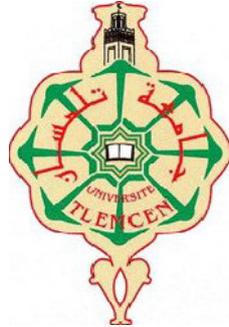


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abou-BekrBelkaïd - Tlemcen
Faculté des Sciences, Département de Physique



MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du titre de
Master

Domaine : Sciences de la Matière
Option : Physique des Gaz et des Plasmas
Par :

Seffani Touria & Sidhoum Fadia

Diagnostic en température électronique des plasmas chauds et peu denses de tokamak basé sur le rapport d'intensité de raies I_j/I_w

Soutenu le 22 Juin 2011 devant le jury composé de :

M.K. Inal	Professeur (Université de Tlemcen)	Président du Jury
R. Houari-Bensaid	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Encadreur
R. Benallal	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Examineur
S.W. Rachedi	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Examineur

Remerciements

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire de Physique Théorique, (LPT) de l'Université A.Belkaid sous la bienveillante surveillance de M^{me} Houari-Bensaïd Rahma que nous remercions sincèrement pour ses conseils précieux et sa disponibilité, nous lui en serons sans cesse reconnaissantes.

Nous tenons à remercier profondément Monsieur M.K. Inal, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de notre mémoire.

À Monsieur R. Benallal Maître de conférences à l'Université de Chlef et M^{me} S.W.Rachedi Maître de conférences à l'Université de Tlemcen nous adressons l'expression de notre grand respect et notre profonde gratitude pour avoir bien voulu examiner ce travail.

Nous adressons nos plus vifs remerciements à tous les membres du Laboratoire de Physique Théorique et à tous nos amis.

Sommaire

<i>Introduction génér</i>	1
Chapitre I : <i>Introduction aux plasmas</i>	
I-1. Plasma et rayonnement.....	4
I-2. Plasma produit dans le Tokamak.....	6
I-2-1. Fusion thermonucléaire.....	6
I-2-2. Fusion par confinement magnétique.....	7
I-2-3. Fusion par confinement inertiel.....	9
I-3. Spectroscopie X d'un plasma chaud.....	10
I-3-1. Emission X et ionisation	10
I-3-1-a. Emission de rayonnement par le plasma.....	10
I-3-1-b. Ionisation et classification périodique.....	12
I-4. Impureté dans les plasmas de Tokamak.....	12
<i>Références</i>	
Chapitre II : <i>Processus atomiques</i>	
II-1. Généralité.....	15
II-2. Excitation par impact d'électrons.....	16
II-3. Excitation par impact d'électron pour le cas des ions fortement ionisés.....	19
a) Autoionisation.....	19
b) Stabilisation radiative.....	19
II-4. Ionisation par impact d' électrons.....	21
II-5. Recombinaison diélectronique.....	22

Références

Chapitre III : *Emission du rayonnement X*

III-1.

Introduction.....30

III-2. Rayonnement des raies.....31

III-2-1. Raie de résonance w.....31

III-2-2. Raie interdite z.....32

III-2-3. Raie interdite x.....33

III-2-4. Raie d'inter combinaison y.....33

III-2-5. Raies satellites.....34

a) Raie de recombinaison diélectronique j.....35

b) Raie d'excitation de couche interne q.....38

Références

Chapitre IV : *Diagnostics spectroscopiques*

IV-1. Généralité.....40

IV-2. Instrument de spectroscopie.....41

IV-3. Température électronique.....43

IV-3-1. Méthode.....43

IV-3-2. Résultat et interprétation.....44

Références

Conclusion.....50

INTRODUCTION GENERALE

Introduction

La physique des plasmas denses et chauds concerne des systèmes macroscopiques composés d'un grand nombre d'ions multichargés, excités ou dans leur état fondamental, dont les interactions avec d'autres corps (électrons ou ions) et les propriétés thermodynamiques sont complexes.

Les principales méthodes de diagnostic de tels plasmas sont des méthodes faisant appel au rayonnement électromagnétique émergeant de ces plasmas. L'analyse spectroscopique du rayonnement sur l'ensemble, du spectre électromagnétique est interprétée au moyen de modèles théoriques qui expliquent les mécanismes de production et d'émission du rayonnement. L'étude de ce rayonnement permet de déterminer la nature des atomes (ions), leur répartition et leurs niveaux d'énergies. De plus, les intensités relatives de certaines raies émises par les ions du plasma fournissent de précieux renseignements sur les conditions physiques (densité et température électroniques, présence d'électrons non-thermiques) qui règnent dans les plasmas rayonnant. C'est particulièrement vrai pour l'étude des plasmas astrophysique pour lesquels le rayonnement émis constitue la seule information qui nous parvienne. L'analyse des raies d'émission dans le domaine X sert d'outil efficace de diagnostic pour une grande variété de plasmas astrophysiques [1] et de laboratoire [2] [3]. En effet plusieurs spectres à rayon X des ions héliumoides ont été mesurés à partir des tokamaks et des éruptions solaires. Quelques paramètres des plasmas peuvent être dérivées à partir des spectres à rayons X des ions héliumoides.

La température des ions on peut la faire sortir de la largeur de doppler de la raie de résonance. La température des électrons en peut l'obtenir en utilisant le rapport d'intensité de la raie satellite diélectronique sur l'intensité de la raie de résonance.

La notation utilisée pour les raies :

$$W (2^1 p_1 \rightarrow 1^1 s_0), \quad x(2^3 p_2 \rightarrow 1^1 s_0), \quad Y (2^3 p_1 \rightarrow 1^1 s_0), z(2^3 s_1 \rightarrow 1^1 s_0)$$

$$q(1s 2s 2p \ 2P \rightarrow 1s^2 2s \ 2S), \ b(1s 2s^2 2p \ 1P \rightarrow 1s^2 2s^2 \ 1S)$$

$$j, \ k(1s 2p^2 \ 2D \rightarrow 1s^2 2p \ 2P)$$

Les raies j et k sont des raies satellites diélectronique pures.

Introduction

Donc les rapports d'intensités I_j/I_w et I_k/I_w nous donne les valeurs de la température d'électron, ou I_k , I_j , I_w indiquent les intensités des raies k et j et de la raie de résonance w respectivement.

Le but du présent travail est le diagnostic en température électronique d'un plasma chaud et peu dense produit dans le Tokamak en se basant sur le rapport d'intensité de raies I_j/I_w pour les deux ions Fe^{24+} et le Ti^{20+} . Comme application nous avons considéré les spectres détectées à partir du tokamak Tore Supra [4].

Le travail développé dans ce mémoire a été réparti sur quatre chapitres

Dans le premier chapitre nous présentons une introduction aux plasmas, cette introduction concerne en premier lieu le plasma et le rayonnement, ensuite nous décrivons la fusion, en particulier la fusion par confinement magnétique et la fusion par confinement inertiel. Le deuxième chapitre nous l'avons consacré à la description des processus atomiques dans les plasmas chauds et peu dense. Dans le troisième chapitre nous avons examinés des principales raies utilisées dans les diagnostics qui sont : la raie de résonance w , La raie d'intercombinaison y , les raies interdites x , z et les raies satellites j et q . Les résultats et les interprétations de nos calculs se trouvent dans le Quatrième chapitre. Et enfin on termine par une conclusion.

Introduction

Références

- [1] J.D. Lawson, Proc. Roy. Soc.B .70(1958) 6.
- [2] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Tokamak>.
- [3] <http://www.cidehom.com/dictionnaire.php>.
- [4] Oleksandr Marchuk aus Kharkiv, Ukraine. Thèse doctorat (2004)

CHAPITRE 1

INTRODUCTION AUX PLASMAS

I.1-Plasma et rayonnement :

L'état « plasma » constitué quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux états dits « classiques » : solide, liquide et gaz. Il a été utilisé en physique pour la première fois par le physicien Irving Langmuir en 1928 par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente visuellement, un gaz devient un plasma lorsque l'addition de chaleur ou d'une autre forme d'énergie provoque l'expulsion d'un ou des électrons de plusieurs atomes. Les restes de ces atomes sont positivement chargés, et les électrons négatifs ainsi libérés sont libres de se déplacer. Ces atomes, ainsi que le gaz électriquement chargé qui est créé, sont dits « ionisés ».

Aujourd'hui, on parle de plasma lorsque la matière que l'on observe contient un grand nombre de particules de natures différentes qui peuvent interagir entre elles et avec l'environnement : c'est une soupe d'électrons, cations, anions, atomes neutres... etc.

Presque toute la matière de l'univers est sous la forme de plasma. Le milieu interstellaire est un plasma de basse densité, alors que l'intérieur des étoiles est composé de plasmas extrêmement chauds et denses.

Dans la basse atmosphère où nous vivons, tout atome privé d'un électron (par exemple en étant frappé par une particule cosmique rapide) en récupère bientôt un identique. La situation est tout à fait différente aux températures élevées, comme celles du soleil. Plus les gaz sont chauds, plus rapides sont leurs atomes et plus vite les molécules se déplacent. Aux températures très élevées, les collisions entre ces atomes rapides sont suffisamment violentes pour arracher des électrons. Dans l'atmosphère du soleil, une grande partie des atomes est à tout moment « ionisée » par ces collisions, et le gaz devient plasma.

Nous avons déjà dit que le soleil est un plasma. Un autre important plasma dans la nature est l'ionosphère, à partir d'environ 70-80 kilomètres au-dessus de la terre. Ici certains électrons sont extraits des atomes par la lumière du soleil de courtes longueurs d'onde, de l'ultraviolet aux rayons X : ils ne se recombinent pas aisément puisque l'atmosphère se raréfie aux altitudes élevées et que les collisions ne sont pas fréquentes. La partie la plus basse de l'ionosphère, la « couche D à 70-90 kilomètres, présente suffisamment peu de collisions pour qu'elle disparaisse après le coucher du soleil. Alors les ions et les électrons restants se recombinent : en l'absence de lumière du soleil il n'y a plus de nouvelles collisions ionisantes.

Introduction aux plasmas

Cependant, cette couche renaît au lever du soleil. Au-dessus de 200 kilomètres, les collisions avec les photons sont si fréquentes que l'ionosphère persiste jour et nuit.

L'ionosphère se prolonge en altitude sur des milliers de kilomètres et se fusionne avec la magnétosphère, dont les plasmas sont généralement plus raréfiés mais aussi beaucoup plus chauds. Les ions et les électrons du plasma magnétosphérique proviennent en partie de l'ionosphère sous-jacente et en partie du vent solaire émis à partir de la couche extérieure du soleil. Cette couche extérieure, désignée la couronne, est si chaude que non seulement tous ses atomes sont ionisés, mais que ceux à qui il restait beaucoup d'électrons au départ continuent à être dépouillés (quelque fois complètement), même les électrons des couches profondes pourtant plus fortement retenus.

Cette température extrême permet également au plasma coronaire de n'être pas retenu par la gravité du soleil, et au contraire d'être soufflé dans toutes les directions, envahissant le système solaire loin au-delà des planètes connues les plus lointaines. Avec le vent solaire, notre étoile construit un champ magnétique à distance de la terre. La vitesse importante du vent (400 km/s) apporte l'énergie dont résultent les aurores polaires, la ceinture des radiations et les phénomènes d'orages magnétiques.

Les plasmas peuvent être produits de manière artificielle en laboratoire à l'aide d'une décharge électrique. Lorsqu'un fort champ électrique est appliqué à un gaz ordinaire, les particules chargées qui le composent sont accélérées. Les particules chargées accélérées de haute énergie entrent en collision avec des atomes ou des molécules et ainsi ionisent ces particules neutres en leur retirant des électrons. Les processus d'ionisation se produisent comme une avalanche.

Les lasers peuvent être utilisés pour produire des plasmas. Le faisceau laser est alors concentré sur un matériau cible. Ces plasmas ont été utilisés à partir des années soixante pour obtenir des données de physique atomique. Par exemple, les spectres de rayons X obtenus à partir de plasmas produits par laser de forte puissance ont permis d'identifier des transitions du fer hautement ionisé observées dans les spectres solaires fournis par des satellites. Bien que de telles expériences permettent d'identifier quels ions de quels éléments sont présents dans les plasmas astrophysiques, elles ne peuvent fournir que des informations limitées à propos des conditions du plasma, de l'effet du plasma sur les ions (très prononcé dans les plasmas denses), et du flux de rayonnement à travers le plasma. Tous ces facteurs sont cruciaux pour

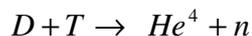
une bonne compréhension des objets astrophysiques comme le soleil, les étoiles du type Naines Blanches et les sources cosmiques de rayonnement Par exemple. Avec les progrès effectués dans le domaine des lasers, il est possible de produire des plasmas de plus en plus chauds et de plus en plus denses.

Il est intéressant de mentionner qu'il est possible de produire des plasmas sans décharge électrique. Un plasma peut être obtenu en augmentant la température d'un gaz neutre. Dans ces circonstances, l'énergie thermique des particules est utilisée pour provoquer l'ionisation. Etant donné que l'énergie de liaison d'un électron est de l'ordre de l'électronvolt, la température correspondante doit dépasser 10^4 ou 10^5 K comme le cas des plasmas produit dans les Tokamak.

I.2-Plasma produit dans le Tokamak:

I-2-1. Fusion thermonucléaire :

Le terme « plasma » est souvent associé à la recherche sur la fusion thermonucléaire contrôlée .Il s'agit de développer une source d'énergie en exploitant l'énergie dégagée lors d'une réaction de fusion de noyaux légers d'isotopes de l'hydrogène comme le deutérium et le tritium. La réaction de fusion D-T (deutérium-tritium) s'écrit :



Cette réaction, contrairement aux réactions de fission, ne produit pas directement de déchets radioactifs à longue durée de vie, bien que les neutrons puissent eux-mêmes provoquer des réactions nucléaires. D'autre part, le deutérium peut être extrait des océans. Afin de réaliser des réactions de fusion, un certain nombre de conditions doivent être remplies. Etant donné que les noyaux atomiques sont chargés positivement, il faut compenser le potentiel électrostatique répulsif qui s'exerce entre eux pour que ceux-ci fusionnent. Pour cela, noyaux doivent subir des collisions vigoureuses. Ainsi, Lawson [1] a établi un critère pour rapidement les conditions à remplir pour qu'un plasma permette l'établissement de réactions de fusion de gain supérieur à 1, c'est-à-dire pour que les pertes (par rayonnement de freinage par exemple) soient plus que compensées par les réactions de critère s'écrit :

$$\rho_p \tau > 10^{14} \text{ particules.cm}^{-3} \cdot \text{s}$$

Où ρ_p est la densité de particules du plasma et τ la durée pendant laquelle les réactions thermonucléaires ont lieu. Pour réaliser la fusion avec un gain supérieur à 1 il est donc nécessaire d'avoir soit un τ important, soit une densité ρ_p importante.

I-2-2. Fusion par confinement magnétique :

Dans le premier cas (τ grand), le plasma est piégé dans un puissant champ magnétique, ce qui empêche son contact avec les parois. Le chauffage du milieu fusible est assuré par des ondes radiofréquences et l'injection de particules neutres très énergétiques. Les difficultés de cette approche sont d'une part le contrôle de la stabilité du plasma pendant un temps suffisamment long, et d'autre part le chauffage.

C'est ce que l'on appelle la fusion par confinement magnétique (FCM).

Un tokamak est une chambre de confinement magnétique destinée à contrôler un plasma pour étudier la possibilité de la production d'énergie par fusion nucléaire. Ce terme vient du russe « *toroidalja kameramantnnaja katuska* » (en français : chambre toroïdale à confinement magnétique [2]). Le tokamak fut inventé au début des années 1950 par les russes Igor Tamm et Andreï Sakharov.

Ces machines permettent de créer des plasmas semblables à ceux des étoiles, et grâce à elle, on tente de reproduire les réactions de fusion nucléaire qui se produisent en permanence au cœur des étoiles [3].

La configuration tokamak se définit par le grand rayon R et le petit rayon a du tore de plasma, le courant électrique I circulant dans le plasma, la valeur du champ magnétique additionnel stabilisateur B . Il faut y ajouter la densité n et la température du plasma ainsi que les données géométriques définissant la forme du tore, lorsqu'il n'est pas à section circulaire. Ainsi, pour ITER, la configuration nominale correspond à : $R=6.2\text{m}$ $a=2.0\text{m}$, $I=15\text{à}17\text{MA}$ (méga-Ampères), $B=5.3\text{Tesla}$, forme allongée avec une élongation verticale de 1.84. La température du plasma avoisine les 20keV (200 millions de degrés environ) mais la densité ne dépasse pas 10^{20} particules par m^3 , soit un cent millième de la densité de l'air à la pression atmosphérique. La pression reste modérée, de l'ordre de quelques atmosphères.

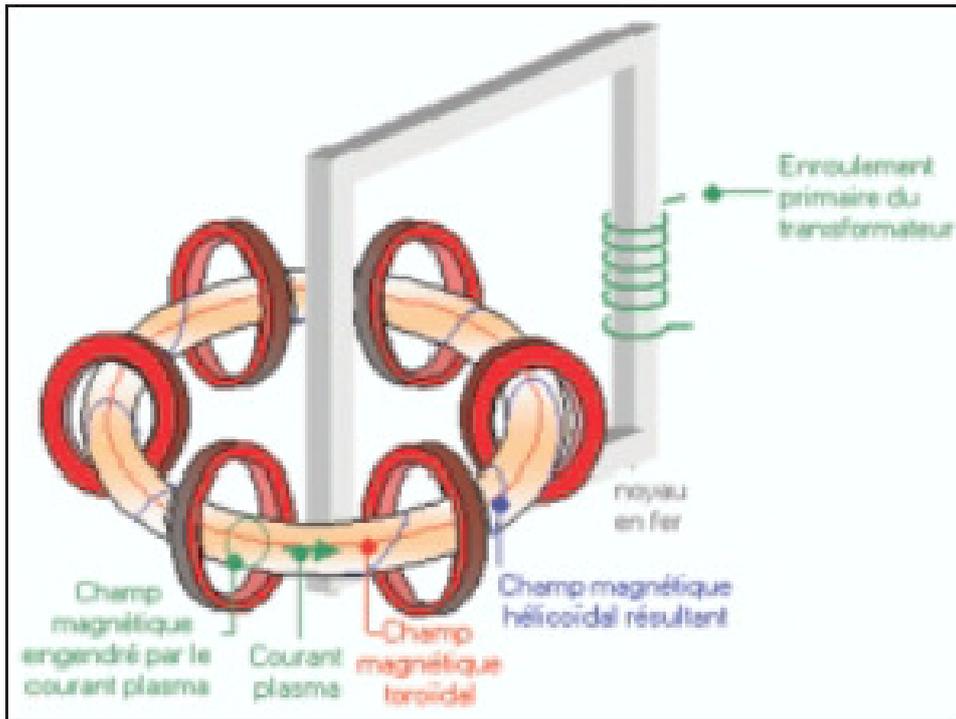


Figure 1 - Schéma de principe du tokamak.

Pour pouvoir produire de l'énergie à partir des réactions de fusion entre des noyaux de deutérium et des noyaux de tritium, la température du mélange doit dépasser environ cent millions de degrés et la densité des particules doit être suffisamment élevée

($n \approx 10^{20} \text{ p/m}^3$). Pour réaliser ces conditions physiques de manière contrôlé et permanente il reste à trouver une solution assurant une isolation thermique suffisante du gaz chaud pour que les particules ne perdent pas trop d'énergie avant de réagir. Le confinement magnétique des plasmas donne une solution à ce problème inhabituel. Il utilise la forte interaction qui se développe entre le gaz et un champ magnétique à ces énormes températures. En effet, dans de telles conditions, les électrons sont arrachés des noyaux par les collisions entre les particules, et le gaz ne contient plus que les particules chargées libres. Les électrons et les noyaux portent des charges de signes opposés de telle sorte que le milieu reste neutre en moyenne : le gaz est devenu un plasma, par définition. Un champ magnétique ou un champ électrique se couplent à ces particules chargées en exerçant des forces sur ce plasma.

La liberté retrouvée des électrons permet un plasma de conduire facilement l'électricité et donc de porter un courant. Plongé dans un champ magnétique, le plasma pourra alors subir

une force distribuée dans tout son volume et capable d'équilibrer la pression du gaz ionisé. C'est le principe du confinement magnétique des plasmas. L'idée la plus simple consiste à imaginer un plasma en forme d'anneau et parcouru par un courant, entouré par une coque conductrice de même forme.

Malheureusement, la configuration est instable, le plasma est soumis à des mouvements désordonnés et son confinement est détruit. Pour la stabiliser, il faut ajouter un champ magnétique supplémentaire, génère par une série de bobines régulièrement réparties le long de l'anneau de plasma, appelé champ magnétique toroïdal. La stabilité demande que ce champ toroïdal domine en intensité le champ colloïdal qui est généré par le courant du plasma. Quelques bobines coaxiales avec l'anneau permettent de changer la forme de sa section en contrôlant la limite définissant le plasma chaud, à une certaine distance des parois de l'enceinte. La configuration Tokamak part de ces principes simples [4].

I-2-3. Fusion par confinement inertiel :

Dans le second cas (ρ_p grand), le mélange de deutérium et tritium est enfermé dans une capsule sphérique (de quelques centaines de microns de diamètre dans les expériences actuelles), également appelée cible, et l'idée à la base de la fusion par confinement inertiel (FCI) est de faire imploser cette cible. Des faisceaux lasers de très forte puissance servent à comprimer la cible pour obtenir la densité et la température nécessaires au déclenchement des réactions thermonucléaires. L'énergie est déposée sous forme de chaleur dans la partie la moins dense (extérieure) de la cible, après quoi elle est transportée par conduction thermique vers la partie solide provoquant l'ablation nécessaire à l'implosion. Les problèmes physiques soulevés par la fusion par confinement inertiel (FCI) dans ce cas sont : premièrement le couplage entre la cible et le faisceau laser afin de maximiser le rendement énergétique, et deuxièmement la réduction du préchauffage du matériau fusible nuisible à une bonne compression.

Pour réaliser le processus, la cible est attaquée par un rayonnement très intense ; la paroi externe, transformé en plasma sous l'effet de l'élévation de température, se détend vers le vide ce qui, par effet fusée, entraîne l'implosion de la capsule et la compression du mélange fusible, comme illustré dans la figure 3. Sous certaines conditions, par l'effet de la coalescence d'ondes de choc, la densité et la température atteignent au cœur de la cible comprimée les

valeurs requises pour que s'instaurent les réactions de fusion. Tant que cette situation se maintient, c'est-à-dire avant que la cible se désagrège, l'énergie thermonucléaire se dégage.

I-3. Spectroscopie X d'un plasma chaud :

Comme tout corps chaud, les plasmas émettent du rayonnement, qui peut se situer dans n'importe quelle gamme du spectre électromagnétique, en fonction du degré d'ionisation de la matière. La spectroscopie du rayonnement émis par un plasma est un outil de diagnostic qui a été utilisé depuis les toutes premières études, en permettant l'évaluation des paramètres plasmas comme la densité, la température ou le degré d'ionisation. L'intérêt de l'étude de l'émission X réside dans un certain nombre d'applications, dont l'une des plus importantes est l'astrophysique : les étoiles sont constituées de plasmas chauds, qui émettent et absorbent du rayonnement en dehors de la gamme visible, en particulier depuis les XUV jusqu'aux rayons γ (de quelques 100 eV jusqu'à plusieurs MeV).

Comme nous l'avons déjà dit, aujourd'hui on peut créer en laboratoire des plasmas chauds, soit avec des sources électriques, comme les Z-pinches ou les tokamaks, soit en focalisant un laser de puissance sur une cible. Le rayonnement X de ces plasmas peut être utilisé en tant que tel pour des applications comme la microscopie X, la lithographie, les lasers X. Il est d'autre part un élément primordial pour la physique de la fusion contrôlée, inertielle ou magnétique. En particulier, le transfert radiatif qui est régi par l'émission et l'absorption de rayonnement XUV et X modifie fondamentalement la structure des plasmas. Ceci est important dans le contexte de la fusion inertielle indirecte, où la capsule de combustible est chauffée par le rayonnement X émis à l'intérieur d'une cavité en or. La physique du laser en rayons X est aussi fondée sur l'absorption, l'émission spontanée et surtout l'émission induite dans un plasma chaud de longueur suffisante pour que le rayonnement puisse être amplifié. Le rayonnement X est aussi utilisé pour diagnostiquer ces plasmas, sans avoir recours à des sondes qui pourraient perturber le milieu.

I.3.1-Emission X et ionisation :

I.3.1. a –Emission de rayonnement par le plasma :

Dans un plasma chaud, c'est-à-dire de température supérieur à quelque électrons-volt ($1\text{eV}=11605\text{K}$), la matière est ionisée, généralement plusieurs fois.

Typiquement, l'hydrogène et l'hélium sont complètement ionisés. Le carbone peut être ionisé de 3 à 6 fois (ions C^{3+} à C^{6+}).

Trois mécanismes sont principalement responsables de l'émission de rayonnement par un tel milieu :

• **Le rayonnement de freinage, ou bremsstrahlung (transition libre-libre) :**

Il correspond à l'émission d'un photon lorsqu'un électron libre du plasma est dévié suite à une collision avec un atome ou un ion du plasma. Le spectre de ce rayonnement est continu, et la puissance émise par unité de volume et par intervalle de fréquence varie comme :

$$NZ^2 n_e T_e^{-1/2} \exp(-hv/kT_e) \quad (1.3)$$

Où N est la densité des ions de charge Z , n_e et T_e sont la densité et la température électronique, et hv est l'énergie du photon émis.

• **la recombinaison radiative (transition libre-lié) :**

Il s'agit du rayonnement émis lors de la capture d'un électron par un ion. Le spectre est aussi continu, et caractérisé par la présence de « sauts », correspondant aux énergies d'ionisation des différentes couches atomiques. La puissance émise par unité de volume et par intervalle de fréquence varie comme :

$$NZ^4 n_e T_e^{-3/2} \exp(-hv/kT_e) \quad (1.4)$$

• **L'émission spontanée (transition lié-lié) :**

C'est le rayonnement émis lors du saut d'un électron d'une couche à une autre de l'ion, sans que l'électron soit éjecté. Son intensité est donc émise sous forme de raies spectrales distinctes. Si l'on considère un ion de charge Z , dans lequel un électron effectue une transition de l'état i à l'état j , l'intensité totale émise (puissance par unité de volume) est :

$$N_i^Z A_{ij} E_{ij} \quad (1.5)$$

Où N_i^Z est la population du niveau i , A_{ij} est la probabilité de la transition radiative entre les niveaux i et j et E_{ij} est l'énergie du photon émis, égale à la différence d'énergie entre les niveaux concernés par la transition.

Le spectre émis va dépendre du nombre de transitions concernées, et ce nombre augmente rapidement lorsque le nombre quantique principal n augmente. Un spectre de couche K ($n=1$) est composé de raies isolées, car le nombre de transition possibles est limité. Par contre, les spectres de couche L ($n=2$) comprennent de nombreuses raies, et ceux de couche M ($n=3$) comprennent tellement de transitions qu'elles se superposent et forment un spectre quasi-continu.

I.3.1. b-Ionisation et classification périodique :

Les différences dans les énergies d'ionisation font que les espèces ioniques dominantes dans un plasma sont généralement celles qui présentent une couche complète. Ces ions à couche complète sont plus stables que les autres. Les ions stables sont les ions héliumoides ($2e^-$), néonoides ($10e^-$), nickeloides ($28e^-$) et palladimoides ($46e^-$), qui ont respectivement leur couche 1, 2, 3 ou 4 complète.

Deux ions qui ont le même nombre d'électron ont des structures atomiques semblables et émettent des spectres qui se ressemblent. L'exemple le plus simple concerne les ions isoélectroniques de l'hydrogène : leur spectre aura la même structure que le spectre de l'atome de Bohr, avec des raies qui se rapprochent quand le nombre quantique de l'état supérieur augmente. Les spectres émis par les ions F^{8+} , Ne^{9+} , Mg^{11+} , Si^{13+} , ..., Ar^{17+} (tous hydrogénoïdes) ont la même structure.

I-4. Impureté dans les plasmas de Tokamak :

Nous avons deux types d'impuretés, les impuretés indésirables, et les impuretés injectés. Pour la première catégorie d'impuretés les mécanismes de formation sont principalement au nombre de deux :

Introduction aux plasmas

-Primo, il y a l'érosion physique où les atomes de surfaces des matériaux sont arrachés mécaniquement par transfert de quantité de mouvement avec des particules α , des ions de deutérium, et de tritium incident. Ce phénomène d'érosion est, générateur d'impuretés lourds (Ni, Fe, Ci, Ti, ...)

-Secondo, il y a l'érosion chimique où les ions incidents du plasma réagissent avec les atomes des parois pour former de nouvelles molécules volatiles, ces molécules se dissocient immédiatement lorsqu'elles pénètrent dans le plasma. Ce dernier effet d'érosion produit en générale des impuretés légères (C, N, O, ...) [5]

Dans la deuxième catégorie de puissants faisceaux d'atomes neutres énergétiques sont injectés dans le Tokamak.

Une fois libérés, les impuretés sont progressivement ionisées par les collisions avec les électrons, et soumises aux gradients importants existant en particulier au bord du plasma, elle diffuse radialement à travers les surfaces magnétiques vers les régions centrales plus chaudes.

Le rayonnement émis par les impuretés, par suite de leur excitation par collisions avec les électrons, constitue une cause de perte appréciable d'énergie et donc de refroidissement du plasma. Les impuretés jouent donc un rôle important sur la condition d'amorce de la fusion contrôlée dans un plasma de tokamak. En effet les impuretés peuvent diminuer suffisamment la température au niveau des parois du tokamak et par suite les conservés de la destruction, la diminution de la température se fait par radiation des impuretés de Z moyen (intermédiaire). Les expériences ont été faites avec le néon et argon dans ITER par exemple.

Le besoin de la conversion d'une partie de l'énergie de fusion en énergie de radiation nécessite que la concentration des impuretés dans les frontière du plasma soit suffisamment large puisque seul les radiations des raies des impuretés est très efficace pour le transfert de l'énergie des particules en radiation, mais la concentration des impuretés dans le cœur du plasma doit être très faible que possible pour réduire la dilution de fuel et des pertes de puissance.

Références

- [1] J.D. Lawson, Proc. Roy. Soc. B. 70(1958) 6.
- [2] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Tokamak>.
- [3] <http://www.cidehom.com/dictionnaire.php>.
- [4] G.Laval,"*La Fusion Nucléaire de la Recherche Fondamentale à la Production d'énergie*", Académie des sciences (2007).
- [5] T. Zendagui, thèse de Magister, Université de Tlemcen (1996)

CHAPITRE 11

PROCESSUS ATOMIQUES

II-1. Généralité :

Le rayonnement émet par les plasmas dont la température excède les millions de degrés et dont la densité électronique ne dépasse pas 10^{15} cm^{-3} , résulte principalement des processus de collision électron-ion. Cette interaction est la plus fréquente et le plus important mécanisme de production de rayonnement. Elle peut conduire à l'excitation ou l'ionisation de l'ion cible, et aussi à la capture de l'électron incident donnant lieu aux processus d'autoionisation ou de recombinaison diélectronique ou radiative. Les collisions entre les ions jouent un rôle très peu important à cause de la répulsion coulombienne. Le Bremsstrahlung électron-électron n'intervient sensiblement que dans le domaine des très fortes températures ($T_e > 10^9 \text{ K}$).

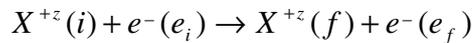
L'intensité du rayonnement émis est fonction des conditions physiques du plasma. Le plasma de Tokamak est chaud, peu dense et optiquement mince. Les impuretés introduit dans le Tokamak tel que Fe, Ni, Ca, Ti... , et du fait de sa haute température ($T \geq 10^7 \text{ K}$), sont fortement ionisés produisant des électrons de grande énergie cinétique, ce qui explique le fait que les spectres d'émission résultant se situe alors dans les courtes longueurs d'ondes. La propriété optiquement mince résulte du fait que le rayonnement produit s'en échappe librement, c'est-à-dire que le photon émis quitte le plasma sans être réabsorbé. Sa faible densité impose que seuls le niveau fondamental et les niveaux métastables sont pratiquement peuplés. Il en découle que tous les autres niveaux énergétiques des ions sont peuplés soit par excitation à partir de niveau fondamental ou des niveaux métastables, ou par cascades radiatives à partir de niveaux supérieurs. Ceci nous permet de considérer que tous les ions qui n'ont pas de niveaux métastables sont dans leur état fondamental car les probabilités de désexcitation ou d'excitation collisionnelles sont très faibles par rapport à la probabilité de désexcitation spontanée des ions. Les processus dominants de collision qui contribuent à la population des niveaux excités des ions impliquent les électrons libres du plasma. Les plus importants processus e^- -ion qui contribuent directement à la population des niveaux excités sont au nombre de trois : excitation, ionisation et recombinaison diélectronique, que nous examinerons, un par un dans la section suivante.

Dans ce qui suit, on considère que le plasma est stationnaire et en équilibre thermodynamique ; par conséquent :

- il ya microréversibilité de tous les processus susceptibles de modifier la population des niveaux des ions.
- les énergies des électrons libres obéissent à une distribution Maxwellienne à une seule température.

II-2. Excitation par impact d'électrons :

Le choc inélastique entre un e^- incident d'énergie e_i et un ion cible X^{+Z} se trouvant dans le niveau i d'énergie E_i , peut entraîner une excitation (ou une désexcitation) de l'ion X^{+Z} vers le niveau f d'énergie $E_f > E_i$ (ou $E_f < E_i$) et la diffusion d'un électron d'énergie e_f



Au cours de cette collision l'énergie totale du système e^- +ion est conservée :

$$E_i + e_i = E_f + e_f$$

Cette collision est caractérisée par une section efficace $Q(i \rightarrow f)$ ayant la dimension d'une surface. Elle exprime la probabilité pour que l'ion cible soit porté au niveau f à partir du niveau i [1]. Elle intervient dans le calcul du coefficient de taux d'excitation (ou de désexcitation) collisionnelle C_{IF} du niveau i vers f :

$$C_{if} = \langle v_i Q(i \rightarrow f) \rangle \quad (1)$$

Où $v_i = (2e_i/m)^{1/2}$ est la vitesse de l'électron incident, et $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur la distribution d'énergie des électrons .

Pour des raisons de commodité, on utilise souvent la force de collision $\Omega(i \rightarrow f)$ à la place de la section efficace. La relation existant entre les deux est la suivante :

$$Q(i \rightarrow f) = \pi a_0^2 \frac{\Omega(i \rightarrow f) E_I}{g_i e_i} \quad (2)$$

E_I : énergie d'ionisation de l'hydrogène $E_I = 13,605$ eV

g_i : poids statistique du niveau i

a_0 : rayon de Bohr

Processus atomiques

L'avantage d'utiliser la force de collision réside dans le fait que c'est une quantité sans dimension et elle est symétrique ($\Omega(i \rightarrow f) = \Omega(f \rightarrow i)$)

On considère le plasma en équilibre thermique, ce qui suppose que la fonction de distribution d'énergie des électrons incident est une Maxwellienne :

$$F(e_i) = \left(\frac{2}{\sqrt{\pi} k T_e} \right) \left(\frac{e_i}{k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-e_i}{k T_e} \right) \quad (3)$$

T_e : température électronique

K : constante de Boltzmann

En substituant les équations (3) et (2) dans (1) on arrive à exprimer la relation du coefficient de taux d'excitation collisionnelle ($E_i < E_F$) :

$$C_{if}^+ = \int_{\Delta E_{if}}^{+\infty} \left(\frac{2e_i}{m} \right)^{1/2} \frac{E_i}{g_i} \pi a_0^2 \frac{2\Omega(i \rightarrow f)}{e_i} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi} k T_e} \right) \left(\frac{e_i}{k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-e_i}{k T_e} \right) de_i$$

$\Delta E_{if} = E_F - E_i$ étant le seuil d'excitation . On peut aussi écrire :

$$C_{if} = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{E_i a_0^2}{g_i} \frac{2}{(k T_e)^{3/2}} \int_{\Delta E_{if}}^{+\infty} \Omega(i \rightarrow f) \exp\left(\frac{-e_i}{k T_e} \right) de_i$$

En effectuant le changement de variable : $e_f = e_i - \Delta E_{if}$ On a :

$$C_{if} = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{E_i a_0^2}{g_i} \frac{2}{(k T_e)^{3/2}} \exp(-\Delta E_{if} / k T_e) \int_0^{+\infty} \Omega(i \rightarrow f) \exp\left(\frac{-e_f}{k T_e} \right) de_f$$

Avec $E_i = e^2 / 2a_0$ et $a_0 = \hbar^2 / m e^2$

$$\text{On pose } \bar{\Omega}(i \rightarrow f) = \int_0^{+\infty} \Omega(i \rightarrow f) \exp\left(\frac{-e_f}{k T_e} \right) d\left(\frac{e_f}{k T_e} \right)$$

Donc :

$$C_{if} = \left(\frac{2\pi}{m^3 k} \right) \hbar^2 \frac{1}{g_i T_e^{1/2}} \bar{\Omega}(i \rightarrow f) \exp(-\Delta E_{if} / k T_e)$$

Processus atomiques

$$C_{if} = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \bar{\Omega}(i \rightarrow f) \exp(-\Delta E_{if} / kT_e)$$

T_e en Kelvin

Coefficient du taux désexcitation (transition $f \rightarrow i$)

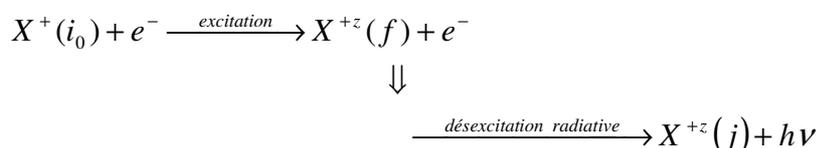
$$C_{if} = \int_0^{+\infty} \left(\frac{2e_i}{m} \right) \frac{E_l}{g_f} \pi a_0^2 \frac{\Omega(f \rightarrow i)}{e_i} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi k T_e}} \right) \left(\frac{e_i}{k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-e_i}{k T_e} \right) de_i$$

$$C_{fi} = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{E_l a_0^2}{g_f} \frac{2}{T^{1/2}} \int_0^{+\infty} \Omega(f \rightarrow i) \exp\left(\frac{-e_i}{k T_e} \right) d\left(\frac{e_i}{k T_e} \right)$$

$$C_{fi} = \left(\frac{2\pi}{m^3 k} \right) \hbar^2 \frac{1}{g_f T_e^{3/2}} \bar{\Omega}(i \rightarrow f)$$

$$C_{fi} = \frac{g_i}{g_f} \exp(-\Delta E_{if} / kT_e) C_{if}$$

Dans les plasmas chauds et peu denses la probabilité pour qu'un niveau excité se dépeuple par déclin radiatif est très supérieure à celle par excitation ou désexcitation collisionnelle. Ce qui explique que seul le niveau fondamental est pratiquement peuplé et, en outre, les processus de peuplement et de dépeuplement des niveaux excités sont, respectivement, l'excitation collisionnelle à partir du fondamental i_0 et la désexcitation radiative spontanée. donc le processus peut schématiser comme suit :



Avec $h\nu = E_f + E_j$

Dans ce modèle dit coronale, l'intensité de la raie émise par l'ion cible lors de la transition $f \rightarrow j$ est donnée par :

$$I_{fi} = N_e N(X^{+Z}) C_{if} R_{fi}$$

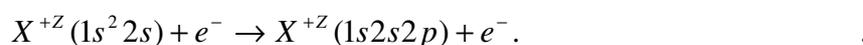
Avec :

R_{fi} : est le rapport de branchement, il est donné par la relation suivante :

$$R_{if} = \frac{\text{probabilité d'émission spontanée du niveau } f \rightarrow j}{\text{probabilité totale de dépeuplement de } f} = \frac{A_{fi}}{\sum_l A_{fl}}$$

II-3. Excitation par impact d'électrons pour le cas des ions fortement ionisés

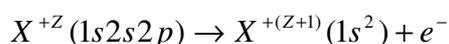
Dans les plasmas contenant des atomes fortement ionisés, l'excitation collisionnelle d'un électron appartenant à une sous-couche interne constitue un processus important de peuplement de certains niveaux doublement excités qui sont situés au dessus de la limite d'ionisation de l'ion. Dans le cas des ions à trois électrons par exemple, de telles excitations conduisent à un peuplement efficace de certains niveaux issus de la configuration $1s2s2p$



Ces niveaux doublement excités au dessus de la limite d'ionisation $1s^2$ peuvent se décliner naturellement selon deux modes : autoionisation ou stabilisation radiative.

a) Autoionisation:

C'est un processus de déclin non radiatif qui dans notre exemple est représenté par :



où un électron $2s$ ou $2p$ tombe vers l'orbitale $1s$, l'énergie perdue est simultanément transférée à l'autre électron qui est éjecté dans le continuum. Cela conduit à la formation d'un ion héliumoisé plus un électron libre, donc à une certaine contribution à l'ionisation collisionnelle. [2]

b) stabilisation radiative:

Processus atomiques

C'est un processus de déclin radiatif qui donne naissance à une raie satellite de longueur d'onde voisine de celle de la raie parente ($1s2p^1 P_1 \rightarrow 1s^2^1 S_0$) des ions héliumoides.

L'intensité d'une raie satellite produite par suite de l'excitation de couche interne est :

$$I = N_e N(X^{+Z}) C_{i0f} R_{ff}.$$

Avec R_{ff} c'est le rapport de branchement pour la transition radiative stabilisatrice du niveau doublement excité f de la configuration $1s2s2p$ vers le niveau fondamentale $1s^2 2s^2 S_{1/2}$:

$$R_{ff} = \frac{A_{ff}}{\sum_l A_r^{fl} + \sum_p A_a^{fp}}$$

$\sum_p A_a^{fp}$: somme des probabilités d'autoionisation dans les divers continus possible.

$\sum_l A_r^{fl}$: somme des probabilités de transition radiative dans les divers niveaux de l'ion

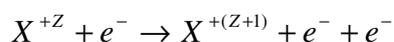
A_{ff} : probabilité de la transition radiative $f \rightarrow j$.

L'excitation d'un ion par impact d'électrons peut s'accompagner d'un changement du spin de l'ion ($\Delta S=1$). Dans le cas des ions héliumoides, cette excitation contribue au peuplement des niveaux triplets de type $1s^2\ ^3S_1$, $1snp\ ^3P_{0,1,2}$ à partir du fondamentale et donc à la formation des raies interdites et d'intercombinaison. Ce changement de spin s'explique par le fait que lors de la collision l'électron incident cède toute son énergie à un électron $1s$ de l'ion cible, qui devient libre tandis que l'électron incident va se trouver capturé dans la sous-couche $n1$ (ns , np). Il est évident que ce processus d'excitation par échange dépend de l'énergie cinétique de l'électron incident, sa force de collision diminue quand l'énergie de ce dernier augmente. cela peut se remarquer dans le tableau (1) donnant les forces de collision associées aux transitions ($1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1snp\ ^3P_{0,1,2}$, $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$) en fonction de l'énergie de l'électron incident. On voit qu'elle diminue lorsque l'énergie augmente, sauf pour la transition $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1snp\ ^3P_1$ pour lesquelles les forces de collision décroissent jusqu'à une valeur donnée puis commencent à augmenter. Ce changement de tendance résulte de la non validité du couplage Russell-Saunders. En effet, des couplages entre des niveaux de même configuration et de même nombre quantique J se produisent à

cause des interactions relativistes, notamment l'interaction spin-orbite. Le niveau $1snp\ ^3P_1$ se mélange avec le niveau singulet $1snp\ ^1P_1$ dont l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamentale est forte.

II-4. Ionisation par impact d'électrons :

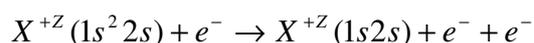
L'ionisation par impact d'électron est un processus d'interaction entre un ion et un électron libre qui est suivi par la diffusion de l'électron incident et d'un autre électron de l'ion cible.



Le processus inverse est appelé recombinaison triple. Il implique une interaction d'un ion avec 2 électrons libres dans laquelle il y a capture de l'un des deux électrons et diffusion simultanée du second. Le processus d'ionisation peut être direct ou indirect :

* Ionisation direct :

L'ion diffuse l'électron incident et un de ses électrons est arraché directement lors de l'interaction. Dans ce cas, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure à celle de liaison de l'électron arraché de l'ion. Si l'énergie cinétique de l'électron incident est suffisamment grande pour y avoir une extraction d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion, cela aboutit à un ion $X^{+(z+1)}$ dans un état simplement ou doublement excité qui peut se désexciter radiativement. Donc ce processus est susceptible de contribuer à la formation de raies. Par exemple, l'ionisation de la sous-couche $1s$ des ions lithiomoïdes initialement dans leur état fondamental, produit des ions héliomoïdes dans les niveaux excités $1s\ 2s$:



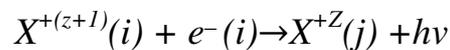
Elle contribue ainsi à la population du niveau $1s2s\ ^3S_1$ avec une probabilité $\frac{3}{4}$. Ce processus devient important dans les plasmas non thermiques dans lesquels existent des électrons de grandes énergies $E \gg kT$.

* Ionisation indirecte :

L'électron incident excite un électron d'une sous-couche interne de l'ion cible X^{+Z} , ce qui donne naissance à un niveau auto ionisant de l'ion, qui peut être suivi par l'autoionisation. Dans cette deuxième voie d'ionisation, il suffit que l'énergie de l'électron incident soit supérieure ou égale à la première énergie d'ionisation de l'ion.

II-5. Recombinaison diélectronique :

Plusieurs processus recombinaison e^- - ion peuvent se produire dans les plasmas chauds. Au début des études plasma coronaux, on ne tenait compte que de la recombinaison radiative dans laquelle un électron libre est capturé par un ion avec simultanément émission d'un photon d'énergie $h\nu$, donnant lieu à un spectre continu.



L'équation de conservation de l'énergie s'exprime par :

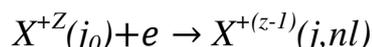
$$E_i + e_i = E_j + h\nu$$

Ce processus a été initialement étudié par Seaton pour déterminer la température électronique de la couronne solaire de l'équilibre d'ionisation basé sur la seule recombinaison radiative. Mais la température obtenue était en désaccord significatif avec la température déterminée à partir des mesures des largeurs de raies spectrales dues à l'effet Doppler (agitation thermique). Les mesures des largeurs Doppler des raies impliquaient des températures nettement plus hautes que celles trouvées théoriquement en ne tenant compte que de la recombinaison radiative. Ceci pouvait suggérer que le coefficient de taux de recombinaison soit sous-estimé. Pour cela Unsold avait proposé d'inclure un deuxième processus de recombinaison qui est la recombinaison diélectronique. Bien après, il a été montré par Burgess (en 1964) que ce dernier processus est dominant aux hautes températures dans les plasmas de faible densité [3].

La recombinaison diélectronique donnant naissance à l'émission des raies satellites [4] se produit en deux étapes qui sont les suivantes : [5]

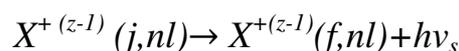
● Capture diélectronique :

Il s'agit de la capture d'un électron dans un niveau doublement excité (niveaux instables se trouvant au-dessus de la limite d'ionisation). L'énergie de l'électron incident est inférieure à l'énergie de seuil d'excitation de la transition $X^{+Z}(i_0) \rightarrow X^{+(z-1)}(j)$. Ainsi le processus de capture non radiatif prend le dessus car l'électron incident doit fournir à l'ion recombinant toute son énergie pour pouvoir l'exciter, il est alors capturé dans la sous-couche nl de l'ion recombiné. Ceci peut être schématisé par :



● Stabilisation radiative :

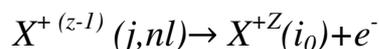
L'ion recombiné $X^{+(z-1)}$ peut se stabiliser radiativement par une transition qui l'amène du niveau doublement excité ($X^{+(z-1)**}(j, nl)$) vers un niveau inférieur simplement excité ($X^{+(z-1)*}(f, nl)$) avec un électron spectateur nl . Ce processus donne naissance à une raie satellite



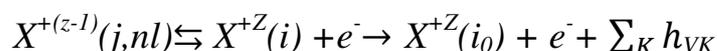
Notons qu'habituellement ce processus est suivi par des cascades radiatives vers le niveau fondamental de l'ion $X^{+(z-1)}$.

Par ailleurs, il existe une autre voie de déclin, concurrente à la stabilisation radiative, qui est l'autoionisation. C'est un processus non radiatif, inverse de la capture diélectronique due à l'interaction de configuration. La configuration liée $X^{+(z-1)}(j, nl)$ se mélange avec les configurations libres de l'ion $X^{+Z} + e^-$ de même énergie.

L'autoionisation consiste au déclin du niveau doublement excité vers le continu associé au niveau fondamental de l'ion recombinant X^{+Z} .



Dans certaines circonstances, l'ion temporairement recombiné peut s'autoioniser vers un niveau simplement excité ($X^{+Z}*$) et revenir au niveau fondamental par cascades radiatives donnant naissance à des excitations résonantes. Ceci peut être schématisé comme suit :



Il faut noter que l'autoionisation est considéré comme processus non radiative parce que l'électron nl qui est éjecté de l'ion $X^{+(z-1)}(j, nl)$ puise l'excès d'énergie permettant à l'ion X^{+z} résultante de se désexciter vers un niveau i .

- **Description quantitative du phénomène :**

Désignons par s l'état autoionisant (j, nl) et par l'état final (i, nl) . La population $N_s^{+(z-1)}$ de l'ion recombinant dans s est régie par l'équation :

$$\frac{dN_s^{+(z-1)}}{dt} = -N_s^{+(z-1)} \left(\sum_l A_a^{sl} + \sum_p A_r^{sp} + \sum_{l'} N_e C_{sl'} + \sum_{l''} N_e q_{ionsl''} \right) + N^{+z} N_e(j_0) q_{cd}^s$$

Où N_e : densité électronique

$C_{sl'}$: coefficient du taux d'excitation par impact d'électron du niveau s vers le niveau i' de l'ion recombinant $X^{+(z-1)}$

$\sum_{i'} N_e C_{sl'}$: somme des probabilités d'excitation par impact d'électron vers les divers niveaux de l'ion recombinant $X^{+(z-1)}$

$q_{ionsl''}$: coefficient du taux d'ionisation par impact d'électron du niveau s vers le niveau i'' de l'ion recombiné X^{+z}

$\sum_i N_e q_{ionsl''}$: somme des probabilités d'ionisation vers les divers niveaux de l'ion recombiné X^{+z}

q_{cd}^s : taux de capture diélectronique dans le niveau s de l'ion recombiné

$N^{+z}(j_0)$: densité volumique des ions N^{+z} dans le niveau fondamentale et dans notre cas (plasma peu dense) le niveau fondamentale est le plus peuplé $N^{+z}(j_0) = N^{+z}$

A_a^{sp} : somme des probabilités d'autoionisation dans les divers continus possible.

$\sum_l A_r^{sl}$: somme des probabilités de transition radiative dans les divers niveaux de l'ion recombinant $X^{+(z-1)}$

Pour les plasmas de faibles densités qui nous intéressent ici, la désexcitation et ionisation collisionnelle à partir des niveaux autoionisants sont négligeable, i.e.

$\sum_i' N_e C_{si'}$ et $\sum_i'' N_e q_{ion_{si''}}$ sont négligeable devant $\sum_p A_a^{sp}$ et $\sum_l A_r^{sl}$. Donc en régime permanent, on peut écrire

$$N_s^{+Z-1} \left(\sum_p A_a^{sp} + \sum_p A_a^{sp} \right) = N^{+Z} N_e (j_0) q_{cd}^s$$

Intensité de la raie satellite de recombinaison diélectronique due à la transition $s \rightarrow k$:

$$I_s = h\nu_s N_s^{+Z-1} A_r^{sk} = h\nu_s N^{+Z} (j_0) N_e q_{cd}^s \frac{A_r^{sk}}{\sum_l A_r^{sl} + \sum_p A_a^{sp}} = h\nu_s N^{+Z} N_e q_{cd}^s \frac{A_r^{sk}}{\sum_l A_r^{sl} + \sum_p A_a^{sp}}$$

A_r^{sk} : Probabilité de transition radiative $s \rightarrow k$

$N_s^{+(z-1)} A_r^{sk}$: Le nombre d'ions recombinés $X^{+(z-1)}$ par unité temps et de volume qui effectuent la transition $s \rightarrow$ qui est égale au nombre de photon $h\nu_s$ émit par unité de temps et de volume

On appelle $R_r^{sk} = \frac{A_r^{sk}}{\sum_l A_r^{sl} + \sum_p A_a^{sp}}$ le rapport de branchement de la transition $s \rightarrow k$.

$$I_s = h\nu_s N^{+Z} N_e q_{cd}^s R_r^{sk}$$

Le taux de capture diélectronique est directement lié à la probabilité d'autoionisation $A_a^{si0} A_a$ du niveau s vers l'état fondamentale i_0 de l'ion recombinant X^{+Z} par le principe

de microréversibilité car ce sont deux processus inverses l'un de l'autre. On suppose que les électrons du plasma ont une distribution d'énergie Maxwellienne à la température T_e . En utilisant le fait que la capture est résonnante, l'énergie de l'électron incident ne peut prendre qu'une valeur précise (avec faible largeur) égale à la différence d'énergie entre $E(X^{+Z}(j_0))$ et $E(X^{+(z-1)}(s))$. Pour détermine la relation entre le coefficient de taux de capture diélectronique et la probabilité d'autoionisation A_a^{si0} on utilise le principe de micro réversibilité et l'équation d'équilibre d'ionisation de Saha.

Le principe de microrévesibilité donne :

Processus atomiques

$$N^{+Z} N_e q_{cd}^s = N_s^{+(z-1)} A_a^{si_0}$$

On applique la loi de Saha qui permet de déterminer le degré d'ionisation d'un plasma

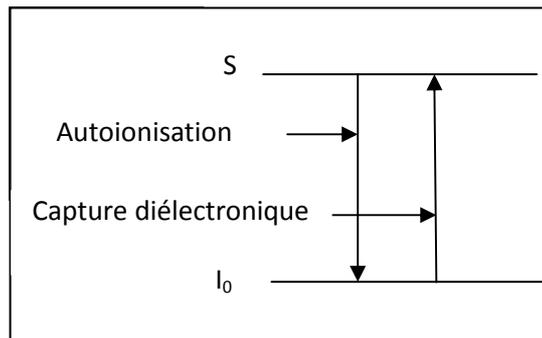
En équilibre thermodynamique à la température T_e :

$$\frac{N_I^+ N_e}{N_I} = \frac{2g_I^+}{g_I} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp(-x_i / k T_e)$$

x_i : Potentiel d'ionisation

N_I : Population du niveau fondamental de l'atome A

N_I^+ : Population du niveau fondamental de l'ion A^+



Dans notre cas de la capture diélectronique dans l'ion X^{+Z} :

$$\frac{N^{+Z} N_e}{N_S^{+Z-1}} = \frac{2g_s}{g_{i_0}} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp(-E_s / k T_e)$$

g_s : Poids statistique du niveau autoionisant.

g_{i_0} : Poids statistique du niveau initial.

E_s : Énergie cinétique de l'électron

Processus atomiques

$$\Rightarrow \frac{N_s^{+(z-1)}}{N^{+z}(j_0)N_e} = \frac{h^3}{(2\pi m_e)^{3/2}} \frac{g_s}{g_{i_0}} \frac{1}{(kT_e)^{3/2}} \exp(-E_s/kT_e)$$

$$\Rightarrow q_{cd}^s = \frac{h^3}{(2\pi m_e)^{3/2}} \frac{g_s}{g_{i_0}} \frac{1}{(kT_e)^{3/2}} \exp(-E_s/kT_e) A_a^{si_0}$$

$$\text{Or: } \frac{h^3}{(2\pi m_e)^{3/2}} = \left(\frac{h^2}{2\pi m_e}\right)^{3/2} = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e}\right)^{3/2} = (4\pi a_0^2 I_H)^{3/2}$$

Sachant que : $I_H = 1 \text{ Ry} = (m_e e^4 / 2\hbar^2)$ et $a_0 = (\hbar^2 / m_e e^2)$

$$\Rightarrow q_{cd}^s = \left(\frac{4\pi I_H}{kT_e}\right)^{3/2} a_0^3 \frac{g_s}{2g_{i_0}} \exp(-E_s/kT_e) A_a^{si_0}$$

Si on prend la valeur de T_e en eV :

$$\left(\frac{4\pi I_H}{k}\right)^{3/2} a_0^3 = 3.3129 \times 10^{-22} \text{ cm}^3$$

Soit :

$$q_{cd}^s = \frac{3.3129 \times 10^{-16}}{T_e^{3/2}} \frac{g_s}{2g_{i_0}} \exp(-E_s/kT_e) A_a^{si_0} \quad (\text{cm}^3/\text{s})$$

Si on prend T_e en Kelvin, la relation devient :

$$q_{cd}^s = \frac{4.1414 \times 10^{-16}}{T_e^{3/2}} \frac{g_s}{2g_{i_0}} \exp(-E_s/kT_e) A_a^{si_0} \quad (\text{cm}^3/\text{s})$$

Donc

$$I_s = h\nu_s N_e N^{+z} F_1(T_e) F_2^{sk}$$

Avec :

F_1 : facteur de température est donné par :

$$F_1 = \left(\frac{4\pi I_H}{kT_e}\right)^{3/2} a_0^3 \frac{1}{2} \exp(-E_s/kT_e)$$

F_2^{sk} : Facteur atomique est donné par :

$$F_2^{sk} = \frac{g_s}{g_{i_0}} \frac{A_a^{s_{i_0}} A_r^{sk}}{A_{tot}^s}$$

$$\text{Ou } A_{tot}^s = \sum_l A_r^{sl} + \sum_p A_a^{sp}$$

Il montre que A_r^{sk} et $A_a^{s_{i_0}}$ ont un rôle symétrique dans l'expression de l'intensité des raies satellites, ce qui entraîne que les raies satellites les plus intenses correspondent non seulement aux grands valeurs de A_r^{sk} mais aussi de $A_a^{s_{i_0}}$. Ainsi les raies satellites les plus intenses sont issues des niveaux les plus fortement autoionisant mais avec une forte probabilité radiative.

Références

- [1] ref J.C ; Raymond, in « Physics of Highly-Ionized Atoms », eds. R. Marrus, U.S.A, 189-208, (1977)
- [2] Z.Meliani et Z.Bédrane, mémoire de fin d'études, Université de Tlemcen(2000)
- [3] Z. MELIANI et Z. BEDRANE mémoire de fin d'études, Université de Tlemcen (2000)].
- [4] R. Mewe, eds R. Brown and J. Lang, Universities Summer School in Physics 168-184(1987)
- [5] A.H. Gabriel Mon. Not. R. Astr. Soc. (1972) 160, 99-119

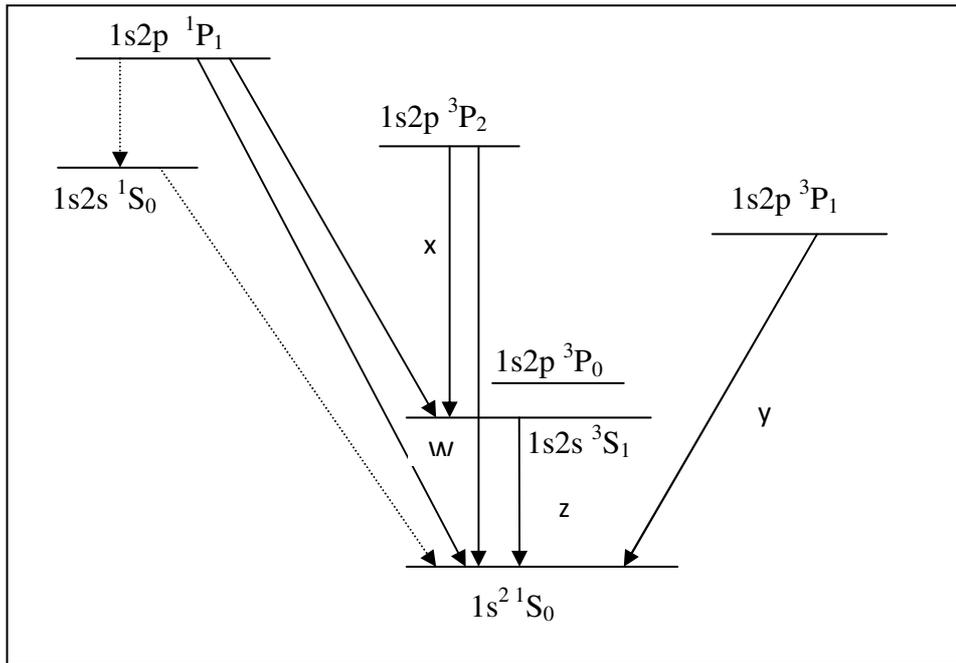
CHAPITRE 11

PROCESSUS ATOMIQUES

III-1. Introduction :

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

Les raies X émises par les ions fortement ionisés jouent un rôle important dans les diagnostics du plasma chaud, car aux hautes températures, l'abondance relative de ces ions est très grande, donc elles exercent une influence sur le comportement physique du plasma. C'est pourquoi ces raies ont fait l'objet d'étude très approfondies telles les raies émises par Fe^{+23} et Fe^{+24} qui sont situées dans le domaine des rayons X- nous 1.48-1.90 Å. En effet, on utilise le rapport des intensités des raies émises par ces ions pour déterminer la température électronique et l'abondance relative de 2 ions de charge adjacente. D'autres raies émises par d'autres ions possèdent des niveaux métastables sont utilisés dans la détermination de la densité électronique. Les principales raies utilisées dans les diagnostics sont : la raie de résonance **w**, La raie d'intercombinaison **y**, les raies interdites **x**, **z** et les raies satellites **j** et **q**, que nous examinerons une par une. Ces raies sont dues soit par des transitions dipolaires électronique ($\Delta\pi = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1$), soit des transitions dipolaires magnétiques ($\Delta\pi = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1$), ou des transitions quadripolaires ($\Delta\pi = \pm 1, \Delta J = \pm 2$). Bien que les probabilités des transitions dipolaires électriques sont beaucoup plus grandes que celles des transitions dipolaires et quadripolaires magnétique les intensités sont comparables car plus le degré d'ionisation du plasma augmente plus les raies interdites deviennent importantes.



(Figure 1) Diagramme d'énergie des premiers niveaux excités de l'ion Fe^{+24}

III-2. Rayonnement des raies :

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

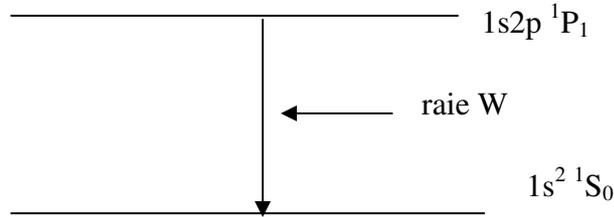
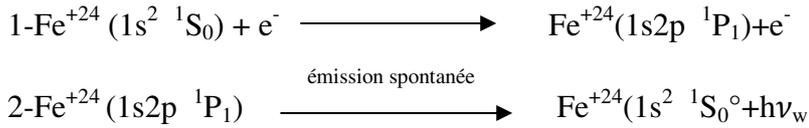
III-2-1. Raie de résonance w :

La raie de résonance désignée w et émise par les ions héliumoides correspond à la transition $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ qui est de type dipolaire électrique ($\Delta J=1, \Delta L=1, \Delta S=0$). Pour les ions considérés ici à savoir Fe^{+24} et Ti^{+20} les la longueur d'onde de la raie est $\lambda=1.8500\text{Å}$ et 2.6097Å respectivement. Le niveau supérieur $1s2p \ ^1P_1$ est peuplé principalement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$, et se dépeuple essentiellement par émission spontanée vers le niveau $1s^2 \ ^1S_0$.

Schématiquement, on a :

Excitation collisionnelle

Emission du rayonnement X



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

$$-N(\text{Fe}^{+24}(1s2p\ ^1P_1))A + N(\text{Fe}^{+24})N_e C_w = 0$$

L'intensité de la raie est donc :

$$I_w = h\nu_w N(\text{Fe}^{+24}(1s2p\ ^1P_1)) A = h\nu_w N(\text{Fe}^{+24})N_e C_w$$

Avec et dans le cas où les électrons suivent une distribution d'énergie Maxwellienne à la température T_e exprimée en K, le coefficient de taux d'excitation collisionnelle est donné par :

$$C_w = \frac{8.6310^{-6}}{T_e^{1/2}} \bar{\Omega}(1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1) \exp(-\Delta E_w / kT_e)$$

ΔE_w : seuil d'excitation à partir du fondamental [$1s^2\ S_0 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1$]

$$\Delta E_w = 492.46 \text{ Ry}$$

III-2-2. Raie interdite z :

C'est une raie émise par les ions helimoïdes due à la transition $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ qui est de type dipolaire magnétique relativiste ($\Delta J=1$, $\Delta L=0$, $\Delta S=1$, $\Delta\pi=0$). Elle est appelée raie interdite car elle correspond à une transition entre deux états de même parité. Pour l'ion considéré Fe^{+24} , la longueur d'onde de la raie est $\lambda = 1.86801 \text{ \AA}$ et

Emission du rayonnement X

pour le Ti^{20+} $\lambda=2.6362 \text{ \AA}$. Plusieurs processus contribuent au peuplement du niveau supérieur de la raie z. Les plus importants sont :

1-excitation collisionnelle directe à partir du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$

2-cascades radiatives à partir surtout des niveaux $1s2p \ ^3P_{0,2}$ et $1s3p \ ^3P_{0,1,2}$ qui sont eux-mêmes peuplés par excitation collisionnelle à partir du fondamental $1s^2 \ ^1S_0$.

3-ionisation collisionnelle de la couche interne K de l'ion Fe^{+23} à trois électrons.

III-2-3. Raie interdite x :

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

Pour l'ion de Fe^{+24} , la longueur d'onde de la raie est $\lambda=185519 \text{ \AA}$ et pour Ti^{20+} $\lambda=2.6184 \text{ \AA}$

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

III-2-4. Raie d'inter combinaison y :

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

Dans le cas de Fe^{+24} , la longueur d'onde est $\lambda=1.85947 \text{ \AA}$ et pour Ti^{20+} $\lambda=2.6223 \text{ \AA}$.

Le niveau $1s2p \ ^3P_1$ est peuplé de façon dominante par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$ et se dépeuple principalement par émission spontanée vers le niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$. Le processus de formation de cette raie peut être schématisé comme suit :

III-2-5. Raies satellites :

Emission du rayonnement X

Les raies satellites sont des raies émises lors des désexcitations radiatives des niveaux excités situés au-dessus de la première limite d'ionisation. Ces raies essentiellement observées dans le spectre d'émission des plasmas astrophysiques et laboratoires de hautes températures, apparaissent comme des satellites dans le spectre à côté des raies de résonance des ions fortement ionisés. Le niveau supérieur d'une raie satellite est peuplé souvent par deux types de processus : excitation de couche interne par impact d'électrons et capture diélectronique. Les autres processus pouvant contribuer au peuplement sont l'excitation simultanée de deux électrons et l'ionisation de couche interne par impact d'électrons. Les deux premiers processus deviennent importants dans les ions fortement ionisés à 2 et 3 électrons. C'est pourquoi les raies satellites émises par les ions de la séquence iso-électronique de Li ont été les premières étudiées.

C'est Gabriel et Jordan qui ont classé pour la première fois les raies satellites dues à des transitions du type $1s2pnl \rightarrow 1s^2nl$ associées à la transition parente $1s2p \rightarrow 1s^2$ en présence d'un électron spectateur nl . Pour $n=2$ ces raies forment une structure discrète bien séparée de la raie parente à cause de la forte perturbation due à l'électron spectateur. Pour $n>3$ l'effet perturbateur de l'électron spectateur diminue rapidement de sorte que les raies satellites s'approchent de leur raie parente associée, soit de résonance w ou d'intercombinaison y , jusqu'à ce confondre avec elles. Le profil et l'intensité des raies parentes se trouvant ainsi modifiés, cette modification due à la superposition des raies satellites diminue lorsque la température augmente. Pour $n>11$ et $n>16$, respectivement, la contribution des raies satellites dans l'intensité des raies de résonance et d'intercombinaison devient négligeable. Car les niveaux auto-ionisants

Correspondants ont tendance à se dépeupler essentiellement par auto-ionisation entraînant une diminution des intensités de ces raies qui devient négligeable.

Dans le cas présent on s'intéresse aux raies satellites issus du niveau $n=2$ ($1s2p$ et $1s2p^2$). Parmi ces raies, la raie de recombinaison diélectronique j et la raie d'excitation de couche interne q sont les plus intenses.

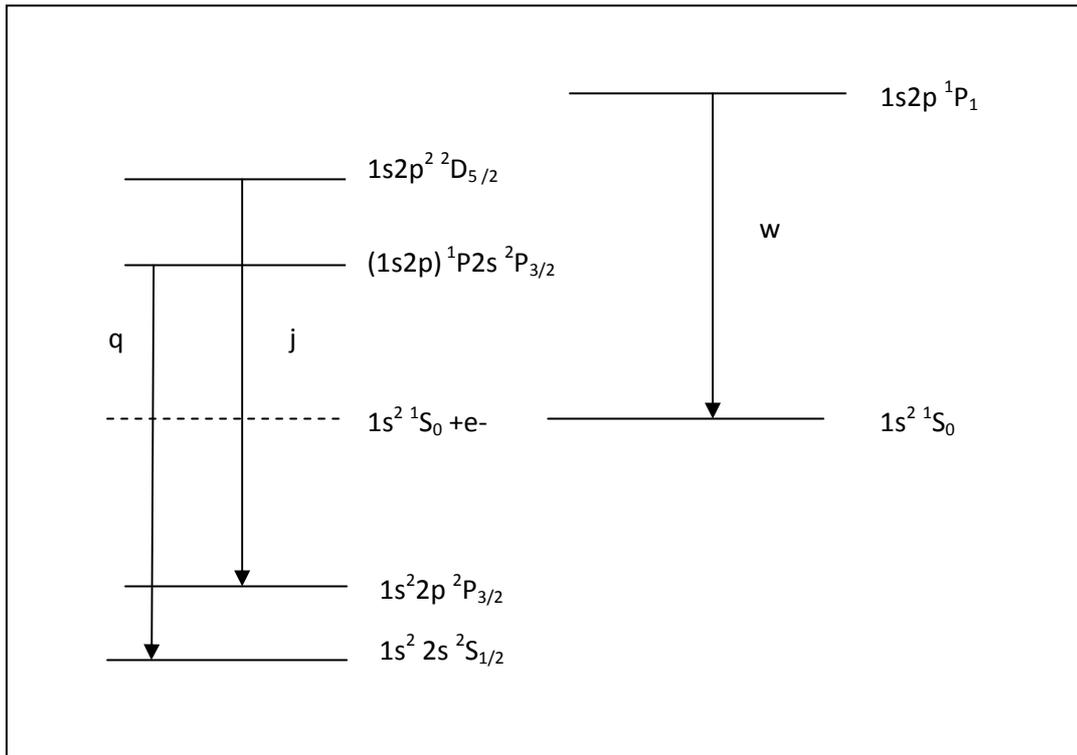


Figure 2 : diagramme des niveaux d'énergie montrant la raie formée par l'excitation collisionnelle w, la raie de recombinaison diélectronique j et la raie d'excitation de couche interne q[3].

a) Raie de recombinaison diélectronique j :

C'est une raie de recombinaison diélectronique émise par des ions lithuimoides correspondant à la transition : $1s2p^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 1s2p^2 \ ^2P_{3/2}$

Dans le cas du Fe^{+23} la longueur d'onde de la raie est $\lambda=1.8660 \text{ \AA}$ et pour le Ti^{20+} $\lambda=2.6348 \text{ \AA}$.

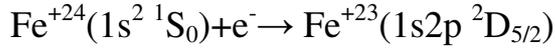
Le niveau supérieur de la transition est formé presque exclusivement par capture diélectronique dans le cas des plasmas de faible densité car presque tous les ions lithuimoide sont dans leur niveau fondamental: $1s2s^2 \ ^2S_{1/2}$ et le taux d'excitation collisionnelle pour la transition : $1s^2 2s^2 \ ^2S_{1/2} \rightarrow 1s2p^2 \ ^2D_{5/2}$

Qui implique une excitation double, est négligeable devant le taux capture diélectronique.

Le processus de formation de la raie j est le suivant :

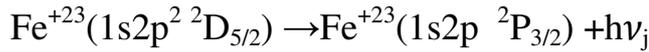
Emission du rayonnement X

1-Capture diélectronique:



Niveau auto-ionisation

2-stabilisation radiative :



La raie **j** est issue d'un niveau doublement excité $1s2p^2 \ ^2D_{5/2}$ situé au dessus de la première limite d'ionisation $1s^2$ et converge vers le niveau excité $1s2p$ de l'ion parent Héluimoide, cette raie est dipolaire électrique associée à la transition parente $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ (raie **w** en présence d'un électron spectateur $2p$)

L'équation qui régit la population du niveau $1s2p^2 \ ^2D_{5/2}$ (s) :

$$N(1s2p^2 \ ^2D_{5/2}) = N(1s^2 \ ^1S_0) N_e \frac{q_{cd}^s}{\sum_p A_a^{sp} + \sum_l A_r^{sl}}$$

Avec :

$\sum_p A_a^{sp}$: Somme des probabilités d'auto-ionisation dans les divers continus possibles.

$\sum_l A_r^{sl}$: Somme des probabilités de transition radiative dans les divers niveaux de l'ion. Si on prend T_e en Kelvin on aura :

$$q_{cd}^s = \frac{4.1414 \times 10^{-16}}{T_e^{3/2}} \frac{g_s}{2g_{i0}} \exp(-E_s / kT_e) A_a^{si0} \quad (\text{cm}^3/\text{s})$$

Notons que cette équation a été démontrée dans la partie de recombinaison diélectronique.

L'intensité de la raie **j** est donc :

$$I = h\gamma_j N_e N(\text{Fe}^{+24}) F_1(T_e) F_2^{sk}$$

Avec :

Emission du rayonnement X

F_1 : facteur de température est donné par :

$$F_1 = \left(\frac{4\pi I_H}{kT_e} \right)^{3/2} a_0^3 \frac{1}{2} \exp(-E_s / kT_e) \quad (\text{cm}^3)$$

F_2^{sk} : Facteur atomique est donné par :

$$F_2^{sk} = \frac{g_s A_a^{si0} A_r^{sk}}{g_{i0} A_{tot}^s} \quad (\text{s}^{-1})$$

A_r^{sk} : Probabilité de transition radiative $1s2p^2 \ ^2D_{5/2}(s) \rightarrow 1s2p \ ^2P_{3/2}(k)$

A_a^{si0} La probabilité d'auto-ionisation du niveau $1s2p^2 \ ^2D_{5/2}(s)$ vers l'état fondamental $1s^2 \ ^1S_0(i_0)$ de l'ion recombinant Fe^{+23}

On a : $g_{i_0}=1; g_s=6; A_{tot}^s = \sum_l A_r^{sl} + \sum_p A_a^{sp}$

Or le niveau $1s2p^2 \ ^2D_{5/2}(s)$ se désexcite radiativement essentiellement vers le niveau $1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$ les autres transitions de stabilisation radiative ont des probabilités négligeables.

Par ailleurs, le niveau $1s2p^2 \ ^2D_{5/2}(s)$ se dépeuple aussi par auto-ionisation principalement vers le niveau fondamental $1s^2 \ ^1S_0$ de l'ion recombinant pour Fe^{+24}

Par exemple nous avons :

$$A_a^{si0} = 1.371 \times 10^{+14} \text{ s}^{-1}$$

$$A_r^{sk} = 2.142 \times 10^{+14} \text{ s}^{-1}$$

$$A_{tot}^s = 3.513 \times 10^{+14} \text{ s}^{-1}$$

$$F_2^{sk} = 5.02 \times 10^{+14} \text{ s}^{-1}$$

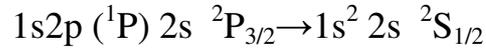
E_s : énergie du niveau auto-ionisant (s) : $1s2p^2 \ ^2D_{5/2}$ par rapport au fondamental (i_0) $1s^2 \ ^1S_0$ de l'ion recombinant, $E_s = 4.664 \text{ keV}$

$$F_1(T_e) = \frac{2.07 \times 10^{-16}}{T_e^{3/2}} \exp(-E_s / kT_e) \quad T_e : \text{ en kelvin}$$

Emission du rayonnement X

b) Raie d'excitation de couche interne q :

C'est une raie satellite émise par les ions lithumoides et associée à la transition



Pour l'ion Fe^{+23} , la longueur d'onde de la raie est $\lambda=1.8610\text{\AA}$ et pour Ti^{+20} $\lambda=2.627\text{\AA}$. Le niveau supérieur $1s2p (^1P) 2s ^2P_{3/2}$ peut être peuplé soit par :

- * excitation de couche interne par impact d'électron de 1s vers la sous-couche 2p.
- * capture diélectronique ou l'électron incident d'une part excite l'électron 1s de l'ion cible à 2 électron vers 2p et d'autre part se trouve capturé dans la sous-couche 2s.

Ce dernier processus est résonnant, il nécessite une énergie bien précise de l'électron incident pour qu'il puisse être capturé tout en fournissant une énergie pour excitation de l'ion cible. Il a été montré que celui-ci peut être négligé comparativement avec premier processus.

Le niveau auto-ionisant $1s2p (^1P) 2s ^2P_{3/2}$ peut se dépeupler par une transition radiative vers le fondamental $1s^2 2s ^2S_{1/2}$ avec une forte probabilité. D'après le principe de micro réversibilité le taux de capture diélectronique et la probabilité d'auto-ionisation sont liés et puisque le processus de capture diélectronique est négligeable dans le peuplement du niveau $1s2p(^1P)2s ^2P_{3/2}$, l'auto-ionisation est par conséquent négligeable devant la stabilisation radiative vers la niveau fondamental.

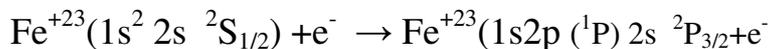
En effet pour le fer par exemple on a:

$$A_r((1s2p)^1P 2s ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s ^2S_{1/2}) = 4.74 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

$$A_a(1s2p(^1P) 2s ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2 ^1S_0 + e^-) = 7.712 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

Ce qui montre bien que A_r est 10^4 fois plus grand que A_a .

Le processus de formation de la raie **q** étant l'excitation de couche interne :



Niveau auto-ionisant

Référence

[1] A. H. Gabriel et H.E. Mason, dans « Applied Atomic Collision Physics », eds. H. S. W. Massey and D.R. Bates, 1, p345 (1982)

[2] E. Kimura, S. Nakazaki, K. A. Berrington and P. H. Norrington, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys, 33, 3449-3466 (2000).

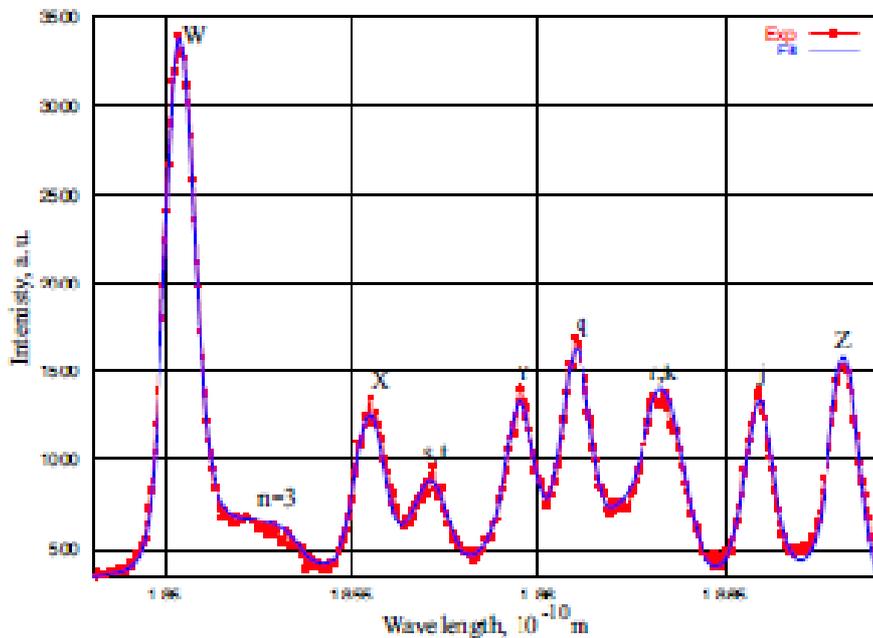
[3] R. Mewe. Eds. R. Brown and J. Lang, Universities summer School in Physics pp 168-184]

CHAPTER IV

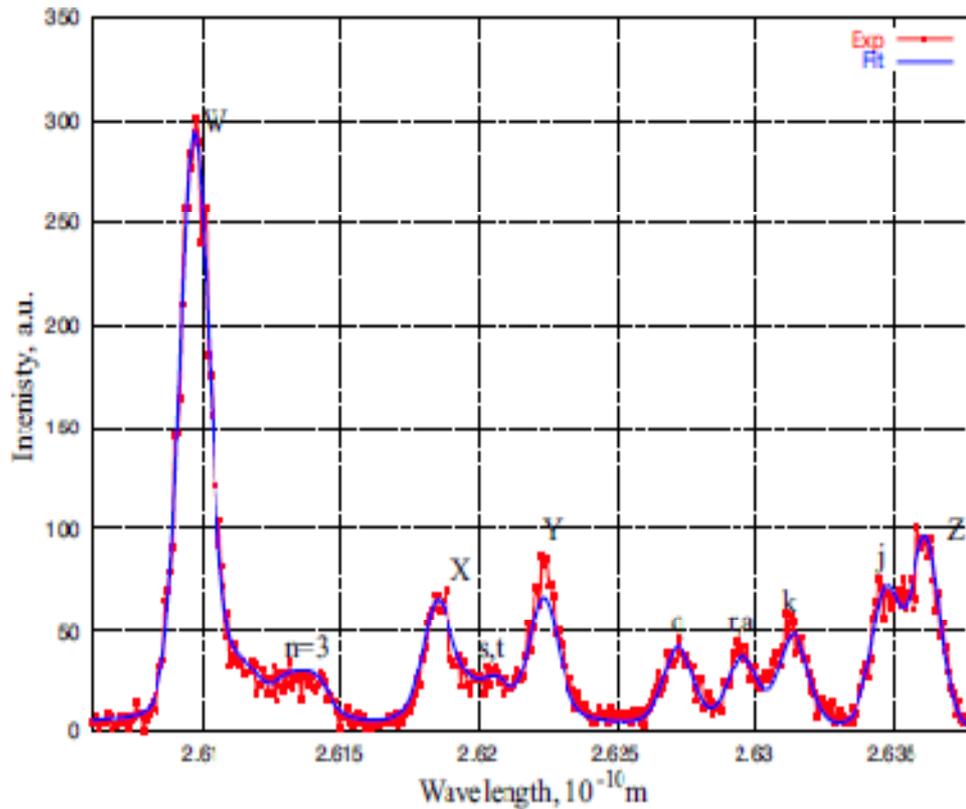
DIAGNOSTICS SPECTROSCOPICUS

IV-1. Généralité :

Le spectre d'émission des ions heliumoïdes fortement chargés est souvent utilisé à des fins de diagnostics des plasmas chauds. En procédant à une comparaison entre les intensités des raies observés et calculés théoriquement, il est possible de déduire la température électronique. Dans ce travail nous avons considéré deux spectres d'émission de raies, tous les deux sont obtenue du tokamak Tore Supra. Le premier concerne le Fe^{24+} (Fig : IV-1) le deuxième concerne le Ti^{20+} (Fig : IV-2)



Fig(IV-1) : Spectre d'émission pour le Fer héliumoïde obtenu de TORE SUPRA, Shot15721 [1]



Fig(IV-2) : Spectre d'émission de Titanium héliumide obtenu de TORE SUPRA, shoot 23706 [1]

IV-2. Instrument de spectroscopie

L'analyse du rayonnement X émis par le plasma de la couronne solaire se fait à l'aide d'un dispositif constitué d'un cristal dispersif et d'un compteur proportionnel qui joue le rôle d'un élément récepteur.

On sait que la diffraction des rayons X par un cristal obéit à la loi de Bragg, à savoir :

$$n\lambda = 2d \sin \theta$$

Ou n : ordre de diffraction, souvent il est égal à 1 car aux autres ordres correspondent de faibles intensités.

λ : longueur d'onde du rayonnement X.

θ : L'angle que fait le faisceau incident avec une famille de plans réticulaires parallèle du cristal.

d : distance interarticulaire.

Cette loi montre bien que pour chaque longueur d'onde correspond un angle de diffraction et par suite une direction bien définie du rayon diffracté.

De plus seuls les rayons X de longueur d'onde inférieure à $2d$ sont diffractés par la famille de plans réticulaires du cristal.

Le dispositif fonctionne de la manière suivante :

- On fait tourner le cristal plat autour d'un axe perpendiculaire au faisceau incident afin de sélectionner une seule famille de plans réticulaires parallèles à la face du plan.
- On fait varier θ de façon continue pour obtenir la longueur d'onde qui vérifie la loi de Bragg.
- Les rayons diffusés seront captés en tournant le compteur avec une vitesse angulaire constante égale à 2ω ou ω est la vitesse de rotation du cristal.

Le principe de fonctionnement des satellites est pratiquement le même à la différence que le cristal et le compteur restent fixes et c'est le satellite qui tourne autour de lui-même à la vitesse φ . Son axe de rotation fait un angle δ avec le centre du soleil. La loi de Bragg s'exprime alors :

$$\lambda = 2d(\sin \alpha \cos \delta + \sin \delta \cos \alpha \cos \varphi)$$

L'angle que fait le faisceau incident avec le cristal varie alors avec chaque rotation du satellite de $\alpha - \delta$ à $\alpha + \delta$. Chaque λ sera détectée 2 fois alternativement dans la direction opposée au cours de la période de rotation et de résolution temporelle pour le balayage des longueurs d'ondes est de demi période de rotation propre.

Ce spectromètre est caractérisé aussi par un pouvoir de résolution $\Delta\lambda_0 = 3.27 \times 10^{-3} n$ d $\sin \delta \cos \alpha \sin \varphi$ déterminé par des intervalles de comptage des photons (le plus souvent il est égal à 15.6 rot/s) n étant le nombre de rotation par minute.

Cette relation montre que $\Delta\lambda_0$ dépend de $\sin \alpha$ et $\sin \delta$, donc selon l'angle φ i.e. le domaine de rayons X étudié. Dans les satellites actuels, la précision varie pour obtenir un pouvoir de résolution d'angle δ contrôlé entre 0.7 et 1.7 par des méthodes de contrôle d'attitude magnétique. Cet angle varie lentement et peut être considéré comme étant constant au cours d'une éruption, la période de rotation est de 12s à 20s.

Pour le détecteur on utilise un compteur à gaz. Ce type de compteur enregistre un signal proportionnel à l'intensité du faisceau diffracté. Un photon ionise un nombre défini d'atomes du gaz qui est proportionnel à l'énergie du photon. Ainsi le nombre d'ions est compté en mesurant l'intensité du courant qui s'écoule dans le tube.

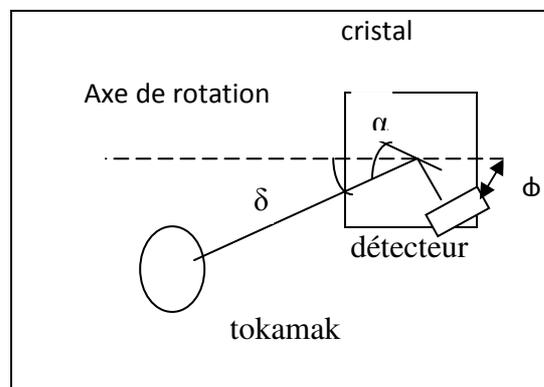


Schéma désigne le spectromètre

IV-3. Température électronique :

Il ya deux principales méthodes qui sont utilisées dans la détermination de la température électronique d'un plasma dont la distribution d'énergie des électrons libres est supposée être une Maxwellienne.

On site ce que nous intéresse :

IV-3-1.Méthode : cette méthode de détermination de la température électronique, initialement développée par Gabriel et Jordan et indépendamment par Vainshtein et ses collègues, s'applique spécialement aux plasmas chauds et peu denses. Elle est basée sur le rapport d'intensité d'une raie satellite diélectronique pure et d'une raie de

résonance toutes deux originaires du même ion. Ce rapport est sensible à la température car deux processus distincts de peuplement des niveaux supérieurs des deux raies interviennent : la capture diélectronique et l'excitation par impact d'électron. Le plus souvent, on utilise le rapport de la raie j de recombinaison diélectronique des ions lithumoides Fe^{+23} , celle due à la transition $1s2p^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$, à la raie de résonance w des ions héliumoides Fe^{+24} correspondant à la transition $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$. Le rapport d'intensité j/w peut s'écrire comme :

$$\frac{I_j}{I_w} = \frac{N_e N(Fe^{+24}) F_1 F_2^{sk}}{N_e N(Fe^{+24}) C_w} = \frac{F_1 F_2^{sk}}{C_w}$$

Et pour déterminer la température électronique on trace $F_1 F_2^{sk}/C_w$ en fonction de la température électronique on relève ainsi du graphe l'expression

$F_1 F_2^{sk}/C_w = f(T_e)$. Enfin on remplace dans cette expression le rapport I_j/I_w déterminé à partir du spectre. Les valeurs de C_w que nous avons utilisé dans notre calcul nous avons pris de [2] pour le fer héliumoïde et de [3] pour titanium

IV-3-2. Résultats et Interprétation :

Calcul pour F_e :

Nous avons comme donnés

$$E_s = 40664 \text{ Kev} = 7.4624 \times 10^{-16} \text{ K}$$

$$K = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$$

$$F_2 = 5.02 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

T_e en Kelvin

Les coefficients taux d'excitation adopté ici sont ceux donnés par [2]

Diagnostics Spectroscopiques

Tableau (IV-1): coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la transition $1s^2$
 $^1S_0 - 1s2p \ ^1P_1$ [2]

$T_1(10^7)$	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5
C_w (10^{-13} cm^3/s)	0.029	0.340	1.151	2.384	3.873	5.479	7.112	8.716

$T_1 (10^7 k)$	5	6	7	8	10
C_w ($10^{-13} cm^3/s$)	10.260	12.312	14.364	16.416	20.520

Tableau (IV-2) : calcul du rapport d'intensité I_j/I_w

$T_e (10^7 K)$	$F_1(cm^3)(T_e)$	I_j/I_w
1	2.93×10^{-29}	5.071
1.5	9.67×10^{-29}	1.427
2	1.54×10^{-28}	0.671
2.5	1.90×10^{-28}	0.400
3	2.07×10^{-28}	0.268
3.5	2.12×10^{-28}	0.194
4	2.14×10^{-28}	0.151
4.5	2.06×10^{-28}	0.118
5	1.98×10^{-28}	0.096
6	1.80×10^{-28}	0.073
7	1.63×10^{-28}	0.056
8	1.46×10^{-28}	0.044
10	1.20×10^{-28}	0.029

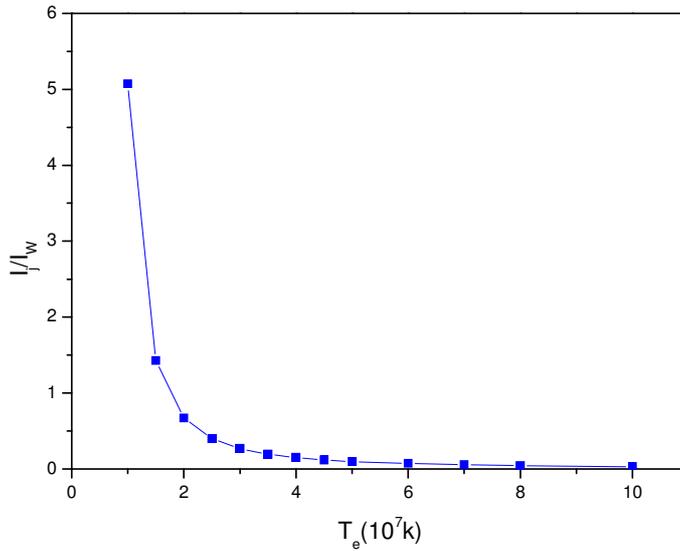


Fig (IV-3) : Rapport de l'intensité de la raie j sur l'intensité de la raie w en fonction de la température électronique (T_e) pour le Fe^{24+} .

Calcul pour Ti^{20+}

Considérons les données suivantes obtenues en utilisant le code Autostructure [1]:

$$F_2 : 2.28 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

$$A_a : 1.53 \times 10^{14} \text{ s}^{-1} \text{ et } A_r : 5.07 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$E_s : 17950200 \text{ cm}^{-1} = 2225.69 \text{ eV} = 3.56 \times 10^{-16} \text{ J}$$

et les coefficients de taux d'excitation données dans [3].

$T_e (10^6 \text{k})$	10	11	12	13	14	15	17	20	30
$C_w(\text{cm}^3/\text{s})$	0.405	0.653	0.971	0.136	0.181	0.232	0.305	0.554	0.132
	(-13)	(-13)	(-13)	(-12)	(-12)	(-12)	(-12)	(-12)	(-11)

$T_e (10^6 \text{K})$	40	50	60
$C_w(\text{cm}^3/\text{s})$	0.205(-11)	0.266(-11)	0.317(-11)

Tableau (IV-3) : coefficient de taux d'excitation collisionnelle

Diagnostics Spectroscopiques

$T_e (10^6 \text{ K})$	$F_1 (\text{cm}^3) \times 10^{-28}$	I_j/I_w
10	4.93	2.775
11	5.42	1.892
12	5.79	1.359
13	6.05	1.014
14	6.24	0.786
15	6.36	0.625
17	6.46	0.482
20	6.36	0.261
30	5.33	0.092
40	4.26	0.047
50	3.77	0.029
60	2.88	0.020

Tableau (IV-4) : calcul le rapport d'intensité I_j/I_w

C'est résultats sont reportés dans la courbe suivante (Fig (IV-4)).

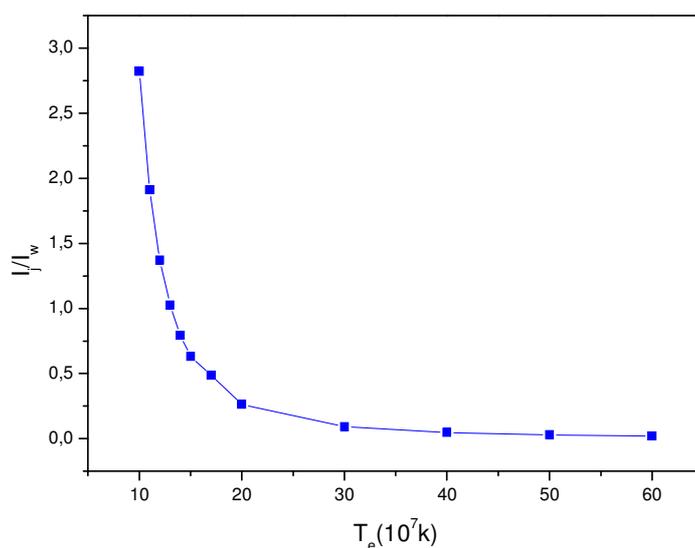


Fig (IV-4) : Rapport de l'intensité de la raie j sur l'intensité de la raie w en fonction de la température électronique (T_e) pour le titane.

Interprétations :

Les figures (IV-3) et (IV-4) présentent le rapport d'intensité des deux raies, la raie de recombinaison diélectronique j sur celle de la raie de résonance w en fonction de la température électronique pour Fe et Ti héliumoides respectivement. On remarque bien une décroissance de se rapport lorsque T_e augmente.

En utilisant les deux spectres Fig(IV-1 et IV-2), nous avons calculé le rapport d'intensité I_j/I_w pour les deux ions, et en projetant ces deux valeurs dans les graphes Fig(IV-3) pour le fer et Fig(IV-4) titanium nous avons trouvé les résultats suivants tab(IV-5)

Tableau(IV-5) : Le rapport d'intensité et la température électronique pour Fe²⁴⁺ et

Ti²⁰⁺

	I_j/I_w	$T_e(10^7 \text{K})$	$T_e^*(10^7)$
Fe	0.34	2.72	2.43
Ti	0.24	2	1.74

Les résultats que nous avons trouvés sont en bonne accord avec les résultats trouvé [1]

Références

- [1] Oleksandr Marchuk aus Kharkiv, Ukraine. Thèse doctorat (2004)
- [2] Hasni Leila Thèse magester Université de Tlemcen (2001)
- [3] F. Bely-Dubau et al. Phys. Rev. A. V 26, N 6 3459-3469 (1982)

CONCLUSION

Conclusion

Dans ce mémoire nous avons utilisé une méthode de diagnostic de température électronique dans un plasma chaud et peu dans tel que le plasma de la couronne solaire ou les plasmas produit dans les tokamaks par confinement magnétique. Cette méthode est basée sur le rapport des intensités des deux raies à savoir la raie j et w qui très sensible à la température électronique. Les deux raies sont produites à partir de même ion héliumoïde, la raie j correspond à la transition $1s2p^2\ ^2D_{5/2} \rightarrow 1s^2\ 2p\ ^2P_{3/2}$ et la raie de résonance w , correspond à la transition $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$.

Nous avons considéré dans notre étude deux ions le Fe^{24+} et Ti^{20+} . Nous avons calculé le rapport des intensités I_j/I_w pour des températures allons de 10^6 à $5 \cdot 10^7$ en utilisant des donnée atomiques disponible dans la littérature. En suite nous avons représenté ces résultats dans deux courbes séparés un pour Fe^{24+} et l'autre pour Ti^{20+} . En se basant sur deux spectres d'émissions du rayonnement détectés à partir du tokamak Tore Supra, concernant les deux ions on a pu déterminer la valeur expérimentale du rapport I_j/I_w . En projetant chaque valeur dans la courbe convenant nous avons pu déduire la température électronique dans le plasma. Les valeurs que nous avons trouvées sont on bonne accord avec les valeurs trouvées dans Oleksandr Marchuk aus Kharkiv, Ukraine. Thèse doctorat (2004).