

#### **III.1 – Introduction**

Le principe des diagnostics spectroscopiques des plasmas est de déterminer tel ou tel paramètre caractérisant ces milieux (comme la densité et la température électronique, l'intensité du champ magnétique, la température ionique...) à partir de l'analyse de leurs rayonnements émis, que ce soit continu (bremsstrahlung et/ou de recombinaison radiative) ou discret (raies). Ces techniques s'appuient sur des résultats théoriques. Pour chaque étude expérimentale il existe un outil de diagnostic approprié, adapté aux contraintes imposées par les facteurs extérieurs (instabilités expérimentales, précision et fiabilité des mesures, ou facilité et rapidité d'analyse par exemple), et par les conditions d'équilibre du plasma. La plupart des méthodes de diagnostics de plasmas chauds sont basées sur des rapports d'intensité de raies appropriées. Depuis plusieurs décennies, un nombre important de travaux scientifiques ont été consacrés à la recherche de couples de raies émises par des ions fortement chargés dont les rapports d'intensité sont fortement sensibles à l'un des paramètres du plasma émissif.

Dans la première partie de ce chapitre nous définissons les différents modèles qui décrivent des plasmas homogènes uniformes et stationnaires selon leurs températures et leurs densités. Nous présentons en seconde partie deux méthodes considérées comme efficace de diagnostic en température des plasmas chauds.

#### **III.2 – Modèles d'équilibre**

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

##### **III.2.a – Modèle d'Équilibre Thermodynamique Local**

Le modèle de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) est beaucoup utilisé parce qu'il est simple: les quatre lois de Maxwell, de Saha et de Boltzmann, suffisent en

effet pour calculer les populations de tous les niveaux de tous les ions d'un élément en fonction de la densité  $n_e$  et de la température  $T_e$  des électrons libres.

Distribution de Maxwell :

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

$$f(E)dE = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{\exp(-E/kT_e)}{(kT_e)^{3/2}} dE \quad (\text{III} - 1)$$

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

Loi de Saha :

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

$$\frac{N_i^{(z+1)} n_e}{N_j^z} = \frac{2g_i^{(z+1)}}{g_j^z} \frac{(2\pi m_e kT_e)^{3/2}}{h^3} \exp(-I_i^z/kT_e) \quad (\text{III} - 2)$$

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

Loi de Boltzmann :

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

$$\frac{N_j^z}{N_i^z} = \frac{g_j^z}{g_i^z} \exp(-E_{ij}^z/kT_e) \quad (\text{III} - 3)$$

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

Loi de Planck :

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

$$\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3(\exp(h\nu/kT_e) - 1)} d\nu \quad (\text{III} - 4)$$

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

Le modèle (ETL) est applicable dans les plasmas stationnaires suffisamment denses ( $n_e > 10^{21} \text{cm}^{-3}$ ) pour favoriser les phénomènes de collisions, en présence de champ électrique ou de forces extérieures modérés, la distribution des vitesses des électrons est presque toujours Maxwellienne. Il y a alors micro-réversibilité des processus dus aux collisions, le plasma est dit à l'état d'équilibre thermodynamique local (ETL). Les populations de toutes les espèces et de leurs niveaux excités restent correctement décrites par les lois de Maxwell, de Boltzmann, et de Saha. Par contre, il n'y a pas de micro-réversibilité des processus dus au rayonnement, ce qui implique que la loi de Planck n'est plus valable [1-2].

#### III.2.b– Modèle coronal

Ce modèle a été développé initialement lors de l'étude de la couronne solaire. Il est applicable à des plasmas stationnaires de faibles densités  $n_e \leq 10^{12} \text{cm}^{-3}$  et de température électronique élevée  $T_e \geq 10^6 \text{K}$ . Il implique les hypothèses suivantes :

1. Le plasma est optiquement mince, de sorte que les rayons X ne sont pas atténués par l'interaction avec les atomes ou les ions dans le plasma, et n'affectent pas les populations dans les niveaux atomiques liés. Cela implique également que la photo-excitation et la photo-ionisation (processus qui sont très importants dans les plasmas de type nébuleuse) sont négligées.
2. La densité du plasma est suffisamment faible pour que les populations des états excités soient négligeables par rapport à la population de l'état fondamental.

3. Les pertes par rayonnement sont équilibrées par le chauffage non-radiatif. Cette hypothèse est valable pour les sources cosmiques comme les couronnes stellaires et les restes de supernova qui sont chauffés par des processus non-radiatifs.
4. Les électrons et les ions du plasma sont caractérisés par des distributions d'énergie Maxwellienne avec des températures distinctes.
5. Le gaz est supposé être dans un état stationnaire d'équilibre statistique à la fois pour les états liés atomiques et pour l'équilibre d'ionisation. Afin de maintenir le plasma dans un état stationnaire, le chauffage est équilibré par le refroidissement dû à l'émission de raies et du continu. Les raies d'émission sont principalement dues à l'excitation par impact électronique suivie par la désexcitation spontanée d'un niveau lié au sein d'un atome fortement ionisé, tandis que l'émission du continu est produite par l'interaction d'un électron libre avec un ion, soit par une transition libre-libre entre deux états du continuum, une transition libre-lié, ou un processus à deux photons.

Dans un plasma optiquement mince le rayonnement qui provient de l'intérieur échappe le plasma de sorte que chaque processus de la collision ne peut être équilibrée par sa processus de la collision inverse comme dans le modèle ETL. Une description simple est alors n'est possible que si nous supposons que la densité électronique et de l'intensité du champ de rayonnement sont si petites qu'un atome excité se désintègre par radiation spontanée et un atome ionisé se recombine par recombinaison radiative ou diélectronique. On distingue quelques exemples sur les plasmas coronale stables : couronnes stellaires; gaz chaud dans interstellaire et intergalactique moyennes; les amas de galaxies [3].

#### III.2.c– Modèle collisionnel-radiatif

Le modèle collisionnel-radiatif (C-R) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles (ETL) et (CM). Il est applicable dans les plasmas moyennement denses, tels que les plasmas de la région de transition solaire et ceux qui sont produits aux laboratoires par irradiation laser, avec une densité électronique se situant dans la gamme ( $10^{12} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ).

A ces densités, on ne peut plus négliger les processus d'excitation et de désexcitation collisionnelle entre les niveaux excités d'ions. Dans l'hypothèse du régime stationnaire, qui est valable lorsque le temps d'évolution du plasma étudié est grand par rapport au temps

caractéristique des processus atomiques, on peut alors écrire l'équation qui régit la population d'un état excité  $j$  de l'ion sous la forme :

$$N_j \left( n_e \sum_{k>j} C_e(j \rightarrow k) + \sum_{k<j} C_d(j \rightarrow k) + \sum_{k<j} A(j \rightarrow k) \right) = \sum_{k>j} N_k A(k \rightarrow j) + n_e \left( \sum_{k<j} N_k C_e(k \rightarrow j) + \sum_{k>j} N_k C_d(k \rightarrow j) \right) \quad (\text{III} - 5)$$

où  $C_e$  et  $C_d$  sont les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation collisionnelles, respectivement, et  $A$  est la probabilité de transition radiative [4-5].

### **III. 3 – Méthodes de diagnostic en température des plasmas chauds**

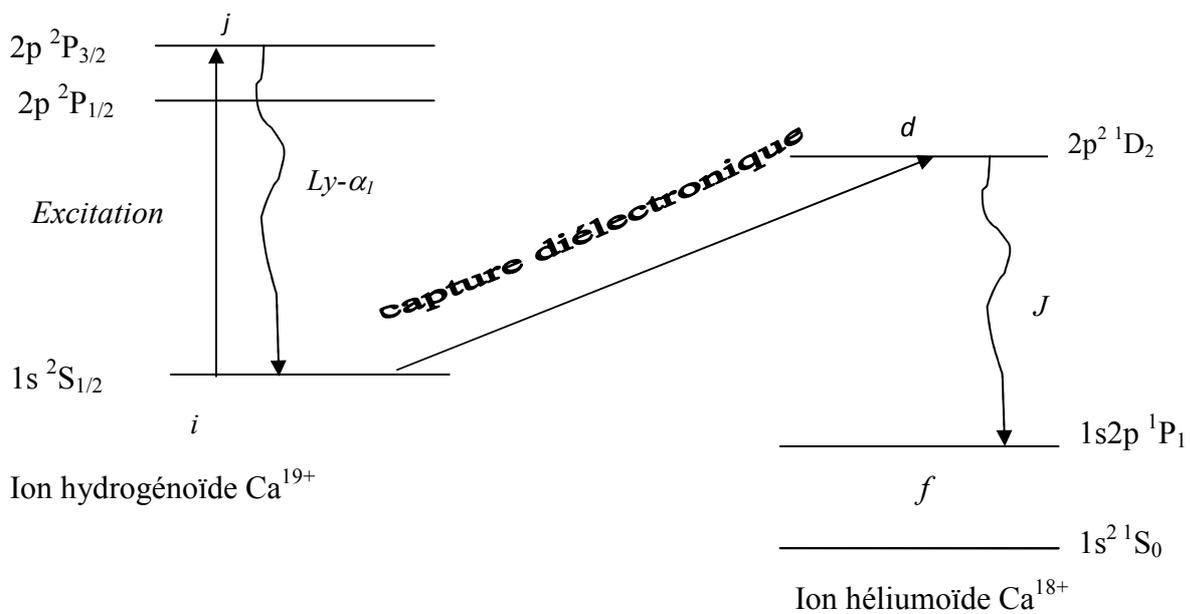
Les techniques de diagnostic basées sur la mesure de rapports d'intensité de raies X en haute résolution des spectres de plasmas chauds peuvent fournir des outils puissants pour déduire les paramètres physiques (température et densité électronique) des plasmas. Des études réalisées depuis les années 1970 avaient montré l'existence de divers couples de raies originaires d'un même ion, dont le rapport d'intensité est fortement sensible à la température électronique, et donc qui peuvent servir à déterminer cette température et également des départs de l'état d'équilibre d'ionisation (dans les plasmas transitoires), ou des déviations par rapport aux distributions d'énergie Maxwellienne (dans des plasmas non-thermiques) [3].

Il y a principalement deux méthodes de diagnostic en température des plasmas chauds. Ces deux méthodes spectroscopiques ont été souvent appliquées comme outil efficace de diagnostic des plasmas aussi bien astrophysiques que ceux produits en laboratoires à des fins de fusion par confinement magnétique ou inertiel et également dans la réalisation des lasers X.

#### **III.3.a – Diagnostic à partir des raies satellites de recombinaison diélectronique**

Ce type de diagnostic a été introduit pour la première fois par A.H. Gabriel en 1972, et concerne le rapport d'intensité entre une raie de résonance et une raie satellite diélectronique associée. Un exemple typique est celui de la raie de résonance  $1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$  émise par des ions héliumoïdes et la raie satellite diélectronique  $1s2p^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 1s^2 2p^2 \ ^2P_{3/2}$  émise par des ions lithiuoïdes mais impliquant initialement des ions héliumoïdes.

Dans ce mémoire, nous nous intéressons aux raies de résonance Ly- $\alpha_1$  ( $2p^2P_{3/2} \rightarrow 1s^2S_{1/2}$ ) et Ly- $\alpha_2$  ( $2p^2P_{1/2} \rightarrow 1s^2S_{1/2}$ ) émises par les ions hydrogénoïdes et aux raies satellites de recombinaison diélectronique dues à des transitions de type  $2l2l' \rightarrow 1s2l''$  émises par les ions héliumoïdes. Nous avons cherché à calculer le rapport d'intensité des raies satellites de recombinaison diélectronique dans l'ion  $Ca^{18+}$ , et les raies Ly- $\alpha_1$ , et Ly- $\alpha_2$  émises par les ions hydrogénoïdes  $Ca^{19+}$ . Cela revient à calculer le rapport de l'émissivité des raies satellites de recombinaison diélectronique dans l'ion  $Ca^{18+}$  par rapport à celle des raies parentes émises par les ions hydrogénoïdes  $Ca^{19+}$ . En effet, en faisant l'hypothèse, couramment admise, que deux raies d'un même ion sont émises dans la même région, le rapport de leurs intensités est simplement égal au rapport de leurs émissivités.



**Figure 1 :** Diagramme montre la raie Ly- $\alpha_1$  et la raie satellite de recombinaison diélectronique  $J$ , et les niveaux  $i$  ( $1s^2S_{1/2}$ ),  $j$  ( $2p^2P_{3/2}$ ),  $f$  ( $1s2p^1P_1$ ) et  $d$  ( $2p^2^1D_2$ ) impliqués.

Les raies satellites sont des systèmes de raies qui apparaissent à proximité ou en mélange avec les raies de résonance des atomes fortement ionisés. Pour les ions hydrogénoïdes et héliumoïdes, ces types de raies ont été bien connues pour près de 60 ans. Edlén & Tyrén (1939) ont découvert ces raies dans les spectres d'une étincelle sous vide et les ont interprétés comme des transitions de résonance en présence d'un électron lié

supplémentaire  $nl$  qui joue le rôle pratiquement de spectateur. Ces raies correspondent aux transitions de stabilisation dans le processus de recombinaison diélectronique, qui a d'abord été reconnu par Massey et Bates (1942) comme un processus de recombinaison en deux étapes. Dans la première étape, (appelée sans rayonnement ou diélectronique), il se produit la capture d'un électron libre par un ion recombinant, donnant lieu à un état doublement excité quasi-lié autoionisant. La deuxième étape (appelée stabilisation radiative) est l'émission de rayonnement (raie satellite) pour donner un état stable, simplement excité dans les ions recombinés.

Les plus forts satellites proviennent des états avec  $n = 2$  (nombre quantique principal) pour l'électron spectateur et apparaissent sur le côté supérieur de longueur d'onde de la raie de résonance parente. Le groupe des raies satellites avec  $n = 3$  apparaît plus proche de la raie de résonance et certaines sont même confondues avec la raie de résonance, tandis que celles issues de  $n \geq 4$  sont pratiquement impossibles à distinguer de la raie de résonance. La recombinaison diélectronique (DR) peut fournir un mécanisme de recombinaison supplémentaire important dans les plasmas chauds dilués, tels que ceux observés dans la couronne solaire, pouvant affecter sensiblement l'équilibre d'ionisation, et donc l'interprétation de la température d'ionisation de la couronne. En particulier, Gabriel (1972) et ses collaborateurs ont démontré que les raies satellites fournissent des outils très puissants pour diagnostiquer ces plasmas chauds, puisque ces raies sont sensibles aux variations de la température des électrons, et aux écarts à partir d'une distribution des électrons Maxwellienne. Ces auteurs ont été les premiers à tenter d'interpréter les intensités des raies satellites et ont développé une théorie détaillée pour l'ion héliumoïde [3, 6, 7].

- Emissivité de la raie satellite : elle est donnée par la relation suivante

$$E_s = h\nu_s N_d A_{df}^r \quad (\text{III} - 6)$$

où  $N_d$  est la population du niveau supérieur  $d$ , et  $A_{df}^r$  la probabilité de transition radiative de  $d$  vers  $f$ . La population du niveau  $d$  vérifie l'équation :

$$N_d \left[ \sum_{f'} A_{df'}^r + \sum_{i'} A_{di'}^a \right] = N_i n_e C_{cd}(i \rightarrow d) \quad (\text{III} - 7)$$

où  $A_{di}^a$  est la probabilité d'autoionisation,  $N_i$  la population du niveau initial  $i$ , et  $C_{cd}(i \rightarrow d)$  est le coefficient de taux de capture diélectronique du niveau  $i$  vers le niveau  $d$  exprimé en unité de  $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ .

Rappelons la relation entre  $C_{cd}(i \rightarrow d)$  et  $A_{di}^a$  qui s'écrit comme :

$$C_{cd}(i \rightarrow d) = 4\pi^{3/2} a_0^3 \left(\frac{R}{kT_e}\right)^{3/2} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) \frac{g_d}{g_i} A_{di}^a \quad (\text{III} - 8)$$

avec  $\varepsilon_i = E_d - E_i$  est l'énergie cinétique de l'électron capturé.

Après quelques simplifications et remplacement des constantes par leurs valeurs, l'équation (III-8) devient :

$$C_{cd}(i \rightarrow d) = 2.071 \times 10^{-16} T_e^{(-3/2)} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) \frac{g_d}{g_i} A_{di}^a \quad (\text{III} - 9)$$

Donc on peut écrire l'émissivité de la raie satellite de la manière suivante :

$$E_S = h\nu_S n_e N_i F_1(T_e) F_2^S \quad (\text{III} - 10)$$

où  $F_2^S$  est le facteur atomique de la raie exprimé en unité de  $\text{s}^{-1}$  et défini par :

$$F_2^S = \frac{g_d}{g_i} \frac{A_{di}^a A_{df}^r}{\sum_{f'} A_{df'}^r + \sum_{i'} A_{di'}^a} \quad (\text{III} - 11)$$

et  $F_1(T_e)$  est un facteur dépendant de la température exprimé en unité de  $\text{cm}^3$ , et il est donné par la relation suivante :

$$F_1(T_e) = 2.071 \times 10^{-16} T_e^{-3/2} \exp(-\varepsilon_i/kT_e) \quad (\text{III} - 12)$$

- Emissivité de la raie de résonance parente : elle est donnée par la relation suivante

$$E_r = h\nu_r N_j A_{ji}^r \quad (\text{III} - 13)$$

La population  $N_j$  du niveau supérieur  $j$  de la raie de résonance vérifie l'équation :

$$N_j A_{ji}^r = N_i n_e C(i \rightarrow j) \quad (\text{III} - 14)$$

où  $C(i \rightarrow j)$  est le coefficient de taux d'excitation collisionnelle à partir du niveau  $i$  vers le niveau  $j$ . Donc on peut écrire après substitution de l'équation (III – 14) dans (III – 13)

$$E_r = h\nu_r N_i n_e C(i \rightarrow j) \quad (\text{III – 15})$$

- Rapport d'émissivité

Après avoir déterminé l'expression de l'émissivité de la raie satellite diélectronique et celle de la raie de résonance parente, formons le rapport des deux émissivités :

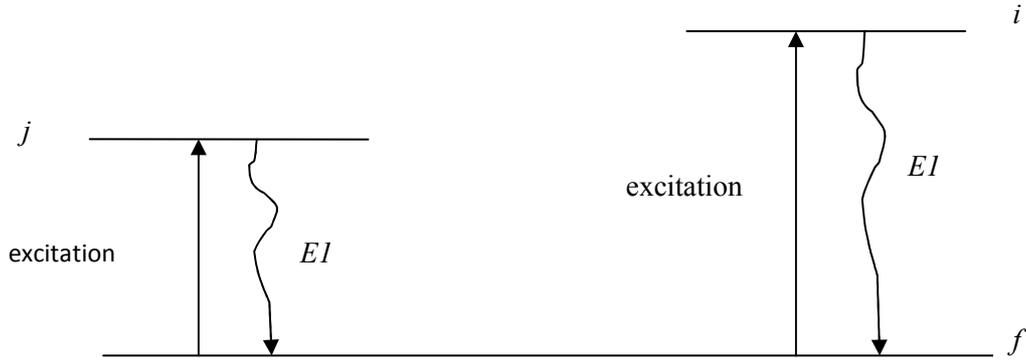
$$\rho = \frac{E_s}{E_r} = \frac{h\nu_s}{h\nu_r} \frac{F_1(T_e)F_2^s}{C(i \rightarrow j)} \quad (\text{III – 16})$$

avec  $\frac{h\nu_s}{h\nu_r} \approx 1$  parce que les deux raies  $s$  et  $r$  sont très proches en longueur d'onde dans le spectre. Il est intéressant de remarquer que  $\rho$  est indépendant de la densité électronique  $n_e$  et de l'équilibre d'ionisation (c'est-à-dire du rapport d'abondance d'ions de charges différentes). On montre que le rapport  $\rho$  varie sensiblement en fonction de la température électronique, pratiquement comme  $T_e^{-1}$ .

Dans notre mémoire, on s'intéressera au rapport de l'intensité de la raie satellite de recombinaison diélectronique notée  $J$  ( $2p^2 \ ^1D_2 \rightarrow 1s2p \ ^1P_1$ ) sur l'intensité de la raie de résonance Ly- $\alpha_1$  ( $2p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s \ ^2S_{1/2}$ ) pour déterminer la température des électrons.

#### III.3.b – Diagnostic basé sur les raies émises par un même ion

La température électronique  $T_e$  peut aussi être diagnostiquée à partir du rapport d'intensité de deux raies appropriées émises par un même ion. Déterminons les conditions que doit vérifier les deux raies pour que leur rapport d'intensité soit sensible à la température  $T_e$  et donc sert de diagnostic de ce paramètre de plasma.



**Figure2:** Diagramme montrant le peuplement et le dépeuplement des niveaux supérieurs  $i$  et  $j$  des raies.

Considérons le cas de deux raies dues aux transitions  $i \rightarrow f$  et  $j \rightarrow f$  toutes deux optiquement permises (de type E1), produites principalement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental  $f$  (cf. figure 2). On admet que les niveaux supérieurs  $i$  et  $j$  se dépeuplent essentiellement par émission spontanée vers le niveau  $f$ . Dans ces conditions, l'émissivité de la raie  $i \rightarrow f$  est donnée par :

$$E_{if} = h\nu_{if}N_iA_{if} \quad (\text{III} - 17)$$

telle que  $N_iA_{if} = N_f n_e C_{fi}$ , donc l'émissivité de la raie  $i \rightarrow f$  s'écrit comme :

$$E_{if} = h\nu_{if}N_f n_e C_{fi} \quad (\text{III} - 18)$$

avec  $N_i$ ,  $N_f$  sont les populations des niveaux  $i$  et  $f$  respectivement, et  $C_{fi}$  le coefficient de taux d'excitation  $f \rightarrow i$ .

D'autre part, l'émissivité de l'autre raie  $j \rightarrow f$  est donnée par :

$$E_{jf} = h\nu_{jf}N_f n_e C_{fj} \quad (\text{III} - 19)$$

avec  $C_{fj}$  est le coefficient de taux d'excitation  $f \rightarrow j$ . Rappelons l'équation qui donne le coefficient de taux d'excitation  $f \rightarrow i$  :

$$C(f \rightarrow i) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_f T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{fi}}{kT_e}\right) \langle \Omega_{fi} \rangle$$

avec

$$\langle \Omega_{fi} \rangle = \int_0^\infty \Omega(f \rightarrow i) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_i}{kT_e}\right)$$

$\varepsilon_i$  étant l'énergie cinétique de l'électron diffusé après l'excitation, et  $\Delta E_{fi} = E_i - E_f > 0$ .

Le rapport d'émissivité des deux raies s'exprime alors comme :

$$\rho = \frac{E_{if}}{E_{jf}} = \frac{h\nu_{if}}{h\nu_{jf}} \frac{\langle \Omega_{fi} \rangle}{\langle \Omega_{fj} \rangle} \exp[-(E_i - E_j)/kT_e] \quad (\text{III} - 20)$$

On remarque que  $\rho$  est indépendant de la densité  $n_e$ . Voyons maintenant dans quelles conditions le rapport  $\rho$  est sensible à la température  $T_e$ . Il est bien connu que le rapport  $\frac{\langle \Omega_{fi} \rangle}{\langle \Omega_{fj} \rangle}$  qui intervient dans l'équation (III - 20) est une fonction lentement variable de  $T_e$ , ce qui implique que la dépendance principale de  $\rho$  en température est contenue au niveau du facteur  $\exp[-(E_i - E_j)/kT_e]$ . Cela signifie, compte tenu du comportement de la fonction exponentielle, que  $\rho$  est sensible à  $T_e$  lorsque la différence d'énergie  $|\Delta E_{ij}| = |E_i - E_j|$  est comparable ou plus grande par rapport à  $kT_e$ , c'est-à-dire les niveaux supérieurs  $i$  et  $j$  des deux raies considérées sont bien séparées en énergie.

Comme exemple typique de raies dont le rapport d'émissivité est sensible à la température électronique, on peut citer les raies  $1s^2 2p^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 S_{1/2}$  et  $1s^2 3p^2 P_{3/2} \rightarrow 1s^2 2s^2 S_{1/2}$  émises par un ion lithiomoïde (ion à trois électrons) fortement chargé. Le rapport  $\rho$  varie comme  $\exp[-(E(2p^2 P_{3/2}) - E(3p^2 P_{3/2}))/kT_e]$ . Dans le cas, par exemple, de l'ion lithiomoïde  $Mg^{9+}$ ,  $E(3p^2 P_{3/2}) - E(2p^2 P_{3/2}) = 194$  eV et  $E(2p^2 P_{3/2}) - E(2s^2 S_{1/2}) = 20.3$  eV, ce qui permet de constater que les énergies des niveaux supérieurs des deux raies diffèrent d'un facteur 10.

Il existe également des raies émises par des ions héliumoïdes (ions à deux électrons) dont le rapport d'émissivité est assez sensible à la température électronique. Pour ces ions héliumoïdes, il y a trois raies relativement intenses correspondant aux transitions à partir des niveaux excités  $1s2l$  vers le niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$  :

- (i) la raie de résonance  $w$  due à la transition  $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ,
- (ii) la raie interdite  $z$  due à la transition  $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ,
- (iii) la raie d'intercombinaison  $(x,y)$  due à la transition  $1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ .

Ces raies qui ont des longueurs d'onde très voisines apparaissent clairement dans les spectres des plasmas astrophysiques, et elles sont depuis longtemps largement utilisées comme diagnostic de densité et de température électronique pour le soleil et ses éruptions et quelque fois pour les restes de Supernova et le milieu interstellaire.

Gabriel et Jordan en 1969[9] avaient montré que le rapport d'intensité  $G$  :

$$G = \frac{z + (x + y)}{w}$$

varie de manière sensible avec la température électronique et est pratiquement indépendant de la densité électronique tant qu'elle n'est pas suffisamment élevée. Cette sensibilité du rapport  $G$  vis-à-vis de la température  $T_e$  provient du fait que le coefficient de taux d'excitation associé à la raie de résonance  $w$  dépend de  $T_e$  très différemment que ceux associés aux raies interdite  $z$  et d'intercombinaison  $(x,y)$ . En effet, la force de collision associée à l'excitation du niveau supérieur de la raie  $w$  croît avec l'énergie des électrons incidents, asymptotiquement selon le logarithme, tandis que les forces de collision associées aux excitations des niveaux triplets supérieurs des raies  $x, y$  et  $z$  décroissent avec l'énergie des électrons incidents. Ceci conduit à une diminution du rapport d'intensité  $G$  lorsque la température électronique augmente [10]. Le rapport d'intensité  $G$  fait l'objet d'une étude approfondie dans le cadre de la thèse de doctorat de Mr Ferouani Abdel Karim.

#### III.4 – Conclusion

Dans le domaine des hautes températures ( $\geq 10^6\text{K}$ ), les rapports d'intensité des raies satellites de recombinaison diélectronique sur les raies parentes de résonance sont parmi les plus sensibles à la température électronique, et ce sont ces rapports qui sont souvent utilisés dans les diagnostics des plasmas chauds en vue de déduire leur température électronique.