

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE « Dr. TAHAR MOULAY » DE SAIDA

FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



# MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

## MASTER

Spécialité : PHYSIQUE

Option : Physique des rayonnements

Par

M<sup>elle</sup> BRAHIMI Zohra

Sur le thème

**Contribution des multipôles supérieurs aux propriétés d'émission  
résultant de la recombinaison radiative d'ions appartenant à la  
séquence isoélectronique de l'hydrogène.**

Examiné devant le jury composé de :

M. MESKINE Mohammed	M.C.A	Université de Saïda	Président
Mme. BETTADJ Latifa	M.C.A	Université de Tlemcen	Rapporteur
M. LASRI Boumediene	Professeur	Université de Saïda	Co-Rapporteur
M. DOUMI Bendouma	M.C.A	Université de Saïda	Examineur

**Année Universitaire 2019 - 2020**

## *Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail à :*

*Mes parents : Ahmed et Kheira, aucun hommage ne pourrait être à la hauteur de l'amour dont ils ne cessent de me combler. Que dieu leur procure bonne santé et longue vie.*

*A*

*Celui que j'admire énormément et qui m'a soutenu tout au long de ce projet : A mon MARI AHMED MIMOUNA et aussi à mon petit bébé Wassim*

*Mes frères : SAMIR , ZAKARIA ,MOKHTAR, sans oublier ma grand-mère et mes beaux-parents.*

*Toute ma famille, et mes amis, et à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin pour que ce projet soit possible, je vous dis merci.*

## Remerciements

*Tout d'abord je remercie le tout puissant ALLAH de m'avoir donné la patience et la force pour réaliser ce projet de fin d'étude.*

*Je remercie mon encadreur, madame Latifa BETTADJ, MCA à l'Université de Tlemcen, pour ces conseils, son aide, et ces efforts et à mon co-encadreur, monsieur Boumediene LASRI, professeur à l'Université de Saïda : Merci pour m'avoir facilité la préparation de ce travail et pour la confiance que vous m'avez accordé au cours de l'élaboration de ce mémoire surtout dans ces conditions particulières.*

*Je tiens à remercier Monsieur Mohamed MESKINE, MCA à l'Université de Saïda, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire. Je présente aussi mes sincères remerciements à Monsieur Bendouma DOUMI, MCA à l'Université de Saïda, d'avoir accepté d'être examinateur et membre de ce jury.*

*Enfin, je remercie tous mes enseignants de l'Université de Saïda, MOULAY TAHAR, qui m'ont enseigné durant tous les cinq ans de mes études.*

## Table des Matières

<b>Introduction Générale .....</b>	<b>3</b>
<b>Chapitre I : Concepts Théoriques .....</b>	<b>8</b>
I.1. Définition et description des plasmas.....	9
I.1.1. Définition .....	9
I.1.2. Formation d'un plasma.....	9
I.1.3. Classification des plasmas.....	10
I.2. Formation de raies.....	11
I.2.1. Interaction électron-atome (ion) : .....	11
I.2.2. Absorption et émission de la lumière .....	13
I.3. Emission spontanée et émission stimulée (induite) .....	14
I.4. Type de transition et règles de sélection .....	16
<b>Chapitre II : Processus de Formation des Raies X.....</b>	<b>18</b>
II.1. Introduction .....	19
II.2. Processus atomiques décrivant l'évolution d'un plasma.....	20
II.2.1. Processus collisionnels.....	20
II.2.2. Processus radiatifs .....	21
II.3. Modèles d'équilibre dans un plasma .....	23
II.3.1. Equilibre thermodynamique.....	23
II.3.2. Modèle coronal (MC).....	24
II.3.3. Modèle collisionnel-radiatif (CR) .....	25
II.3. Introduction de la notion de section efficace de collision .....	26
II.3.1. Définition .....	26
II.3.2. Signification physique de la section efficace .....	27
<b>Chapitre III : Propriétés d'émission à partir de n=2 vers le niveau fondamental n=1 des ions hydrogéoïdes .....</b>	<b>31</b>
III.1. Introduction .....	32
III.2. Spectre d'émission à partir de n=2 des ions hydrogéoïdes .....	32
III.3. Polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha$ 1.....	33
III.4. Rapport des intensités des raies Lyman- $\alpha$ .....	34
III.5. Population des sous-niveaux magnétiques .....	35
III.6. Sections efficaces de recombinaison radiative.....	37
III.6.1. Traitement relativiste exacte.....	37
III.6.2. Traitement relativiste dipolaire électrique.....	38
<b>Chapitre IV : Résultats et Discussions.....</b>	<b>40</b>
IV.1. Données atomiques.....	41

IV.2. Résultats et interprétations.....	50
IV.2.1. Sections efficaces effectives de RR.....	50
IV.2.2. Effet des multipôles supérieurs sur les sections efficaces effectives de RR.....	55
IV.2.3. Polarisation linéaire de la raie <b>Lyman-<math>\alpha</math>1</b> .....	55
IV.2.4. Rapport des intensités des raies Lyman- $\alpha$ .....	56
<b>Conclusion Générale .....</b>	<b>61</b>
<b>Références Bibliographiques .....</b>	<b>64</b>
<b>Annexe .....</b>	<b>67</b>

# **Introduction Générale**

Lors des collisions entre des ions et un faisceau unidirectionnel d'électrons, il y a émission de rayonnement, en général, polarisé et dont la distribution angulaire est anisotrope. Ceci résulte d'une population inégale des différents sous-niveaux magnétiques à l'intérieur du niveau excité émetteur durant le processus de collision. L'étude de la polarisation des raies X des ions fortement chargés par suite des collisions avec un faisceau directif d'électrons a fait l'objet, depuis le début des années 1980, de multiples travaux théoriques et expérimentaux [1-3]. Ce domaine de recherche a initialement suscité l'intérêt des astrophysiciens [4] qui cherchaient à détecter la présence d'électrons énergétiques à distribution de vitesses anisotropes lors des éruptions solaires.

Les raies associées aux transitions à partir du niveau excité  $n=2$  vers le niveau fondamental  $n=1$  dans les ions hydrogénoïdes à un seul électron sont fréquemment observées dans les spectres d'émission X-mous d'une large variété de plasmas astrophysiques, notamment les plasmas d'éruptions solaires [5], les étoiles doubles et les Noyaux Actifs de Galaxie (AGN) [6].

Outre ces applications potentielles dans les diagnostics spectroscopiques de plasmas de hautes températures présents dans l'univers ou produits en laboratoire, la polarisation linéaire des raies X a connu un intérêt particulier pour la physique fondamentale depuis la mise au point, en 1988 à Livermore (USA), de nouvelles expériences de collisions électron-ion utilisant des machines appelées EBIT (Electron Beam Ion Trap) [7]. En effet, à partir des mesures de la polarisation linéaire des raies X effectuées dans EBIT, il est possible de mieux tester les diverses théories et approximations utilisées dans le traitement des collisions entre électrons et ions.

Pour que l'étude de la polarisation linéaire des raies X et des intensités des raies soit fiable, il faut tenir compte des processus atomiques susceptibles de contribuer à la formation de ces raies, néanmoins les plus importants et dominants selon la température et la densité du plasma émetteur.

Dans ce travail de mémoire, nous avons considéré le processus de recombinaison radiative (RR) comme processus de peuplement des sous-niveaux magnétiques. Il est bien connu que les

processus de recombinaison (radiative et diélectronique) contribuent de façon importante dans la formation des raies d'émission dans les plasmas purement photoionisés [8]. Ces derniers sont généralement ionisés par un flux important de photons (source externe d'ionisation), c'est-à-dire que les photons sont à l'origine de l'ionisation des atomes à des états de charge élevés (production d'ions hautement chargés). De tels plasmas photoionisés font l'objet, depuis quelques dernières années, d'études intensives et minutieuses par les astrophysiciens. Parmi les plasmas photoionisés on peut citer l'exemple du "Warm Absorber" (WA) qui est un milieu totalement ou partiellement photoionisé localisé dans les régions centrales des Noyaux Actifs de Galaxies (AGN) et plus particulièrement dans les galaxies de Seyfert 1.

Les plasmas photoionisés sont aussi peu denses (densité d'électrons inférieures à  $\approx 10^{11}$  cm<sup>-3</sup>) et la température électronique est relativement basse, de l'ordre de  $10^4$  K. Par conséquent, l'excitation des ions par impact d'électrons à partir du niveau fondamental est, en général, très peu efficace du fait que l'immense majorité des électrons libres n'ont pas l'énergie nécessaire pour exciter des transitions dans le domaine X. Par contre, la RR qui ne nécessite pas un seuil d'énergie pour se produire joue un rôle fondamental dans le peuplement des niveaux excités, directement ou indirectement à partir des niveaux d'énergies supérieurs, eux même peuplés par RR, suivis de transitions radiatives, appelées cascades radiatives.

Un effort significatif a été destiné à l'étude de la polarisation et la distribution angulaire des photons, soit émis initialement durant le processus de recombinaison radiative [9-11], soit ceux émis durant les désexcitations à partir des états excités des ions recombinaison [12-13]. Ces propriétés d'émission nécessitent une connaissance détaillée des sections efficaces de recombinaison radiative, différentielles ou partielles relatives à des sous-niveaux magnétiques spécifiques. De telles sections efficaces peuvent fournir des tests reflétant la validité des méthodes approximatives utilisées dans la structure atomique et les calculs de la dynamique collisionnelle.

L'objectif du présent mémoire est d'examiner l'effet des multipôles supérieurs autres que le dipôle électrique (dans le développement de l'interaction électron-photon) sur les sections efficaces partielles de recombinaison radiative dans des sous-niveaux spécifiques de quelques ions appartenant à la séquence isoélectronique de l'hydrogène. Par suite, étudier aussi la contribution de ces multipôles à la polarisation linéaire de la raie Lyman -  $\alpha_1$  ainsi que sur les rapports des intensités des raies émises lors de la transition à partir des états du niveau  $n=2$  vers le niveau fondamental.

Le travail développé dans ce mémoire a été réparti en quatre chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous donnons quelques généralités et concepts théoriques : Introduction sur les plasmas et les types de plasma étant donné que c'est des milieux fortement émetteurs de raies, ensuite nous définissons l'origine de l'apparition des raies, soit par interaction électron-atome (ou ion), soit par absorption et émission de la lumière.
- Dans le deuxième chapitre, nous citons les processus atomiques importants décrivant l'évolution du plasma, ainsi que les modèles d'équilibre utilisés pour interpréter le rayonnement émergent d'un plasma et ses propriétés physiques. Nous terminons ce chapitre par donner la signification physique de la notion de section efficace.
- Après avoir établi quelques notions théoriques dans les chapitres 1 et 2, nous exprimons, dans le troisième chapitre, le degré de polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$  en fonction des populations des sous-niveaux magnétiques  $m = 1/2$  et  $m = 3/2$  du niveau supérieur  $2p_{3/2}$  des ions hydrogénoïdes émetteurs ainsi que le rapport des intensités des raies Lyman.
- Nous consacrons ensuite le quatrième chapitre à la présentation des résultats obtenus en considérant la RR comme processus de peuplement des niveaux excités. Nous présentons, en premier, les données de base permettant de calculer les sections

efficaces partielles effectives dans lesquelles la contribution des cascades radiatives est incluse, qui seront, ensuite, affichées pour les différents sous niveaux magnétiques de l'état excité  $n=2$  de quelques ions hydrogénoïdes :  $\text{Ne}^{9+}$ ,  $\text{Fe}^{25+}$ ,  $\text{Mo}^{41+}$  et  $\text{Xe}^{53+}$ . A partir de ces résultats, nous calculons les valeurs du degré de polarisation linéaire de la raie Lyman  $-\alpha_1$  et les rapports des intensités que nous les présenterons sous forme de courbes. A partir de l'examen de ces courbes, nous montrons l'importance, sur les propriétés d'émission, des multipôles supérieurs autres que le dipôle électrique et ceci en fonction de la charge de l'ion recombinaison et l'énergie de collision.

- Finalement, nous achevons ce travail par une conclusion générale.

## Chapitre I : Concepts Théoriques

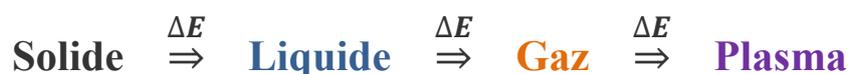
## I.1. Définition et description des plasmas

### I.1.1. Définition

Le terme plasma a été utilisé pour la première fois en physique en 1928 par le physicien américain **Irving Langmuir**, qui était un pionnier dans le domaine des gaz ionisés, par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente visuellement [14]. Un plasma, considéré aussi comme quatrième état de la matière, après les états : solide, liquide et gaz, est un gaz ionisé constitué d'espèces chimiques neutres (atomes, molécules) et chargées (ions positifs et négatifs et électrons). Vu la diversité des particules présentes dans les plasmas, ces derniers sont plus actifs que les états solide, liquide ou gazeux et ils sont extrêmement répandus dans notre univers puisqu'ils constituent plus de 99 % de la matière connue. Toutefois, ils passent presque inaperçus dans notre environnement proche, la terre, étant donné leur nature incompatible avec les conditions nécessaires à la vie terrestre. Le plasma se rencontre en quantité bien plus abondante que n'importe quel autre état de la matière dans la nature, que ce soit dans les milieux astrophysiques : le soleil, les étoiles chaudes, la magnétosphère, les milieux interstellaires ou autre environnement planétaire comme l'ionosphère terrestre. Ces plasmas constituent des plasmas naturels mais ils existent d'autres qui peuvent être créés par divers moyens en laboratoire formant ainsi des plasmas artificiels.

### I.1.2. Formation d'un plasma

La technologie plasma est basée sur un principe physique simple. La matière a quatre états ; on passe de l'un à l'autre en augmentant la température et donc son niveau d'énergie. L'état solide lorsque l'agitation moléculaire est faible et donc le niveau d'énergie aussi. Si de l'énergie est fournie à la matière à l'état solide, alors la matière passe de l'état solide à l'état liquide, puis de l'état liquide à l'état gazeux. Si l'énergie supplémentaire est fournie au gaz, alors les électrons périphériques vont tendre à se dissocier des molécules et des atomes formant ainsi des particules chargées (négativement pour les électrons et positivement pour les ions). Ce gaz est alors ionisé et passe à l'état plasma riche en énergie [15].



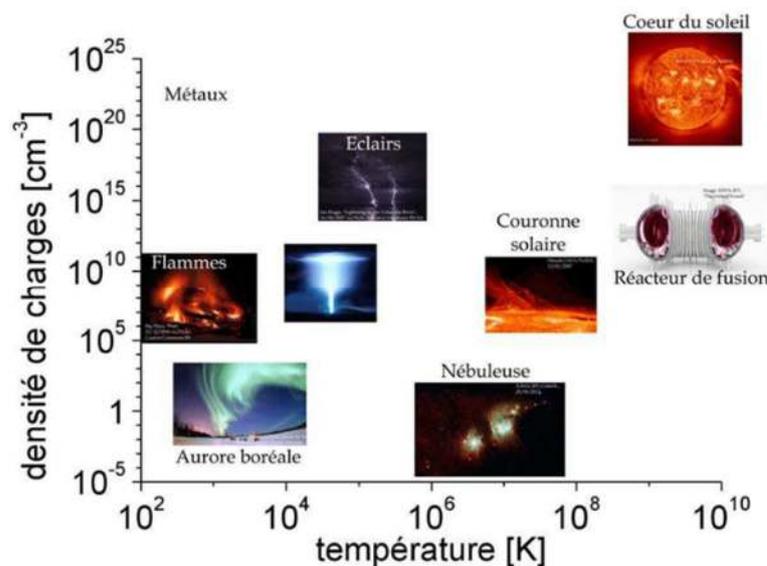
Dans les conditions usuelles, un milieu gazeux ne conduit pas l'électricité car à l'état initial c'est un milieu neutre. Lorsque ce milieu est soumis à un champ électrique faible, un gaz pur est

considéré comme un isolant électrique parfait, car il ne contient aucune particule chargée libre (électrons ou ions positifs). Mais des électrons libres et des ions positifs peuvent apparaître si on soumet le gaz à un champ électrique de forte intensité ou à des températures assez élevées, si on le bombarde de particules ou de faisceau laser de forte puissance ou s'il est soumis à un champ électromagnétique très intense (principe des dispositifs Tokamak).

Si l'énergie apportée est grande telle qu'elle réussisse à arracher des électrons aux atomes et aux molécules (ionisation importante), on observe alors une sorte de « soupe » d'électrons extrêmement actifs dans laquelle baignent des noyaux d'atomes [16].

### 1.1.3. Classification des plasmas

Un plasma est caractérisé par deux propriétés principales. Il contient des particules chargées mais est électriquement neutre, et le mouvement de ces particules est corrélé. Pour caractériser un plasma, il faut tenir compte du nombre d'espèces présentes et de leurs différents états de charge, puis étudier l'évolution de la densité, de la température et de la fonction de distribution dans l'espace et en vitesse. Le domaine d'étendu des températures et densités dans différents plasmas astrophysiques et de laboratoire est très large (voir figure 1.1). Les phénomènes de transport et les éventuelles séparations des charges électriques engendrent des champs électromagnétiques qui font que le milieu plasma soit un milieu compliqué mais intéressant à étudier. Les électrons libres jouent le rôle principal dans un plasma à cause de leur faible masse ce qui leur provoque des vitesses beaucoup plus supérieures que celles des particules lourdes.



**Figure 1.1 :** Classification de différents plasmas selon leur densité électronique (en cm<sup>-3</sup>) et leur température électronique (en Kelvin).

On distingue deux catégories de plasmas selon le degré d'ionisation du gaz à partir duquel est élaboré le plasma.

- a. **Les plasmas chauds** : appelés aussi plasmas thermiques, sont ceux rencontrés au cœur des étoiles ou générés par fusion de deutérium et de tritium, soit par confinement magnétique dans les tokamaks, soit par concentration de faisceaux laser. Les plasmas chauds sont à des températures de plusieurs millions de degrés et sont essentiellement constitués d'électrons et de noyaux atomiques. Dans ce cas; les électrons ayant la température  $T_e$  mais aussi les ions avec la température  $T_i$  sont assez énergétiques et donc réactifs et on a  $T_e \approx T_i$ .

Les plasmas chauds demandent plus d'énergie pour leur création, et les installations qui les produisent sont donc moins nombreuses car plus coûteuses et moins accessibles. Le savoir-faire qui s'est développé est essentiellement théorique, donc plus fondamental. Ce sont les étoiles (tel que le soleil), les supernovas et autres agglomérats de matière émettant un rayonnement au moins dans le visible qui ont été étudiés en premier.

- b. **Les plasmas froids** : désignés aussi par la terminologie plasmas non thermiques, ont des températures de plusieurs dizaines de milliers de Kelvin et sont essentiellement composés d'électrons et d'ions (une fois ou deux fois ionisés) et de particules neutres. La température des électrons est très supérieure à celle des ions  $T_e \geq T_i$ .

Les plasmas froids peuvent être étudiés en laboratoire, les scientifiques ont alors acquis un savoir-faire expérimental, actuellement largement appliqué dans les industries : dans les téléviseurs, gravures, dépôts DVD-CVD, tube à décharge (lampes, écrans, torche de découpe).

## I.2. Formation de raies

Une raie spectrale est une ligne sombre ou lumineuse dans un spectre électromagnétique autrement dit uniforme et continu. Les raies spectrales sont le résultat de l'interaction entre un système quantique (atomes, noyaux atomiques ou même molécules) et le rayonnement électromagnétique.

### I.2.1. Interaction électron-atome (ion) :

Dans un atome cible, chaque électron est lié au noyau avec une certaine énergie de liaison  $E_{L(e^-)}$ . L'électron incident possède une énergie cinétique  $E_c$ .

Lorsqu'un électron incident arrive sur un atome de la cible, la probabilité pour qu'il heurte un électron du cortège électronique n'est pas négligeable.

Si  $E_c \geq E_{L(e^-)}$ , un électron de la cible pourrait être expulsé du cortège électronique de l'atome-cible, celui-ci s'ionise. Dès lors, l'atome devient instable : un réarrangement électronique se produit en moins de  $10^{-16}$  s. On distingue deux cas :

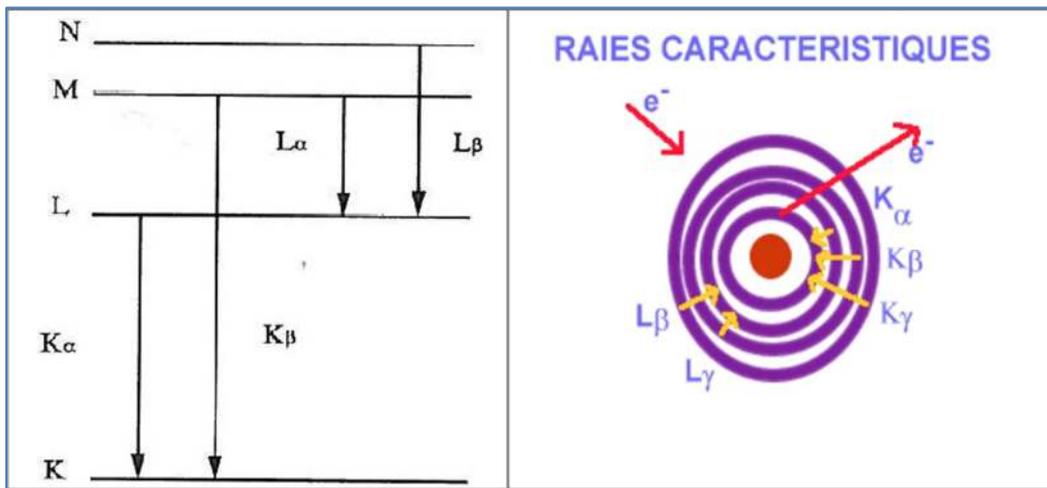
- S'il s'agit d'un électron périphérique très externe, son énergie de liaison est la plus faible du cortège électronique, et donc cet électron expulsé est remplacé par un électron libre de la matière, émettant un rayonnement faible, en tous cas pas dans le domaine des fréquences X.
- Si l'électron incident a une énergie cinétique assez forte, il pourra expulser un électron des niveaux internes de l'atome K ( $n=1$ ) ou L ( $n=2$ ) (énergies de liaison plus élevées), par exemple. Dès lors, l'atome devient instable, la lacune électronique en K ou L est comblée par un électron d'une couche  $n$  plus externe. Ceci conduit à l'émission d'un photon de fluorescence dont la fréquence  $\nu_{n \rightarrow K/L}$  correspond à la différence de niveaux énergétiques selon la relation de Planck-Einstein ( $h$  étant la constante de Planck) :

$$E_n - E_{K/L} = h \nu_{n \rightarrow K/L} \quad (1.1)$$

Les fréquences ainsi émises correspondent aux fréquences du rayonnement X. Les niveaux de départ et d'arrivée étant parfaitement définis (quantifiés), il en résulte que les rayonnements émis sont caractéristiques de l'atome cible. On parle alors de raies caractéristiques (voir figure 1.2).

De façon générale, les spectres des raies, en émission ou absorption, sont caractéristiques des atomes qui les produisent.

Dans la figure, ci-dessous, l'indice K spécifie la couche d'arrivée. L'indice  $\alpha, \beta, \dots$  indique si l'électron de remplacement vient de la couche immédiatement supérieure ou des couches suivantes.



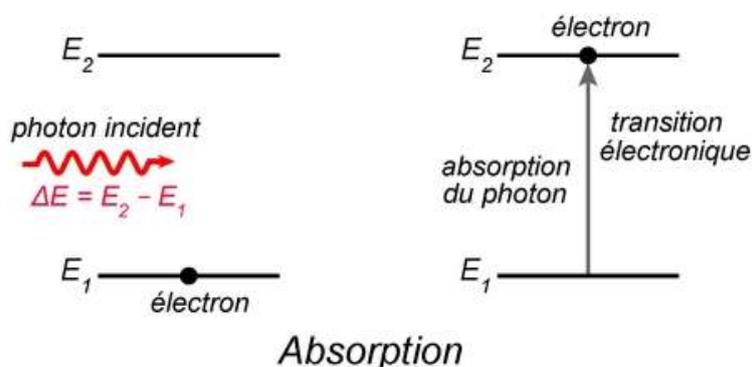
**Figure 1.2 : Formation des raies par transition électronique**

**1.2.2. Absorption et émission de la lumière**

L'énergie d'un atome peut changer via des transitions électroniques. Concrètement, cela concerne (au moins) un de ses électrons qui effectue une transition d'un état d'énergie à un autre. Dans le cadre d'une interaction lumière / matière, ces transitions font intervenir des particules lumineuses, les photons. On distingue deux cas d'interaction :

❖ **Absorption :**

Un électron est dans un état d'énergie  $E_1$ . Si un photon lui apporte exactement l'énergie  $\Delta E = E_2 - E_1 = h \nu_{1 \rightarrow 2}$  correspondant à la différence d'énergie avec un état d'énergie  $E_2$ , alors le photon est absorbé par l'atome, et l'électron effectue une transition  $E_1 \rightarrow E_2$ . La transition ne peut se faire « qu'en un coup », c'est à dire qu'avec un seul photon en même temps.



**Figure 1.3 : Absorption de la lumière**

Si l'énergie du photon est suffisante, il peut ioniser l'atome, en amenant l'électron dans le continuum des états non liés. Une part de l'énergie du photon sert ainsi à ioniser l'atome, l'énergie restante est emportée par l'électron sous forme d'énergie cinétique.

❖ **Emission :**

L'émission atomique consiste à exciter un ou plusieurs électrons, pour que ceux-ci passent à un niveau d'énergie supérieur. Une fois l'électron excité, il retombera plus tard à un niveau d'énergie initial ou inférieur. Cette retombée du niveau d'énergie a pour conséquences d'émettre un photon et donc d'émettre de la lumière [17].

### I.3. Emission spontanée et émission stimulée (induite)

Un atome est capable d'émettre ce qu'il absorbe, en quelque sorte. Pour cela on a deux types d'émission soit spontanée ou stimulée.

- ❖ **Émission spontanée :** Désigne le phénomène par lequel un système quantique placé dans un état excité retombe nécessairement dans un état de plus basse énergie, par émission d'un photon.

Considérons, par exemple, un atome d'hydrogène dont l'électron se trouve dans un état excité  $E_2$ . Naturellement, l'atome ne peut pas occuper un niveau excité pour une longue durée, donc au bout d'un certain temps (très court), cet électron peut passer spontanément à l'état d'énergie inférieur  $E_1$  et ceci s'accompagne avec l'émission d'un photon d'énergie :  $E_2 - E_1 = h \nu_{2 \rightarrow 1}$ . Ce photon est émis dans une direction quelconque, c.-à-d., la direction et la phase du photon **émis sont aléatoires**.

Si l'on note  $n_1$  la population atomique dans l'état 1 d'énergie  $E_1$ , alors l'évolution de la population de l'état 2 d'énergie  $E_2$  est décrite par l'équation :

$$\frac{dn_2}{dt} = -A_{21} n_2 \quad (1.2)$$

où le signe (−) traduit la diminution de la population de l'état 2 par émission spontanée. Ce procédé a également pour effet d'augmenter (signe +) la population de l'état 1 qui sera décrite par :

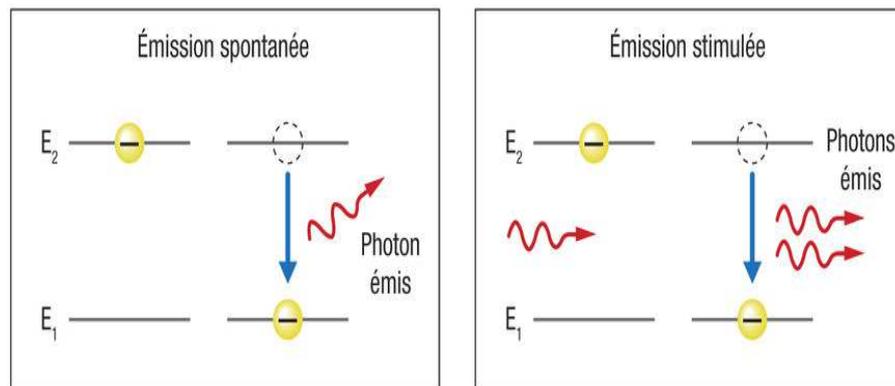
$$\frac{dn_1}{dt} = +A_{21} n_2 \quad (1.3)$$

Dans les équations (1.2) et (1.3),  $A_{21}$  est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée du niveau 2 vers le niveau 1.

- ❖ **Émission stimulée** : Processus de désexcitation d'un électron favorisé en illuminant l'atome d'une lumière ayant une longueur d'onde correspondant à l'énergie de transition entre les deux états électroniques.

Si maintenant un photon ayant l'énergie  $h \nu_{2 \rightarrow 1} = E_2 - E_1$  rencontre l'atome ou l'ion dans l'état excité  $E_2$ ; l'interaction entre ce photon et l'atome ou l'ion provoque la désexcitation de l'électron vers l'état d'énergie inférieure  $E_1$  et l'émission d'un photon de même énergie  $E_2 - E_1$  dans la même direction que le photon incident et en phase avec lui (voir figure 1.4).

Donc, avec le processus d'émission stimulé (ou induite), nous obtenons deux photons identiques autrement dit à une amplification du rayonnement [18].



**Figure 1.4 :** Émission spontanée et émission stimulée

### I.4. Type de transition et règles de sélection

En accord avec les postulats de Bohr, un atome ou un ion subissant une transition d'un état stationnaire supérieur d'énergie  $E_2$  vers un état inférieur d'énergie  $E_1$  émet un photon. La conservation de l'énergie implique que ce rayonnement a pour énergie  $h\nu = E_2 - E_1$ .

Les propriétés de la radiation émise tel que son intensité, sa multiplicité et sa polarisation sont définies par des règles appelées « règles de sélection » reliant les nombres quantiques caractérisant les états associés à chacun des niveaux impliquant la transition.

Les règles de sélection sont formulées à partir des principes de base de la mécanique quantique, elles décrivent un changement dans les nombres quantiques de l'atome ou l'ion et reflétant les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique du système total « atome+photon ».

Un électron lié qui effectue une transition est souvent appelé « électron optique », il peut appartenir aux couches internes ou externes de l'atome.

Des règles de sélection exactes et approximatives peuvent être obtenues. Les règles exactes résultent des lois de conservation et des propriétés des parties angulaires des opérateurs décrivant les éléments de matrice pour les interactions électrique et magnétique. Les règles de sélection exactes sont indépendantes des schémas de couplage des moments angulaires et relient les nombres quantiques : la parité, le moment angulaire total  $J$  et sa projection  $M$ .

Les règles de sélection reflétant un changement du moment angulaire total  $\Delta J$ , sa projection  $\Delta M$  et la parité  $\Delta P$  se résument par :

$$\Delta J = 0, \pm 1, \dots, \pm K \quad J + J' \geq K$$

$$\Delta M = 0, \pm 1, \dots, \pm K$$

$$\Delta P = \begin{cases} (-1)^K & \text{pour les transitions de type électrique } E_K \\ (-1)^{K+1} & \text{pour les transitions de type magnétique } M_K \end{cases}$$

où  $K$  est la multiplicité de la transition. Pour les transitions dipolaires, on a  $K=1$  et  $K=2$  pour les transitions quadrupolaires, et ainsi de suite. Les règles données, ci-dessus, traduisent la conservation du moment angulaire total du système « atome+photon » :  $J = J' + K$ .

Si nous considérons les transitions radiatives dipolaires électriques  $E_1$ , d'après ces règles de sélection, nous remarquons que ce type de transition ne se produit qu'entre états de parités opposées. Les transitions dipolaires magnétiques  $M_1$  se produisent entre états de même parité.

## **Chapitre II : Processus de Formation des Raies X**

## II.1. Introduction

Nos connaissances des objets cosmiques présents dans l'univers sont principalement obtenues à partir des mesures des spectres d'émission de ces objets.

A la fin du 20<sup>ème</sup> siècle, des milliers d'objets émettant des raies X ont été détectés à travers l'univers. Dans le domaine des raies X, les radiations les plus intenses proviennent des étoiles binaires, des noyaux galactiques et des objets interstellaires. Les raies X émergeant des plasmas chauds présents dans l'univers ou ceux produits en laboratoire sont dues essentiellement à des ions fortement chargés présents reflétant l'existence de phénomènes énergétiques.

En effet, les plasmas présents dans l'univers ou ceux produits en laboratoires sont caractérisés par deux propriétés principales. Ils contiennent des particules chargées (électrons, ions positifs et négatifs) mais sont électriquement neutres et le mouvement des particules présents est corrélé. Du fait de la présence de forces coulombiennes de longue portée, toutes les particules chargées dans un plasma interagissent simultanément les unes avec les autres, via des collisions atomiques dont les plus importantes sont entre électrons, atomes et ions. En effet, les électrons libres jouent un rôle majeur dans un plasma du fait que la masse des électrons est  $\approx 2000$  fois plus faible que celle des ions (le rapport entre la masse de l'électron et celle du proton vaut exactement 1836), et donc sont dotés de vitesses beaucoup plus supérieures que celles des particules lourdes. Par conséquent, les collisions entre électrons et particules massives sont les plus efficaces dans un large domaine de température. Les collisions entre les ions jouent un rôle négligeable à cause de la forte répulsion coulombienne.

Les ions et les atomes ont une structure atomique et donc peuvent être excités vers des états électroniques supérieurs ou ionisés, déclinés vers des états inférieurs émettant des photons. Tous ces processus élémentaires incluant l'excitation, l'ionisation et la recombinaison ainsi que les processus radiatifs déterminent les macro-paramètres d'un plasma tel que sa température, densité, degré d'ionisation et son spectre d'émission. Les collisions les plus efficaces sont celles entre électrons et ions ou atomes et peuvent être divisées en deux groupes : processus radiatifs associés à l'interaction entre atomes, ions et photons et processus collisionnels décrivant les collisions entre électrons, atomes et ions.

## II.2. Processus atomiques décrivant l'évolution d'un plasma

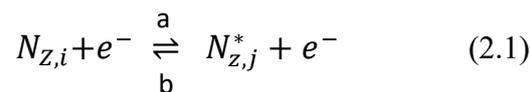
Cette partie énumère les processus importants intervenants dans le bilan détaillé du peuplement/dépeuplement des niveaux atomiques ou ioniques. Ces processus ayant une origine collisionnelle et/ou radiative sont responsables du changement de l'état d'un ion considéré. Chaque processus, décrit ci-dessous, est explicité avec le processus inverse correspondant.

### II.2.1. Processus collisionnels

Les processus collisionnels rassemblent toutes les collisions élastiques ou non, entre ions et électrons. Lors d'une collision élastique, seule l'énergie cinétique est échangée entre les particules, ces dernières ne subissant aucune modification de leur état. Ceci implique a fortiori un retour à un équilibre commun. Les collisions inélastiques, elles, éloignent la distribution de l'équilibre. On notera  $N_{Z,i}$  la densité de population de l'ion de charge  $Z$ , dans l'état quantique  $i$ , l'astérisque indique qu'il se trouve dans un état excité.

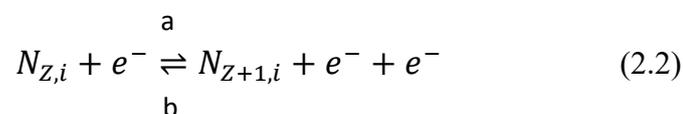
#### ➤ Excitation et désexcitation collisionnelle

Lors d'une collision entre un électron avec un ion de charge  $Z$ , ce dernier peut passer dans un état excité (a), ou encore peut se désexciter (b). Ces deux processus inverses l'un de l'autre se schématise comme :



#### ➤ Ionisation collisionnelle et recombinaison à trois corps

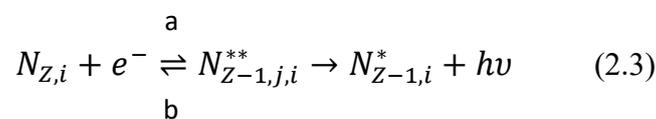
Dans ce processus de collision entre l'électron et l'ion de charge  $Z$ , un électron lié de cet ion est éjecté dans le continuum (a). Son processus inverse (b) étant la recombinaison à trois corps dans laquelle deux électrons incidents interagissent simultanément avec un ion. Un des électrons est capturé dans un état lié de l'ion et l'autre est diffusé.



Ce processus de recombinaison à trois corps est un mécanisme important dans la distribution de l'état de charge des ions dans les plasmas denses.

➤ **Recombinaison diélectronique et autoionisation**

La recombinaison diélectronique est un mode indirect de recombinaison qui se produit en deux étapes. Un électron incident est d'abord capturé dans un état autoionisant de l'ion, puis suivi par une stabilisation radiative de l'ion recombiné dans la 2<sup>ème</sup> étape :



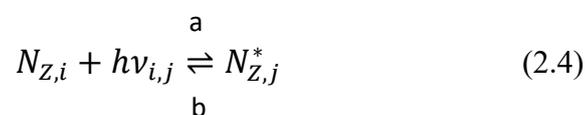
La première étape de la recombinaison diélectronique constitue un processus à double électron appelé capture diélectronique, à travers laquelle un électron libre est capturé et un autre électron lié de l'ion est simultanément excité formant ainsi un état doublement excité \*\*. Dans la 2<sup>ème</sup> étape, l'ion dans l'état doublement excité émet un photon en se désexcitant vers un état stable. On voit donc que la recombinaison diélectronique ne peut se produire que si l'ion possède au moins un électron lié. En d'autre terme, la recombinaison diélectronique ne peut pas se produire dans des ions nus.

Un processus compétitif à la recombinaison diélectronique pour le déclin de l'ion doublement excité se produit lorsqu'un des électrons tombe vers le niveau fondamental en transférant son énergie à l'autre électron qui est ainsi libéré par l'ion, c'est l'autoionisation (b).

### II.2.2. Processus radiatifs

Parmi les processus radiatifs les plus importants, nous citons :

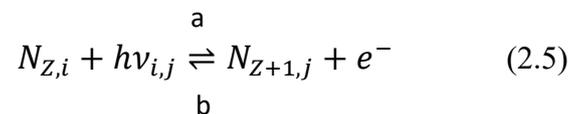
➤ **Emission spontanée et photo-excitation**



La photo-excitation (a) est un processus d'interaction avec le champ de rayonnement ou encore un processus de réabsorption, ce processus est généralement important pour les populations des niveaux dans les plasmas astrophysiques de faibles densités. Son processus inverse (b) est l'émission spontanée dans laquelle un ion se désexcite en émettant un photon d'énergie égale à celle de la transition.

Le coefficient d'émission spontanée, noté  $A_{i,j}$ , varie en  $Z^4$  lorsqu'il s'agit de transitions dipolaires électriques ce qui permet de déduire que les processus radiatifs domineront pour les ions lourds.

➤ **Recombinaison radiative et photoionisation**



La recombinaison radiative (RR) schématisée dans (b) est le processus dans lequel un électron libre incident est capturé dans un état lié d'un ion de charge (Z+1) pour donner un ion final de charge Z. Cette réaction est accompagnée avec l'émission simultanée d'un photon dit photon de recombinaison. La recombinaison radiative se produit préférentiellement vers les niveaux peu excités de l'ion et se propage sous forme de cascades radiatives. De plus, la vitesse des électrons libres n'étant pas quantifiée et pouvant prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et  $\infty$ , le rayonnement résultant se présentera sous forme d'un continuum.

Le processus inverse est la photoionisation (a) dans laquelle un rayonnement électromagnétique ionise un ion de charge Z. Ce processus n'est important que dans le cas des flux de photons très grands.

A noter que pour des plasmas contenant des ions de Z élevé, les processus de RR et de photoionisation représentent des mécanismes importants de conduction du rayonnement X vers l'intérieur de la cible.

### II.3. Modèles d'équilibre dans un plasma

Dans l'émission radiative d'un plasma, plusieurs processus atomiques entrent en jeu, parmi lesquels il y a l'ionisation, la recombinaison radiative, l'excitation ou la désexcitation collisionnelle directe, l'émission spontanée, etc. 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, et en particulier de la densité des électrons  $n_e$ . Ces modèles approximatifs se présentent dans le modèle d'équilibre thermodynamique local, le modèle coronal et le modèle collisionnel-radiatif [19].

#### II.3.1. Equilibre thermodynamique

Dans un plasma, les populations des différentes particules (électron, photon et ions) sont gouvernées pour l'ensemble des phénomènes microscopiques possibles.

Lorsque chacun de ces processus collisionnels ou radiatifs est exactement contrebalancé par son inverse, le détail de ces processus peut être remplacé par des lois statistiques simples reposant sur un très faible nombre de paramètres macroscopiques. Un tel état d'équilibre est dit complet (ETC). La température et la pression suffisent à le définir. Elles y sont uniformes, le rayonnement est isotrope et homogène. Les températures électronique, ionique et de rayonnement sont identiques.

Cette situation se rencontre dans des milieux contenus dans des parois totalement opaques au rayonnement (des corps noirs). Dans tout autre cas, les pertes radiatives ou de matière, la non stationnarité des populations, empêchent d'atteindre l'équilibre thermodynamique complet.

Une approche consiste à diviser le plasma en plusieurs régions au sein desquelles un équilibre thermodynamique est atteint. C'est le concept d'équilibre thermodynamique local (ETL). Ce modèle est applicable dans le cas d'un plasma dense et de faible température dans lequel les processus collisionnels sont dominants et s'équilibrent. Dans ce cas, le plasma peut être modélisé par les lois statistiques qui se résument par :

- **Loi de Boltzmann** qui donne les populations des niveaux excités. Pour un même état d'ionisation :

$$\frac{N_{Z,i}}{N_{Z,j}} = \frac{g_{Z,i}}{g_{Z,j}} \exp \left[ -\frac{(E_i - E_j)}{k_B T_e} \right] \quad (2.6)$$

où  $E_i$  et  $E_j$  sont les énergies des niveaux  $i$  et  $j$  ayant pour poids statistiques  $g_{Z,i}$  et  $g_{Z,j}$ , respectivement,  $T_e$  étant la température électronique et  $k_B$  est la constante de Boltzmann ( $k_B = 8.617.105$  eV/K).

- **Loi de Saha-Boltzmann** : donne la répartition des degrés d'ionisation des atomes. Elle s'exprime par le rapport :

$$\frac{N_{Z+1,i}}{N_{Z,j}} = \frac{2}{n_e} \frac{g_{Z+1,i}}{g_{Z,j}} \frac{(2\pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{I_Z}{k_B T_e}\right) \quad (2.7)$$

avec densité et masse électronique  $n_e$  et  $m_e$ , respectivement, et l'énergie d'ionisation  $I_Z$  de l'ion  $Z$ .

Dans ce modèle d'équilibre thermodynamique avec sa densité électronique assez élevée, les deux équations, ci-dessus, déterminent complètement les populations ioniques dans un plasma. Ces équations qui dépendent simplement de la température et de la densité électronique, sont indépendants des différents processus élémentaires de collision. Cependant, pour les plasmas ayant de faibles et moyennes densités électroniques, ces distributions ne sont plus valables. Dans ce cas, les populations des niveaux nécessitent la résolution d'équations cinétiques qui tiennent compte des processus de peuplement et dépeuplement.

Pour décrire un plasma dans un état hors-équilibre, nous avons besoin d'autres modèles.

### II.3.2. Modèle coronal (MC)

Ce modèle a été développé initialement lors de l'étude de la couronne solaire. Il est applicable à des plasmas stationnaires de faibles densités  $n_e \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et de températures électroniques élevées  $T_e \geq 10^6$  K : les couronnes stellaires, les nébuleuses planétaires, les plasmas produits en laboratoire par confinement magnétique (plasma de Tokamak), les sources d'ions EBIT. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire de tels plasmas (stellaires et intergalactiques par exemple) se résume à certains processus prépondérants : ionisation par choc d'électrons, recombinaison radiative et diélectronique, excitation par choc d'électrons, désexcitation par émission spontanée.

Dans ce modèle, on suppose que le plasma soit optiquement mince de sorte que les rayons X ne seront 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.

Quand la densité électronique est suffisamment faible, le temps moyen de collision entre atomes (ions) et électrons libres est très long par rapport à celui de la durée de vie des niveaux excités. Dans ce cas, les populations des niveaux excités sont très faibles par rapport à celles du niveau fondamental. Dans un plasma optiquement mince le rayonnement qui provient de l'intérieur échappe le plasma de sorte que chaque processus de collision ne peut être équilibré par son processus 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 désintègre par radiation spontanée et un atome ionisé se recombine par recombinaison radiative ou diélectronique.

### II.3.3. Modèle collisionnel-radiatif (CR)

Le modèle collisionnel-radiatif (CR) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles (ETL) et (MC). Il est applicable dans les plasmas moyennement denses, tels que les plasmas de la région de transition solaire et ceux qui sont produits aux laboratoires par irradiation laser, avec une densité électronique se situant dans la gamme ( $10^{12} \text{cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{22} \text{cm}^{-3}$ ). Donc, il s'agit du modèle le plus générale pour lequel le peuplement et le dépeuplement des niveaux est assuré par tous les processus collisionnels et radiatifs importants. Cependant des simplifications, notamment pour le cas des éléments lourds, doivent se faire car le calcul des taux de réaction des différents processus étant déjà un problème en soi pour les éléments légers.

En général, on considère un équilibre quasi-stationnaire. On suppose que les populations des niveaux excités s'ajustent instantanément par rapport aux populations des niveaux fondamentaux. Ces populations s'obtiennent en résolvant un système d'équations d'équilibre statistique. On peut formuler cette hypothèse si les populations varient lentement par rapport aux paramètres du plasma.

Ainsi, l'évolution temporelle de la population de chaque niveau de chaque ion est gouvernée par la somme des processus de peuplement et de dépeuplement à partir de ou vers les autres niveaux. On peut formuler ceci par l'équation :

$$\frac{dN_{Z,i}}{dt} = \left( \sum_{Z'j \neq i} C_{Z'j,Zi} N_{Z'j} \right) - \left( \sum_{Z'j \neq i} C_{Zi,Z'j} N_{Zi} \right) \quad (2.8)$$

où les  $C_{Z'j,Zi}$  sont les taux de transition du niveau  $j$  de l'ion  $Z'$  vers le niveau  $i$  de l'ion  $Z$ . A noter que dans l'équation (2.8) le signe (+) est relatif au peuplement tandis que le signe (-) indique le dépeuplement.

S'il y a état stationnaire du plasma, les peuplements et les dépeuplements s'équilibrent pour chaque état atomique  $i$ . On aura :

$$\frac{dN_{Z,i}}{dt} = 0 . \quad (2.9)$$

## II.3. Introduction de la notion de section efficace de collision

### II.3.1. Définition

En physique atomique, nucléaire ou physique des particules, la section efficace est une grandeur physique reliée à la probabilité d'interaction d'une particule pour une réaction donnée.

L'idée d'utiliser une surface pour exprimer une telle probabilité d'interaction remonte probablement à la découverte du noyau atomique et de sa petitesse par Ernest Rutherford en 1911 en bombardant une mince feuille d'or avec des rayons alpha, où il y a constat de peu de déviations de ces particules reflétant le fait que la surface utile de l'atome soit toute petite comme si la feuille d'or était composée essentiellement de vide.

Lors des expériences de collision, la mesure de la probabilité qu'une réaction se produise consiste à faire un grand nombre de mesures entre un grand nombre de particules incidentes et un grand nombre de noyaux cibles et de mesurer les particules diffusées par un détecteur. On s'intéresse à la moyenne des valeurs mesurées, la section efficace se définit comme le rapport entre le taux d'interaction et le flux incident.

### II.3.2. Signification physique de la section efficace

Le nombre de particules que l'on détecte est bien sûr proportionnel au nombre de particules incidentes et au nombre de noyaux cibles. La relation de proportionnalité s'exprime par l'intermédiaire d'un coefficient de proportionnalité  $\sigma$ .

La relation entre le taux d'interaction  $T$ , qui est le nombre de particules diffusées par unité de temps et la section efficace  $\sigma$  est alors :

$$T = \sigma \Phi N_{cible} = \sigma \Phi S_{cible} S \quad (2.10)$$

avec,  $\Phi$  le flux, c'est-à-dire, le nombre de particules incidentes par unité de surface et par unité de temps.  $N_{cible}$  est le nombre de particules cibles dans le volume  $V$  de la cible correspondant à la surface  $S$  couverte par le faisceau.  $S_{cible}$  est le nombre de particules par unité de surface : densité surfacique de particules.

❖ **Calcul du nombre de particules (cibles) par unité de volume,  $n_{cible}$ , ou par unité de surface,  $S_{cible}$ .**

Soit  $d$  l'épaisseur,  $\rho$  la masse volumique et  $A$  la masse atomique du milieu cible de masse  $M$ .

$N_A$  étant le nombre d'Avogadro et  $n_{mol}$  est le nombre de moles de la cible Le nombre de particules cible par unité de volume  $n_{cible}$  s'exprime par :

$$n_{cible} = \frac{N_{cible}}{V} = \frac{n_{mol} N_A}{V} = \frac{\left(\frac{M}{A} N_A\right)}{V} = \rho \frac{N_A}{A} \quad (2.11)$$

On peut aussi exprimer le nombre de particules dans la cible :

$$N_{cible} = n_{cible} V = n_{cible} \cdot S \cdot d = (\rho N_A/A) S \cdot d \quad (2.12)$$

et le nombre des particules cibles par unité de surface :

$$S_{cible} = \frac{N_{cible}}{S} = \frac{n_{cible} \cdot S \cdot d}{S} = n_{cible} \cdot d = (\rho \cdot d) N_A/A \quad (2.13)$$

Dans la discussion de l'interaction des particules projectiles avec la matière, on s'intéresse souvent à la probabilité  $P$  qu'une particule interagisse avec un milieu

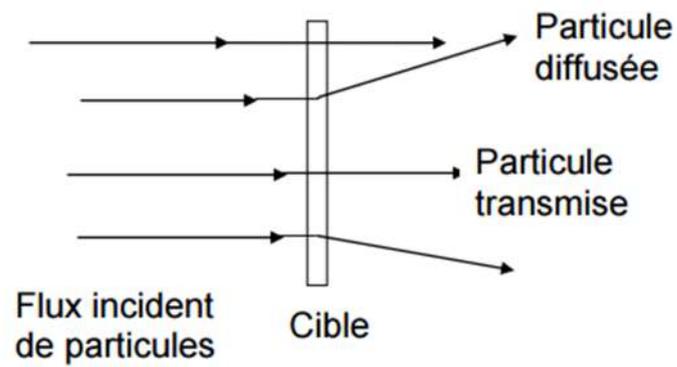
d'épaisseur donné. Celle-ci est donnée par le rapport entre le taux d'interaction  $T$  et le taux de particules incidentes  $\Phi S$  :

$$P = \frac{T}{\Phi S} = \sigma S_{cible} = \sigma N_A (\rho \cdot d) / A \quad (2.14)$$

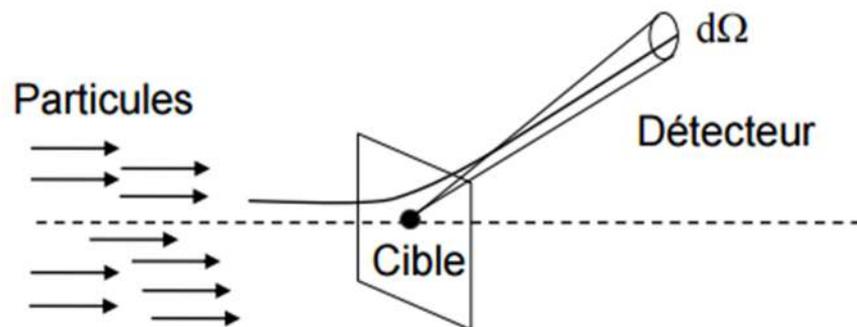
On voit que la probabilité d'interaction dépend directement de la quantité  $(\rho \cdot d)$  appelée la densité de masse surfacique, qui a comme unité de mesure le g/cm<sup>2</sup>. De plus, on voit apparaître l'unité de mesure de  $\sigma$  :  $P$  étant sans dimension,  $\sigma$  a donc la dimension d'une surface. On peut imaginer  $\sigma$  comme une surface géométrique : une particule qui frapperait la cible dans cette aire serait diffusée.

Les chocs et les collisions atomiques ont lieu sur des dimensions très faibles comparativement à la surface macroscopique du détecteur. Pour cela, on s'attend à des valeurs petites des sections efficaces. L'unité usuelle utilisée pour la section efficace d'un processus de collision est le barn (b) tel que :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2.$$



**Figure 2.1** : Schématisation d'un processus de collision.



**Figure 2.2** : Détection des particules dans la direction définie par l'angle solide  $d\Omega$ .

## ❖ Section efficace différentielle

Dans le cas le plus général, la section efficace de collision comprend les processus élastiques (particule diffusée, défléchie mais cible et particule gardant leur nature), inélastiques (la cible peut être dans un état excité) et d'absorption de la particule.

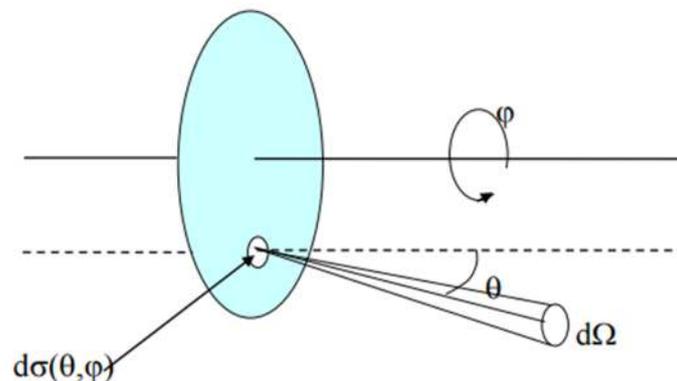
La distribution angulaire des particules diffusées peut apporter des informations sur l'interaction entre un faisceau de particules projectiles et un noyau cible. De plus, en général, les détecteurs ont une certaine granularité et donc sont capables de mesurer le nombre de particules diffusées dans une direction définie par les angles sphériques ( $\theta$ ,  $\varphi$ ) dans un angle solide élémentaire  $d\Omega$  (voir figure 2.3). On définit la section efficace différentielle la quantité  $\sigma(\theta, \varphi) = d\sigma/d\Omega$ .

Le nombre  $dn$  de particules qui frappent la surface  $ds$  du détecteur par unité de temps dans l'angle solide  $d\Omega$  est donnée par :

$$dn = \sigma(\theta, \varphi) \Phi d\Omega \quad (2.15)$$

La section efficace totale est obtenue par intégration de la section efficace différentielle sur toutes les directions ( $\theta, \varphi$ ) :

$$\sigma = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sigma(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi . \quad (2.16)$$



**Chapitre III : Propriétés d'émission à partir de  
n=2 vers le niveau fondamental n=1 des ions  
hydrogénoïdes**

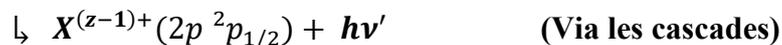
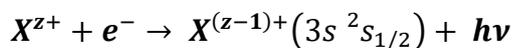
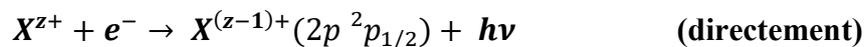
### III.1. Introduction

Quand des électrons et des ions sont confinés dans un plasma chaud de température électronique excédant  $10^6$  K, plusieurs processus peuvent se produire à travers essentiellement les interactions électron-ion qui sont les plus dominantes. L'importance relative de ces processus varie selon l'énergie de l'électron incident. En plus de la contribution majeure des processus collisionnels d'excitation et d'ionisation, les processus de recombinaison sont importants dans la population des états excités dans les plasmas de laboratoire ou d'astrophysique particulièrement les plasmas photoionisés. Ceux-ci constituent une part importante de source de rayonnement X et incluent quelques unes des sources les plus brillantes du ciel comme le milieu Warm Absorber (WA) [8].

Dans notre travail, on s'intéresse au processus de recombinaison radiative (RR) qui est bien connu pour intervenir préférentiellement à basse température et basse densité. Dans ce processus, un électron incident est capturé dans l'un des états ioniques liés d'un ion  $X^{z+}$  (X étant le symbole chimique de l'élément considéré et z la charge de l'ion), et s'accompagne de l'émission d'un photon (d'énergie  $h\nu$ ) qui emporte l'excès d'énergie :



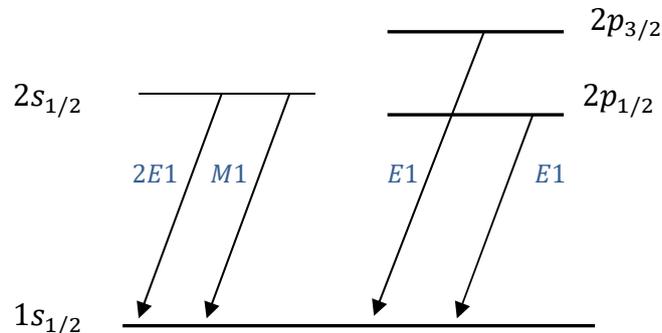
La recombinaison radiative correspond donc au processus inverse de la photoionisation. Ce processus peut contribuer au peuplement des niveaux excités. Par exemple, le niveau  $2p^2p_{1/2}$  d'un ion hydrogénoïde peut être peuplé par RR soit directement ou à travers des cascades radiatives :



### III.2. Spectre d'émission à partir de n=2 des ions hydrogénoïdes

Le spectre de rayonnement X associé aux transitions à partir des niveaux n=2 vers le niveau fondamental n=1 des ions hydrogénoïdes consiste en trois principales raies (voir figure 3.1), deux d'entre elles sont de type dipôle électrique, Lyman- $\alpha_1$  notée Ly- $\alpha_1$  associée

à la transition  $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  et Lyman- $\alpha_2$  notée Ly- $\alpha_2$  associée à la transition  $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ . La raie notée M1 de type dipôle magnétique correspond à la transition  $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ .



**Figure 3.1 : Différents modes de désexcitation radiative des niveaux  $n=2$  des ions hydrogénoïdes**

Les raies Ly- $\alpha_2$  et M1 ne sont pas polarisées car elles sont issues de transitions dont le niveau supérieur possède un moment angulaire total  $j_i=1/2$ , seule la raie Ly- $\alpha_1$  peut donc être polarisée.

Notons que la transition radiative  $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  peut se produire non seulement par transition dipolaire magnétique (M1) mais aussi par émission à deux photons (2E1) avec une probabilité égale dans le cas de l'ion  $\text{Fe}^{25+}$ , par exemple, à la valeur de  $2,49 \times 10^9 \text{s}^{-1}$  [20].

### III.3. Polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$

La polarisation se produit lorsque les composantes de radiation émises avec le vecteur du champ électrique parallèle et perpendiculaire au plan méridien, c'est-à-dire le plan formé par la direction du faisceau d'électrons et celle de détection de la radiation ont des intensités différentes  $I_{//}$  et  $I_{\perp}$ , respectivement. Le degré de polarisation linéaire  $P_l(\theta)$  de la radiation émise dans un angle  $\theta$  par rapport à la direction du faisceau incident est défini par le rapport :

$$P_l(\theta) = \frac{I_{//}(\theta) - I_{\perp}(\theta)}{I_{//}(\theta) + I_{\perp}(\theta)} \quad (3.1)$$

Pour la raie Ly- $\alpha_1$ , il a été démontré que le degré de polarisation linéaire s'exprime par [1] :

$$P_{Ly\alpha_1}(\theta) = \frac{3(N_{1/2} - N_{3/2}) \sin^2(\theta)}{3N_{3/2} (1 + \cos^2\theta) + N_{1/2} (5 - 3\cos^2\theta)} \quad (3.2)$$

où  $N_{1/2}$  et  $N_{3/2}$  sont les populations du niveau  $2p_{3/2}$  avec les nombres magnétiques  $m_j = 1/2$  et  $m_j = 3/2$ , respectivement.

Ce degré de polarisation atteint sa valeur maximale pour une observation s'opérant à une direction perpendiculaire à la direction des électrons. Donc pour  $\theta = 90^\circ$ , l'équation (3.2) devient :

$$P_{Ly\alpha_1}(\theta = 90^\circ) = \frac{3(N_{1/2} - N_{3/2})}{5N_{1/2} + 3N_{3/2}} \quad (3.3)$$

### III.4. Rapport des intensités des raies Lyman- $\alpha$

En plus de la polarisation linéaire du rayonnement émis lors de l'émission spontanée d'un état excité suite aux collisions avec un faisceau unidirectionnel d'électrons non polarisés, son intensité peut avoir une distribution angulaire anisotrope.

Pour la raie Ly- $\alpha_1$ , l'intensité notée  $I_{Ly\alpha_1}(\theta)$  émise dans une direction faisant un angle  $\theta$  par rapport à celle des électrons incidents est reliée à la polarisation de cette raie et à son intensité moyenne  $\langle I_{Ly\alpha_1} \rangle$  par :

$$I_{Ly\alpha_1}(\theta) = \langle I_{Ly\alpha_1} \rangle \frac{1 - P_{Ly\alpha_1} \cos^2\theta}{1 - P_{Ly\alpha_1}/3} \quad (3.4)$$

La raie Ly- $\alpha_2$  n'est pas polarisée et donc a une distribution angulaire isotrope, c'est-à-dire,  $I_{Ly\alpha_2}(\theta) = I_{Ly\alpha_2}$ . Par ailleurs, d'après l'analyse expérimentale des spectres d'émission des ions hydrogénoïdes, les raies Ly- $\alpha_2$  et M1 sont superposées. Pour l'ion Fe<sup>25+</sup>, par exemple, ces raies sont séparées seulement de 0,14 mA [21]. Ceci étant, pour une observation s'opérant suivant la direction perpendiculaire à celle des électrons incidents, le rapport d'intensité de la raie Ly- $\alpha_1$  et des raies combinées Ly- $\alpha_2$ (+M) est :

$$\frac{I_{Ly\alpha_1}(90^\circ)}{I_{Ly\alpha_2(+M1)}} = \frac{\langle I_{Ly\alpha_1} \rangle}{I_{Ly\alpha_2(+M1)}} \frac{3}{3 - P_{Ly\alpha_1}} \quad (3.5)$$

Dans le cas d'un milieu émetteur qui est optiquement mince, c'est-à-dire que tout photon émis quitte le milieu, l'intensité moyenne  $I_{if}$  d'une raie émise par un ion lors d'une transition à partir d'un niveau initial  $i$  vers un niveau final  $f$  s'exprime par :

$$\langle I_{if} \rangle = N_i A_{if} \hbar \omega_{if} \quad (3.6)$$

où  $A_{if}$  est la probabilité de la transition radiative  $i \rightarrow f$ ,  $N_i$  est la population des ions dans l'état initial supérieur  $i$  et  $\omega_{if} = (E_i - E_f) / \hbar$  est la fréquence de la transition.

### III.5. Population des sous-niveaux magnétiques

Le calcul de la polarisation linéaire (3.3) ainsi que le rapport des intensités des raies  $Ly - \alpha$  (3.5) nécessite la connaissance des populations théoriques des sous niveaux magnétiques des niveaux excités de l'ion hydrogénoïde recombinaison, en particulier celles du niveau  $n=2$ .

Nous avons calculé ces populations dans le modèle collisionnel-radiatif. Le principal processus de peuplement des niveaux excités est la recombinaison radiative qui peut se faire soit directement soit indirectement via des cascades radiatives venant des niveaux supérieurs eux-mêmes peuplés par recombinaison radiative. Ceci étant, nous pouvons alors écrire les populations des niveaux excités  $2p$  comme suit :

$$N(2p_{3/2} m_i) A(2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}) = n_e N_{Nu} \sigma^{RR}(2p_{3/2} m_i) \quad (3.7)$$

$$N(2p_{1/2}) A(2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}) = n_e N_{Nu} \sigma^{RR}(2p_{1/2}),$$

et l'équation qui régit la population du niveau  $2s$  :

$$N(2s_{1/2}) (A(M1) + A(2E1)) = n_e N_{Nu} \sigma^{RR}(2s_{1/2}) \quad (3.8)$$

Dans ces équations,  $A$  représente la probabilité de transition radiative,  $n_e$  est la densité électronique du faisceau incident,  $N_{Nu}$  étant la densité des ions initialement nus et  $\sigma^{RR}$  représente la section efficace partielle de recombinaison radiative (RR). Ajoutons aussi le fait

que dans les équations (3.7) et (3.8) les termes à droite de l'égalité correspondent au peuplement (augmentation de population) par RR et ceux à gauche de l'égalité expriment le dépeuplement (diminution de population) par transition radiative spontanée.

Dans le but d'étudier l'effet des cascades radiatives des niveaux supérieurs, nous avons considéré deux cas. Dans le cas direct, on exprime le degré de polarisation linéaire (3.3) ainsi que le rapport des intensités (3.5) en fonction des sections efficaces directes de RR. Le cas indirect, dans lequel nous avons tenu compte de l'effet des cascades venant des niveaux supérieurs  $n \geq 3$ , les différentes populations sont données par les sections efficaces appelés effectives. Celles-ci s'expriment, par exemple, dans le cas des états  $2p_{3/2}$  comme :

$$\sigma_{eff}^{RR}(2p_{3/2}m_i) = \sigma(2p_{3/2}m_i) + (\sum_{n=3}^{n_{max}=6} \sum_{lj} B(nlj \rightarrow 2p_{3/2}) \times \sum_{mj} \langle 3/2 \ m_i \ 1(mj - m_i) | jmj \rangle^2 \sigma_{eff}^{RR}(nljmj)) \quad (3.9)$$

Dans l'équation, ci-dessus, la notation  $\langle \quad | \quad \rangle$  désigne le coefficient de Clebsh – Gordan et  $B(nlj \rightarrow 2p_{3/2})$  représente le rapport de branchement pour la transition radiative du niveau cascasant  $nlj$  ( $n \geq 3$ ) vers le niveau  $2p_{3/2}$  défini par :

$$B(nlj \rightarrow 2p_{3/2}) = \frac{A(nlj \rightarrow 2p_{3/2})}{\sum_{n_k l_k j_k} A(nlj \rightarrow n_k l_k j_k)} \quad (3.10)$$

En examinant l'équation (3.9), il apparait que le premier terme à droite de l'égalité correspond aux sections efficaces directes et le second terme donne la contribution des cascades radiatives.

En utilisant la première équation du système (3.7), le degré de polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$  s'exprime par :

$$P_{Ly\alpha_1} = \frac{3 \left[ \sigma_{2p_{3/2} 1/2}^{RR} - \sigma_{2p_{3/2} 3/2}^{RR} \right]}{5 \sigma_{2p_{3/2} 1/2}^{RR} + 3 \sigma_{2p_{3/2} 3/2}^{RR}} \quad (3.11)$$

A l'aide des équations du système (3.7), (3.8) et de la définition (3.6), nous pouvons exprimer aussi le rapport de l'intensité moyenne de la raie Ly- $\alpha_1$  sur l'intensité (isotrope) de la raie combinée Ly- $\alpha_2$ (+M1) comme :

$$\frac{\langle I_{Ly\alpha_1} \rangle}{I_{Ly\alpha_2(+M1)}} = \frac{\sigma^{RR(2p_{3/2})}}{\sigma^{RR(2p_{1/2})+B(M1)} \sigma^{RR(2s_{1/2})}} \quad (3.12)$$

$$\text{avec :} \quad B(M1) = \frac{A(M1)}{A(M1)+A(2E1)} \quad (3.13)$$

qui représente le rapport de branchement du déclin  $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  par transition  $M1$ .

## III.6. Sections efficaces de recombinaison radiative

### III.6.1. Traitement relativiste exacte

Le calcul des sections efficaces partielles de recombinaison radiative utilisant un traitement relativiste exacte a été effectué dans [22]. Dans ce traitement, les fonctions d'onde qui décrivent aussi bien les électrons libres que ceux du continuum sont des fonctions d'onde relativistes exactes, c'est à dire, solutions de l'équation relativiste de Dirac. De plus, il y a inclusion de tous les multipôles dans l'interaction électron-photon.

Il a été démontré dans [22] que la section efficace partielle de RR dans un sous niveau magnétique hydrogénoïde de l'ion recombiné  $(n_f j_f m_f)$ , avec  $n_f$  le nombre quantique principal,  $j_f$  le moment cinétique total de projection le moment magnétique  $m_f$ , s'exprime par la relation :

$$\sigma^{RR}(n_f j_f m_f) = \frac{\alpha k}{4\beta^2 \gamma^2} (16\pi^3) \sum_{\lambda=\pm 1} \sum_{m_s=\pm \frac{1}{2}} \sum_{L=1}^{\infty} \sum_{M_L=-L}^{+L} \left| \sum_{\kappa} i^{-L} e^{i\Delta_{\kappa}} \sqrt{\frac{2L+1}{2j+1}} \times \right. \\ \left. \langle l 0 1/2 m_s | j m_s \rangle \langle j_f m_f L M_L | j m_s \rangle \langle \varepsilon j || \alpha \cdot \mathbf{A}_L^{\lambda} || n_f j_f \rangle \right|^2 \quad (3.14)$$

dans laquelle le système d'unités relativistes  $\hbar = m_e = c = 1$  est utilisé.

Dans la relation (3.14), les quantités présentes ont les significations suivantes :

$\alpha$  : la constante de structure fine,

$k$  : Vecteur d'onde du photon de recombinaison,

$\beta = \frac{v}{c}$  et  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  avec  $v$  la vitesse de l'électron incident ayant pour énergie  $\varepsilon$ , et  $c$  est la vitesse de la lumière,

$\Delta_k$ : Déphasage coulombien induit par le noyau et les électrons de l'ion.

Les sommations qui apparaissent dans l'équation (3.14) portent sur :

- $\lambda = \pm 1$  : les valeurs possibles de la polarisation du photon,
- $m_s = \pm \frac{1}{2}$  : les valeurs possibles de la projection du spin de l'électron incident,
- $L, M_L$  : toutes les valeurs possibles du moment angulaire total du photon  $L$  et sur sa projection  $M_L$ ,
- $\kappa$  : toutes les valeurs possibles du nombre quantique de Dirac, tel que,  $\kappa = \pm \left(j + \frac{1}{2}\right)$  pour  $l = j \pm \frac{1}{2}$ , avec  $l$  le moment angulaire orbital de l'électron et  $j=l+s$  son moment angulaire total.

La quantité  $\langle \varepsilon j || \alpha \cdot \mathbf{A}_L^\lambda || n_f j_f \rangle$  représente l'élément de matrice réduit relatif à la transition de l'électron de l'état libre à l'état lié. Ce dernier se décompose en deux éléments de matrice réduits associés aux multipôles magnétique ( $\mathbf{m}$ ) et électrique ( $\mathbf{e}$ ) selon :

$$\langle \varepsilon j || \alpha \cdot \mathbf{A}_L^\lambda || n_f j_f \rangle = \langle \varepsilon j || \alpha \cdot \mathbf{A}_L(\mathbf{m}) || n_f j_f \rangle + i\lambda \langle \varepsilon j || \alpha \cdot \mathbf{A}_L(\mathbf{e}) || n_f j_f \rangle. \quad (3.15)$$

Pour plus de détail, la démonstration complète de l'équation (3.14) ainsi que l'évaluation des éléments de matrice réduits présents dans (3.15) peuvent être trouvées dans [22].

### III.6.2. Traitement relativiste dipolaire électrique

Afin d'étudier l'effet des multipôles supérieurs dans l'interaction décrite par l'élément (3.15), nous nous plaçons dans l'approximation dipolaire électrique dans laquelle on va se limiter au terme électrique  $\langle \varepsilon j || \alpha \cdot \mathbf{A}_L(\mathbf{e}) || n_f j_f \rangle$  avec  $L=1$ .

Notons que l'approximation dipolaire électrique consiste à négliger les termes supérieurs dans le développement de Taylor du terme  $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  qui apparaît dans l'opérateur d'interaction électron (de vecteur position  $\mathbf{r}$ )-photon (de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ).

Dans la théorie relativiste de Dirac, l'opérateur qui décrit l'interaction d'un électron avec le champ d'un photon s'exprime par :

$$\hat{R}_\lambda(\mathbf{k}) = \boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{u}}_\lambda e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (3.16)$$

avec  $\boldsymbol{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$  est le vecteur de Dirac de l'électron. Le développement de Taylor du terme exponentiel dans (3.16) est :

$$e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} = 1 + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \frac{1}{2}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})^2 + \dots \quad (3.17)$$

L'approximation dipolaire électrique consiste à ne retenir que le premier terme du développement (3.17) : l'unité. Ceci est valable lorsque la quantité  $k r$  présente dans l'exponentiel est petite.

## Chapitre IV : Résultats et Discussions

Dans ce travail, nous avons calculé le degré de polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$  ainsi que le rapport des intensités des raies Ly- $\alpha_1$  et Ly- $\alpha_2$  (+M1) pour différents ions appartenant à la séquence isoélectronique de l'hydrogène. Parmi ces ions, on cite les ions hydrogénoïdes  $\text{Ne}^{9+}$ ,  $\text{Fe}^{25+}$ ,  $\text{Mo}^{41+}$  et  $\text{Xe}^{53+}$ . Plusieurs valeurs de l'énergie de l'électron incident allant de 0.01 à 10 fois l'énergie de liaison de l'état fondamental  $1s_{1/2}$  ont été considérées. Pour cela, on a besoin des populations des différents sous-niveaux magnétiques des états  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$  et  $2s_{1/2}$  des différents ions cités ci-dessus qui interviennent dans les équations de populations (3.7) et (3.8).

Nous avons considéré la recombinaison radiative (RR) comme seul processus de peuplement des niveaux excités.

### IV.1. Données atomiques

On s'intéresse à étudier l'effet des multipôles supérieurs sur les propriétés d'émission des raies Lyman –  $\alpha$ , et nous évaluons aussi dans ce chapitre l'effet des transitions radiatives supérieures (cascades radiatives) dans la population des sous niveaux magnétiques. Nous donnons dans les tableaux, ci-dessous, les données de base permettant de calculer les sections efficaces partielles effectives dans lesquelles la contribution des cascades radiatives est incluse.

Dans le tableau 1, nous donnons les valeurs numériques relativistes de l'énergie de liaison  $E_{1s_{1/2}}$  de l'état fondamental  $1s_{1/2}$  des ions considérés obtenues par le code FAC.

**Tableau 1.** Energies (en keV) de liaison de l'état fondamental  $1s_{1/2}$  pour quatre ions hydrogénoïdes, obtenues dans le cadre d'un traitement relativiste.

Ion	$E_{1s_{1/2}}$
$\text{Ne}^{9+}$	1.362
$\text{Fe}^{25+}$	9.278
$\text{Mo}^{41+}$	24.572
$\text{Xe}^{53+}$	41.299

Dans le tableau 2, nous listons les valeurs des énergies des différents niveaux des ions  $\text{Ne}^{9+}$  et  $\text{Fe}^{25+}$  (par exemple) ayant le nombre quantique principal  $1 \leq n \leq 6$ .

Le tableau 3 fournit les valeurs des probabilités de transition radiative à partir des différents niveaux  $n=6$  pour l'ion  $\text{Xe}^{53+}$  (par exemple).

Nous avons pu donner ces différentes données atomiques en utilisant le code FAC (flexible atomic code), développé par Gu. Ce code entièrement relativiste est largement utilisé par la communauté des scientifiques travaillant dans le domaine de la physique atomique et des plasmas et a l'avantage d'être disponible dans le web sans restrictions explicites d'utilisation. Les détails des techniques numériques mises en œuvre dans FAC peuvent être trouvés dans [23]. Il est, cependant, intéressant de mentionner que les fonctions d'onde décrivant les orbitales électroniques sont solutions de l'équation relativiste de Dirac, en particulier, elles sont exactes dans le cas des ions hydrogénoïdes.

**Tableau 2.1.** Energies (en keV) des différents niveaux de l'ion  $\text{Ne}^{9+}$  ayant un nombre quantique principal jusqu'à  $n=6$ .

Numéro	Niveau	Energie	Numéro	Niveau	Energie
0	$1s_{1/2}$	0.000	18	$5d_{3/2}$	1.308
1	$2p_{1/2}$	1.021	19	$5p_{3/2}$	1.308
2	$2s_{1/2}$	1.021	20	$5d_{5/2}$	1.308
3	$2p_{3/2}$	1.022	21	$5f_{5/2}$	1.308
4	$3p_{1/2}$	1.211	22	$5f_{7/2}$	1.308
5	$3s_{1/2}$	1.211	23	$5g_{7/2}$	1.308
6	$3d_{3/2}$	1.211	24	$5g_{9/2}$	1.308
7	$3p_{3/2}$	1.211	25	$6s_{1/2}$	1.324
8	$3d_{5/2}$	1.211	26	$6p_{1/2}$	1.324
9	$4p_{1/2}$	1.277	27	$6p_{3/2}$	1.324
10	$4s_{1/2}$	1.277	28	$6d_{3/2}$	1.324
11	$4d_{3/2}$	1.277	29	$6d_{5/2}$	1.324
12	$4p_{3/2}$	1.277	30	$6f_{5/2}$	1.324
13	$4d_{5/2}$	1.277	31	$6f_{7/2}$	1.324
14	$4f_{5/2}$	1.277	32	$6g_{7/2}$	1.324
15	$4f_{7/2}$	1.277	33	$6g_{9/2}$	1.324
16	$5p_{1/2}$	1.308	34	$6h_{9/2}$	1.324
17	$5s_{1/2}$	1.308	35	$6h_{11/2}$	1.324

**Tableau 2.2.** Energies (en keV) des différents niveaux de l'ion  $\text{Fe}^{25+}$  ayant un nombre quantique principal jusqu'à  $n=6$ .

Numéro	Niveau	Energie	Numéro	Niveau	Energie
0	1s <sub>1/2</sub>	0.000	18	5d <sub>3/2</sub>	8.909
1	2p <sub>1/2</sub>	6.952	19	5p <sub>3/2</sub>	8.909
2	2s <sub>1/2</sub>	6.953	20	5d <sub>5/2</sub>	8.909
3	2p <sub>3/2</sub>	6.973	21	5f <sub>5/2</sub>	8.909
4	3p <sub>1/2</sub>	8.246	22	5f <sub>7/2</sub>	8.910
5	3s <sub>1/2</sub>	8.247	23	5g <sub>7/2</sub>	8.910
6	3d <sub>3/2</sub>	8.253	24	5g <sub>9/2</sub>	8.910
7	3p <sub>3/2</sub>	8.253	25	6s <sub>1/2</sub>	9.021
8	3d <sub>5/2</sub>	8.255	26	6p <sub>1/2</sub>	9.021
9	4p <sub>1/2</sub>	8.699	27	6p <sub>3/2</sub>	9.022
10	4s <sub>1/2</sub>	8.699	28	6d <sub>3/2</sub>	9.022
11	4d <sub>3/2</sub>	8.701	29	6d <sub>5/2</sub>	9.022
12	4p <sub>3/2</sub>	8.701	30	6f <sub>5/2</sub>	9.022
13	4d <sub>5/2</sub>	8.702	31	6f <sub>7/2</sub>	9.022
14	4f <sub>5/2</sub>	8.702	32	6g <sub>7/2</sub>	9.022
15	4f <sub>7/2</sub>	8.703	33	6g <sub>9/2</sub>	9.022
16	5p <sub>1/2</sub>	8.908	34	6h <sub>9/2</sub>	9.022
17	5s <sub>1/2</sub>	8.908	35	6h <sub>11/2</sub>	9.022

**Tableau 3.** Probabilités de transition radiative  $A$  (en  $s^{-1}$ ) à partir de chacun des niveaux  $nl$  avec  $2 \leq n \leq 6$  (désignés par leurs numéros selon les tableaux 2) vers les niveaux inférieurs dans l'ion  $Xe^{53+}$ . La notation  $x[y]$  veut dire  $x \times 10^y$ .

Transition	A ( $s^{-1}$ )	Transition	A ( $s^{-1}$ )
35→24	1.401[+13]	31→23	2.726[+09]
35→15	7.525[+10]	31→24	2.726[+12]
35→22	5.951[+09]	31→3	6.405[+11]
34→23	1.375[+13]	31→7	1.964[+09]
34→24	3.084[+11]	31→12	4.315[+09]
34→14	7.119[+10]	31→14	2.041[+08]
34→15	4.269[+09]	31→15	1.651[+09]
34→21	5.735[+09]	31→19	5.366[+09]
34→22	3.354[+08]	31→22	1.171[+09]
33→15	1.171[+13]	30→6	1.774[+13]
33→22	9.428[+12]	30→8	1.172[+12]
33→8	2.082[+11]	30→11	1.042[+13]
33→13	1.083[+09]	30→13	7.222[+11]
33→20	6.754[+09]	30→18	5.722[+12]
33→24	7.046[+08]	30→20	4.139[+11]
32→14	1.142[+13]	30→23	1.059[+11]
32→15	4.069[+11]	30→1	4.997[+11]
32→21	9.123[+12]	30→3	1.331[+11]
32→22	3.356[+11]	30→4	2.872[+08]
32→6	1.893[+11]	30→7	5.382[+08]
32→8	2.054[+10]	30→9	4.859[+09]
32→11	7.763[+08]	30→12	8.897[+08]
32→13	1.190[+08]	30→14	1.598[+09]
32→18	6.331[+09]	30→15	2.583[+08]
32→20	6.664[+08]	30→16	4.628[+09]
32→23	6.951[+08]	30→19	1.177[+09]
31→8	1.845[+13]	30→21	1.133[+09]
31→13	1.101[+13]	30→22	1.869[+08]
31→20	6.149[+12]	29→3	4.443[+13]

29→7	1.621[+13]	28→26	1.195[+09]
29→12	7.324[+12]	28→0	2.612[+12]
29→14	8.781[+09]	28→2	2.103[+10]
29→15	1.865[+11]	28→5	1.511[+10]
29→19	3.747[+12]	28→6	5.458[+09]
29→21	1.611[+10]	28→8	2.187[+09]
29→22	3.423[+11]	28→10	7.256[+09]
29→0	2.440[+12]	28→11	2.803[+09]
29→2	1.974[+10]	28→13	1.150[+09]
29→6	1.628[+09]	27→0	1.647[+14]
29→8	6.116[+09]	27→2	2.430[+13]
29→10	7.614[+09]	27→5	7.720[+12]
29→11	8.195[+08]	27→6	6.817[+10]
29→13	3.147[+09]	27→8	4.334[+11]
29→17	3.215[+09]	27→10	6.838[+11]
29→20	1.438[+09]	27→11	8.173[+10]
29→1	7.392[+08]	27→13	8.152[+11]
29→3	3.131[+09]	27→17	1.761[+12]
28→17	3.201[+09]	27→18	8.381[+10]
28→18	1.279[+09]	27→20	8.371[+11]
28→20	5.398[+08]	27→1	4.268[+10]
28→1	4.150[+13]	27→3	3.629[+10]
28→3	6.877[+12]	27→4	1.193[+10]
28→4	1.406[+13]	27→7	1.054[+10]
28→7	2.649[+12]	27→9	4.078[+09]
28→9	6.029[+12]	27→12	3.750[+09]
28→12	1.236[+12]	26→0	1.556[+14]
28→14	2.132[+11]	26→2	2.567[+13]
28→16	2.899[+12]	26→5	8.647[+12]
28→19	6.533[+11]	26→6	1.009[+12]
28→21	3.871[+11]	26→10	4.030[+12]

26→11	1.160[+12]	22→13	2.201[+13]
26→17	2.205[+12]	22→3	9.981[+11]
26→18	1.178[+12]	22→7	1.466[+09]
26→3	7.644[+10]	22→12	2.486[+10]
26→7	1.928[+10]	22→14	4.094[+08]
26→12	7.084[+09]	22→15	3.361[+09]
26→19	2.909[+09]	21→6	3.729[+13]
25→1	2.262[+12]	21→8	2.494[+12]
25→3	5.798[+12]	21→11	2.065[+13]
25→4	1.531[+12]	21→13	1.467[+12]
25→7	3.881[+12]	21→1	7.995[+11]
25→9	1.077[+12]	21→3	2.209[+11]
25→12	2.719[+12]	21→4	3.951[+09]
25→16	8.075[+11]	21→9	2.205[+10]
25→19	2.076[+12]	21→12	5.428[+09]
25→6	4.268[+09]	21→14	3.256[+09]
25→8	6.340[+09]	21→15	5.344[+08]
25→11	2.471[+09]	20→3	8.131[+13]
25→13	3.672[+09]	20→7	2.911[+13]
25→18	1.169[+09]	20→12	1.248[+13]
25→20	1.752[+09]	20→14	2.080[+10]
25→0	4.100[+10]	20→15	4.435[+11]
25→2	1.828[+08]	20→0	4.015[+12]
24→15	3.623[+13]	20→2	5.541[+10]
24→8	2.848[+11]	20→5	3.805[+10]
24→13	2.572[+10]	20→6	2.926[+09]
23→14	3.519[+13]	20→8	1.110[+10]
23→15	1.277[+12]	20→10	1.526[+10]
23→6	2.579[+11]	20→11	1.348[+09]
23→8	2.824[+10]	20→13	5.297[+09]
23→11	2.433[+10]	20→1	1.206[+09]
23→13	2.523[+09]	19→0	2.872[+14]
22→8	3.892[+13]	19→2	4.187[+13]
19→6	1.302[+11]	17→9	1.962[+12]

19→5	1.303[+13]	17→7	6.992[+12]
19→8	1.307[+12]	17→12	5.076[+12]
19→10	5.460[+12]	17→6	6.945[+09]
19→11	1.647[+11]	17→8	1.032[+10]
19→13	1.654[+12]	17→13	3.588[+09]
19→17	3.049[+09]	17→0	6.927[+10]
19→1	7.412[+10]	17→2	2.795[+08]
19→3	6.226[+10]	16→0	2.733[+14]
19→4	1.970[+10]	16→2	4.487[+13]
19→7	1.780[+10]	16→5	1.498[+13]
19→9	5.962[+09]	16→6	1.941[+12]
19→12	5.787[+09]	16→10	6.772[+12]
18→1	7.551[+13]	16→11	2.385[+12]
18→3	1.266[+13]	16→3	1.135[+11]
18→4	2.492[+13]	16→7	3.360[+10]
18→7	4.810[+12]	16→12	1.172[+10]
18→9	9.909[+12]	15→8	1.173[+14]
18→12	2.155[+12]	15→3	1.485[+12]
18→14	5.064[+11]	15→7	1.540[+11]
18→16	2.825[+9]	14→6	1.114[+14]
18→0	4.305[+12]	14→8	7.676[+12]
18→2	4.421[+10]	14→1	1.169[+12]
18→5	3.549[+10]	14→3	3.286[+12]
18→10	1.512[+10]	13→3	1.772[+14]
18→6	9.925[+09]	14→4	1.430[+11]
18→8	4.021[+09]	14→7	3.330[+10]
18→11	4.727[+09]	13→7	5.959[+13]
18→13	1.984[+09]	13→0	7.109[+12]
17→1	3.976[+12]	13→2	2.163[+11]
17→3	1.021[+13]	13→5	1.099[+11]
17→4	2.742[+12]	13→6	6.004[+09]

12→0	5.698[+14]	9→6	4.616[+12]
12→2	8.073[+13]	9→3	2.316[+11]
12→5	2.338[+13]	9→7	6.566[+10]
12→6	3.033[+11]	8→3	5.479[+14]
12→8	3.067[+12]	8→0	1.281[+13]
12→10	9.140[+09]	8→2	1.553[+12]
12→1	1.419[+11]	7→0	1.392[+15]
12→3	1.239[+11]	7→2	1.795[+14]
12→4	3.374[+10]	7→5	3.663[+10]
12→7	3.222[+10]	7→1	3.164[+11]
11→1	1.627[+14]	7→3	2.921[+11]
11→3	2.797[+13]	6→1	4.867[+14]
11→4	4.924[+13]	6→3	8.921[+13]
11→7	1.010[+13]	6→4	2.442[+10]
11→9	7.765[+09]	6→0	1.390[+13]
11→0	7.655[+12]	6→2	1.497[+12]
11→2	1.887[+11]	5→1	1.957[+13]
11→5	1.080[+11]	5→3	5.186[+13]
11→6	2.093[+10]	5→2	5.234[+08]
11→8	8.703[+09]	5→0	2.737[+11]
10→1	7.979[+12]	4→0	1.376[+15]
10→3	2.063[+13]	4→2	2.122[+14]
10→4	5.623[+12]	4→3	5.988[+11]
10→7	1.469[+13]	3→0	5.104[+15]
10→0	1.292[+10]	3→2	5.104[+11]
10→2	4.255[+08]	2→0	6.265[+11]
9→0	5.491[+14]	1→0	5.402[+15]
9→2	8.881[+13]		
9→5	2.858[+13]		

## IV.2. Résultats et interprétations

### IV.2.1. Sections efficaces effectives de RR

Dans les tableaux 4.1-4.4, nous présentons les valeurs des sections efficaces partielles de recombinaison radiative dans les différents sous niveaux magnétiques de l'état excité  $n=2$  des ions :  $\text{Ne}^{9+}$   $\text{Fe}^{25+}$   $\text{Mo}^{41+}$  et  $\text{Xe}^{53+}$ , et ceci pour des énergies électroniques réduites  $X = E_0/E_{1s}$  dans le domaine  $0.01 \leq X \leq 10$ .

Les premières lignes de chaque énergie donnent les sections efficaces directes obtenues dans le cadre d'un traitement relativiste exact [23]. Nous avons calculé les sections efficaces effectives, exprimées par l'équation (3.9), dans lesquelles la contribution des cascades radiatives de tous les 172 sous niveaux avec  $3 \leq n \leq 6$  est incluse, en utilisant notre programme python. La restriction aux sous niveaux magnétiques avec  $n \leq 6$  est justifiée du fait qu'il est bien connu que les sections efficaces directes de recombinaison radiative suivent une loi en  $n^{-3}$ .

L'examen de ces valeurs permet de remarquer que les cascades radiatives font augmenter les valeurs des sections efficaces partielles de recombinaison radiative. Cette augmentation est plus importante pour les niveaux  $2p_{1/2}$  et  $2p_{3/2}$  comparée au niveau  $2s_{1/2}$ , et ceci pour tous les ions considérés. De plus, Ces cascades radiatives affectent le sous niveau magnétique  $2p_{3/2} m_j=3/2$  plus que celui avec  $m_j=1/2$ . Ceci a pour conséquence la réduction de l'alignement (inégalité de population) du niveau  $2p_{3/2}$ , donc, on prévoit une diminution de la polarisation linéaire de la raie Ly- $\alpha_1$  dont le niveau supérieur est  $2p_{3/2}$ .

Quantitativement, l'ajout de la contribution des transitions supérieures fait augmenter la section efficace partielle du sous niveau magnétique  $2s_{1/2} m_j=1/2$  surtout pour les basses énergies réduites dont la contribution maximale est autour de 32% pour  $X = 0.01$  et pour tous les ions. Pour le sous niveau magnétique  $2p_{1/2} m_j=1/2$ , le maximum de cette contribution dépasse les 500% ! Pour  $X=10$  pour  $\text{Ne}^{9+}$  et le pourcentage maximum varie entre 500%! et 600% ! pour le sous niveau magnétique  $2p_{3/2} m_j=3/2$ .

**Tableau 4.1.** Sections efficaces partielles (en barns) pour la recombinaison radiative des ions nus  $\text{Ne}^{10+}$  dans les sous-niveaux magnétiques de l'état excité  $n = 2$  de  $\text{Ne}^{9+}$ , pour les énergies électroniques réduites  $X$  variant de 0.01 à 10. Les premières lignes désignent les sections efficaces directes (sans cascades) et les deuxièmes lignes désignent les sections efficaces effectives (avec cascades), les deux calculées dans la théorie relativiste exacte. Les troisièmes lignes donnent les sections efficaces effectives (avec cascades) obtenues dans l'approximation dipolaire relativiste. La notation  $x[y]$  veut dire  $x \times 10^y$ .

Etat excité	$X$					
	0.01	0.1	0.5	1	5	10
$2s_{1/2} m_j=1/2$	1.22[+3]	1.17[+2]	1.83[+1]	7.00	4.49[-1]	1.12[-1]
	1.60[+3]	1.41[+2]	2.00[+1]	7.43	4.59[-1]	1.14[-1]
	1.60[+3]	1.41[+2]	2.00[+1]	7.40	4.50[-1]	1.10[-1]
$2p_{1/2} m_j=1/2$	1.09[+3]	7.78[+1]	5.82	1.36	2.20[-2]	2.93[-3]
	2.71[+3]	1.40[+2]	9.48	2.49	8.66[-2]	1.84[-2]
	2.71[+3]	1.39[+2]	9.43	2.47	8.27[-2]	1.76[-2]
$2p_{3/2} m_j=1/2$	1.86[+3]	1.28[+2]	8.50	1.82	2.42[-2]	3.07[-3]
	4.36[+3]	2.15[+2]	1.27[+1]	3.01	8.79[-2]	1.88[-2]
	4.35[+3]	2.15[+2]	1.26[+1]	2.99	8.52[-2]	1.78[-2]
$2p_{3/2} m_j=3/2$	3.02[+2]	2.65[+1]	3.04	8.74[-1]	1.88[-2]	2.59[-3]
	1.05[+3]	6.32[+1]	6.23	1.95	8.21[-2]	1.82[-2]
	1.05[+3]	6.31[+1]	6.21	1.94	8.04[-2]	1.75[-2]

**Tableau 4.2** : Même légende que celle du tableau 4.1 mais pour l'ion  $\text{Fe}^{25+}$ .

Etat excité	X					
	0.01	0.1	0.5	1	5	10
$2s_{1/2} m_j=1/2$	1.22[+3]	1.17[+2]	1.82[+1]	6.97[+0]	4.37[-1]	1.07[-1]
	1.59[+3]	1.41[+2]	2.00[+1]	7.40[+0]	4.49[-1]	1.09[-1]
	1.59[+3]	1.41[+2]	1.98[+1]	7.22[+0]	3.90[-1]	8.27[-2]
$2p_{1/2} m_j=1/2$	1.11[+3]	8.02[+1]	6.14[+0]	1.47	2.69[-2]	4.03[-3]
	2.72[+3]	1.41[+2]	9.70[+0]	2.56	8.58[-2]	1.83[-2]
	2.71[+3]	1.40[+2]	9.43[+0]	2.44	7.22[-2]	1.33[-2]
$2p_{3/2} m_j=1/2$	1.86[+3]	1.29[+2]	8.59	1.86	2.76[-2]	4.03[-3]
	4.33[+3]	2.15[+2]	1.28[+1]	3.07	9.07[-2]	1.92[-2]
	4.31[+3]	2.13[+2]	1.24[+1]	2.91	7.46[-2]	1.37[-2]
$2p_{3/2} m_j=3/2$	2.94[+2]	2.58[+1]	2.98	8.60[-1]	1.88[-2]	2.66[-3]
	1.04[+3]	6.25[+1]	6.21	1.95	8.16[-2]	1.79[-2]
	1.03[+3]	6.16[+1]	6.07	1.89	7.13[-2]	1.37[-2]

**Tableau 4.3** : Même légende celle du tableau 4.1 mais pour l'ion Mo<sup>41+</sup>

Etat excité	X					
	0.01	0.1	0.5	1	5	10
2s <sub>1/2</sub> m <sub>j</sub> =1/2	1.20[+3]	1.16[+2]	1.81[+1]	6.88	4.23[-1]	1.02[-1]
	1.58[+3]	1.40[+2]	1.99[+1]	7.33	4.35[-1]	1.04[-1]
	1.58[+3]	1.40[+2]	1.94[+1]	6.90	3.05[-1]	5.31[-2]
2p <sub>1/2</sub> m <sub>j</sub> =1/2	1.16[+3]	8.49[+1]	6.77	1.67	3.70[-2]	6.01[-3]
	2.75[+3]	1.45[+2]	1.02[+1]	2.69	8.99[-2]	1.86[-2]
	2.71[+3]	1.41[+2]	9.48	2.40	5.82[-2]	8.86[-3]
2p <sub>3/2</sub> m <sub>j</sub> =1/2	1.86[+3]	1.29[+2]	8.71	1.93	3.43[-2]	6.20[-3]
	4.28[+3]	2.14[+2]	1.30[+1]	3.16	9.78[-2]	2.20[-2]
	4.23[+3]	2.09[+2]	1.20[+1]	2.77	6.07[-2]	9.65[-3]
2p <sub>3/2</sub> m <sub>j</sub> =3/2	2.79[+2]	2.43[+1]	2.84	8.32[-1]	1.91[-2]	2.92[-3]
	1.01[+3]	6.10[+1]	6.14	1.95	8.21[-2]	1.87[-2]
	9.90[+2]	5.87[+1]	5.79	1.79	5.78[-2]	9.26[-3]

**Tableau 4.4** : Même légende que celle du tableau 4.1 mais pour l'ion Xe<sup>53+</sup>.

Etat excité	X					
	0.01	0.1	0.5	1	5	10
2s <sub>1/2</sub> m <sub>j</sub> =1/2	1.19[+3]	1.14[+2]	1.79[+1]	6.80	4.15[-1]	9.92[-2]
	1.57[+3]	1.39[+2]	1.98[+1]	7.28	4.28[-1]	1.02[-1]
	1.56[+3]	1.39[+2]	1.89[+1]	6.58	2.44[-1]	3.89[-2]
2p <sub>1/2</sub> m <sub>j</sub> =1/2	1.21[+3]	9.02[+1]	7.54	1.94	4.80[-2]	7.77[-3]
	2.78[+3]	1.49[+2]	1.08[+1]	2.90	9.64[-2]	1.91[-2]
	2.72[+3]	1.42[+2]	9.57	2.38	4.90[-2]	6.78[-3]
2p <sub>3/2</sub> m <sub>j</sub> =1/2	1.86[+3]	1.30[+2]	8.88	2.00	4.22[-2]	9.12[-3]
	4.23[+3]	2.14[+2]	1.32[+1]	3.24	1.08[-1]	2.64[-2]
	4.15[+3]	2.05[+2]	1.17[+1]	2.64	5.19[-2]	8.15[-3]
2p <sub>3/2</sub> m <sub>j</sub> =3/2	2.65[+2]	2.28[+1]	2.71	8.01[-1]	1.96[-2]	3.25[-3]
	9.87[+2]	5.93[+1]	6.05	1.93	8.43[-2]	2.04[-2]
	9.47[+2]	5.56[+1]	5.48	1.67	4.73[-2]	6.98[-3]

### IV.2.2. Effet des multipôles supérieurs sur les sections efficaces effectives de RR

Dans le but d'étudier la contribution des multipôles supérieurs sur les sections efficaces de recombinaison radiative et donc sur les propriétés d'émission des raies Lyman, nous avons également reporté les valeurs des sections efficaces de RR obtenues dans l'approximation relativiste dipolaire électrique, voir les tableaux 4.1-4.4 (troisièmes lignes). Celle-ci consiste à retenir juste la contribution du multipôle électrique d'ordre 1 dans l'équation (3.14), c-à-d  $L=1$ , avec seulement la contribution de l'élément de matrice réduit de type électrique.

L'examen des valeurs de ces sections efficaces (troisièmes lignes) et la comparaison avec les sections efficaces effectives de recombinaison radiative obtenues dans la théorie relativiste exacte (deuxièmes lignes) montre que la contribution des multipôles supérieurs devient importante pour les hautes énergies et ceci particulièrement pour les ions les plus chargés. En effet, les sections efficaces relativistes exactes sont supérieures à celles relativistes obtenues dans l'approximation dipolaire électrique. Nos résultats montrent que les multipôles supérieurs contribuent de façon croissante au fur et à mesure que l'énergie réduite augmente pour atteindre à  $X=10$  les : 5.6% pour  $\text{Ne}^{9+}$ , 40.1% pour  $\text{Fe}^{25+}$ , 128% pour  $\text{Mo}^{41+}$  et 224% pour l'ion le plus chargé  $\text{Xe}^{53+}$ . Par ailleurs, pour les ions les moins chargés considérés  $\text{Ne}^{9+}$  et  $\text{Fe}^{25+}$ , les deux types de sections efficaces sont pratiquement les mêmes pour les faibles énergies réduites  $X=0.01-0.1$ .

### IV.2.3. Polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$

En utilisant les données des sections efficaces effectives des tableaux 4.1-4.4 (deuxièmes et troisièmes lignes), nous avons calculé la polarisation linéaire de la raie Ly- $\alpha_1$  donnée par l'équation (3.11) pour les ions hydrogénoïdes  $\text{Ne}^{9+}$ ,  $\text{Fe}^{25+}$ ,  $\text{Mo}^{41+}$  et  $\text{Xe}^{53+}$ .

Sur les figures 4.1- 4.4, nous avons tracé les variations du degré de polarisation linéaire de la raie Ly- $\alpha_1$  en fonction de l'énergie électronique réduite  $X = E_0/E_{1s}$  dans le domaine  $0.01 \leq X \leq 10$ , pour les ions sur-cités. La courbe discontinue correspond aux résultats obtenus dans l'approximation relativiste dipolaire électrique tandis que dans la courbe continue sont incluses les contributions de tous les multipôles (traitement relativiste exact).

Comme on peut le voir sur les figures 4.1- 4.4, pour l'ion le moins chargé  $\text{Ne}^{9+}$ , les courbes des degrés de polarisation et rapport des intensités sont confondues pour les deux types de traitement reflétant que les multipôles supérieurs n'ont pas d'effet important sur ces propriétés d'émission.

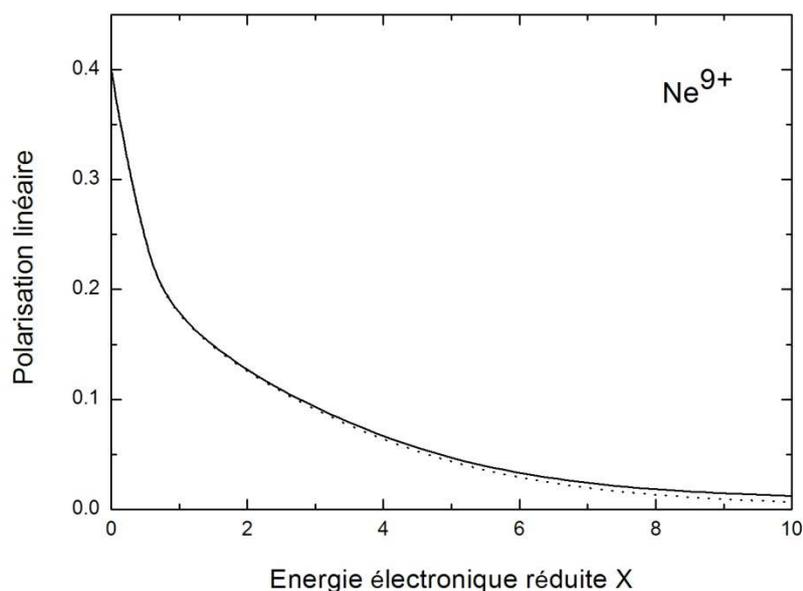
Quand la charge de l'ion recombinant augmente, les courbes de polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$  se séparent d'avantage pour les hautes énergies.

#### IV.2.4. Rapport des intensités des raies Lyman- $\alpha$

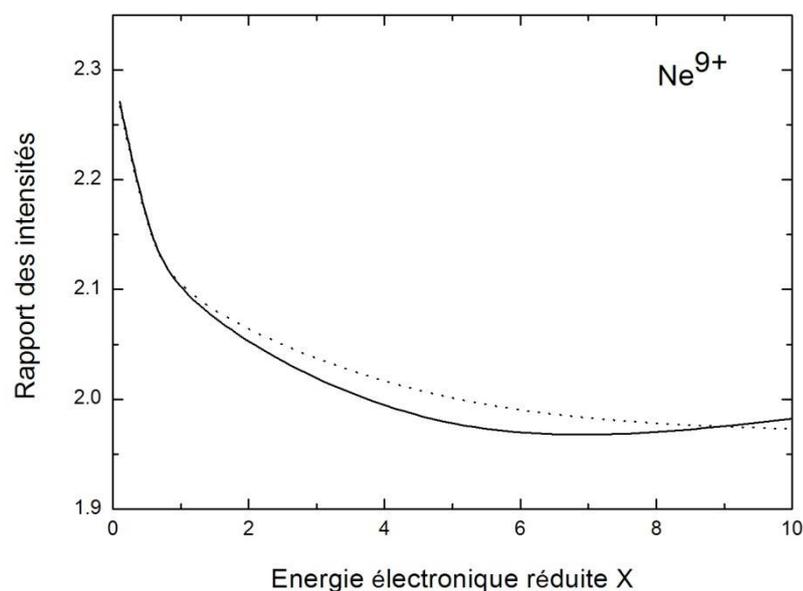
En utilisant les résultats des sections efficaces des sous niveaux magnétiques de l'état  $n=2$ , affichées dans les tableaux 4.1-4.4 (deuxièmes et troisièmes lignes), nous avons calculé le rapport des intensités : raie Ly- $\alpha_1$  sur la raie combiné Ly- $\alpha_2$  (+M1), donné par l'équation (3.14), et ceci dans le domaine d'énergie réduite  $0.01 \leq X \leq 10$  et pour les différents ions considérés. Nous avons évalué ainsi le rapport de branchement  $B_{M1}$  associé à la raie (M1), qui figure dans l'équation (3.13), égale à la valeur 0.128 pour  $\text{Fe}^{25+}$  par exemple. Pour cela, nous avons utilisé la valeur de la probabilité de transition radiative  $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  par voie M1 égale à  $A_{M1} = 3.66 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$  obtenue au moyen du code FAC. D'autre part, pour la probabilité de transition par voie 2E1, nous avons utilisé le résultat  $A_{2E1} = 2.49 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  trouvé dans [20].

Les résultats du rapport d'intensité de la raie Ly- $\alpha_1$  sur Ly- $\alpha_2$  (+M1) sont présentés sur les figures 4.11- 4.41, en fonction de l'énergie réduite  $X$ . Comme précédemment, la courbe discontinue correspond aux résultats obtenus dans l'approximation relativiste dipolaire électrique tandis que dans la courbe continue sont incluses les contributions de tous les multipôles (traitement relativiste exact).

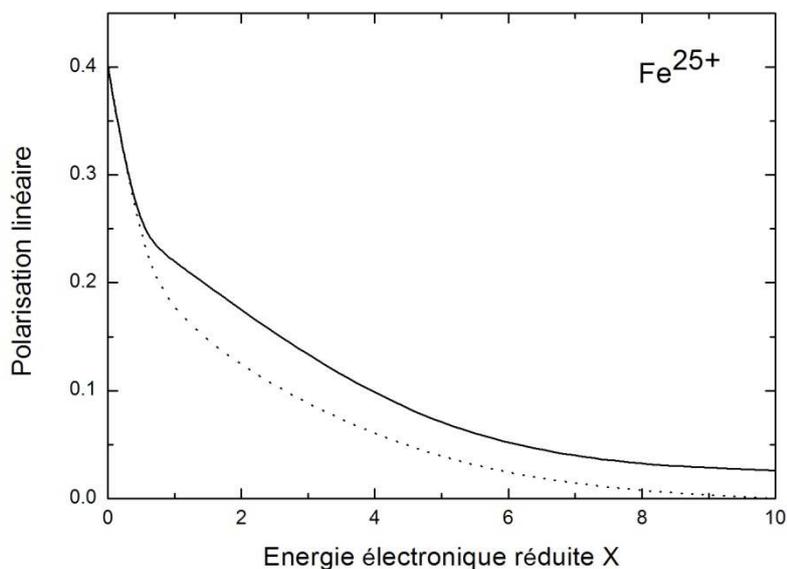
Nous remarquons, d'après ces courbes, que la contribution des multipôles supérieurs est moins importante par rapport ) celle apportée au degrés de polarisation  $P_{Ly\alpha_1}$  car l'effet des ces multipôles est plus important sur les sections efficaces partielles que sur les sections efficaces totales des niveaux présentes dans l'expression des rapport des intensités (c.f. Eq 3.14), et ceci particulièrement pour le niveau  $2p_{3/2}$ . La plus grande contribution des multipôles est estimée à 17.9%) l'énergie électronique réduite  $X=10$  pour l'ion le plus chargé  $\text{Xe}^{53+}$ .



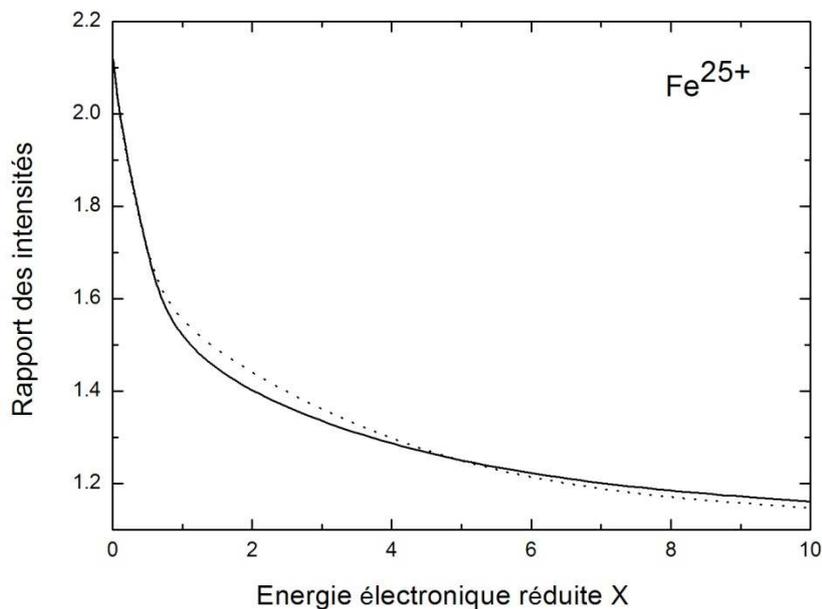
**Figure 4.1 :** Degré de polarisation de la raie Ly- $\alpha_1$  de  $\text{Ne}^{9+}$  en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01–10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.



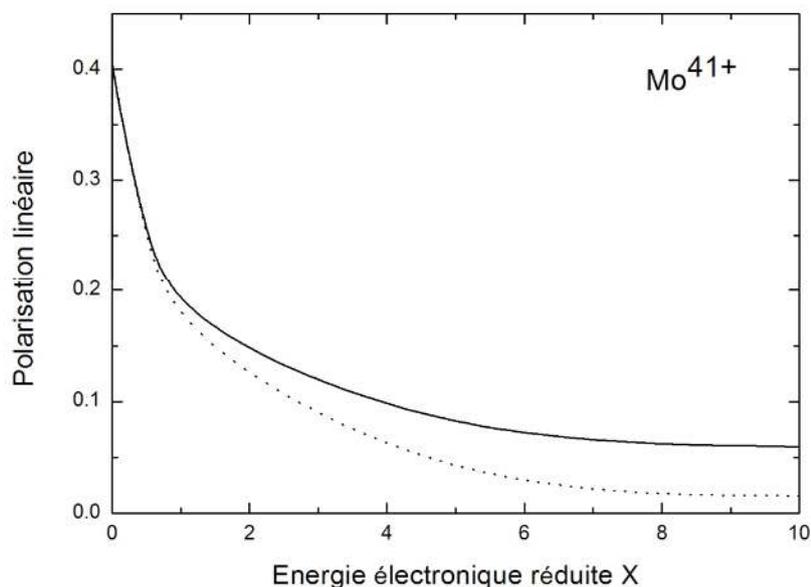
**Figure 4.11 :** Le rapport d'intensité de la raie Ly- $\alpha_1$  sur l'intensité de la raie combinée Ly- $\alpha_2$ (+M1) en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01-10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.



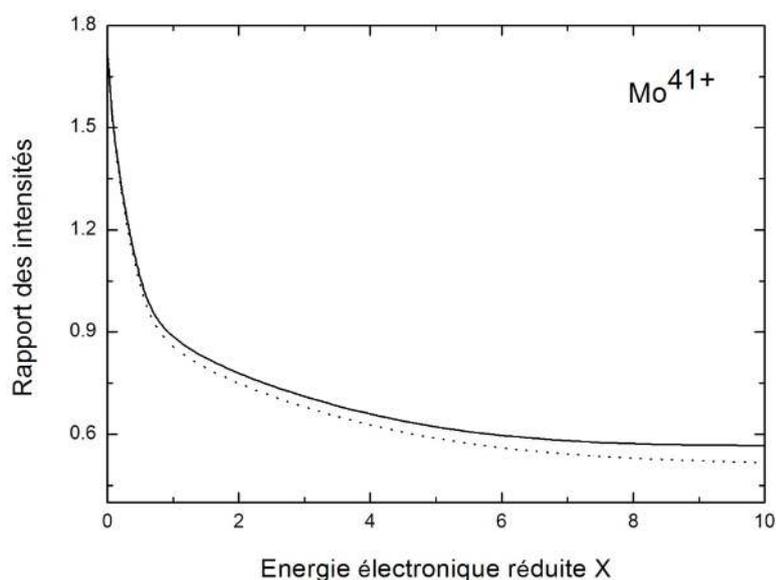
**Figure 4.2 :** Degré de polarisation de la raie Ly- $\alpha_1$  de Fe<sup>25+</sup> en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01–10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.



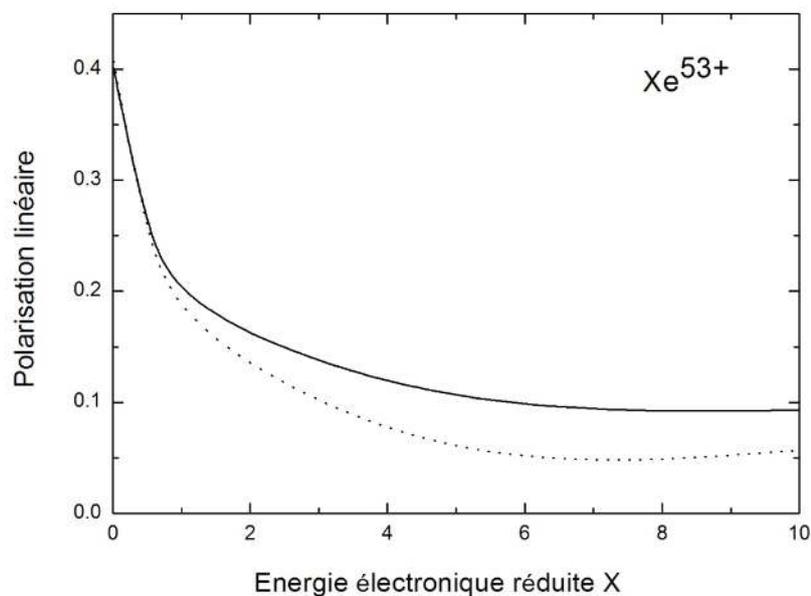
**Figure 4.21 :** Le rapport d'intensité de la raie Ly- $\alpha_1$  sur l'intensité de la raie combinée Ly- $\alpha_2$ (+M1) en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01-10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.



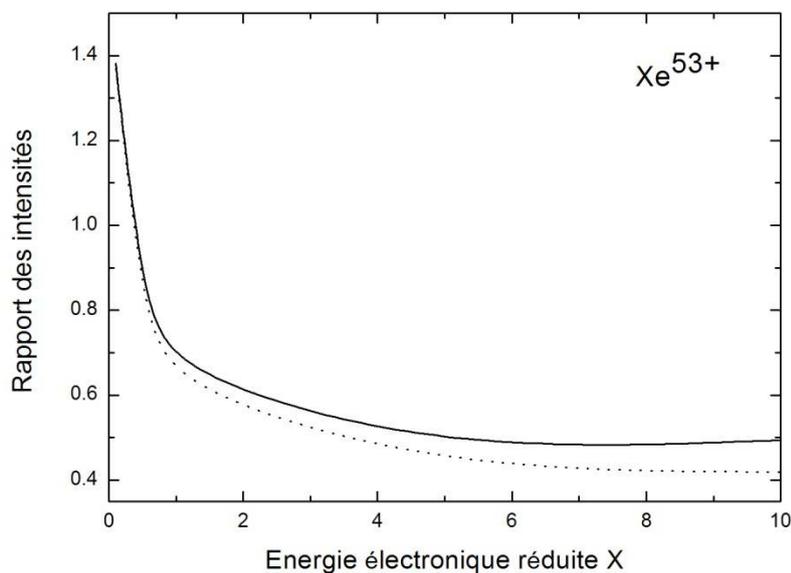
**Figure 4.3 :** Degré de polarisation de la raie Ly- $\alpha_1$  de Mo<sup>41+</sup> en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01–10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.



**Figure 4.31 :** Le rapport d'intensité de la raie Ly- $\alpha_1$  sur l'intensité de la raie combinée Ly- $\alpha_2$ (+M1) en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01-10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.



**Figure 4.4 :** Degré de polarisation de la raie Ly- $\alpha_1$  de Xe<sup>53+</sup> en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01–10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.



**Figure 4.41 :** Le rapport d'intensité de la raie Ly- $\alpha_1$  sur l'intensité de la raie combinée Ly- $\alpha_2$ (+M1) en fonction de l'énergie de l'électron réduite  $X$  dans le domaine 0.01-10. La courbe discontinue correspond aux calculs obtenus dans l'approximation dipolaire relativiste tandis que la courbe continue correspond aux calculs incluant tous les multipôles.

## **Conclusion Générale**

Nous nous sommes intéressés, dans ce mémoire de Master, à étudier théoriquement et de manière détaillée l'effet des multipôles supérieurs (dans l'interaction électron-photon) autres que le dipôle électrique sur la polarisation linéaire et le rapport d'intensité des raies Lyman- $\alpha$  émises suite à la recombinaison radiative de quelques ions nus pour former des ions recombinaison appartenant à la séquence isoélectronique de l'hydrogène avec le nombre atomique  $10 \leq Z \leq 54$ . Plusieurs valeurs des énergies des électrons incidents allant de 0.01 à 10 fois l'énergie  $E_{1s}$  de l'état fondamental  $1s_{1/2}$  ont été considérées et pour des densités électroniques inférieures à  $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Nous avons aussi étudié, dans ce travail, le rôle joué par les cascades radiatives issues de tous les niveaux avec le nombre quantique principal  $3 \leq n \leq 6$  sur les sections efficaces partielles de recombinaison radiative.

Les intensités relatives des raies Lyman- $\alpha$  sont fréquemment utilisées pour tester et interpréter les mesures expérimentales obtenues dans les expériences dans les sources EBIT. Ces intensités peuvent aussi trouver des applications dans les diagnostics des plasmas astrophysiques photoionisés de faible température électronique, dans lesquelles il est bien connu que le processus de la recombinaison radiative constitue le processus dominant de peuplement des niveaux excités et donc majeur pour la production des raies d'émission pour les ions initialement nus.

A travers les calculs que nous avons effectués, nous avons remarqué et montré que les cascades radiatives ont un effet très important sur les sections efficaces partielles de recombinaison radiative puisque l'inclusion de l'effet de ces transitions radiatives à partir des niveaux supérieurs conduit à une augmentation très importante de ces sections et donc cet effet doit être inclus pour une meilleure interprétation des propriétés des raies d'émission.

Cette étude nous a aussi permis de montrer l'effet des multipôles supérieurs sur la polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$  et le rapport des intensités des raies en fonction de la charge de l'ion recombinaison et de l'énergie de l'électron incident. Le premier point à constater est qu'il n'y a pas d'effet sur l'ion le moins chargé  $\text{Ne}^{9+}$  quelque soit l'énergie électronique réduite. Pour les autres ions, l'ajout de la contribution des multipôles conduit à une augmentation du degré de polarisation de 0.015 à 0.060 à  $X=10$  pour  $\text{Mo}^{41+}$  et du rapport des intensités de 0.42 à 0.49 à  $X=10$  dans le cas de  $\text{Xe}^{53+}$ .

Au cours de ce mémoire, il y a eu conception d'un programme en langage python permettant de calculer la contribution des cascades radiatives, et d'autres petits programmes pour le calcul de la polarisation et du rapport des intensités des raies ainsi que les tracés des courbes. Notons aussi le fait que ce programme est général et peut être utilisé pour le calcul des sections efficaces effectives ou des taux de collision effectifs de n'importe quel processus collisionnel si on a les données directes.

Ce mémoire m'a permis aussi de me familiariser avec les notions de physique atomique appliquées aux plasmas chauds et aussi d'améliorer mon niveau de rédaction.

## Références Bibliographiques

- [1] M.K. Inal, J. Dubau, *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **20** (1987) 4221.
- [2] M.H. Chen, J.H. Scofield, *Phys. Rev. A* **52** (1995) 2057.
- [3] H.L. Zhang, D.H. Sampson, M.K. Inal, *Phys. Rev. A* **63** (2001) 052713.
- [4] E. Haug, *Solar Phys.* **71** (1981) 77.
- [5] K. Tanaka, N. Nitta, K. Akita, T. Watanabe, *Solar Phys.* **86** (1983) 91.
- [6] M.A. Bautista, L. Titarchuk, *Astrophys. J.* **511** (1999) 105.
- [7] P. Beiersdorfer, G. Brown, S. Utter, P. Neill, K.J. Reed, A.J. Smith, R.S. Thoe, *Phys. Rev. A.* **60** (1999) 4156.
- [8] D. Porquet et J. Dubau, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143** (2000) 495.
- [9] M. Pajek and R. Schuch, *Phys. Rev. A.* **46** (1992) 6962.
- [10] A. Surzhykov, S. Fritzsche and T. Stohlker, *Phys. Lett. A.* **289** (2001) 213.
- [11] J. Eichler and A. Ichihara, *Phys. Rev. A.* **65** (2002) 052716.
- [12] J. H. Sofield, *Phys. Rev. A.* **44** (1991) 139.
- [13] A. Surzhykov, U. D. Jentschura, T. Stohlker and S. Fritzsche, *Phys. Rev. A.* **73** (2006) 032716.
- [14] H. F. Beyer and V. P. Shevelko, Introduction to the physics of highly charged ions, *Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia* (2003).
- [15] <https://www.plasma.com/fr/plasmatechnik/introduction-aux-plasmas/>
- [16] [https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89tat\\_plasma#cite\\_note-2](https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89tat_plasma#cite_note-2)
- [17] <http://www.maxicours.com>.
- [18] <http://www.maths-et-physique.net>.
- [19] I. I. Sobelman, L. A. Vainshtein and E. A. Yukov, "Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines" Springer-Verlag : New York (1981).
- [20] F.A. Parpia, W.R. Johnson, *Phys. Rev. A.* **26** (1982) 1142.

- [21] K.L. Wong, P. Beiersdorfer, K.J. Reed, A.L. Osterheld, in : P. Beiersdorfer, T. Fujimoto (Eds.), *Proceedings of the 3rd US-Japan Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy, University of California Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-ID-146907* (2001) 311.
- [22] L. Bettadj, M. K. Inal, A. Surzhykov and S. Fritzsche, *Nucl.Instrum.Methods. Phys.Res.B.* **268** (2010) 3509.
- [23] M. F. Gu, *Astrophys. J.* **582** (2003) 1241.

## **Annexe**

Fichier d'entrée lu par notre programme principal : Data Mo<sup>41+</sup>. X=1

35	24.572							
1	2p1/2	1	1.688E+00					
2	2s1/2	1	6.889E+00					
3	2p3/2	2	1.928E+00	8.319E-01				
4	3p1/2	1	5.997E-01					
5	3s1/2	1	2.110E+00					
6	3d3/2	2	6.772E-02	1.180E-02				
7	3p3/2	2	6.937E-01	3.080E-01				
8	3d5/2	3	7.047E-02	3.618E-02	6.760E-04			
9	4p1/2	1	2.672E-01					
10	4s1/2	1	8.991E-01					
11	4d3/2	2	4.059E-02	7.143E-03				
12	4p3/2	2	3.111E-01	1.397E-01				
13	4d5/2	3	4.223E-02	2.200E-02	3.965E-04			
14	4f5/2	3	1.846E-03	4.564E-04	4.607E-06			
15	4f7/2	4	1.908E-03	9.665E-04	2.225E-05	7.465E-09		
16	5p1/2	1	1.390E-01					
17	5s1/2	1	4.613E-01					
18	5d3/2	2	2.330E-02	4.136E-03				
19	5p3/2	2	1.622E-01	7.350E-02				
20	5d5/2	3	2.421E-02	1.276E-02	2.193E-04			
21	5f5/2	3	1.508E-03	3.748E-04	3.078E-06			
22	5f7/2	4	1.557E-03	7.996E-04	1.425E-05	0.000E+00		
23	5g7/2	4	3.324E-05	9.621E-06	1.481E-07	0.000E+00		
24	5g9/2	5	3.435E-05	1.685E-05	4.655E-07	0.000E+00	0.000E+00	
25	6s1/2	1	2.672E-01					
26	6p1/2	1	8.141E-02					
27	6p3/2	2	9.523E-02	4.327E-02				
28	6d3/2	2	1.445E-02	2.571E-03				
29	6d5/2	3	1.502E-02	7.945E-03	1.357E-04			
30	6f5/2	3	1.095E-03	2.727E-04	2.210E-06			



---

6 14 9 5.733E-03 10 1.509E-04 12 4.389E-04 14 9.267E-01 16 4.735E-03 17 1.446E-04  
19 3.650E-04 21 5.935E-01 23 4.277E-03 25 1.365E-04 26 4.253E-03 27 3.281E-04 30  
4.803E-01 32 5.363E-03  
5 12 9 4.050E-02 11 2.474E-04 12 3.592E-02 13 2.587E-04 16 4.160E-02 18 1.484E-04  
19 3.805E-02 20 1.607E-04 26 4.153E-02 27 3.842E-02 28 1.045E-04 29 1.158E-04  
4 7 10 1.232E-01 11 1.993E-01 14 6.561E-04 17 9.492E-02 18 1.898E-01 25 8.123E-02  
28 1.813E-01  
3 26 4 2.264E-04 5 7.041E-01 6 1.568E-01 7 1.119E-04 8 9.837E-01 9 2.159E-04  
10 4.103E-01 11 1.144E-01 12 1.110E-04 13 7.327E-01 14 1.689E-03 15 7.688E-03 16  
2.094E-04 17 3.200E-01 18 9.968E-02 19 1.089E-04 20 6.443E-01 21 2.177E-03 22  
9.928E-03 25 2.784E-01 26 2.165E-04 27 1.090E-04 28 9.251E-02 29 6.008E-01 30  
2.334E-03 31 1.085E-02  
2 16 4 1.271E-01 6 1.470E-03 7 1.162E-01 8 1.551E-03 9 1.266E-01 11 3.929E-04  
12 1.194E-01 13 4.440E-04 16 1.249E-01 18 1.626E-04 19 1.189E-01 20 1.965E-04 26  
1.236E-01 27 1.182E-01 28 9.343E-05 29 1.090E-04  
1 15 5 2.950E-01 6 8.267E-01 7 1.175E-04 10 1.743E-01 11 6.263E-01 12 1.207E-04  
14 5.980E-03 17 1.365E-01 18 5.540E-01 19 1.205E-04 21 7.790E-03 25 1.189E-01 27  
1.191E-04 28 5.179E-01 30 8.441E-03

## Résumé

Une étude théorique détaillée de la polarisation linéaire de la raie Lyman- $\alpha_1$  et du rapport des intensités des raies Lyman- $\alpha$ , émises par les ions hydrogénoïdes recombinaison initialement nu, a été effectuée. Cette recombinaison est due à la collision entre les ions recombinaison  $Ne^{10+}$ ,  $Fe^{26+}$ ,  $Mo^{42+}$  et  $Xe^{54+}$  et un faisceau unidirectionnel d'électrons monoénergétiques d'une énergie réduite variant de 0.01 à 10. Nous avons étudié dans ce mémoire la contribution des multipôles supérieurs (dans l'interaction électron-photon) aux propriétés des raies Lyman- $\alpha$  pour les ions sur-cités. Le processus de recombinaison radiative est un processus important et dominant dans le peuplement des niveaux excités pour le cas des plasmas photoionisés de faibles densités électroniques.

**Mots Clés :** Recombinaison radiative, Raies d'émission X, Polarisation linéaire, Plasmas photoionisés

## Abstract

A detailed theoretical study of the linear polarization of the Lyman- $\alpha_1$  line and of the ratio of the intensities of the Lyman- $\alpha$  lines, emitted by recombined hydrogen-like ions, was carried out. This recombination is due to the collision between the recombinant bare ions  $Ne^{10+}$ ,  $Fe^{26+}$ ,  $Mo^{42+}$  and  $Xe^{54+}$  and a unidirectional beam of mono-energetic electrons with reduced energy varying from 0.01 to 10. We studied in this work the contribution of the higher multipoles (in the interaction electron-photon) to the properties of Lyman- $\alpha$  lines for the above-mentioned ions. The radiative recombination process is an important and dominant process for populating excited levels for the case of photoionized plasmas of low electron densities.

**Keywords:** Radiative recombination, X-ray emission, Linear polarization, Photoionized plasmas.

## ملخص

تم إجراء دراسة نظرية مفصلة للاستقطاب الخطي لخط Lyman- $\alpha_1$  ونسبة شدة خطوط Lyman- $\alpha$  المنبعثة من أيونات شبيهة بالرطوبة المعاد تجميعها. يرجع هذا التأشير إلى الاصطدام بين الأيونات العارية المؤلفة  $Ne^{10+}$  و  $Fe^{26+}$  و  $Mo^{42+}$  و  $Xe^{54+}$  وشعاع أحادي الاتجاه من الإلكترونات أحادية الطاقة ذات الطاقة المنخفضة التي تتراوح من 0.01 إلى 10. لقد درسنا في هذا العمل مساهمة المضاعفات الأعلى (في تفاعل إلكترون-فوتون) لخصائص خطوط Lyman- $\alpha$  للأيونات المذكورة أعلاه. تعتبر عملية إعادة التركيب الإشعاعي عملية مهمة ومهيمنة لملء المستويات المثارة في حالة البلازما الضوئية ذات الكثافة الإلكترونية المنخفضة.

**كلمات مفتاحية:** إعادة التركيب الإشعاعي، انبعاث الأشعة السينية، الاستقطاب الخطي، البلازما الضوئية