

*République Algérienne Démocratique et Populaire*  
*Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique*



Université Abou-Bekr Belkaïd - Tlemcen  
Faculté des Sciences  
Département de Physique



## **MÉMOIRE**

**Présenté en vue de l'obtention du titre de  
Master**

**Domaine : Sciences de la Matière**

**Option : Physique des Gaz et des Plasmas**

**Par :**

**Mr BENZERDJEBA Ahmed Zakarya**

**Sur le thème**

**Effet de l'ionisation de couche interne sur l'intensité de la raie  
interdite  $z$  émise à partir de plasmas non-Maxwelliens**

**Soutenu le 04 Juillet 2013, devant le Jury :**

<b>Mr Mostefa LEMERINI</b>	<b>Professeur</b>	<b>Président</b>
<b>Mr Mokhtar K. INAL</b>	<b>Professeur</b>	<b>Encadreur</b>
<b>Mr Bachir LIANI</b>	<b>Professeur</b>	<b>Examineur</b>

**Année Universitaire 2012 / 2013**

## *Dédicace*

*A mes parents*

*A ma famille,*

*A mes frères et sœurs,*

*A mes ami(e)s*

*A toutes les mains qui m'ont été tendues...*

## **Remerciement**

*Nous voudrions remercier le Professeur M.KINAL, directeur de notre sujet pour l'aide très précieuse qu'il nous a apporté au quotidien dans la réalisation de ce sujet, pour sa grande disponibilité, ses conseils, son soutien dans les moments difficiles, ainsi que pour les bons moments passés ensemble.*

*Monsieur le Professeur Mr M.LEMRINI, nous vous remercions d'avoir présidé le jury de ce mémoire*

*Nous exprimons notre profonde gratitude Mr B.LIANI, professeur à UAB TLEMCFN, pour avoir bien voulu examiner ce travail.*

*Je tiens à remercier tous mes camarades de « promo »*

*Je tiens aussi à exprimer ma profonde reconnaissance à tous les membres du département de Physique.*

*Mes chaleureux remerciements vont vers, Monsieur Mecifi Oussama et Aissani Amine, Zakarya mecifi, hicham mecifi son oublier mon frère Ghouti pour leurs encouragements et leurs soutiens permanents,*

*Je souhaite également remercier mes ami(e)s, en particulier, Bensside Yaside El Kahwadji Ilyass et les frères rachid et djawad benmrah et tous ceux que j'oublie ici ...*

*Merci à toutes et à tous.....*

# ***SOMMAIRE***

<b>Chapitre 01 : INTRODUCTION ET PLAN DU MÉMOIRE.....</b>	<b>01</b>
---	-----------

## **Chapitre 02 : PROCESSUS COLLISIONNELS ET RADIATIFS DANS LES PLASMAS**

1. Excitation collisionnelle.....	05
2. Ionisation et recombinaison.....	06
2.1 Ionisation collisionnelle et recombinaison à trois-corps.....	06
» <i>Ionisation directe</i> .....	07
» <i>Ionisation indirecte (excitation-autoionisation)</i> .....	07
» <i>Recombinaison à trois corps</i> .....	08
2.2 Photoionisation et recombinaison radiative.....	08
» <i>La photoionisation</i> .....	08
» <i>La recombinaison radiative</i> .....	09
2.3 Recombinaison diélectronique et autoionisation.....	09
» Capture diélectronique.....	10
» Stabilisation radiative.....	11
3. Emission spontanée et induite.....	12

## **Chapitre 03 : EMISSION DES RAYONS X ET MODÈLES D'ÉQUILIBRE**

1. Introduction.....	15
2. Rayonnement des raies.....	16
2.1 Raie de résonance $w$ .....	16
2.2. Raie interdite $z$ .....	17
2.3. Raie interdite $x$ .....	17
2.4. Raie d'intercombinaison $y$ .....	18

3. Modèles d'équilibre.....	19
3.1. Modèle d'Equilibre Thermodynamique.....	19
3.1.1. Distribution de Maxwell.....	19
3.1.2. Loi de Saha.....	20
3.1.3. Loi de Boltzmann.....	20
3.1.4. Loi de Planck.....	20
3.2. Modèle coronal.....	21
3.3. Modèle collisionnel-radiatif.....	22
4. Intensité d'une raie spectrale émise d'un plasma peu dense.....	23
5. Détermination du rapport $\frac{I_z^{sii}}{I_z^{aii}}$ .....	24

**Chapitre 04 : RÉSULTATS SUR L'EFFET DE L'IONISATION DE COUCHE INTERNE**

Calculs des coefficients de taux effectif $C_{eff}$ .....	27
Calculs des coefficients d'ionisation de couche interne $C_{ii}$ .....	28
Tableau 01.....	29
Tableau 02.....	30
Tableau 03.....	30
Tableau 04.....	31
Tableau 05.....	32
Tableau 06.....	32
Tableau 07.....	33
Tableau 08.....	34

<b>CONCLUSION.....</b>	<b>35</b>
------------------------	-----------

## Chapitre01 : Introduction et plan du mémoire

Un plasma est un système constitué de particules chargées (positivement et négativement) et de particules neutres, qui est globalement neutre. Presque toute la matière présente dans l'univers se trouve à l'état de plasma à approximativement 99%. Cependant, les plasmas n'existent pratiquement pas à l'état naturel sur la planète Terre, mais on peut en produire expérimentalement dans les laboratoires en ionisant un gaz.

Comme tout corps chaud, les plasmas émettent du rayonnement, qui peut se situer dans n'importe quelle gamme du spectre électromagnétique, en fonction du degré d'ionisation de la matière, lui-même fonction de la température qui y règne. La spectroscopie du rayonnement émis par un plasma représente un outil de diagnostic qui a été utilisé depuis les toutes premières études, en permettant l'évaluation des paramètres plasmas comme la densité, la température ou le degré d'ionisation [1-3].

Ici nous étudions l'intensité de la raie interdite, notée  $z$ , due à la transition  $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  dans des ions héliumoïdes fortement chargés. Cette raie est observée dans les spectres d'émission X-mou de plasmas chauds peu denses, avec une intensité souvent comparable à celle de la raie de résonance due à la transition optiquement permise  $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ . Parmi les plasmas chauds peu denses, on peut citer ceux présents dans le cosmos, tels que les couronnes stellaires et les restes de supernovae, et ceux produits dans les machines tokamaks à des fins de fusion thermonucléaire. Le niveau supérieur  $1s2s\ ^3S_1$  de la raie  $z$  correspond au premier niveau excité de l'ion héliumoïde. Sa désexcitation radiative spontanée vers le niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$  se produit essentiellement par transition dipolaire magnétique M1 avec une probabilité

relativement faible pour les ions de numéro atomique petit  $Z \leq 12$ , ce qui lui confère un caractère métastable. Du fait de ce caractère de métastabilité, l'intensité relative de la raie  $z$  est sensible à la densité des électrons libres à partir d'un certain seuil et, de ce fait, elle est fréquemment utilisée comme un moyen efficace de diagnostic de plasmas chauds en vue de déduire la densité des électrons [4].

Pour que les diagnostics en densité basés sur l'intensité relative de la raie  $z$  soient fiables, il est important de prendre en compte tous les processus collisionnels contribuant au peuplement du niveau supérieur de la raie  $z$ . Outre l'excitation par impact d'électrons à partir du niveau fondamental, le niveau  $1s2s \ ^3S_1$  peut être peuplé par le processus d'ionisation de couche interne des ions lithumoides qui se trouvent initialement dans leur niveau fondamental  $1s^2 2s \ ^2S_{1/2}$  [2]. Ce processus nécessite des électrons de collision de grandes énergies cinétiques pour pouvoir arracher un électron interne  $1s$ .

L'objectif de ce Mémoire est d'étudier l'influence de l'inclusion de l'ionisation de couche interne sur l'intensité de la raie  $z$  dans la situation où il y a présence d'électrons de hautes énergies dans le plasma. Nous supposons que les électrons libres du plasma sont décrits par une distribution d'énergie de type bi-Maxwellienne caractérisée par deux températures  $T_1$  et  $T_2$ , avec la température  $T_2$  qui est nettement supérieure à  $T_1$  et est associée au groupe des électrons de hautes énergies. Nous avons choisi l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  comme ion émetteur, pour lequel la longueur d'onde de la raie  $z$  est  $\lambda = 13.45 \text{ \AA}$  et la durée de vie radiative du niveau supérieur de la raie  $z$  est  $\tau = 90 \text{ \mu s}$ . Nous nous plaçons dans le cadre d'un plasma ayant une densité d'électrons  $n_e$  suffisamment basse, par exemple  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . A cette densité, le

dépeuplement du niveau  $1s2s\ ^3S_1$  s'effectue principalement par émission de la raie  $z$ , le dépeuplement par impact d'électrons étant négligeable.

Nous avons, dans une première étape, calculé l'intensité de la raie  $z$  en tenant compte des seuls processus d'excitation directe et indirecte via des cascades radiatives. Ces cascades proviennent des niveaux supérieurs  $1s2p\ ^3P_{0,1,2}$  et des niveaux appartenant aux configurations plus excitées  $1s3l$  et  $1s4l$ . Ces calculs de l'intensité de  $z$  ont été effectués en prenant six couples de température  $T_1$  et  $T_2$  avec  $T_1 = 10^6, 2 \times 10^6, 3 \times 10^6$  K et  $T_2 = 2 \times 10^7, 3 \times 10^7$  K. Puis, nous avons inclus la contribution du processus d'ionisation de couche interne dans l'intensité de la raie  $z$  et nous avons comparé les résultats des deux étapes de calculs afin de mettre en exergue l'influence de l'ionisation de couche interne.

Le plan du mémoire a été organisé comme suit.

Dans le chapitre 02 nous avons rappelé les différents processus collisionnels et radiatifs qui interviennent dans les plasmas chauds.

Dans le chapitre 03 nous avons commencé par mentionner l'importance de l'émission des rayons X par les plasmas chauds, puis nous avons décrit les quatre principales raies d'émission  $w, x, y, z$  des ions hautement chargés à deux électrons (ions héliumoïdes). Nous avons aussi rappelé les différents modèles d'équilibre qui peuvent être appliqués aux plasmas chauds selon les conditions de température et de densité des plasmas. Après avoir donné l'expression de l'intensité d'une raie spectrale dans le cas d'un plasma optiquement mince, nous avons établi l'expression du rapport des intensités de la raie interdite  $z$  avec et sans prise en considération du processus d'ionisation de couche interne.

Dans le chapitre 04, nous avons présenté et discuté les résultats numériques que nous avons obtenus concernant l'effet de l'ionisation de couche interne sur l'intensité de la raie z.

Finalement, une conclusion assez développée termine ce travail.

## **REFERENCES**

- [1] A.H. Gabriel et C. Jordan, *Monthly Notices Royal Astronomy Society* **145**, 241 (1969).
- [2] R. Mewe et J. Schrijver, *Astronomy & Astrophysics* **65**, 99 (1978).
- [3] G.A. Doschek, U. Feldman, P.B. Landecker et D.L. McKenzie, *Astrophysical Journal* **249**, 372 (1981).
- [4] A.H. Gabriel et C. Jordan, *Case Studies in Atomic Collision*, volume 2, édité par E.W. McDaniel et M.R.C. McDowell, page 209, North-Holland (1972).

### Chapitre 02 : Processus collisionnels et radiatifs dans les plasmas

Il existe plusieurs processus qui interviennent dans l'émission de rayonnement par un plasma chaud, parmi eux : l'excitation, l'ionisation et la recombinaison par suite des collisions électron-ion ou après photoionisation. Dans ce qui suit, nous allons donner un aperçu sur ces différents processus.

On notera dorénavant les ions sous la forme  $X^{z+}$  avec  $X$  le symbole chimique de l'élément considéré, et  $z$  la charge de l'ion ( $z=0$  pour un atome neutre et  $z=Z$  pour un ion complètement ionisé, où  $Z$  représente le numéro atomique). Le symbole (\*) signifie que l'ion est dans un état excité, c'est-à-dire qu'il n'est pas dans son état fondamental. L'émission radiative résultant des collisions électron-ion est responsable de l'apparition des raies spectrales intenses dans les régions des **VUV** et X, qui sont fréquemment utilisées pour la recherche sur les interactions fondamentales radiatives et collisionnelles et pour la détermination spectroscopique des propriétés de base du plasma, comme par exemple la température électronique, la densité électronique, la polarisation du rayonnement et la distribution des états de charge [1].

#### 1. Excitation collisionnelle

Lors d'une collision entre un électron et un ion, il peut y avoir un transfert partiel de l'énergie de l'électron vers l'ion qui sera porté dans un état excité. L'ion dans cet état excité a tendance à se désexciter par émission spontanée pour aller vers son niveau fondamental. L'efficacité de l'excitation dépend de l'énergie de

## Chapitre 02 : Processus collisionnels et radiatifs dans les plasmas

l'électron incident et aussi du couple de niveaux impliqués (niveaux initial et final de l'ion) [2]

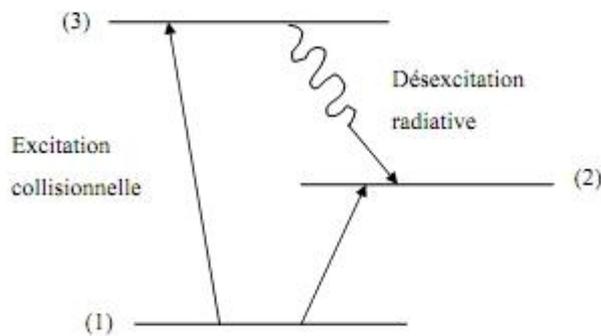


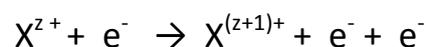
Figure (II-1) : Schéma représentatif du peuplement d'un niveau par excitation collisionnelle directe et par cascades radiatives.

### 2. Ionisation et recombinaison

L'ionisation et la recombinaison, qui sont des processus inverses l'un de l'autre, jouent un rôle fondamental dans les plasmas. La recombinaison d'un électron à un ion s'effectue le plus souvent sur un état excité, puis l'ion recombiné se désexcite par une cascade de transitions, jusqu'à atteindre l'état fondamental ou un état métastable proche du fondamental [2].

#### 2.1 Ionisation collisionnelle et recombinaison à trois-corps

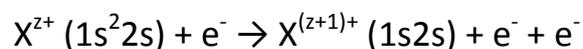
L'ionisation collisionnelle est un processus d'interaction entre un ion  $X^{z+}$  et un électron libre qui est suivi par la diffusion de l'électron incident et d'un autre électron de l'ion cible



Le processus inverse 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. Le processus d'ionisation peut être soit direct soit indirect (excitation de couche interne de l'ion suivie par autoionisation).

### » **Ionisation directe**

L'ion diffuse l'électron incident et un de ses électrons liés est arraché directement lors de l'interaction. L'électron arraché peut appartenir soit à la couche périphérique (électron de valence) soit à une couche interne. Dans ce dernier cas, il faut que l'énergie de l'électron incident soit suffisamment grande pour y avoir extraction d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion. Ce processus d'ionisation de couche interne aboutit à un ion  $X^{(z+1)+}$  dans un état simplement ou doublement excité qui peut se désexciter radiativement. Donc ce processus est susceptible de contribuer à la formation de raies. Par exemple, l'ionisation de la couche interne 1s des ions lithumoides (ions à trois électrons) conduit aux niveaux excités  $1s2s\ ^1S_0$  et  $1s2s\ ^3S_1$  conformément à :



### » **Ionisation indirecte (excitation-autoionisation)**

L'électron incident peut, s'il est suffisamment énergétique, exciter un électron appartenant à une sous-couche interne de l'ion cible  $X^{z+}$ . Cela donne naissance à un niveau autoionisant de l'ion, qui peut être suivi par l'autoionisation. 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. Cette ionisation indirecte qui a été étudiée à partir du milieu des années 1960 joue souvent un rôle quelque fois capital dans la détermination de l'état d'ionisation d'un plasma chaud. Notons qu'en général l'ionisation indirecte ne s'accompagne pas de l'émission de rayonnement dans le cas d'un atome neutre. Cependant, pour un ion fortement chargé, l'excitation de couche interne peut être suivie soit de l'autoionisation soit d'un déclin radiatif.

### » **Recombinaison à trois corps**

Dans la recombinaison à trois corps, un électron peut entrer en collision avec un autre électron au voisinage d'un ion, il peut alors se recombiner avec l'ion en libérant son énergie au deuxième électron. La recombinaison à trois corps n'est importante que dans le cas de plasmas très denses (densité d'électrons  $N_e \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ).

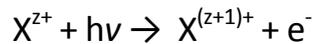
## 2.2 Photoionisation et recombinaison radiative

La photoionisation et recombinaison radiative appartiennent aux processus radiatifs de base caractérisant l'interaction du rayonnement électromagnétique avec des atomes ou des ions.

### » **La photoionisation**

La photoionisation est un processus important dans les plasmas chauds qui sont exposés à des sources externes et intenses de rayonnement. Elle se caractérise par l'absorption d'un photon par un

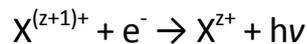
électron lié qui est éjecté dans le continuum. Le photon doit avoir une énergie  $h\nu$  plus grande que l'énergie du seuil d'ionisation de l'ion :



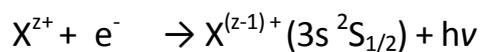
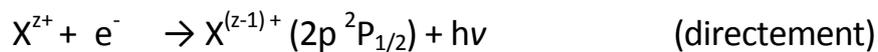
Le processus inverse de la photoionisation est la recombinaison radiative (RR).

### » *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  $X^{(Z+1)+}$ , et s'accompagne de l'émission d'un photon qui emporte l'excès d'énergie.



La recombinaison radiative peut contribuer au peuplement de niveaux excités. Par exemple, le niveau  $2p \ ^2P_{1/2}$  d'un ion hydrogénoïde peut être peuplé par recombinaison radiative d'un ion nu  $X^{Z+}$  ( $Z$  étant le numéro atomique) soit directement ou à travers des cascades radiatives :



↓



### 2.3 Recombinaison diélectronique et autoionisation

La recombinaison diélectronique a d'abord été reconnue par Massey et Bates en 1942 comme un processus de recombinaison dans lequel il y a capture sans rayonnement d'un électron libre par un

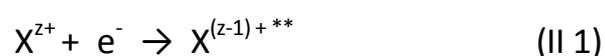
ion, donnant lieu à un état doublement excité quasi-lié suivie par désexcitation radiative spontanée conduisant à un état simplement excité stable de l'ion recombinaison. Unsold avait proposé d'inclure un deuxième processus de recombinaison qui est précisément la recombinaison diélectronique. Bien après, il a été montré par Burgess en 1964 [3] que ce dernier processus est particulièrement efficace dans les plasmas de hautes températures et de faibles densités tels que ceux rencontrés dans la couronne solaire et des restes de Supernovae. L'inclusion de la recombinaison diélectronique dans les calculs d'équilibre d'ionisation a permis de lever le désaccord entre la température  $T_e$  de la couronne solaire mesurée par l'élargissement Doppler et celle prédite théoriquement.

La recombinaison diélectronique est donc un processus de recombinaison ion-électron qui est réalisé en deux étapes : capture diélectronique et stabilisation radiative.

### » Capture diélectronique :

Aussi appelé capture non-radiative, elle est le processus inverse de l'autoionisation et peut avoir des effets importants sur les intensités des raies.

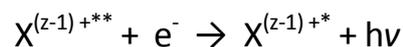
Un électron libre entre en collision avec un ion  $X^{Z+}$  à une énergie cinétique juste en dessous du seuil d'excitation d'une transition de résonance et forme un état doublement excité  $X^{(Z-1)+**}$  au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(Z-1)+}$  :



L'énergie de l'électron libre doit être dans une zone étroite d'énergie pour que l'électron soit capturé. La réaction (II 1) montre un processus de capture d'un électron par un ion  $X^{z+}$  mais ce processus ne donne véritablement de recombinaison que si le processus suivant se produit.

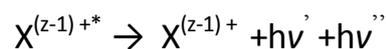
### » Stabilisation radiative

Dans cette étape l'état autoionisant de l'ion doublement excité  $X^{(z-1)+**}$  se désexcite par transition radiative spontanée vers un état situé au-dessous de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(z-1)+}$



C'est ce processus de stabilisation radiative qui fait une recombinaison diélectronique effective. Il est utile de mentionner que la stabilisation radiative n'est importante que dans le cas d'ions hautement chargés présents dans des plasmas chauds. Dans les plasmas froids où les atomes sont une fois ou deux fois ionisés, la recombinaison diélectronique est très négligeable devant la recombinaison radiative.

Finalement, l'état excité formé après que la transition de stabilisation prend place, se désexcite par cascades vers le niveau fondamental :

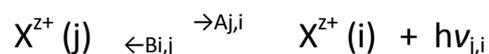


Dans les plasmas chauds, la recombinaison diélectronique peut être plus efficace que le processus de recombinaison radiative et peut avoir des effets importants non seulement sur l'équilibre

d'ionisation mais aussi sur le spectre d'émission du plasma. Une grande partie des travaux scientifiques consacrés à la recombinaison diélectronique s'est focalisée précisément sur les raies spectrales produites par ce processus. Gabriel et ses collaborateurs ont montré que les raies spectrales résultant de la recombinaison diélectronique apparaissent comme des satellites sur le côté grande longueur d'onde des raies de résonance de l'ion recombinant. Ils ont également montré que ces raies, quand elles sont isolées, peuvent servir à déterminer d'une façon très simple et très fiable la température électronique du plasma.

### 3. Emission spontanée et induite

Le processus de l'émission radiative spontanée entre deux niveaux conduit au peuplement du niveau inférieur (qui peut être le niveau fondamental ou un niveau lui-même excité) au détriment du niveau supérieur



où  $A_{ji}$  est coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée du niveau  $j$  vers le niveau  $i$ , et  $B_{ij}$  est le coefficient d'Einstein pour l'absorption du niveau  $i$  vers le niveau  $j$ .

Toutefois, les atomes et les ions d'un plasma peuvent réabsorber le rayonnement émis au sein du plasma si celui-ci est suffisamment dense et donc opaque. Dans ce cas, il serait nécessaire de prendre en compte le processus de l'émission induite.

Dans les ions fortement chargés, plusieurs types de transitions radiatives peuvent intervenir. On sait que les transitions radiatives de

## Chapitre 02 : Processus collisionnels et radiatifs dans les plasmas

type dipolaire électrique sont les plus dominantes, c'est la raison pour laquelle ces transitions sont appelées transitions optiquement permises. Cependant, les transitions de type quadrupolaire électrique, dipolaire et quadrupolaire magnétiques, appelées transitions optiquement interdites, peuvent dans certains cas jouer un rôle important.

La désexcitation radiative spontanée est caractérisée par la probabilité de transition radiative entre un niveau  $j$  et un niveau  $i$ , notée  $A_{ji}$ , qui s'exprime en unité de  $s^{-1}$ . Les expressions des probabilités dipolaire électrique  $A^{E1}$ , quadrupolaire électrique  $A^{E2}$ , dipolaire magnétique  $A^{M1}$ , et quadrupolaire magnétique  $A^{M2}$ , sont données par :

$$A_{ji}^{E1} = \frac{2.0261 \times 10^{18}}{g_j \lambda_{ij}^3} S^{E1}$$

$$A_{ji}^{M1} = \frac{2.6974 \times 10^{13}}{g_j \lambda_{ij}^3} S^{M1}$$

$$A_{ji}^{E2} = \frac{1.1199 \times 10^{18}}{g_j \lambda_{ij}^5} S^{E2}$$

$$A_{ji}^{M2} = \frac{1.4910 \times 10^{13}}{g_j \lambda_{ij}^5} S^{M2}$$

où  $\lambda_{ij}$  est la longueur d'onde exprimée en unité de Å,  $g_j$  est le poids statistique du niveau  $j$  et  $S$  est la force de raie.

Les raies interdites émises des plasmas chauds peuvent être

## **Chapitre 02 : Processus collisionnels et radiatifs dans les plasmas**

---

observées avec une intensité comparable que celle des raies optiquement permises pourvu que le plasma émissif soit de faible densité.

### **REFERENCES**

- [1] A.K. Ferouani, thèse de magister, Université de Tlemcen (2006).
- [2] S.W. Rachedi, thèse de magister, Université de Tlemcen (2000).
- [3] J. Dubau et S. Volonté, Reports Progress on Physics **43**, 199 (1980).

### Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

#### 1. Introduction :

L'émission des rayons X par des plasmas astrophysiques ou de laboratoire est constituée d'un continuum et d'un rayonnement discret. Le continuum se compose du rayonnement de bremsstrahlung (ou de freinage) et de recombinaison radiative. Le rayonnement discret correspond à une multitude de raies de longueurs d'onde bien définies dues aux désexcitations des ions. Les contributions des rayonnements de freinage et de la recombinaison radiative ne deviennent importantes qu'aux très hautes températures ( $T \geq 10^8$  K pour les ions de fer par exemple). Les plasmas émettent du rayonnement dans tout le spectre électromagnétique. Lorsque la température électronique  $T_e$  croît, les degrés d'ionisation des atomes contenus dans le plasma augmentent et le maximum du spectre d'émission se trouve décalé vers les courtes longueurs d'ondes (domaine des rayons X et des UV) [1].

Les raies X émises par les ions fortement ionisés jouent un rôle important dans les diagnostics de plasmas chauds, car aux hautes températures, l'abondance relative de ces ions est très grande, donc elles exercent une influence sur le comportement physique du plasma. C'est pourquoi ces raies ont fait l'objet d'études très approfondies telles les raies émises par  $\text{Ne}^{8+}$  qui sont situées dans le domaine des rayons X-mous  $\lambda = 13.45 \text{ \AA}$ . En effet, on utilise le rapport des intensités des raies émises par ces ions pour déterminer la température électronique. D'autres raies émises par d'autres ions possédant des niveaux métastables sont utilisées dans la détermination de la densité

## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

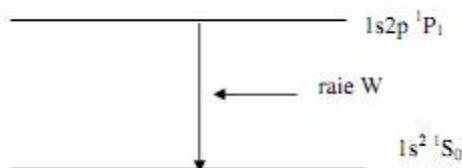
électronique. Les principales raies utilisées dans les diagnostics sont : la raie de résonance  $w$ , la raie d'intercombinaison  $y$ , les raies interdites  $x$ ,  $z$ .

Ces raies sont dues soit à des transitions dipolaires électriques ( $\Delta\pi = -1, \Delta J = 0, \pm 1$ ), soit des transitions dipolaires magnétiques ( $\Delta\pi = +1, \Delta J = 0, \pm 1$ ), ou des transitions quadrupolaires ( $\Delta\pi = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ). Bien que les probabilités des transitions dipolaires électriques sont beaucoup plus grandes que celles des transitions dipolaires et quadrupolaires magnétiques les intensités sont comparables dans le cas des plasmas de basses densités car plus le degré d'ionisation du plasma augmente plus les raies interdites deviennent importantes.

### 2. Rayonnement des raies :

Les principales raies utilisées dans les diagnostics sont : la raie de résonance  $w$ , d'intercombinaison  $y$ , les raies interdites  $x$ ,  $z$  [2].

#### 2.1. Raie de résonance $w$ :



La raie de résonance désignée  $w$  et émise par les ions héliumoides correspond à la transition  $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  qui est de type dipolaire électrique ( $\Delta J = 1, \Delta L = 1, \Delta S = 0$ ). Le niveau supérieur  $1s2p\ ^1P_1$  est peuplé principalement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$ , et se dépeuple essentiellement par émission spontanée vers le niveau  $1s^2\ ^1S_0$ .

Schématiquement, on a :



L'équation qui régit la population du niveau  $1s2p\ ^1P_1$  s'écrit :

$$-N(1s2p\ ^1P_1) A(1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0) + N(1s^2\ ^1S_0) N_e C_w = 0$$

où  $N(1s2p\ ^1P_1)$  représente la population du niveau  $1s2p\ ^1P_1$ ,  $A(1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0)$  est la probabilité de transition radiative,  $N_e$  est la densité des électrons libres du plasma et  $C_w$  désigne le coefficient de taux d'excitation associé à la raie  $w$ .

L'intensité de la raie  $w$  est donc :

$$I_w = N(1s2p\ ^1P_1) A(1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0) h\nu_w = N(1s^2\ ^1S_0) N_e C_w h\nu_w$$

### 2.2. Raie interdite z :

C'est une raie émise par les ions héliumoïdes due à la transition  $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  qui est de type dipolaire magnétique relativiste ( $\Delta J=1$ ,  $\Delta L=0$ ,  $\Delta S=1$ ,  $\Delta \pi=0$ ). Elle est appelée raie interdite car elle correspond à une transition entre deux niveaux de même parité. Pour l'ion considéré  $Ne^{8+}$ , la longueur d'onde de la raie est  $\lambda = 13.45\ \text{\AA}$ . Plusieurs processus contribuent au peuplement du niveau supérieur de la raie  $z$ . Les plus importants sont :

- 1- excitation collisionnelle directe à partir du niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$
- 2- cascades radiatives à partir surtout des niveaux  $1s2p\ ^3P_{0,2}$  et  $1s3p\ ^3P_{0,1,2}$  qui sont eux-mêmes peuplés par excitation collisionnelle à partir du fondamental  $1s^2\ ^1S_0$ .
- 3- ionisation collisionnelle de la couche interne K de l'ion  $Ne^{7+}$  à trois électrons.

**2.3. Raie interdite x :** La raie interdite désignée  $x$  et émise par l'ion héliumoïde est associée à la transition  $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  qui est une transition de type quadrupolaire magnétique ( $\Delta J=2$ ,  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=1$ ,  $\Delta \pi=1$ ).

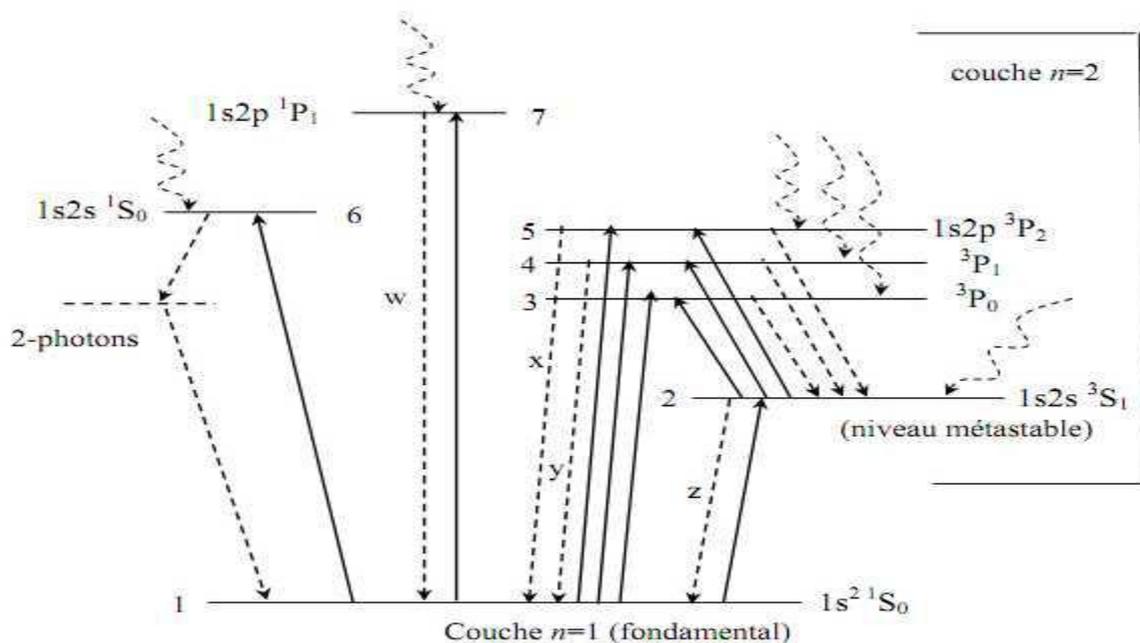
## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

Le niveau  $1s2p\ ^3P_2$  est peuplé principalement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$  directement et indirectement via les cascades radiatives, et se dépeuple par émission spontanée vers le niveau fondamental  $1s\ ^1S_0$ .

### 2.4. Raie d'intercombinaison $\gamma$ :

La raie d'intercombinaison désignée  $\gamma$  et émise par l'ion héliumoïde correspond à la transition  $1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  qui est une transition dipolaire électrique en couplage intermédiaire ( $\Delta J=1, \Delta S=1, \Delta \pi=1$ ).

Le niveau  $1s2p\ ^3P_1$  est peuplé de façon dominante par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$  et se dépeuple principalement par émission spontanée vers le niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$ .



**Figure 1** : Diagramme de Gotrian des ions héliumoïdes limité aux couches  $n=1$  et  $n=2$ . Trait en continu: excitation collisionnelle, trait en discontinu: désexcitation radiative, tirets courbés: recombinaisons radiative et diélectronique. Ce diagramme n'est pas à l'échelle, en effet, la différence d'énergie entre les niveaux excités de la couche  $n=2$  et le niveau fondamental (couche  $n=1$ ) est très grand par rapport à celle entre les niveaux excités de la couche  $n=2$ .

### 3. Modèles d'équilibre :

Pour interpréter correctement le rayonnement émergent d'un plasma et ses propriétés physiques, il y a lieu d'appliquer des modèles dépendant de plusieurs paramètres. Ces modèles approximatifs se présentent dans le modèle d'équilibre thermodynamique local, le modèle coronal et le modèle collisionnel-radiatif.

#### 3.1. Modèle d'Equilibre Thermodynamique Local :

Le modèle de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) est beaucoup utilisé parce qu'il est simple: les quatre lois de Maxwell, de Saha, de Planck et de Boltzmann, suffisent en effet pour calculer les populations de tous les niveaux de tous les ions d'un élément en fonction de la densité  $n_e$  et de la température  $T_e$  des électrons libres.

##### 3.1.1. Distribution de Maxwell :

Dans le cas de l'ETL, les particules dans un plasma sont thermalisées à cause d'un nombre suffisant des collisions élastiques et la distribution des particules en équilibre  $f(E)$  est celle de Maxwell et pour une température donnée dépend uniquement de l'énergie  $E$  de la particule :

$$f(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{\exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right)}{(kT_e)^{3/2}}$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann ( $k = 8.617 \times 10^{-5}$  eV/K) et  $T_e$  la température électronique. L'équilibre entre les populations des différents niveaux énergétiques est alors calculé aisément à l'aide des lois de Saha, Boltzmann, et Planck.

## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

### 3.1.2. Loi de Saha :

Elle décrit l'ionisation entre les populations des atomes et les différents ions :

$$\frac{N_i^{(Z+1)} n_e}{N_j^Z} = \frac{2g_i^{(Z+1)}}{g_j^Z} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{I_i^Z}{k T_e}\right)$$

où  $n_e$  est la densité électronique,  $N_i^{(Z+1)}$  et  $g_i^{(Z+1)}$  sont la densité de population et le poids statistique respectivement du niveau  $i$  de l'ion de charge  $(Z+1)$ ,  $N_j^Z$  et  $g_j^Z$  sont la densité de population et le poids statistique respectivement du niveau  $j$  de l'ion de charge  $Z$ ,  $h$  la constante de Planck,  $m_e$  la masse de l'électron, et  $I_i^Z$  correspond à l'énergie d'ionisation du niveau  $i$  de l'ion de charge  $Z$ .

### 3.1.3. Loi de Boltzmann :

Elle décrit l'équilibre des populations entre les niveaux excités au sein d'un ion :

$$\frac{N_j^Z}{N_i^Z} = \frac{g_j^Z}{g_i^Z} \exp\left(-\frac{E_{ij}^Z}{k T_e}\right)$$

avec  $N_i^Z$ ,  $N_j^Z$  les densités de population des niveaux excités  $i, j$  de l'espèce avec la charge  $Z$ , et  $E_{ij}^Z$  l'énergie d'excitation entre ces niveaux.

### 3.1.4. Loi de Planck :

La densité d'énergie photonique  $\rho_\nu$  par unité de volume et de fréquence est donnée par :

$$\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 (\exp(h\nu/kT_e) - 1)} d\nu$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière. Souvent, des plasmas astrophysiques ou produits en laboratoire sont partiellement épais ou minces, ce qui entraîne que la loi de Planck n'est plus valable. Dans ce cas, un équilibre thermodynamique peut être établi localement. On entre alors dans un état d'équilibre ETL.

Le modèle (ETL) est applicable dans les plasmas stationnaires suffisamment denses ( $n_e > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) pour favoriser les phénomènes de collisions, en

## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

---

présence de champ électrique ou de forces extérieures modérées, la distribution des vitesses des électrons est presque toujours Maxwellienne. Il y a alors micro-réversibilité des processus dus aux collisions, le plasma est dit à l'état d'équilibre thermodynamique local (ETL). Les populations de toutes les espèces et de leurs niveaux excités restent correctement décrites par les lois de Maxwell, de Boltzmann, et de Saha. Par contre, il n'y a pas de micro-réversibilité des processus dus au rayonnement, ce qui implique que la loi de Planck n'est plus valable [3,4].

### 3.2. Modèle coronal

Ce modèle noté CM a été développé initialement lors de l'étude de la couronne solaire. Il est applicable à des plasmas stationnaires de faibles densités  $n_e \leq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et de température électronique élevée  $T_e \geq 10^6 \text{ K}$ . Il implique les hypothèses suivantes :

1. Le plasma est optiquement mince, de sorte que les rayons X ne sont pas atténués par l'interaction avec les atomes ou les ions dans le plasma, et n'affectent pas les populations dans les niveaux atomiques liés. Cela implique également que la photoexcitation et la photoionisation (processus qui sont très importants dans les plasmas de type nébuleuse) sont négligées.
2. La densité du plasma est suffisamment faible pour que les populations des états excités soient négligeables par rapport à la population de l'état fondamental.
3. Les pertes par rayonnement sont équilibrées par le chauffage non-radiatif. Cette hypothèse est valable pour les sources cosmiques comme les couronnes stellaires et les restes de supernova qui sont chauffés par des processus non-radiatifs.

## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

---

4. Les électrons et les ions du plasma sont caractérisés par des distributions d'énergie Maxwellienne avec des températures distinctes.

5. Le gaz est supposé être dans un état stationnaire d'équilibre statistique à la fois pour les états liés atomiques et pour l'équilibre d'ionisation. Afin de maintenir le plasma dans un état stationnaire, le chauffage est équilibré par le refroidissement dû à l'émission de raies et du continu. Les raies d'émission sont principalement dues à l'excitation par impact électronique suivie par la désexcitation spontanée d'un niveau lié au sein d'un atome fortement ionisé, tandis que l'émission du continu est produite par l'interaction d'un électron libre avec un ion, soit par une transition libre-libre entre deux états du continuum, une transition libre-lié, ou un processus à deux photons.

Dans un plasma optiquement mince, le rayonnement qui provient de l'intérieur s'échappe du plasma de sorte que chaque processus de la collision ne peut être équilibré par son processus de la collision inverse comme dans le modèle ETL. Une description simple n'est alors possible que si nous supposons que la densité électronique et l'intensité du champ de rayonnement sont si petites qu'un atome excité se désexcite par émission spontanée et un atome ionisé se recombine par recombinaison radiative ou diélectronique. On distingue quelques exemples sur les plasmas coronaux stables : couronnes stellaires; gaz chaud dans les milieux interstellaire et intergalactique; les amas de galaxies [5].

### 3.3. Modèle collisionnel-radiatif

Le modèle collisionnel-radiatif (CR) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles (ETL) et (CM). Il est applicable dans les plasmas moyennement denses, tels que les plasmas de la région de transition solaire et ceux qui sont produits

## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

---

aux laboratoires par irradiation laser, avec une densité électronique se situant 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 collisionnelle entre les niveaux excités d'ions. Dans l'hypothèse du régime stationnaire, qui est valable lorsque le temps d'évolution du plasma étudié est grand par rapport au temps caractéristique des processus atomiques, on peut alors écrire l'équation qui régit la population d'un état excité  $j$  de l'ion sous la forme :

$$N_j \left( n_e \sum_{k>j} C_e(j \rightarrow k) + \sum_{k<j} C_d(j \rightarrow k) + \sum_{k<j} A(j \rightarrow k) \right) = \sum_{k>j} N_k A(k \rightarrow j) + n_e \left( \sum_{k<j} N_k C_e(k \rightarrow j) + \sum_{k>j} N_k C_d(k \rightarrow j) \right)$$

où  $C_e$  et  $C_d$  sont les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation collisionnelles, respectivement, et  $A$  est la probabilité de transition radiative [3,4].

#### 4. Intensité d'une raie spectrale émise d'un plasma peu dense :

L'intensité d'une raie spectrale associée à la transition à partir d'un niveau  $j$  vers un niveau inférieur  $i$  dans un ion  $X^{Z+}$  est donnée par :

$$I_{ji} = N_j(X^{Z+}) A_{ji} h\nu_{ji} \quad \text{eVs}^{-1}\text{cm}^{-3} \quad (1)$$

où  $N_j(X^{Z+})$  est la densité des ions  $X^{Z+}$  se trouvant dans le niveau supérieur  $j$  (en  $\text{cm}^{-3}$ ),  $A_{ji}$  est la probabilité de transition radiative spontanée du niveau  $j$  vers le niveau  $i$  (en  $\text{s}^{-1}$ ) et  $h\nu_{ji}$  est l'énergie du photon émis lors de la transition (en eV). La probabilité  $A_{ji}$  est une constante caractéristique de l'ion et est indépendante des conditions du plasma. Quant aux densités de population  $N_j(X^{Z+})$  des niveaux excités, elles sont par contre dépendantes des processus radiatifs et

## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

collisionnels qui ont lieu dans le plasma. En écrivant l'équation (1), il a été supposé que le plasma est optiquement mince, c'est-à-dire que tout photon émis s'échappe librement du plasma sans être absorbé. Cette hypothèse est toujours valable dans le domaine XUV pour des plasmas chauds de densités faibles ou modérément élevées (densité des électrons inférieure à  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ).

### 5. Détermination du rapport $\frac{I_z^{sii}}{I_z^{aai}}$

L'intensité de la raie z est donnée par la formule :

$$I_z = N(1s2s^3S_1) A(1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0) h\nu_z$$

où  $N(1s2s^3S_1)$  est la population du niveau supérieur de la raie z,  $A(1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0)$  est la probabilité de transition radiative et  $h\nu_z$  est l'énergie associée aux photons émis.

\* Si on ne tient pas compte du processus d'ionisation de couche interne, on peut écrire l'équation qui régit la population du niveau supérieur de la raie z :

$$N(1s2s^3S_1) A(1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0) = N(1s^2^1S_0) N_e C_{\text{dir}}(1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2s^3S_1) + \sum_i N_i A(i \rightarrow 1s2s^3S_1)$$

où la somme sur  $i$  au niveau du second membre concerne tous les niveaux excités pouvant se désexciter par émission spontanée vers le niveau  $1s2s^3S_1$ . on peut transformer l'équation précédente sous la forme suivante :

$$N(1s2s^3S_1) A(1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0) = N_e N(1s^2^1S_0) C_{\text{eff}}(1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2s^3S_1)$$

avec

$$C_{\text{eff}}(1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2s^3S_1) = C_{\text{dir}}(1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2s^3S_1) + C_{\text{cas}}(1s^2^1S_0 \rightarrow 1s2s^3S_1)$$

qui représente le coefficient de taux d'excitation effectif, c'est-à-dire la somme des coefficients de taux d'excitation direct plus indirect via les cascades radiatives.

## Chapitre 03 : Emission des rayons X et Modèles d'équilibre

\* Lorsque maintenant on tient compte du processus d'ionisation de couche interne des ions lithiomoïdes, l'équation qui régit la population du niveau  $1s2s\ ^3S_1$  devient :

$$\begin{aligned} N(1s2s\ ^3S_1) A(1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0) &= N_e N(1s^2\ ^1S_0) C_{\text{eff}}(1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1) \\ &+ N_e N(1s^2 2s\ ^2S_{1/2}) C_{\text{ii}}(1s^2 2s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 1s2s\ ^3S_1) \\ &= N_e N(1s^2\ ^1S_0) [C_{\text{eff}}(1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1) \\ &+ \rho C_{\text{ii}}(1s^2 2s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 1s2s\ ^3S_1)] \end{aligned}$$

où  $\rho = \frac{N(1s^2 2s\ ^2S_{1/2})}{N(1s^2\ ^1S_0)} = \frac{N_{Li}}{N_{He}}$  représente le rapport d'abondance des ions lithiomoïdes par rapport aux ions héliomoïdes. Ce rapport d'abondance est donné par :

$$\rho = \frac{C_r}{C_i}$$

où  $C_r$ : coefficient de taux de recombinaison des ions  $Ne^{8+}$  initialement dans leur niveau fondamental  $1^1S_0$

et  $C_i$ : coefficient de taux d'ionisation des ions  $Ne^{7+}$  initialement dans leur niveau fondamental  $1s^2 2s\ ^2S_{1/2}$ . Ce taux d'ionisation inclut non seulement l'extraction de l'électron de valence  $2s$  mais aussi l'extraction d'un électron interne  $1s$ .

Nous cherchons à déterminer le rapport  $R$  défini par :

$$R = \frac{I_z^{sii} \rightarrow \text{intensité de la raie } z \text{ sans inclusion du processus d'ionisation de couche interne}}{I_z^{aai} \rightarrow \text{intensité de la raie } z \text{ avec inclusion du processus d'ionisation de couche interne}}$$

En tenant compte des deux équations qui gouvernent la population du niveau  $1s2s\ ^3S_1$ , et après simplification du facteur commun  $N_e N(1s^2\ ^1S_0)$ , nous obtenons comme expression pour le rapport  $R$  :

$$R = \frac{I_z^{sii}}{I_z^{aai}} = \frac{C_{\text{eff}}(1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1)}{C_{\text{eff}}(1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 2\ ^3S_1) + \rho C_{\text{ii}}(1s^2 2s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 1s2s\ ^3S_1)}$$

### **REFERENCES**

- [1] A.H. Gabriel et H.E. Mason, dans « Applied Atomic Collision Physics », eds. H. S. W. Massey and D.R. Bates, **1**, p 345 (1982).
- [2] E. Kimura, S. Nakazaki, K.A. Berrington et P.H. Norrington, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **33**, 3449-3466 (2000).
- [3] V.P. Shevelko et L.A. Vainshtein, *Atomic Physics for Hot Plasmas*, IOP Publishing (1993).
- [4] D. Salzman, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, Oxford University Press (1998).
- [5] D. Porquet et J. Dubau, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **143**, 495 (2000).

### Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation de couche interne

#### Calculs des coefficients de taux effectif $C_{\text{eff}}$ :

Les valeurs que nous avons utilisées dans notre Mémoire pour les coefficients de taux effectif  $C_{\text{eff}}$  d'excitation du niveau  $1s^2\ ^1S_0$  vers le niveau  $1s2s\ ^3S_1$  dans l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  sont présentées dans le tableau 1. Ces valeurs sont données pour les cinq valeurs sélectionnées de la température électronique  $T_e$  entre  $10^6$  et  $3 \times 10^7$  K. Rappelons que le coefficient de taux effectif  $C_{\text{eff}}$  d'excitation  $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$  correspond à la somme des coefficients de taux d'excitation direct  $C_{\text{dir}}$  plus le coefficient de taux d'excitation via des cascades radiatives  $C_{\text{cas}}$  :  $C_{\text{eff}} = C_{\text{dir}} + C_{\text{cas}}$ . Mentionnons également que les valeurs de  $C_{\text{eff}}$  pour les trois premières températures ont été prises du Mémoire de Melle SAADAoui Khadidja. Concernant les valeurs de  $C_{\text{eff}}$  pour les deux dernières températures, à savoir  $2 \times 10^7$  K et  $3 \times 10^7$  K, nous les avons déterminé en utilisant le logiciel MATHEMATICA.

A partir des valeurs de  $C_{\text{eff}}$  données dans le tableau 1, nous avons calculé de nouveaux coefficients de taux effectif  $C_{\text{eff}}$  pour l'excitation  $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$  dans l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  dans le cadre du modèle de distribution bi-Maxwellienne considérée dans ce travail. Ces nouveaux coefficients sont déterminés à partir de la relation :

$$C_{\text{eff}}(T_1, T_2) = 0.95 C_{\text{eff}}(T_1) + 0.05 C_{\text{eff}}(T_2)$$

en supposant que 95% des électrons du plasma sont à la température  $T_1$  et 5% sont à la température  $T_2$ .

Nos résultats sont présentés dans le tableau 2 pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$  associées à la distribution bi-Maxwellienne.

Rappelons que la distribution d'énergie de Maxwell est donnée par l'équation :

$$f_{T_e}(E) = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{\exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right)}{(kT_e)^{3/2}}$$

## Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation ...

---

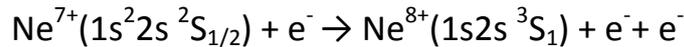
où  $k$  est la constante de Boltzmann ( $k = 8.617 \times 10^{-5}$  eV/K) et  $T_e$  la température électronique. La distribution bi-Maxwellienne associée aux deux températures  $T_1$  et  $T_2$  s'écrit sous la forme suivante :

$$f_{T_1 T_2}(E) = \alpha f_{T_1}(E) + (1 - \alpha) f_{T_2}(E)$$

où  $f_{T_1}(E)$  : distribution Maxwellienne à la température  $T_1$  et  $f_{T_2}(E)$  : distribution Maxwellienne à la température  $T_2$ , et  $\alpha$  représente la proportion des électrons du plasma à la température  $T_1$  (donc  $(1 - \alpha)$  représente la proportion des électrons à la température  $T_2$ ). Dans notre mémoire, nous avons toujours pris  $\alpha = 0.95$  (c'est-à-dire 95% de la population des électrons du plasma sont à la température  $T_1$ ).

### Calculs des coefficients d'ionisation de couche interne $C_{ii}$ :

Nous nous intéressons maintenant au processus d'ionisation de couche interne :



qui donne une certaine contribution au peuplement du niveau supérieur  $1s 2s \ ^3S_1$  de la raie z. Pour cela, nous avons déterminé le coefficient de taux d'ionisation de couche interne  $C_{ii}$  qui est donné par :

$$C_{ii} = \langle v_i \sigma_{ii} \rangle$$

et qui représente la moyenne sur la distribution d'énergie de la vitesse  $v_i$  des électrons de collision multipliée par la section efficace d'ionisation de couche interne  $\sigma_{ii}$  (souvent exprimée en  $\text{cm}^2$ ). Donc, on peut écrire :

$$C_{ii}(T_e) = \int_{\Delta E}^{\infty} v_i \sigma_{ii} f(E_i) dE_i$$

avec la relation entre  $v_i$  et  $E_i$  :  $v_i = \sqrt{\frac{2E_i}{m}}$

où  $m$  est la masse de l'électron.

Le coefficient de taux d'ionisation de couche interne  $C_{ii}$  est calculé à l'aide du logiciel MATHEMATICA en utilisant les données de sections efficaces d'ionisation  $\sigma_{ii}$  obtenues par le code FAC (Flexible Atomic Code).

## Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation ...

Nos résultats de  $C_{ii}$  pour l'ionisation de couche interne  $1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s 2s^3 S_1$  de l'ion  $Ne^{7+}$  sont présentés dans le tableau 3 pour les cinq valeurs considérées de la température électronique  $T_e$ . Nous avons aussi effectué des calculs de  $C_{ii}$  dans le cadre du modèle de distribution bi-Maxwellienne en appliquant la relation :

$$C_{ii}(T_1, T_2) = 0.95 C_{ii}(T_1) + 0.05 C_{ii}(T_2)$$

Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 4 pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$  associées à la distribution bi-Maxwellienne considérée.

**Tableau 1.** Coefficients de taux effectif  $C_{\text{eff}}$  pour l'excitation  $1s^2 {}^1S_0 \rightarrow 1s 2s {}^3S_1$  dans l'ion  $Ne^{8+}$  pour les cinq valeurs considérées de la température électronique  $T_e$ .

$T_e$ (K)	$C_{\text{eff}}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )
$10^6$	$2.93 \times 10^{-15}$
$2 \times 10^6$	$3.99 \times 10^{-13}$
$3 \times 10^6$	$1.82 \times 10^{-12}$
$2 \times 10^7$	$7.66 \times 10^{-12}$
$3 \times 10^7$	$6.18 \times 10^{-12}$

## Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation ...

---

**Tableau 2.** Coefficients de taux effectif  $C_{\text{eff}}$  pour l'excitation  $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$  dans l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$  associées à la distribution bi-Maxwellienne considérée.

$(T_1, T_2)$ (K)	$C_{\text{eff}}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )
$(10^6, 2 \times 10^7)$	$3.86 \times 10^{-13}$
$(10^6, 3 \times 10^7)$	$3.12 \times 10^{-13}$
$(2 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	$7.62 \times 10^{-13}$
$(2 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	$6.88 \times 10^{-13}$
$(3 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	$2.11 \times 10^{-12}$
$(3 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	$2.04 \times 10^{-12}$

**Tableau 3.** Coefficients de taux  $C_{\text{ii}}$  pour l'ionisation de couche interne  $1s^2 2s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$  de l'ion  $\text{Ne}^{7+}$  pour les cinq valeurs considérées de la température électronique  $T_e$ .

$T_e$ (K)	$C_{\text{ii}}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )
$10^6$	$4.67 \times 10^{-17}$
$2 \times 10^6$	$4.77 \times 10^{-14}$
$3 \times 10^6$	$5.10 \times 10^{-13}$
$2 \times 10^7$	$3.60 \times 10^{-11}$
$3 \times 10^7$	$4.75 \times 10^{-11}$

## Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation ...

**Tableau 4.** Coefficients de taux  $C_{ii}$  pour l'ionisation de couche interne  $1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s 2s^3 S_1$  de l'ion  $Ne^{7+}$  pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$  associées à la distribution bi-Maxwellienne considérée.

$(T_1, T_2)$ (K)	$C_{ii}$ ( $cm^3 s^{-1}$ )
$(10^6, 2 \times 10^7)$	$1.80 \times 10^{-12}$
$(10^6, 3 \times 10^7)$	$2.37 \times 10^{-12}$
$(2 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	$1.84 \times 10^{-12}$
$(2 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	$2.42 \times 10^{-12}$
$(3 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	$2.28 \times 10^{-12}$
$(3 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	$2.86 \times 10^{-12}$

Pour pouvoir inclure la contribution de l'ionisation de couche interne à l'intensité de la raie  $z$ , nous avons besoin de déterminer le rapport d'abondance  $\rho$  des ions  $Ne^{7+}$  par rapport aux ions  $Ne^{8+}$ . Pour cela, nous devons calculer les coefficients de taux d'ionisation collisionnelle  $C_{CI}$ , d'excitation-autoionisation  $C_{EA}$  et d'ionisation totale  $C_I$  ( $C_I = C_{CI} + C_{EA}$ ) pour l'ion  $Ne^{7+}$  et les coefficients de taux de recombinaison radiative  $C_{RR}$ , de recombinaison diélectronique  $C_{DR}$  et de recombinaison totale  $C_R$  ( $C_R = C_{RR} + C_{DR}$ ) pour l'ion  $Ne^{8+}$ .

Ces calculs ont été faits à l'aide du logiciel MATHEMATICA. Les résultats obtenus sont exposés dans les tableaux 5 et 6 pour les cinq valeurs de la température  $T_e$ . Nous avons également calculé ces coefficients de taux associés à la distribution bi-Maxwellienne. Les valeurs obtenues ainsi que les résultats du rapport d'abondance  $\rho$  des ions  $Ne^{7+}$  par rapport aux ions  $Ne^{8+}$  sont reportés dans le tableau 7 pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$ . Rappelons

que  $\rho = \frac{N(1s^2 2s^2 S_{1/2})}{N(1s^2 1S_0)} = \frac{N_{Li}}{N_{He}}$  représente le rapport d'abondance des ions

## Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation ...

lithiumoïdes par rapport aux ions héliumoïdes et ce rapport d'abondance est

donné par :  $\rho = \frac{C_r}{C_i}$ .

**Tableau 5.** Coefficients de taux d'ionisation collisionnelle  $C_{CI}$ , d'excitation-autoionisation  $C_{EA}$  et d'ionisation totale  $C_I$  ( $C_I = C_{CI} + C_{EA}$ ) pour l'ion  $Ne^{7+}$  pour les cinq valeurs considérées de la température électronique  $T_e$ .

$T_e$ (K)	$C_{CI}$ ( $cm^3s^{-1}$ )	$C_{EA}$ ( $cm^3s^{-1}$ )	$C_I$ ( $cm^3s^{-1}$ )
$10^6$	$2.51 \times 10^{-11}$	$5.09 \times 10^{-16}$	$2.51 \times 10^{-11}$
$2 \times 10^6$	$1.11 \times 10^{-10}$	$8.19 \times 10^{-13}$	$1.12 \times 10^{-10}$
$3 \times 10^6$	$1.87 \times 10^{-10}$	$4.01 \times 10^{-12}$	$1.91 \times 10^{-10}$
$2 \times 10^7$	$5.13 \times 10^{-10}$	$4.91 \times 10^{-11}$	$5.62 \times 10^{-10}$
$3 \times 10^7$	$5.31 \times 10^{-10}$	$5.46 \times 10^{-11}$	$5.86 \times 10^{-10}$

**Tableau 6.** Coefficients de taux de recombinaison radiative  $C_{RR}$ , de recombinaison diélectronique  $C_{DR}$  et de recombinaison totale  $C_R$  ( $C_R = C_{RR} + C_{DR}$ ) pour l'ion  $Ne^{8+}$  pour les cinq valeurs considérées de la température électronique  $T_e$ .

$T_e$ (K)	$C_{RR}$ ( $cm^3s^{-1}$ )	$C_{DR}$ ( $cm^3s^{-1}$ )	$C_R$ ( $cm^3s^{-1}$ )
$10^6$	$1.35 \times 10^{-12}$	$5.30 \times 10^{-15}$	$1.35 \times 10^{-12}$
$2 \times 10^6$	$7.33 \times 10^{-13}$	$1.02 \times 10^{-13}$	$8.35 \times 10^{-13}$
$3 \times 10^6$	$5.03 \times 10^{-13}$	$2.06 \times 10^{-13}$	$7.09 \times 10^{-13}$
$2 \times 10^7$	$6.81 \times 10^{-14}$	$1.11 \times 10^{-13}$	$1.79 \times 10^{-13}$
$3 \times 10^7$	$4.31 \times 10^{-14}$	$6.94 \times 10^{-14}$	$1.12 \times 10^{-13}$

## Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation ...

**Tableau 7.** Rapport d'abondance  $\rho$  des ions  $\text{Ne}^{7+}$  par rapport aux ions  $\text{Ne}^{8+}$  pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$  associées à la distribution bi-Maxwellienne considérée. Les coefficients de taux de recombinaison totale  $C_R$  pour l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  et d'ionisation totale  $C_I$  pour l'ion  $\text{Ne}^{7+}$  sont aussi donnés.

$(T_1, T_2)$ (K)	$C_R$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$C_I$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$\rho = C_R / C_I$
$(10^6, 2 \times 10^7)$	$1.29 \times 10^{-12}$	$5.19 \times 10^{-11}$	$2.49 \times 10^{-2}$
$(10^6, 3 \times 10^7)$	$1.29 \times 10^{-12}$	$5.31 \times 10^{-11}$	$2.43 \times 10^{-2}$
$(2 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	$8.02 \times 10^{-13}$	$1.35 \times 10^{-10}$	$5.94 \times 10^{-3}$
$(2 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	$7.99 \times 10^{-13}$	$1.36 \times 10^{-10}$	$5.88 \times 10^{-3}$
$(3 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	$6.82 \times 10^{-13}$	$2.09 \times 10^{-10}$	$3.26 \times 10^{-3}$
$(3 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	$6.79 \times 10^{-13}$	$2.11 \times 10^{-10}$	$3.22 \times 10^{-3}$

A partir des résultats reportés dans les tableaux 2, 4 et 7, nous avons calculé le rapport  $R$  de l'intensité de la raie z sans incorporation du processus d'ionisation de couche interne sur celle avec incorporation du processus d'ionisation de couche interne défini par l'équation suivante :

$$R = \frac{I_z^{\text{sii}}}{I_z^{\text{aii}}} = \frac{C_{\text{eff}}(1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2s^3 3S_1)}{C_{\text{eff}}(1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2s^3 3S_1) + \rho C_{\text{ii}}(1s^2 2s^2 2S_{1/2} \rightarrow 1s2s^3 3S_1)}$$

afin de mieux rendre compte de l'influence de l'ionisation de couche interne sur l'intensité de la raie z. Les résultats de nos calculs sont présentés dans le tableau 8 pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$  associées à la distribution bi-Maxwellienne.

## Chapitre 04 : Résultats sur l'effet de l'ionisation ...

**Tableau 8.** Rapport  $R$  de l'intensité de la raie  $z$  sans incorporation du processus d'ionisation de couche interne sur celle avec incorporation du processus d'ionisation de couche interne pour les 6 couples de températures  $(T_1, T_2)$  associées à la distribution bi-Maxwellienne considérée.

$(T_1, T_2)$ (K)	$R$
$(10^6, 2 \times 10^7)$	0.896
$(10^6, 3 \times 10^7)$	0.844
$(2 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	0.986
$(2 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	0.980
$(3 \times 10^6, 2 \times 10^7)$	0.996
$(3 \times 10^6, 3 \times 10^7)$	0.996

Nous remarquons à partir du tableau 8 que lorsque la température  $T_1$  est supérieure ou égale à  $2 \times 10^6$  K, le rapport  $R$  est très proche de 1 quelque soit la valeur de  $T_2$ , ce qui signifie que l'ionisation de couche interne joue un rôle négligeable. Lorsque maintenant la température  $T_1$  devient égale à  $10^6$  K, nous constatons que pour les deux valeurs de la température  $T_2$ , le rapport  $R$  diminue de manière significative par rapport à la valeur 1. Ceci montre que l'ionisation de couche interne a un effet non négligeable, qui peut être expliqué par le fait que le rapport d'abondance  $\rho$  des ions  $\text{Ne}^{7+}$  par rapport aux ions  $\text{Ne}^{8+}$  pour la température  $T_1 = 10^6$  K est nettement plus grand par rapport aux autres températures supérieure ou égale à  $2 \times 10^6$  K.

## Conclusion

---

Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à la raie interdite, notée  $z$ , due à la transition  $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  dans des ions héliumoïdes fortement chargés. Cette raie est observée avec une forte intensité dans les spectres d'émission X-mou des plasmas de hautes températures et peu denses, tels que ceux présents dans les couronnes stellaires et les restes de supernovae et ceux produits dans les machines tokamaks destinés à la fusion thermonucléaire. Des rapports d'intensité de raies impliquant la raie  $z$  sont fréquemment utilisés comme un outil efficace de diagnostic de plasmas chauds en vue de déduire la densité et la température des électrons.

Notre motivation dans ce travail réside dans le fait qu'il est important de tenir compte de tous les processus collisionnels contribuant au peuplement du niveau supérieur de la raie  $z$ ,  $1s2s\ ^3S_1$ , pour que des diagnostics basés sur l'intensité relative de la raie  $z$  soient fiables. Outre l'excitation par impact d'électrons à partir du niveau fondamental, le niveau supérieur de la raie  $z$  peut être peuplé par d'autres processus collisionnels. Nous avons précisément étudié dans ce Mémoire la contribution à l'intensité de la raie  $z$  de l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  venant du processus d'ionisation de couche interne des ions lithiumoïdes  $\text{Ne}^{7+}$  qui se trouvent initialement dans leur niveau fondamental  $1s^2 2s\ ^2S_{1/2}$ . Cette contribution n'a pas toujours été prise en compte dans la littérature, et pourrait être significative surtout dans la situation des plasmas non-Maxwelliens caractérisés par un excès d'électrons de hautes énergies comparativement aux plasmas purement Maxwelliens. La raison est que le processus d'ionisation de couche interne nécessite des électrons de collision de grandes énergies cinétiques pour pouvoir extraire un électron interne  $1s$ .

Nous avons dans ce travail considéré le cas d'un plasma chaud dans lequel il y a présence d'une petite proportion d'électrons de hautes énergies dans le plasma. A ce titre, nous avons supposé que les électrons libres du

## Conclusion

---

plasma sont décrits par une distribution d'énergie de type bi-Maxwellienne caractérisée par deux températures  $T_1$  et  $T_2$ , avec la température  $T_2$  nettement plus grande que  $T_1$  et associée au groupe des électrons de hautes énergies.

Notre travail a consisté à calculer les coefficients de taux effectif d'excitation dans l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  ainsi que les coefficients de taux d'ionisation de couche interne de l'ion  $\text{Ne}^{7+}$  pour divers couples des températures prises entre  $10^6$  et  $3 \times 10^6$  K pour la température  $T_1$ ,  $20 \times 10^6$  et  $30 \times 10^6$  K pour la température  $T_2$ . Pour inclure la contribution de l'ionisation de couche interne à l'intensité de la raie  $z$ , nous avons également calculé le rapport d'abondance  $\rho$  des ions  $\text{Ne}^{7+}$  par rapport aux ions  $\text{Ne}^{8+}$  pour les différents couples de températures  $(T_1, T_2)$ .

A partir des données obtenues, nous avons calculé le rapport  $R$  des intensités de  $z$  sans et avec prise en compte du processus d'ionisation de couche interne. Nous avons montré que lorsque la température  $T_1$  est supérieure ou égale à  $2 \times 10^6$  K, le rapport  $R$  est très proche de 1 quelque soit la valeur de  $T_2$ , ce qui implique que l'ionisation de couche interne joue un rôle négligeable. Cependant, lorsque la température  $T_1$  prend la valeur de  $10^6$  K, nous avons trouvé que le rapport  $R$  diminue de manière significative par rapport à l'unité, ce qui montre que l'ionisation de couche interne a un effet non négligeable pour les valeurs relativement faibles de  $T_1$ .

En conclusion, j'ai appris, à travers ce mémoire, l'utilisation du logiciel MATHEMATICA, et à mieux comprendre les différents processus atomiques intervenant dans des plasmas chauds. Par ailleurs, ce mémoire m'a permis d'aborder un aspect numérique de la physique atomique appliquée aux plasmas chauds et de mieux utiliser les différentes techniques de recherche appliquées dans le laboratoire pour arriver à un bon résultat.