

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID – TLEMCEM

FACULTÉ DES SCIENCES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

**THESE**

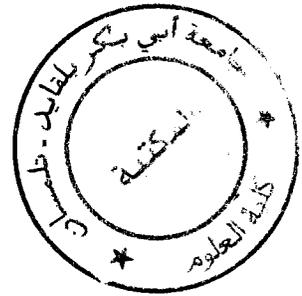
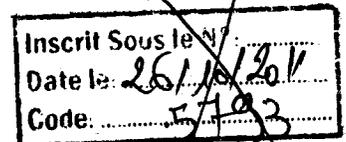
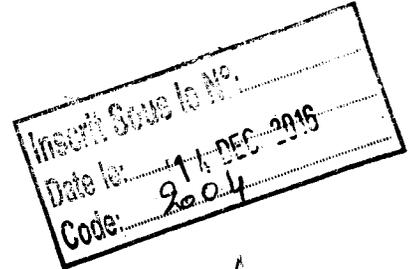
présentée pour obtenir le diplôme de

*Magister en Physique des Plasmas*

Par

**HASNI LEILA**

**THEME**



**DIAGNOSTIC DE DISTRIBUTION D'ÉNERGIE DES  
ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES DANS UN PLASMA  
CHAUD BASÉ SUR LE RAPPORT DE RAIES J/W**

Soutenue le : novembre 2001, devant la commission d'examen composée de :

**Mr. M. Bouamoud**  
**Mr. M.K. Inal**  
**Mr. M. Lemerini**  
**Mr. B. Liani**

*Professeur*  
*Maître de Conférences*  
*Chargé de Cours*  
*Maître de Conférences*

**Président**  
**Directeur de Thèse**  
**Examineur**  
**Examineur**



**A MES CHERS PARENTS**

**A MES FRERES ET MA SOEUR**

**A TOUS MES AMIS (ES)**

Inscrip.:	3072
Date:	11/09/05
Code:	



# Remerciements

*Ce travail a été réalisé dans le Laboratoire de Physique Théorique du Département de Physique de la Faculté des Sciences de l'université de Tlemcen.*

*Ce mémoire n'aurait pas vu le jour sans la direction efficace de Mr M.K. Inal, je tiens à lui exprimer mes sincères remerciements pour son encadrement, ma profonde gratitude pour son suivi constant et ses orientations fructueuses.*

*Je formule mes sincères remerciements à monsieur M. Bouamoud, professeur de l'université de Tlemcen pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire de Magister.*

*A Monsieur M. Lemerini, ainsi qu'à Monsieur B. Liani, j'adresse l'expression de mon grand respect et ma profonde gratitude pour avoir bien voulu examiner ce travail.*

*Je remercie tous les membres du Laboratoire de Physique Théorique auprès desquels j'ai trouvé les ressources morales qui m'ont permis de réussir dans mon travail ; j'ai nommé : L. Bettadj, N. Cheggou, S. Taleb, M.R. Boufatak, A. Belkmohtar, A. Kada Ben yaklaf, N. Ben Madah, S. W. Rachedi, K. Ghefir.*



# Sommaire

<i>Introduction générale</i> .....	1
<b><u>Chapitre I : Généralité sur les plasmas chauds</u></b>	
<b>I.1 INTRODUCTION</b> .....	6
<b>I.2 PLASMAS ASTROPHYSIQUES</b> .....	9
<b>I.2.1</b> Structure interne du Soleil.....	10
<b>I.2.2</b> Atmosphère solaire.....	11
<b>I.2.3</b> Activité solaire.....	15
<b>a</b> - Régions actives.....	15
<b>b</b> - Phénomènes éruptifs.....	16
<b>c</b> - Cycle solaire.....	16
<b>I.3 PLASMAS DE LABORATOIRE</b> .....	17
<b>I.3.1</b> La fusion nucléaire contrôlée.....	17
<b>I.3.2</b> La fusion par confinement magnétique.....	18
<b>I.3.2.1</b> Le confinement magnétique.....	18
<b>I.3.2.2</b> Le Tokamak.....	19
<b>I.3.2.3</b> Mécanismes de formation des impuretés.....	23
<b>I.3.2.4</b> Instabilités dans les plasmas de Tokamak.....	24
<b>I.3.2.5</b> Les mécanismes de pertes et le bilan de puissance.....	25
<b>I.3.2.6</b> La création et le chauffage du plasma.....	26
<b>I.3.2.7</b> Les autres voies de recherches.....	27
<b>I.3.3</b> La fusion par confinement inertiel.....	27
<b>I.3.3.1</b> Principe de la fusion par confinement inertiel.....	28
<b>I.3.3.2</b> Phénomènes de transport de l'énergie.....	28

*Références*



## Chapitre II : *Mécanismes d'émission de rayonnement*

<b>II.1</b>	INTRODUCTION.....	30
<b>II.2</b>	PROCESSUS ATOMIQUES.....	30
<b>II.2.1</b>	Excitation des ions par impact de protons.....	30
<b>II.2.2</b>	Excitation par impact d'électrons.....	31
<b>II.2.3</b>	Excitation par impact d'électrons pour le cas des ions fortement ionisés.....	34
<b>a</b>	- Autoionisation.....	35
<b>b</b>	- Stabilisation radiative.....	35
<b>II.2.4</b>	La recombinaison diélectronique.....	36
<b>II.2.5</b>	La recombinaison radiative.....	41
<b>II.2.6</b>	L'ionisation par impact d'électrons.....	41
<b>II.3</b>	LES DIFFERENTS TYPES D'EMISSION DU RAYONNEMENT .....	42
<b>II.3.1</b>	Les émissions thermiques.....	42
<b>II.3.2</b>	Les émissions non-thermiques.....	42
<b>II.4</b>	METHODE DE CALCUL DES FORCES DE COLLISION (APPROXIMATION DISTORTED WAVE).....	42
<b>II.5</b>	DISTRIBUTION DES ETATS DE CHARGE, MODELE CORONAL.....	48
<b>II.6</b>	DISTRIBUTIONS D'ENERGIE NON-MAXWELLIENNES.....	48
<b>II.6.1</b>	Distribution bi-Maxwellienne.....	49
<b>II.6.2</b>	Distribution monoénergétique pour les électrons suprathermiques.....	49
<b>II.6.3</b>	Distribution en loi de puissance pour les électrons suprathermiques.....	50

### *Références*

## Chapitre III : *Le rayonnement des raies*

<b>III.1</b>	INTRODUCTION.....	51
<b>III.2</b>	LES DIFFERENT TYPES DE RAYONNEMENT.....	51
<b>III.2.1</b>	Intensité du rayonnement émis.....	52



III.2.2	Les différents modèles utilisées pour interpréter les spectres X.....	53
a .	<i>Modèle thermique</i> .....	53
b .	<i>Modèle non-thermique</i> .....	53
III.2.3	Fréquence cyclotronique des électrons suprathermiques.....	54
III.3	RAYONNEMENT DES RAIES.....	55
III.3.1	Raie de résonance w.....	55
III.3.2	Raie interdite z.....	56
III.3.3	Raie interdite x.....	57
III.3.4	Raie d'intercombinaison y.....	57
III.3.5	Raies satellites.....	57
a -	Raie de recombinaison diélectronique j.....	59
b -	Raie d'excitation de couche interne q.....	61
c -	Raie satellite d13.....	61

### *Références*

## Chapitre IV : *L'observation spectroscopique du rayonnement X*

IV.1	INTRODUCTION.....	63
IV.2	L'OBSERVATION SPECTROSCOPIQUE.....	63
IV.3	UTILISATION DE LA SPECTROSCOPIE X.....	64
IV.4	DIAGNOSTIC DES PLASMAS CHAUDS PEU DENSES.....	64
IV.5	ASPECT INSTRUMENTAL.....	65
IV.5.1	Principaux éléments constituant un spectrographe.....	65
IV.5.2	Principes de divers montages.....	66
IV.5.3	Spectromètre à utilisée.....	67

### *Références*

## Chapitre V : *Diagnostic des électrons suprathermiques*

V.1	INTRODUCTION.....	70
-----	-------------------	----



V.2 REPRESENTATION DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION POUR LES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES.....	70
V.3 CALCUL DU TAUX D'EXCITATION COLLISIONNELLE.....	76
V.3.1 Forces de collision.....	76
V.3.2 Résultat du taux d'excitation.....	78
V.4 RAPPORT D'INTENSITE ENTRE DEUX RAIES DE MÊME ION.....	86
V.5 DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DES ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES POUR UNE DISTRIBUTION BI-MAXWELLIENNE.....	91
V.6 DIAGNOSTIC DES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES ASSOCIEES, À UNE DISTRIBUTION MONOENERGETIQUE.....	93
<i>Références</i>	
<i>Appendice</i> .....	98
<i>Conclusion</i> .....	99



# INTRODUCTION



L'étude des plasmas chauds a suscité un vif regain d'intérêt depuis la mise au point des lasers X-UV ainsi que des expériences de confinement magnétique et inertiel pour la fusion nucléaire contrôlée. Le développement d'une nouvelle génération de télescopes à rayons X satellisés pour sonder l'univers a aussi considérablement stimulé les investigations sur les plasmas chauds. La connaissance de ces milieux complexes est nécessaire pour une interprétation détaillée de phénomènes variés se produisant dans divers objets astronomiques. Elle est aussi capitale pour l'amélioration des performances tant des lasers X-UV en terme d'intensité, de qualité amplificatrice, de réduction de l'énergie de pompe et de la longueur d'onde qu'en vue de l'initiation des réactions de fusion du deutérium et du tritium.

Quelquefois, dans les plasmas chauds astrophysique ou produits en laboratoire à des fins de fusion contrôlée, des déviations notables de la fonction de distribution des vitesses des électrons à celle de Maxwell surviennent [1]. Ces déviations concernent essentiellement la queue haute énergie de la distribution qui présente une décroissance moins rapide que celle de la distribution Maxwellienne, et sont liées à la génération d'une population relativement faible (quelques pour-cent) d'électrons suprathermiques ou non-thermiques mélangée à celle d'électrons thermiques. Plusieurs mécanismes physiques peuvent être responsables de la génération d'électrons suprathermiques dans un plasma. Parmi ces mécanismes, on peut citer la présence de champs électriques associés à des ondes magnétohydrodynamiques [2], de forts gradients de température [3], et d'instabilités paramétriques [4] dues à des interactions onde-onde non linéaires. Il est généralement admis [5,6] que des électrons suprathermiques sont à l'origine de brusques augmentations du flux d'émission X-dur intervenant dans la phase impulsive des éruptions solaires. Dans la région de transition solaire où règne d'abrupts gradients de température, la distribution d'énergie des électrons a une nature non-Maxwellienne [7,8]. La production d'électrons suprathermiques de hautes énergies est bien connue dans les plasmas créés par interaction laser-matière [9-11] lorsque les intensités laser sont supérieures à  $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ . La génération de ces électrons est attribuée à des mécanismes d'absorption résonnante et/ou d'instabilités paramétriques. Par ailleurs, dans des plasmas de tokamak, des distributions d'électrons non-Maxwelliennes pourraient être engendrées par des champs électriques sous certaines conditions expérimentales, par exemple, durant des rampes de courant de plasma ou dans des décharges avec chauffage à la fréquence de résonance cyclotronique des électrons [12,13]. Enfin, la première observation d'un faisceau d'électrons suprathermiques formé dans un plasma Z-pinch a été reportée par Kania et Jones [14].

La présence d'électrons suprathermiques peut influencer fortement le bilan d'énergie, le chauffage, le confinement, les propriétés de transport, ainsi que les instabilités cinétiques de plasma. Elle peut aussi avoir l'effet de modifier de façon significative les coefficients de taux de

divers processus collisionnels entre électrons et ions par rapport à ceux Maxwelliens, notamment lorsqu'il s'agit des processus d'excitation et d'ionisation [15]. L'existence d'électrons suprathermiques dans un plasma est, de ce fait, susceptible de changer substantiellement la distribution des états de charge et des populations des niveaux excités et, par voie de conséquence, le spectre d'émission de raies ou de rayonnement continu s'en trouverait affecté.

La connaissance de la distribution d'énergie des électrons suprathermiques présents dans un plasma est d'une grande importance dans la compréhension de la dynamique des plasmas et dans les investigations sur le transport de l'énergie. Elle pourrait aussi conduire à une meilleure description des phénomènes qui ne sont pas encore bien compris. Il est bien connu qu'une source incontournable d'informations sur les conditions physiques régnant dans les objets cosmiques chauds est associée au rayonnement X issu de ces objets, notamment les raies spectrales émises par des atomes fortement ionisés. L'analyse du rayonnement X représente aussi un outil puissant pour sonder les propriétés physiques des plasmas chauds de laboratoire.

Il s'agit dans ce mémoire de Magister de développer une méthode fiable de diagnostic spectroscopique de la distribution d'énergie des électrons suprathermiques basée sur la mesure du rapport des intensités de deux raies spectrales qui sont formées à partir d'un même ion par différentes portions de la distribution d'énergie des électrons. Nous nous focaliserons sur le rapport de l'intensité d'une raie satellite de recombinaison diélectronique sur celle de la raie de résonance parente dans des spectres X de haute résolution des plasmas. L'idée de base est qu'une raie de résonance due à une transition optiquement permise peut être produite par collisions d'électrons de grandes énergies cinétiques car la force de collision correspondante est une fonction croissante de l'énergie des électrons. Par contre, à cause du caractère résonnant du processus de capture diélectronique, une raie satellite diélectronique ne peut être formée que par des électrons ayant une énergie bien déterminée, relativement basse. Il en résulte qu'une présence d'électrons suprathermiques dans un plasma chaud devrait conduire à une augmentation de l'intensité de la raie de résonance relative à celle de la raie satellite diélectronique. Le rapport des intensités de ces deux types de raies devrait donc être sensible à la queue haute énergie de la distribution des électrons.

Dans ce mémoire, nous nous restreindrons aux plasmas chauds (température électronique au dessus d'un million Kelvin) et peu denses (densité d'électrons inférieure à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) tels que ceux rencontrés dans les couronnes du Soleil et d'autres étoiles (et lors d'éruptions à leur surface), dans les restes d'explosion de supernovae, dans les amas de galaxies, ainsi que dans les tokamaks. Pour de tels plasmas, nous pouvons faire l'hypothèse de sources optiquement

minces pour la rayonnement X. Cela signifie que tout photon X émis sort du plasma sans être réabsorbé, et il en découle que l'intensité d'une raie ne dépend que de la population du niveau supérieur de la transition associée. Par ailleurs, dans les conditions de température et de densité considérées pour les plasmas, d'une part les processus d'interaction électron-ion sont les mécanismes les plus importants pour le peuplement des niveaux ioniques. D'autre part, la presque totalité des ions sont dans leur état fondamental et la désexcitation des niveaux simplement excités a lieu principalement par émission radiative spontanée, autrement dit la désexcitation par collisions est rare. Nous supposerons dans la présente étude que les électrons suprathermiques ont une distribution angulaire isotrope, ce qui implique que les raies émises ne sont pas polarisées.

La raie de résonance qui a été considérée dans ce travail est celle associée à la transition  $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  notée  $w$  émise par l'ion héliumoïde de fer  $Fe^{24+}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 1,850\ \text{\AA}$ . Quant à la raie satellite, elle correspond à la transition  $1s2p^2\ ^2D_{5/2} \rightarrow 1s^22p\ ^2P_{3/2}$  notée  $j$  émise à  $\lambda = 1,866\ \text{\AA}$  par l'ion lithumoïde  $Fe^{23+}$  après capture diélectronique de l'ion  $Fe^{24+}$ . Le rapport des intensités de ces deux raies est susceptible de détecter les déviations à une distribution d'énergie Maxwellienne indépendamment de la densité des électrons et de l'équilibre d'ionisation. La raie satellite  $j$  du fer est produite seulement par des électrons libres ayant une énergie pratiquement égale à 4,7 keV (à l'intérieur de la faible largeur d'autoionisation) alors que tous les électrons ayant une énergie au dessus de 6,7 keV, seuil de l'excitation  $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1$ , peuvent participer à la formation de la raie de résonance  $w$ . Donc, comme il a été mentionné précédemment, l'existence d'une queue haute énergie exaltée dans la distribution d'énergie des électrons induira une augmentation de l'intensité de  $w$  mais n'aura aucun effet sur  $j$ . Donc des déviations de la distribution d'énergie des électrons par rapport à la Maxwellienne pourraient être jaugées par le rapport des raies  $j/w$ .

Nous avons choisi le fer car il a la plus grande abondance cosmique pour un élément de numéro atomique élevé, dû à des considérations de stabilité nucléaire en relation avec sa position de pic dans la chaîne de nucléosynthèse. Le fer est également présent dans les plasmas de tokamak comme impureté provenant des parois du tore. Quant au choix de l'état d'ionisation héliumoïde, il est motivé par sa prépondérance pour des domaines très larges de température de plasma, dû à la structure de couche fermée associée au niveau fondamental  $1s^2$ .

Le travail développé dans ce mémoire a fait l'objet de cinq parties :

Dans le 1<sup>er</sup> chapitre, après avoir rappelé les différentes réactions de fusion nucléaire qui sont à l'origine du rayonnement émis par les étoiles, nous avons présenté quelques généralités sur les plasmas chauds présents en astrophysique et produits en laboratoire tout en mentionnant l'intérêt et les motivations pour l'étude des plasmas chauds. D'abord, nous avons

exposé de façon sommaire l'aspect morphologique du Soleil, aussi bien son intérieur que son atmosphère, en mettant l'accent sur la distribution des propriétés physiques importantes comme la température et la densité des électrons à travers les différentes couches qui les constituent. Ensuite, nous avons décrit les plasmas chauds de laboratoire produits à des fins de fusion contrôlée, et revu les deux principales méthodes de confinement de ces plasmas.

Le 2<sup>ème</sup> chapitre passe en revue les différents processus atomiques d'émission de rayonnement dans les plasmas chauds. Les formules donnant le taux d'excitation par impact d'électrons et le taux de recombinaison diélectronique sont développées, et la méthode Distorted-Wave souvent utilisée pour le calcul des forces de collision pour les ions fortement chargés est décrite. Enfin, quelques modèles de distribution non-Maxwellienne d'énergie des électrons pouvant intervenir dans des plasmas sont présentés.

Le 3<sup>ème</sup> chapitre est consacré aux raies d'émission d'atomes fortement ionisés dans un plasma chaud. Après avoir rappelé l'intensité d'une raie d'émission, nous décrivons les modèles thermiques et non-thermiques appliqués pour l'interprétation des spectres X. Nous donnons aussi une description détaillée des quatre raies  $1s2l \rightarrow 1s^2$  des ions héliumoides ainsi que les principales raies satellites associées utilisées dans les diagnostics spectroscopiques des plasmas chauds.

Le 4<sup>ème</sup> chapitre décrit le principe du spectroscope à cristal de Bragg utilisé pour enregistrer le spectre X du rayonnement émis par les plasmas chauds. L'analyse de ce spectre permet de diagnostiquer les plasmas chauds peu denses et déterminer les paramètres physiques caractérisant les plasmas.

Dans le dernier chapitre nous avons commencé par illustrer les déviations à la distribution d'énergie de Maxwell par rapport à la distribution bi-Maxwellienne en faisant varier la fraction et la température des électrons chauds existant dans un plasma. Nous avons discuté l'effet de ces électrons non-thermiques sur le coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la raie de résonance  $w$  de l'ion  $Fe^{+24}$  en considérant diverses valeurs de la température des électrons thermiques, de la fraction et la température des électrons suprathermiques. L'influence des électrons non-thermiques sur le rapport d'intensité des deux raies  $j$  et  $w$  a été également discuté dans le cadre des modèles de distribution bi-Maxwellienne et monoénergétique en fonction des variations des paramètres de ces modèles. La sensibilité du rapport d'intensité des raies  $j$  et  $w$  à la présence des électrons suprathermiques a été mise en évidence et le diagnostic des électrons suprathermiques à partir de ce rapport d'intensité a été développé.

Référence

- [1] M. Lamoureux, Adv. At. Mol. Phys. 31, 233 (1993).
- [2] A.V. Gurevitch, Sov. Phys. JETP 12, 798 (1960).
- [3] A.V. Gurevitch et Y.A. Istomin, Sov. Phys. JETP 50, 541 (1979).
- [4] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York (1974).
- [5] E. Haug, Solar Phys. 61, 129 (1979).
- [6] J.M. Laming, Astrophys. J. 357, 275 (1990).
- [7] R. Roussel-Dupré, Solar Phys. 68, 243 (1980).
- [8] E.C. Shoub, Astrophys. J. 266, 339 (1983).
- [9] J.F. Kephart, R.P. Godwin, et G.H. McCall, Appl. Phys. Lett. 25, 108 (1974).
- [10] R. Epstein, S. Skupsky, et J. Delettrez, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 35, 131 (1986).
- [11] W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Addison-Wesley, Reading (1988).
- [12] K. Kato et I.H. Hutchinson, Phys. Rev. Lett. 56, 340 (1986).
- [13] M. Lamoureux, L. Jacquet, et R.H. Pratt, Phys. Rev. A 39, 6323 (1989).
- [14] D.R. Kania et L.A. Jones, Phys. Rev. Lett. 53, 166 (1984).
- [15] S.P. Owocki et J.D. Scudder, Astrophys. J. 270, 758 (1983).



# CHAPITRE I

*Généralité sur les plasmas  
chauds*

## I.1 INTRODUCTION

Notre étude concerne essentiellement les plasmas chauds portés à des températures supérieures à  $10^6$  degrés. Historiquement, les 1<sup>ères</sup> études sur les plasmas chauds se basaient sur les observations astrophysiques, notamment celles relatives à notre étoile, le Soleil.

Pour tenter d'expliquer l'origine de l'énergie des étoiles et de celle du Soleil en particulier, le physicien Allemand Bethe imagina, en 1939, qu'à l'intérieur du Soleil, la température dépasse  $10^7$  K et il s'y déroule un ensemble complexe de réactions de fusion de noyaux légers. Quelques années plus tard on découvrit que la haute atmosphère solaire est également un plasma chaud [14].

L'énergie rayonnée par le Soleil et les autres étoiles provient précisément des réactions de fusion. Depuis le début des années 50, la réalisation sur la Terre des réactions de fusion contrôlée représente l'un des grands buts de la physique moderne. Elle donnerait lieu, si le processus en était maîtrisé, à une source d'énergie pratiquement inépuisable.

La maîtrise sur Terre de Soleils miniatures impose dès le départ une optimisation du combustible nucléaire par rapport à deux exigences :

- Avoir une énergie libérée importante par réaction nucléaire.
- Avoir une probabilité de réaction (section efficace) la plus grande possible, et cela à la température la plus faible possible.

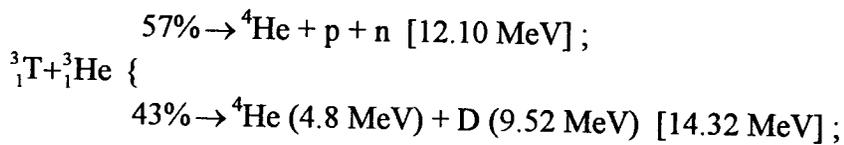
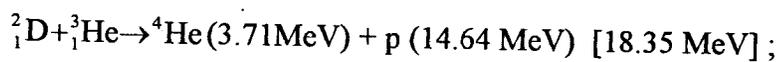
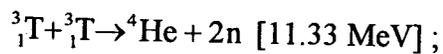
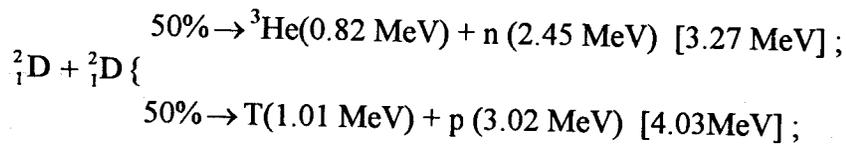
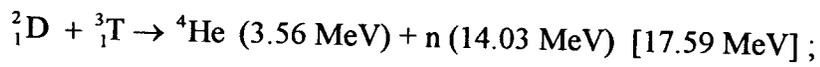
De ce point de vue, la réaction de fusion la plus intéressante à contrôler en laboratoire est celle qui rapporte le plus gros bénéfice en énergie pour l'investissement le plus faible [10].

La fusion nucléaire est une réaction au cours de laquelle deux ou plusieurs noyaux légers s'assemblent pour former un noyau plus lourd en libérant de l'énergie. La fusion est « propre », dans la mesure où elle ne produit pas de déchet radioactif à longue durée de vie. Son combustible privilégiée est le deutérium, un isotope de l'hydrogène naturellement présent sur terre, les eaux du globe en contiennent des réserves pour des millions d'années.

Deux forces physiques fondamentales définissent les règles du jeu dans ce petit monde :

- La première est la force électromagnétique. Elle s'exerce sur tout objet porteur de charge électrique, donc en particulier sur les protons et tend à les repousser les uns des autres. Son action est, par conséquent, répulsive et vise à faire éclater le noyau.
- La seconde force est bien sûr attractive sans quoi les noyaux n'existeraient pas. C'est la force nucléaire qui s'exerce sans distinction entre tous les nucléons: protons et neutrons [2].

Les réactions nucléaires de fusion les plus intéressantes sont les suivantes :

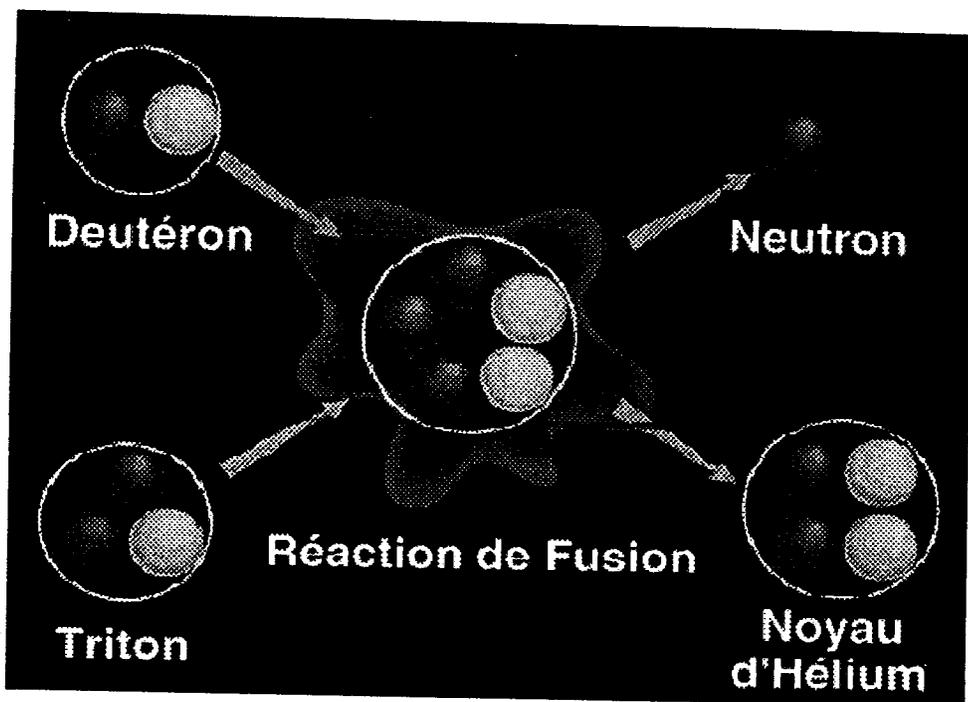


Entre parenthèse figure l'énergie de fusion des éléments, en MeV, et, entre crochets, celle de la réaction nucléaire.

L'examen du paramètre de réaction SV pour les cinq réactions précédentes montre clairement que c'est la réaction deutérium-tritium qui sera la plus accessible.

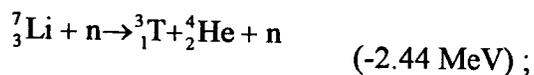
SV est une matrice qui contient des éléments moyennés dues au produit de la section efficace de la réaction  $S_{ij}$  par la vitesse relative  $V_{ij}$  des noyaux  $i$  et  $j$ .

Parmi les cinq réactions précédentes, on montre clairement que c'est la réaction deutérium-tritium qui sera la plus accessible [1]. Cette réaction libère une énergie considérable de 17.6 MeV par particule  $\alpha$  formée, sous forme d'énergie cinétique emportée par le neutron (14.1 MeV) et la particule  $\alpha$  (3.5 MeV) [9].



**Figure 1:** Les réactions nucléaires de fusion

Le deutérium est abondant, puisque contenu largement dans l'eau de mer ( $33 \text{ g/m}^3$ ) ce qui donne une réserve mondiale énorme de  $5 \times 10^{13}$  tonnes. Le tritium n'existe par contre qu'à l'état de traces, et devra être obtenu par réactions nucléaires avec le lithium :



Le lithium existe en minerai, les réserves de cet élément dans l'écorce terrestre sont estimées à des dizaines de millions de tonnes avec une proportion de 7.5% d'isotope 6 dans le lithium naturel [3].

A titre de comparaison, la fusion d'un seul gramme du mélange de deutérium-tritium libère  $3.4 \times 10^{11} \text{ J}$ , soit autant que la combustion de huit tonnes de pétrole environ. D'autre part, l'énergie libérée par la formation d'une masse d'hélium est dix fois plus grande que celle qui libère la fission de la même masse d'uranium [4].

L'utilisation de cette fusion thermonucléaire comme source d'énergie offrirait des avantages considérables par rapport aux filières énergétiques déjà existantes. Les problèmes de pollution sont relativement limités, le risque d'emballement est pratiquement inexistant et les ressources en combustibles sont immenses, puisque les océans à eux seuls constituent une immense réserve de deutérium. Quant au tritium, il peut être produit à partir du lithium,



immense réserve de deutérium. Quant au tritium, il peut être produit à partir du lithium, élément que l'on trouve dans l'écorce terrestre.

## **I.2 PLASMAS ASTROPHYSIQUES**

Le Soleil est l'une des innombrables étoiles de notre Galaxie, à cet égard, ni sa position ni ses propriétés intrinsèques ne sont exceptionnelles. Il appartient à un bras spiral semblable à ceux que l'on observe dans certaines galaxies. Elle est l'étoile la plus proche, la seule qui puisse être observée en détail, au moins en ce qui concerne les couches extérieures, transparentes au rayonnement.

Les taches solaires, répertoriées par les astronomes chinois, mettent en évidence l'existence d'une activité due à la concentration de champs magnétiques intenses et donnent lieu à des éruptions.

Très localisée, cette activité ne perturbe pas la plus grande partie de la surface du Soleil, que l'on qualifie de normal. Grâce aux éclipses, on connaît depuis longtemps l'existence, au dessus de la photosphère, partie visible du Soleil, de la chromosphère et de la couronne.

Cette dernière région, très chaude, s'étend jusqu'au vent solaire qui balaye le milieu interplanétaire. Les observations spatiales, affranchies des perturbations dues à l'atmosphère terrestre, permettent progressivement de réduire cette dimension d'un facteur 10.

Par ailleurs, toujours en raison de sa proximité, nous recevons du Soleil un rayonnement assez intense pour qu'une analyse spectrale précise puisse être envisagée à toutes les longueurs d'onde, des rayons gamma au domaine radio, et pour qu'une bonne résolution temporelle des phénomènes transitoires, dont l'atmosphère solaire est le siège, soit possible.

Le Soleil apparaît donc comme un «laboratoire» où la finesse des observations permet l'étude des mécanismes physiques de base à des conditions généralement impossibles à reproduire sur la Terre.

Le Soleil est la seule étoile pour laquelle ses paramètres sont mesurables directement et avec une grande précision. Sa masse ( $1.989 \times 10^{30}$  kg, soit 333000 fois celle de la Terre) est obtenue par l'observation du mouvement des planètes, son rayon (695990 km), et son rayonnement total ( $3.86 \times 10^{26}$  W) est mesuré par satellite, hors de l'atmosphère terrestre [11].

Son âge (4.5 milliards d'années) est estimé grâce aux mesures de la radioactivité des roches terrestres et des météorites [2].

La composition chimique de la matière solaire peut être déterminée, au moins dans l'atmosphère, par l'étude des raies spectrales émises. Les abondances relatives indiquent



environ 71% d'hydrogène, 27% d'hélium, et des quantités très faibles 2% des autres éléments plus lourds (O, C, N, ...), quantités pourtant essentielles à l'étude des propriétés physiques du milieu (températures, densités) souvent déduites des spectres des raies.

Le Soleil actuel, dont l'énergie provient de la transformation de noyaux d'hydrogène en noyaux d'hélium, continue à évoluer lentement car la combustion de l'hydrogène dans ses régions centrales modifie d'une manière irréversible les équilibres régnant à l'intérieur de l'étoile.

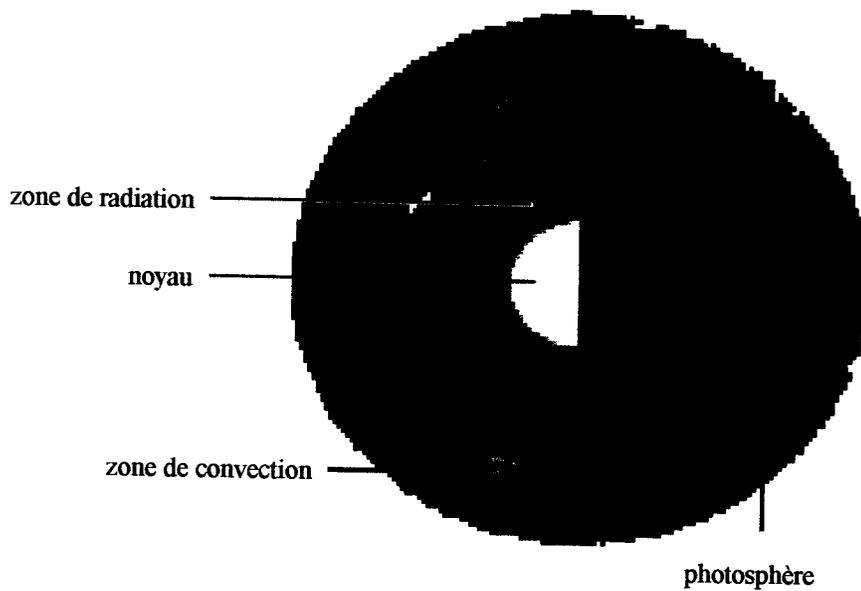
### **I.2.1 Structure interne du Soleil**

L'intérieur du Soleil n'est pas observable directement, mais il est possible d'en obtenir une représentation approchée grâce aux modèles qui ont été construits à partir des lois de la physique, et qui tiennent compte de toutes ses propriétés connues. Du centre jusqu'à la surface, trois zones successives peuvent y être distinguer :

- Un noyau, dont le rayon est de l'ordre de 200 000 km (30% du rayon solaire) et dans lequel se produisent les réactions thermonucléaires. Au centre lui-même, la pression serait de 220 milliards d'atmosphères, la température de 14.62 millions de degrés et la densité de  $135 \text{ g/cm}^3$ . A la périphérie de ce noyau, la température est de l'ordre de 7 millions de degrés et la densité de  $14 \text{ g/cm}^3$ .
- Une couche intermédiaire, qui n'est plus assez chaude pour que les réactions nucléaires puissent se produire, et dans laquelle l'énergie est véhiculée vers l'extérieur par radiation (zone radiative). Son rayon extérieur est de l'ordre de 450 000 km, la température et la densité y décroissent respectivement jusqu'à 2 millions de degrés et  $0.15 \text{ g/cm}^3$ .
- Une couche extérieure, dont l'épaisseur pourrait être de l'ordre de 200 000 km environ, et dans laquelle le gradient de température est assez élevée pour que la matière qui s'y trouve soit brassée par des courants de convection de grande amplitude qui jouent un grand rôle dans le transfert de l'énergie vers l'extérieur.

Cette convection se manifeste jusqu'à approximatif de la surface : d'une part, la granulation de la base de la photosphère en est une manifestation, d'autres part, elle fait apparaître à la surface du Soleil une circulation méridienne dont la vitesse moyenne est de 30 à 100 m/s [11].





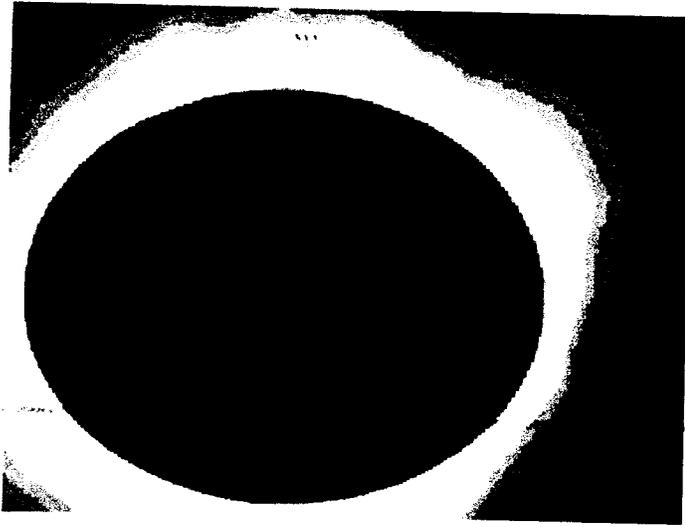
**Figure 2** : constitution physique du Soleil

### **I.2.2 Atmosphère solaire**

C'est la partie du Soleil qui est directement accessible à l'observation, elle a été l'objet de nombreuses découvertes de spectroscopie. Elle demeure encore un vaste champ d'études pour les phénomènes de transfert du rayonnement, d'équilibre statistique et de magnétohydrodynamique. Il est d'usage de distinguer trois couches dans les régions observables.

La plus profonde ou photosphère, est la fine couche, visible en lumière blanche, d'environ 300 km d'épaisseur, d'où nous provient la quasi-totalité du rayonnement. La chromosphère est la couche, d'une épaisseur de 1500 km, située immédiatement à l'extérieur et visible à l'oeil durant les éclipses totales sous la forme d'une frange rosée.

Enfin la couronne, visible également au cours des éclipses totales sous la forme d'une auréole blanche peu brillante, constitue l'ensemble des couches extérieures de l'atmosphère jusqu'à des distances de plusieurs dizaines de rayons solaires.



**Figure 3:** éclipse totale du Soleil

### **a - Photosphère**

L'énergie rayonnée par le Soleil dans l'espace interstellaire est emportée presque entièrement par les photons émis au niveau de la photosphère, cette dernière, comme son nom l'indique, la couche la plus extérieure de la sphère solaire, celle qui limite le disque apparent de l'astre du jour. Elle forme également la couche la plus basse de l'atmosphère du Soleil, la photosphère a une apparence irrégulière et tachetée, c'est la granulation solaire, provoquée par la turbulence de la partie supérieure de la zone de convection, située juste en dessous de la photosphère.

Chaque granule a une largeur d'environ 200 km, certaines granules ont une durée de vie limitée à 10 minutes.

Il existe également des formations de convection de plus grande envergure, causées par la turbulence dans les profondeurs de la zone de convection : ce sont les supergranules, dont la largeur est de 30 000 km en moyenne, leur durée de vie pouvant atteindre quelques dizaines d'heures.

L'ordre de grandeur de la température n'y est plus que de quelques milliers de degrés, décroissant très rapidement dans l'épaisseur de la couche jusqu'à une température dite «de surface» de l'ordre de 4200 K. La pression dans la photosphère est de 1/100 atm.

**b - Chromosphère**

Les observations lors d'éclipses indiquent qu'immédiatement au dessus de la photosphère existe une région d'environ 1500 km d'épaisseur, la chromosphère, dont la température, à l'inverse de celle de la photosphère, croît avec l'altitude.

Un mécanisme de chauffage, probablement par dissipation d'ondes, permet d'expliquer cette remontée de la température. Le minimum de température, situé entre la photosphère et la chromosphère est observé en infrarouge et en ultraviolet, et correspond à environ 4300 K.

Les régions proches des taches solaires sont appelées régions actives, elles sont le siège d'éruptions solaires, violentes explosions provoquées par la libération très rapide d'énergie stockée sous forme magnétique, et surtout de la libération de particules très énergétiques.

**c - Transition chromosphère-couronne**

Alors que les gradients verticaux de température dans les régions interspiculaires de la chromosphère sont de l'ordre de 10 Kelvins par km, ils deviennent brusquement cent fois plus grands à 2000 km d'altitude.

C'est là, en effet, que l'influence de la couronne commence à être sensible, un flux conducteur important chauffant toute la région de transition chromosphère-couronne.

Cette partie de l'atmosphère solaire est difficilement observable dans le domaine visible, car les raies du spectre d'éclipse s'affaiblissent quand la température croît et que la densité diminue. Les modèles de la région de transition proviennent principalement des observations de raies ultraviolettes et du continuum radioélectrique.

L'intensité de ce dernier indique des températures s'échelonnant de 10 000 K à 2 cm de longueur d'onde, à près d'un million de Kelvins pour une longueur d'onde de 1.5 m.

**d - Couronne**

L'étude de la couronne s'est faite, pendant de nombreuses années, lors d'éclipses ou à l'aide d'un instrument, le coronographe, créant une éclipse artificielle de la photosphère.

Pourtant en 1973, les images en rayons X obtenues à partir de la station orbitale habitée Skylab ont profondément modifié l'approche que l'on pouvait avoir de la physique coronale, car, contrairement aux observations précédemment citées, ces images montraient l'aspect de la couronne sur le disque et non plus seulement au dessus du bord.



Sur ces images en rayons X, ainsi que sur celles qui ont été obtenues, ultérieurement à partir de fusées-sondes ou de satellites, la couronne apparaît en grande partie formée d'arches.

Ces arches étant dominées par le champ magnétique d'une région active solaire, ou même reliant deux régions actives entre elles.

Dans d'autres régions, où le champ magnétique est ouvert sur le milieu interplanétaire, on a observé en X des trous coronaux, dont les propriétés physiques diffèrent notablement de celles des arches.

Les trous coronaux occupent les pôles du Soleil en permanence, et ils peuvent s'étendre vers les latitudes les plus basses. Ils sont moins chauds (800 000 K) que les arches, dont la température est de 1.5 à 2 millions de Kelvins. Cela explique leur émissivité en rayons X.

Le chauffage de la couronne reste encore un problème ouvert. Pendant de nombreuses années, la couronne étant considérée comme relativement homogène, le mécanisme le plus probable semblait être un chauffage par dissipation des ondes de choc acoustiques créées, sous la photosphère, par la turbulence de la zone convective. Des observations et des calculs théoriques ont montré pourtant que ces ondes n'avaient aucune chance d'atteindre la couronne.

Depuis la découverte des arches coronales, d'autres mécanismes ont été proposés, qui font appel soit à la dissipation d'ondes ayant pour support le champ magnétique des arches, soit au dépôt d'énergie liée à l'évolution du champ magnétique lui-même ou à la dissipation de courants électriques.

D'autres structures coronales, connues, grâce aux observations d'éclipses, sont des régions plus froides et plus denses que la couronne environnante : il s'agit des protubérances.

Leurs spectre est, de fait, proche de celui de la chromosphère. Les protubérances ont la forme de lames verticales de quelques milliers de kilomètres d'épaisseur, dont la longueur peut atteindre un demi-rayon solaire lorsqu'elles sont proches des pôles. Leur hauteur est de l'ordre de 50 000 kilomètres.

Les protubérances peuvent durer quelques semaines, mais elles sont quelque fois perturbées et oscillent. Elles peuvent alors disparaître brusquement de configurations magnétiques bien spécifiques, qui expliquent leur stabilité et les isolent thermiquement de la couronne.

Aux dessus des protubérances, des jets coronaux, structures magnétiques ouvertes, à température coronale mais dix fois plus denses que la couronne moyenne peuvent être suivis au delà de dix rayons solaires de la surface.



La couronne proprement dite cède la place, à grande altitude, au vent solaire par accélération de la matière jusqu'à des vitesses de 300 à 700 kilomètres par seconde.

### **I.2.3 Activité solaire**

#### **a - Régions actives**

Les taches solaires sont la manifestation la plus évidente de l'activité du Soleil. Certaines, visibles à l'oeil nu, ont été observées depuis fort longtemps, mais c'est l'invention du télescope qui en a permis l'étude systématique. Les taches ne sont pas réparties uniformément sur le Soleil : elles sont généralement situées de part et d'autre de l'équateur solaire, entre les latitudes  $30^\circ$  nord et sud.

L'observation de taches situées à différentes latitudes montre que le Soleil a une période de rotation de 27.1 jours à  $10^\circ$  de l'équateur et de 28.5 jours à  $30^\circ$ .

Cette rotation différentielle est un phénomène global d'une grande importance pour la compréhension de l'activité solaire. La partie centrale des taches est moins lumineuse que le reste de la photosphère car elle est moins dense et plus froide (4200 K) que l'atmosphère normale (5800 K). La pénombre qui entoure l'ombre est une région de transition dont la température n'est inférieure que de 300 à 500 Kelvins à celle de la photosphère. Les différences de conditions physiques entre la tache et la photosphère normale sont dues à des champs magnétiques très forts (plusieurs dixièmes de Tesla) qui bloquent le transport convectif de l'énergie dans les régions subphotosphériques.

Les taches ne sont pas isolées, elles sont l'une des composantes des régions actives, qui peuvent posséder un grand nombre de taches et de protubérances. Des facules, plages brillantes bien visibles au niveau chromosphérique, sont aussi observées dans les régions actives.

Les régions actives sont en évolution permanente, naissant et disparaissant à l'échelle de quelques jours ou de quelques mois. Apparaissant d'abord sous forme de petites pores sombres, les taches peuvent ne jamais se développer complètement : c'est le cas des régions actives éphémères, petites régions bipolaires bien visibles sur les images en rayons X, où elles sont vues sous forme de points brillants.

Les taches sont dues à l'émergence, au niveau de la photosphère, de boucles de champ magnétique transportée par la convection. C'est l'apparition de nouveaux tubes de champ, ou au contraire la dispersion des structures existantes, qui détermine l'évolution de la région active. La rotation différentielle joue, à cet égard, un rôle destructeur, en dispersant lentement, après la disparition des taches, les facules et les protubérances restantes.

**b - Phénomènes éruptifs**

Les éruptions dans une région active correspondent à la libération brusque (en quelques minutes) d'une énergie importante (jusqu'à  $10^{25}$  Joules). Cette libération d'énergie donne lieu à l'échauffement du plasma ( $10^8$  K) et à l'accélération de particules (électrons, protons, ions).

On détecte alors des émissions intenses dans tout le domaine spectral, depuis les rayons X jusqu'aux ondes radioélectriques. Certaines éruptions particulièrement intenses donnent également lieu à des émissions des rayons gamma (0.1 nm) par interaction des noyaux accélérés avec les couches de la basse atmosphère solaire.

Des observations en rayons X effectuées par le satellite japonais Yohkoh, lancé en 1991, ont montré que le champ magnétique d'une grande partie de la couronne peut se restructurer différemment au cours de ces phénomènes.

Des ondes de choc sont souvent observées dans le milieu interplanétaire en association avec les transitions coronales.

Mais, à côté des événements spectaculaires venant perturber l'atmosphère terrestre, existent un grand nombre d'éruptions très faibles qui d'ailleurs échappent souvent à l'observation. Les petites régions actives éphémères sont elles mêmes le siège d'éruptions.

Une éruption est un phénomène complexe, à la fois dans sa géométrie et dans sa séquence temporelle. Pour tenter de comprendre son mécanisme, et dans sa séquence temporelle, on doit observer toutes les longueurs d'onde simultanément, avec une bonne résolution temporelle et spatiale.

Cela a été possible à partir de 1980 par la conjonction de mesures au sol en optique et en radioastronomie, et grâce au lancement d'un satellite de la NASA (S.M.M: Solar Maximum Mission) spécialement conçu pour l'étude des éruptions.

Si le détail des processus ayant lieu dans l'éruption est encore mal connu, l'accord est général sur l'origine magnétique de l'énergie libérée pendant l'éruption. On pense souvent que les structures magnétiques de la région active, emmagasinant ainsi de l'énergie qui peut être libérée par retour du champ magnétique vers une configuration plus simple.

**c - Cycle solaire**

L'activité solaire n'est pas constante au cours du temps, on observe en moyenne la présence d'un grand nombre de centres actifs durant des périodes se répétant tous les onze ans. La montée de chaque cycle, qui dure quatre ans et demi, est nettement plus rapide que sa descente (six ans et demi) la périodicité est en réalité de vingt-deux ans : l'ordre des polarités

des taches appartenant à un groupe bipolaire, qui reste, pour chaque hémisphère (nord ou sud) du Soleil, identique pendant onze ans, s'inverse au cycle suivant.

L'étude de la position des taches indique par ailleurs que la latitude d'apparition des centres actifs, de 30 degrés environ au début du cycle de onze ans, décroît ensuite et n'est en moyenne que de l'ordre de 10 degrés en fin de cycle. Simultanément, les taches liées au cycle suivant commencent à apparaître à plus haute latitude.

L'activité solaire et le cycle sont liés à la régénération du champ magnétique à l'intérieur du soleil, dans une région probablement localisée à l'interface entre la zone de transport radiatif et celle de transport convectif. Les courants électriques (l'intérieur du Soleil est conducteur) y produisent un effet dynamo auto-entretenu et oscillant avec une période de vingt-deux ans.

### **I.3 PLASMAS DE LABORATOIRE**

#### **I.3.1 La fusion nucléaire contrôlée**

La fusion contrôlée des noyaux d'atomes légers constitue l'un des espoirs les plus chers des Scientifiques. Il est aujourd'hui considéré qu'un mélange de deutérium ( ${}^2\text{H}$ ) et de tritium ( ${}^3\text{H}$ ), isotopes lourds de l'hydrogène, représente la matière la plus appropriée, pour la fusion.

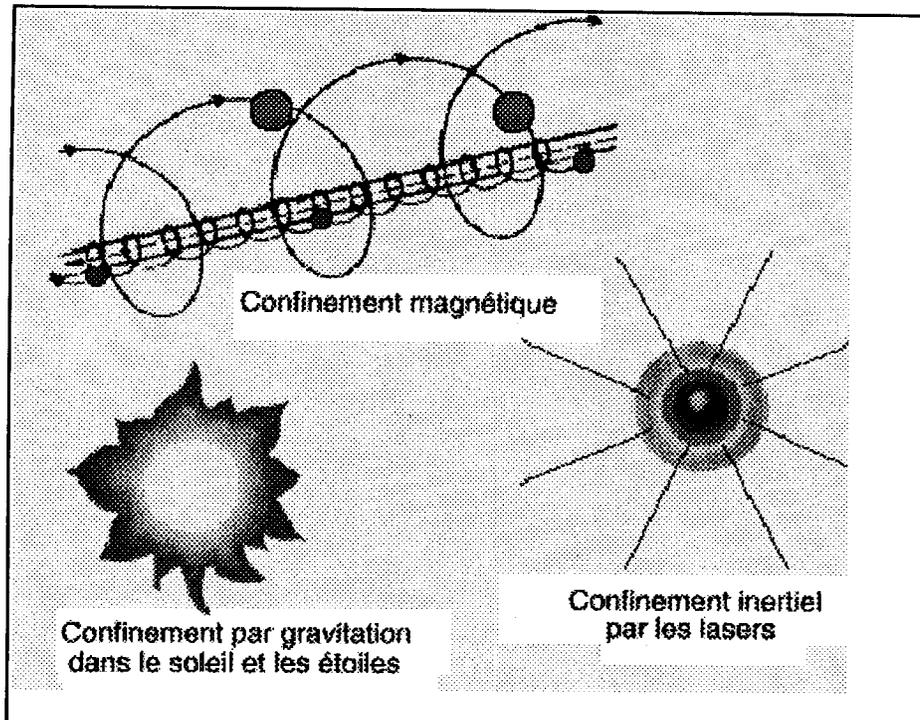
Pour produire un plasma dont la température soit aussi élevée puis à le conserver pendant l'intervalle de temps nécessaire à l'obtention d'une réaction de fusion auto-entretenu, il est nécessaire de lui fournir une puissance estimée à  $10^{15}$  W en une micro-seconde ce qui correspond à une énergie moyenne de 1GJ.

A cette température le plasma chaud pose le problème de son confinement, il existe actuellement deux principales voies de recherche pour créer le confinement d'un plasma chaud de deutérium et tritium dans une région limitée de l'espace. Le plasma de fusion ne peut être contenu dans aucune enceinte métallique, à cause de sa haute température, il doit être confiné loin des parois métalliques. Les études systématiques entreprises à partir du début des années 1950 ont permis de définir rapidement deux méthodes pour tenter d'atteindre l'objectif :

- La 1<sup>ère</sup> voie de confinement est d'origine magnétique, elle consiste à maintenir en régime stationnaire un mélange gazeux de deutérium-tritium peu dense dans lequel les ions sont confinés pendant environ 1seconde par des champs magnétiques puissants (de 3 à 8 Teslas), cette approche s'est focalisée depuis quelques années sur la construction et l'étude de grands appareils de recherche appelés Tokamaks. Le chauffage du plasma est obtenu par effet Joule en faisant circuler dans le plasma un courant électrique très intense.

- La seconde, dite confinement inertiel, vise au contraire à contrôler une mini-explosion thermonucléaire, sur un mélange solide deutérium-tritium hyperdense (de cent à mille fois la densité de la glace), comprimé et chauffé par des faisceaux lasers ou particulaires très puissants. L'apport énergétique initiale est réalisé à l'aide de plusieurs faisceaux lasers de grande puissance.

On peut schématiser les différents types de confinement sous forme :



**Figure 4 :** Les différents types de confinement du plasma

### **I.3.2 La fusion par confinement magnétique. Le Tokamak**

#### **I.3.2.1 Le confinement magnétique**

Du fait de cette dérive, les configurations magnétiques qui s'imposent en première analyse, les configurations magnétiques fermées, ne pourront pas prendre la forme toroïdale la plus simple, dans laquelle les lignes de force sont des cercles concentriques.

Le module du champ  $y$  varie en effet comme  $1/R$  ( $R$  est la distance par rapport à l'axe du tore), et la vitesse de dérive verticale que subissent les particules les fait sortir rapidement de la zone utile de la configuration. Cet effet de dérive peut être compensé en modifiant les lignes magnétiques par l'addition d'une composante de champ poloïdale. Chaque ligne de force prend alors la forme d'une hélice enroulée sur le tore qui engendre une surface torique fermée, appelée surface magnétique [6].

Lorsque l'intensité du champ varie le long d'une ligne de force, une surface de rappel ramène les particules vers la zone de champ faible. Il est ainsi possible de piéger entre deux zones de champs forts, appelées «miroirs magnétiques», les particules dont la vitesse  $V_{\perp}$  perpendiculaire aux lignes de champ est suffisante. La condition, ainsi définie, s'écrit au fond de la «bouteille magnétique» :

$$\frac{V_{//}}{V_{\perp}} < \left( \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\min}} \right)^{1/2} \quad (\text{I.3.1})$$

$V_{//}$  est la vitesse parallèle aux lignes de champ au fond de la bouteille magnétique, et  $B_{\max}$  sont les modules du champ au fond de la bouteille et en haut des miroirs [1].

Cette propriété a servi de base aux études d'une autre classe de configurations magnétiques de confinement non toroïdales, dites configurations ouvertes. Elle intervient également de façon fondamentale dans le confinement des systèmes toroïdaux, car le module du champ n'est pas uniforme le long des lignes de force qui définissent ces systèmes.

A partir de ces principes généraux, une étude systématique des différentes configurations magnétiques potentiellement possibles pour le confinement des plasmas chauds a été faite.

### **I.3.2.2 Le Tokamak**

La fusion par Tokamak a nécessité jusqu'ici plus d'énergie fournie que produite. Ce dispositif de contrôle de la fusion nucléaire a été lancé à la fin des années 1950 par les physiciens Soviétiques et baptisé Tokamak, d'après deux mots russes qui signifient courant (tok) et magnétique (mag).

Cette gigantesque machine, dont l'organe principal est un couloir circulaire (tore) animé par des champs magnétiques intenses permet de chauffer le plasma à plus de 300 millions de degrés pendant au moins 2 secondes, ce qui aboutit à la fusion des atomes légers. Ce premier vrai résultat vient d'être obtenu par le Tokamak «JET» [1].

Dans un Tokamak, le plasma est créé, en effet, par une décharge de courant électrique dans un mélange gazeux de deutérium et tritium et isolé thermiquement à l'intérieur de «parois» magnétiques immatérielles.

L'idée de base du confinement magnétique est que l'action d'un champ magnétique modifie la trajectoire d'une particule chargée et permet donc de lui imposer un mouvement visant à la maintenir au sein du plasma chaud.

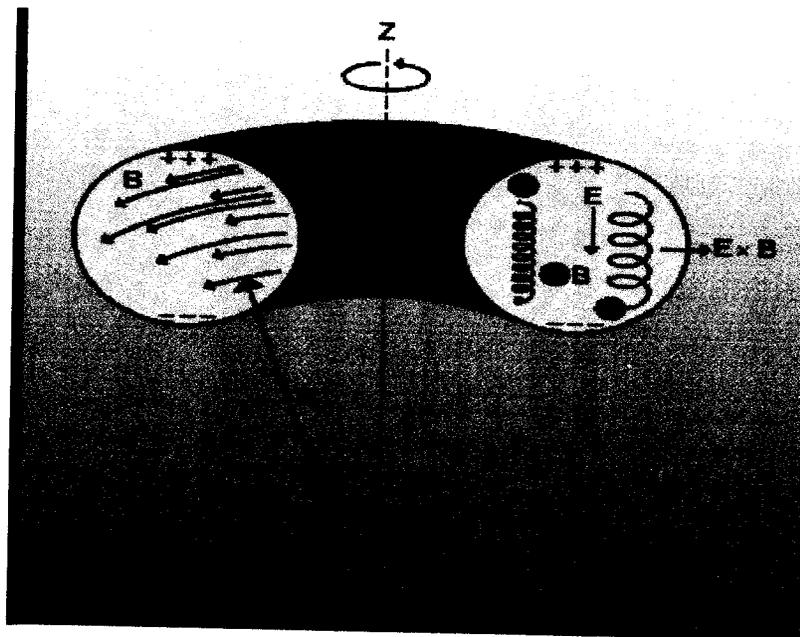
Dans cette géométrie simple, des particules chargées en mouvement -ions ou électrons- suivent des trajectoires qui s'enroulent en hélice autour des lignes de champ magnétique, c'est-à-dire autour de droites parallèles à l'axe du cylindre.

Toute l'astuce des tokamaks est de prolonger sans fin ces trajectoires en refermant le cylindre sur lui-même. On obtient alors un tore, c'est-à-dire un anneau creux dont la section est circulaire.

Les lignes de champ magnétique, qui étaient des droites dans le cas du cylindre, forment maintenant des grands cercles à l'intérieur du tore. On dit que le champ magnétique est toroïdal et les particules chargées en spiralant autour des lignes de champ ne sont donc pas en contact avec les parois du tore.

Apparemment, le tour est joué. Le champ magnétique qui résulte de l'addition des deux composantes est dit hélicoïdal : ses lignes de champ décrivent des hélices à l'intérieur du tore. De sorte que les particules chargées suivent des trajectoires qui s'enroulent en hélice autour de ces hélices.

Géométriquement, c'est très joli, mais ce n'est pas tout, car chaque ligne de champ décrit globalement sur une surface magnétique un tore à l'intérieur du tore. Du centre à la périphérie, on observe ainsi une succession de surfaces magnétiques emboîtées, un peu comme des peaux successives [1, 2, 8].



**Figure 5** : Les lignes de forces circulaires du champ toroïdal.

Le calcul montre que les particules du plasma subissent une pression magnétique d'autant plus forte qu'elles s'éloignent des surfaces internes pour aller vers les plus externes situées près des parois du tore. C'est cette pression magnétique qui contrebalance la pression propre du plasma. Pour voir concrètement comment tout cela fonctionne, prenons l'exemple du JET (Joint Européen Torus), en service depuis 1983.

Construit par la Communauté européenne, il est installé à Culham, près d'Oxford. Le coeur du JET est un tore dont la section n'est pas circulaire mais en forme d'un D de 2.5 m de large. La barre de ce D est tournée vers l'intérieur et sa hauteur est d'environ 4 m. Le grand et le petit rayon du tore sont respectivement de 3 m et 1.2 m [12].

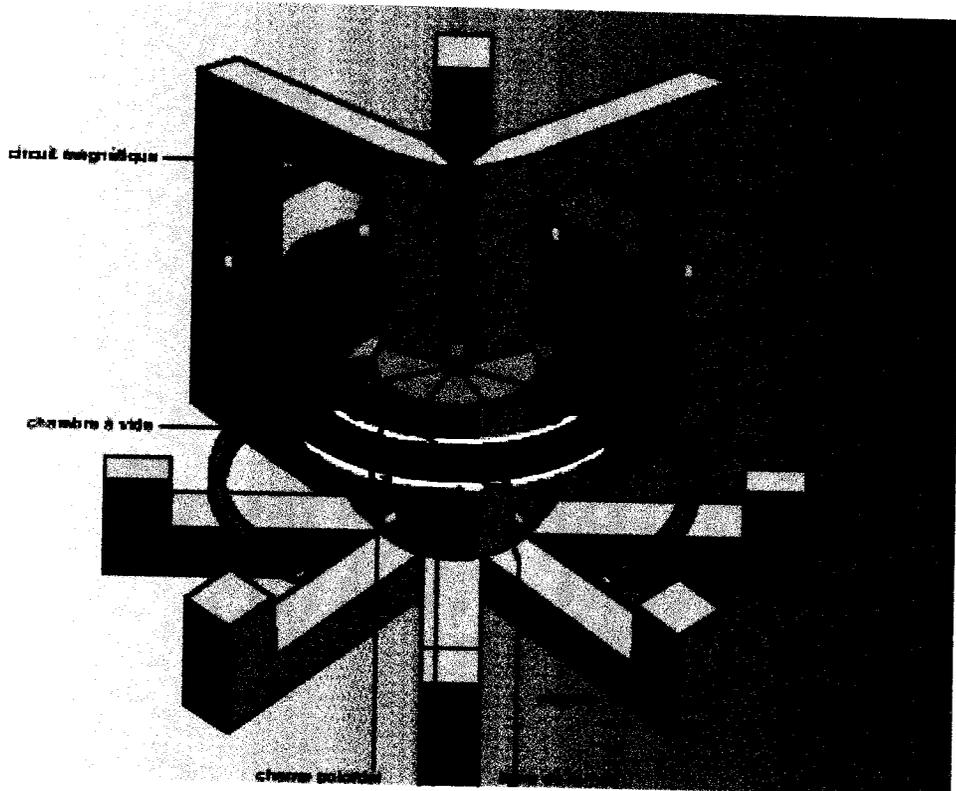
Soit au total un volume de  $150 \text{ m}^3$  à l'intérieur duquel seulement 1 à 2 g de combustible thermonucléaire (jusqu'à présent du deutérium exclusivement) est introduit sous forme gazeuse.

Un fort courant électrique circule dans ce gaz et provoque son ionisation. Le courant est induit par un effet de type transformateur. Le primaire de ce transformateur est constitué par des bobines en cuivre d'un électro-aimant placées au centre du tore (dans l'espace libre de limite par sa périphérie interne) [8].

Un premier courant électrique circulant dans ces bobines crée un champ magnétique « canalisé » dans un circuit en fer. Ce champ, à son tour, force la circulation d'un courant induit dans le plasma, ce dernier jouant le rôle du secondaire du transformateur. L'intensité maximale de ce courant induit est de 7 millions d'ampères (7 MA).

Ce même courant produit la composante poloïdale du champ magnétique. L'équilibre, la forme et la position du plasma sont cependant maintenus à l'aide d'un champ complémentaire (toujours poloïdal) créé par de grandes bobines horizontales disposées autour du tore.

La composante toroïdale est, quant à elle, produite par des bobines verticales qui épousent la forme en D du tore. L'intensité du champ résultant de l'addition de ces différentes composantes et que l'on appelle hélicoïdal est de 3.5 Teslas [2]. A titre de comparaison, le champ d'un aimant ordinaire est de quelques centièmes de Tesla.



**Figure 6** : Principe du Tokamak

Trois grandes Tokamaks ont été mis en service successivement entre 1982 et 1985 et ont atteint depuis lors leur performances normales : le T.F.T.R. (Tokamak Fusion Test Reactor), par les Etats-Unis au laboratoire de Princeton dans le New Jersey, le J.E.T. (Joint European Tokamak) implanté en Angleterre à Culham, près d'Oxford, dans le cadre d'une entreprise communautaire, le J.T-60 (Jaeri Tokamak), par les Japonais, implanté au laboratoire Jaeri à Naka, près de Kyoto [1].

La pression du plasma est constante sur chaque surface magnétique et décroît du centre vers l'extérieur. Seule la surface magnétique la plus extérieure est en contact avec un diaphragme solide appelé le limiteur.

Dans une machine Tokamak, il existe deux types de parois d'une part les surfaces de l'enceinte à vide en acier inoxydable constitué d'éléments de numéro atomique  $Z$  élevé, d'autre part les limiteurs, qui servent à diaphragmer le plasma en même temps que supporter la charge thermique due à l'évacuation de la puissance perdue par conduction et convection, en matériaux de faible  $Z$ . L'interaction du plasma périphérique d'un Tokamak avec ces parois cause une contamination du plasma par des impuretés [12].

L'interaction de ces ions impuretés avec les électrons du plasma conduit à l'émission

d'un rayonnement électromagnétique qui s'échappe du plasma, et donc à des pertes d'énergie. La contribution de certaines de ces impuretés, comme le fer, à l'énergie rayonnée par de tels plasma a été étudiée par Zendagui [7]. Cette étude est essentielle si on veut établir un bilan d'énergie et déterminer la température nécessaire à l'ignition du plasma.

### 1.3.2.3 Mécanismes de formation des impuretés

Les mécanismes de formation de ces impuretés indésirables sont principalement au nombre de deux :

- 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  $\alpha$ , des ions de deutérium, et de tritium incidents. Ce phénomène d'érosion est, surtout, 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 dissociant immédiatement lorsqu'elles pénètrent dans le plasma. Ce dernier effet d'érosion produit généralement des impuretés légers (C, N, O, ...) [15].

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

Aussi, les impuretés de faible ou moyen degré d'ionisation sont réparties en couches successives concentriques depuis le bord du plasma tandis que les impuretés fortement ionisées sont présentes au centre du plasma.

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. Le chauffage par effet Joule n'est pas suffisant pour atteindre la température requise pour la fusion. Aussi, deux méthodes de chauffage additionnel sont utilisées :

La 1<sup>ère</sup> méthode consiste à injecter dans le Tokamak de puissants faisceaux d'atomes neutres énergétiques (c'est-à-dire ayant plusieurs dizaines ou centaines de fois l'énergie moyenne des ions du plasma).

Ces atomes neutres qui ne sont pas affectés par les champs magnétiques assurant le confinement du plasma, peuvent y pénétrer profondément. Ils peuvent alors s'ioniser et rester confinés suffisamment longtemps dans le plasma pour transférer leur énergie cinétique aux électrons et aux ions par l'intermédiaire de collisions coulombiennes, ce qui conduit à l'échauffement du plasma.

Dans la seconde méthode de chauffage additionnel, le plasma de Tokamak est soumis à l'action d'un champ électromagnétique oscillant au voisinage de la fréquence cyclotronique des ions (c'est à dire la fréquence de gyrations des ions autour des lignes de force du champ magnétique de confinement) ou à ses harmoniques.

#### **I.3.2.4 Instabilités dans les plasmas de Tokamak**

Les mécanismes du transport de l'énergie au sein du plasma, et en particulier ceux responsables des pertes d'énergie qui dégradent la qualité du confinement, sont encore mal connus. L'apparition d'une turbulence de nature magnétique est une hypothèse souvent évoquée pour expliquer le comportement du plasma.

Cette hypothèse, analysée par certains chercheurs, stipule que par un phénomène d'auto-amplification des perturbations, les lignes de champ magnétique commencent à se déformer de façon chaotique lorsque le gradient de température électronique dépasse une certaine valeur critique [2, 13].

Or les particules chargées du plasma effectuent un mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ, et sous l'effet des collisions, ces particules diffusent lentement, transportant ainsi l'énergie vers l'extérieur du plasma, avec des lignes de champ magnétique évoluant de façon chaotique, à l'image des lignes de courant dans un fluide turbulent, cette diffusion de l'énergie serait accélérée et conduirait à une perte supplémentaire d'énergie au moment de l'apparition de la turbulence.

Cependant, cette hypothèse n'est pas encore admise par tous et n'est pas la seule, ainsi, par exemple, il a été suggéré vers 1965 que la turbulence responsable de la dégradation de l'énergie serait d'origine électrostatique, et non pas magnétique [13]. Un autre problème important est relatif aux interactions du plasma avec la première enceinte matérielle qui l'entoure. En effet, le confinement du plasma n'étant pas parfait, il existe une zone de gaz neutre et froid, proche des parois de l'enceinte à vide, où ont lieu des échanges d'énergie avec les ions chauds issus du plasma.

Suivant leur énergie, ces ions peuvent traverser le matelas de gaz, pénétrer dans la paroi matérielle et conduire à l'éjection d'atomes constituant cette paroi. Les « impuretés »

ainsi arrachées polluent le plasma soit en augmentant les pertes d'énergie, soit en augmentant la dilution du plasma réactif. En effet, en pénétrant dans le plasma, les impuretés s'ionisent sous l'effet des collisions avec les électrons. Pour chaque degré d'ionisation de l'atome, les interactions avec les électrons du plasma conduisent à l'émission d'un rayonnement électromagnétique, et donc à des pertes d'énergie. Or l'énergie des degrés d'ionisation des atomes augmente avec le numéro atomique  $Z$ .

Ces atomes sont donc plus ou moins ionisés selon l'énergie moyenne des électrons du plasma, c'est-à-dire selon leur température. Les atomes de  $Z$  élevé, comme les métaux, ne sont que partiellement ionisés lorsqu'ils parviennent au centre du plasma, et conduisent alors à d'importantes pertes par rayonnement, ils empêchent pratiquement d'atteindre l'ignition dès que leur concentration dépasse quelques pour cent. Ce n'est pas le cas des atomes de numéro atomique bas, car ils sont complètement ionisés dans la partie centrale du plasma.

En revanche, ils augmentent la dilution du combustible et réduisent donc le nombre de réactions deutérium-tritium et, partant, la puissance de fusion. Ainsi, à une concentration de l'ordre de 10% de béryllium ( $Z=4$ ) ou de carbone ( $Z=6$ ), il faut pratiquement doubler le temps de confinement ou la température pour compenser ces pertes et maintenir les conditions de l'ignition.

### **I.3.2.5 Les mécanismes de perte et le bilan de puissance**

Les pertes par rayonnement sont, dans les machines actuelles, essentiellement associées à l'émission des raies des atomes d'impuretés incomplètement ionisés. Pour l'essentiel, ces impuretés sont l'oxygène, le carbone, le fer et le nickel. On en minimise les effets par un conditionnement préalable des parois de la chambre à vide et par un contrôle de la qualité des plasmas de bord, tous deux destinés à ralentir la génération des impuretés par la paroi de la chambre. Le maintien de la concentration des impuretés à un niveau suffisamment faible est une condition nécessaire pour un bilan de fusion positif [12].

Les pertes par rayonnement de freinage des électrons sur les ions du combustible deutérium-tritium, resteront dans une limite acceptable pourvu que la température du plasma soit suffisante.

L'échange de charge entre des ions chauds et des neutres froids résiduels dans le plasma est aussi une façon de déconfiner de l'énergie, puisque les neutres froids vont échapper au confinement. Ce mécanisme, responsable d'environ 10% des pertes dans les machines actuelles, doit cependant devenir négligeable pour le réacteur.

Les mécanismes d'instabilité, qui peuvent aller de l'apparition de microchamps électromagnétiques fluctuants à la disparition brutale du plasma, appelée «disruption majeure», ont fait l'objet de très nombreuses recherches qui permettent d'en éviter aujourd'hui les effets les plus nocifs. On a notamment identifié les zones de fonctionnement des Tokamaks, qui gardent au confinement un caractère acceptable en vue du réacteur. Une classification succincte permet de distinguer :

- Les micro-instabilités qui sont alimentées par les sources d'énergie libre, liées à l'anisotropie de la fonction de distribution des vitesses ou aux gradients transversaux. Ces ondes ont pu être identifiées dans certains Tokamaks.
- Les instabilités magnétohydrodynamiques, qui sont les plus dangereuses, car elles concernent la totalité du plasma qui se comporte comme un fluide.
- Les instabilités d'interchange, qui entraînent l'échange entre des tubes de flux de plasma voisines [1].

### **I.3.2.6 La création et le chauffage du plasma**

La configuration magnétique ainsi définie existe dans un volume utile délimité essentiellement par une enceinte étanche, qui est de forme toroïdal et dans laquelle on élimine toute source de pollution extérieure. Elle permet d'atteindre une pression résiduelle inférieure à  $10^{-6}$  Pascal. Cette enceinte est alors remplie du gaz «utile» hydrogène-deutérium (puis tritium dans le réacteur) sous une pression de l'ordre de  $3 \times 10^{-2}$  Pascal, ce qui correspond à la densité de particules souhaitée :  $10^{14}$  particules par centimètre cube.

Le chauffage ohmique tout d'abord, puisque le courant très intense qui parcourt le plasma ne peut le faire qu'en dissipant, par effet Joule, la puissance :

$$P = C \times J^2 \quad (I.3.2)$$

où C est la résistivité moyenne du plasma et J la densité de courant moyenne.

À la fréquence cyclotronique ionique ou à ses harmoniques (gamme de fréquences de 10 à 100 MHz), plusieurs mécanismes d'absorption dépendant de la nature du mélange gazeux et de la fréquence mise en jeu peuvent intervenir pour chauffer préférentiellement les ions ou les électrons. Ils sont maintenant bien compris et utilisés systématiquement sur les grands Tokamaks [4].

Les développements technologiques faits sur les antennes permettent, aujourd'hui, de transmettre des puissances unitaires de l'ordre de 10 mégawatts, la puissance maximale installée sur le Tokamak européen J.E.T (Joint Européen Torus) étant de 40 mégawatts.

### **I.3.2.7 Les autres voies de recherches :**

Pour conclure ce paragraphe, rappelons que, si la filière Tokamak concentre aujourd'hui l'essentiel des recherches sur le confinement magnétique, l'étude intensive d'autres configurations a permis de faire progresser la physique des plasmas chauds. La plupart des mécanismes que nous avons recensés dans le cadre du Tokamak y sont étudiés : chauffage du plasma, pertes anormales.

L'utilisation des miroirs magnétiques dans la famille dite des «machines ouvertes» est pratiquement abandonnée, et la striction à champ toroïdal inversé, qui est d'une certaine façon une variante du Tokamak, ne bénéficie plus que d'un effort modeste.

Le stellarator, première configuration étudiée par les Américains, qui se distingue du Tokamak par le fait que la configuration magnétique toroïdal est entièrement créée par des courants extérieurs au plasma, reste en revanche, malgré la difficulté technique associée à la constriction de cette configuration complexe, l'alternative probablement la plus valable. Elle est actuellement principalement étudiée en Allemagne et au Japon.

### **I.3.3 La fusion par confinement inertiel**

La découverte du pompage optique par Alfred Kastler et Jean Brossel en 1950 suivie de celle du laser Théodore H. Maiman, Arthur L. Schawlow et Charles H. Townes en 1960 donnèrent naissance à la fusion par confinement inertiel.

Bien qu'ayant débuté une dizaine d'années après le confinement magnétique, cette approche, utilisant un plasma très dense confiné pendant un temps bref, atteint aujourd'hui des performances telles qu'elle est considérée comme une seconde voie possible de la fusion thermonucléaire contrôlée [1].

#### **I.3.3.1 Principe de la fusion par confinement inertiel**

Le rayonnement du laser éclaire uniformément une très petite sphère de l'ordre du milligramme d'un mélange équimolaire de deutérium et de tritium (D-T) à l'état solide. Il en résulte une ablation progressive de la périphérie de la sphère et la formation d'une couronne de plasma qui absorbe le rayonnement au voisinage de sa densité de coupure, densité pour laquelle pulsation du rayonnement laser et pulsation électronique du plasma sont égales.

Cette couronne se détend vers l'extérieur et exerce, par réaction, une poussée centripète qui comprime et chauffe la partie centrale dense de la sphère de D-T, qui n'a pas été atteinte par le laser et qu'on appelle «coeur» [2].

Soumis à cette poussée centripète ou «implosion», le coeur est comprimé jusqu'à des densités de mille à dix mille fois celle du D-T solide et porté à des températures de l'ordre de 10 kiloélectronvolts, densités et températures qui donnent lieu à un grand nombre de réaction de fusion des noyaux de deutérium et de tritium, ou deutons et tritons : le coeur s'enflamme et «brûle» pendant un laps de temps bref voisin de 100 picosecondes (ps), sa cohésion étant maintenue par inertie, puis explose sous l'effet de l'énergie thermonucléaire libérée.

D'où le nom de fusion par confinement inertiel donné à cette seconde voie d'approche du réacteur de fusion. L'énergie laser sert donc principalement à comprimer le D-T, l'énergie nécessaire à son chauffage étant, en majeure partie, prélevée sur l'énergie de fusion libérée.

La cible est une petite bille sphérique, de quelques millimètres de diamètre, faite d'un mélange de deutérium-tritium (D-T). Le but recherché est de la faire littéralement exploser. L'effet de souffle d'une telle micro-explosion thermonucléaire est peu important [5]. En revanche, la combustion de la cible provoque l'émission de neutrons qui comme dans le cas magnétique emportent la plus grande partie de l'énergie dégagée par les réactions de fusion. Leur récupération assure la production de chaleur, donc d'électricité [2].

Comme le Tokamak, la fusion par laser est au départ une idée d'origine Soviétique. Mais aujourd'hui, les Américains et les Japonais sont les plus avancés dans le domaine.

### **I.3.3.2 Phénomènes de transport de l'énergie**

L'énergie du rayonnement laser est cédée principalement aux électrons, qui acquièrent des vitesses dont la fonction de distribution est constituée de deux parties : Une thermique (proche d'une Maxwellienne), dont la température est voisine du kiloélectronvolt, et une, suprathermique, dont l'énergie peut atteindre 100 kiloélectronvolts et dont l'origine est attribuée aux mécanismes collectifs d'absorption [1].

Les électrons suprathermiques apparaissent à des flux cent fois plus faibles lorsqu'on utilise un laser à CO<sub>2</sub> (10.6 mm) plutôt qu'un laser à verre au néodyme (1.06 mm). Leur existence est décelée sous forme d'une émission des rayons X de 10 à 100 kiloélectronvolts provenant de leur freinage par les ions du plasma.

Ces électrons suprathermiques sont très néfastes. D'une part, ils accélèrent vers l'extérieur de la cible des ions qui atteignent plusieurs mégaélectronvolts, autant d'énergie soustraite au plasma et qui ne concourt pas à l'implosion de la cible. D'autre part, de grande

énergie, ils pénètrent au coeur de la cible, la préchauffent prématurément et rendent plus difficile sa compression progressive.

Là encore, les courtes longueurs d'onde sont plus avantageuses puisque, réduisant la longueur d'onde, on relève le flux seuil pour lequel se produisent l'absorption collectif et l'apparition des particules rapides aux quelles elle donne naissance. Ces différents phénomènes compliquent le transport de l'énergie absorbée vers les régions denses de la cible à comprimer.

En particulier, il semble que la diffusion des électrons vers ces régions de forts gradients soit freinée : pour interpréter les expériences, on est souvent conduit à réduire la conduction thermique calculée au moyen de la théorie classique en introduisant empiriquement un facteur de limitation du flux de chaleur en espace libre, de l'ordre de 0.1 à 0.01;

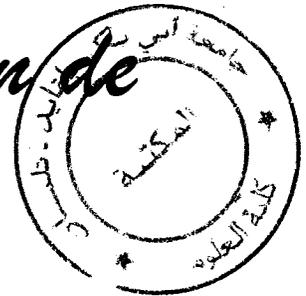
L'origine de cette conduction, dite anormal est loin d'être établie et plusieurs explications sont avancées : fonction de distribution des vitesses non Maxwellienne des électrons chauffés par le rayonnement du laser, diffusion de ces électrons de forts gradients de densité conduisant à ne pas traiter cette diffusion localement, mais en tenant compte des termes sources extérieurs à la zone où elle est calculée (transport délocalisé), génération des champs magnétiques dépassant le mégagauss et freinant la diffusion des électrons, dissipation d'une fraction de l'énergie absorbée sous forme de turbulence du plasma.

## Références

- [1] Encyclopédie Universalis France, S.A (1999).
- [2] Science and Vie n°891, CD-ROM, page 26 (1991).
- [3] M. Trocheris, dans « *La fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique* », eds. M. M.J. Adam *et al*, Masson, Paris (1987).
- [4] T.J. Dolan, Fusion Research, 3, New York (1982).
- [5] J.D. Lindl, R. L. M. Croy and M. Camplet, *Physics Today*, 45 (1992).
- [6] E. Fermi, *Astrophys. J.* 119 (1954).
- [7] T. Zendagui, thèse de Magister, Université de Tlemcen (1996).
- [8] E. Källne, Selected Topics in « *Physics of Highly-Ionized Atoms* », eds. R. Marrus, 245-265 (1987).
- [9] L. Valentin, « *Physique Subatomique* », Tome1, ed. Hermann (1982).
- [10] La Recherche, No. 165, p 536, avril (1985).
- [11] Ciel et Espace, No. 212, Juillet - août (1986).
- [12] La Recherche, No. 242, p 436, avril (1992).
- [13] M.N. Rosenbluth *et al*, Plasma physics and controlled nuclear fusion research, 2, p 487 (1965).
- [14] S.W. Rachedi, thèse de Magister, Université de Tlemcen (2000).
- [15] F. Abbes et N. Mellouk, mémoire de DES option 'optoélectronique', Université de Tlemcen (1995).

# CHAPITRE II

## Mécanismes d'émission de monnaie



BIBLIOTHEQUE : FACULTE DES SCECES

Fiche de prêt

Nom : *S. Al-Said*  
Prénom : *R. Al-Said*  
N° : *16.03*  
Filière : *M.S. 20*  
Cote : *D. 16.03.16.03*  
Titre : *H. Al-Said*  
Anteur : *H. Al-Said*  
Date prêt : *20/06/2011*  
Signature : *[Signature]*

## II.1 INTRODUCTION

Quand des électrons et des ions sont confinés dans un volume fini de l'espace, des processus variés de collision peuvent se produire de par les interactions électron-électron, ion-ion et électron-ion.

Pour les plasmas dont la température excède le millions de degrés et dont la densité électronique ne dépasse pas  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , les processus de collision électron-ion sont les mécanismes les plus efficaces pour la production de rayonnement. 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'interaction électron-ion 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, mais aussi à la capture de l'électron incident donnant lieu aux processus d'autoionisation ou de recombinaison diélectronique ou radiative.

Le rayonnement total résulte de la superposition de tous ces processus radiatifs dont l'importance relative dépend de la longueur d'onde, de la température et des densités des particules. On se limitera ici aux plasmas chauds ( $10^6 \text{ K} \leq T_e \leq 10^8 \text{ K}$ ), peu denses ( $n_e \leq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) et optiquement minces, pour lesquels le rayonnement s'échappe librement, c'est à dire que tous les photons émis quittent le plasma sans être réabsorbés.

De tels plasmas peuvent être rencontrés en laboratoire dans les Tokamaks, et dans l'univers notamment au niveau des couronnes stellaires.

L'étude du rayonnement X émis par un plasma chaud suscite actuellement un grand intérêt non seulement parce que tel rayonnement constitue le mécanisme prépondérant des pertes d'énergie du plasma mais aussi parce que l'analyse de son spectre représente un outil fiable de diagnostic de l'état du plasma sans introduire une perturbation et permet une meilleure compréhension des propriétés atomiques des ions multi-chargés [15].

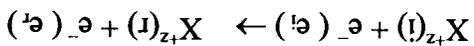
## II.2 PROCESSUS ATOMIQUES

### II.2.1 Excitation des ions par impact de protons

Compte tenu de l'ordre de grandeur de la température de la couronne ( $T_e =$  quelques millions de degrés K), de la zone de transition ( $10^5 \leq T_e \leq 10^6 \text{ K}$ ), et du rapport d'environ 50 entre les vitesses relatives des protons et des électrons libres, les collisions par protons n'entrent en compétition avec celles par électrons que pour les transitions entre des niveaux très proches comme, par exemple, des niveaux de structure fine d'un même terme.

II.2.2 Excitation par impact d'électrons

Le choc inélastique entre un  $e^-$  incident d'énergie  $e_i$  et une 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  $r$  d'énergie  $E_r$  ( $E_r > E_i$  ou  $E_r < E_i$ ) et la diffusion d'un électron d'énergie  $e_r$  :



Au cours de cette collision l'énergie totale du système  $e^- + \text{ion}$  est conservée :

$$E_i + e_i = E_r + e_r \tag{II.2.1}$$

Cette collision est caractérisée par une section efficace  $\sigma(i \rightarrow r)$  ayant la dimension d'une surface. Elle exprime la probabilité pour que l'ion cible soit porté au niveau  $r$  à partir du niveau  $i$  [4], elle intervient dans le calcul du coefficient de taux d'excitation (ou de désexcitation) collisionnelle  $C_{ir}$  du niveau  $i$  vers  $r$  :

$$C_{ir} = \langle v_i \sigma(i \rightarrow r) \rangle \tag{II.2.2}$$

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.

$$C_{ir} = \int_{\Delta E_{ir}}^{\infty} v_i \sigma(i \rightarrow r) F(e_i) de_i$$

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

$$\sigma(i \rightarrow r) = \pi a_0^2 \frac{\Omega(i \rightarrow r)}{g_i e_i} E_i \tag{II.2.3}$$

$E_i$  : l'énergie d'ionisation de l'hydrogène  $E_i = 13.605 \text{ eV}$ .

$g_i$  : poids statistique du niveau  $i$ .

$a_0$  : rayon de Bohr.

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

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

$$F(e_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi} k T_e} \left( \frac{k T_e}{e_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{k T_e}{e_i}\right) \quad (\text{II.2.4})$$

En substituant les équations (II.2.4) et (II.2.3) dans (II.2.2) on arrive à établir l'expression du coefficient de taux d'excitation collisionnelle ( $E_i < E_j$ ) :

$$C_{ir} = \int_{\Delta E_{ir}}^{\infty} 2 \left( \frac{m}{e_i} \right)^{1/2} F_{i_1} \pi a_0^2 \Omega(i \rightarrow r) \left( \frac{\sqrt{\pi} k T_e}{2} \right) \left( \frac{k T_e}{e_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{k T_e}{e_i}\right) de_i \quad (\text{II.2.5})$$

où  $\Omega(i \rightarrow r)$  est la force de collision pour la transition ( $i \rightarrow r$ ) [9].

On peut aussi écrire :

$$C_{ir} = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{E_i a_0^2}{2} \int_{\Delta E_{ir}}^{\infty} \Omega(i \rightarrow r) \exp\left(-\frac{k T_e}{e_i}\right) de_i \quad (\text{II.2.6})$$

On effectue le changement de variable :  $\varepsilon = \frac{\Delta E_{ir}}{e_i}$

$\varepsilon$  : est l'énergie des électrons incidents rapportée au seuil d'excitation.

$$C_{ir} = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{E_i a_0^2}{2} \int_{\Delta E_{ir}}^{\infty} \Omega(i \rightarrow r) \exp\left(-\frac{k T_e}{\varepsilon \Delta E_{ir}}\right) d(\varepsilon \Delta E_{ir}) \quad (\text{II.2.7})$$

$$C_{ir} = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{E_i a_0^2}{2 \Delta E_{ir}^{3/2}} \int_{\Delta E_{ir}}^{\infty} \Omega(i \rightarrow r) \exp\left(-\frac{k T_e}{\varepsilon \Delta E_{ir}}\right) d\varepsilon$$

$$C_{ir} = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{E_i a_0^2}{\Delta E_{ir}^{3/2}} \int_{\Delta E_{ir}}^{\infty} \Omega(i \rightarrow r) \exp\left(-\frac{k T_e}{\varepsilon \Delta E_{ir}}\right) d\varepsilon \quad (\text{II.2.8})$$

$$\text{avec : } E_i = \frac{2 a_0}{e^2} \quad \text{et } a_0 = \frac{m e^2}{h^2}$$

On pose :

$$\overline{\Omega}(i \rightarrow r) = \int_{\Delta E_{ir}}^{\infty} \Omega(i \rightarrow r) \exp\left(-\frac{k T_e}{\varepsilon \Delta E_{ir}}\right) d\varepsilon \quad (\text{II.2.9})$$

donc :

$$C_{ir} = \left( \frac{m^3 k}{2\pi} \right)^{1/2} h^2 \frac{1}{\Delta E_{ir}^{3/2}} \overline{\Omega}(i \rightarrow r) \left( \frac{\Delta E_{ir}}{k T_e} \right) \quad (\text{II.2.10})$$

Pour  $T_e$  exprimé en K, on a

$$C_{ir} = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \overline{\Omega}(i \rightarrow r) \left( \frac{\Delta E_{ir}}{k T_e} \right) \quad (\text{II.2.11})$$

$$(II.2.12) \quad C_{r1} = 8.63 \times 10^{-6} \frac{g_1 T_e^{1/2}}{\Delta E_{r1}} \left( \frac{\Delta E_{r1}}{k T_e} \right) \int_0^1 \Omega(i \rightarrow r) \exp\left(-\frac{\epsilon \Delta E_{r1}}{k T_e}\right) d\epsilon$$

• Coefficient du taux de désexcitation (transition  $r \rightarrow i$ )

$$(II.2.13) \quad C_{r1} = \int_0^1 \left( \frac{2\epsilon}{e} \right)^{1/2} E_1 \pi a_0^2 \Omega(r \rightarrow i) \left( \frac{\sqrt{\epsilon} k T_e}{2} \right) \left( \frac{\epsilon}{e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{e}\right) d\epsilon$$

On pose un changement de variable  $\Delta E_{r1} = e - \epsilon_1$

$$(II.2.14) \quad C_{r1} = \sqrt{\frac{2\pi}{e}} E_1 a_0^2 \frac{m g_1}{2} \int_0^1 \Omega(r \rightarrow i) \exp\left(-\frac{\epsilon_1}{e}\right) d\epsilon_1$$

$$(II.2.15) \quad C_{r1} = \sqrt{\frac{2\pi}{e}} E_1 a_0^2 \frac{m g_1}{2} \exp\left(\frac{k T_e}{2}\right) \int_0^1 \Omega(r \rightarrow i) \exp\left(-\frac{\epsilon_1}{e}\right) d\epsilon_1$$

On revient au 1<sup>er</sup> changement de variable effectué dans l'équation (II.2.6), on pose :  $\epsilon = \frac{\Delta E_{r1}}{e}$

$$(II.2.16) \quad C_{r1} = \sqrt{\frac{2\pi}{e}} E_1 a_0^2 \frac{m g_1}{2} \exp\left(\frac{k T_e}{2}\right) \int_0^1 \Omega(r \rightarrow i) \exp\left(-\frac{\epsilon \Delta E_{r1}}{k T_e}\right) d\epsilon \Delta E_{r1}$$

$$(II.2.17) \quad C_{r1} = \sqrt{\frac{2\pi}{e}} E_1 a_0^2 \frac{m g_1}{2} \exp\left(\frac{k T_e}{2}\right) \Omega(r \rightarrow i)$$

$$C_{r1} = \left( \frac{2\pi}{e} \right)^{1/2} \frac{h^2}{1} \exp\left(\frac{g_1 k T_e}{2}\right) \Omega(r \rightarrow i)$$

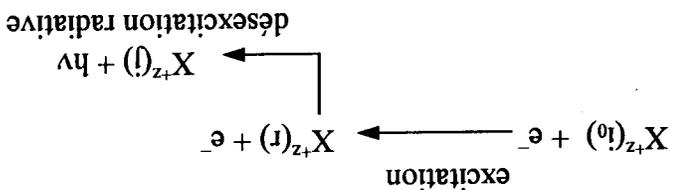
$$(II.2.18) \quad C_{r1} = 8.63 \cdot 10^{-6} \frac{g_1 T_e^{1/2}}{\Delta E_{r1}} \exp\left(\frac{k T_e}{\Delta E_{r1}}\right) \Omega(r \rightarrow i)$$

On obtient finalement :

$$C_{r1} = \frac{g_1}{\Delta E_{r1}} C_{r1} \exp\left(\frac{k T_e}{\Delta E_{r1}}\right)$$

$$(II.2.19) \quad C_{r1} = \frac{g_1}{\Delta E_{r1}} C_{r1} \exp\left(-\frac{k T_e}{\Delta E_{r1}}\right)$$

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



avec  $h\nu = E_r - E_j$

Dans ce modèle dit coronal, l'intensité de la raie émise par l'ion cible lors de la transition  $r \rightarrow j$

est donnée par :

$$I_{rj} = N_e N(X_{z^+}) C_{ir} R_{rj} \quad (II.2.20)$$

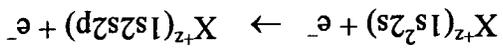
avec  $R_{rj}$  : est le rapport de branchement, il est donné par la relation suivante :

$$R_{rj} = \frac{\text{probabilité d'émission spontanée du niveau } r \rightarrow j}{\sum_i A_{ri}} \quad (II.2.21)$$

### II.2.3 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 appartenant à la configuration  $1s2s2p$  :



Ces niveaux doublement excités situés 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 héliumöide plus un électron libre, donc à une certaine contribution à l'ionisation collisionnelle [18].

**b - Stabilisation radiative**

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 ( $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$ ) des ions héliumöides. L'intensité d'une raie satellite produite par suite de l'excitation de couche interne est :

$$I = N_a N(X^{+z}) C_{i_0 r} R_{r i_0} \quad (\text{II.2.22})$$

avec  $c$  est le rapport de branchement pour la transition radiative stabilisatrice du niveau doublement excité  $r$  de la configuration  $1s2s2p$  vers le niveau fondamental  $1s^2 \ ^2S_{1/2}$  :

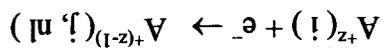
$$R_{r i_0} = \frac{\sum^l A_{r i_0} + \sum^p A_{r p}}{A_{r i_0}} \quad (\text{II.2.23})$$

$\sum^p A_{r p}$  : somme des probabilités d'autoionisation dans les divers continus possibles.  
 $\sum^l A_{r i_0}$  : somme des probabilités de transition radiative dans les divers niveaux de l'ion.  
 $A_{r i_0}$  : probabilité de la transition radiative  $r \rightarrow i_0$

**II.2.4 La recombinaison diélectronique**

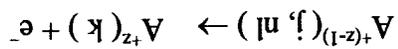
La recombinaison diélectronique est un processus de recombinaison électronique. Ce processus qui se produit en deux étapes donne naissance à l'émission des raies satellites [8].

La première étape est une capture diélectronique où un ion  $A_z^+(i)$ , de charge  $z$  initialement dans l'état  $i$ , capture un électron libre dans une sous-couche ( $nl$ ) pour former l'ion  $A^{+(z-1)}(j, ml)$  dans l'état doublement excité ( $j, ml$ ) :

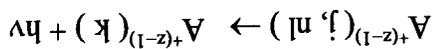


Cet état doublement excité ( $j, ml$ ) ainsi formé est instable puisqu'il est située au-dessus de la limite d'ionisation de l'ion recombiné. Il peut se désexciter suivant deux modes :

- Dans le premier mode de désexcitation, l'état doublement excité peut revenir par autoionisation à un état inférieur  $k$  avec émission d'un électron dans le continu, ce qui donne naissance à une résonance dans la section efficace de diffusion. L'autoionisation est l'inverse du processus de capture diélectronique :



- La second mode de désexcitation est l'émission spontanée d'une raie à partir de l'état doublement excité ( $j, ml$ ) vers un état situé au-dessous de la limite d'ionisation de l'ion  $A^{+(z-1)}$



Généralement, c'est l'état  $j$  qui contribue à la stabilisation radiative, l'électron de la sous-couche  $nl$  étant seulement un « spectateur ». La recombinaison diélectronique ne s'établit que si l'ion se désexcite suivant la deuxième mode, c'est à dire par émission radiative spontanée. Ce processus n'existe pas pour les ions nus pour former des ions hydrogénéoïdes, puisqu'il exige la présence d'au moins un électron lié [19].

Les études qui ont été effectuées par la suite ont montré que de tous les processus de recombinaison, la recombinaison diélectronique est celle qui est dominante dans les plasmas de Tokamak. Elle joue un rôle prépondérant dans la détermination de l'équilibre d'ionisation d'un plasma chaud peu dense. Les autres mécanismes de recombinaison, à savoir la recombinaison radiative et la recombinaison triple, sont négligeables dans le domaine des fortes températures. De plus la recombinaison triple est insignifiante dans le cas d'un plasma peu dense.

La raie  $j$  est une raie de recombinaison diélectronique émise par des ions lithiumoïdes correspondant à la transition :  $1s2p^2 D_{5/2} \rightarrow 1s^2 2p^2 P_{3/2}$

**Description quantitative du phénomène :**

Designons par  $s$  l'état autoionisant ( $j, ml$ ) et par  $k$  l'état final ( $r, ml$ ). La population  $N_s^{+(Z-1)}$  de l'ion recombinant dans  $s$  est régit par l'équation :

$$\frac{dN_s^{+(Z-1)}}{dt} = -N_s^{+(Z-1)} \left( \sum^i A_{si}^R + \sum^p A_{sp}^{ar} + \sum^i N_e C_{si}^{st} + \sum^{ion} N_e q_{ion}^{ion} \right) + N_z^{+(i_0)} q_{cd}^s \quad (II.2.24)$$

où  $N_e$  : densité électronique

$C_{si}^{st}$  : coefficient du taux d'excitation par impact d'électrons du niveau  $s$  vers le niveau  $i$  de l'ion recombiné  $X^{+(Z-1)}$

$\sum^i N_e C_{si}^{st}$  : somme des probabilités d'excitation par impact d'électrons vers les divers niveaux de l'ion recombiné  $X^{+(Z-1)}$

niveaux de l'ion recombiné  $X^{+(Z-1)}$

$q_{ion}^{ion}$  : coefficient du taux d'ionisation par impact d'électrons du niveau  $s$  vers le niveau  $i$  de l'ion recombinant  $X^{+(Z-1)}$

$\sum^i N_e q_{ion}^{ion}$  : somme des probabilités d'ionisation vers les divers niveaux de l'ion recombinant  $X^{+(Z-1)}$

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

$N_z^{+(i_0)}$  : densité volumique des ions  $N_z^{+(i_0)}$  dans le niveau fondamental et dans le cas du plasma peu dense le niveau fondamental est le plus peuplé  $N_z^{+(i_0)} = N_z^{+(i_0)}$ .

$\sum^i A_{si}^R$  : somme des probabilités de transition radiative à partir du niveau autoionisant.

$\sum^p A_{sp}^{ar}$  : somme des probabilités d'autoionisation dans les divers continus disponibles.

Pour les plasmas de faibles densités qui nous intéressent ici, les desexcitation et ionisation collisionnelles à partir des niveaux autoionisants sont négligeables, i.e.  $\sum^i N_e C_{si}^{st}$  et  $\sum^i N_e q_{ion}^{ion}$  sont négligeables devant  $\sum^p A_{sp}^{ar}$  et  $\sum^i A_{si}^R$ . Donc en régime permanent, on peut écrire :

On applique la loi de Saha qui permet de déterminer le degré d'ionisation d'un plasma en équilibre thermodynamique à la température  $T_e$  :

$$N_{+Z} N_e q_s^{cd} = N_{+(Z-1)} A_{sio}^i \quad (\text{II.2.29})$$

Le principe de microréversibilité donne :

d'ionisation de Saha.

d'autoionisation  $A_{sio}^a$ , on utilise le principe de microréversibilité et l'équation d'équilibre déterminer la relation entre la coefficient de taux de capture diélectronique et la probabilité (avec faible largeur) égale à la différence d'énergie entre  $E(X^{+Z}(i_0))$  et  $E(X^{+(Z-1)}(s))$ . Pour capture est résonnante, l'énergie de l'électron incident ne peut prendre qu'une valeur précise microréversibilité car ce sont deux processus inverses l'un de l'autre. En utilisant le fait que la  $A_{sio}^i$  du niveau  $s$  vers l'état fondamental  $i_0$  de l'ion recombinant  $X^{+Z}$  par le principe de Le taux de capture diélectronique est directement lié à la probabilité d'autoionisation

$$I_s = h\nu_s N_{+Z} N_e q_s^{cd} R_{sk}^R \quad (\text{II.2.28})$$

est le rapport de branchement pour la transition  $s \rightarrow k$ .

$$R_{sk}^R = \frac{\sum_l A_{sl}^R + \sum_p A_{sp}^R}{A_{sk}^R} \quad (\text{II.2.27})$$

de volume

effectuent la transition  $s \rightarrow k$  elle est égale au nombre de photon  $h\nu_s$  émis par unité de temps et  $N_{+(Z-1)} A_{sk}^R$  : le nombre d'ions recombinés  $X^{+(Z-1)}$  par unité de temps et de volume qui

$A_{sk}^R$  : probabilité de transition radiative  $s \rightarrow k$

(II.2.26)

$$I = h\nu_s N_{+(Z-1)} N_e A_{sk}^R = h\nu_s N_{+Z} N_e q_s^{cd} \frac{\sum_l A_{sl}^R + \sum_p A_{sp}^R}{A_{sk}^R} = h\nu_s N_{+Z} N_e q_s^{cd} \frac{\sum_l A_{sl}^R + \sum_p A_{sp}^R}{A_{sk}^R} \quad (\text{II.2.25})$$

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

(II.2.25)

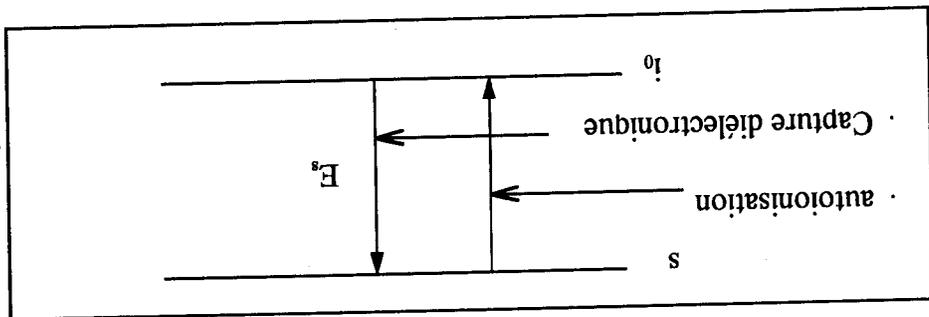
$$N_{+(Z-1)} \left( \sum_p A_{sp}^a + \sum_l A_{sl}^R \right) = N_{+Z} q_s^{cd} (i_0)$$

$$N_+^+ N_e = \frac{N_+}{2g_+} \frac{g_+}{h^3} \exp(-\chi_+ / kT_e) \quad (\text{II.2.30})$$

$\chi_+$  : potentiel d'ionisation

$N_+$  : population du niveau fondamental de l'atome A

$N_+^+$  : population du niveau fondamental de l'atome A<sup>+</sup>



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

$$N_{+Z}^+ N_e = 2g_s \frac{g_{i_0}}{h^3} \exp(-E_s / kT_e) \quad (\text{II.2.31})$$

$g_s$  : poids statistique du niveau autoionisant

$g_{i_0}$  : poids statistique du niveau initial

$E_s$  : énergie cinétique de l'électron capturé

$$\frac{N_{+Z}^+ N_e}{N_{+Z}^{s(i_0)}} = \frac{h^3}{g_s} \frac{g_{i_0}}{h^3} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{kT_e} \exp(-E_s / kT_e) \quad (\text{II.2.32})$$

$$q_s^{\text{cap}} = \frac{h^3}{g_s} \frac{g_{i_0}}{h^3} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{kT_e} \exp(-E_s / kT_e) A_{s i_0} \quad (\text{II.2.33})$$

$$\text{or : } \frac{h^3}{(2\pi m_e)^{3/2}} = \left[ \frac{h^2}{2\pi m_e} \right]^{3/2} = \left[ \frac{2\pi \hbar^2}{m_e} \right]^{3/2} = (4\pi a_0^2 E_1)^{3/2}$$

sachant que :  $E_1 = 13.6 \text{ eV}$  et  $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$

$$\Rightarrow q_s^{cd} = \left[ \frac{4\pi E_1}{k T_c} \right]^{3/2} a_3^0 \frac{g_s}{2g_{i_0}} \exp(-E_s / kT_c) A_{s i_0}^{a_0} \quad \text{(II.2.34)}$$

si on prend la valeur de  $T_c$  en eV :

$$\left[ \frac{4\pi E_1}{k} \right]^{3/2} a_3^0 = 3.3129 \times 10^{-22} \text{ cm}^3 \text{ eV}^{3/2}$$

soit :

$$q_s^{cd} = \frac{3.3129 \times 10^{-22}}{g_s} T_c^{3/2} \exp(-E_s / kT_c) A_{s i_0}^{a_0} \text{ (cm}^3\text{)} \quad \text{(II.2.35)}$$

si on prend  $T_c$  en Kelvin, la relation devient :

$$q_s^{cd} = \frac{4.1414 \times 10^{-16}}{g_s} T_c^{3/2} \exp(-E_s / kT_c) A_{s i_0}^{a_0} \quad \text{(II.2.36)}$$

Donc :

$$I_s = h\nu_s N_e N^+ F_1(T_c) F_2^{sk} \quad \text{(II.2.37)}$$

avec :

$F_1$  : facteur de température est donné par [10]:

$$F_1 = \left[ \frac{4\pi E_1}{k T_c} \right]^{3/2} a_3^0 \frac{1}{2} \exp(-E_s / kT_c) \quad \text{(II.2.38)}$$

$F_2^{sk}$  : facteur atomique est donné par [11]:

$$F_2^{sk} = \frac{g_{i_0} A_{s i_0}^{a_0}}{g_s A_{s i_0}^{a_0} A_{s k}^{a_0}} \quad \text{(II.2.39)}$$

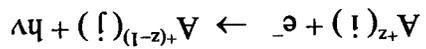
$$\text{ou } A_s^{i_0} = \sum_1 A_{s i_0}^{a_0} + \sum_p A_{s p}^{a_0} \quad \text{(II.2.40)}$$

On remarque que  $A_{s k}^{a_0}$  et  $A_{s i_0}^{a_0}$  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 grandes valeurs de  $A_{s k}^{a_0}$  mais aussi de  $A_{s i_0}^{a_0}$ . Ainsi les raies satellites les plus intenses sont issues des niveaux les plus fortement autoionisants mais avec une forte probabilité radiative [8].

**II.2.5 La recombinaison radiative**

Dans le cas de la recombinaison radiative, un électron libre d'énergie  $E$  en s'approchant d'un ion  $A^{z+}(i)$ , est capturé par celui-ci dans une de ses sous-couches vacantes.

L'excédent d'énergie résultant de la capture de l'électron libre est directement transformé en l'émission d'un photon :



L'énergie du photon émis est alors :

$$h\nu = E - \chi_i^{z-1} \quad (\text{II.2.41})$$

où  $\chi_i^{z-1}$  représente le potentiel d'ionisation de l'ion recombiné. Ce processus correspond à l'inverse de la photoionisation.

**II.2.6 L'ionisation par impact d'électrons**

L'ionisation des ions par impact d'électrons correspond au processus suivant :



Le processus inverse est appelé recombinaison triple, il implique la capture d'un

électron par un ion avec diffusion simultanée du seconde électron. Le processus d'ionisation de la sous-couche la plus externe ne donne lieu à aucune émission de rayonnement [4].

Si l'énergie cinétique de l'électron de collision est suffisamment grande, l'extraction

d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion peut avoir lieu. Ce processus d'ionisation peut alors contribuer à l'émission des raies de résonance (produites par excitation

collisionnelle) et des raies satellites (produites par recombinaison diélectronique), par exemple, l'ionisation de la sous-couche interne 1s des ions lithuimoides, initialement dans leur état

fondamental, produit des ions héliumoides excités :



et contribue de cette façon à l'intensité de la raie interdite due à la transition dipolaire magnétique  $1s2s^3 S_1 \rightarrow 1s^2 1s^0 S_0$  émise par les ions à deux électrons.

Considérons la collision d'un électron avec un ion à  $N$  électrons et de charge nucléaire  $Z$  initialement dans l'état  $\Phi_j(N)$ . La théorie décrivant la diffusion d'un électron par un ion nécessite le traitement des  $N$  électrons de la cible et du  $(N+1)$  électron du système de diffusion. Avant la collision, quand l'électron et l'ion sont suffisamment loin l'un de l'autre, l'interaction électron-ion est très faible et la fonction d'onde décrivant le système combiné électron-ion peut être exprimée sous forme du produit :  $\Phi_j(N) \chi_j(x_{N+1})$

### (APPROXIMATION DISTORTED WAVE)

## II.4 METHODE DE CALCUL DES FORCES DE COLLISION

Dans ces cas, l'énergie rayonnée sous forme d'ondes n'est plus limitée par la température de la source mais par la source de l'énergie : elle peut donc être beaucoup plus grande. Les émissions non-thermiques sont particulièrement intéressantes à observer, car elles renseignent sur les sources de l'énergie elles-mêmes, telles que par exemple particules de haute énergie, jets de matière, oscillations de plasma, par exemple [17].

Dans lesquelles l'énergie provient d'une autre source qui est soit l'énergie de certains électrons accélérés au préalable jusqu'à des émissions de freinage magnétique (gyromagnétique) si les électrons sont relativistes et synchrotron si les électrons ne sont pas relativistes), soit l'énergie cinétique contenue dans un jet d'électrons, soit encore l'énergie cinétique d'ensembles d'électrons oscillant dans le plasma.

### II.3.2 Les émissions non-thermiques

Dans lesquelles l'énergie rayonnée est empruntée à l'énergie d'agitation thermique des particules du milieu, surtout des électrons. Dans le cas des plasmas, le rayonnement est physiquement produit par les électrons libres du milieu lors de leur interaction avec les ions qu'ils rencontrent.

### II.3.1 Les émissions thermiques

Les mécanismes naturels d'émission se groupent en deux types :

## II.3 LES DIFFERENTS TYPES D'EMISSION DU RAYONNEMENT

Dans les plasmas non thermiques dans lesquels existe une fraction de quelques pour cent d'électrons accélérés à des énergies  $E \gg kT_e$ , l'ionisation de couche interne peut fournir une contribution à l'intensité de cette raie aussi importante que l'excitation.

où  $\chi_j(x_{N+1})$  ( $x_{N+1} \equiv \bar{r}_{N+1}, \sigma_{N+1}$ ) est la fonction d'onde de l'électron incident, qui est le produit de sa fonction de Coulomb et de sa fonction de spin :  $|\bar{K}_j\rangle \delta\langle m_{sj} | \sigma_{N+1} \rangle$ .

Après la collision, quand l'électron et l'ion cessent d'interagir appréciablement, l'ion peut être laissé dans l'état  $\Phi_i(N)$  et l'énergie de l'électron diffusé modifiée suivant le principe de conservation de l'énergie totale [9].

Il est impossible de décrire l'état de l'ion seul par un vecteur d'état. L'état du système combiné électron-ion peut être représenté par un développement sur la base des états propres de l'ion :

$$\psi_j(N+1) \approx \sum \phi_i(N) \chi_{ij} \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow \infty \quad \text{(II.4.42)}$$

$$\text{où : } \chi_{ij} = \delta\langle m_{sj} | \sigma_{N+1} \rangle \left[ |\bar{K}_j\rangle \delta_{ij} + f_{ij}(\theta_i, \phi_i) \frac{e^{i\xi_i}}{r_{N+1}} \right] \quad \text{(II.4.43)}$$

$$\text{avec : } \xi_i = K_i r_{N+1} + \frac{K_i}{Z} \text{Log}(2K_i r_{N+1}), \quad \text{(II.4.44)}$$

$z$  étant la charge de l'ion et  $i$  désignant l'ensemble des nombres quantiques qui définissent l'état du système après la collision. La direction des électrons diffusés est repérée par les angles polaires  $(\theta_i, \phi_i)$ ,  $f_{ij}(\theta_i, \phi_i)$  est l'amplitude de probabilité de trouver l'ion dans l'état  $\phi_i$  et simultanément l'électron du continuum dans l'état  $|\bar{K}_i, m_{si}\rangle$ , elle est encore appelée amplitude de diffusion.

Soit  $n$  le nombre des électrons incidents par unité de volume. La forme  $f_{ij}(\theta_i, \phi_i) \frac{e^{i\xi_i}}{r_{N+1}}$  de l'onde divergente est imposée par la condition de constance du flux de particules. La probabilité pour que l'ion diffusé traverse par unité de temps l'élément de surface  $ds = r_{N+1}^2 d\Omega$ ,  $d\Omega$  étant l'élément d'angle solide, est égale à :

$$n E_i r_{N+1}^{-2} |f_{ij}(\theta_i, \phi_i)|^2 ds = n E_i |f_{ij}(\theta_i, \phi_i)|^2 d\Omega \quad \text{(II.4.45)}$$

La section efficace différentielle de diffusion est définie comme étant le rapport du nombre de particules diffusées par unité de temps dans  $d\Omega$  au nombre de particules incidentes par unité de temps et par unité de surface :

$$(II.4.53) \quad \left( -\hbar^2 \left[ \frac{2m}{\rho^2} \frac{d\rho^{N+1}}{d\rho^2} - \frac{1}{\rho^2} (l_1 + 1) \right] + V(\bar{r}_{N+1}) - E_1 \right) F_{ij}(\bar{r}_{N+1}) = 0$$

Les fonctions radiales  $F_{ij}$  obéissent donc à l'équation différentielle suivante :

$$(II.4.52) \quad L^2 Y_{m_1}^1(\theta, \varphi) = l(l+1) \hbar^2 Y_{m_1}^1(\theta, \varphi)$$

$\chi_{ij}$  est fonction propre de  $L^2$ . En effet on a :

$$(II.4.51) \quad \Delta = \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \cdot \rho^2 \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{L^2}{\rho^2}$$

la somme des deux derniers termes multipliée par  $-\hbar^2 \rho^2$ , où  $\hbar$  est la constante de Planck, nous donne le carré du moment angulaire orbital  $L$ . Le Laplacien peut encore s'écrire :

$$(II.4.50) \quad \Delta = \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \cdot \rho^2 \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \cdot \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \cdot \partial \varphi$$

$\theta$  et  $\varphi$  sous la forme :

où  $\Delta$  est le Laplacien qui peut être écrit dans le système de coordonnées sphériques polaires  $r$ ,

$$(II.4.49) \quad \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta - E_1 + V(\bar{r}_{N+1}) \right] \chi_{ij}(\bar{r}_{N+1}) = 0$$

Cette fonction satisfait l'équation de Schrödinger :

$$(II.4.48) \quad \psi_j(N+1) \approx \sum_i \phi_i(N) \delta(m_s) \langle \sigma_{N+1} | Y_{l_i}^{m_i}(\theta_i, \varphi_i) \rangle F_{ij}(\bar{r}_{N+1}) \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow \infty$$

de l'électrons incident peut être séparée en partie radiale, angulaire et de spin, on peut écrire :  
 au calcul de l'amplitude de diffusion [15]. En admettant que la fonction d'onde asymptotique  
 Le calcul de la section efficace et par conséquent celui de la force de collision, revient

$$(II.4.47) \quad \sigma_{ij} = \frac{K_f}{K_i} \int |f_{ij}(\theta_i, \varphi_i)|^2 d\Omega$$

La section efficace totale de diffusion est donnée par intégration de cette équation :

$$(II.4.46) \quad d\sigma(\theta_i, \varphi_i) = \frac{n_{E_f}}{K_i} \left| f_{ij}(\theta_i, \varphi_i) \right|^2 d\Omega = \frac{n_{E_f}}{K_i} \left| f_{ij}(\theta_i, \varphi_i) \right|^2 d\Omega$$

soit, en unités atomiques ( $e = m = \hbar = 1$ ,  $E_1 = \frac{Z}{2}$ ) :

$$(II.4.54) \quad \left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_1(l_1+1)}{r^2} + 2V(r) \right] F_{ij}(r) + K_1^2 F_{ij}(r) = 0$$

L'électron collisionnel "voit" le potentiel créé par l'ensemble des charges électroniques et nucléaire de l'ion cible, le potentiel  $V(r)$  est donc égal asymptotiquement à  $\frac{Z}{r}$ . Les fonctions  $F_{ij}(r)$  dans le développement (II.4.48) (pour  $r_{N+1}$  grand), satisfont les équations radiales de Coulomb :

$$(II.4.55) \quad \left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_1(l_1+1)}{r^2} + \frac{Z}{2r} + K_1^2 \right] F_{ij}(r) = 0$$

Les solutions de cette équation sont les fonctions hypergéométriques confluentes, régulières et irrégulières  $g$  avec les formes asymptotiques :

$$(II.4.56) \quad F_{k,l_1}(r) \approx \frac{1}{r} \sqrt{K_1} \sin(\eta_1) \quad \text{lorsque } r \rightarrow \infty$$

$$(II.4.57) \quad g_{k,l_1}(r) \approx \frac{1}{r} \sqrt{K_1} \cos(\eta_1) \quad \text{lorsque } r \rightarrow \infty$$

avec :

$$(II.4.58) \quad \eta_1 = K_1 r_{N+1} - \frac{l_1 \pi}{2} + \frac{Z}{2} \log(2K_1 r_{N+1}) + \sigma_{l_1}$$

où  $\sigma_{l_1} = \arg \Gamma(l_1 + 1 - \frac{Z}{2K_1})$  est le déphasage Coulombien dépendant du moment angulaire

orbital  $l_1$ ,  $\Gamma(u)$  étant la fonction gamma. Une solution générale  $F_{ij}(r)$  peut être exprimée asymptotiquement comme une combinaison linéaire des fonctions  $f$  et  $g$ , on choisit habituellement :

$$(II.4.59) \quad F_{ij}(r) \approx \frac{1}{r} \sqrt{K_1} [\sin(\eta_1) \delta_{ij} + \cos(\eta_1) R_{ij}] \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow \infty$$

$R_{ij}$  est un élément de la matrice de réactance qui est symétrique et réelle. L'utilisation des fonctions radiales réelles données est commode dans les applications numériques. Dans la recherche de l'expression analytique de l'amplitude de diffusion, il est plus adéquat de réécrire cette équation, sous la forme :

$$F_{jj}(r_{N+1}) \approx \frac{1}{\sqrt{K_j}} (-2i \sin(\eta_j) \delta_{jj} - e^{i\eta_j} (\delta_{jj} - S_{jj})) \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow \infty \quad (\text{II.4.60})$$

$S_{jj}$  est un élément de la matrice de diffusion. La matrice de diffusion  $S$  est reliée à la matrice de réactance  $R$  par :

$$S = \frac{1+iR}{1-iR} \quad (\text{II.4.61})$$

Pour trouver la relation entre la section efficace et la matrice de diffusion, il faut séparer la fonction d'onde asymptotique donnée par l'équation (II.4.48), après substitution de  $F_{jj}$  par son expression dans l'équation (II.4.60), en une partie représentant l'expression asymptotique de l'onde coulombienne :

$$|K_j\rangle \approx \sum_{l_j m_j} e^{i\eta_j} \frac{4\pi \sin(\eta_j)}{K_j r_{N+1}} Y_{l_j m_j}^{l_j}(\theta_j, \phi_j) Y_{l_j m_j}^{l_j}(r) \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow \infty \quad (\text{II.4.62})$$

et une partie sphérique. On aura l'expression de l'amplitude de diffusion en égalisant par la suite les coefficients de  $\frac{e^{iK_j r_{N+1}}}{r_{N+1}}$  :

$$F_{jj}(\theta_j, \phi_j) = \sum_{l_j m_j} \frac{4\pi i^{l_j}}{K_j} e^{i(\sigma_{l_j} - \alpha_{l_j})} Y_{l_j m_j}^{l_j}(\theta_j, \phi_j) Y_{l_j m_j}^{l_j}(\theta_j, \phi_j) (\delta_{jj} - S_{jj}) \quad (\text{II.4.63})$$

On définit une autre matrice appelée matrice de transition qui est reliée aux matrices  $R$  et  $S$  par les relations :

$$T = 1 - S = \frac{-2iR}{1-iR} \quad (\text{II.4.64})$$

où  $1$  est la matrice unité. La section efficace totale pour l'excitation de l'ion cible de l'état  $j$  vers l'état  $i$  est ensuite obtenue en remplaçant l'amplitude de diffusion par son expression en fonction des éléments de la matrice de transition dans l'équation (II.4.47). Cette section efficace totale s'obtient en moyennant sur les états initiaux possibles de spin ( $m_{j_i} = \pm 1/2$ ) de l'électron incident et en sommant sur tous les états finaux possibles de spin ( $m_{j_f} = \pm 1/2$ ) de l'électron diffusé. On trouve alors :

Les éléments de la matrice de réactance  $R$ , et donc de la matrice de transition  $T$ , peuvent être déterminés à partir de  $F_k$  en utilisant le principe variationnel [16].

avec  $Z = z + N$

$$V_k(\bar{r}_{N+1}) \approx \frac{r_{N+1}}{2z} \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow \infty \quad \text{et} \quad \text{(II.4.69)}$$

$$V_k(\bar{r}_{N+1}) \approx \frac{r_{N+1}}{2Z} \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow 0 \quad \text{II.4.68}$$

Le potentiel  $V_k(\bar{r}_{N+1})$  est le potentiel central du type Thomas-Fermi-Dirac décrivant l'ensemble de l'effet attractif du noyau et la répulsion moyenne des électrons de la cible. Ce potentiel remplit les conditions aux limites suivantes :

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} - l_k(l_k + 1) + V_k(\bar{r}_{N+1}) + K_2^k \right) F_k(\bar{r}_{N+1}) = 0 \quad \text{(II.4.67)}$$

Les équations radiales se réduisent alors à une équation différentielle :

$$\psi_j(N+1) \approx \Phi_j(N) \delta(m_{s_j}) \left\langle Y_{l_j}^{m_{l_j}} \right\rangle_{\sigma_{N+1}} (\theta_j, \phi_j) \frac{F_j(\bar{r}_{N+1})}{F_j(\bar{r}_{N+1})} \quad \text{lorsque } r_{N+1} \rightarrow \infty \quad \text{(II.4.66)}$$

diffusion. La fonction d'onde pour le système à  $(N+1)$  électrons, se réduit à : [2]. Cette méthode consiste à négliger tout couplage entre les états du système total de corrections relativistes ajoutées à l'Hamiltonien non relativiste, a fourni d'excellents résultats ions fortement chargés tels que les ions  $Fe^{+22}$ ,  $Fe^{+25}$ , l'approximation Distorted Wave, avec des Plusieurs méthodes ont été élaborées pour le calcul de la matrice de transition. Pour les

$$\sigma(i \rightarrow j) = \frac{\pi \Omega_{ij}}{g_i K_2^i}$$

force de collision par la relation :

Le calcul des sections efficaces revient, selon la formule (II.4.65), au calcul de la matrice de diffusion. Cette matrice est déterminée en vertu de (II.4.46) par la forme asymptotique des fonctions radiales  $F_{ij}(r_{N+1})$ . La section efficace d'excitation est reliée à la

respectivement :

avec  $l_i$  et  $l_j$  représentant l'ensemble des nombres quantiques  $l_i, m_{l_i}, m_{s_i}$  et  $l_j, m_{l_j}, m_{s_j}$

$$\sigma_{ij} = \frac{\pi}{2K_2^j} \sum_{l_i, m_{l_i}, l_j, m_{l_j}} \sum_{m_{s_i}, m_{s_j}} e^{i(\alpha_{l_i} - \alpha_{l_j})} \sqrt{(2l_j + 1)(2l_i + 1)} T_{l_i l_j}^{m_{l_i} m_{l_j}} T_{l_i l_j}^{* m_{l_i} m_{l_j}} \quad \text{(II.4.65)}$$

La connaissance de la distribution d'énergie des électrons supra-thermiques présents dans un plasma est d'une grande importance dans la compréhension de la dynamique des électrons thermiques [14].

faible (quelques pour-cent) d'électrons supra-thermiques ou non-thermiques mélangée à celle de la distribution Maxwellienne, et sont liées à la génération d'une population relativement la queue haute énergie de la distribution qui présente une décroissance moins rapide que celle des électrons à celle de Maxwell se produisent [2]. Ces déviations concernent essentiellement fins de fusion contrôlée, des déviations significatives de la fonction de distribution des vitesses

## II.6 DISTRIBUTIONS D'ÉNERGIE NON-MAXWELLIENNES

Quelquefois, dans les plasmas chauds astrophysique ou produits en laboratoire à des fins de fusion contrôlée, des déviations significatives de la fonction de distribution des vitesses des électrons à celle de Maxwell se produisent [2]. Ces déviations concernent essentiellement la queue haute énergie de la distribution qui présente une décroissance moins rapide que celle de la distribution Maxwellienne, et sont liées à la génération d'une population relativement faible (quelques pour-cent) d'électrons supra-thermiques ou non-thermiques mélangée à celle d'électrons thermiques [14].

quelques coefficients d'ionisation et celle de certaines forces d'oscillateur.

L'application de ce modèle simple aux plasmas transitoires peu denses créés en laboratoire a permis d'interpréter l'évolution des phénomènes d'ionisation dans une décharge pulsée, d'évaluer l'énergie dissipée par le rayonnement d'impuetés et d'estimer la valeur de photons, et la désexcitation se fait par émission spontanée, et non par chocs électroniques.

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

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

## II.5 DISTRIBUTION DES ETATS DE CHARGE (MODELE CORONAL)

De telles études ont été entreprises par les astrophysiciens pour les divers plasmas stellaires. Ainsi, dans le cas de la couronne solaire, où les densités sont très faibles ( $10^8$  électrons par  $\text{cm}^3$ ), avec une température électronique très élevée ( $T_e > 10^6$  K), seuls certains processus restent prépondérants. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire d'un tel plasma se résume aux processus suivants : ionisation par choc  $e^-$ , recombinaison radiative et diélectronique, excitation par choc  $e^-$ , désexcitation par émission spontanée [1].

Le modèle coronal est un modèle simple dérivé de l'étude de la couronne solaire et applicable à certains plasmas stationnaires de densités faibles et de température électronique élevée. Dans les plasmas peu denses à hautes températures, l'équilibre thermodynamique est loin d'être réalisé, et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne peuvent plus être décrits par les lois simples de Saha et de Boltzmann. Il est alors nécessaire de faire une analyse de tous les processus radiatifs et de collisions qui se trouvent en compétition.

plasmas et dans les investigations sur le transport de l'énergie. Elle pourrait aussi permettre une meilleure description des phénomènes qui ne sont pas encore bien cernés.

### II.6.1 Distribution bi-Maxwellienne

Comme nous avons vu qu'il existe des distributions d'électrons non-Maxwelliennes, l'une de ces distributions souvent utilisée dans la littérature est la distribution bi-Maxwellienne.

Cette distribution est caractérisée par deux températures  $T_1$  et  $T_2$ , la plus petite  $T_1$  est associée aux électrons thermiques, et la plus grande température  $T_2$  est associée aux électrons suprathermiques. La fonction de distribution bi-Maxwellienne peut s'écrire comme [5-7,13] :

$$f(E) = (1-R)f_{T_1}(E) + Rf_{T_2}(E) \quad (\text{II.6.70})$$

où  $R$  représente la fraction des électrons suprathermiques (quelques pour cent, 2 à 10%)

$$f_T(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} \sqrt{E} \exp\left(-E/kT\right) \quad (\text{II.6.71})$$

correspond à la distribution usuelle de Maxwell.

La fonction de distribution est normalisée dans l'espace d'énergie [5] :

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = 1 \quad (\text{II.6.72})$$

### II.6.2 Distribution monoénergétique pour les électrons suprathermiques

Le 2<sup>ème</sup> type de fonction de distribution non-Maxwellienne est celle de la distribution monoénergétique. La fonction de distribution des électrons du plasma est constituée de deux termes : une Maxwellienne dont la température est voisine du keV qui décrit les électrons thermiques et une monoénergétique associée aux électrons suprathermiques dont l'énergie  $E$  reste fixe [3].

$$f(E) = (1-R)f_T(E) + Rf_{ME}(E)$$

avec :

$$f_{ME}(E) = \frac{1}{\Delta E} \quad (\text{II.6.74})$$

dans un petit intervalle de largeur  $\Delta E$  centrée sur l'énergie  $E=E_M$

$T$  : température associée aux électrons thermiques

$E_M$  : énergie associée aux électrons suprathermiques

R : fraction d'électrons suprathermiques (quelques pour cent)

La fonction de distribution est normalisée dans l'espace d'énergie

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = 1 \quad (\text{II.6.75})$$

### II.6.3 Distribution en loi de puissance pour les électrons suprathermiques

La distribution en loi de puissance dite aussi power-law est une distribution non-Maxwellienne caractérisée par deux paramètres  $E_1$  et  $\gamma$  et définie par :

$$f_{pl}(E) = \begin{cases} C E^{-\gamma} & \text{pour } E \geq E_1 \\ 0 & \text{pour } E < E_1 \end{cases} \quad (\text{II.6.76})$$

$$0 \quad \text{pour } E < E_1 \quad (\text{II.6.77})$$

où  $E_1$  est l'énergie cut-off et  $\gamma$  représente l'exposant qui est plus grand que 1.

La fonction de distribution power-law est normalisée dans l'espace d'énergie :

$$\int_{E_1}^{\infty} f_{pl}(E) dE = 1 \quad (\text{II.6.78})$$

Avec cette normalisation, on peut obtenir la constante en fonction de l'énergie  $E_1$  et  $\gamma$  :

$$C = (\gamma - 1) E_1^{\gamma-1} \quad (\text{II.6.79})$$

La fonction de distribution d'énergie power-law est alors donnée par la relation suivante :

$$f_{pl}(E) = (\gamma - 1) E_1^{\gamma-1} E^{-\gamma} \quad \text{dans le cas où l'énergie } E \geq E_1$$

La fonction de distribution totale des électrons du plasma s'écrit comme :

$$f(E) = (1 - R) f_T(E) + R f_{pl}(E) \quad (\text{II.6.80})$$

## Références

- [1] Encyclopédie Universalise, CD-ROM France S. A (1999).
- [2] M. Lamoureux, Adv. At. Mol. Phys. 31, 233 (1993).
- [3] R. Bakaya and R. R. Rausaria, J. Astrophys. 18, 57-71, (1997).
- [4] J.C. Raymond, in «*Physics of Highly-Ionized Atoms*», eds. R. Marrus, U.S.A, 189-208, (1977).
- [5] F.B. Rosmej, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. 30, L 819-L 828 (1997).
- [6] F.B. Rosmej, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. 28, L 747-L 753 (1995).
- [7] O. Peyrusse, J.C. Kieffer, C.Y. Côté and M. Chaker, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. 26, L 511-L 517 (1993).
- [8] R. Mewe, eds R. Brown and J. Lang, Universities Summer School in Physics, 168-184 (1987).
- [9] E. Kimura, S. Nakazaki, K. A. Berrington and P. H. Norrington, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. 33, 3449-3466 (2000).
- [10] DESPA, Observatoire de Paris (1998).
- [11] J. Dubau et S. Volonté, Annales de Physique Fr. 7, 455-464 (1982).
- [12] Chen Guo Xin and P. P. Ong, Phys. Rev. A, 58, pp 1183-1193 (1998).
- [13] Masumi Sato, Japanese J. of Applied Physics, Vol. 38, 242-243 (1999).
- [14] C.H. Shon, J. K. Lee, Y. Yang, and T.H. Chung, IEBE Transactions on Plasma Science, 26, December (1998).
- [15] S.W. Rachedi, thèse de Magister, Université de Tiemcen (2000).
- [16] T. Zendagui, thèse de Magister, Université de Tiemcen (1996).
- [17] Science and Vie N°891, CD-ROM, (1991).
- [18] Z. Meliani et Z. Bédrane, mémoire de fin d'études, Université de Tiemcen (2000).
- [19] A. Burgess, Astrophys. J. 139, 776, (1964).

*Le rayonnement des raies*

## **CHAPITRE III**



### III.1 INTRODUCTION

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 décale vers les courtes longueurs d'ondes.

L'étude du rayonnement X et UV émis par un plasma chaud est devenue d'une grande importance parce que l'analyse de son spectre représente un moyen utile de diagnostiquer l'état du plasma sans introduire une perturbation et permet une meilleure compréhension des propriétés atomiques des ions multi-chargés [6].

Le rayonnement émis par les plasmas chauds d'astrophysique représente une source unique d'information, les raies X émises par les ions positifs fortement chargés jouent un rôle important dans les diagnostics du plasma coronal, c'est pourquoi ces raies ont fait l'objet d'études très approfondies telles les raies émises par les ions de fer  $Fe^{+23}$  et  $Fe^{+24}$  qui sont situées dans le domaine des rayons X mous 1.48-1.90Å [9].

Les raies spectrales les plus importantes pour les diagnostics des plasmas chauds peu denses sont : la raie de résonance  $w$  ( $1s^2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ ), la raie d'intercombinaison  $y$  ( $1s^2p^3P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ ), les raies interdites  $x$  ( $1s^2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S_0$ ),  $z$  ( $1s^2s^3S_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ ) et les raies satellites  $j$  ( $1s^2p^2D_{5/2} \rightarrow 1s^2^2P_{3/2}$ ),  $q$  ( $1s^2p^1P_2s \rightarrow 1s^2s^2S_{1/2}$ ) et  $d_{13}$  ( $1s^2p^1P_3p^2D_{5/2} \rightarrow 1s^2^3p^2P_{3/2}$ ) [1].

Ces raies sont dues soit à des transitions dipolaires électriques ( $\Delta\pi = 0, \pm 1$ ,  $\Delta l = 0, \pm 1$ ) soit à des transitions dipolaires magnétiques ( $\Delta\pi = 0, \Delta l = 0, \pm 1$ ) ou des transitions quadrupolaires magnétiques ( $\Delta\pi = \pm 1, \Delta l = \pm 2$ ) bien que les probabilités des transitions dipolaires électriques sont beaucoup plus grandes que celles des transitions dipolaires et quadrupolaires magnétiques [2].

Les intensités sont comparables car plus le degré d'ionisation du plasma augmente plus les raies interdites deviennent importantes.

### III.2 LES DIFFÉRENTS TYPES DE RAYONNEMENT

L'émission de rayonnement X par les plasmas consiste en un rayonnement continu et un rayonnement discret. Le rayonnement continu se compose du rayonnement de Bremsstrahlung (ou de freinage) et de la recombinaison radiative [3].

Le rayonnement de raies est, en général, dominant dans les plasmas de la couronne solaire et les plasmas produits dans les Tokamaks actuels.

Les contributions du rayonnement de freinage et de la recombinaison radiative ne deviennent importantes qu'aux très hautes températures ( $T_e \geq 10^8$  K pour le fer).

Différents processus physiques sont à l'origine du rayonnement X émis par les plasmas :

- Le rayonnement de freinage est émis lorsqu'un électron libre, en s'approchant de près d'un ion, subit une décélération dans le champ électrique de l'ion. Mentionnons que les électrons liés de l'ion ne sont pas perturbés lors de son interaction avec l'électron libre.
- Les raies spectrales X émises par les ions fortement chargés (mais non entièrement nus) des plasmas chauds sont produites principalement par suite de leurs excitations par collisions avec les électrons libres et aussi par recombinaison diélectronique.

### III.2.1 Intensité du rayonnement émis

L'interprétation de l'intensité des raies émises permet de déterminer les conditions physiques, telles que la température et densité électronique, l'abondance d'un «élément chimique» ainsi que l'état d'ionisation, régnant dans chaque région de l'atmosphère solaire. Dans les plasmas de fusion par confinement magnétique, cette technique spectroscopique joue un rôle très 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.

Si l'énergie en erg/s émise dans toutes les directions de l'espace à la fréquence  $\nu_j$  lorsqu'un ion effectue une transition d'un niveau  $j$  vers un niveau inférieur  $i$  est, par définition, l'émissivité par unité de volume de la raie :

$$\epsilon(j \rightarrow i) = N_j A(j \rightarrow i) h\nu_j \quad (\text{III.2.1})$$

$A(j \rightarrow i)$  est la probabilité d'émission spontanée et  $N_j$  est la population du niveau supérieur. Cette population est déterminée par tous les processus susceptibles de peupler et dépeupler le niveau  $j$ , elle est donnée par :

$$N_j(\text{ion}) = \frac{N_j(\text{ion})}{N(\text{ion})} \frac{N(\text{el})}{N(\text{H})} \frac{N(\text{H})}{n_e} n_e \quad (\text{III.2.2})$$

où  $N_j(\text{ion})/N(\text{ion})$  représente la population du niveau  $j$  relative à la population totale de l'ion,  $N(e)/N(H)$  est l'abondance relative de l'élément.

Le rapport  $N(\text{ion})/N(e)$  exprime la concentration de l'ion relative aux autres états d'ionisation et  $N(H)/n_e$  représente la densité d'hydrogène relative à la densité des électrons.

Pour les raies optiquement minces, l'émission totale  $I(j \rightarrow i)$  à partir de la région  $R$  est :

$$I(j \rightarrow i) = \int_R \epsilon(j \rightarrow i) dv \quad (\text{III.2.3})$$

l'émissivité  $\epsilon$  étant en fonction de la température  $T_e$  et de la densité  $n_e$  du milieu émissif [4,9].

### III.2.2 Les différents modèles utilisés pour interpréter les spectres X

Une compréhension approfondie de la libération de l'énergie primaire des éruptions solaires exige la classification des mécanismes d'accélération des électrons. L'émission de rayonnement X de la phase impulsive des éruptions constitue incontestablement le meilleur diagnostic puisqu'elle est produite directement par les électrons rapides qui ont été accélérés durant le processus de la libération de l'énergie.

Deux types de modèles ont été construits, dans la littérature pour interpréter les spectres X durs observés lors de la phase impulsive : thermique et non-thermique. La qualité et la quantité des données observationnelles n'est pas suffisante, jusqu'à présent, pour permettre la sélection d'un modèle bien défini [5].

#### a. Modèle thermique

Il a été suggéré par Chubb *et al.* [11]. Dans ce modèle, le rayonnement X a comme origine le Bremsstrahlung d'un plasma isotherme ou quasi-isotherme, très chaud, confiné par le champ magnétique. Les électrons sont accélérés par une compression adiabatique [12-14] et sont alors caractérisés par une distribution de vitesses Maxwellienne avec une température bien déterminée [15]. Pour interpréter les spectres d'observation à l'aide de ce modèle thermique, il a fallu faire intervenir un domaine de température supérieure à  $5 \times 10^8 \text{K}$ .

#### b. Modèle non-thermique

Une population d'électrons, vraisemblablement les électrons de la queue de la distribution de Maxwell [16], est accélérée à des énergies bien supérieures à l'énergie thermique du plasma ambiant, d'une dizaine de keV jusqu'aux énergies relativistes (plusieurs centaines de keV) [17, 18]. La plupart de ces électrons demeure dans l'atmosphère solaire où ils peuvent pénétrer dans des couches profondes vers la chromosphère fournissant alors leurs excès d'énergie cinétique dans les interactions avec le plasma ambiant.

L'énergie transportée par les électrons dans ce modèle représente une fraction appréciable de l'énergie totale de l'éruption, tandis que dans le modèle thermique, le montant de l'énergie est beaucoup moins substantiel [19].

Parmi les mécanismes de production des électrons non-thermiques, il a été suggéré les champs électriques et les gradients de température. Les effets d'un champ électrique sur la distribution d'électrons rapides dans un plasma ont été discutés par Gurevitch *et al.* [20]. Certains auteurs supposent que le champ électrique généré par des champs magnétiques évolutifs avec des instabilités est le principal responsable de la production d'électrons non-thermiques.

### III.2.3 Fréquence cyclotronique des électrons supra-thermiques

Quand un électron se déplace dans un champ magnétique, en l'absence de collisions sur les ions, il décrit une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de force du champ en émettant un rayonnement dont la fréquence, connue sous le nom de fréquence cyclotron, ou fréquence de Larmor, ne dépend que de l'intensité du champ :

$$f = \frac{eB}{2m}$$

(III.2.4)

telles que  $e$  et  $m$  étant respectivement la charge et la masse de l'électron.

Cette formule est valable dans le cas des électrons de faible énergie, comme ceux dont le mouvement correspond uniquement à l'agitation thermique. Le rayonnement est alors peu intense, et on montre que, généralement, il ne peut se propager dans le milieu où il est émis, ni par suite être rayonné dans l'espace.

En revanche, quand l'énergie  $c$ 'est-à-dire la vitesse  $v$  des électrons, augmente à la suite d'une accélération par un processus quelconque (on parle alors d'électrons supra-thermiques),

la fréquence de Larmor devient :

$$f' = f \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

(III.2.5)

c étant la vitesse de la lumière, et, ce qui est plus important, il apparaît une émission sur les harmoniques de la fréquence de Larmor, qui se propage sans encombre jusqu'à la Terre.

Ce rayonnement se fait donc sur des fréquences discrètes, l'intensité émise sur chaque harmonique dépendant de l'ordre de cet harmonique et de la vitesse de l'électron : plus cette vitesse est grande, plus l'ordre des harmoniques émis est élevé. Les formules donnant l'intensité de ce rayonnement (connu sous le nom de rayonnement gyromagnétique) ne sont pas simples.

### III.3 RAYONNEMENT DES RAIES

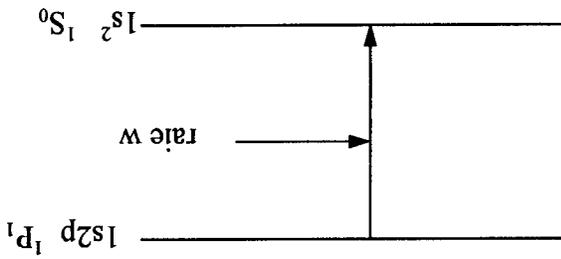
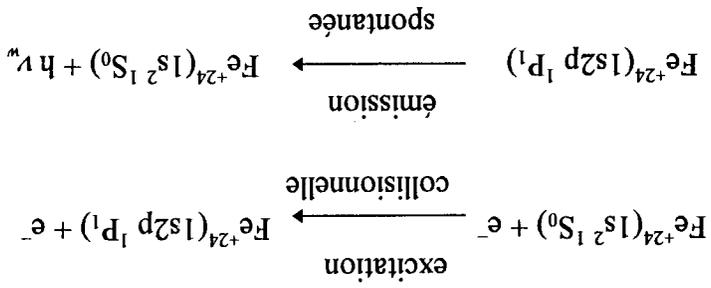
Les principales raies utilisées dans les diagnostics sont : la raie de résonance  $w$ , la raie d'intercombinaison  $y$ , les raies interdites  $x$ ,  $z$  et les raies satellites  $j$ ,  $q$  et  $d13$  [1].

#### III.3.1 Raie de résonance $w$

La raie de résonance désignée  $w$  est émise par les ions héliumoides et correspond à la transition :  $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  qui est de type dipolaire électrique ( $\Delta l = 1, \Delta L = 1, \Delta S = 0$ ). Pour l'ion considéré  $Fe^{+24}$ , la longueur d'onde de la raie est  $\lambda = 1,8500\ \text{\AA}$  [7, 25].

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  $1s^2\ ^1S_0$  avec une probabilité  $A = 4,63 \times 10^{14}\ s^{-1}$ .

Schématiquement on a :



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

$$(III.3.6) \quad -N(Fe^{+24}(1s2p\ ^1P_1))A + N(Fe^{+24})N_e C_w = 0$$

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

$$(III.3.7) \quad I_w = h\nu_w N(Fe^{+24}(1s2p\ ^1P_1))A = h\nu_w N(Fe^{+24})N_e C_w$$

avec, 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 donné par [6] :

$$C_w = \frac{8.63 \cdot 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \Omega (1s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 1s2p \ ^1P_1) \exp\left(-\frac{\Delta E_w}{KT_e}\right) \quad (\text{III.3.8})$$

$\Delta E_w$  : seuil d'excitation à partir du fondamental ( $1s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 1s2p \ ^1P_1$ )

$$\Delta E_w = 492.46 \text{ Ry} \quad [6].$$

$\Omega$  est défini par [9] :

$$\Omega(i \rightarrow r) = \int_0^i \Omega(i \rightarrow r) \exp\left(-\frac{e \Delta E_{ir}}{k T_e}\right) de \quad (\text{III.3.9})$$

telle que :

$e$  est l'énergie des électrons incidents rapportée au seuil d'excitation.

$\Omega(i \rightarrow r)$  : force de collision pour la transition ( $i \rightarrow r$ ).

### III.3.2 Raie interdite z :

C'est une raie émise par les ions héliumoides due à la transition  $1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$

qui est de type dipolaire magnétique relativiste.

Elle est appelée raie interdite car elle correspond à une transition entre deux niveaux de même parité. Pour l'ion considéré  $Fe^{+24}$ , la longueur d'onde de la raie est  $\lambda = 1.86801 \text{ \AA}$ .

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  $1s^2$ .

2- Cascades radiatives à partir sur tout 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.

Les niveaux  $1s2s \ ^3S_1$  se dépeuple par émission spontanée vers le niveau fondamental avec une probabilité  $A = 2.09 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

Les deux  $1^{er}$  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 isoélectronique de Li ont été les  $1^{er}$  à être étudiées. Gabriel et Jordan [10] ont classé pour les  $1^{er}$  fois les raies satellites dues à des transitions du type  $1s2p \rightarrow 1s^2nl$  ( $n \geq 2$ ) associées aux transitions parentes  $1s2p \rightarrow 1s^2$  en présence d'un électron spectateur nl.

Les raies satellites sont des raies émises lors des stabilisations radiatives des niveaux doublement excités situés au-dessus de la première limite d'ionisation [6]. Ces raies essentiellement observées dans le spectre d'émission des plasmas astrophysique et de laboratoire de hautes températures, apparaissent comme des satellites dans le spectre à côté des raies de résonance des atomes fortement ionisés. Le niveau supérieur d'une raie satellite est peuplé principalement par deux types de processus : excitation de couche interne par impact d'électrons et capture diélectronique. Les autres processus pouvant contribuer à leur peuplement sont l'excitation simultanée de deux électrons et l'ionisation de couche interne par impact d'électrons [7].

### III.3.5 Raies satellites

Dans le cas de  $Fe^{+24}$ , considéré ici, la longueur d'onde est  $\lambda = 1.85947\text{\AA}$ . 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  $1s^2^1S_0$  avec une probabilité  $A = 4.26 \times 10^{13} s^{-1}$ .

$$(\Delta J = 1, \Delta \pi = 1)$$

intermédiaire

La raie d'intercombinaison désignée y est émise par l'ion héliumlike et correspond à la transition  $1s2p^3P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$  qui est une transition dipolaire électrique en couplage

### III.3.4 Raie d'intercombinaison y

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  $1s^2^1S_0$  avec une probabilité  $A = 6.55 \times 10^9 s^{-1}$  et vers le niveau  $1s2s^3S_1$  avec une probabilité  $A = 1.438 \times 10^9 s^{-1}$ .

$$\lambda = 1.85519\text{\AA}$$

La raie interdite désignée x est émise par l'ion héliumlike et est associée à la transition  $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2^1S_0$  qui est une transition de type quadrupolaire magnétique ( $\Delta J = 2, \Delta L = 1, \Delta S = 1$ ). Pour l'ion considéré  $Fe^{+24}$ , la longueur d'onde de la raie est

### III.3.3 Raie interdite x

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  $n \geq 3$  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 se confondre avec elles.

Le profil et l'intensité des raies parentes se trouvent ainsi modifiées, 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 les intensités des raies de résonance et d'intercombinaison devient négligeable.

Car les niveaux autoionisants correspondants ont tendance à se découpler essentiellement par autoionisation entraînant une diminution des intensités de ces raies qui devient négligeable. Dans le cas présent, on s'intéresse aux raies satellites issus des niveaux  $n=2$  (configurations  $1s2s2p$  et  $1s2p^2$ ) [10]. Parmi ces raies, la raie de recombinaison diélectronique  $j$  et la raie d'excitation de couche interne  $q$  sont les plus intenses.

Les intensités relatives des raies satellites par rapport à leur raie parente fournissent des méthodes de diagnostic des plasmas de hautes températures et de faibles densités électroniques ( $n_e < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) tels que ceux observés dans la couronne solaire, lors d'éruptions dans les Tokamaks [21-23]

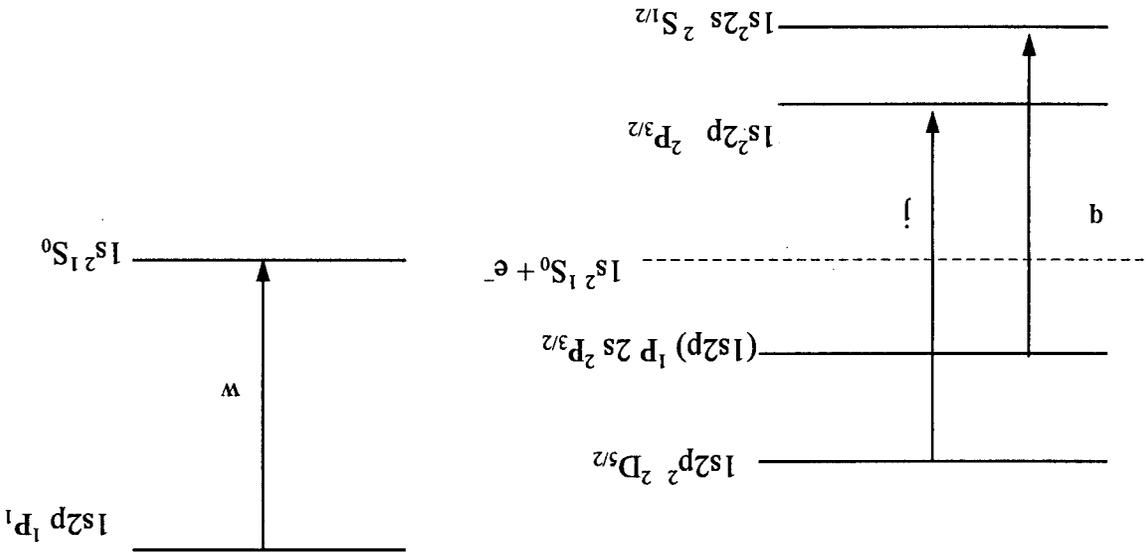


Figure 1 : diagramme des niveaux d'énergie montrant la raie formée par excitation de

collisionnelle  $w$ , la raie de recombinaison diélectronique  $j$  et la raie d'excitation de couche interne  $q$  [7].

**a - Raie de recombinaison diélectronique !**

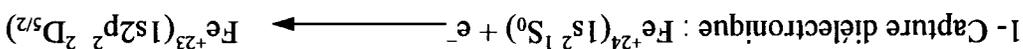
Les raies satellites de recombinaison diélectronique sont essentiellement observées dans les plasmas astrophysique et de laboratoire de hautes températures ( $10^6 \leq T_e \leq 10^8$  K) [10].

La raie j est une raie de recombinaison diélectronique émise par des ions lithumoides correspondant à la transition :  $1s^2 p^2 \ ^2 D_{5/2} \rightarrow 1s^2 2p^2 \ ^3 P_{3/2}$  [8, 25, 26].

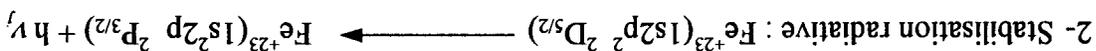
Dans notre cas  $Fe^{+23}$  la longueur d'onde de la raie est  $\lambda = 1.8660 \text{ \AA}$ .

Le niveau supérieur de la transition est formé presque exclusivement par capture diélectronique dans le cas des plasmas de faibles densités car presque tous les ions lithumoides sont dans leur niveau fondamental :  $1s^2 s^2 \ ^2 S_{1/2}$  et le taux d'excitation collisionnelle pour la transition :  $1s^2 s^2 \ ^2 S_{1/2} \rightarrow 1s^2 p^2 \ ^2 D_{5/2}$ , qui implique une excitation double, est négligeable devant celui de capture diélectronique.

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



niveau autoionisant



La raie j est issue du niveau doublement excité  $1s^2 p^2 \ ^2 D_{5/2}$  situé au dessus de la 1<sup>ère</sup> limite d'ionisation  $1s^2$  et converge vers le niveau excité  $1s^2 p$  de l'ion héliumoides, cette raie est dipolaire électrique associée à la transition parente :  $1s^2 p \ ^1 P_1 \rightarrow 1s^2 1S_0$  (raie w en présence d'un électron spectateur 2p) [24].

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

$$(III.3.10) \quad N(1s^2 p^2 \ ^2 D_{5/2}) = N(1s^2 1S_0) N_e \frac{Q_{sd}}{\sum_p A_{sp} + \sum_{sI} A_{sI}}$$

avec :

$\sum_p A_{sp}$  : somme des probabilités d'autoionisation dans les divers continus disponibles.

$\sum_{sI} A_{sI}$  : somme des probabilités de transition radiative à partir du niveau autoionisant. On

prend  $T_e$  en Kelvin.

L'intensité de la raie j est donnée par la relation suivante :

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

(III.3.11)

Avec :

 $F_1$  : facteur de température de la raie j donnée par la relation suivante :

$$F_1(T_e) = 2.071 \cdot 10^{-16} T_e^{-3/2} \exp(-5.45 \cdot 10^7 / T_e)$$

(III.3.12)

 $F_2$  : facteur atomique de la raie j donnée [10]:

$$F_2 = \frac{g_s A_{si} A_{sk}}{g_{i_0} A_s A_R}$$

(III.3.13)

 $A_{sk}^R$  : Probabilités de transition radiative  $1s^2 2p^2 D_{5/2}(s) \rightarrow 1s^2 2p^2 P_{3/2}(k)$ 
 $A_{i_0}^a$  : p probabilité d'autoionisation du niveau  $1s^2 2p^2 D_{5/2}(s)$  vers l'état fondamental  $1s^2 1S_0(i_0)$  de l'ion recombinant  $\text{Fe}^{+24}$ 
 $g_s$  : poids statistique du niveau autoionisant

 $g_{i_0}$  : poids statistique du niveau initial
on a :  $g_s = 6, g_{i_0} = 1$ 

$$F_1^2 = 5.060 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

(III.3.15)

L'énergie de capture de l'électron  $E_a$  prend la valeur suivante [25]:
 $E_a = 4.7 \text{ keV}$  pour la raie satellite j du fer.
Or le niveau  $1s^2 2p^2 D_{5/2}(s)$  se désexcite radiativement essentiellement vers le niveau
 $1s^2 2p^2 P_{3/2}$ , les autres transitions de stabilisation radiative ont des probabilités négligeables [6].
Par ailleurs, le niveau  $1s^2 2p^2 D_{5/2}(s)$  se dépeuple aussi par autoionisation principalement vers leniveau fondamental  $1s^2 1S_0$  de l'ion recombinant  $\text{Fe}^{+24}$ .

### b - Raie d'excitation de couche interne q

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

 $1s^2 p(P) 2s^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 S_{1/2}$ . Pour l'ion considéré  $\text{Fe}^{+23}$ , la longueur d'onde de la raie est  $\lambda = 1.8610 \text{ \AA}$ .

C'est une raie satellite émise par les ions lithumoides et est associée à la transition :  $1s2p(^1P)2s^2P_{3/2} \rightarrow 1s^22s^2S_{1/2}$ . Pour l'ion considéré  $Fe^{+23}$ , la longueur d'onde de la raie est  $\lambda = 1.8610 \text{ \AA}$ .

Le niveau supérieur  $1s2p(^1P)2s^2P_{3/2}$  peut être peuplé soit par :

- Excitation de couche interne par impact d'électrons 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  $2$  électrons 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 au  $1^{\text{er}}$  processus.

La raison est que, d'après le principe de microréversibilité, le taux de capture diélectronique et la probabilité d'autoionisation sont liés et puisque la probabilité d'autoionisation est très faible il s'ensuit que le processus de capture diélectronique est négligeable dans le peuplement du niveau  $1s2p(^1P)2s^2P_{3/2}$ .

La probabilité d'autoionisation est égale à :

$$A_a [1s2p(^1P)2s^2P_{3/2} \rightarrow 1s^21S_0 + e^-] = 7.712 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

Le niveau autoionisant  $1s2p(^1P)2s^2P_{3/2}$  peut se dépeupler par transition radiative vers le fondamental  $1s^22s^2S_{1/2}$  avec une forte probabilité. En effet on a :

$$A_r [1s2p(^1P)2s^2P_{3/2} \rightarrow 1s^22s^2S_{1/2}] = 4.74 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

Ce qui montre bien que  $A_r$  est  $10^4$  fois plus grande que  $A_a$ . Le processus de formation de la raie  $q$  correspond bien à l'excitation de couche interne [6].

### c - Raie satellite d13

C'est une raie de recombinaison diélectronique émise par des ions lithumoides, similaire à la raie  $j$  sauf qu'elle correspond à la transition avec  $n=3$  au lieu de  $n=2$ , soit  $1s2p(^1P)3p^2D_{5/2} \rightarrow 1s^23p^2P_{3/2}$ . Dans notre cas  $Fe^{+23}$  la longueur d'onde de la raie est  $\lambda = 1.853 \text{ \AA}$  [25].

L'intensité de la raie d13 est donnée par la relation suivante :

$$I = h \nu_j N_e N(Fe^{+24}) F_1(T_e) F_{sk}^2$$

(III.3.16)

avec :  $F_1$  : facteur de température de la raie d13 donnée par la relation suivante :

$$F_{d13}^1(T_0) = 2.071 \cdot 10^{-16} T_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{6.73 \cdot 10^7}{T_e}\right) \quad \text{(III.17)}$$

$F_{sk}^2$  : facteur atomique de la raie d13 donnée :

$$F_{sk}^2 = \frac{g_s}{g_{i0}} \frac{A_{sk} A_{si0}}{A_{sk} A_{si0}} \quad \text{(III.18)}$$

où  $A_s^{tot} = \sum_{l=1}^l A_{sl}^r + \sum_{a=1}^p A_{sa}^a$  (III.19)

$g_s$  : poids statistique du niveau autoionisant

$g_{i0}$  : poids statistique du niveau initial

$$F_{d13}^2 = 1.68 \cdot 10^{14} s^{-1} \quad \text{(III.20)}$$

L'énergie de capture de l'électron  $E_s$  prend la valeur suivante [25] :  $E_s = 5.8 \text{ keV}$  pour la raie satellite d13 du fer.

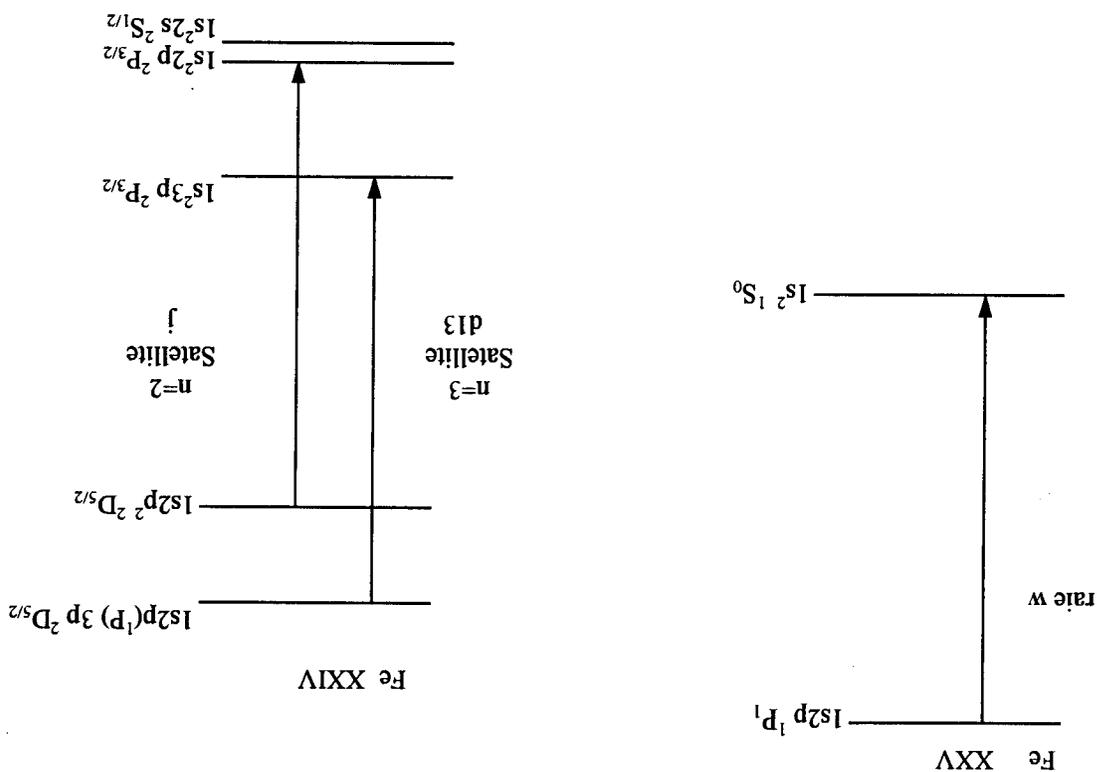


Figure 2 : diagramme des niveaux d'énergie montrant la raie de résonance w et les deux raies de recombinaison diélectronique j et d13 [7].

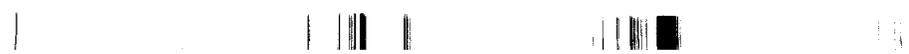
## Références

- [1] E. Kimura, S. Nakazaki, K. A. Berrington and P. H. Norrington, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, **33**, 3449-3466 (2000).
- [2] T. Zendagui, thèse de Magister, Université de Tiemcen (1996).
- [3] A.H. Gabriel et H. E. Mason, in « *Applied Atomic Collision Physics* », eds. H. S. W. Massey and D.R. Bates, **1**, p 345 (1982).
- [4] K.P. Dere et H. E. Mason, dans « *Solar Active Regions* » (ed. Franck et Q. Orrall), 163-164, **129** (1981).
- [5] M.K. Inal, thèse de Doctorat de 3<sup>ème</sup> cycle, Université de Paris-Sud Orsay (1984).
- [6] Z. Meliani et Z. Bédrane, mémoire de fin d'études, Université de Tiemcen (2000).
- [7] R. Mewe, eds. R. Brown and J. Lang, *Universities Summer School in Physics* pp168-184, (1987).
- [8] F.B. Rosmej, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, F. Flora, P. Di. Lazzaro, T. Letardi, A. Grilli, A. Reale, A. Palladino, G. Tomassetti, A. Acafati and L. Reale, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **31**, L921-1931 (1998).
- [9] S.W. Rachedi, thèse de Magister, Université de Tiemcen (2000).
- [10] J. Dubau et S. Volonté, *Annales de Physique. Fr.*, **7**, 455-464 (1982).
- [11] T.A. Chubb, H. Friedman, R.W. Kreplin, *J. Geophys. Res.* **71**, 3611 (1966).
- [12] C.J. Crannel, Frost, K. J., Mätzler, C., Ohki, K., et Saba, *Astrophys. J.* **223-620** (1978).
- [13] C. Mätzler, T. Bai, C.J. Crannel, et K.J. Frost, *Astrophys. J.* **223**, 1058 (1978).
- [14] M. J. Eican, *Astrophys. J.* **226**, L 99 (1978).
- [15] S. R. Kane et K. A. Anderson, *Astrophys. J.* **162**, 1003 (1979).
- [16] L. A. Fisk, dans R. L. Carovillano et J. M. Forbes (eds), « *Solar-Terrestrial Physics* », **201**, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland (1983).
- [17] T. L. Cline et F.G. McDonald, *Solar Phys.* **5**, 507 (1968).
- [18] R. P. Lin et H.S. Hudson, *Solar Phys.* **17**, 412 (1971).
- [19] J. C. Brown, D. B. Melrose et D. S. Spicer, *Astrophys. J.* **228-592** (1979).

- [20] A.V. Gurevitch, Ya.S. Dimant, Yu.N. Dnestrovski, et A.P. Smirnov, *Sov. J. Plasma Phys.* **5**, 437 (1979).
- [21] A.H. Gabriel, C. Jordan, case studies in « Atomic Collision Physics » **2**, (eds. E.W. Daniel, M.R.C. Dowell), North Holland Amsterdam, 209, (1972).
- [22] L.P. Presnyakov, *Sov. Phys. Usp.* **19**, 387, (1976).
- [23] J. Dubau, S. Volonté, *Rep. Prog. Phys.* **43**, 199, (1980).
- [24] A. Burgess, *Astrophys. J.* **139**, 776, (1964).
- [25] J.F. Seely, U. Feldman, and G.A. Doschek, *Astrophys. J.* **319**, 541-554, (1987).
- [26] A.H. Gabriel and K. J. H. Phillips, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **189**, 319-327, (1979).

*L'observation spectroscopique du  
rayonnement X*

**CHAPITRE IV**



## IV.1 INTRODUCTION

Depuis lors, les émissions X sont utilisées en analyse chimique pour caractériser les éléments. Elles servent également à la mise en évidence d'éléments radiatifs formés au cours des réactions nucléaires et dans le diagnostic des plasmas de laboratoire et des plasmas astrophysiques.

Les plasmas très chauds, dont la température est de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de millions de Kelvins, sont étudiés en laboratoire pour réaliser sur terre de façon contrôlée la fusion thermonucléaire, à l'image de ce qui se passe dans les étoiles, où elle est la source qui fournit l'énergie qu'elles rayonnent [11].

L'interprétation des spectres de haute résolution des raies d'émission d'ions très chargés, à l'état hydrogène-, hélium- ou lithium-oides, faisant appel à un modèle de plasma thermique pur, c'est à dire que les électrons libres sont caractérisés par des distributions de vitesses isotropes Maxwelliennes, rencontre souvent des difficultés insolubles. Pour tenter d'expliquer ces spectres, Haug en 1979 et Gabriel *et al.* 1983 suggèrent l'existence à l'intérieur des plasmas, d'une faible population d'électrons suprathermiques d'énergies  $\geq 7\text{keV}$  [1].

L'étude des spectres 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 électronique, présence d'électrons non-thermiques) qui règnent dans le plasma rayonnant [5].

## IV.2 L'OBSERVATION SPECTROSCOPIQUE

Une grande partie des ondes électromagnétiques qui se propagent dans l'univers est arrêtée par l'atmosphère terrestre ou l'ionosphère avant d'atteindre la surface de la Terre. Pour faire des observations, on utilise des fusées, des satellites artificiels et des sondes spatiales transportant des récepteurs au-dessus de l'ionosphère ou de l'atmosphère.

L'observation astronomique a été longtemps limitée à l'utilisation des ondes à laquelle l'œil humain est sensible, c'est-à-dire celles dont la longueur d'onde est comprise entre 0.4 et 0.8  $\mu\text{m}$ .

L'observation spectroscopique consiste à déterminer :

- La direction précise dans laquelle se trouve la source et les caractéristiques apparentes de celle-ci (forme et étendue), de manière à pouvoir l'identifier à un objet visible.

Ces ondes peuvent mesurer le champ électrique, le champ magnétique, la densité et l'énergie des particules chargées. Les méthodes électromagnétiques d'analyse des plasmas sont relativement variées : spectroscopie (analyse des intensités des raies émises ou absorbées, pour la détermination des abondances des éléments, de leur élargissement spectral, pour la mesure des températures ioniques, ou de leur décalage en longueur d'onde par effet Doppler, pour la mesure des vitesses d'écoulement), émission, absorption, réfraction, transmission, diffusion Thomson (détermination des densités et des températures des espèces ionique et électronique), interférométrie (mesure de la densité électronique), analyse des changements de polarisation par effet magnéto-optique (mesure du champ magnétique) [2, 11].

Les principales méthodes d'analyse des plasmas sont des méthodes faisant appel au rayonnement électromagnétique. C'est particulièrement vrai pour l'étude des plasmas astrophysiques pour lesquels le rayonnement émis constitue la seule information qui nous parvienne.

#### **IV.4 DIAGNOSTIC DES PLASMAS CHAUDS PEU DENSES**

Mentionnons que l'observation du spectre d'émission de rayonnement X des plasmas astrophysiques a été rendue possible grâce aux satellites équipés de spectromètres, tournant à plusieurs centaines de km au dessus de l'atmosphère terrestre (qui filtre les radiations X) [9].

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 excitations et les transport des impuretés, les pertes radiatives et les écarts à l'équilibre d'ionisation [9].

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 la densité électronique, l'abondance d'un élément chimique ainsi que l'état d'ionisation [6-8].

#### **IV.3 UTILISATION DE LA SPECTROSCOPIE X**

- L'intensité du rayonnement et ses variations dans le temps ainsi que son spectre de fréquences;
- L'état de polarisation des ondes émises, qui renseigne sur l'existence et les propriétés du champ magnétique dans la source et sur le parcours entre la source et la Terre, état généralement lié au mécanisme d'émission des ondes [2].

La technique d'empilement des multicouches très fines, qui se développe rapidement, permet d'envisager l'extension de la réflexion de Bragg vers les grandes longueurs d'onde. Ces grandes incidences sont dictées par les propriétés optiques des matériaux dans ce domaine.

Il n'existe pas d'analyseurs capables de couvrir tout le domaine de longueurs d'onde appartenant aux rayons X. La diffraction par les cristaux est soumise à la condition de Bragg, qui impose à la longueur d'onde d'être inférieure à deux fois la distance séparant deux plans atomiques dans le cristal. Celle-ci varie de un à quelques dixièmes de nanomètres pour les cristaux usuels.

#### IV.5.2 Principes de divers montages

On voit donc que les principaux éléments entrant dans la constitution d'un appareil de spectrographie à rayons X doivent en général être les suivants: une enceinte à vide, une optique d'entrée formée de diaphragmes ou de miroirs sous grande incidence, un ou plusieurs analyseurs spectraux et le détecteur de rayonnement. Pour les longueurs d'onde inférieures à 0.2 nm, l'enceinte à vide n'est pas nécessaire [10].

#### IV.5.1 Principaux éléments constituant un spectrographe

Dans les années 1990 sont apparus des lasers à rayons X qui permettent d'envisager l'extension des méthodes d'investigation optique aux longueurs d'onde du domaine des rayons X. Ce mouvement intéresse surtout la partie des énergies relativement basses du vaste domaine couvert par l'appellation des rayons X.

#### IV.5 ASPECT INSTRUMENTAL

Le spectre des raies X produites par les ions héliumoides fortement chargés est souvent utilisé 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 électronique ainsi que le rapport d'abondance des ions à l'état lithumioide par rapport à l'état héliumioide [7].

On utilise le fait que l'énergie d'une raie X caractéristique dépend du nombre d'électrons de l'émetteur, donc de sa charge. À partir de l'observation des émissions X, il est ainsi possible d'identifier les ions de charges différentes présents dans le plasma et de déterminer leur abondance.

Les progrès des années 1990 concernent surtout les résolutions spatiales et temporelles dans l'analyse des processus physiques dans les plasmas, dont on arrive à obtenir l'image avec une précision de l'ordre du micromètre et surtout des temps d'analyse plus petits que la picoseconde ( $10^{-12}$ s).

Les principaux spectromètres employés dans le domaine X sont constituées d'un cristal, comme élément dispersif, et d'un compteur proportionnel, comme élément récepteur. Il est

Tout spectromètre utilise un élément dispersif, qui sépare les différentes raies d'un rayonnement polychromatique, en imposant à chacune une direction bien déterminée fonction de la longueur d'onde, et un élément récepteur qui enregistre l'intensité de chacune de ces

### IV.5.3 Spectromètre utilisé

un dispositif optique additionnel est nécessaire [11].

l'holographie et la photographie; la luminosité est forte; comme pour les réseaux plans, - **Réseau par transmission** : ces réseaux sont obtenus par des procédés combinant

holographie.

- **Réseau toroidal** : ce réseau est de forte luminosité et nécessairement fabriqué par

sans rotation des angles d'entrée et de sortie.

- **Réseau plan** : il doit être associé à une optique à miroir chargée de focaliser le faisceau, la résolution dépend de ce dispositif, il est utilisé pour le balayage d'un spectre

la séparation des ordres d'interférence.

- **Réseau sphérique, double (avec miroir intermédiaire)** : ce système permet

compris entre 500 et 10 000.

mince déposée sous vide), ce système est d'un pouvoir de résolution généralement sur terre, réplique, holographique) et de la nature de la surface (couche métallique - **Réseau sphérique, simple** : ici, la luminosité dépend du type de réseau (gravé

spectral pour tout angle d'incidence, utile dans le cas de sources ponctuelles brillantes.

- **Cristal courbe convexe** : système de luminosité faible et de large domaine

nécessite la rotation du cristal.

aux courtes longueurs d'onde, pour les sources ponctuelles, le balayage du spectre - **Cristal courbe concave** : système focalisant de grande luminosité, il est utilisable

- **Cristal plan, double** ; système de haute résolution et de luminosité faible.

l'étendue de la source, il est utilisable par transmission aux courtes longueurs d'onde.

la dispersion et le pouvoir de résolution dépendent des dimensions de l'appareil et de - **Cristal plan, simple** ; montage le plus facile à réaliser et de luminosité moyenne,

On peut citer:

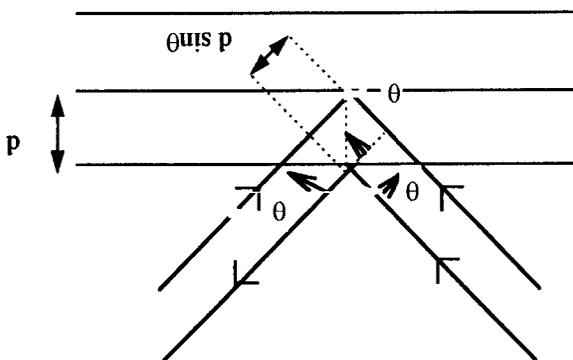
Le principe de fonctionnement des satellites est pratiquement le même à la différence que le cristal et le compteur restent fixes et c'est le satellite qui tourne autour de lui même à la vitesse  $\varphi$ . Son axe de rotation fait un angle  $\delta$  avec le centre du Soleil.

Les rayons diffusés seront captés en tournant le compteur avec une vitesse angulaire constante égale à  $2w$  où  $w$  est la vitesse de rotation du cristal.

Pour cette valeur de  $\theta$  on observera un faisceau diffracté. Les faisceaux diffractés par le cristal tournant sont détectés habituellement par un compteur proportionnel à gaz. Ce type de compteur qui enregistre un signal proportionnel à l'intensité du faisceau diffracté est analogue à celui d'une tube de Geiger fonctionnant à une tension nettement inférieure au seuil de décharge.

Le spectre d'un rayonnement X est analysé en faisant tourner le cristal autour d'un axe perpendiculaire au faisceau incident et en sélectionnant une seule famille de plans réticulaires. Lorsque le cristal tourne, cette famille de plans réticulaires fait avec le faisceau incident un angle  $\theta$  qui varie d'une manière continue. A chaque valeur de  $\lambda$  comprise dans le faisceau incident correspond une valeur de  $\theta$  qui vérifie la formule de Bragg [3].

**Figure 1:** illustration de la relation de Bragg



ou  $n$  est l'ordre de diffraction (souvent  $n=1$ ),  $\lambda$  est la longueur d'onde des rayons X,  $\theta$  représente l'angle que fait le faisceau incident avec une famille de plans réticulaires parallèles du cristal, et  $d$  est l'équidistance de ces plans [4].

$$n \lambda = 2 d \sin \theta \quad (\text{IV.5.1})$$

de Bragg :

bien connu que la diffraction d'un faisceau parallèle de rayons X par les cristaux obéit à la loi

La loi de Bragg s'exprime alors :

$$\lambda = 2d (\sin \alpha \cos \delta + \sin \delta \cos \alpha \cos \varphi) \quad (\text{IV.5.2})$$

L'angle que fait le faisceau incident avec le cristal varie alors avec chaque rotation du satellite de  $\alpha - \delta$  à  $\alpha + \delta$ . Ce spectromètre est caractérisé aussi par un pouvoir de résolution  $\Delta\lambda_0 = 3.27 \cdot 10^{-3} n d \sin \delta \cos \alpha \sin \varphi$  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  $\varphi$  i.e. le domaine de rayons X étudié. Dans les satellites actuels, la précision varie pour obtenir un pouvoir de résolution d'angle  $\delta$  contrôlé entre  $0.7^\circ$  et  $1.7^\circ$  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 12 s à 20 s [1].

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.

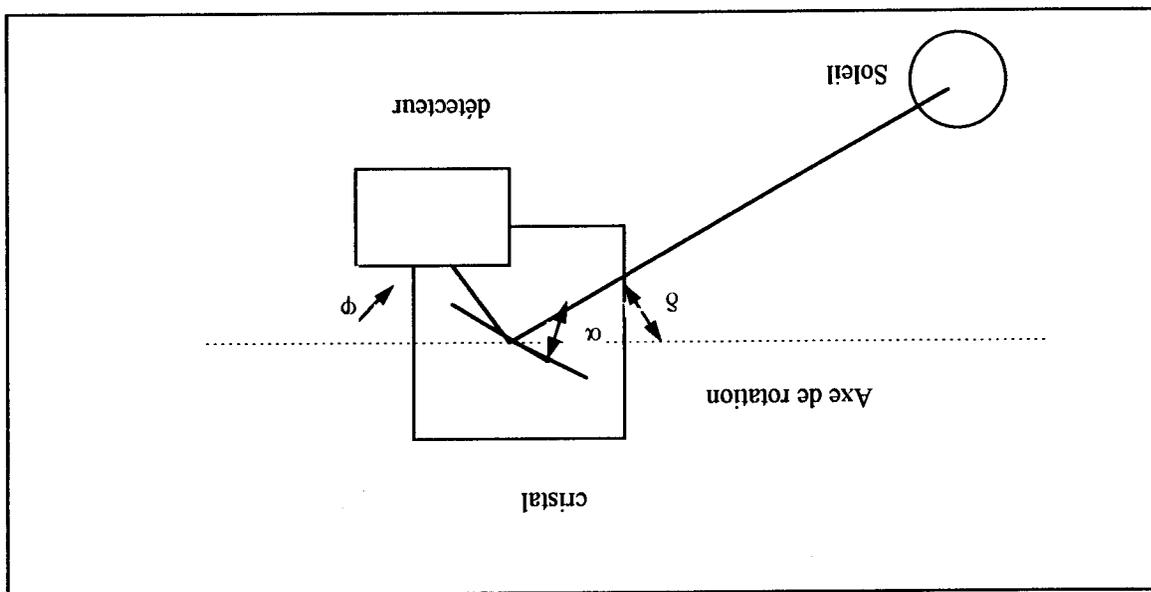


Figure 2: Le principe du spectroscopie de Bragg

## Références

- [1] M.K. Inal, thèse de Doctorat de 3<sup>ème</sup> cycle, Université de Paris - Sud Orsay (1984).
- [2] Encyclopédie Universalis, France S.A (1997).
- [3] M. Lamoureux, Adv. At. Mol. Phys. **31**, 233 (1993).
- [4] Z. Meliani et Z. Bédrane, mémoire de DES, Université de Tiemcen (2000).
- [5] S.W. Rachedi, thèse de Magister, Université de Tiemcen (2000).
- [6] J.C. Raymond, in « *Physics of Highly-Ionized Atoms* », eds. R. Marrus, U. S. A, 189-208, (1977).
- [7] F. Abbas et N. Mellouk, Mémoire de DES option, 'optoelectronique', Université de Tiemcen (1995).
- [8] A.H. Gabriel et H. E. Mason, in « *Applied Atomic Collision Physics* » (eds. H. S. W. Massey and D. R. Bates), **1**, 345 (1982).
- [9] T. Zendagui, thèse de Magister, Université de Tiemcen (1996).
- [10] Science and Vie N°891, CD-ROM, page 26, (1991).
- [11] Encyclopédie Universalis France S.A, (1999)

*Diagnostic des électrons  
suprathermiques*

**Chapitre V**



## V.1 INTRODUCTION

Les principales méthodes de diagnostic des plasmas sont des méthodes faisant appel au rayonnement électromagnétique émis par 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.

Les intensités relatives de certaines raies émises par les ions du plasma fournissent de précieux renseignements sur les conditions physiques (densité et température électronique, présence d'électrons non-thermiques) qui régissent dans le plasma rayonnant. C'est particulièrement vrai pour l'étude des plasmas astrophysiques pour lesquels le rayonnement émis constitue la seule information qui nous parvienne [10].

## V.2 REPRÉSENTATION DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION POUR

### LES ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES

La connaissance de la distribution d'énergie des électrons suprathermiques présents dans un plasma est d'une grande importance dans les investigations sur le transport d'énergie dans ce plasma [12].

On s'intéresse dans ce projet à une distribution bi-Maxwellienne, cette distribution est caractérisée par deux températures  $T_1$  et  $T_2$ , la plus petite  $T_1$  est associée aux électrons thermiques, la plus grande  $T_2$  est la température associée aux électrons suprathermiques, ces derniers représentent une fraction  $R$  de quelques pour cent. Dans ce travail on a commencé par tracer les courbes représentant les deux fonctions de distribution Maxwellienne et bi-Maxwellienne en fonction de l'énergie des électrons afin d'illustrer les déviations pouvant survenir à la distribution d'énergie Maxwellienne dans un plasma [5, 7, 8].

La fonction de distribution Maxwellienne est donnée par la relation suivante :

$$f_M(E) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{kT}} \left( \frac{1}{E} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (V.2.1)$$

La fonction de distribution bi-Maxwellienne est une combinaison linéaire des deux

fonctions précédentes :

$$f_{b-M}(E) = (1-R)f_{M-T_1}(E) + Rf_{M-T_2}(E) \quad (V.2.2)$$

$T_1$  : température des électrons thermiques

$T_2$  : température des électrons suprathermiques

Dans la figure (V.1), on a tracé les courbes représentant la distribution Maxwellienne pour  $T_1=1\text{keV}$  et la distribution bi-Maxwellienne pour  $T_1=1\text{keV}$ ,  $T_2 = 10\text{ keV}$  et  $R=2\%$ .

Les relations associées à ces deux distributions sont les suivantes :

$$f_M(E) = 1,128 \sqrt{E} \exp(-E)$$

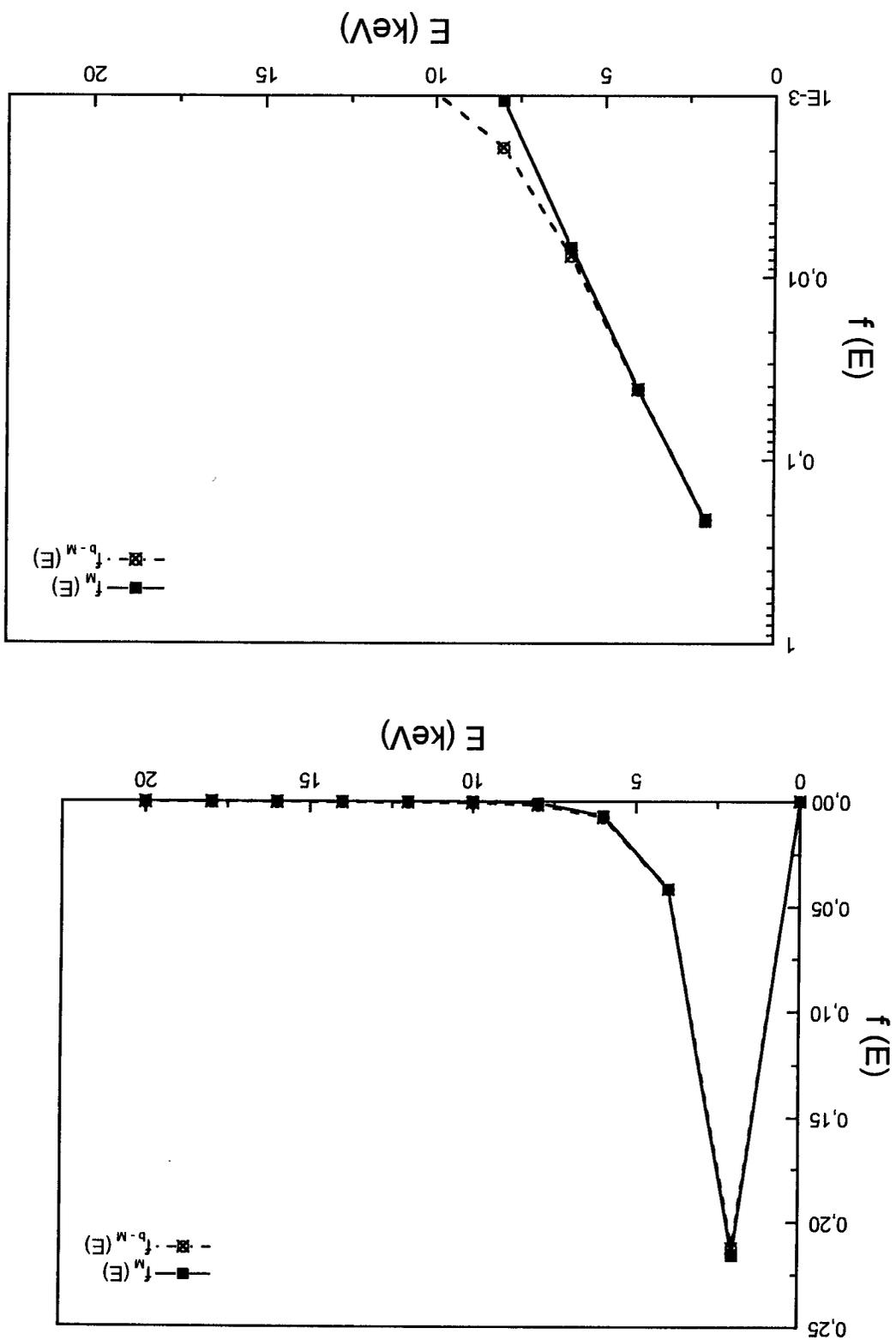
$$f_{b-M}(E) = \sqrt{E} (1,105 \exp(-E) + 0,0007 \exp(-0,1E))$$

La même démarche a été faite dans les figures (V.2) et (V.3), mais pour des valeurs différentes de la fraction des électrons suprathermiques, de  $T_1$  et  $T_2$ . On a pris :  $R=10\%$ ,  $T_1=1,5\text{ keV}$  et  $T_2=12\text{keV}$ .

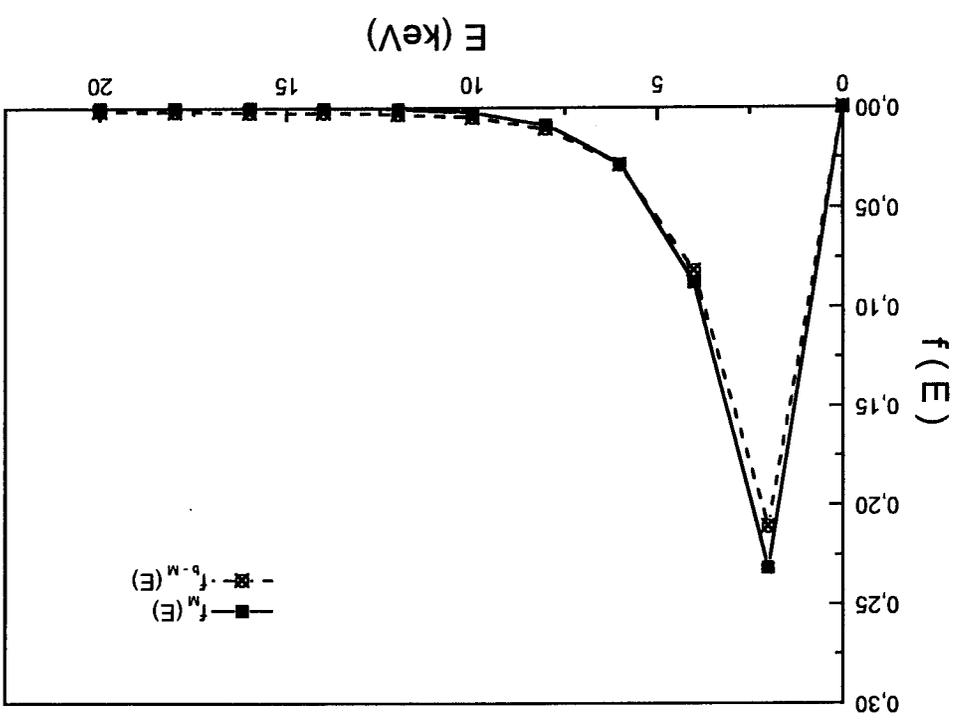
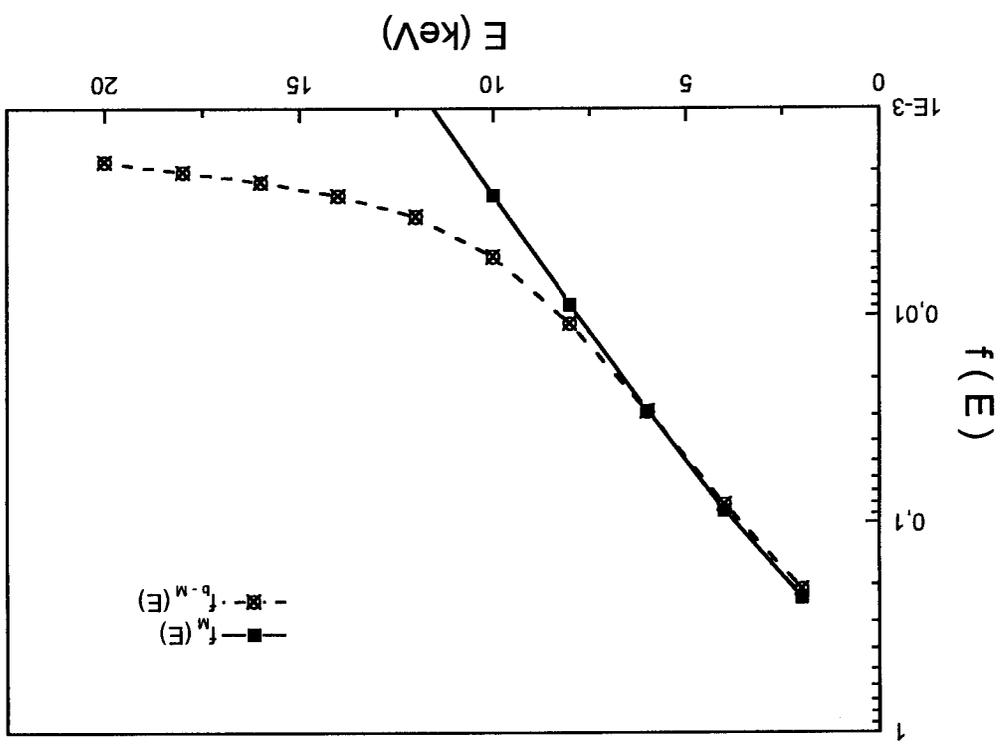
$$f_M(E) = 0,613 \sqrt{E} \exp(-0,66 E)$$

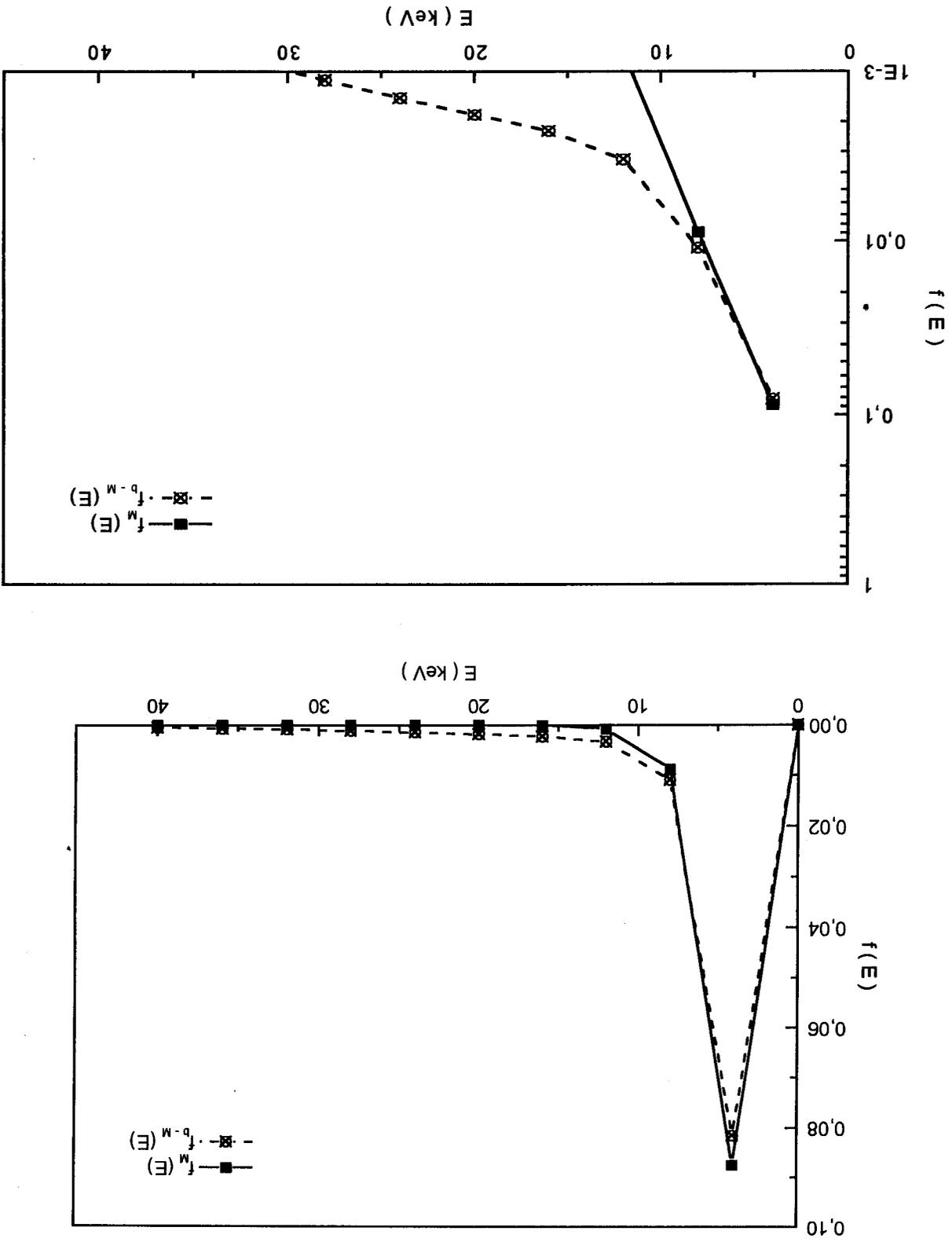
$$f_{b-M}(E) = 0,552 \sqrt{E} \exp(-0,66 E) + 0,002 \sqrt{E} \exp(-0,08 E)$$

**Figure V.1** Fonctions de distribution Maxwellienne  $f_M$  et bi-Maxwellienne  $f_{b-M}$  caractérisée par  $T=1$  keV et  $(T_1, T_2)=(1, 10)$  (keV), simultanément avec une fraction  $R=0.02$  des électrons supra-thermiques en fonction de l'énergie  $E$  dans les deux échelles linéaire et logarithmique.



**Figure V.2 :** Fonctions de distribution Maxwellienne  $f_M$  et bi-Maxwellienne  $f_{b-M}$  caractérisée par  $T=1.5$  keV et  $(T_1, T_2)=(1.5, 12)$  (keV), simultanément avec une fraction  $R=0.1$  des électrons suprathermiques en fonction d'énergie  $E$  dans deux échelles linéaire et logarithmique.





**Figure V.3 :** Fonctions de distribution Maxwellienne  $f_M$  et bi-Maxwellienne  $f_{b-M}$  caractérisée par  $T_1=1$  keV et  $(T_1, T_2)=(1, 12)$  (keV), simultanément avec une fraction  $R=0.1$  des électrons supra-thermiques en fonction d'énergie  $E$  dans les deux échelles linéaire et logarithmique.

**Interprétation des courbes**

La figure (V.1) présente les deux fonctions de distribution, la fonction de distribution purement Maxwellienne caractérisée par  $T_1=1$  keV et la fonction de distribution bi-Maxwellienne caractérisée par  $R=2\%$ ,  $T_1=1$  keV et  $T_2=10$  keV en fonction de l'énergie des électrons dans la gamme [0, 20] (keV).

Dans l'échelle linéaire on voit que courbe associée à la distribution bi-Maxwellienne est presque confondu avec celle de la distribution Maxwellienne. En fait, ceci n'est pas vrai, parce qu'on a passé à l'échelle logarithmique qui est plus précise, on remarque une petite déviation des deux courbes de distribution Maxwellienne et bi-Maxwellienne dans l'intervalle d'énergie à partir de 7.5 keV. Cette déviation apparait de façon nettement plus importante quand la fraction des électrons suprathermiques devient plus grande, ce qui est le cas pour  $R=10\%$  vue dans la figure (V.2).

Cette figure (V.2) représente la fonction de distribution Maxwellienne associée à une température  $T_1=1.5$  keV et la fonction de distribution bi-Maxwellienne associée à une fraction  $R=10\%$  et au couple de températures  $(T_1, T_2) = (1.5, 12)$  (keV) en fonction de l'énergie des électrons des plasmas chauds peu denses. En adoptant l'échelle linéaire sur l'axe des ordonnées, on voit une légère déviation entre les deux courbes.

Dans l'échelle logarithmique où la précision des résultats est plus importante, on voit que la courbe associée à la fonction de distribution Maxwellienne décroît rapidement lorsque l'énergie devient supérieure à approximativement 10 keV mais la courbe correspondant à la bi-Maxwellienne décroît moins rapidement dans l'intervalle d'énergie [10, 20] (keV).

Afin de mieux se rendre compte des différences entre les deux distributions, on a procédé à une augmentation de l'échelle d'énergie à [0, 40] (keV), dans la figure (V.3) pour laquelle les mêmes paramètres ont été considérés que dans la figure (V.2). Dans l'échelle linéaire on voit une déviation plus sensible entre les deux courbes. D'autre part, dans l'échelle logarithmique on voit que une décroissance beaucoup plus rapide de la courbe associée à la fonction de distribution Maxwellienne que celle de la courbe associée à la distribution bi-Maxwellienne. Tout ceci nous renseigne sur l'influence que pourrait avoir un faible pourcentage des électrons suprathermiques existant dans un plasma chaud peu dense sur la distribution d'énergie et donc sur le transport d'énergie qui est responsable des pertes dans un plasma.

### V.3 CALCUL DU TAUX D'EXCITATION COLLISIONNELLE

En vue d'évaluer le coefficient C de taux d'excitation collisionnelle du niveau fondamental  $1s^2 1S_0$  vers le niveau  $1s2p^1 P_1$  dans l'ion  $Fe^{+24}$ , nous avons adopté les forces de collision calculées par Zhang et Sampson [15]. Ces auteurs avaient utilisé dans leurs calculs une méthode purement relativiste assez puissante basée sur l'équation de Dirac dans l'approche R.D.W (Distorted Wave Relativiste) [2, 3, 14].

Nous avons appliqué la relation (II.3.23) pour calculer le coefficient du taux d'excitation C par impact d'électrons en considérant les électrons avec une distribution Maxwellienne. Ensuite, nous avons déduit le coefficient du taux d'excitation pour le cas des électrons qui ont une distribution bi-Maxwellienne [11].

#### V.3.1 Forces de collision

Les valeurs de la force de collision  $\Omega$  pour la transition  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p^1 P_1$  obtenues par Zhang et Sampson pour certaines énergies E des électrons incidents sont présentées dans le tableau (1). A partir de ce tableau, on a tracé la courbe représentant  $\Omega$  en fonction de E dans la figure (V.4). L'allure de  $\Omega$  nous impose une paramétrisation de la forme :

$$\Omega = c_1 + c_2/e + c_3/e^2 + c_4 \ln(e) \quad (V.3.3)$$

où e l'énergie des électrons relative au seuil d'excitation.

L'énergie du seuil d'excitation pour la transition  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p^1 P_1$  dans  $Fe^{+24}$  est  $\Delta E = 492.46$  Ry [4].

Pour déterminer les paramètres  $c_1, c_2, c_3, c_4$ , on utilise le diagramme de matrice transposée appliquée à un modèle linéaire :

$$\Omega_i^* = c_1 f_1(e_i) + c_2 f_2(e_i) + c_3 f_3(e_i) + c_4 f_4(e_i) \quad (V.3.4)$$

Tableau (1)

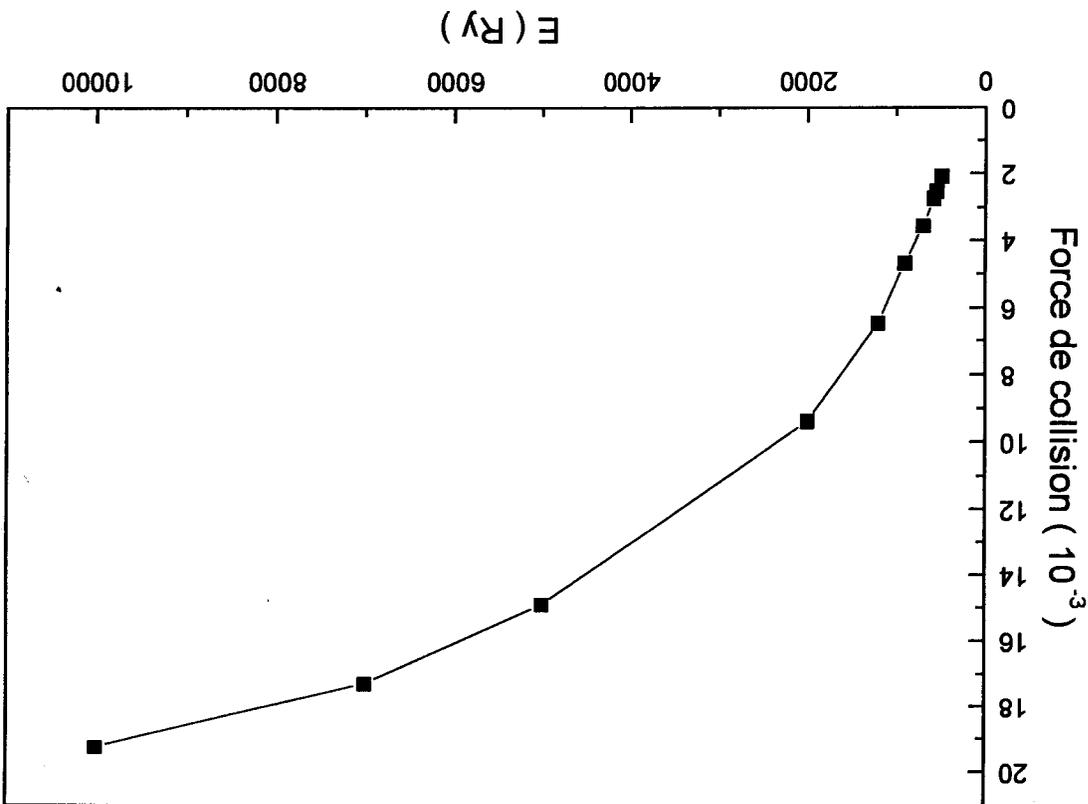
E (Ry)	$\Omega$ ( $10^{-3}$ )
495	2.08
550	2.52
582	2.74
700	3.55
900	4.67
1200	6.46
2000	9.40
5000	14.9
7000	17.3
10000	19.2

6.147	-7.218	21.732	63.013
$c_1$	$c_2$	$c_3$	$c_4$

( $\times 10^{-4}$ )

On connaît les couples ( $\epsilon_i, \Omega_{ij}$ ) en dix points et la forme analytique de  $\Omega_{ij}$  donnée par l'équation (V.3.3) et (V.3.4). On a pris les valeurs de  $\Omega$  dans une matrice colonne de dimension 4 et les valeurs de  $f_j(\epsilon_i)$  dans une matrice de dimension (4, 4) et on cherche les valeurs des paramètres  $c_i$  représentés dans une matrice colonne de dimension 4. On peut écrire  $\Omega = F \times c$ . Les paramètres  $c_1, c_2, c_3$  et  $c_4$  intervenant dans le fitting de la force de collision ont été obtenus à partir du principe de la matrice transposée en utilisant un programme Fortran de bonne précision. Pour des raisons de vérification, nous avons effectués le calcul de ces paramètres à l'aide du logiciel Mathematica. L'accord entre les valeurs obtenues pour les paramètres  $c$  par les deux méthodes est très satisfaisant. Nous donnons ci-dessous les résultats des paramètres  $c$  obtenus par le programme Fortran :

**figure V.4:** Force de collision pour la transition  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p^1 P_1$  dans l'ion  $Fe^{+24}$  en fonction de l'énergie des électrons incidents.



**V.3.2 Résultats du taux d'excitation**

Nous avons construit un programme Fortran qui calcule le coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la transition  $1s^2\ ^1P_1 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1$  en considérant une distribution d'énergie des électrons Maxwellienne. Ce programme utilise l'expression de la force de collision avec les paramètres c fournis dans le tableau et est basé sur la méthode de Simpson pour effectuer l'intégration sur l'énergie. Dans notre projet où on s'est intéressé à une distribution bi-Maxwellienne des électrons, les résultats du coefficient de taux d'excitation collisionnelle dans ce cas peuvent être déterminés par la combinaison linéaire des deux taux d'excitation moyennés sur une distribution Maxwellienne.

Les résultats obtenus pour le coefficient de taux d'excitation  $C_w$  pour les deux types de distribution, Maxwellienne et bi-Maxwellienne, sont présentés dans les tableaux ci-dessous :

- Pour une distribution Maxwellienne pure :

$T_1$ ( $10^7$ K)	$C_w$ ( $10^{-13}$ cm <sup>3</sup> /s)
0.5	0.014
1	0.029
1.5	0.340
2	1.151
2.5	2.384
3	3.873
3.5	5.479
4	7.112
4.5	8.716
5	10.260

$T_1$ ( $10^7$ K)	$C_w$ ( $10^{-13}$ cm <sup>3</sup> /s)
6	12.312
7	14.364
8	16.416
10	20.520

- Concernant la distribution bi-Maxwellienne, le coefficient de taux d'excitation collisionnelle s'exprime par la relation suivante [5] :

$$C_w(T_1, T_2) = (1-R) C_w(T_1) + R C_w(T_2) \quad T_2 > T_1 \quad (V.3.5)$$

R=0.02

$(T_1, T_2)$ ( $10^7$ K)	$C_w$ ( $10^{-13}$ cm <sup>3</sup> /s)
(0.5, 4)	15.590
(0.5, 6)	25.996
(1, 5)	23.362
(1, 6)	27.466
(1, 7)	31.57
(1.5, 6)	57.94

$(T_1, T_2)$ $(10^7 \text{K})$	$C_w$ $(10^{-15} \text{cm}^3/\text{s})$	(1.5, 8)	66.152	74.36	145.63	153.83
-----------------------------------	--	----------	--------	-------	--------	--------

R=0.05

$(T_1, T_2)$ $(10^7 \text{K})$	$C_w$ $(10^{-15} \text{cm}^3/\text{s})$	(0.5, 4)	54.89	62.89	54.055	64.315	74.575	93.86
		(1.5, 6)		(1, 5)	(1, 6)	(1, 7)	(1.5, 6)	

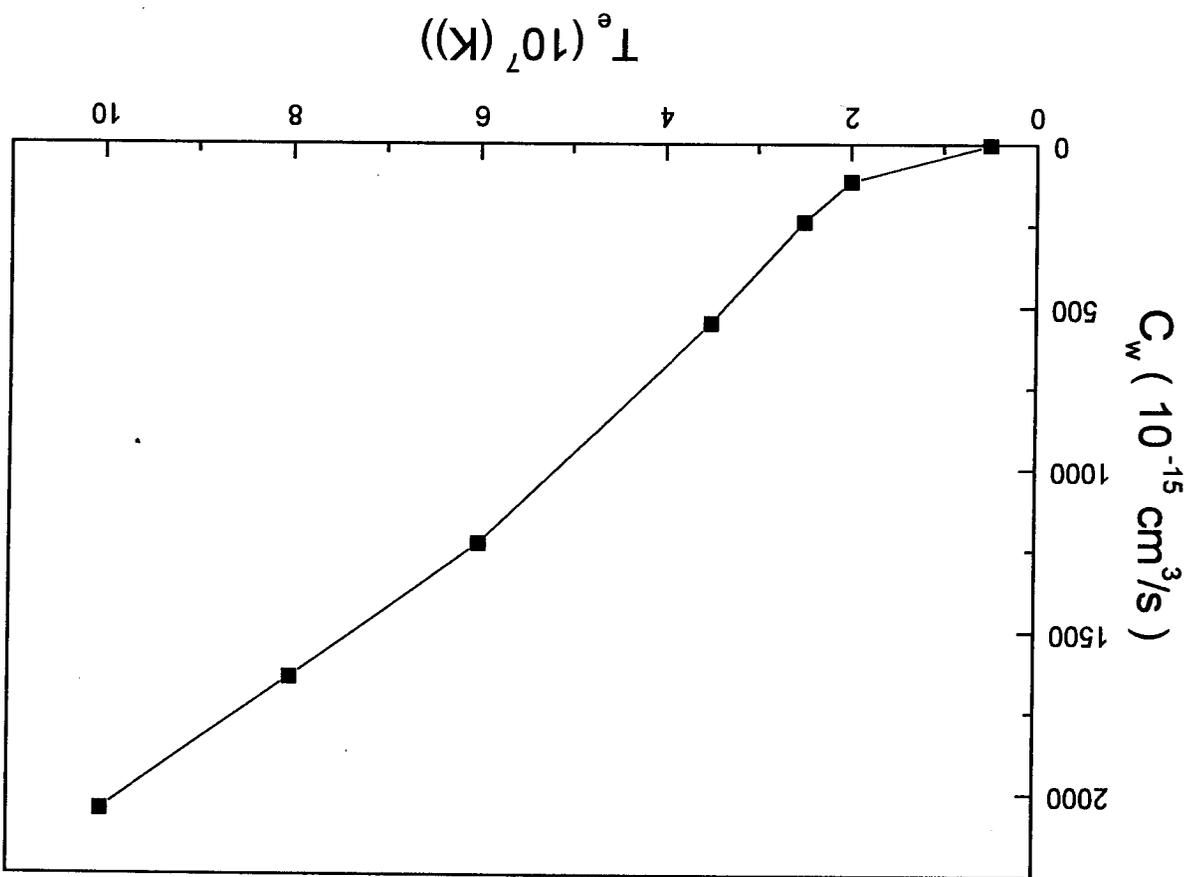
$(T_1, T_2)$ $(10^7 \text{K})$	$C_w$ $(10^{-15} \text{cm}^3/\text{s})$	(1.5, 8)	114.38	134.9	191.42	211.94
-----------------------------------	--	----------	--------	-------	--------	--------

R=0.1

$(T_1, T_2)$ $(10^7 \text{K})$	$C_w$ $(10^{-15} \text{cm}^3/\text{s})$	(0.5, 4)	72.38	124.38	105.21	125.73	146.25	153.72
		(0.5, 6)		(1, 5)	(1, 6)	(1, 7)	(1.5, 6)	

$(T_1, T_2)$ $(10^7 \text{K})$	$C_w$ $(10^{-15} \text{cm}^3/\text{s})$	(1.5, 8)	194.76	235.8	267.75	308.79
-----------------------------------	--	----------	--------	-------	--------	--------

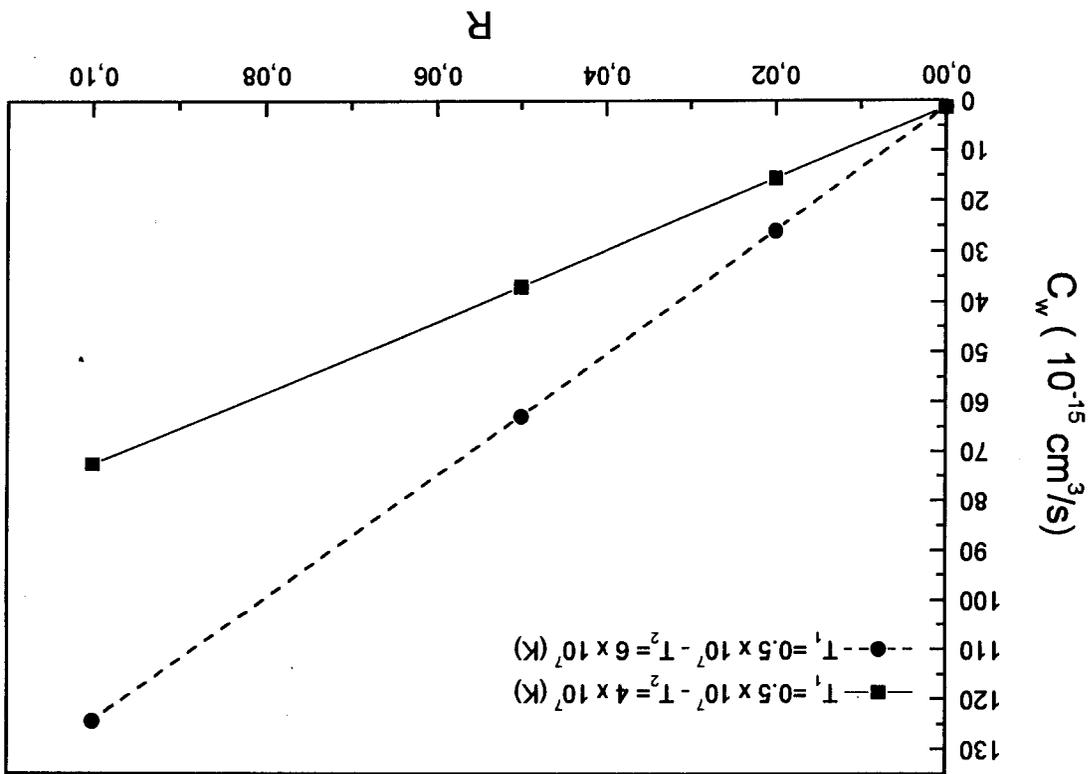
Figure V.5: Coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la transition  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1$  en fonction de la température des électrons décrits par une distribution Maxwellienne.

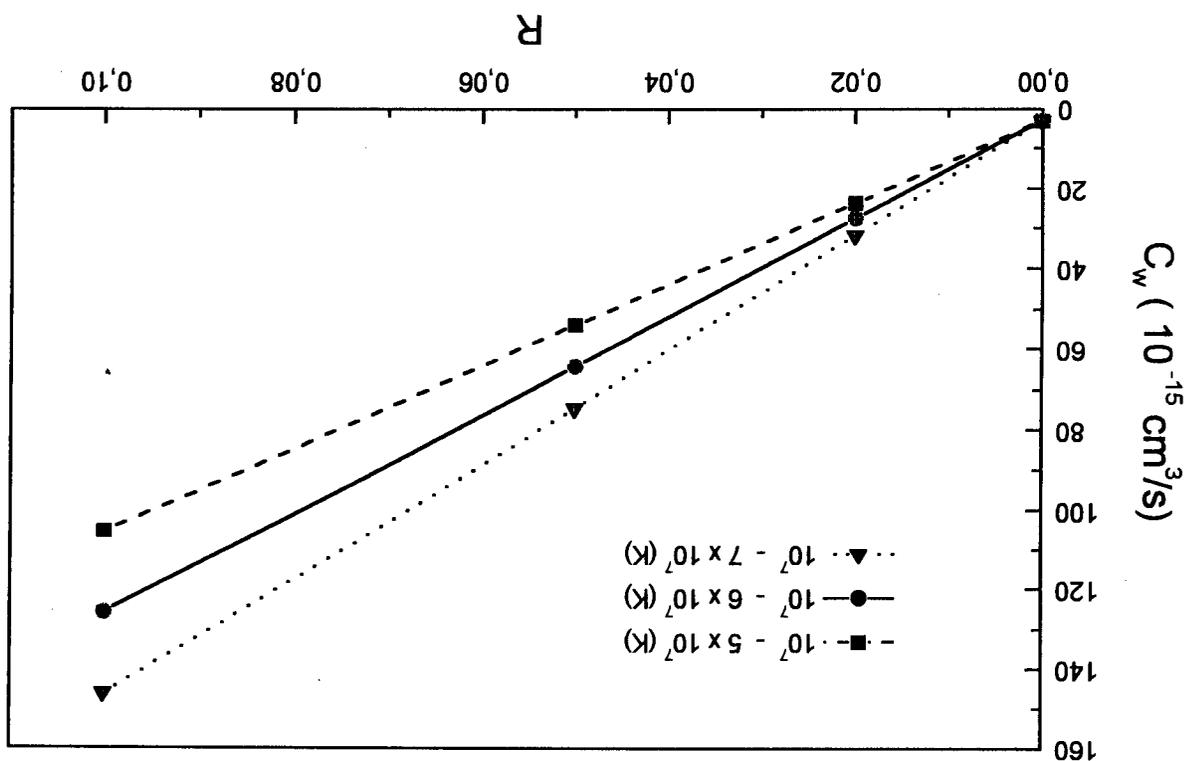


**Figure V.6 :** Coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la transition  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1$  en fonction de la fraction des électrons suprathermiques. La distribution bi-Maxwellienne considérée est caractérisée par les couples de températures :

$$(T_1, T_2) = (0.5 \times 10^7, 4 \times 10^7) \text{ (K)}$$

$$(T_1, T_2) = (0.5 \times 10^7, 6 \times 10^7) \text{ (K)}$$





**Figure V.7 :** Coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la transition  $1s^2 1P_1 \rightarrow 1s^2 1S_0$  en fonction de la fraction des électrons suprathermiques. La distribution bi-Maxwellienne est caractérisée par les températures :

$(T_1, T_2) = (10^7, 5 \times 10^7) \text{ (K)}$   
 $(T_1, T_2) = (10^7, 6 \times 10^7) \text{ (K)}$   
 $(T_1, T_2) = (10^7, 7 \times 10^7) \text{ (K)}$

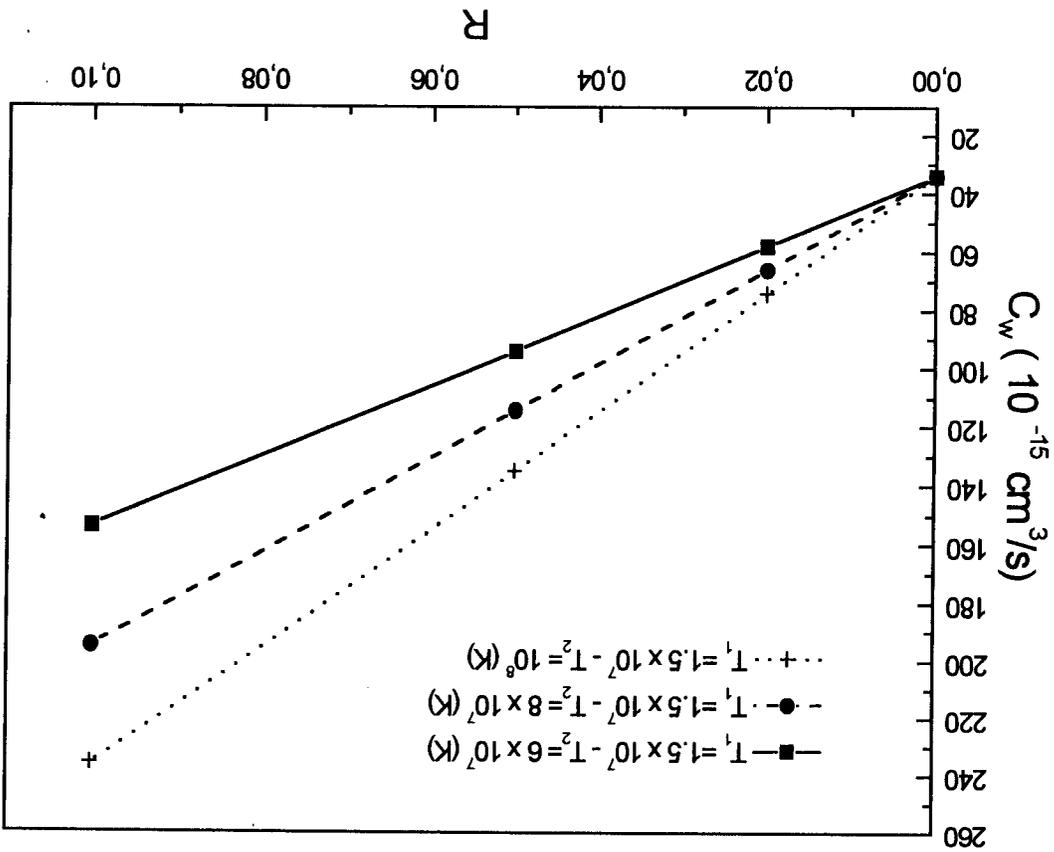


Figure V.8 : Coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la

transition  $1s^2p^1P_1 \rightarrow 1s2p^1S_0$  en fonction de la fraction des électrons

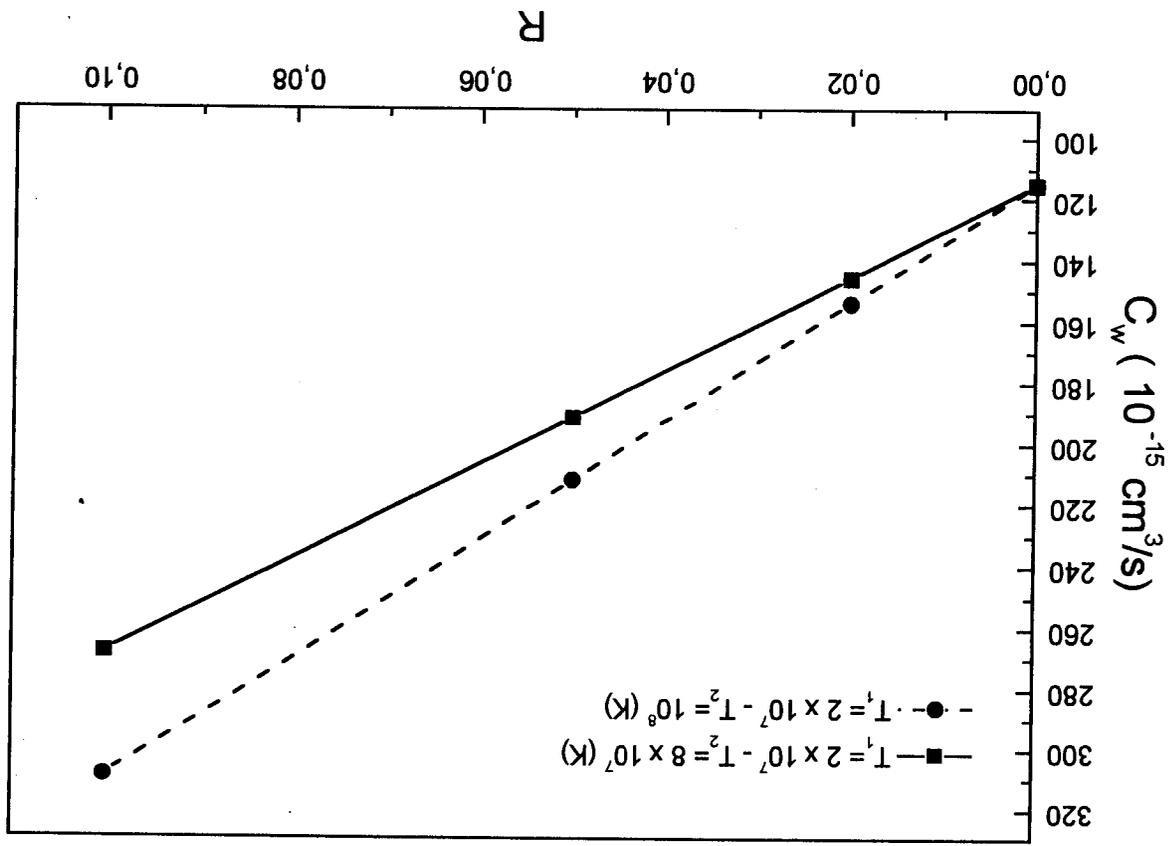
suprathermiques. La distribution bi-Maxwellienne est caractérisée par les

températures :

$$(T_1, T_2) = (1.5 \times 10^7, 5 \times 10^7) \text{ (K)}$$

$$(T_1, T_2) = (1.5 \times 10^7, 6 \times 10^7) \text{ (K)}$$

$$(T_1, T_2) = (1.5 \times 10^7, 7 \times 10^7) \text{ (K)}$$



Interprétation des courbes

Dans la figure (V.5) nous avons présenté le coefficient de taux d'excitation collisionnelle pour la transition  $1s^2_1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1$  dans l'ion  $Fe^{24+}$  (transition intervenant dans la raie de résonance  $w$ ) moyenné sur une distribution purement Maxwellienne des électrons libres du plasma en fonction de la température électronique  $T_e$  dans le domaine  $5 \times 10^6 - 10^8$  K. On voit que le coefficient de taux d'excitation  $C_w$  croît sensiblement lorsque la température  $T_e$  augmente.

Les figures (V.6), (V.7), (V.8) et (V.9) montrent les variations du coefficient de taux d'excitation  $C_w$  pour la raie de résonance  $w$  en fonction de la fraction des électrons suprathermiques présents dans le plasma dans le cas d'une distribution d'énergie bi-Maxwellienne pour diverses valeurs des couples de température  $T_1$  et  $T_2$ .

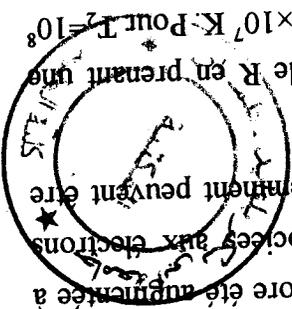
Dans la figure (V.6) nous avons tracé deux courbes, la 1<sup>ère</sup> se rapporte à une température des électrons thermiques  $T_1 = 0.5 \times 10^7$  K et une température des électrons suprathermiques  $T_2 = 4 \times 10^7$  K, la 2<sup>ème</sup> courbe est associée à la même température  $T_1 = 0.5 \times 10^7$  K mais  $T_2 = 6 \times 10^7$  K.

On remarque que le coefficient de taux d'excitation  $C_w$  augmente fortement par rapport à la distribution Maxwellienne pure et ceci même pour une faible fraction  $R$  des électrons suprathermiques. Evidemment,  $C_w$  devient plus important lorsque  $T_2$  et/ou  $R$  croît.

La figure (V.7) est similaire à la figure précédente, sauf que les valeurs des deux températures ont été changées. Nous avons pris la température des électrons thermiques  $T_1 = 10^7$  K, mais trois valeurs de la température des électrons suprathermiques ont été considérées  $T_2 = 5, 6, 7 \times 10^7$  K. On note une augmentation de  $C_w$  avec  $T_2$  et également par rapport aux résultats reportés par la figure (V.6) où  $T_1$  est la moitié de celle pour la figure (V.7).

Dans la figure (V.8) la température des électrons thermiques a encore été augmentée à la valeur  $1.5 \times 10^7$  K. Il en est de même pour les températures associées aux électrons suprathermiques  $T_2 = 6, 8, 10 \times 10^7$  K. Les mêmes remarques que précédemment peuvent être faites ici.

Enfin, nous avons reporté dans la figure (V.9)  $C_w$  en fonction de  $R$  en prenant une valeur encore plus élevée pour la température  $T_1 = 2 \times 10^7$  K et  $T_2 = 8, 10 \times 10^7$  K. Pour  $T_1 = 10^8$  K, on peut voir que  $C_w$  atteint la valeur de  $2.12 \times 10^{-13}$  cm<sup>3</sup>/s lorsque  $R$  devient égale à 5% et  $3.09 \times 10^{-13}$  cm<sup>3</sup>/s pour  $R = 10\%$ .



$T_1$ ( $10^7$ K)	$I_j / I_w$
1	5.010
1.5	0.422
2	0.673
2.5	0.399
3	0.268
3.5	0.194
4	0.492
4.5	0.118
5	0.096

• Pour une distribution purement Maxwellienne  
R=0%

Après avoir utilisé les valeurs du coefficient du taux d'excitation pour la raie w présentées dans la paragrphie (V.3), nous avons obtenu les résultats pour le rapport des intensités des deux raies j et w. Ces résultats sont consignés dans les tableaux suivants :

### Résultats

vues précédemment ( $T_1, T_2, R$ ).

On trace  $\frac{I_j}{I_w}$  en fonction des paramètres des modèles de distribution d'énergie des électrons

$$(V.4.5) \quad \frac{I_j}{I_w} = \frac{N_e N(\text{Fe}_{+24}) F_1 F_{sk}}{N_e N(\text{Fe}_{+24}) F_2 F_{sk}} = \frac{C_w^e}{C_w^e}$$

peut s'écrire comme :

En utilisant les formules données dans les deux chapitres II et III, le rapport d'intensité  $j/w$

w des ions héliumoides  $\text{Fe}_{+24}$  correspondant à la transition  $1s2p^1 P_1 \rightarrow 1s^2 1S_0$ .

ions lithumoides  $\text{Fe}_{+23}$ , celle due à la transition  $1s2p^2 D_{5/2} \rightarrow 1s^2 2p^2 P_{3/2}$ , et la raie de résonance

Le plus souvent, on utilise le rapport de la raie j de recombinaison diélectronique des

raies intervenient : la capture diélectronique et l'excitation par impact d'électrons [1, 6].

à la température car deux processus distincts de peuplement des niveaux supérieurs des deux et d'une raie de résonance toutes deux originaires du même ion de fer. Ce rapport est sensible

Notre travail est basé sur le rapport d'intensité d'une raie satellite diélectronique pure

caractérisant ces plasmas.

L'interprétation des intensités relatives des raies émises par ces ions se trouvant dans le domaine X (1.84 Å-1.89 Å) fournit des informations fructueuses sur les paramètres physiques

fer à deux et trois électrons [13].

calculer les variations de rapports d'intensités de deux couples des raies émises par les ions de constitue un moyen efficace de diagnostic des plasmas émissifs. Nous nous intéresserons à

La variation théorique du rapport d'intensité entre deux raies émises par le même ion

## V.4 RAPPORT D'INTENSITE DES DEUX RAIES j ET w DE L'ION DE FER

• Pour un distribution bi-Maxwellienne :  $T_2 > T_1$

$$\frac{I_j}{I_w} = \frac{(1-R) F_1^j(T_1) F_2^j + R F_1^j(T_2) F_2^j}{(1-R) C_w^e(T_1) + R C_w^e(T_2)}$$

Dans notre travail on s'intéresse aux électrons qui ont une distribution bi-Maxwellienne, pour cela on peut noter que la contribution à l'intensité de la raie  $j$  venant des électrons suprathermiques est négligeable, ce qui permet de négliger le 2<sup>ème</sup> terme au niveau du numérateur.

Pour ça la relation se réduit sous cette forme :

$$\frac{I_j}{I_w} = \frac{(1-R) F_1^j(T_1) F_2^j}{(1-R) C_w^e(T_1) + R C_w^e(T_2)}$$

• pour  $R=0.02$

$I_j / I_w$	$(T_1, T_2)$ (10 <sup>7</sup> K)	(1, 5)	(1, 6)	(1, 7)	(1, 8)	(1, 10)
0.595			0.517	0.440	0.390	0.317

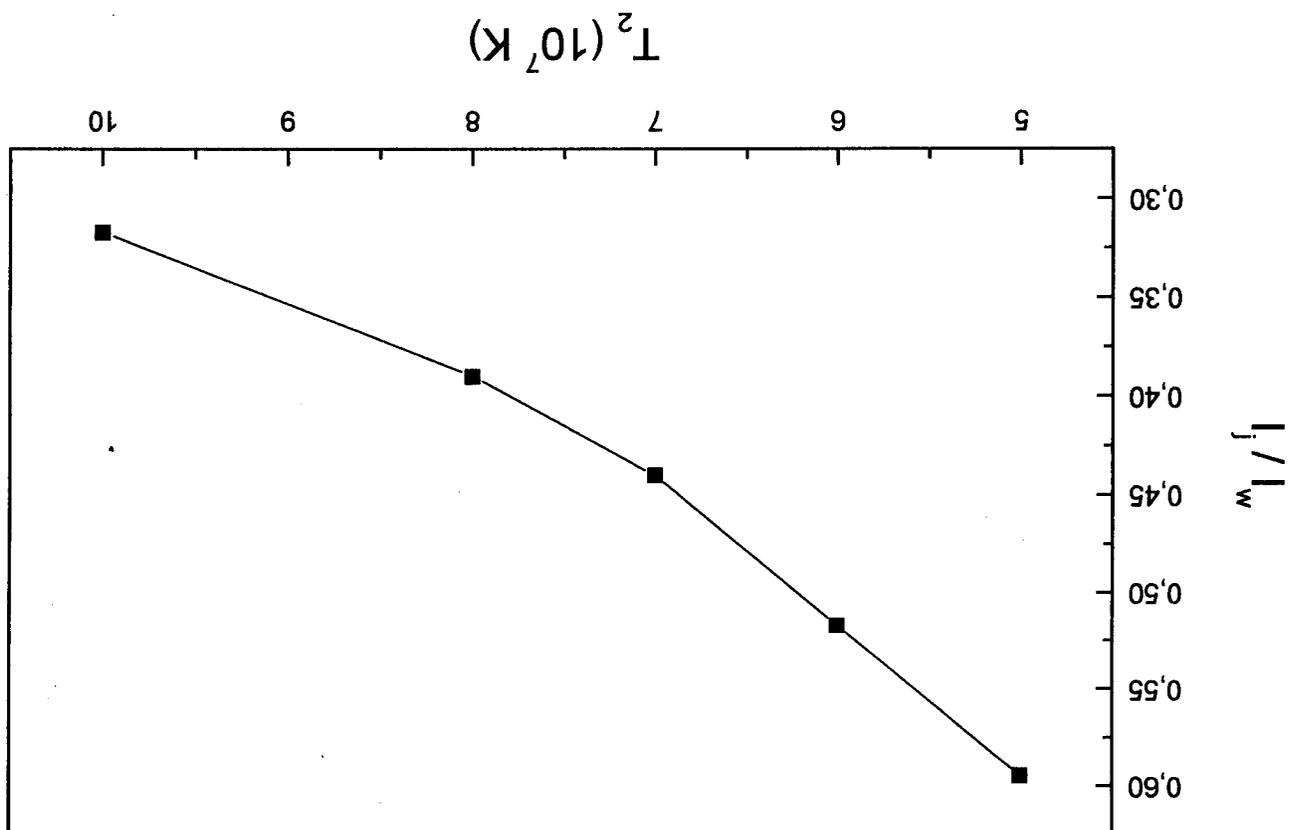
• pour  $R=0.05$

$I_j / I_w$	$(T_1, T_2)$ (10 <sup>7</sup> K)	(1, 5)	(1, 6)	(1, 7)	(1, 8)	(1, 10)
0.249			0.209	0.180	0.158	0.127

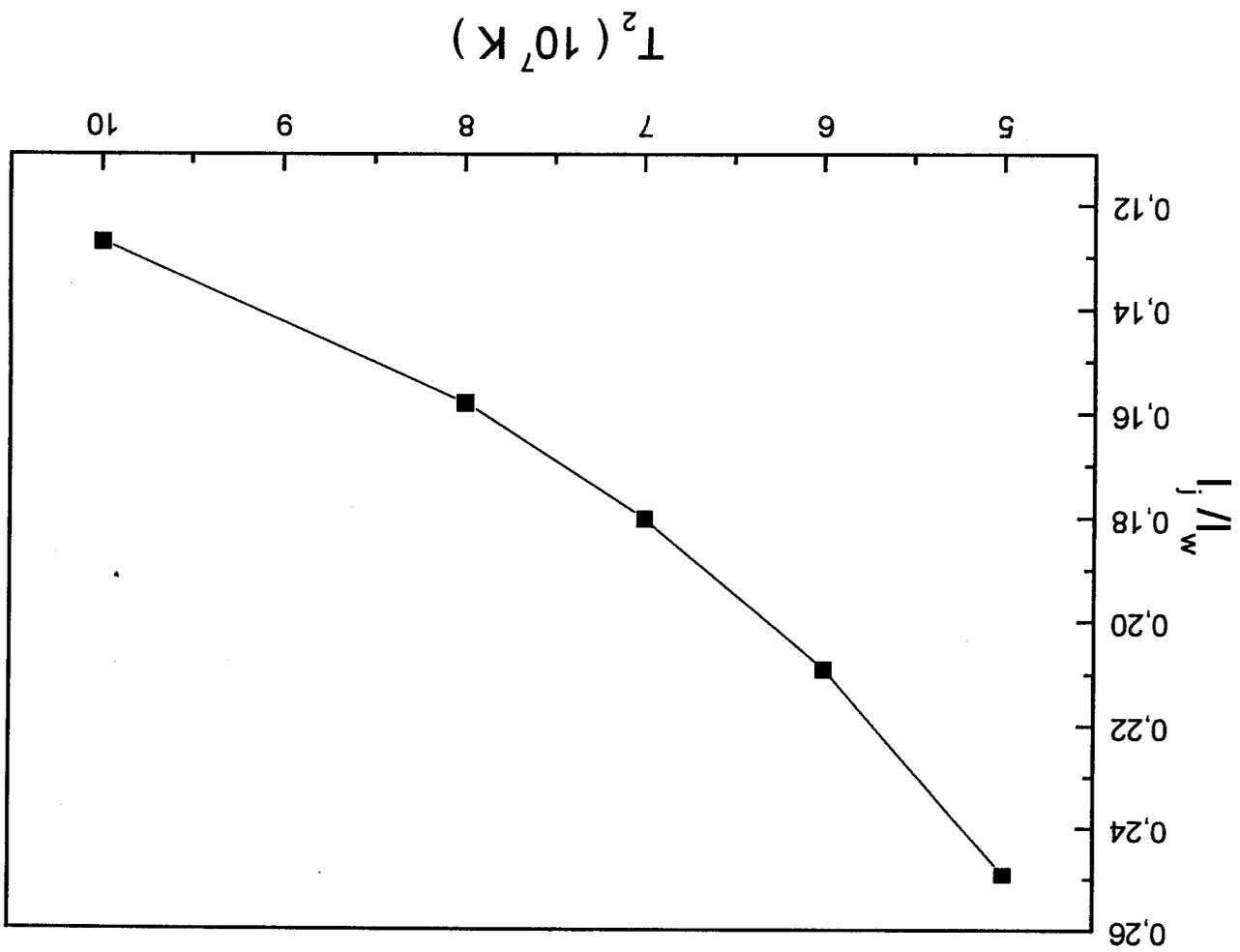
• pour  $R=0.1$

$I_j / I_w$	$(T_1, T_2)$ (10 <sup>7</sup> K)	(1, 5)	(1, 6)	(1, 7)	(1, 8)	(1, 10)
0.121			0.101	0.087	0.076	0.061

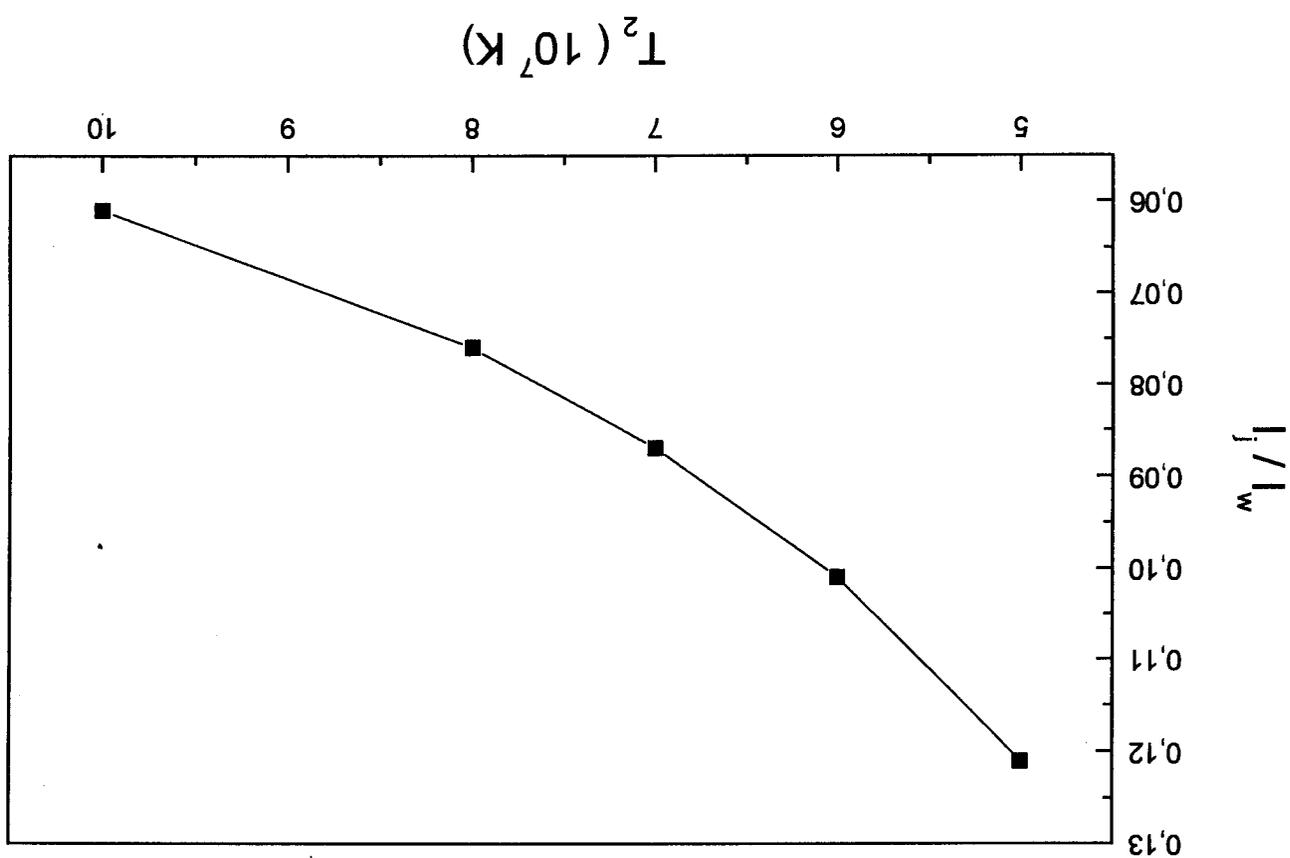
**Figure V.10 :** Rapport de l'intensité de la raie  $j$  sur l'intensité de la raie  $w$  en fonction de la température  $T_2$  pour une distribution bi-Maxwellienne caractérisée par une température des électrons thermiques  $T_1 = 10^7$  K et une fraction des électrons suprathermiques  $R=0.02$



**Figure V.11** : Rapport de l'intensité de la raie  $j$  sur l'intensité de la raie  $w$  en fonction de la température  $T_2$  pour une distribution bi-Maxwellienne caractérisée par  $T_1 = 10^7$  K des électrons thermiques et une fraction des électrons suprathermiques  $R=0.05$



**Figure V.12:** Rapport de l'intensité de la raie  $j$  sur l'intensité de la raie  $w$  en fonction de la température  $T_2$  pour une distribution bi-Maxwellienne caractérisée par  $T_1 = 10^7$  K des électrons thermiques et une fraction des électrons suprathermiques  $R=0.1$





l'élément de fer compte tenu de son abondance dans les plasmas de l'atmosphère solaire et les plasmas de Tokamak et de son numéro atomique permettant d'avoir des degrés d'ionisation héliumioïde dans des domaines de température considérées ici.

Nous avons pris comme valeurs des rapports d'intensités celles obtenues dans des mesures expérimentales relevées lors d'une éruption solaire [17]:

$$\frac{I_{d13}}{I_j} = 0.18 \text{ et } \frac{I_j}{I_w} = 0.47$$

Afin de calculer la température des électrons supra-thermiques dans le cadre d'une distribution bi-Maxwellienne, nous avons procédé aux étapes suivantes :

On commence par déduire la température  $T_1$  associées aux électrons thermiques à partir

du rapport des raies d13 et j. On prend diverses valeurs pour la fraction des électrons supra-thermiques  $R=2\%$ ,  $R=5\%$  et  $R=10\%$ , et on détermine  $T_2$  en utilisant le rapport 0.47 des

deux raies j et w mesuré expérimentalement [17] :

$$(V.5.6) \quad F_{d13}^1(T_e) = 2.071 \cdot 10^{-16} T_e^{-3/2} \exp(-6.73 \cdot 10^7 / T_e)$$

$$(V.5.7) \quad \left. \begin{aligned} F_{d13}^2 &= 1.68 \times 10^{14} \text{ s}^{-1} \\ F_j^1(T_e) &= 2.071 \cdot 10^{-16} T_e^{-3/2} \exp(-5.45 \cdot 10^7 / T_e) \end{aligned} \right\}$$

$$(V.5.8) \quad \left. \begin{aligned} F_j^2 &= 5.060 \times 10^{14} \text{ s}^{-1} \\ F_j^1(T_e) &= 2.071 \cdot 10^{-16} T_e^{-3/2} \exp(-5.45 \cdot 10^7 / T_e) \end{aligned} \right\}$$

$$(V.5.9) \quad F_j^2 = 5.060 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

On a :

$$\frac{I_j}{I_{d13}} = \frac{(1-R)F_j^1(T_1)F_j^2}{(1-R)F_{d13}^1(T_1)F_{d13}^2}$$

En substituant les équations (V.5.6) à (V.5.9) dans l'expression précédente on trouve :

$$\frac{I_j}{I_{d13}} = 0.332 \times \exp(-1.28 \times 10^7 / T_1) = 0.18$$

$$\Leftrightarrow T_1 = \frac{1.28 \times 10^7}{\ln\left(\frac{0.332}{0.18}\right)} = 2.1 \times 10^7 \text{ K}$$

Connaissant maintenant la valeur de  $T_1$ , on peut calculer la contribution au coefficient du taux

d'excitation pour la raie w due aux électrons thermiques  $C_w(T_1 = 2.1 \times 10^7 \text{ K}) = 1.24 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 / \text{s}$

$$f(E) = (1-R) f_T(E) + R f_{MB}(E)$$

La fonction de distribution non-Maxwellienne est supposée toujours être caractérisée par deux termes, le 1<sup>er</sup> est celui dû aux électrons thermiques Maxwelliens et le 2<sup>ème</sup> terme associé aux électrons suprathermiques est choisi correspondre à une distribution monoénergétique caractérisée par une valeur d'énergie bien définie [9]. Donc on peut écrire :

### PAR UNE DISTRIBUTION MONOENERGETIQUE

## V.6 DIAGNOSTIC DES ELECTRONS SUPRATHERMIQUES CARACTERISES

On peut constater que lorsque la fraction des électrons suprathermiques R augmente la température de ces derniers diminue. On peut aussi remarquer que pour R grand (R=10%) T<sub>2</sub> est légèrement supérieur à T<sub>1</sub>.

$$T_2 = 2.93 \times 10^7 \text{ K}$$

$$C^w(T_2) = 0.12 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 / \text{s}$$

On trouve :

Pour R = 10%

$$T_2 = 4.65 \times 10^7 \text{ K}$$

$$C^w(T_2) = 0.9 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 / \text{s}$$

On trouve :

Pour R = 5%

$$T_2 = 10.7 \times 10^7 \text{ K}$$

Cette valeur correspond à :

$$C^w(T_2) = 2.3 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 / \text{s}$$

suprathermiques :

On obtient comme valeur pour le coefficient de taux d'excitation provenant des électrons

Pour R = 2%

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{(1-R) F_1^1(T) F_2^2}{(1-R) C^w(T_1) + R C^w(T_2)} = 0.47$$

(V.5.10)

Le rapport d'intensité des raies j sur w est donné par :

Le coefficient de taux d'excitation collisionnelle moyenné sur la distribution d'énergie  $f(E)$  précédente est donné par la relation suivante :

$$C^e(i \rightarrow r) = (1 - R) C^e(i \rightarrow r; T_e) + R v \sigma(i \rightarrow r) \quad (V.6.11)$$

$C^e(i \rightarrow r; T_e)$  : taux d'excitation collisionnelle dû aux électrons thermiques Maxwelliens avec la température  $T_e$ .

$v \sigma(i \rightarrow r)$  : taux d'excitation collisionnelle dû aux électrons suprathermiques décrits par une distribution monoénergétique.

La relation entre la vitesse et l'énergie des électrons suprathermiques est :

$$v = 2.1871 \times 10^8 \sqrt{E}$$

où  $v$  est exprimée en cm/s et  $E$  en Rydberg.

La section efficace d'excitation pour la raie  $w$  est reliée à la force de collision par :

$$\sigma_w = \pi a_0^2 \frac{E}{\Omega_w}$$

avec

$$\pi a_0^2 = 8.797 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$$

$a_0$  : le rayon de Bohr.

Dans nos recherches on a effectué des calculs du taux d'excitation collisionnelle dû aux électrons suprathermiques pour différentes valeurs de  $E$  (10, 50, 100) (keV). On a obtenu le tableau suivant :

$E$ (keV)	$C_w = v \sigma_w$ ( $10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ )
10	2.60
50	3.91
100	04.20

En utilisant ces résultats, on peut calculer le taux d'excitation total pour la raie  $w$  donné par la relation (V.6.11) et par suite déterminer le rapport d'intensité des deux raies  $j$  et  $w$ . On a abouti aux résultats suivants :

Suivant la même étape, on a changé la valeur de la température des électrons Maxwelliens à  $T=2.5 \times 10^7$  K.

$I_j / I_w$	0.197	0.137	0.128
$C_w$ ( $10^{-12}$ cm <sup>3</sup> /s)	0.296	0.427	0.456
E (keV)	10	50	100

R=0.1

Pour  $T=1.8 \times 10^7$  K

$I_j / I_w$	0.367	0.263	0.248
$C_w$ ( $10^{-12}$ cm <sup>3</sup> /s)	0.168	0.234	0.248
E (keV)	10	50	100

R=0.05

Pour  $T=1.8 \times 10^7$  K

$I_j / I_w$	0.695	0.539	0.517
$C_w$ ( $10^{-12}$ cm <sup>3</sup> /s)	0.091	0.118	0.123
E (keV)	10	50	100

R=0.02

Pour  $T=1.8 \times 10^7$  K

Chapitre V *Diagnostic des électrons suprathermiques*



D'après les résultats auxquels on a abouti pour les deux valeurs de températures ( $1.8 \times 10^7$  K,  $2.5 \times 10^7$  K), on voit que le taux d'excitation collisionnelle pour la transition  $1s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 1s2p \ ^1P_1$  augmente avec l'énergie et la fraction des électrons suprathermiques, avec la remarque que ces valeurs de taux restent toujours plus importantes que celles correspondant à une distribution purement Maxwellienne, ce qui montre que l'existence d'électrons suprathermiques doués d'une distribution monoénergétique dans un plasma peut faire changer

E (keV)	$C_w$ ( $10^{-12}$ cm <sup>3</sup> /s)	$I_j / I_w$
100	0.634	0.132
50	0.605	0.138
10	0.474	0.177

R=0.1

pour  $T=2.5 \times 10^7$  K

E (keV)	$C_w$ ( $10^{-12}$ cm <sup>3</sup> /s)	$I_j / I_w$
100	0.436	0.204
50	0.421	0.212
10	0.356	0.251

R=0.05

pour  $T=2.5 \times 10^7$  K

E (keV)	$C_w$ ( $10^{-12}$ cm <sup>3</sup> /s)	$I_j / I_w$
100	0.317	0.290
50	0.311	0.296
10	0.285	0.323

R=0.02

Pour  $T=2.5 \times 10^7$  K

notablement la population du niveau supérieur de la raie  $w$  et donc l'intensité de la raie  $w$  émise.

Le rapport des intensités des deux raies (la raie de recombinaison diélectronique  $j$  et la raie de résonance  $w$ ) devrait donc être sensible à la queue haute énergie de la distribution des électrons.

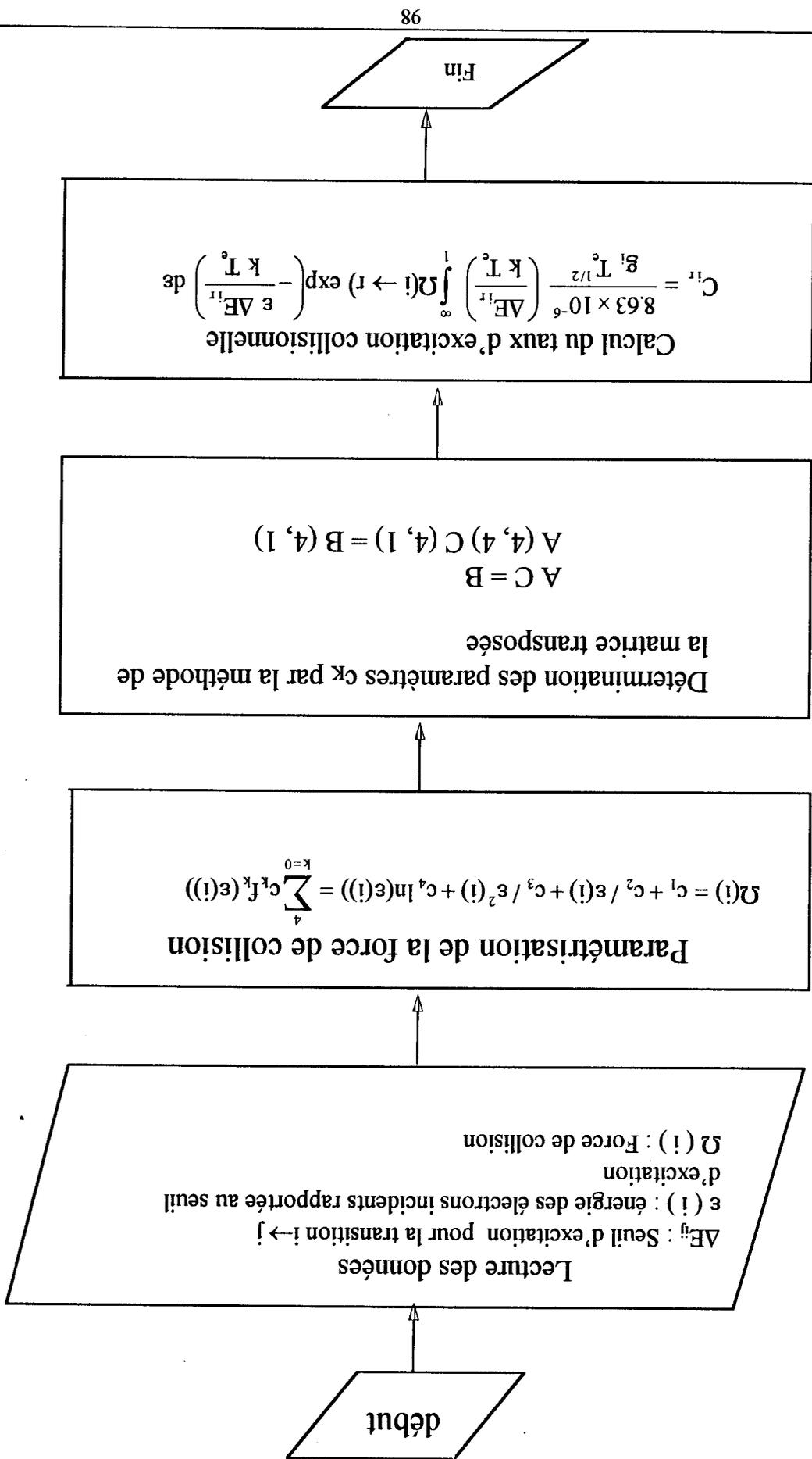
Il existe d'autres modèles de distribution d'énergie des électrons suprathermiques comme celle de la distribution power-law. Nous avons l'intention de traiter cette distribution d'énergie dans le futur. Il serait aussi intéressant de considérer dans l'avenir des distributions angulaires anisotropes pour les électrons suprathermiques car souvent ces derniers sont générés dans un plasma chaud selon une distribution des vitesses anisotrope.



## *Références*

- [1] R. Mewe, eds. R. Brown and J. Lang, Universities Summer School in Physics, 168-184 (1987).
- [2] Chen Guo Xin and P. P. Ong, *Physical Review A*, **58**, 1183-1193 (1998).
- [3] F.B. Rosmej, A.Y. Faenov, T.A. Pikuz, F. Flora, P.D. Lazzaro, T. Letardi, A. Grilli, A. Reale, A. Palladino, G. Tomassetti, A. Acafati and L. Reale, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys* **31**, L 921-L 931 (1998).
- [4] F. Abbas et N. Mellouk, mémoire de DES option 'optoelectronique', Université de Tiemcen (1995).
- [5] O. Peyrusse, J.C. Kieffer, C. Y. Côté et M. Chaker, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **26**, L 511-L 517 (1993).
- [6] R. Brown and J. Lang, Universities Summer School in Physics, 167-184 (1987).
- [7] F.B. Rosmej, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **30**, L 819-L 828 (1997).
- [8] F.B. Rosmej, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **28**, L 747-L 753 (1995).
- [9] R. Bakaya and R. R. Kausaria, *J. Astrophys. Astr.*, **18**, 57-71 (1997).
- [10] Z. Meliani et Z. Bédrane, mémoire de DES, Université de Tiemcen (2000).
- [11] Masumi Sato, *Japanese. J. of Applied Physics*, **38**, 242-243 (1999).
- [12] D.P. Liedahl and D. P. Smit, *Astrophysical Journal*, **509** : 848-855, U. S. A (1998).
- [13] M.K. Inal, thèse de Doctorat de 3<sup>ème</sup> cycle, Université de Paris - Sud Orsay (1984).
- [14] T. Zendagui, thèse de Magister, Université de Tiemcen (1996).
- [15] H.L. Zhang et D.H. Sampson, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **52**, 143, (1992).
- [16] A.H. Gabriel and K.J.H. Phillips, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **189**, 391-327, (1979).
- [17] J. F. Seely, U. Feldman, and G. A. Doschek, *Astrophys. J.* **319**, 541-554, (1978).

L'organigramme présenté ci-dessous a permis de calculer le coefficient du taux d'excitation collisionnelle pour la raie de résonance w en supposant que les électrons libres du plasma suivent une distribution d'énergie Maxwellienne.



*Conclusion*

Dans le présent travail, nous avons supposé que la distribution non-Maxwellienne des électrons est isotrope dans l'espace. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée. Il arrive même

Maxwellienne.

Les résultats obtenus ont montré combien le rapport d'intensité  $j/w$  est sensible aux paramètres des deux types de distribution non-Maxwellienne considérés. Une application de diagnostic a été présentée pour la détermination de la température associée aux électrons suprathermiques à partir de rapports d'intensité mesurés, dans le cadre d'une distribution bi-

diverses valeurs des paramètres entrant en jeu dans les distributions d'électrons.

de forces de collision programmées dans l'approximation distorted-wave et en choisissant dans  $Fe^{+24}$ , requis dans le calcul de l'intensité de la raie  $w$ , a été évalué en utilisant des valeurs de taux d'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental  $1s^2$  vers le niveau  $1s2p^1P_1$  suprathermiques qui a été prise pour ces deux distributions est entre 2 et 10%. Le coefficient monoénergétique associé aux électrons suprathermiques. La fraction d'électrons distribution Maxwellienne représentant les électrons thermiques et une distribution respectivement. L'autre distribution considérée consiste en une combinaison linéaire d'une composantes froide et chaude représentent les électrons thermiques et suprathermiques, distributions d'électrons non-Maxwelliens. La 1<sup>ère</sup> distribution est une bi-Maxwellienne dont les Nous avons examiné les variations du rapport d'intensité  $j/w$  à travers deux types de

une distribution Maxwellienne pure.

par une diminution sensible du rapport d'intensité  $j/w$  ou d' $13/w$  par rapport à celui associé à supérieure à 6.7 keV. L'existence d'électrons énergétiques suprathermiques se traduirait alors  $1P_1 \rightarrow 1s^2 1S_0$  dans  $Fe^{+24}$ , peut être produite par tous les électrons animés d'une énergie cinétique keV, respectivement, tandis que la raie de résonance  $w$ , correspondant à la transition  $1s2p$  peuvent être formées par des électrons libres possédant une énergie cinétique de 4.7 et 5.8 correspondant aux transitions  $1s2p^2D_{5/2} \rightarrow 1s^2 2p^2P_{3/2}$  et  $1s2p^3P^2D_{5/2} \rightarrow 1s^2 3p^2P_{3/2}$  dans  $Fe^{+23}$ , la distribution d'énergie des électrons. Les raies de recombinaison diélectronique  $j$  et d' $13$ , et  $w$  qui sont produites à partir du même ion de fer heliumoïde  $Fe^{+24}$  par différentes régions de chaud peu dense. Cette méthode repose sur le rapport des intensités des deux raies  $j$  (ou d' $13$ ) distribution d'énergie non-Maxwellienne d'électrons suprathermiques générés dans un plasma Nous avons étudié, dans ce mémoire, une méthode efficace de diagnostic de la

*Conclusion*

souvent que des électrons suprathermiques soient générés dans des plasmas chauds selon une distribution de vitesses anisotrope. Dans ces conditions, il est nécessaire de tenir compte de l'état de polarisation linéaire des raies  $J$  et  $w$ , qui résulterait de l'anisotropie des électrons, dans l'interprétation du rapport d'intensité  $J/w$  en terme de diagnostic de la distribution d'énergie des électrons.

---

*Conclusion*

