



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

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCEM

MEMOIRE

Présenté à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

MASTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Physique des Gaz et des Plasmas

Par :

M^{lle} BENMOSTEFA Faredha

Sur le thème

Spectroscopie X un outil de diagnostic des plasmas chauds

Soutenu publiquement le 26 juin 2023 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mme MEDJAHDI Sarah Inès	MCA	Université de Tlemcen	Présidente
Mme RACHEDI Souad Wassila	MCA	Université de Tlemcen	Encadrante
Mr LIANI Bachir	Professeur	Université de Tlemcen	Examinateur

Année Universitaire : 2022 ~ 2023

Dédicace

Louange à Dieu qui nous a éclairés sur le chemin de la science et de la connaissance, nous guidant ainsi dans la réalisation de ce travail et nous accordant le succès. Nous exprimons notre sincère gratitude et nos remerciements les plus chaleureux.

*Je souhaite témoigner ma profonde gratitude, sachant que des mots ne seront jamais suffisants pour exprimer à quel point je suis fier de ce travail. J'espère que cela rendra également mon père, **Ahmed**, fier.*

Je dédie humblement ce travail à mes êtres les plus chers en signe de respect, de reconnaissance et de remerciement :

*À ma merveilleuse mère **Zahera**, la meilleure de toutes les mères, qui m'a soutenu tout au long de ma vie, m'aidant pendant mes années d'études et m'apprenant à aimer le travail et à adopter un bon comportement. Je lui suis reconnaissant pour son amour infini et sa bienveillance jour et nuit.*

À mon père, qui a été un modèle exemplaire de soutien, d'encouragement et d'aide depuis mes premiers pas dans mes études jusqu'à ce jour.

*À mes chers frères, **Djamel Eddine**, **Abd Elouadoud** et **Mohammed El-Amine**, ainsi qu'à toute ma famille et à mes amies.*

Merci à tous !

BENMOSTEFA Faredha

Remerciements

*Je voudrais exprimer ma reconnaissance à **Allah** en ouverture de ce mémoire, pour m'avoir accordé la force et la patience nécessaires afin de mener à bien ce modeste travail.*

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire de Physique Théorique (LPT) du département de Physique de la faculté des Sciences de l'Université Abou-Bekr Belkaid, à Tlemcen.

*Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Mme **RACHEDI Souad Wassila**, Maître de conférences classe A à l'Université de Tlemcen, qui a été mon encadrante tout au long de cette période. Ses précieux conseils, sa patience et son orientation ont joué un rôle essentiel dans la réalisation de notre travail de recherche. Je suis reconnaissante d'avoir pu bénéficier de son encadrement et je lui suis très reconnaissante pour son soutien inestimable.*

*Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Mme **MEDJAHDI Sarah Inès**, Maître de conférences classe A à l'Université de Tlemcen, pour avoir bien voulu présider ce travail.*

*Je souhaite également remercier Monsieur **LIANI Bachir**, Professeur à l'Université de Tlemcen, de m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.*

Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce travail, que ce soit par leurs conseils, leur aide pratique ou leurs encouragements.

BENMOSTEFA Faredha

Chapitre I : Introduction générale	1
I.1 Introduction	1
I.2 Objectif du travail	2
I.3 Plan du mémoire	3
Chapitre II : Mécanismes d'émission de raies X	5
II.1 Excitation et désexcitation par impact d'électrons	5
II.1.1 Coefficient de taux d'excitation collisionnelle	6
II.1.2 Coefficient de taux de désexcitation collisionnelle	7
II.1.3 Probabilité de transition radiative	7
II.2 Ionisation par impact d'électrons	8
II.2.1 Coefficient de taux d'ionisation	9
II.3 Recombinaison diélectronique	9
II.3.1 Coefficient de taux de recombinaison diélectronique	10
Chapitre III : Principe de diagnostic des plasmas chauds et peu denses	13
III.1 Equilibre coronal	13
III.2 Emissivité d'une raie spectrale dans le cadre du modèle coronal	14
III.3 Rapport d'émissivité de deux raies émises par un même ion	17
III.4 Rapport d'émissivité basé sur des raies satellites	18
III.4.1 Cas de raies produites par la recombinaison diélectronique	19
III.4.2 Cas de raies produites par excitation de couche interne	20
Chapitre IV : Utilisation de la spectroscopie X pour le diagnostic d'un plasma de Tokamak	21
IV.1 Principe d'un Tokamak	21
IV.2 Principe d'un spectromètre à rayons X	23
IV.3 Diagnostics spectroscopiques.....	24
IV.3.1 Détermination de la température électronique	26
IV.3.2 Détermination du rapport d'abondance	30

Sommaire

Conclusion	34
Références	36

Chapitre I

Introduction

I.1. Introduction

Les gaz, à des températures élevées, se dissocient et s'ionisent, créant ainsi des charges libres qui donnent naissance à un état de la matière distinct appelé plasma. Bien qu'il existe plusieurs types de plasmas, notre intérêt se porte sur les plasmas chauds, qui sont des milieux totalement ionisés où les températures dépassent largement le million de Kelvins. On peut les trouver dans divers endroits de l'univers, notamment au cœur des étoiles où se produisent des réactions de fusion thermonucléaire. En laboratoire, on peut également les produire par des décharges de courant intense confinées par des champs magnétiques externes (plasmas de tokamaks) ou par l'interaction de lasers très intenses avec de la matière solide ou gazeuse. La spectroscopie X est une technique couramment utilisée pour étudier les propriétés des plasmas à des températures élevées. Elle permet de mesurer les émissions de rayons X provenant des plasmas lors des transitions électroniques entre les niveaux énergétiques des ions qui y sont présents et d'analyser les raies spectrales correspondantes. Ces mesures de raies spectrales consistent un outil indispensable de diagnostic des plasmas qui permet d'obtenir des informations sur leur composition, leur densité électronique, leur température, leur état d'ionisation et plein d'autres caractéristiques importantes servant ainsi à mieux comprendre le comportement et l'évolution des plasmas chauds.

Les raies X émises à partir des niveaux $n=2$ et $n=3$ des ions fortement chargés de la séquence iso-électronique d'hélium offrent une variété non négligeable d'applications de diagnostic de plasmas chauds [1-4]. Des spectres d'émission de plusieurs ions héliumoïdes ont été largement étudiés aussi bien dans les plasmas confinés magnétiquement (les tokamaks) ou produits par laser [5-7], que dans les plasmas astrophysiques, tels que les restes de supernova ou les éruptions solaires [8-12]. Les ions héliumoïdes avec leur structure de niveau bien particulière sont à l'origine d'un spectre dominé par quatre raies très intenses notées selon Gabriel [8] par : la raie de résonance $w(1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$, les raies d'intercombinaison $x(1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$ et $y(1s2p \ ^3P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$, et la raie interdite $z(1s2p \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$. Les intensités relatives de ces raies convenablement choisies sont très sensibles à la température électronique ou à la densité du plasma. Cependant, elles peuvent nous fournir des informations précieuses sur les paramètres du plasma quand elles sont interprétées au moyen de modèles théoriques fiables, adaptés aux conditions très variées des plasmas. L'utilisation de cette méthode de diagnostic est d'une importance majeure si les raies X sont émises par des plasmas astrophysiques, pour lesquels une détermination directe de densité et de température reste pratiquement impossible à réaliser [13]. De plus, de tels spectres obtenus

des dispositifs de fusion tokamak peuvent fournir des informations sur le transport et la distribution spatiale des impuretés, et peuvent être utilisés pour détecter d'éventuels écarts par rapport à la distribution d'énergie maxwellienne des électrons par spectroscopie de polarisation [8,9].

Les raies satellites dues aux transitions $1s2l2l' - 1s^22l$ des ions à l'état lithiumoïde sont toujours associées à l'émission de raies X de ces mêmes ions à deux électrons [16,17]. Ces satellites résultent de la stabilisation radiative des niveaux doublement excités $1s2l2l'$ qui sont principalement formés via le processus résonnant de recombinaison diélectronique, tandis que les niveaux $1s2l$, dans les ions héliumoïdes sont principalement peuplés par l'excitation par impact d'électron. Le rapport d'intensités de raies satellite et de résonance w est très sensible à l'énergie de l'électron de collision, c'est une fonction décroissante de la température électronique. Cependant, la mesure de ce rapport peut fournir des informations sur la température du plasma. Ce sont les très intenses satellites notées $j(1s2p^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 1s^22p \ ^2P_{3/2})$ et $k(1s2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^22p \ ^2P_{1/2})$, qui ne peuvent pas être excités directement à partir du niveau fondamental de l'ion lithiumoïdes qui sont particulièrement adaptés à des fins de diagnostic en température des plasmas chauds. Par ailleurs, il existe des niveaux doublement excités qui sont essentiellement peuplés par excitation de couche interne comme ceux de la configuration $1s2s2p$ de l'ion à trois électrons. Les raies satellites issues de ces niveaux peuvent servir à déterminer le rapport d'abondance des ions à l'état lithiumoïde par rapport à l'état héliumoïde.

I.2 Objectif de mémoire

Les procédures d'analyse expérimentale des spectres de raie X sont souvent orientées sur une variété de spectres de raies satellites situées au voisinage des raies de résonance. L'intensité de ces satellites est fortement affectée par les propriétés locales du plasma et leur description théorique nécessite des données collisionnelles et radiatives fiables et précises de l'ion émetteur. La mesure des rapports d'intensité de raies bien résolues du spectre fournit un moyen très efficace pour déduire la température, la densité électronique et l'abondance relative des ions dans le plasma. Notre objectif dans ce mémoire est justement de réaliser un diagnostic spectroscopique d'un plasma chaud et moyennement dense comme celui des tokamaks en se basant sur des observations effectuées au moyen de spectromètres à rayons X.

Le spectre observé est situé dans le domaine de longueur d'onde 3.94–4.02 Å [18]. Il contient des raies satellites émises par des ions d'argon à l'état lithiomoïde associées aux quatre raies parentes dénommées w , x , y et z qui sont émises par les mêmes ions à l'état héliumoïde. Nous nous sommes particulièrement intéressées aux intensités relatives des raies satellites dénommées k , q et la raie de résonance $w(1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0)$ de longueurs d'onde respectives 3.99, 3.981 et 3.949 Å [19]. k est une raie satellite de recombinaison diélectronique, elle correspond à la transition optiquement permise $1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^22p\ ^2P_{1/2}$, tandis que la raie q est essentiellement produite par excitation de couche interne, elle est due à la transition dipolaire électrique $1s2s2p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2\ 2s\ ^2S_{1/2}$.

Nous étudierons dans le cadre du modèle coronal, la dépendance en température du premier rapport d'émissivité $R_{k/w}$ dans le domaine $2.33\text{--}58.3 \times 10^6\ \text{K}^\circ$ pour lequel les ions Ar^{16+} sont significativement abondants. Les résultats de nos calculs seront appliqués pour déduire la température des électrons du plasma de tokamak TEXTOR en s'appuyant sur leur spectre d'émission X [18]. Par ailleurs, nous calculerons $R_{q/w}$ en fonction du rapport d'abondance $N(\text{Ar}^{15+})/(\text{Ar}^{16+})$ pour la température déterminée du plasma considéré. La mesure expérimentale de $R_{q/w}$ nous permettra de déduire l'abondance relative des ions d'argon lithiomoïdes et héliumoïdes.

I.3. Plan du mémoire

Le travail développé dans ce mémoire est structuré selon le plan suivant :

Le chapitre II est consacré aux mécanismes d'émission de raies X dans les plasmas chauds et peu dense, à savoir, l'excitation et la désexcitation par impact d'électrons, l'excitation résonnante, l'ionisation collisionnelle et la recombinaison diélectronique. Nous rappelons les différentes expressions des coefficients de taux de chacun de ces mécanismes.

Le chapitre III renferme une description détaillée du principe de diagnostic en température électronique des plasmas chauds et peu denses. Dans un premier temps, nous procédons à une description de l'équilibre coronal qui est le modèle de peuplement des niveaux excités d'un ion adapté dans le cas des plasmas considérés. Nous définissons, ensuite, l'émissivité d'une raie spectrale selon son mécanisme d'émission pour pouvoir expliciter, après, l'expression du rapport d'émissivité de raies, soit, émises par un même ion, soit, contenant une raie satellite de recombinaison diélectronique ou produite par excitation de couche interne.

Dans le quatrième chapitre, nous commençons par donner un bref aperçu sur le principe d'un tokamak et des spectromètres à rayons X qui y sont utilisés. Le reste du chapitre est dédié à l'application des méthodes de diagnostic spectroscopique basée sur les rapports d'émissivités de raies étudiés afin de déduire la température des électrons et l'abondance relative des ions à l'état lithiumoïdes et héliumoïdes dans un plasma de tokamak TEXTOR. Les données atomiques utilisées dans nos calculs, telle que les forces de collisions, les coefficients de taux d'excitation collisionnelle et de recombinaison diélectronique sont consignées dans des tableaux. Nous exposons les résultats de nos calculs sur les rapports d'intensité de raies basés sur des raies satellites.

A la fin, ce mémoire se clôture avec une conclusion.

Chapitre II

Mécanismes d'émission de raies X

L'émission de rayonnement X par un plasma consiste en un rayonnement continu et un rayonnement discret. Le rayonnement continu se compose de rayonnement de bremsstrahlung et de la recombinaison radiative. Le rayonnement discret quant à lui, correspond à une multitude de raies de longueurs d'onde bien définies, dues à des transitions entre les niveaux des ions. Différents processus physiques sont à l'origine du rayonnement X émis par les plasmas chauds. Le rayonnement de freinage ou le bremsstrahlung est émis lorsqu'un électron libre, en s'approchant d'un ion, subit une décélération dans le champ électrique de l'ion. Un électron de plusieurs keV émettra un photon d'énergie comparable, et l'assemblée d'électrons et ions du plasma émettront un spectre de rayonnement continu. Dans le cas du rayonnement de recombinaison radiative, un électron libre est capturé par un ion dans une de ses sous-couches vacantes. L'excédent d'énergie résultant de cette capture est alors directement transformé en émission d'un photon. Ce processus correspond à l'inverse de la photoionisation. Le spectre de rayonnement de cette recombinaison est aussi un spectre continu interrompu par des sauts de discontinuités aux énergies des sous-couches atomiques dans lesquelles l'électron a été capturé.

Dans les plasmas de la couronne solaire et ceux produits dans les tokamaks, le rayonnement de raies reste de loin, le rayonnement le plus dominant. Les raies spectrales X émises par les ions fortement chargés sont principalement produites suite de leurs collisions avec les électrons libres. Les collisions entre ions restent beaucoup moins importantes à cause de la répulsion coulombienne. Dans ce chapitre, nous allons donner un aperçu sur les différents processus conduisant directement à l'émission de raies à savoir, l'excitation, l'ionisation et la recombinaison diélectronique.

II.1 Excitation et désexcitation par impact d'électrons

L'excitation par impact d'électrons est un processus au cours duquel un électron libre transfère une partie de son énergie cinétique pour porter un atome ou un ion à un niveau lié d'énergie supérieure (voir figure II-1). Ce processus est représenté par la réaction :



où les niveaux impliqués dans la transition sont désignés par k et l . Comme il s'agit d'une excitation, l'énergie du niveau final (E_l) est supérieure à celle du niveau initial (E_k).

L'excitation collisionnelle est caractérisée par la section efficace σ_{kl} et se mesure à travers la force de collision Ω_{kl} , définie par [20] :

$$\Omega_{kl} = \frac{\sigma_{kl}}{\pi a_0^2} g_k \frac{\epsilon_k}{I_H} \quad (\text{II-2})$$

avec g_k ($g_k = 2J_k + 1$) étant le poids statistique du niveau inférieur de la transition, ϵ_k (en eV) représente l'énergie de l'électron incident, I_H est la constante de Rydberg ($I_H = 13.6057$ eV) et a_0 correspond au rayon de Bohr. La force de collision Ω_{kl} est une quantité sans dimension et symétrique entre l'état initial et l'état final ($\Omega_{kl} = \Omega_{lk}$).

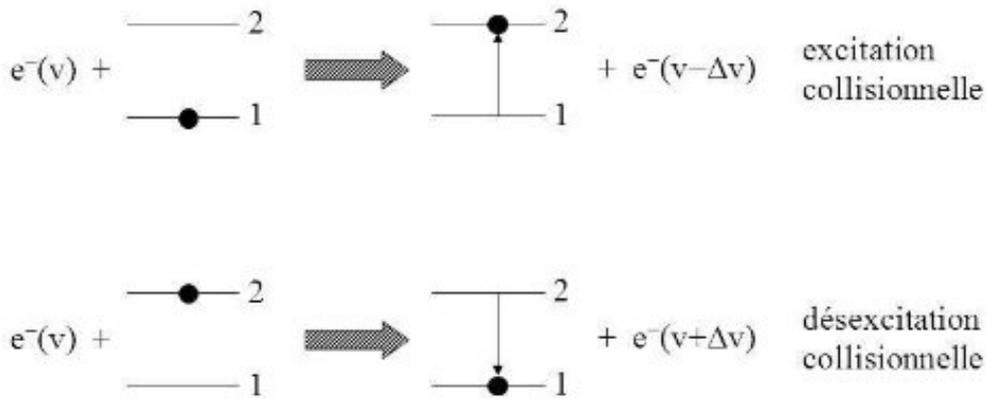


Figure II-1 – Processus d'excitation et de désexcitation collisionnelle [21].

II.1.1 Coefficient de taux d'excitation collisionnelle :

Comme les électrons libres dans les plasmas chauds sont souvent caractérisés par une fonction de distribution d'énergie de Maxwell, le coefficient de taux d'excitation collisionnelle C_{kl} du niveau k vers le niveau l (exprimé en unité de $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) peut s'écrire en fonction de la température électronique T_e du plasma sous la forme :

$$C_{kl} = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_k \sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{kl}}{k_B T_e}\right) \langle \Omega_{kl} \rangle \quad (\text{II-3})$$

3)

où k_B est la constante de Boltzmann et $\langle \Omega_{kl} \rangle$ est donnée par :

$$\langle \Omega_{kl} \rangle = \int_0^\infty \Omega_{kl} \exp\left(-\frac{\varepsilon_l}{k_B T_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_l}{k_B T_e}\right) \quad (\text{II-4})$$

4)

Dans ces deux dernières équations, la température est exprimée en Kelvin.

Le processus inverse de l'excitation est la désexcitation ou un ion peut revenir à son état fondamental en cédant l'excédent de son énergie à la particule incidente (sous forme d'énergie cinétique) :



Il peut aussi se désexciter spontanément en émettant un photon d'énergie égale à l'énergie de la transition effectuée ($h\nu = E_l - E_k$). C'est ce qui est appelé émission spontanée. En général la durée de vie des niveaux excités est très courte (de l'ordre de 10^{-7} s), il n'en n'est pas de même pour les niveaux métastables qui ne peuvent pas se désexciter spontanément mais ils sont généralement désexcités par collision.

II.1.2 Coefficient de taux de désexcitation collisionnelle :

Le coefficient de de taux de désexcitation collisionnelle C_{lk} d'un niveau l vers un niveau k peut être exprimé à partir du coefficient de de taux d'excitation C_{kl} par :

$$C_{lk} = \frac{g_k}{g_l} \exp\left(\frac{\Delta E_{kl}}{kT_e}\right) C_{kl} \quad (\text{II-6})$$

II.1.3 Probabilité de transition radiative :

La désexcitation radiative spontanée entre deux niveaux est bien représentée sur la figure (II-2). Elle est caractérisée par la probabilité de transition radiative entre un niveau l d'énergie E_2 et un niveau k d'énergie E_1 , notée $A_{rad}(l \rightarrow k)$. Exprimée en unité de s^{-1} , A_{rad} est :

$$A_{rad}(l \rightarrow k) = \frac{1}{\tau_{kl}} \quad (\text{II-7})$$

7)

où τ_{kl} désigne la constante de temps liée à l'émission spontanée (durée de vie radiative $\sim 10^{-6}$ à 10^{-8} s pour un niveau radiatif). La quantité $A_{rad}(l \rightarrow k)$ est aussi appelée le coefficient d'Einstein d'émission spontanée du niveau l vers le niveau k . A_{rad} et τ_{kl} sont des grandeurs caractérisant l'atome isolé, donc indépendantes des conditions thermodynamiques du plasma.

Plusieurs types de transitions radiatives peuvent intervenir dans le cas des ions fortement chargés : dipolaire électrique appelées aussi transitions optiquement permises et qui sont les plus dominantes, quadrupolaire électrique, dipolaire et quadrupolaire magnétiques, appelées transitions optiquement interdites et qui peuvent dans certains cas jouer un rôle important.

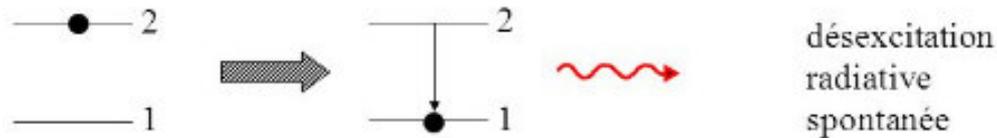


Figure II-2 : Désexcitation radiative spontanée [21].

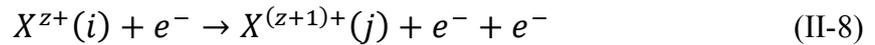
Toutefois, les atomes et les ions d'un plasma peuvent réabsorber le rayonnement émis au sein du plasma si celui-ci est suffisamment dense (plasma opaque). Dans ce cas il serait nécessaire de prendre en compte le processus de l'émission induite.

II.2 Ionisation par impact d'électrons

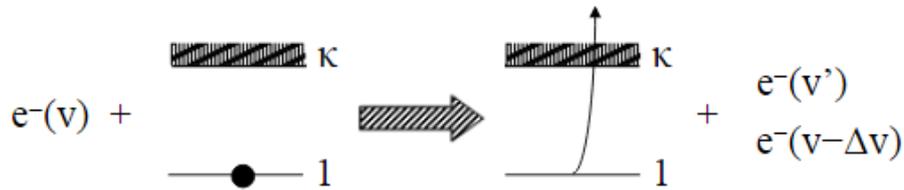
Dans un plasma chaud, les températures élevées fournissent une énergie cinétique suffisante pour arracher les électrons des atomes, créant ainsi des ions dans différents états de charge. L'ionisation dans un plasma chaud et peu dense peut être décrite par divers mécanismes, tels que l'ionisation collisionnelle et l'ionisation radiative. Dans l'ionisation collisionnelle, les collisions entre les particules du plasma (par exemple, les électrons et les ions) peuvent arracher les électrons aux ions en, conduisant à la formation d'ions plus chargés (figure II-3). Ce processus dépend de la densité des particules et de leur énergie cinétique. D'autre part, l'ionisation radiative se produit lorsque les électrons absorbent de l'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique et sont éjectés des ions. Ce processus est généralement associé à des températures élevées et à une présence de photons énergétiques. L'ionisation radiative peut être favorisée dans des plasmas chauds où des sources d'énergie élevée, telles que les lasers où les rayons X, sont présents.

Le processus d'ionisation des ions par impact d'électrons peut être soit direct, soit indirect.

L'ionisation directe correspond au processus suivant :



Ce dernier ne donne lieu à aucune émission de rayonnement si l'électron arraché à l'ion appartient à la couche de valence. Si par contre cet électron appartient à une couche interne de l'ion, cela conduit à un ion $X^{(z+1)+}$ dans un état excité qui peut se désexciter radiativement et contribuer ainsi à la formation de raies. Le processus inverse de cette ionisation est appelé recombinaison à trois corps, il implique la capture d'un électron par un ion avec diffusion



simultanée du second électron. La recombinaison à trois-corps n'est importante que dans le cas de plasmas denses (densité des électrons $n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

Figure II-3 : Ionisation collisionnelle [21].

L'ionisation indirecte peut être produite soit par excitation de couche interne suivie par autoionisation ou bien par capture diélectronique vers un niveau doublement excité suivi par autoionisation séquentielle à deux électrons.

II.2.1 Le coefficient de taux d'ionisation :

Le taux d'ionisation collisionnelle est généralement déterminé à l'aide de coefficients empiriques qui sont utilisés dans la formule de la section efficace du processus. Dans la littérature [22,23], plusieurs expressions avec différents coefficients sont proposées. Parmi ces formules, nous mentionnons celle de Lotz [24,25], largement utilisée qui donne le taux d'ionisation collisionnelle, noté I_i , du niveau lié i d'énergie E_i (en s^{-1}) [26] :

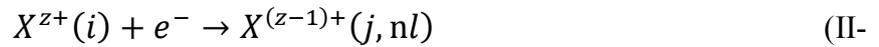
$$n_e I_{i, \text{Lotz}} = 8 \pi \left(\frac{2 Ry}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} a_0^2 \left(\frac{I_H}{E_i} \right)^{\frac{3}{2}} 0,69 e^{-\beta} f(\beta) \beta^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{II-9})$$

où $\beta = \frac{E_i}{k_B T}$. Selon l'état d'ionisation et les approximations considérées, β et $f(\beta)$ prennent

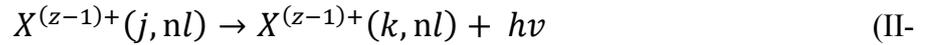
des formes différentes [27].

II.3 Recombinaison diélectronique

La recombinaison diélectronique (RD) est un processus de recombinaison électron-ion qui se produit en deux étapes [28,29]. Dans la première, un ion X^{z+} initialement dans son état fondamental i capture (sans rayonnement) un électron libre dans une sous-couche nl . Contrairement à la recombinaison radiative, l'excédent d'énergie au lieu d'être émis sous forme de photon, il sert à exciter un électron lié de l'ion dans un état doublement excité j de l'ion recombinaison $X^{(z-1)+}$:



Cette étape est suivie d'une transition radiative stabilisatrice de l'ion recombinaison vers un état (k, nl) simplement excité situé au-dessous de la limite d'ionisation (voir figure II-4) :



Le processus de recombinaison diélectronique a été officiellement découvert en 1942 par Massey et Bates mais son rôle avait été jugé très peu important devant la recombinaison radiative. Ce n'est qu'en levant les désaccords entre les températures provenant des mesures de largeurs des raies spectrales, dues à l'effet Doppler et ceux prédites théoriquement en ne tenant compte que de la recombinaison radiative que Burgess en 1964 a pu montrer que la recombinaison diélectronique est un processus particulièrement efficace dans les plasmas chauds et peu dense. Elle peut avoir des effets importants dans la détermination de l'équilibre d'ionisation ainsi que sur le spectre d'émission du plasma. Par ailleurs, et comme il sera vu dans le prochain chapitre, plusieurs diagnostics spectroscopiques sont basés sur les intensités relatives des raies issues de la recombinaison diélectronique.

II.3.1 Coefficient de taux de recombinaison diélectronique :

Désignons par s l'état doublement excité (j, nl) et par f l'état final (k, nl) de l'ion recombinaison $X^{(z-1)+}$.

Le taux de recombinaison diélectronique α_{RD} du niveau fondamental i de l'ion X^{z+} vers le niveau final f de l'ion recombiné est exprimé par :

$$\alpha_{RD}(z, i \rightarrow z - 1, f) = \sum_s C_{cd}(i \rightarrow s) \times \frac{A_{rad}^{sf}}{\sum A_{auto}^s + \sum A_{rad}^s} \quad (\text{II-12})$$

où $C_{cd}(i \rightarrow s)$ est le coefficient de taux de capture diélectronique. Le second terme représente le rapport de branchement par transition radiative à partir de s vers le niveau f de l'ion recombiné $X^{(z-1)+}$. $\sum A_{auto}^s$ et $\sum A_{rad}^s$ se rapportent à toutes les probabilités d'autoionisation et de transitions radiatives à partir du niveau autoionisant s , respectivement. Pour une distribution d'énergie maxwellienne des électrons libres du plasma, l'expression de C_{cd} (en unité de cm^3s^{-1}) prend la forme suivante :

$$C_{cd}(i \rightarrow s) = \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi a_0^2 I_H}{k_B T_e} \right)^{3/2} \exp(-E_s/k_B T_e) \frac{g_s}{g_i} A_{auto}^{si} \quad (\text{II-13})$$

où g_s et g_i sont les poids statistiques de l'état autoionisant et de l'état fondamental de l'ion recombinant, respectivement, et E_s est l'énergie cinétique de l'électron capturé, ce qui correspond aussi à l'énergie du niveau autoionisant relativement à celle du fondamental de l'ion recombinant. $I_H = 1$ Rydberg = 13.605 eV et a_0 est le rayon de Bohr.

La relation (II-13) montre que le taux de recombinaison diélectronique est directement relié à la probabilité d'autoionisation A_{auto}^{si} du niveau s vers l'état fondamental i de l'ion recombinant X^{z+} .

Le coefficient de taux total de recombinaison diélectronique à partir de l'état initial i est obtenu en sommant $\alpha_{RD}(z, i \rightarrow z - 1, f)$ sur tous les états finaux f ayant une énergie $E_f < E_s$:

$$\alpha_{RD}(z, i) = \sum_f \alpha_{RD}(z, i \rightarrow z - 1, f) \quad (\text{II-14})$$

Mentionnant que l'ion doublement excité $X^{(z-1)+}(j, nl)$ peut aussi se désexciter par autoionisation en émettant un électron dans le continu, ce qui donne naissance à une résonance dans la section efficace de diffusion. La contribution résonnante $C_{res}(i \rightarrow l, s)$ au

coefficient de taux d'excitation du niveau i vers le niveau l via le niveau autoionisant s est donnée par :

$$C_{res}(i \rightarrow l, s) = C_{cd}(i \rightarrow s) \frac{A_{auto}^{sl}}{\Sigma A_{auto}^s + \Sigma A_{rad}^s} \quad (\text{II-15})$$

où $C_{cd}(i \rightarrow s)$ est le coefficient de capture diélectronique donnée par la relation (II.13). L'autre terme représente le rapport de branchement par autoionisation à partir de s vers le niveau excité l de l'ion X^{Z+} .

Signalons que la contribution résonnante totale $C_{res}(i \rightarrow l)$ au coefficient de taux d'excitation $C(i \rightarrow l)$ s'obtient en sommant $C_{res}(i \rightarrow l, s)$ sur tous les niveaux autoionisants intermédiaires s ayant une énergie $E_s > E_l$:

$$C_{res}(i \rightarrow l) = \sum_s C_{res}(i \rightarrow l, s) \quad (\text{II-16})$$

16)

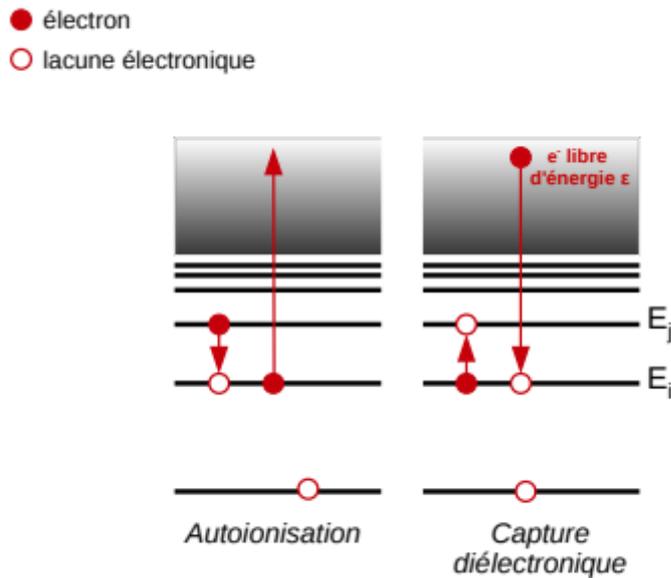


Figure II-4 : Processus d'autoionisation et de capture diélectronique. Les flèches rouges symbolisent le passage d'un électron lié de l'ion vers le continuum ou vers un niveau possédant une lacune, ainsi que la capture d'un électron libre [30].

Chapitre III

*Principe de diagnostic des plasmas
chauds et peu denses.*

Il existe plusieurs méthodes de diagnostics spectroscopiques de plasmas chauds dont la plupart sont basées sur des rapports d'intensité de raies appropriées. Il s'agit des rapports d'intensité de raies produites par un même ion ou par des ions différents qui présentent une forte sensibilité à l'un des paramètres du plasma émissif. D'autres méthodes sont basées sur le profil des raies en exploitant l'élargissement de raies par effet Doppler ou par effet Stark. Puis, il y a les méthodes basées sur l'état de polarisation des raies d'émission et qui permettent d'acquérir des informations sur l'anisotropie de la distribution de vitesses des électrons [31-33].

Notons que ces méthodes de diagnostics consistent à confronter les résultats expérimentaux obtenus à partir de spectres d'émission de raies X du plasma aux prédictions théoriques acquies en appliquant des modèles de physique adaptés au plasma considéré. Dans ce chapitre, nous commençons par décrire le modèle d'équilibre coronal applicable dans le cas des plasmas de hautes températures ($T_e > 10^6 \text{ K}^\circ$) et de faibles densités ($n_e \leq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) auxquels nous nous intéressons dans ce mémoire. Après avoir rappelé l'émissivité d'une raie dans le cadre de ce modèle, nous exposerons ensuite les deux techniques de diagnostics de plasmas chauds basées sur les rapports d'intensité de raies, considérées comme efficace pour déduire la température électronique et le rapport d'abondance des ions.

III.1 Equilibre coronal

L'équilibre coronal (EC) est un modèle de plasma hors équilibre thermodynamique local. Initialement, il a été développé pour décrire la couronne solaire qui est un plasma de faible densité ($n_e \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$) et de température électronique élevée ($T_e \geq 10^6 \text{ K}^\circ$), puis il a été appliqué à d'autres plasmas stationnaires, tels que les couronnes stellaires, les tokamaks ainsi que les sources d'ions EBIT [34,35]. Ce modèle repose sur les hypothèses suivantes :

- Pour chaque ion, les populations des états excités, mis à part les états métastables, sont négligeables devant celle de l'état fondamental.
- Les collisions sont à l'origine des processus ionisants, le champ radiatif n'est pas assez intense pour que la photoionisation soit efficace (plasma optiquement mince). De même la photoexcitation est négligeable.
- Les processus de désexcitation et de recombinaison sont gouvernés par les processus radiatifs. La densité des plasmas est assez faible pour que la désexcitation

collisionnelle, la recombinaison à trois corps et la capture diélectronique soient négligeables.

III.2 Emissivité d'une raie spectrale dans le cadre du modèle coronal

Un plasma de basses densités, peut être considéré comme optiquement mince de sorte que les rayons X émis lors d'une transition radiative émergent du plasma sans être absorbé. L'émissivité (exprimée en $\text{eV cm}^{-3}\text{s}^{-1}$) d'une raie spectrale due à la transition ionique $j \rightarrow i$ prend la forme suivante :

$$\varepsilon_{ji} = N_j A_{rad}(j \rightarrow i) h\nu_{ji} \quad (\text{III-1})$$

avec N_j la densité de population du niveau supérieur j de la raie, elle dépend des conditions physiques du plasma. A_{ji} est la probabilité de transition radiative spontanée du niveau j vers le niveau i et $h\nu_{ji} = \Delta E_{ji}$ l'énergie du photon émis lors de la transition $j \rightarrow i$.

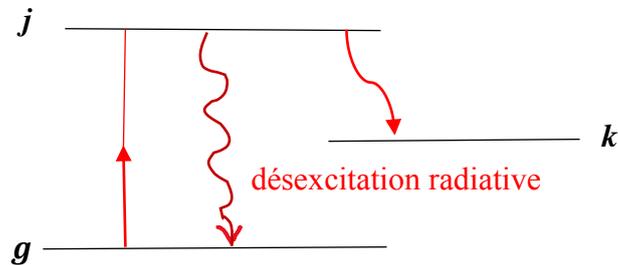


Figure III-1 : Peuplement des niveaux dans le modèle coronal.

Dans le modèle coronal, la grande majorité des ions d'un état de charge donné sont initialement dans leur niveau fondamental souvent noté g (ground level) et chaque processus collisionnelle provoquant une excitation vers un niveau j est directement suivi d'une désexcitation spontanée vers le fondamental et aussi vers les autres niveaux k dont $E_k < E_j$ (figure III-1). Cet équilibre est représenté par l'équation suivante :

$$N_g n_e C_{gj}(T_e) = N_j \sum_{k < j} A_{rad}(j \rightarrow k) \quad (\text{III-2})$$

2)

Si seule la transition radiative vers g est possible à partir de j , l'émissivité donnée par

l'équation (III.1) devient :

$$\varepsilon_{jg}^{IE} = N_g n_e C_{gj}(T_e) h\nu_{jg} \quad (\text{III-})$$

3) **Capture diélectronique**

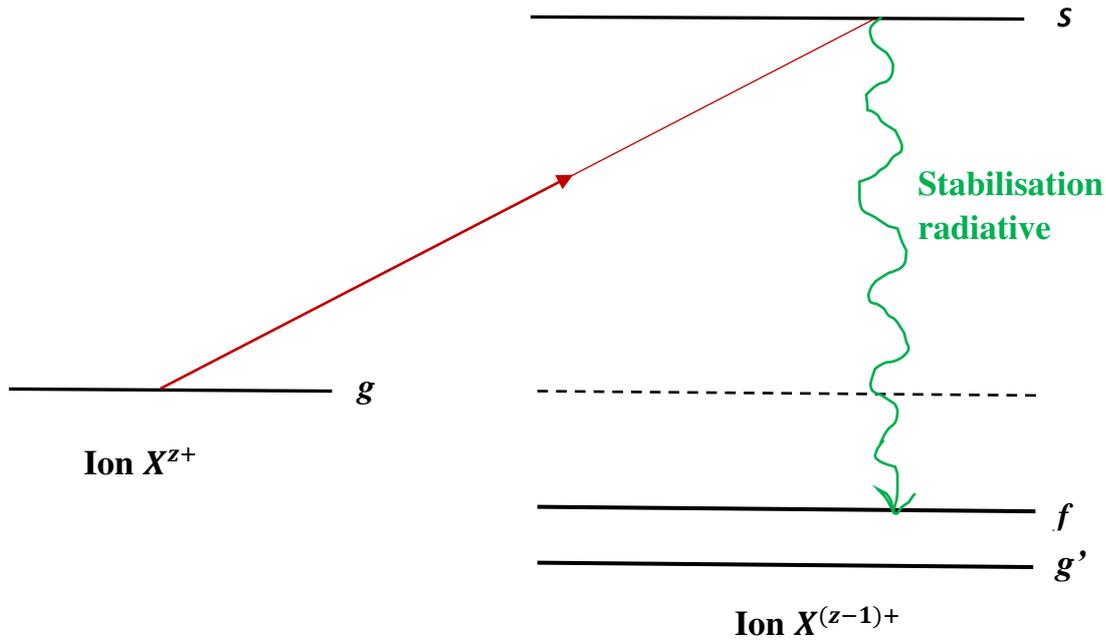


Figure III-2 : Emission de raie satellite de recombinaison diélectronique.

Les processus de recombinaison sont également importants pour l'équilibre d'ionisation coronal, où un ion X^{z+} et un électron se recombinent pour former un ion $X^{(z-1)+}$ (figure III-2). La recombinaison diélectronique (DR) prédomine lorsque l'énergie thermique des électrons est voisine de l'énergie d'excitation de l'ion recombinant de g vers s . La densité de population de l'ion recombiné $N_s(X^{(z-1)+})$ dans l'état autoionisant s est déterminée par l'équilibre entre la capture diélectronique d'une part et le déclin autoionisant et radiatif vers tous les états inférieurs possibles d'autre part :

$$N_g(X^{z+})n_e C_{cd}(g \rightarrow s) = N_s(X^{(z-1)+}) (\sum A_{auto}^s + \sum A_{rad}^s) \quad (\text{III-4})$$

ou $N_g(X^{z+})$ est la densité de population de l'ion recombinant dans le niveau fondamental et $C_{cd}(g \rightarrow s)$ le coefficient de taux de capture diélectronique. En utilisant cette dernière équation, l'émissivité de la raie satellite diélectronique $s \rightarrow f$ donnée par :

$$\varepsilon_{sf}^{DR} = N_s(X^{(z-1)+}) A_{rad}(s \rightarrow f) h\nu_{sf} \quad (\text{III-5})$$

5)

peut s'écrire alors,

$$\varepsilon_{sf}^{DR} = n_e N_g(X^{z+}) C_{cd}(g \rightarrow s) \frac{A_{rad}(s \rightarrow f)}{\Sigma A_{auto}^s + \Sigma A_{rad}^s} h\nu_{sf} \quad (\text{III-6})$$

6)

Après l'insertion de la formule de $C_{cd}(g \rightarrow s)$ donné par (II-13) dans (III-6), cette dernière peut prendre la forme suivante :

$$\varepsilon_{sf}^{DR} = h\nu_{sf} n_e N_g(X^{z+}) F_1(T_e) F_2^{sf} \quad (\text{III-7})$$

7)

où toute la dépendance à la température est contenue dans le terme $F_1(T_e)$ exprimé dans le cadre d'une distribution Maxwellienne (en unité de cm^3) par :

$$F_1(T_e) = 2.071 \times 10^{-16} T_e^{-3/2} \exp(-E_s/kT_e) \quad (\text{III-8})$$

Dans l'équation (III.7) F_2^{sf} est le facteur atomique de la raie satellite (en s^{-1}) qui est défini par

$$F_2^{sf} = \frac{g_s}{g_i} \frac{A_{auto}(s \rightarrow i) A_{rad}(s \rightarrow f)}{\Sigma A_{auto}^s + \Sigma A_{rad}^s} \quad (\text{III-9})$$

9)

Ce facteur de raie introduit dans l'expression de l'émissivité montre que les raies les plus intenses correspondent non seulement aux grandes valeurs de A_{auto} mais aussi de A_{rad} . Cependant, les raies satellites les plus intenses sont issues des niveaux les plus fortement autoionisants mais avec une forte probabilité radiative.

A partir des formules précédentes, il est bien clair que l'émissivité d'une raie spectrale est une grandeur qui est sensible à la température électronique T_e du plasma. Cependant, elle en dépend différemment selon le mécanisme de production de la raie. Elle est principalement déterminée par les processus de peuplement des niveaux d'énergie des atomes ou ions qui y

sont présents. Par conséquent, le rapport d'émissivité de deux raies émises par les ions du plasma constitue une technique de diagnostic en température largement utilisée car elle peut offrir une mesure plus ou moins précise de la température électronique lorsque les processus de peuplement des niveaux supérieurs de ces deux raies dépendent de manière différente de T_e .

III.3 Rapport d'émissivité de deux raies émises par un même ion

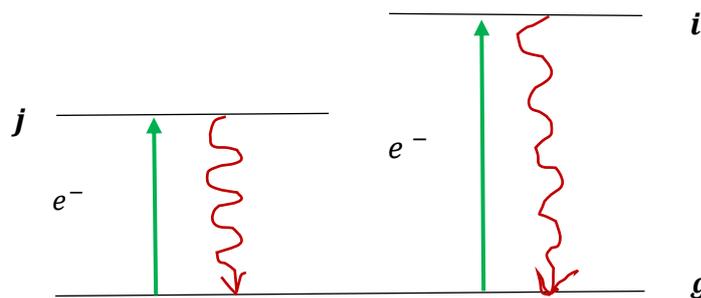


Figure III-3 : Diagramme d'énergie à trois niveaux. Les flèches rouges illustrent la désexcitation radiative des niveaux i et j vers le niveau fondamental g , tandis que les flèches vertes montrent l'excitation collisionnelle des niveaux i et j à partir du niveau g .

Considérons le cas de deux niveaux excités notés i et j d'un ion fortement chargé X^{Z+} qui peuvent se désexciter essentiellement par émission spontanée vers le niveau fondamental g . Ces niveaux i et j sont principalement peuplés par excitation collisionnelle à partir du niveau g (figure III-3). En utilisant l'équation (III-3), le rapport d'émissivité R des deux raies émises lors des transitions optiquement permises de type dipolaire électrique $i \rightarrow g$ et $j \rightarrow g$ est donné par :

$$R = \frac{\varepsilon_{ig}^{IE}}{\varepsilon_{jg}^{IE}} = \frac{C_{gi}(T_e)}{C_{gj}(T_e)} \frac{\lambda_{gj}}{\lambda_{gi}} \quad (\text{III-10})$$

10)

où λ est la longueur d'onde du rayonnement émis, C_{gi} et C_{gj} sont les coefficients de taux d'excitation $g \rightarrow i$ et $g \rightarrow j$, respectivement. Il est nettement remarquable que R n'a aucune dépendance en densité n_e , par contre sa dépendance en température est contenue dans le rapport C_{gi}/C_{gj} .

En introduisant l'expression du coefficient de taux d'excitation C donnée par (II.3), le rapport R devient alors :

$$R = \frac{\lambda_{gj}}{\lambda_{gi}} \frac{\langle \Omega_{gi} \rangle}{\langle \Omega_{gj} \rangle} \exp\left(\frac{-(E_i - E_j)}{k_B T_e}\right) \quad (\text{III-11})$$

11)

où $\langle \Omega \rangle$ est donnée par l'équation (II.4). E_i et E_j sont, respectivement, les énergies des niveaux i et j .

Il est bien vu de l'équation (III.11) que la dépendance de R en T_e provient principalement du facteur exponentiel, au niveau duquel apparait l'écart énergétique entre les deux niveaux i et j par rapport à la valeur $k_B T_e$. Cet écart doit être suffisamment important pour que R soit vraiment sensible à la température.

Comme exemple typique de raies dont le rapport d'émissivité est sensible à la température électronique, nous pouvons citer les raies émises par des ions héliumoïdes. Il y avait été montré par [2,33] que le rapport d'intensité nommé :

$$G = \frac{z(1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0) + (x(1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0) + y(1s2p \ ^3P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0))}{w(1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)} \quad (\text{III-12})$$

varie sensiblement avec T_e . Ceci provient du fait que la dépendance à la température du coefficient de taux d'excitation associé à la raie de résonance w est très différente au ceux associés aux raies interdite z et d'intercombinaison (x, y) .

III.4 Rapport d'émissivité basé sur des raies satellites

Les raies satellites sont des raies aperçues au voisinage ou en mélange avec les raies de résonances des atomes fortement ionisés, comme c'est le cas, par exemple, des raies satellites

qui nous intéressent ici et qui sont émises par des ions lithumoides mais impliquant initialement des ions héliumoides [8,36,37]. Ces raies peuvent être créées par deux mécanismes, l'excitation de couche interne par impact d'électrons de l'ion à l'état lithumioïde suivie d'une stabilisation radiative, ou bien d'une recombinaison diélectronique à partir de l'ion à l'état héliumioïde (figure III-4).

Particulièrement, pour un plasma chaud et peu dense, le rapport d'émissivité entre une raie satellite diélectronique et une raie de résonance associée est très sensible à la température T_e . Par contre, le rapport d'émissivité d'une raie satellite due à une excitation de couche interne à celle de résonance peut être un bon indicateur de l'abondance des ions.

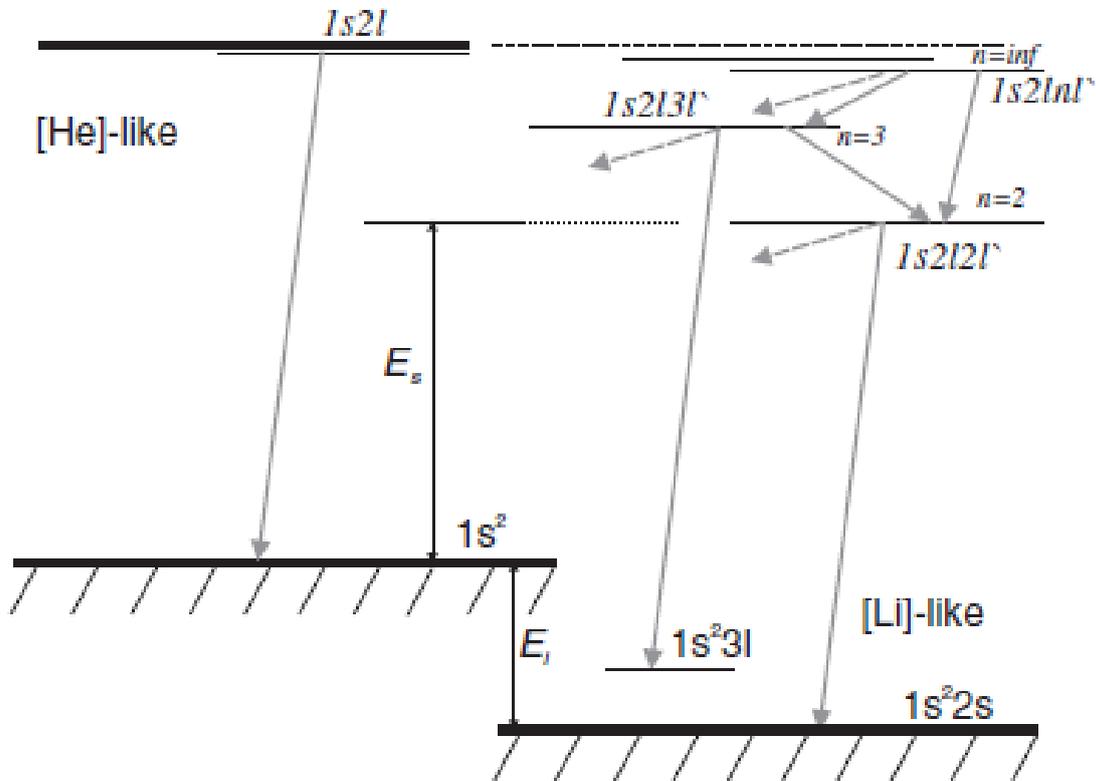


Figure III-4 : Diagramme des niveaux d'énergie des ions héliumoides et lithumioïde [38].

III.4.1 Cas de raies produites par la recombinaison diélectronique :

Considérons le cas où l'une des deux raies impliquées dans le rapport d'émissivité correspond à une transition de stabilisation dans le processus de recombinaison diélectronique de l'ion lithumioïde $A^{(z-1)+}$. L'autre raie correspond à une transition produite principalement par une excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental de l'ion héliumioïde A^{z+} .

Le rapport R peut s'exprimer en utilisant les équations (III.3) et (III.7) par :

$$R = \frac{\varepsilon_{sf}^{RD}}{\varepsilon_{jg}^{IE}} = \frac{F_1(T_e) F_2^{sf}}{C_{gj}(T_e)} \quad (\text{III-13})$$

Notons que $\frac{h\nu_{sf}}{h\nu_{jg}} \approx 1$ car les deux raies sont normalement très proches en longueur d'onde dans le spectre d'émission. Il est utile de noter que ce rapport ne dépend ni de la densité des électrons n_e , ni du rapport d'abondance des ions héliumoïdes et lithiuoïdes, et varie seulement avec la température T_e .

III.4.2 Cas de raies produites par excitation de couche interne :

Considérons maintenant une raie satellite issue d'un niveau doublement excité noté s peuplé essentiellement par un processus d'excitation de couche interne par impact d'électrons de l'ion lithiuoïdes $A^{(z-1)+}$. Le rapport d'émissivité R de cette dernière par rapport à une raie produite par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental de l'ion héliumoïdes A^{z+} est donnée par :

$$R = \frac{N_g(A^{(z-1)+})}{N_g(A^{z+})} \frac{C_{gs}(T_e)}{C_{gj}(T_e)} \frac{h\nu_{sg}}{h\nu_{jg}} \quad (\text{III-14})$$

Le rapport $\frac{C_{gs}(T_e)}{C_{gj}(T_e)}$ est une fonction qui varie lentement avec la température électronique et $\frac{h\nu_{sg}}{h\nu_{jg}} \approx 1$. Cependant, il est clair que R dépend de l'abondance des ions à l'état lithiuoïde par rapport aux ions à l'état héliumoïde.

Chapitre IV

*Utilisation de la spectroscopie X pour
le diagnostic d'un plasma de Tokamak.*

Le rayonnement émis par les plasmas chauds astrophysiques représente une source unique d'informations. L'analyse du spectre d'émission du rayonnement X provenant de ces plasmas constitue un puissant outil de diagnostic pour déterminer leurs propriétés physiques telles que la température et densité électroniques, l'abondance d'un élément chimique ainsi que l'état d'ionisation.

La spectroscopie X a été aussi appliquée comme moyen utile de diagnostic des plasmas de fusion par confinement magnétique. Elle a joué un rôle important pour déterminer non seulement les caractéristiques locales de ces plasmas telles que les températures ionique et électronique, la densité électronique, mais aussi les concentrations et le transport des impuretés, les pertes radiatives et les écarts à l'équilibre d'ionisation [39].

IV.1 Principe d'un Tokamak

Un tokamak est un type de dispositif expérimental utilisé pour la recherche sur la fusion nucléaire. Il s'agit d'un dispositif de confinement magnétique qui vise à reproduire les conditions nécessaires pour obtenir une réaction de fusion contrôlée, similaire à celle qui se produit au cœur du soleil. Le but principal d'un tokamak est de réaliser une fusion nucléaire contrôlée, c'est-à-dire de fusionner des noyaux atomiques légers, tels que l'hydrogène, pour former des noyaux plus lourds, en libérant une grande quantité d'énergie. Cette réaction de fusion peut être une source d'énergie propre et quasi-inépuisable, car elle ne produit pas de déchets radioactifs à longue durée de vie et utilise des ressources abondantes sur Terre [40,41].

Dans les tokamaks, le plasma est formé en chauffant un gaz à des températures extrêmement élevées ce qui lui donne un état ionisé où les électrons sont séparés des noyaux. Ce plasma chaud $\sim 10^7 \text{K}^\circ$ est maintenu loin des parois sous l'action de champs magnétiques intenses créés par des bobinages électriques enroulés autour de la chambre de confinement. Malgré cela, le plasma périphérique d'un tokamak interagit avec ses parois, ce qui va causer une contamination du plasma par des impuretés suite au phénomène d'érosion physique et chimique. Les collisions électroniques dans le plasma vont produire un rayonnement qui constitue une cause appréciable de perte d'énergie et donc jouer un rôle important sur la condition d'amorce de la fusion contrôlée dans un plasma de tokamak.

Différents types de tokamaks existent, chacun avec ses propres caractéristiques et objectifs de recherche. L'un des exemples les plus connus est le tokamak TEXTOR (acronyme de "Textile Torus"), qui a été exploité par l'Institut Max Planck de physique des plasmas en Allemagne.

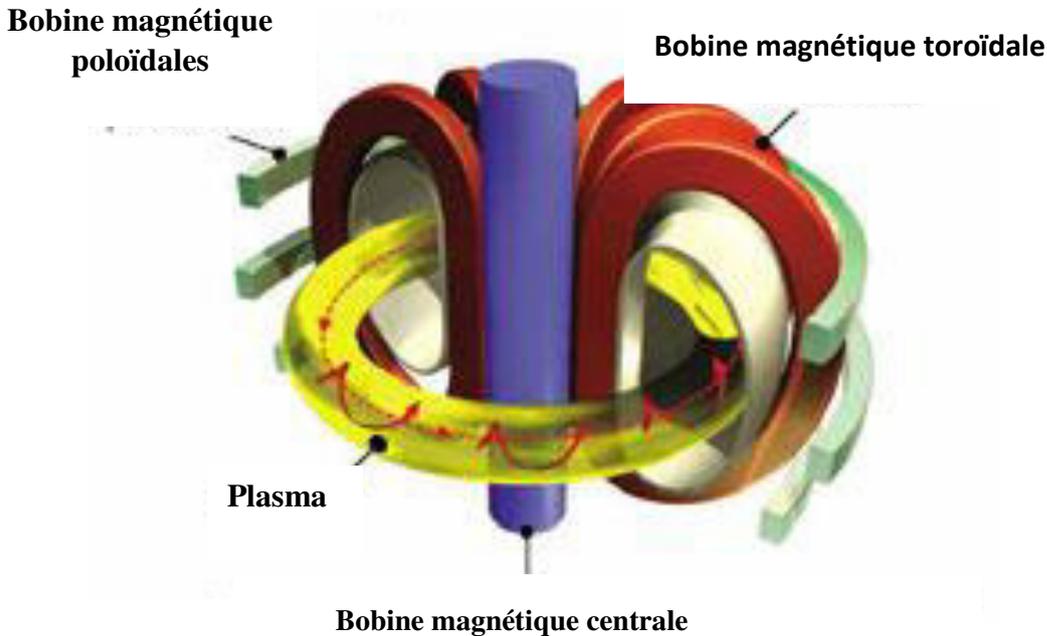


Figure IV-1 : Conception d'un Tokamak [42].

TEXTOR a été utilisé pour mener des recherches sur la fusion pendant plusieurs décennies et a fourni des données précieuses pour améliorer notre compréhension de la physique du plasma et du confinement magnétique [18]. TEXTOR est un tokamak de taille moyenne qui se distingue par ses dimensions : un rayon externe de 1,75 m et un rayon interne de 0,46 m. Son fonctionnement est basé sur l'utilisation de champs magnétiques toroïdaux atteignant une intensité maximale de 2,7 T, ainsi que des courants de plasma pouvant atteindre les 580 kA. En plus du chauffage ohmique qui produit environ 0,5 MW grâce au courant de plasma, une source de chauffage auxiliaire est utilisée, consistant en l'injection de faisceaux d'hydrogène neutre. Cette injection génère une puissance totale pouvant atteindre 2 MW. Ces machines opèrent sur une large gamme de températures, $T_e = 0,8-2,5$ keV, et de densités, $n_e=10^{13}-10^{14}$ cm⁻³ [43].

Au-delà de ce dernier, de nouveaux types de tokamaks ont également émergé comme le Joint European Torus (JET), qui est actuellement le plus grand tokamak en exploitation en Europe. Le JET a été conçu pour réaliser des expériences à grande échelle en vue de démontrer la faisabilité technique de la fusion nucléaire. Un autre exemple est l'ITER (International

Thermonuclear Experimental Reactor), un projet de tokamak en cours de construction en France. Il est conçu pour atteindre des températures de fusion supérieures à celles des tokamaks précédents pour générer un gain d'énergie appréciable. Ces différents types de tokamaks et les recherches qui y sont menées sont essentiels pour faire progresser notre compréhension de la fusion nucléaire et pour développer les technologies nécessaires à la réalisation d'une source d'énergie de fusion durable à l'avenir.

IV.2 Principe d'un spectromètre à rayons X

Un spectromètre est un instrument utilisé pour mesurer et analyser la répartition de la lumière en fonction de sa longueur d'onde ou de sa fréquence. Comme son nom l'indique, le spectromètre à rayons X est un instrument qui utilise les rayons X pour analyser les propriétés d'un matériau. Le principe de base d'un spectromètre à rayons X consiste à bombarder un échantillon avec des rayons X et à analyser la manière dont ces rayons sont diffusés ou absorbés par le matériau. En fonction des interactions entre les rayons X et l'échantillon, différentes informations peuvent être obtenues, telles que la structure cristalline, la composition chimique, les propriétés électroniques, la densité, etc.

Tout spectromètre utilise un élément dispersif, qui sépare les différentes raies d'un rayonnement polychromatique, en imposant à chacune une direction bien déterminée en fonction de la longueur d'onde, et un élément récepteur qui enregistre l'intensité de chacune de ces raies. Les principaux spectromètres employés dans le domaine X sont constitués d'un cristal, comme élément dispersif, et d'un compteur proportionnel, comme élément récepteur.

Le spectromètre à rayons X de Bragg est l'un des types les plus couramment utilisés. Il se base sur la diffraction des rayons X par les plans cristallins d'un matériau selon la loi de Bragg [44]:

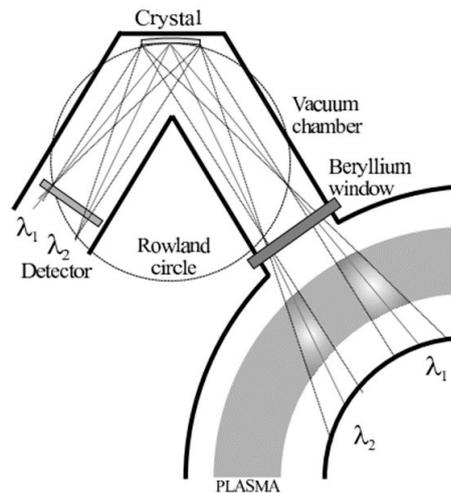
$$2d \sin \theta = n \lambda = n \frac{hc}{E} \quad (\text{IV-1})$$

1)

où d est la distance interatomique du cristal, θ l'angle de Bragg, λ la longueur d'onde, E l'énergie du rayon incident, n l'ordre de diffraction et $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J s est la constante de Planck ($hc = 12.3984 \text{ \AA keV}$).

Les premières techniques de mesure de spectres X reposaient sur l'utilisation des cristaux plans et des schémas géométriques basiques [45]. Cependant, bien que très pratique, ces

spectromètres ne permettaient pas d'obtenir de bonnes résolutions spectrales et le signal détecté n'était pas important. Depuis, des chercheurs tels que Cauchois, Johann ou Von Hamos [46,47] ont mis au point d'autres techniques basées sur l'utilisation d'optiques à cristal courbé de forme sphériques ou cylindriques permettant ainsi la focalisation des rayons X diffractés en différents points en fonction de leur longueur d'onde. Ces spectromètres sont souvent utilisés pour des applications nécessitant une haute résolution en énergie, telles que l'analyse des raies d'émission caractéristiques des éléments. Le rayonnement est détecté par



des détecteurs sensibles à la position comme les détecteurs à gaz tels que les compteurs proportionnels multi-fils (MWPC) et leurs variantes. Des progrès ont été aussi réalisés dans le développement de ces détecteurs à rayons X les rendant plus sensibles et plus rapides, ce qui permet d'améliorer les performances des spectromètres à rayons X, comme c'est le cas des détecteurs à semi-conducteurs et les détecteurs à pixels, qui offrent une résolution spatiale élevée et une meilleure efficacité de détection.

Figure IV-2 : Présentation d'un Spectromètre à rayons X (type Johann) installé sur un tokamak [18].

IV. 3 Diagnostics spectroscopiques

Les spectres d'émission des raies X produites par les ions fortement chargés de la séquence isoélectronique d'hélium sont souvent utilisés à des fins de diagnostics des plasmas chauds. En procédant à une comparaison entre les intensités des raies observées et calculées

théoriquement, il est possible de déduire la température et le rapport d'abondance des ions à l'état lithiomoïde par rapport à l'état héliumoïde.

Dans cette partie du mémoire, nous allons considérer un spectre haut résolution observé dans un plasma de fusion du tokamak [18]. Sur ce spectre apparaissent des raies correspondant aux transitions à partir des niveaux excités triplets et singulets appartenant à la configuration $1s2l$ des ions d'argon à l'état héliumoïde associées à des raies satellites émises par ce même ion à l'état lithiomoïde. Ce spectre représenté sur la figure IV-3 est observé dans le tokamak TEXTOR dans l'intervalle de longueurs d'onde (3.94–4.02 Å).

Les raies émises par les ions héliumoïdes figurant sur le spectre sont :

- La raie de résonance dénommée w de type dipolaire électrique émise lors de la transition $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$.
- La raie d'intercombinaison dénommée y , également de type dipolaire électrique émise lors de la transition $1s2p\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$.
- La raie interdite dénommée z de type dipolaire magnétique émise lors de la transition $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$. Elle correspond à une transition entre deux états de même parité.
- La raie interdite dénommée x de type quadrupolaire magnétique émise lors de la transition $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$.

Ces raies sont principalement produites par excitation collisionnelle directe à partir du niveau fondamental $1s^2\ ^1S_0$. Les autres raies relativement intenses qui apparaissent toujours sur ce spectre sont des raies satellites qui sont émises lors des désexcitations radiatives des niveaux doublement excités appartenant aux deux configurations $1s2s2p$ et $1s2p^2$ de l'ion lithiomoïde vers les niveaux des configurations $1s^22s$ et $1s^22p$. Ces niveaux doublement excités sont peuplés soit par un processus de recombinaison diélectronique impliquant les ions à l'état héliumoïde, ou bien par un processus d'excitation de couche interne des ions lithiomoïdes. Ces raies sont (voir figure IV-3) :

- La raie dénommée k qui correspond à la transition $1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^22p\ ^2P_{1/2}$.
- La raie dénommée q correspond à la transition $1s2s2p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^22s\ ^2S_{1/2}$.
- La raie dénommée r correspond à la transition $1s2s2p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 1s^22s\ ^2S_{1/2}$.

D'autres raies satellites provenant des états avec $n = 2$ peuvent aussi apparaître sur un spectre à droite de la raie de résonance. Comme exemple, on retrouve souvent la raie dénommée j

due à la transition $1s2p^2\ ^2D_{5/2} \rightarrow 1s^22p\ ^2P_{3/2}$, la raie $s(1s2s2p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^22s\ ^2S_{1/2})$ et la raie $t(1s2s2p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 1s^22s\ ^2S_{1/2})$. Le groupe des satellites issues de $n=3$ apparaît plus proche de la raie de résonance w , alors que celui avec $n \geq 4$ n'arrive même pas à se distinguer d'elle.

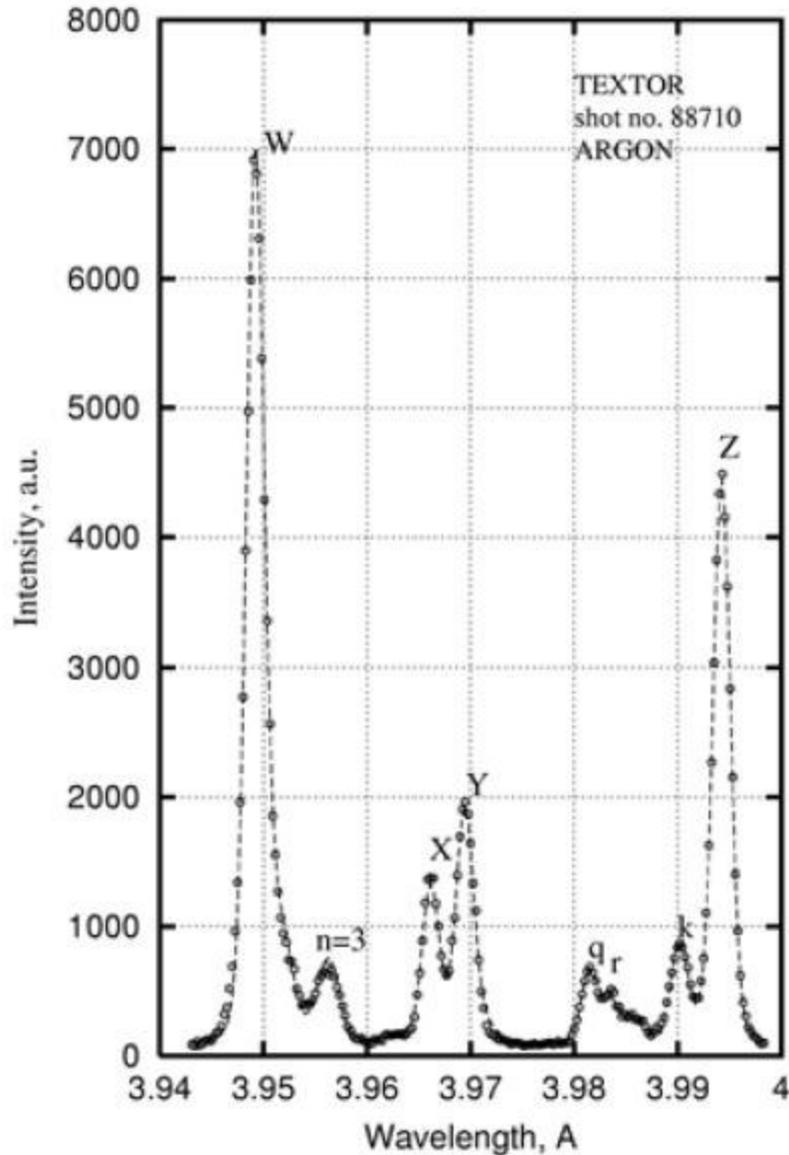
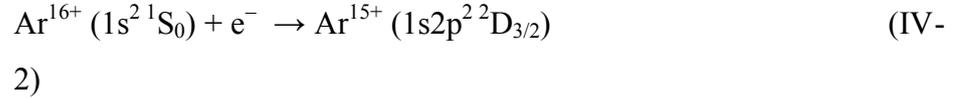


Figure IV-3 : Spectre d'argon héliumoïde obtenu dans le tokamak TEXTOR [18].

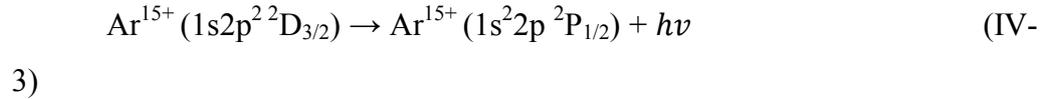
IV.3.1 Détermination de la température électronique :

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la raie notée k émise par les ions Ar^{15+} à la longueur d'onde 3.989 Å. Cette raie est une raie satellites de recombinaison diélectronique. Son processus de formation consiste en deux étapes :

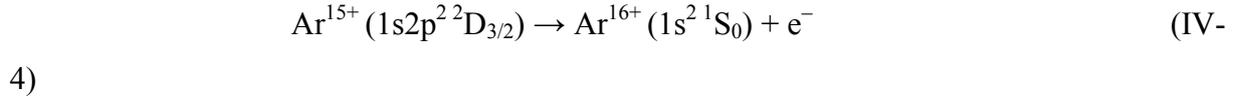
Une capture diélectronique :



suivie d'une stabilisation radiative :



Le processus inverse de la capture diélectronique est l'autoionisation où l'ion recombiné temporairement effectue une transition non radiative vers le niveau fondamental $1s^2$ de l'ion recombinant avec éjection d'un électron :



Nous nous intéressons aussi à la raie de résonance $w(1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$ émise à la longueur d'onde 3,949 Å par les ions Ar^{16+} . En se basant sur le spectre de la figure IV-3, nous avons trouvé la valeur du rapport d'intensité des deux raies considérées égale à 0,11.

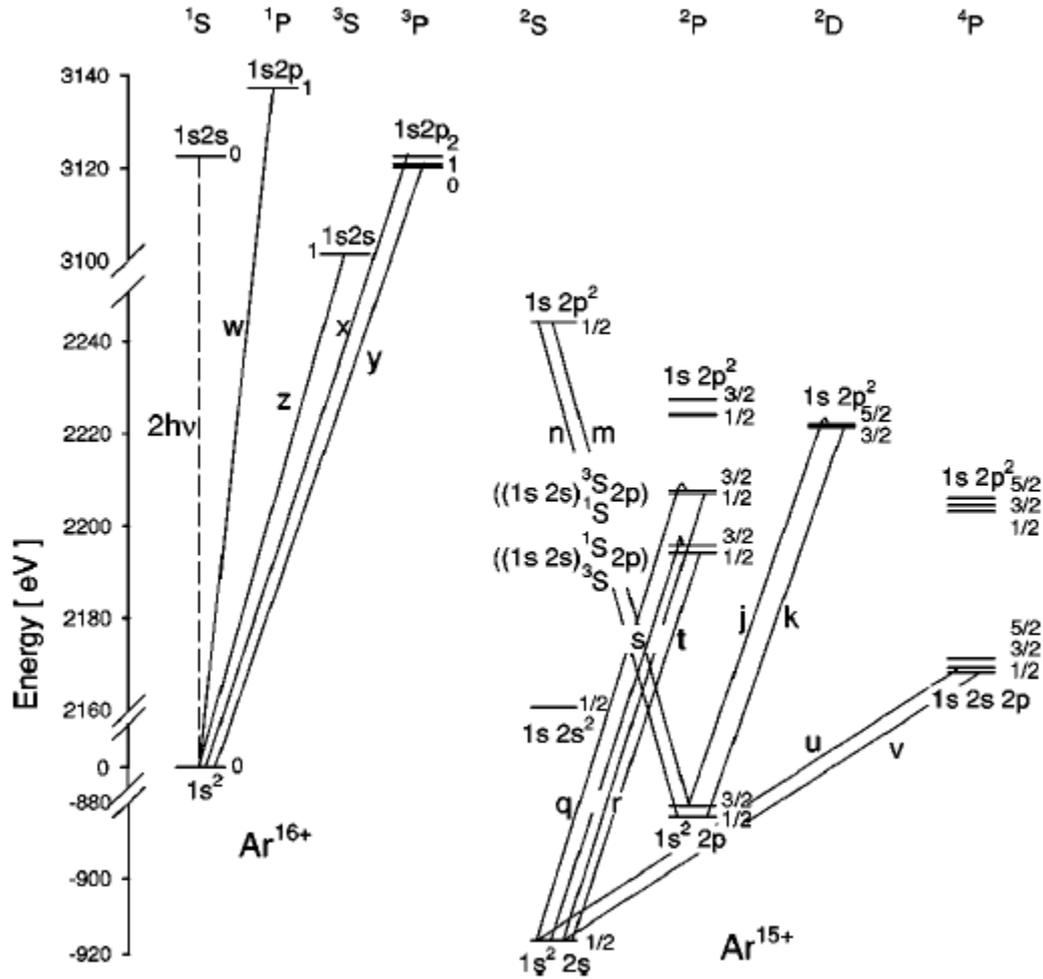


Figure IV-4 : diagramme des niveaux d'énergie des ions Ar^{16+} et Ar^{15+} [48].

Théoriquement, le rapport d'émissivité de ces deux raies peut s'écrire selon la relation (III.13) par :

$$R_{k/w} = \frac{\varepsilon_k^{DR}}{\varepsilon_w^{IE}} = \frac{F_1(T_e) F_2^k}{C_w(T_e)} \quad (\text{IV-5})$$

La fiabilité du calcul de ce rapport R nécessite la connaissance de certaines données atomiques avec précision. De ce fait, nous avons adopté les coefficients de taux d'excitation collisionnelle C_w à partir du niveau fondamental de l'ions Ar^{16+} vers le niveau supérieur de la raie w calculés par Zhang et Sampson [49]. Ces auteurs ont calculé en plus de l'excitation directe, l'excitation résonante via les niveaux autoionisants $n = 3$ et $n = 4$ de l'ion Ar^{15+} .

D'autre part, nous avons calculé $F_1(T_e)$ en utilisant l'équation (III-8) pour les mêmes valeurs de température considérées pour la détermination de C_w , puis F_2^k à partir des valeurs de probabilités de transition radiative A_{rad} et d'autoionisation A_{auto} du niveau doublement excité $1s2p^2D_{3/2}$ vers tous les niveaux inférieurs de l'ion Ar^{15+} et vers le niveau fondamental de l'ion Ar^{16+} , respectivement. Les valeurs de A_{rad} et A_{auto} que nous avons adopté dans notre calcul sont ceux de la référence [19].

Dans le tableau IV-1 nous avons donné les valeurs des coefficients de taux d'excitation collisionnelle totales C_w ainsi que le coefficient de taux de recombinaison diélectrique obtenue à partir des valeurs calculées de F_1 et F_2 pour neuf valeurs de température électronique telle que :

$$\alpha_{RD}(Ar^{16+}, 1s^2 \ ^1S_0 \rightarrow Ar^{15+}, 1s^2 2p \ ^2P_{1/2}) = F_1(T_e) F_2^k \quad (IV-6)$$

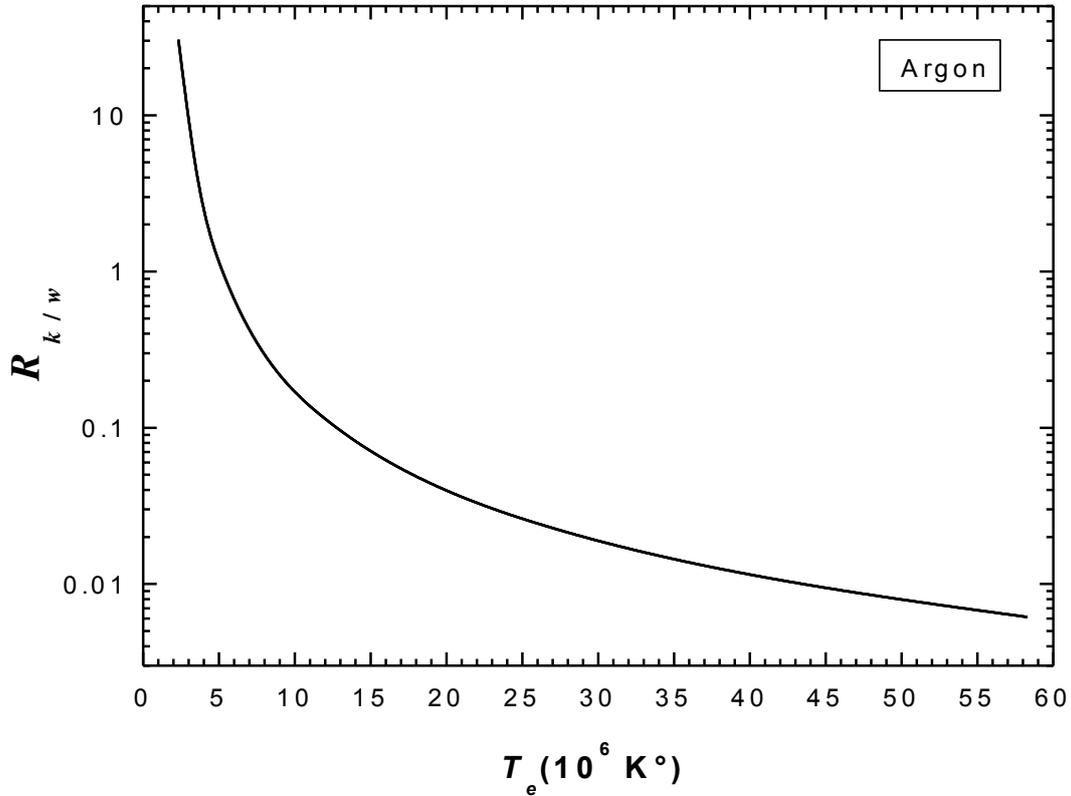
Le calcul de $R_{k/w}$ en fonction de T_e nous a permis de tracer la courbe de la figure IV-5. A partir de cette courbe, nous remarquons que le rapport d'émissivité $R_{k/w}$ est fortement sensible à la température électronique T_e . Il décroît de 30.4 à 0.006 lorsque la température augmente de 2.33×10^6 à 5.83×10^7 K°.

En projetant la valeur expérimentale de $R_{k/w}$ trouvée à partir du spectre sur la courbe théorique de ce même rapport, nous relevons la valeur de température de 12.5×10^6 K° qui correspond bien à un plasma de tokamak TEXTOR.

Tableau IV-1 : Coefficient de taux d'excitation collisionnelle C_w ($cm^3 s^{-1}$) pour la transition à partir du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$ vers le niveau excité $1s2p \ ^1P_1$ de l'ions Ar^{16+} et coefficient de taux de recombinaison diélectrique α_{RD} ($cm^3 s^{-1}$) à partir du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$ de l'ion Ar^{16+} vers le niveau $1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$ de l'ion Ar^{15+} via le niveau doublement excité $1s2p^2 \ ^2P_{3/2}$ pour différentes valeurs de température électronique T_e (en K°).

T_e	C_w	α_{RD}
2.33×10^6	5.0089×10^{-18}	1.5402×10^{-16}

3.5×10^6	7.5562×10^{-16}	3.37046×10^{-15}
5.25×10^6	2.1242×10^{-14}	2.13353×10^{-14}
7.87×10^6	1.9147×10^{-13}	5.9544×10^{-14}
1.17×10^7	7.8863×10^{-13}	9.59165×10^{-14}
1.75×10^7	2.08597×10^{-12}	1.08779×10^{-14}
2.62×10^7	3.97826×10^{-12}	9.68162×10^{-13}
3.9×10^7	6.0764×10^{-12}	7.36134×10^{-14}
5.83×10^7	8.08171×10^{-12}	5.01212×10^{-14}

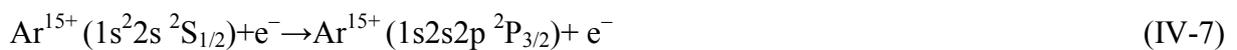


FigureVI-5 : Variation du rapport d'émissivité en fonction de la température électronique (T_e).

IV.3.2 Détermination du rapport d'abondance :

Dans le but de déterminer l'abondance relative des ions d'argon à trois électrons par rapport aux ions à deux électrons, nous utilisons un rapport d'intensité faisant intervenir une raie satellite formée essentiellement par excitation de couche interne comme c'est le cas de la raie satellite dénommée q . Cette raie est l'une des raies satellites les plus intenses qui apparaissent sur le spectre considéré dans cette étude. Elle est émise à la longueur d'onde $\lambda=3.981 \text{ \AA}$ par l'ion Ar^{15+} . La raie q peut être formée par deux processus distincts :

Excitation de couche interne par impact d'électrons :



et capture diélectronique :

$$\text{Ar}^{16+} (1s^2 \ ^1S_0) + e^- \rightarrow \text{Ar}^{15+} (1s2s2p \ ^2P_{3/2}) \quad (\text{IV-8})$$

Les calculs ont montré que le second processus est négligeable par rapport au premier. Par ailleurs le mode dominant de désexcitation du niveau autoionisant $1s2s2p \ ^2P_{3/2}$ est par transition radiative vers le niveau fondamental $1s^2 2s \ ^2S_{1/2}$ [19] du fait que :

$$A_{rad}(1s2s2p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s \ ^2S_{1/2}) = 1.01 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

alors que

$$A_{auto}(1s2s2p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0) = 1.86 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

Pour les plasmas peu denses l'émissivité de la raie q est similaire à celle de la raie w , elle est donné par :

$$\varepsilon_q^{IE} = N_q(\text{Ar}^{15+}) n_e C_q(T_e) h\nu_q \quad (\text{IV-9})$$

et le rapport de leur émissivité s'écrira alors :

$$R_{q/w} = \frac{\varepsilon_q^{IE}}{\varepsilon_w^{IE}} = \frac{N(\text{Ar}^{15+}) C_q(T_e) \lambda_w}{N(\text{Ar}^{16+}) C_w(T_e) \lambda_q} \quad (\text{IV-10})$$

où $\frac{N(\text{Ar}^{15+})}{N(\text{Ar}^{16+})}$ est l'abondance relative des ions d'argon à l'état lithiomoïde par rapport aux mêmes ions à l'état héliomoïde.

En admettant que la distribution d'énergie des électrons est maxwellienne, nous avons calculé le coefficient de taux d'excitation collisionnelle C_q du niveau $1s^2 2s \ ^2S_{1/2}$ vers $1s2s2p \ ^2P_{3/2}$ pour une température T_e donnée du plasma à partir des forces de collision Ω_q selon la formule suivante :

$$C_q(T_e) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T^{1/2}} \left(\frac{\Delta E_q}{k_B T_e} \right) \int_1^\infty \Omega_q(x) \exp\left(-\frac{\Delta E_q}{k_B T_e} x\right) dx \quad (\text{IV-11})$$

où T_e est exprimée en K° et $x = E/\Delta E$ est l'énergie des électrons incidents rapportée au seuil d'excitation ΔE de la raie q . Les valeurs de Ω_q sont ceux obtenus par Goett et *al.* [50], elles sont consignées sur le tableau IV-2.

Notons que le rapport C_q/C_w est une fonction qui varie lentement avec la température électronique. Pour la température du plasma de tokamak TEXTOR considéré dans notre étude et qui a été déterminé dans la partie précédente par $T_e = 12.6 \times 10^6 \text{ K}^\circ$, ce rapport a été trouvé égal à 0.666. Pour cette même température, nous avons tracé sur la figure (IV-6) la variation du rapport d'émissivité $R_{q/w}$ en fonction du rapport d'abondance des ions d'argon.

Tableau IV-2 : forces de collision à partir du niveau $1s^2 2s^2 S_{1/2}$ vers le niveau doublement excité $1s 2s 2p^2 P_{3/2}$ de l'ion Ar^{15+} en fonction de l'énergie des électrons incidents rapportée au seuil d'excitation [50].

X	Ω
1.0	5.973×10^{-3}
1.2	8.036×10^{-3}
1.5	1.084×10^{-2}
1.9	1.408×10^{-2}
2.5	1.811×10^{-2}
4.0	2.543×10^{-2}
6.0	3.206×10^{-2}
10.0	4.085×10^{-2}
15.0	4.832×10^{-2}

La valeur mesurée du rapport $R_{q/w}$ à partir du spectre (IV-3) est de 0.108. De cette valeur, nous pouvons déterminer le rapport $\frac{N(\text{Ar}^{15+})}{N(\text{Ar}^{16+})}$ à partir de la courbe théorique de la figure (IV-6).

Le résultat obtenu pour le rapport d'abondance est de 0.16. Cette faible valeur indique que

pour une température électronique du plasma égale à 12.6×10^6 K°, les ions Ar^{16+} sont beaucoup plus abondants que ceux d' Ar^{15+} .

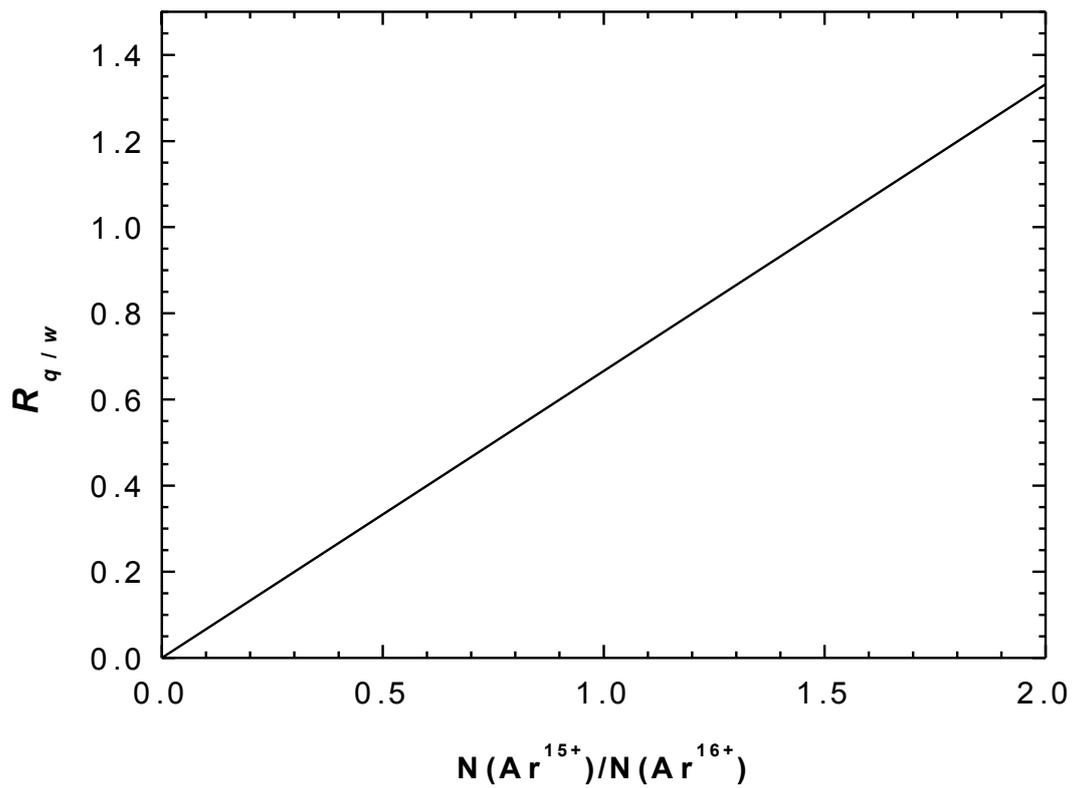


Figure (IV-6) : Variation du rapport d'émissivité $R_{q/w}$ en fonction

du rapport d'abondance $\frac{N(\text{Ar}^{15+})}{N(\text{Ar}^{16+})}$

Conclusion :

Ce mémoire s'intéresse à l'utilisation de la spectroscopie des rayons X comme un outil puissant de diagnostic des plasmas chauds et pas très dense, similaire à ceux présents dans la couronne solaire et les tokamaks. Nous avons étudié un spectre de raies émises par des ions d'argon à l'état héliumoïdes et lithiuoïdes dans un plasma de tokamak TEXTOR entre 3.94 et 4.02 Å. Nous avons calculé deux rapports d'émissivités de raies, le premier correspond à la raie satellite de recombinaison diélectronique notée $k(1s2p^2\ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^22p\ ^2P_{1/2})$ émises par les ions d'argon lithiuoïde Ar^{15+} sur la raie de résonance $w(1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0)$ émise par les ions d'argon héliumoïdes Ar^{16+} et le second correspond à la raie satellite dénommée $q(1s2s2p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2\ 2s\ ^2S_{1/2})$ qui est produite essentiellement par excitation de couche interne de l'ion Ar^{15+} sur la raie w .

Nous avons montré que le premier rapport $R_{k/w}$ est très sensible à la température des électrons de plasma T_e , il décroît rapidement de 30.4 à 0.006 lorsque T_e varie de 2.33×10^6 à 5.83×10^7 K°. Ceci confirme que $R_{k/w}$ est un bon indicateur de température. En projetant la valeur de ce rapport mesurée du spectre expérimental de notre plasma considéré sur la courbe théorique que nous avons tracé, nous avons déterminé la température électronique du plasma qui est de 12.6×10^6 K°. A cette même valeur T_e , nous avons ensuite calculé le deuxième rapport $R_{q/w}$ qui s'est révélé dépendant de l'abondance relative des ions d'argon à trois électrons par rapport aux ions à deux électrons. En mesurant la valeur expérimentale de ce rapport, nous avons déduit à partir de notre courbe théorique que dans un plasma de tokamak TEXTOR la valeur de $N(Ar^{15+})/N(Ar^{16+})=0.162$ pour $T_e=12.6 \times 10^6$ K°.

Nous avons montré à travers nos calculs que cette méthode de diagnostic qui est basée sur le rapport d'intensité des raies satellites k et q sur la raie de résonance w est un bon indicateur de température électronique et d'abondance relative des ions dans les plasmas chauds et peu denses.

En conclusion, nous pouvons confirmer que la spectroscopie des rayons X représente un outil prometteur pour le diagnostic des plasmas chauds, à travers laquelle nous obtenons des informations essentielles pour la compréhension de ces environnements complexes et pour mieux ainsi développer la fusion nucléaire contrôlée. Cependant, le travail que j'ai effectué durant la préparation de ce mémoire m'a permis, d'une part, d'approfondir mes connaissances

de physique atomique dans les plasmas chaud, et d'autre part, d'apprendre à manipuler le logiciel de calculs MATHEMATICA et de présentation graphique ORIGIN.

-
- [1] Porquet, D., Mewe, R., Kaastra, J. S., Dubau, J., & Raassen, A. J. J. (2002). X-ray powerful diagnostics for highly-ionized plasmas: He-like ions. arXiv preprint astro-ph/0204119.
- [2] Pradhan, A. K., & Shull, J. M. (1981). Density and Temperature Diagnostics of X-Ray Sources-Line Ratios for Helium-Like Ions. *Astrophysical Journal*, Vol. 249, P. 821, 1981, 249, 821.
- [3] Rice, J. E., Bombarda, F., Graf, M. A., Marmor, E. S., Terry, J. L., & Wang, Y. (1997). Multiple plasma diagnoses from a five-chord, high energy resolution X-ray spectrometer array. *Fusion engineering and design*, 34, 159-163
- [4] Bautista, M. A., & Kallman, T. R. (2000). Recombination spectra of Helium-like ions. *The Astrophysical Journal*, 544(1), 581.
- [5] Källne, E., Källne, J., & Pradhan, A. K. (1983). X-ray line intensities for ions of the helium isoelectronic sequence in high-temperature plasmas. *Physical Review A*, 28(1), 467.
- [6] Phillips, K. J. H., Keenan, F. P., Harra, L. K., McCann, S. M., Rachlew-Kallne, E., Rice, J. E., & Wilson, M. (1994). Calculated Ar XVII line intensities and comparison with spectra from the Alcator C tokamak. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 27(10), 1939.
- [7] Dubau, J., Louergue, M., & TFR Group. (1982). High-resolution spectra from inner-shell transitions in highly ionised chromium (Cr XIX-XXIII). *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 15(7), 1007.
- [8] Gabriel, A. H. (1972). Dielectronic satellite spectra for highly-charged helium-like ion lines. *Monthly Notices of the Royal astronomical society*, 160(1), 99-119.
- [9] Walker Jr, A. B. C., & Rugge, H. R. (1971). Observation of autoionizing states in the solar corona. *The Astrophysical Journal*, 164, 181.
- [10] Doschek, G. A., Feldman, U., Seely, J. F., & McKenzie, D. L. (1989). High-resolution X-ray spectra of solar flares. IX-Mass upflow in the long-duration flare of 1979 June 5. *The Astrophysical Journal*, 345, 1079-1087.
- [11] Kato, T., Fujiwara, T., & Hanaoka, Y. (1998). X-Ray spectral analysis of Yohkoh bragg crystal spectrometer data on a 1992 September 6 Flare: The Blueshift Component and Ion Abundances. *The Astrophysical Journal*, 492(2), 822.
- [12] Porquet, D., & Dubau, J. (2000). X-ray photoionized plasma diagnostics with helium-like ions. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 143(3), 495-514.

- [13] Silver, E., Schnopper, H., Bandler, S., Brickhouse, N., Murray, S., Barbera, M., & Haller, E. E. (2000). Laboratory astrophysics survey of key x-ray diagnostic lines using a microcalorimeter on an electron beam ion trap. *The Astrophysical Journal*, 541(1), 495.
- [14] Bertschinger, G., Biel, W., Herzog, O., Weinheimer, J., Kunze, H. J., & Bitter, M. (1999). X-ray spectroscopy at the TEXTOR-94 tokamak. *Physica Scripta*, 1999(T83), 132.
- [15] Weinheimer, J., Ahmad, I., Herzog, O., Kunze, H. J., Bertschinger, G., Biel, W., & Bitter, M. (2001). High-resolution x-ray crystal spectrometer/polarimeter at torus experiment for technology oriented research-94. *Review of Scientific Instruments*, 72(6), 2566-2574.
- [16] Biedermann, C., Radtke, R., & Fournier, K. (2003). Line ratios and wavelengths of helium-like argon $n=2$ satellite transitions and resonance lines. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 205, 255-259.
- [17] Bitter, M., Hill, K. W., Zarnstorff, M., Von Goeler, S., Hulse, R., Johnson, L. C., & Dubau, J. (1985). Satellite spectra for heliumlike titanium. II. *Physical Review A*, 32(5), 3011.
- [18] Bertschinger, G., & Marchuk, O. (2005). High-temperature plasmas diagnostics by x-ray spectroscopy in the low density limit. *Nuclear Fusion Research: Understanding Plasma-Surface Interactions*, 183-199.
- [19] Goryaev, F. F., Vainshtein, L. A., & Urnov, A. M. (2017). Atomic data for doubly-excited states $2lnl'$ of He-like ions and $1s2lnl'$ of Li-like ions with $Z=6-36$ and $n=2, 3$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 113, 117-257.
- [20] Mondet, G. (2013). Propriétés radiatives des plasmas de fusion. Emissivité et opacité dans des structures atomiques complexes (Doctoral dissertation, Paris 11).
- [21] Notation: $E-(v)$ électron libre de vitesse V électron Lié - PPT Télécharger (no date) SlidePlayer. Available at: <https://slideplayer.fr/slide/1728123/> (Accessed: 07 June 2023).
- [22] Landshoff, R. K., & Perez, J. D. (1976). Determination of plasma parameters of laser-produced aluminium plasma from x-ray line radiation. *Physical Review A*, 13(4), 1619.
- [23] Ferrari, R. L. (1967). *Plasma Diagnostic Techniques*. Edited by RH Huddleston and SL Leonard. Academic Press, 1965, pp. 627, \$19.50. *Journal of Plasma Physics*, 1(1), 156-156.
- [24] Lotz, W. (1967). An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section. *Zeitschrift für Physik*, 206(2), 205-211.
- [25] Lotz, W. (1968). Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate Coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium. *Zeitschrift für Physik*,

- 216(3), 241-247. <https://doi.org/10.1007/BF01392963>.
- [26] Lotz, W. (1970). Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to $Z=108$. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, 232(2), 101-107.
- [27] Griem, H. R. (2005). *Principles of plasma spectroscopy* (p. 386).
- [28] Clark, R. E. (2005). *Nuclear fusion research: understanding plasma-surface interactions* (Vol. 78). Springer Science & Business Media.
- [29] Lane, T. S. (2019). *Evaluation of X-ray Spectroscopic Techniques for Determining Temperature and Density in Plasmas*. West Virginia University.
- [30] Dozières, M. (2016). *Étude expérimentale du transport de l'énergie radiative dans les plasmas denses par spectroscopie d'absorption et d'émission* (Doctoral dissertation, Université Paris-Saclay (ComUE)).
- [31] Rachedi, S.W., Inal, M.K., Dubau, J. (2005). Density dependence of the polarization of the $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ intercombination line emitted by helium-like neon excited by an electron beam. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 38(5), 547.
- [32] Bedrane, Z., Inal, M. K., & Fritzsche, S. (2009). Effect of directional energetic electrons on the density diagnostic of hot plasmas. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 42(5), 055701.
- [33] FEROUANI, A. K. Effets d'électrons suprathermiques directs sur le diagnostic en température de plasmas chauds basé sur le rapport d'intensité des raies d'émission d'ions héliumoides (Doctoral dissertation).
- [34] Brinkmann, W., Fabian, A. C., & Giovannelli, F. (2012). *Physical Processes in Hot Cosmic Plasmas* (Vol. 305). Springer Science & Business Media.
- [35] Jullien, M. (2021). *Analyse spectroscopique et simulation numérique d'une expérience de plasma de néon photoionisé* (Doctoral dissertation, Université Paris-Saclay).
- [36] Gabriel, A. H., & Phillips, K. J. H. (1979). Dielectronic satellite spectra for highly charged helium-like ions—IV. Iron satellite lines as a measure of non-thermal electron energy distributions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 189(2), 319-327.
- [37] Ince-Cushman, A., Rice, J. E., Bitter, M., Reinke, M. L., Hill, K. W., Gu, M. F., ... & Marmor, E. S. (2008). Spatially resolved high resolution x-ray spectroscopy for magnetically confined fusion plasmas. *Review of Scientific Instruments*,

- 79(10), 10E302.
- [38] Marchuk, O., Bertschinger, G., Kunze, H. J., Badnell, N. R., & Fritzsche, S. (2004). Cascades between doubly excited levels in helium-like argon. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 37(9), 1951.
- [39] Toberer, E. S., Christensen, M., Iversen, B. B., & Snyder, G. J. (2008). High temperature thermoelectric efficiency in Ba₈Ga₁₆Ge₃₀. *Physical Review B*, 77(7), 075203.
- [40] La fusion par confinement magnétique : Tokamaks et stellarators (2022) AIEA. Available at: <https://www.iaea.org/fr/energie-de-fusion/la-fusion-par-confinement-magnetique-tokamaks-et-stellarators> (Accessed: 14 June 2023).
- [41] *Tokamak* (no date a) *Connaissance des Énergies*. Available at: <https://www.connaissancedesenergies.org/fiche-pedagogique/tokamak> (Accessed: 14 June 2023).
- [42] Cea (2015) *La Fusion Nucléaire, CEA/Découvrir & Comprendre*. Available at : <https://www.cea.fr/comprendre/Pages/energies/nucleaire/fusion-nucleaire.aspx?Type=Chapitre&numero=3#:~:text=Un%20tokamak%20est%20une%20machine,des%,des%20champs%20magn%C3%A9tiques%20tr%C3%A8s%20puissants.> (Accessed: 13 June 2023).
- [43] Goryaev, F., & Urnov, A. (2020). Verification of atomic data for He-and Li-like ions employing K-spectra from the tokamak plasma. arXiv preprint arXiv:2006.15434.
- [44] Condamine, F. (2018). Spectroscopie X de plasmas chauds et denses générés par lasers UHI et XFEL (Doctoral dissertation, Sorbonne université).
- [45] Griem, H. R. (1997). *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge Uni. Press, Cambridge.
- [46] O. Renner et al 1998 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 31 1379
- [47] A.V. Demura et al (1990) *AIR Conf. Proc.*, 216(1), 227
- [48] Biedermann, C., Radtke, R., & Fournier, K. B. (2002). Spectroscopy of heliumlike argon resonance and satellite lines for plasma temperature diagnostics. *Physical Review E*, 66(6), 066404.
- [49] Zhang, H., & Sampson, D. H. (1987). Collision rates for excitation of helium-like ions with inclusion of resonance effects. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 63, 487-514.

- [50] Goett, S. J., & Sampson, D. H. (1983). Collision strengths for inner-shell excitation of Li-like ions from levels of the $1s22s$ and $1s22p$ configurations to levels of the $1s2l2l'$ configurations. *Atomic data and nuclear data tables*, 29(3), 535-572.

Résumé

Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à réaliser un diagnostic spectroscopique d'un plasma chaud en se basant sur un spectre de raies X émises par les ions d'argon à l'état lithiomoïde et héliumoïde. Nous avons étudié les rapports d'intensité des deux raies satellites dénommées $k(1s2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p \ ^2P_{1/2})$ et $q(1s2s2p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s \ ^2S_{1/2})$ émises par les ions Ar^{15+} à des longueurs d'onde de 3.989 et 3.981 Å, respectivement, sur la raie de résonance dénommée $w(1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$ émise par les ions Ar^{16+} à 3.949 Å. Nos calculs ont été réalisés dans le cadre du modèle coronal et dans un domaine de température électronique variant de 2.33 à 58.3×10^6 K°. Nous avons effectué un diagnostic en température T_e d'un plasma de tokamak TEXTOR en se basant sur le premier rapport $R_{k/w}$ qui fait intervenir la raie satellite de recombinaison diélectronique k dont le niveau supérieur est peuplé par capture diélectronique à partir de l'état héliumoïde. Par ailleurs, le second rapport $R_{q/w}$ faisant intervenir la raie q produite par excitation de couche interne à partir du niveau fondamental de l'ion lithiomoïde permet de déterminer l'abondance relative des ions d'argon $(Ar^{15+})/N(Ar^{16+})$.

Mots clés : Raies d'émission X, processus atomiques, rapport d'intensité de raies, diagnostic de plasmas chauds.

Abstract

In this work, we are interested in spectroscopic diagnosis of a hot plasma based on an X-ray line spectrum emitted by Li-like and He-like argon. We investigated the intensity ratio of two satellite lines denoted $k(1s2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p \ ^2P_{1/2})$ and $q(1s2s2p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s \ ^2S_{1/2})$, emitted by Ar^{15+} ions at wavelengths of 3.989 Å and 3.981 Å, respectively, on the resonance line denoted as $w(1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$ emitted by Ar^{16+} ions at 3.949 Å. We performed our calculations within the coronal model in an electronic temperature range varying from 2.33 to 58.3×10^6 K°. We carried out a temperature diagnostic of a TEXTOR tokamak plasma based on the first $R_{k/w}$ ratio which involves the satellite line of dielectronic recombination k whose upper level is populated by dielectronic capture from the He-like state. Furthermore, the second ratio $R_{q/w}$ involving the q line produced by inner-shell excitation from the ground level of the Li-like ion, allows to determine the relative abundance of argon ions $N(Ar^{15+})/N(Ar^{16+})$.

Key words: X-ray emission lines, atomic processes, line intensity ratio, hot plasma diagnostics.

المخلص:

في هذه الأطروحة ، كنا مهتمين بإجراء تشخيص طيفي للبلازما الساخنة بناءً على طيف من الأشعة السينية المنبعثة من أيونات الأرجون في حالة الليثيوم والهيليومويد. لقد درسنا نسب الكثافة لخطي القمر الصناعي المسمى $k(1s2p^2 \ ^2D_{3/2} \rightarrow 1s^2 2p \ ^2P_{1/2})$ و $q(1s2s2p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s \ ^2S_{1/2})$ المنبعثة من Ar^{15+} أيونات بأطوال موجية 3.989 و 3.981 Å ، على التوالي ، على خط الرنين المسمى $w(1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0)$ المنبعث من أيونات Ar^{16+} عند 3.949 Å. تم إجراء حساباتنا في إطار النموذج الإكليلي وفي نطاق درجة حرارة إلكتروني يختلف من 2.33 إلى 58.3×10^6 ك°. لقد أجرينا تشخيصًا في درجة الحرارة T_e لبلازما TEXTOR tokamak استنادًا إلى نسبة $R_{k/w}$ الأولى التي تتضمن خط القمر الصناعي لإعادة التركيب العازل k الذي يسكن مستواه العلوي بالتقاط عازل إلكتروني من الهليومويد الحالة. علاوة على ذلك ، فإن النسبة الثانية $R_{q/w}$ التي تتضمن الخط q الناتج عن إثارة الغلاف الداخلي من المستوى الأساسي لأيون الليثيوم تجعل من الممكن تحديد الوفرة النسبية لأيونات الأرجون $N(Ar^{15+})/N(Ar^{16+})$.