombinaison à trois corps. Il implique une interaction d'un ion avec deux électrons libres dans laquelle il y a capture de l'un des deux électrons et diffusion simultanée du second. La recombinaison à trois-corps n'est importante que dans le cas de plasmas denses ($n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Le processus d'ionisation peut être soit direct soit indirect (excitation-autoionisation) [28].

- Ionisation directe

L'ion diffuse l'électron incident, et l'un de ses électrons liés est arraché directement lors de l'interaction, avec la condition que l'énergie de l'électron incident soit supérieure à celle de la liaison de l'électron arraché de l'ion:



Si l'énergie cinétique de l'électron incident est suffisamment grande pour y avoir une extraction d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion, cela conduit à un ion $N^{(z+1)+}$ dans un état simplement ou doublement excité qui peut se désexciter radiativement [28].

Donc ce processus est susceptible de contribuer à la formation de raies.

- Ionisation indirecte

L'électron incident peut, s'il est suffisamment énergétique, exciter un électron appartenant à une sous-couche interne de l'ion cible.

Cela donne naissance à un niveau auto ionisant de l'ion, qui peut être suivi par l'auto ionisation. Dans cette deuxième voie d'ionisation, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure ou égale à la première énergie d'ionisation de l'ion [29]. Cette ionisation indirecte qui a été étudiée à partir du milieu des années 1960 joue un rôle capital dans la détermination de l'état d'ionisation d'un plasma chaud. [29]

2-1-8 La photoionisation et La recombinaison radiative

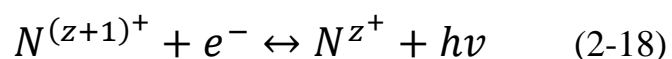
La photoionisation et recombinaison radiative appartient aux processus radiatifs de base caractérisant l'interaction du rayonnement électromagnétique avec des atomes ou des ions. Les propriétés de photoionisation et de recombinaison radiative ont été considérées dans plusieurs articles et revues [30].

2-1-8- a La photoionisation

L'ionisation radiative est aussi appelée photoionisation, c'est le processus inverse de la recombinaison radiative. Elle se produit lorsqu'un rayonnement électromagnétique ionise un ion du plasma, elle n'est significative que pour des flux de photons très grands. Dans les plasmas de Z élevé, la photoionisation et son mécanisme inverse jouent un rôle crucial dans la zone de réémission, ils représentent l'un des processus privilégiés de la conduction du rayonnement X vers l'intérieur de la cible [30].

2-1-8 -b La recombinaison radiative

Dans le processus de la recombinaison radiative (RR) qui domine dans les plasmas à basses densités et températures, un électron incident est capturé dans l'un des états ioniques liés de l'ion $N^{(z+1)+}$, et s'accompagne de l'émission d'un photon qui emporte l'excès d'énergie:



2-1-9 La recombinaison diélectronique et autoionisation

Ce mécanisme intervient pour expliquer l'existence des niveaux doublement excités (caractérisés par les raies satellites). Le processus de recombinaison diélectronique exige la réalisation de deux événements simultanés :

1. capture d'un électron libre dans un état excité de l'ion
2. excitation de l'électron initialement en couche K

Il s'agit d'un processus résonnant car l'électron ne peut être capturé en couche L que s'il a l'énergie correspondante.

Cet état doublement excité peut se désexciter de deux façons différentes. L'une des chutes d'électrons vers le niveau fondamental en transférant son énergie à l'autre électron qui est ainsi libéré par l'ion : c'est *l'effet Auger*. Mais, dans certaines conditions, il peut y avoir désexcitation radiative. Ce mécanisme est appelé stabilisation de la recombinaison radiative. Les raies caractéristiques de ce réarrangement sont les satellites de la raie issue de l'ion charge $Z+1$. De tous les processus décrits jusqu'alors, la recombinaison diélectronique est le mécanisme le plus difficile à modéliser car il fait intervenir des états doublement excités [31].

2-2 Fondement théorique du calcul des sections efficaces

2-2-1 Introduction

L'excitation et l'ionisation collisionnelles sont des processus majeurs de peuplement des niveaux en physique des plasmas et font l'objet de nombreuses études pour obtenir des bases exhaustives de sections efficaces concernant les ions qui intéressent en particulier la communauté des astrophysiciens ou encore celle des physiciens de la fusion magnétique et inertielle. Les excitations collisionnelles ne se limitent pas à peupler les niveaux excités des ions, elles jouent aussi un rôle important dans les phénomènes d'ionisation collisionnelle par le biais d'excitations successives [32]. La détermination de leur section efficace est donc une tâche incontournable mais ardue aussi bien expérimentalement que théoriquement

Pour les plasmas chauds, les expériences ne donnent accès qu'à des résultats globaux qu'il faut ensuite ré-analyser pour extraire les taux d'excitations collisionnelle des populations des différents niveaux, elles-mêmes déduites des propriétés radiatives du milieu étudié. Les mesures directes existantes de sections efficaces ne couvrent principalement que les atomes et molécules neutres ainsi que quelques ions faiblement ionisés [32]. L'obtention de résultats concernant des ions moyennement ou fortement ionisés passe donc obligatoirement par une étude théorique.

De nombreuses équipes travaillent à déterminer, de la façon la plus précise possible, ces sections efficaces et de nombreuses théories et méthodes de calcul ont été élaborées. Henry [33], Sobelman [34], Fano[35] ou encore Carthy et Weigold [36] ont fait des présentations détaillées. Nous limiterons notre étude aux deux approches envisageables en présence de champ électrique : l'approximation de Born et la méthode des ondes déformées (Distorted Waves).

2-2-2 Les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation

Il existe trois différentes méthodes pour l'évaluation théorique des sections efficaces d'ionisation $\sigma_Z^{ion} \left(\frac{\varepsilon}{x_Z} \right)$: les méthodes classiques, les approximations de Coulomb-Born (CB) et les équations semi-empiriques.

2-2-2- a Les méthodes classiques

La méthode classique la plus fréquemment utilisée est la méthode de paramètre d'impact classique d'échange, initialement développé par Burgess [37].

La section efficace d'ionisation est calculée pour « symmetrized binary encounters » (pour les petits paramètres d'impact) et la section efficace pour les collisions avec des grands paramètres d'impact traités par une approche semi-classique, i.e., par une théorie de perturbation avec un orbital classique proposé pour l'électron perturbateur.

2-2-2- b Approximation de Coulomb-Born

Un travail considérable a été mené pour le calcul des sections efficaces d'ionisation utilisant l'approximation de Coulomb-Born. Ce travail a été résumé par Vainshtein et al. [38].

Les équations proposées pour la section efficace et le coefficient de taux sont :

$$\sigma_Z^{\text{ion}} = \pi a_0^2 \frac{\varepsilon}{2l_0+1} \left(\frac{x_H}{x_Z} \right)^2 \varphi_i(u) (\text{cm}^2) \quad (2-19)$$

où a_0 est le rayon de Bohr, l_0 est le nombre des électrons périphériques dans la sous-couche considérée (de nombre orbital) ayant une énergie X_Z , $u = \frac{\varepsilon}{X_Z}$

La fonction φ_i est définie par :

$$\varphi_i(u) = \left(\frac{u-1}{u} \right) \frac{c_1}{(u+1)+c_2} \quad (2-20)$$

Les paramètres C_1 et C_2 sont obtenus par une méthode de moindre carré à partir d'un calcul numérique et sont présentés sur des graphes ou des tableaux [38]

2-2-2- c Les équations semi empiriques

Plusieurs équations sont présentées par Kato et al. [39] pour le calcul des sections efficaces et coefficients de taux d'ionisation. Parmi eux on peut citer l'équation de Lotz [39], Arnaud et al. [40] et celui du groupe de Belfast [39]. L'équation de Lotz a été largement utilisée pour le calcul des sections efficaces et les coefficients de taux d'ionisation. Lotz déduit la section efficace d'ionisation en se basant sur des données expérimentales pour les ions faiblement ionisés avec des faibles charges Z

$$= \sum_{j=1}^{N_{sc}} a_j \tau_j \frac{\ln u_j}{u_j x_j^2} \{1 - b_j \exp[-c_j(u_j - 1)]\} \quad (2-21)$$

Où $u_j = \frac{\varepsilon}{X_j}$, ε est l'énergie de liaison d'un électron dans la j^{eme} sous couche, τ_j est le nombre des électrons équivalents dans la sous couche j alors que a_j, b_j et c_j sont des constantes qui peuvent être ajustées à partir des données expérimentales et des lois d'échelle.

Pour les ions ionisés plus que quatre fois, Lotz donne pour $a_j = 4.5 \cdot 10^{-14} (\text{cm}^2 \text{ev}^2)$, $b_j = 0$ et $c_j = 0$, le nombre de sous couches N_{sc} est de 2 pour les ions H au Ca et de 3 pour les Sc au Zn.

Arnaud et Rothenflug [40] ont évalué des sections efficaces pour les ions H, He, C-Si, S, Ar, Ca, Fe et Ni. Ils utilisent une équation paramétrique proposée par Younger [41] pour la section efficace d'ionisation directe (cm^2):

$$\sigma = \sum_j \frac{1}{u_j x_j^2} \left[a_j \left(1 - \frac{1}{u_j} \right) + b_j \left(1 - \frac{1}{u_j} \right)^2 + c_j \ln(u_j) + d_j \frac{\ln(u_j)}{u_j} \right] \quad (2-22)$$

Les coefficients a_j, b_j, c_j et d_j sont des constantes tabulées [41].

Bell et al. [42] et Lennon et al. [43] donnent des sections efficaces d'ionisation pour les ions : dans la séquence H-O [42] et F-Ni [43].

Les sections efficaces sont obtenues par ajustement suivant l'équation

$$\sigma = \frac{1}{ux^2} \left[A \ln u + \sum_{i=1}^N B_i \left(1 - \frac{1}{u} \right)^i \right] \quad (2-23)$$

Les coefficients A et B_i sont obtenus par ajustement de moindre carré, ils sont donnés sur des tableaux pour $N=5$ [42-43].

2- 2-3 Simulation numérique et codes de calcul

2-2-3 a Le code FAC

Le code FAC permet le calcul pour un grand nombre quantique n des niveaux d'énergie, les transitions radiatives, l'excitation collisionnelle et l'ionisation par l'impact électronique, la photoionisation, l'autoionisation, la recombinaison radiative et la capture diélectronique.

Le calcul de structure atomique dans FAC est basé sur l'interaction de configuration relativiste avec les fonctions d'onde des particules indépendantes. Ces bases des fonctions d'onde sont obtenues à partir d'un potentiel central local qui est déterminé d'une façon auto régulière (self-consistently determined). Ce dernier représente l'écran électronique du potentiel nucléaire. Les effets relativistes sont inclus par l'utilisation de l'Hamiltonien de Dirac-Coulomb. Les effets QED d'ordre supérieur sont aussi inclus avec l'interaction de Breit dans la limite de l'énergie zéro pour le photon d'échange, les approximations hydrogénoïdes pour l'auto-énergie et les effets de polarisation du vide. Les processus du continuum sont traités dans l'approximation des ondes déformées « Distored Wave » (DW) [44-45].

2-2-3-b Calcul de section efficace d'ionisation pour l'Hélium neutre

Plusieurs problèmes liés à l'étude des plasmas de laboratoire d'astrophysique et de fusion thermonucléaire contrôlée nécessitent la connaissance au préalable de la structure atomique comme les énergies des différents niveaux, les longueurs d'onde des différentes transitions, les sections efficaces et les coefficients des taux des processus élémentaires dans les plasmas.

Le calcul théorique de la section efficace d'ionisation par impact électronique est un problème complexe car il fait intervenir trois corps après la collision. Bien que des progrès significatifs aient été réalisés ces dernières années, aucune théorie n'est à l'heure actuelle pleinement satisfaisante.

La méthode dite de couplage convergent fermé "Convergent Close Coupling" (CCC) donne des résultats encourageants [46], mais la nécessité d'inclure un grand nombre de niveaux dans le modèle d'atome utilisé la rend lourde à mettre en pratique.

Le model "Binary-Encounter-Bethe" (BEB) de Y.-K. Kim et M. E. Rudd [50] est généralement en excellent accord avec les résultats expérimentaux disponibles, et est d'application simple.

Cependant, le calcul direct (analytique) de ces données devient impossible pour les atomes à plusieurs électrons et aussi pour les grands nombres quantiques [47]. Dans ce cas on fait appel aux programmes et codes de calcul. Malgré le nombre important des codes existant pour le traitement des données atomiques, ils sont tous en compétition pour donner des résultats proches de l'expérience. Dans notre travail nous avons choisi le code FAC (Flexible Atomic Code) [44-45] pour calculer les sections efficaces d'ionisation d'He neutre [48].

E(eV)	σ (10^{-20} cm ²)
24.6	4328.8
100.8	4934.8
1009.1	1257.6
10092.6	166.1

Tableau (3-1) : Sections efficaces d'ionisation de l'He

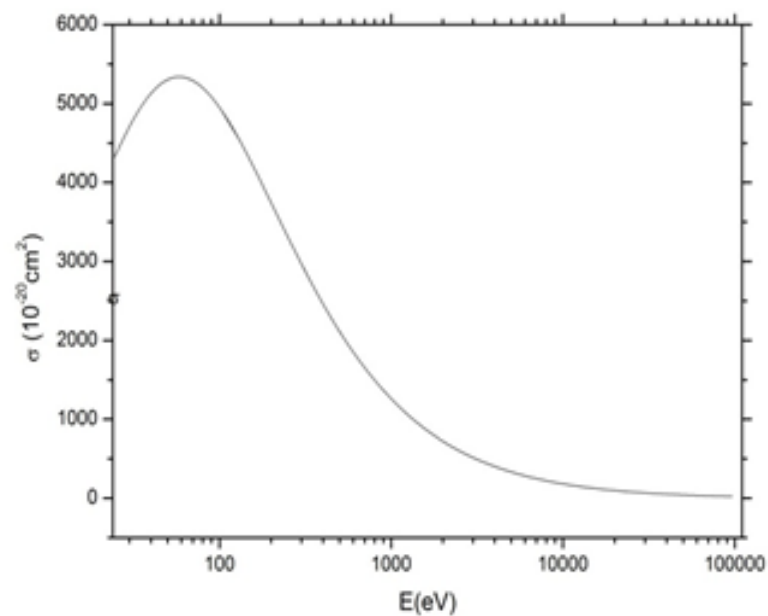


Figure (2-2): sections efficaces de l'He neutre

2-3 Conclusion

Dans ce chapitre, les différents processus collisionnels et radiatifs élémentaire dans les plasmas ont été exposés. Nous avons aussi abordé la nécessité de la connaissance au préalable des codes de calcul pour le traitement des données atomiques. Nous avons présenté les méthodes théoriques pour le

calcul des sections efficaces ainsi que les approximations effectuées pour rendre les résultats plus précis. Les différents types des sections efficaces ont été exposés. Nous avons aussi mené un calcul des sections efficaces d'ionisation de l'hélium neutre basé sur un programme numérique.

chapitre 03

3 -1 Introduction :

Le mécanisme d'ionisation électronique est un processus important dans le modèle de collision de rayonnement atomique et les électrons chauds sont une préoccupation constante en physique des plasmas parce que les électrons influent sur les spectres d'émission. Le laboratoire a démontré que la distribution d'énergie des électrons chauds est non-Maxwellienne.

Dans ce chapitre, nous allons montrer l'effet des électrons chauds ainsi que l'influence des fonctions de distribution en énergie sur le calcul des taux d'ionisation de l'Hélium neutre en utilisant les programmes numériques MATLAB ainsi que Mathcad passant par la discussion des résultats obtenus .

3-2 Fonctions de distribution:

Les particules ne sont jamais statiques contrairement à ce qu'il pourrait paraître au niveau macroscopique. Les chocs entre particules leur permettent d'avoir des vitesses isotropes extrêmement variées en module et en direction. À un instant donné, une particule peut être ralentie, proche du repos, tandis qu'à un autre instant, par le fait d'un enchaînement de collisions adaptées, la particule peut être animée d'une vitesse très élevée comparée à la moyenne des autres particules. Une succession d'un tel processus à chaque instant dans tout l'espace laisse suggérer que toutes les vitesses imaginables (en module et en direction) sont possibles. La seule différence réside dans la probabilité qu'une particule possède une quelconque vitesse. D'une autre manière, les vitesses des différentes particules vont se répartir autour de la vitesse la plus probable avec des probabilités plus ou moins importantes. Une question qui s'impose : *qu'elle est la fonction mathématique qui régit cette répartition (distribution) des vitesses autour de leur moyenne ?*

Avant de répondre à cette question, il faut d'abord satisfaire certaines conditions évidentes. Il faut que la densité des particules dans le gaz soit suffisamment élevée pour que les collisions puissent avoir lieu, aussi il ne faut pas qu'une molécule traverse tout le volume occupé par le gaz sans subir un choc, et en

même temps il faut que le gaz soit suffisamment dilué pour que la distance moyenne entre particules soit beaucoup plus importante devant la taille des molécules [49].

Il est clair que le changement des vitesses est dû uniquement aux collisions entre particules. On pourrait choisir arbitrairement une fonction mathématique à un instant t qui regroupe les différentes vitesses suivant cette fonction, cependant les chocs entre particules auront tendance à modifier cette fonction. En conclusion, si une fonction de distribution des vitesses existe, alors elle doit être indépendante des collisions même après un temps suffisamment long [49].

3-2-1 Fonction de distribution Maxwellienne

La loi de Maxwell explique la distribution de la vitesse par différentes particules et donne la règle générale de Maxwell comme suit [50] :

$$F(v)dv = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2T}\right) dv \quad (3-1)$$

Ou l'énergie est : $E = \frac{1}{2}mv^2$

Donc nous pouvons écrire la loi en termes d'énergie comme suit:

$$F(E)dE = 2\sqrt{\frac{E}{\pi T^3}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) dE \quad (3-2)$$

3-2-2 Fonction de distribution non-Maxwelliennes:

Les électrons chauds jouent un rôle important dans le plasma, car ils affectent la dynamique et la stabilité du plasma, qui peuvent aussi perdre beaucoup d'énergie par les collisions.

Nous appliquons la distribution non-Maxwellienne à ces électrons, Cette distribution est utilisée pour calculer le taux d'ionisation en termes de sections efficace à deux températures différentes.

Cette distribution est utilisée pour étudier l'effet des électrons chauds sur les propriétés de rayonnement du plasma et prend la forme suivante [50] :

$$F(\varepsilon) = (1 - f_{hot})F_M(\varepsilon, T_e) + f_{hot}F_X(\varepsilon, T_e) \quad (3-3)$$

Où f_{hot} est une fraction normalisée des électrons chauds, $F_M(\varepsilon, T_e)$ est une fonction de distribution maxwellienne et $F_X(\varepsilon, T_e)$ est la fonction de distribution d'énergie d'électrons.

3-2-3 Déférentes formes des fonctions de distributions en énergie :

Des études sur les électrons chauds ont été adaptées aux expériences particulières, et leurs conclusions ont été limitées pour fixer les formes de la distribution d'énergie utilisées pour les d'écrire.

Les formes des fonctions de distributions d'énergie d'électrons sont présentées comme suit [51]:

Maxwellienne :

$$F_M(\varepsilon, T_e) = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi T_e^3}} \exp \left[-\varepsilon/T_e \right] \quad (3-4)$$

Gaussienne :

$$F_G(\varepsilon, T_e) = \frac{1}{T_e \sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{1 + \operatorname{erf}(\frac{\varepsilon_0}{T_e})} \right) \exp \left[-\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{T_e} \right)^2 \right] \quad (3-5)$$

Loi de puissance :

$$F_p(\varepsilon, T_e) = \left(\frac{\gamma - 1}{T_e^{\gamma - 1}} \right) \varepsilon^{-\gamma}; \varepsilon \geq T_e \quad (3-6)$$

Avec : $T_e, \varepsilon, \varepsilon_0$ sont les énergies des électrons correspondants à chaque distribution. γ est une constante de décroissance.

3-3 Calcul des coefficients de taux d'ionisation pour un plasma d'Hélium :

Le terme de taux d'ionisation (la probabilité) de tout mécanisme atomique fondamental en termes de section efficace est donné en combinant les sections efficaces, déjà calculées au deuxième chapitre, avec la fonction de distribution

de l'énergie électronique comme suit :

$$\tau = \int v \sigma(E) F(E) dE \quad (\text{cm}^3 \text{s}^{-1}) \quad (3-7)$$

$\sigma(E)$: Section efficace.

v : vitesse relative des particules en collision : $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$

m : Masse des particules.

E : Énergie d'électrons.

$F(E)$: Fonction de distribution d'énergie.

L'injection de la relation (3-3) dans l'équation (3-7), en changeant les fonctions de distributions en énergie d'électrons, maxwellienne ; gaussienne et la loi de puissance respectivement, ainsi que les sections efficaces d'ionisation calculées par le code FAC [44] pour l'Hélium neutre [48] nous ont permis d'obtenir les taux d'ionisation pour différentes valeurs de la fraction des électrons chauds f_{hot} .

3-4 Résultats et discussion :

Les figures (3-1), (3-2), (3-3), (3-4) et (3-5) présentent les résultats de calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre pour différentes fonctions de distribution en énergie et pour différentes fractions des électrons chauds. Cependant, et pour la figure (3-1), si on s'intéresse aux hautes températures, on remarque que les courbes des taux d'ionisation sont très sensibles aux fractions des électrons chauds ou en peut voir que les courbes s'éloignent l'une de l'autre au fur et à mesure que la fraction des électrons chauds augmente.

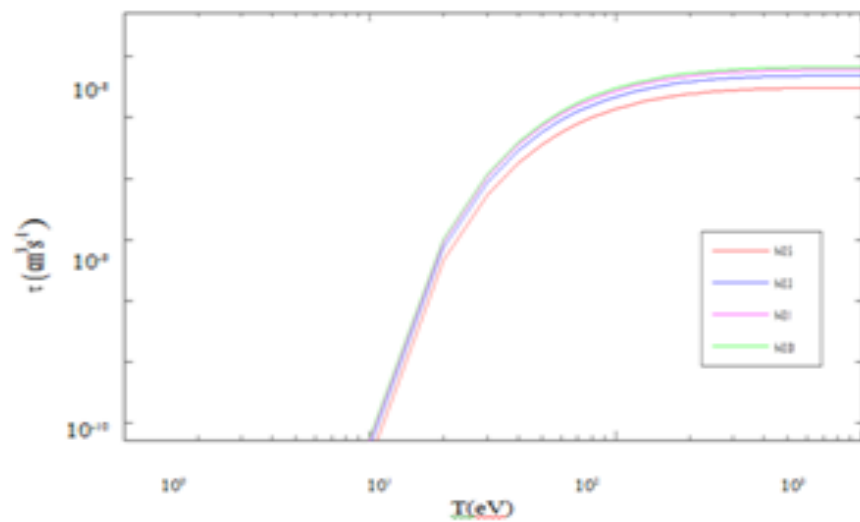


Figure (3-1): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution maxwellienne) pour $f_{hot}= 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5

Pour la figure (3-2), et pour une distribution Gaussienne en énergie, on remarque une amélioration des courbes quel que soit la valeur des fractions des électrons et cela à basse température. En ce qui concerne les hautes températures, et pour des faibles fractions des électrons chauds (0.01-0.1), les courbes s'approchent de celle obtenue par la distribution maxwellienne.

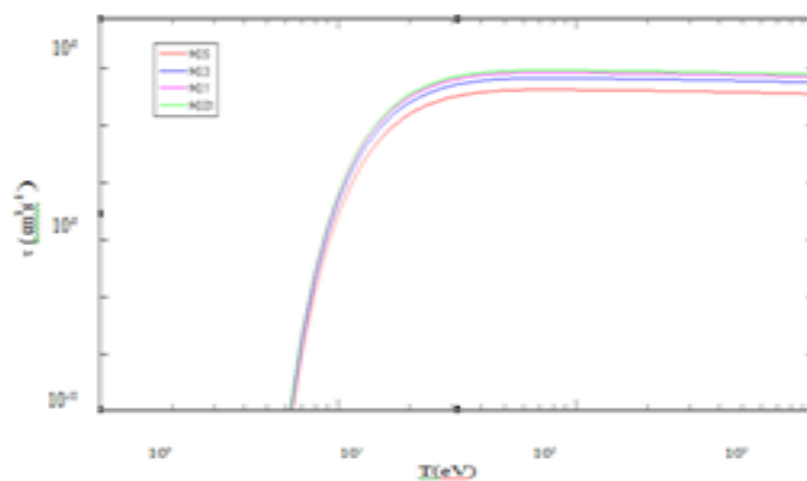


Figure (3-2): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution gaussienne) pour $f_{hot}= 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5

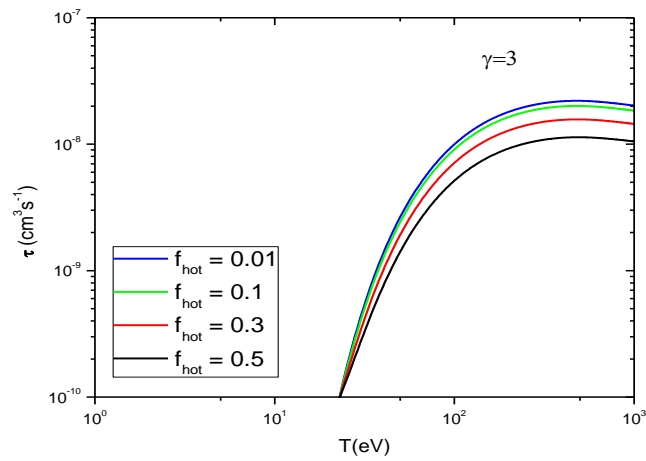


Figure (3-3): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution de la loi de puissance) pour $f_{hot}=0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5 et $\gamma = 3$

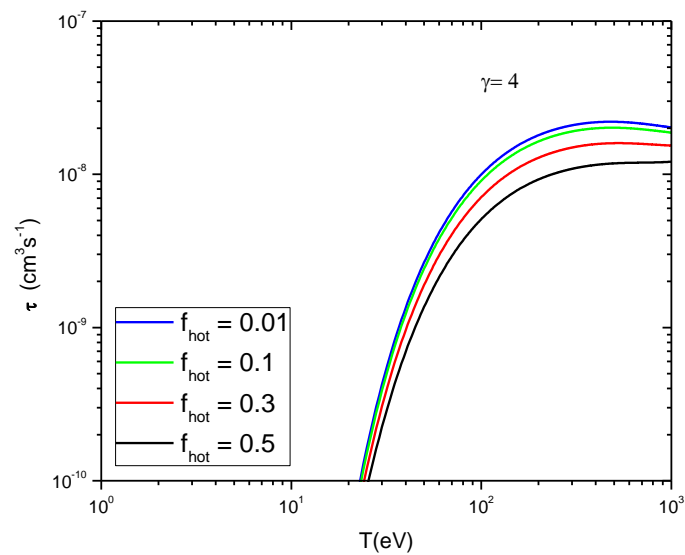


Figure (3-4): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution de la loi de puissance) pour $f_{hot}=0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5 et $\gamma = 4$

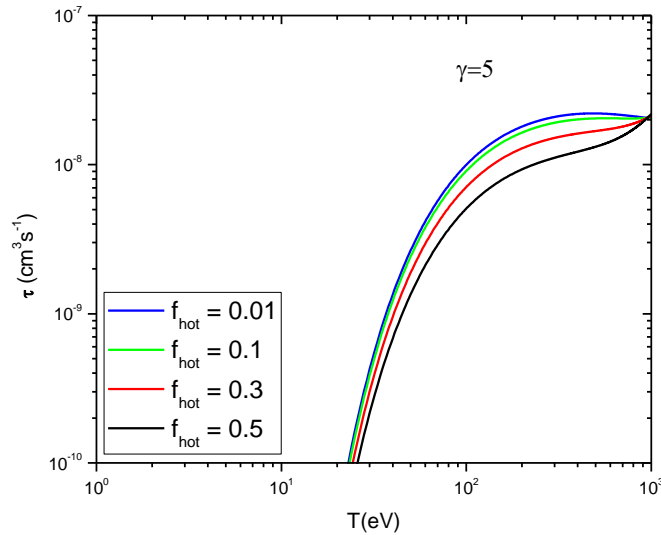


Figure (3-5): Coefficients du taux d'ionisation pour He neutre (cas de la fonction de distribution de la loi de puissance) pour $f_{hot} = 0.01, 0.1, 0.3$ et 0.5 et $\gamma = 5$

Les figures (3-3), (3- 4) et (3-5) montrent les taux d'ionisation pour une fonction de distribution en énergie de la loi de puissance pour différentes valeurs de la constante de décroissance γ . Cependant et pour les figures (3-3), (3- 4) et (3-5) et à basse température, en remarque des écarts acceptables dans l'intervalle [20-100] (eV) alors qu'elles sont considérables à partir de 500eV. À hautes températures, les courbes montrent une sensibilité vis-à-vis les fractions des électrons chauds ainsi que l'augmentation de la valeur de la constante de décroissance γ .

Il est important de noter que lorsqu'on utilise les fonctions de distributions d'électrons en énergie dans le calcul des taux d'ionisations pour l'He, on remarque une bonne amélioration dans les courbes surtout pour les fonctions de distributions Gaussienne et la loi de puissance pour la valeur de $\gamma = 3$ et cela dans les basses températures quel que soit la valeur de f_{hot} et pour les faibles fractions des électrons chauds dans les hautes températures [52].

1-5 conclusion :

Nous avons étudié dans ce chapitre les éléments de théorie incluant dans le calcul des coefficients de taux d'ionisation pour l'Hélium neutre. Les fonctions de distributions en énergie ont été exposées. Nous avons utilisés une distribution Non-Maxwellienne pour le calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre à partir des sections efficaces calculé par le code FAC.

Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons étudié théoriquement les différentes méthodes d'évaluation des sections efficaces d'ionisation et quelques processus atomiques élémentaires dans les plasmas, en particulier l'ionisation par impact électronique. Nous nous sommes précisément intéressés au calcul des coefficients des taux d'ionisation pour l'Hélium neutre en utilisant une distribution non-maxwellienne [48].

D'une autre part, une distribution non-maxwellienne a été utilisée pour étudier l'influence des électrons chauds sur les propriétés radiatives d'un plasma d'hélium. Les plasmas produits à basse pression exhibent souvent des fonctions de distributions non-maxwelliennes pour les électrons qui peuvent être représentées par une distribution à deux températures qui correspondent à une population chaude et une autre froide. La température T_{bulk} a été prise pour une valeur moyenne de $k_B T_{bulk}$ égale à 0.85 eV [50]. La valeur exacte de cette température n'influe pas sur l'allure de la courbe des taux d'ionisation. En effet les fractions des électrons froids sont prises faibles par rapport aux électrons chauds.

Les résultats de calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre pour la distribution non-maxwellienne pour différentes fractions des électrons chauds montre une sensibilité remarquable vis-à-vis les différentes formes des fonctions de distributions d'électrons en énergie [52].

Référence

- [1] Francis Filbet. Contribution à l'analyse et la simulation numérique de l'équation de Vlasov. PhD thesis, Université Henri Poincaré - Nancy I, (2001).
- [2] D. Porquet, J. Dubau and N. Grosso, *He-like ions as practical astrophysical plasma diagnostics: from stellar coronae to active galactic nuclei*, Space. Sci. Rev., **157**, 103 (2010).
- [3] J. Abdallah, Jr., A. Ya. Faenov, D. Hammer, S.A. Pikuz, G. Csanak, and R.E.H. Clark, Phys. Scr. **53**, 705 (1996).
- [4] S. B. Hansen and A. S. Shlyaptseva, Physical Review E **70**, 36402 (2004)
- [5] A.S. Shlyaptseva, S.B. Hansen, V.L. Kantsyrev, D.A. Fedin, N. Quart, K.B. Fournier, and U.I. Safronova, Phys. Rev. E **67**, 026409 (2003).
- [6] B. Milic, *Osnove fizike gasne plazme (Bases de la physique du plasma)*, Naucnaknjiga, Beograd, 1977 – en serbe.
- [7] H. R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [8] A. Thorne, U. Litzen and S. Johansson, *Spectrophysics: Principles and Applications*, (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
- [9] H.R. Griem, Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy, Phys. review A, **131** (1963) 1170-1176.
- [10] T. Fujimoto et R.W.P. McWhirter, Validity criteria for local thermodynamic equilibrium in plasma spectroscopy, Phys. review A, **42** (1990) 6588-6601.
- [11] V. Nagels-Silvert, *Thèse de doctorat*, (École polytechnique-France, 2004).
- [12] J.C. Raymond and N.C. Brickhouse, *Atomic Processes in Astrophysics*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **237**, 321 (1996).
- [13] Kononov, E. & Koshelev., K., Sov. J. Quant. E1., **4**, 11 (1975)
- [14] J. Chapelle. L'arc électrique et ses applications : Etude physique de l'arc électrique – Tome 1. CNRS édition, (1984).
- [15] J. Abdallah, Jr., D. P. Kilcrease, A. Y a .Faenov and T. A. Pikuz: The Calculation of Satellite Line Structures in Highly Stripped Plasmas, Multicharged Ion Spectra Data Center, (1998), 1462, 95050
- [16] Seaton, M. J., Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **119**, 81 (1959)
- [17] V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein, *Atomic Physics for Hot Plasma*, IOP Publishing, UK, (1993).
- [18] A. Bar-Shalom, M. Klapisch et J. Oreg : HULLAC, an integrated computer package for atomic processes in plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, **71**:169, (2001). 38, 108
- [19] T. Blenski, A. Grimaldi et F. Perrot : A super configuration code based on the local density approximation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and*

Référence

Radiative Transfer, 65:91–100,(2000). 40

[20] T. Blenski, A. Grimaldi et F. Perrot :Hartree-Fock statistical approach to atomsand photoabsorption in plasmas. *Physical Review E*, 55:4889, (1997).40, 108

[21] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W. Goldstein, D. Shvarts et A. Zigler :Supertransition- arrays: A model for the spectral analysis of hot, dense plasma. *Phys. Rev.A*, 40:3183–3193, (1989). 40

[22] O. Peyrusse, *J. Phys. B*, **33**, 4303 (2000)

[23] A. Burgess and I. C. Percival, *Advances in Atomic and molecular Physics*, eds. D. R. Bates and I. Estermann, Academic Press, NY, (1968).

[24] D. Salzman, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, (Oxford University Press, New york 1998).

[25] L. A. Vainshtein , I. I. Sobelman and E. A. Yukov, *Cross-Sections of Excitation of Atoms and Ions by Electrons*, Nauka, Moscow (1973).

[26] R. J. W. Henry. Applying large computers to problems in physics : electroncollision cross sections in atomic physics. *Rep. Prog. Phys.* (1993), 327-362.

[27] I. D. Williams. Electron-ion scattering. *Rep. Prog. Phys.* 62 (1999), 1431-1469.

[28] R. J. W. Henry. Excitation of atomic positive ions by electron impact. *Phys. Rep.* 68, no 1 (1981), 1-91.

[29] I. I. Sobelman, L. A. Vainshtein, et E. A. Yukov. *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*.Springer-Verlag, Berlin, (1981).

[30] U. Fano et A. R. P. Rau. *Atomic collisions and spectra*. Academic Press, London, (1986).

[31]Carthy et Weigold. *Electron Ion Collisions*. (1993).

[32] L. Landau et E. Lifchitz. *Physique Théorique : Mécanique quantique*. Mir, Moscou, (1975).

[33] J. L. Basdevant. *Mécanique quantique*. éditions de l'Ecole Polytechnique, Palaiseau, (1993).

[34] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, et F. Laloe. *Mécanique quantique*. Hermann, Paris, (1973).

[35] R. D. Cowan. *The theory of atomic structure and spectra*. University of California Press, Berkeley, (1981).

[36] M. J. Seaton. *Atomic and Molecular Processes / The theory of excitation and ionization by electron impact* (p.374-420). D. R. Bates / Academic Press, New York, (1962).

Référence

- [37] M. J. Seaton. *Adv. Atom. Molec.Phys.* **11** (1975), 83.
- [38] P. L. Hagelstein. Relativistic distorted-wave results for nickel-like gadolinium. *Phys. Rev. A* **34** (1986), 874-884.
- [39] T. Kato et al. NIFS-Data-Series, **14** (1991).
- [40] M. Arnaud and R. Rothenflug, *Astron, Astrophys. Supp. Ser.* **60** (1985) 425.
- [41] S. M. Younger, *JQSRT*, **26** (1981) 329.
- [42] K. L. Bell et al., *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **12** (1983) 891.
- [43] M. A. Lennon et al., *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **17** (1988) 1285.
- [44] M. F. Gu, FAC 1.0.7, <http://kipac-tree.stanford.edu/fac/>
- [45] M. F. Gu, *can. J. phys*, vol 86 (2008) 675—689
- [46] S.B. Hansen, A.S. Shlyaptseva, A.Y. Faenov, I.Y. Skobelev, A.I. Magunov, T.A. Pikuz, F. Blasco, F. Dorchiev, C. Stenz, F. Salin, T. Auguste, S. Dobosz, P. Monot, P. D' Oliveira, S. Hulin, U.I. Safronova, and K.B. Fournier, *Phys. Rev. E* **66**, 046412 (2002).
- [47] S. Dilmi, Etude de quelques processus atomiques affectant la cinétique atomique : Application à l'ionisation de l'hélium neutre et quelques ions héliumoides, thèse de doctorat, université Badji Mokhtar Annaba, Algerie (2013).
- [48] S. Dilmi, E. H. Guedda, A. M. Boumali, Calcul des taux d'ionisation de l'hélium neutre, *Canadian journal of physics*, **91**: (2013), 390–393
- [49] E.H. Guedda, Contribution à des structures atomiques et processus élémentaires dans les plasmas: Applications aux : hydrogénéoides et aux héliumoides; thèse de doctorat, université Badji Mokhtar Annaba, Algerie (2006).
- [50] A. Escarguel, F. B. Rosmej, C. Brault, Th. Pierre, R. Stamm and K. Quotb, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** (2007) 85–93
- [51] S. B. Hansen, A. S. Shlyaptseva, Effects of the electron energy distribution function on modeled x-ray spectra, *Phys. Rev. E* **70**, 036402 (2004)
- [52] S. Dilmi, A. M. Boumali, Influence of the Electron Energy Distribution Function on the Calculation of Ionization Rate in Hot Plasma, *U.P.B. Sci. Bull., Series A*, Vol. 79, Iss. 1: (2017), 249–260

Résumé : L'ionisation par impact électronique est un processus atomique indispensable dans la simulation des émissions radiatives des raies et aussi pour l'étude du bilan ionique. Plusieurs problèmes liés à l'étude des plasmas de laboratoire, d'astrophysique et de fusion thermonucléaire contrôlée nécessitent la connaissance au préalable de la structure atomique comme les énergies des différents niveaux et les sections efficaces. Dans notre travail, nous avons choisi le code FAC (Flexible Atomic Code) pour calculer les sections efficaces d'ionisation de l'Hélium neutre. Les taux d'ionisation seront générés par un calcul numérique. Nous avons étudié l'influence des fonctions de distributions d'énergie des électrons et les effets de la fraction des électrons chauds sur le taux d'ionisation. Les taux d'ionisation sont générés à partir des sections efficaces et pondérées par cette distribution. L'utilisation d'une distribution Non-Maxwellienne des électrons chauds, pour différentes fractions nous a permis de montrer la sensibilité de ces taux par rapport aux fractions des électrons chauds.

MOTS-CLÉS : Ionisation par impact électronique, Code FAC, Fonction de distribution, Distribution non-Maxwellienne des électrons.

ABSTRACT: The electron impact ionization is an important atomic process in the simulation of line radiative emissions and also for the study of ion balance. Several issues related to the study of laboratory plasmas, astrophysics and controlled thermonuclear fusion require the knowledge of the atomic structure as the energies of different levels and cross sections. This work is based on the FAC code (Flexible Atomic Code) to calculate the ionization cross sections of He. The ionization rate will be generated by a numerical calculation. We have studied the influence of the electrons energy distributions functions and the effects of hot electron fractions in the ionization rates. The ionization rates are generated from cross sections and weighted by this distribution. The use of non-Maxwellian distribution of hot electrons for different fractions showed the sensitivity of these rates to the fractions of hot electrons.

KEY- WORDS: electron impact ionization, FAC Code, distribution function, non-Maxwellian distribution of electrons.

المخلص

التأين بالتأثير الإلكتروني هو عملية ذرية أساسية في محاكاة الانبعاثات الإشعاعية وكذلك دراسة التوازن الأيوني. إلا أن هناك عدة مشاكل تتعلق بدراسة البلازما المخبرية والفيزياء الفلكية و الاندماج الحراري النووي تتحكم فيه معرفة مسبقة بالهيكل الذري كطاقات مختلفة المستويات والمقاطع الفعلية. تم في هذا العمل اختيار الشفرة الذرية المرنة FAC لحساب المقاطع الفعلية لتأين الهيليوم المحايد وانشاء معادلات التأين بواسطة حساب عددي لدراسة تأثير دوال التوزيع الطاقة للإلكترونات وتأثير الالكترونات الساخنة في حساب معادلة التأين انطلاقا من المقاطع الفعلية، كما سمح إستخدام توزيع غير ماكسويل للإلكترونات الساخنة للكسور المختلفة بإظهار حساسية هذه النسب مقارنة بكسور الإلكترونات الساخنة.

الكلمات المفتاحية: نماذج التصادم الإشعاعي، التأين الإلكتروني، شفرة FAC، دالة التوزيع، توزيع (غير ماكسويل) للإلكترون