

N° d'ordre

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA
FACLTÉ DES MATHÉMATIQUES
ET SCIENCE DE LA MATIÈRE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



Mémoire

MASTER ACADIMIQUE

Domaine : Sciences de la Matière

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Rayonnements

Présenté par : **ZENKHRI Djamel Eddine**

Thème :

**Calcul des éléments dipolaires électriques des
structures atomiques : Application aux calculs des
élargissements électroniques**

Soutenu publiquement :

Le : 25 / 06 / 2019

Devant le jury composé de :

Pr DOUIS Saïd	Prof	Président	UKM OUARGLA
Dr BENMEBROUK Lazhar	MCA	Examineur	UKM OUARGLA
Pr KHELFAOUI Fethi	Prof.	Rapporteur	UKM OUARGLA

Année Universitaire : 2018/2019

Dédicaces

Je dédie ce travail :

A ma mère et à mon père,

A mes frères et mes sœurs,

A tous les membres des deux familles ZENKHRI et HADJI

Remerciements

Avant tout je remercie Allah, le tout puissant de nous avoir accordé la force, le courage et les moyens afin de pouvoir accomplir ce modeste travail.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma plus profonde reconnaissance, et mes plus vifs remerciements à mon encadreur et directeur de recherche, le Professeur KHELFAOUI Fethi, pour m'avoir constamment guidé tout le long de ce projet et pour ces conseils précieux.

Je tiens à remercier le Président de jury Pr DOUIS Saïd, et l'examineur Dr BENMEBROUK Lazhar d'avoir accepté de faire partie du jury afin de juger ce travail.

Je remercie le professeur MEFTAH Mohammed Tayeb pour son aide, ses explications, et ses conseils précieux.

Je remercie Mme Yassmina Bennana, Doctorante à l'Equipe Plasmas d'Arcs du Laboratoire LRPPS, pour son aide et ses explications

Je remercie également tous les membres du Laboratoire de Rayonnement et Plasmas et Physique des Surfaces (LRPPS), où j'ai accompli ce travail, pour leurs aides et leurs conseils.

Enfin, je remercie tout ce qui m'ont aidé pour accomplir ce travail

SOMMAIRE

Dédicaces.....	i
Remerciements.....	ii
Sommaire.....	iii
Listes des figures.....	vi
Liste des tableaux.....	vii

INTRODUCTION GENERALE..... 01

CHAPITRE I : Généralités sur les profils de raies dans les plasmas

I.1. Introduction	03
I.2. Élargissement et profile de raies dans les plasmas.....	03
I.2.1. Elargissement Doppler (profil gaussien).....	03
I.2.2. Elargissement naturel (profil Lorentzien).....	03
I.2.3. Elargissement collisionnel par les particules neutres.....	04
I.2.4. Elargissement instrumental.....	04
I.2.5. Profile composé	05
I.4. Les lois d'équilibre thermodynamique	05
I.4.1 Loi de distribution Boltzmann.....	05
I.4.2. Loi de distribution de Maxwell-Boltzmann des vitesses.....	05
I.4.3. Loi de Saha.....	05
I.4.4. Loi de Planck.....	06
I.5 Émission de rayonnement par un plasma.....	06
I.6 probabilité de transition.....	06
I.7 Règle de sélection dans l'approximation dipolaire électrique.....	08
I.8. Elargissement collisionnel par les particules chargées.....	08
I.9. Paramètres importants dans l'élargissement Stark.....	08
I.9.1. Le temps d'intérêt.....	08
I.9.2. Le temps de collision.....	09
I.9.3. L'approximation d'impact.....	09
I.9.4. L'approximation quasi-statique.....	09

CHAPITRE II : Méthodes de calcul des éléments dipolaires et l'élargissement Stark électronique

II .1. Introduction	10
II.2. Force de raie:	10
II.3. Force d'oscillateur:	10
II.4. Relation usuelles	11
II.5. Méthode de calcul des éléments dipolaires.....	11
II.5.1. Le moment dipolaire.....	11
II.5.2. Théorème de Wigner-Eckart.....	11
II.5.3. Les propriétés de symbole 3-j.....	13
II.5.4. Les éléments dipolaires	13
II.6. Produit des éléments dipolaires	14
II.7. Calcul de probabilité de transition A (nlmj).....	14
II.8. Calcul de l'élargissement électronique et profile de raie.....	14
II.8.1. Modèle de calcul de l'opérateur de collision électroniques	14
II.8.1.1. Formule approximative de Griem.....	14
II.8.1.2. Formule de Smith et Hopper.....	15
II.8.2. Calcul des profils spectraux.....	16
II.9. Elargissement Stark.....	17
II.10. Programmes FORTRAN.....	17
II.10.1. Programme de formule de Griem.....	17
II.10.2. Programme de formule de Smith et Hopper.....	18
II.11. La Structure électronique des ions à étudier.....	20
II.11.1. Transitions électroniques de magnésium Mg II.....	20
II.11.2. Transitions électroniques de Silicium Si II.....	20
II.11.3. Les données de C IV, N V et O VI de la transition 3s3p.....	20

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSION

III.1.Introduction.....	20
III.2 Etude comparative des calculs d'élargissement électronique.....	20
III.3.Profils spectraux des raies de Mg II.....	22
III.3.1.Profils de raies de la transition 3d-4f Mg II	22
III.3.2.Profils de raies de la transition 4d-6f Mg II.....	23
III.4 L'effet de la température sur le profil de raie.....	24
III.5 Résultat de calcul de l'élargissement électronique par la formule de Smith et Hopper	25
III.5.1 Résultat de calcul des éléments de la base 3-j et les éléments dipolaire.....	25
III.5.2. Élargissement électronique et profile de la transition 3s-4p ...	27
III.5.3. Élargissement électronique et profile de la transition 3p-4s..	28
III.5.4. Élargissement électronique et profile de la transition 3d4p....	30
III.5.5. Élargissement électronique et profile de la transition 3s-3p....	31
III.5.6. Élargissement électronique et profile de la transition 3p3d....	33
III.6 La variation de l'élargissement Stark en fonction de la température.....	34
III.6.1 La transition 3s-4p.....	34
III.6.2 La transition 3p-4s.....	35
III.6.3 La transition 3d-4p.....	36
III.7 La variation de l'élargissement Stark en fonction de la densité et la température.....	36
III.8 L'élargissement électronique et profile de raie de l'ion de Silicium Si II	39
III.8.1 La transition 3p-4s	39
III.8.2 La transition 4s-4p.....	40
III.9 Variation de l'élargissement Stark en fonction de la charge de l'émetteur pour la transition 3s-3p pour l'ion Li-like.....	41
Conclusion générale et perspectives	44
Annexes	46
A1. Les données atomiques de Mg II.....	46
A2. Calcul de La base 3-j.....	51
A3.Les éléments dipolaires de Mg II.....	53
Références	56

Résumé

Liste des figures

Figure I.1 : Les différentes profiles de raies.....	04
Figure I.2 : Schéma d'un atome à deux niveaux d'énergie.....	04
Figure II.1 : Organigramme présentant le plan de calcul numérique	17
Figure II.2 Organigramme présente le plan de calcul numérique.....	18
Figure III.1 Profile de raie Mg II de 3d-4f pour T=5000K, $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$...	23
Figure III.2 Profile de raie Mg II de 4d-6f pour T=5000K et $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$.	24
Figure III.3 Profile de raie Mg II de la transition 4s-5p pour différentes valeurs de température et $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	24
Figure III.4 La variation de l'élargissement électronique par rapport à la température pour la transition 4s-5p pour Mg II.....	25
Figure III.5 Profile de raie Mg II de la transition transitions 3s (1/2)-4p (3/2) et 3s (1/2)-4p (1/2) pour T=5000K $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	28
Figure III.6 : Profile de raie Mg II de la transition 3p (3/2)-4s (1/2) $\lambda=2936.51 \text{ \AA}$ pour T=5000K et $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	29
Figure III.7 Profil de la raie Mg II 3d-4p pour T=5000 et $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	31
Figure III.8 Profile de raie de la transition $\lambda_1=2795.5 \text{ \AA}$ et $\lambda_2=2802.7 \text{ \AA}$ pour T=5000K et $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	32
Figure III.9 Profile de raie (Mg II) de la transition 3p-3d pour T=5000K et $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	34
Figure III.10 Variation l'élargissement électronique de la transition 3s-4p avec la racine de température pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	34
Figure III.11 La variation de l'élargissement électronique de la transition 3p-4s en fonction de la température pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	35
Figure III.12 La variation de l'élargissement électronique de la transition 3d-4p en fonction de la température pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	36
Figure III.13 : La variation de l'élargissement électronique en fonction de la densité pour des différentes valeurs de température	37
Figure III.14 : Profile de raie de la transition 3p-4s 5000K	39
Figure III.15 : Profile de raie de la transition 4s-4p T=5000K $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$...	41
Figure III.16 : Variation de $\log_{10} \left[\frac{\Delta\omega_{el\acute{e}}}{\lambda^2} (\text{cm}^{-1}) \right]$ en fonction de $\log_{10}(Z)$ pour des différentes calculs théoriques, Z est la charge de l'émetteur z.....	42
Figure III.17 Profile de raie de la transition 3s1/2- 3p3/2 de l'ion de F VII pour T=145000K et $N_e=1.8.10^{24} \text{ m}^{-3}$	43

Liste des tableaux

Tableau II.1 : Transitions radiatives de magnésium ionisé Mg II retenues pour le calcul.....	19
Tableau II.2 : Transitions radiatives Silicium Si II retenues pour le calcul.	19
Tableau II.3 : Transitions radiatives C IV, N V et O VI.....	19
Tableau III.1 : L'élargissement électronique en Angstrom calculé par B. Blagojevic (WTW), Griem (WG) et Dimitrijevic and Sahal-Bréchet (WDSB) et notre calcul pour différente transition et différente température et pour une densité $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$	20
Tableau III.2 : Les valeurs de la base 3-j pour les valeurs de $j_1=0.5$ $j_2=0.5$, et pour $j_1=0.5$ $j_2=1.5$	26
Tableau III.3 Les valeurs des éléments dipolaires d_{nlmj}	26
Tableau III.4 : L'élargissement électronique de la transition 3s (1/2)-4p (1/2) pour Mg II pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $T=5000\text{K}$	27
Tableau III.5 : L'élargissement électronique de la raie 3s (1/2)-4p (3/2) pour Mg II pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $T=5000$	27
Tableau III.6 : L'élargissement électronique de la raie 3p (1/2)-4s (1/2) pour Mg II pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $T=5000\text{K}$	28
Tableau III.7 : L'élargissement électronique de la raie 3p (3/2)-4s (1/2) pour Mg II pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $T=5000\text{K}$	29
Tableau III.8 L'élargissement électronique de la raie 3d (3/2)-4p (3/2) de Mg II pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $T=5000\text{K}$	30
Tableau III.9 : L'élargissement électronique de la raie 3d (3/2)-4p (1/2) pour Mg II	30
Tableau III.10 : L'élargissement électronique de la raie 3s (1/2)-3p (3/2)	31
Tableau III.11 : Elargissement électronique de la raie 3s (1/2)-3p (1/2) ..	32
Tableau III.12 : L'élargissement électronique de la raie 3p (3/2)-3d(3/2)	33
Tableau III.13 : L'élargissement électronique de la raie 3p (3/2)-3d (5/2)	33
Tableau III.14 : L'écart entre nos calculs et les valeurs théoriques de Griem [1] et Dimetrivic [15] pour des différente valeur de température .	35
Tableau III.15 : Variation de l'élargissement électronique en fonction de la densité pour des différentes valeurs de température.....	37
Tableau III.16 Résumé de résultat de de calcule de l'élargissement électronique pour Mg II.....	38
Tableau III.17 : L'élargissement électronique de la raie 3p (1/2)-4s (1/2).	39
Tableau III.18 : L'élargissement électronique de la raie 3p (3/2)-4s(1/2).	39
Tableau III.19 : L'élargissement électronique de la raie 4s (1/2)-4p (3/2).	40
Tableau III.20 : L'élargissement électronique de la raie 4s (1/2)-4p (3/2).	40
Tableau III.21 : Variation de l'élargissement Stark en fonction de la charge des ions suivant différents modèles.....	42
Tableau III.22 : Estimation de l'élargissement Stark de l'ion de FVII ..	43

Introduction générale

Introduction générale

La spectroscopie des plasmas est l'étude des radiations électromagnétiques émises par un milieu ionisé, le rayonnement émis par un plasma dépend non seulement des propriétés d'un émetteur isolé, mais aussi des propriétés du plasma qui l'entoure. Cette dépendance est une conséquence de l'interaction des ions et des électrons avec l'émetteur à travers des processus d'ionisation, de recombinaisons, d'excitation et de désexcitation. Ainsi le spectre de raie va répondre aux multiples interactions microscopiques qui ont précédé ou accompagné l'émission, par l'élargissement et le déplacement de ses composantes. Des mesures faites sur les profils spectraux fournissent un moyen approprié de diagnostic des plasmas (détermination de la densité électronique N_e , de la température T , de la concentration d'impuretés,...) [1].

L'élargissement du λ a l'effet Stark est l'un des mécanismes d'élargissement de raies spectrales en spectroscopie des plasmas. Il est causé par l'interaction des particules chargées (ions et électrons) sur un émetteur. Ce mécanisme d'élargissement est un sujet étudié de longue date et qui a accompagné les développements de la spectroscopie

Dans ce mémoire nous nous intéressons au calcul de l'élargissement électronique à partir de la formule de **Smith et Hooper** [2] ; l'utilisation de cette formule est basée sur la détermination des éléments dipolaires $d(nlmj)$. Nous allons appliquer cette formule pour les ions de Mg II et Si II pour des différentes conditions de densité et de température.

Nous allons mentionner et utiliser une autre formule connue sous le nom de la formule semi-empirique de **Griem** [3]. Nous allons l'appliquer pour l'ion de Mg II pour différentes transitions et différentes conditions de densité (de l'ordre de $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$) et différentes valeurs température (de 5000K à 100.000K).

Le premier chapitre de ce mémoire présente des généralités sur les profils de raies. Nous commençons par les élargissements de profile de raie et les lois d'équilibre thermique, ensuite nous présentons des paramètres important dans l'élargissement Stark tel que l'approximation d'impact et l'approximation quasi-statique.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les formalismes et les outils de base pour le calcul des éléments dipolaires et comment les appliquer pour le calcul de l'élargissement Stark électronique par la formule de Griem et par celle de Smith et Hooper.

Le troisième chapitre est une présentation des résultats de calcul de l'élargissement Stark électronique par la formule de Griem [3] et la formule de Smith et Hooper [2] et les profils de raie des ions de Mg II et Si II ; la comparaison de nos résultats se fait avec les travaux théoriques de **B. Blojevic** [4]. Une deuxième partie, est le calcul de l'élargissement électronique et l'étude de sa variation en fonction de la charge pour les ions de C IV, N V et O VI dans les conditions de l'article de **B. Bötcher** [5].

La conclusion générale du mémoire expose les résultats et les remarques importantes obtenues et mentionne quelques perspectives futures.

L'annexe contient les données atomiques de Mg II, la durée de vie des niveaux de Mg II, les résultats de calcul de la base 3-j et les éléments dipolaires de l'ion de Mg II.

Chapitre I :
Généralités sur les profils de raies
dans les plasmas

Chapitre I : Généralités sur les profils de raies dans les plasmas

I.1. Introduction :

La spectroscopie d'émission et d'absorption est une méthode optique développée et employée pour déterminer les paramètres de différents milieux (gaz, plasmas, etc...).

Les raies spectrales lors de l'émission ou de l'absorption du rayonnement ne sont pas infiniment minces, mais elles présentent certaines largeurs et certains profils ; elles présentent des distributions du rayonnement autour d'une fréquence centrale [6].

Les élargissements et les profils des raies permettent de définir les différentes espèces et leurs degrés d'ionisation, ainsi que les conditions physiques telles que la température, les densités et les vitesses.

La spectroscopie d'émission atomique est une méthode bien adaptée au diagnostic des gaz et des plasmas.

I.2. Élargissement et profil de raies dans les plasmas [6].

I.2.1. Elargissement Doppler (profil gaussien)

La fréquence émise par une particule en mouvement est différente à la fréquence émise par la particule au repos ce décalage de fréquence est due à l'effet Doppler

L'élargissement dû à l'effet Doppler statistique est lié à la distribution des vitesses de l'émetteur, à la température T du milieu et à la masse m de l'émetteur. La largeur à mi-hauteur (ou FWHM) est :

$$\Delta\omega_D = 7.16 \cdot 10^{-7} v_0 \sqrt{T/M} \quad (I.1)$$

La forme des profils des élargissements Doppler est gaussienne

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B_2} \exp(-x^2/B_2^2) \quad (I.2)$$

Ou : $x = \omega - \omega_0$ et $B_2 = \Delta\omega_D$;

I.2.2. Elargissement naturel (profil Lorentzien)

D'après le principe d'incertitude de d'Heisenberg la largeur finie d'un niveau excité est liée à la durée de vie finie qu'une particule peut passer dans cette état. On note que ΔE la largeur de niveau et τ est la durée de vie moyenne de ce niveau : $\Delta E = \frac{\hbar}{\tau}$

La durée de vie moyenne d'un niveau est : $\tau = \frac{1}{\sum_{i \neq j} A_{ij}}$

ΔE : est l'incertitude sur l'énergie de l'état excité

A_{ij} : Coefficient d'Einstein d'émission spontanée entre niveaux i et j

Le profil de l'élargissement naturel est (Lorentzien):

$$g(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta_1}{x^2 + \delta_1^2} \quad \text{Ou} \quad \delta_1 = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j} \right) \quad \text{et} \quad x = \omega - \omega_{ij} \quad (\text{I.3})$$

La largeur naturelle est généralement négligeable par rapport à l'élargissement Doppler et l'élargissement collisionnel.

I.2.3. Elargissement collisionnel par les particules neutres

Les collisions avec les particules neutres causent aussi un élargissement des raies spectrales.

Pour un milieu de pression P en atm et une température T en Kelvin est pour des émetteurs de masse A en u.m.a.

$$\Delta\omega_{col} (s^{-1}) \approx 1/\tau_{col} = 2 \times 10^9 \left(\frac{P}{1atm} \right) \sqrt{\frac{1}{A} \frac{273K}{T}} \quad (\text{I.4})$$

Le profil est Lorentzien

Généralement l'élargissement par les neutres est négligeable dans les plasmas.

I.2.4. Elargissement instrumental

Les appareils de mesure et de spectroscopie causent un élargissement supplémentaire aux raies spectrales observées. Le profil dû à cet élargissement peut être :

- Un profil de Lorentz.
- Un profil de Gauss.
- Un profil de Voigt

Le profil de Voigt est la combinaison des profils de Lorentz et de Gauss.

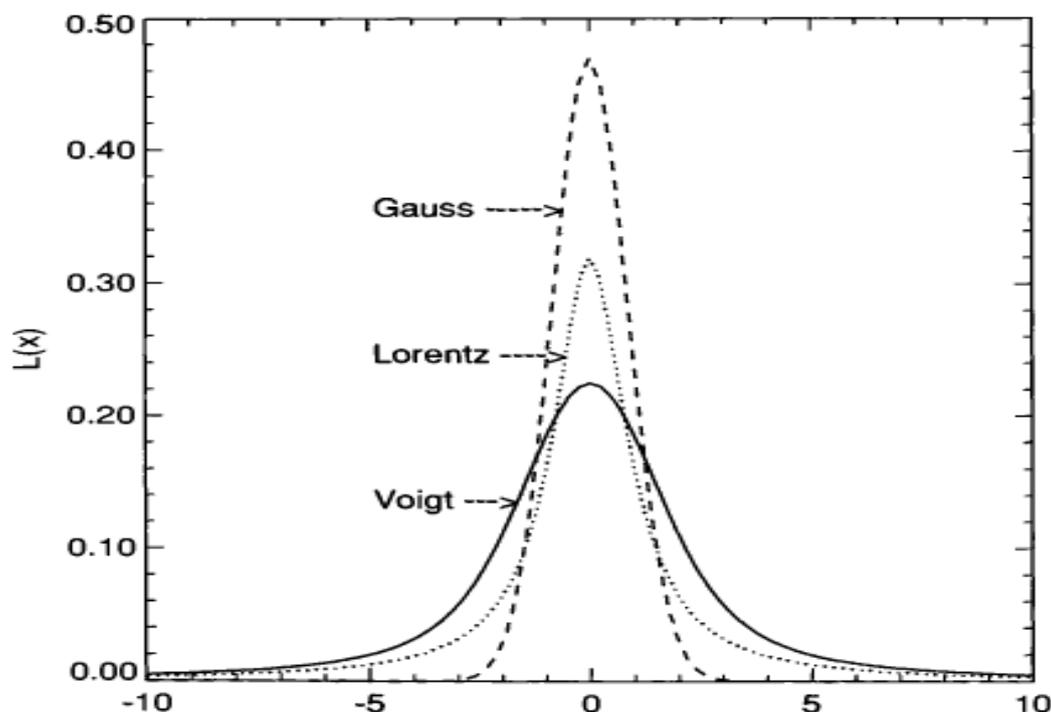


Figure I.1 : Comparaison entre les différents profils de raies [7]

I.2.5. Profil composé

Si plusieurs causes agissent simultanément pour élargir une raie, il faut trouver le profil composé. Soient $f(x)$ et $g(x)$ deux fonctions qui caractérisent la distribution de l'intensité dans le cas de deux effets d'élargissement indépendants, le profil composé $F(x)$ est un produit de convolution des deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$ tel que :

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x-y)g(y)dy = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y)g(x-y)dy \quad (I.5)$$

Si $f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions Lorentziennes de paramètres γ_1 et γ_2 , $F(x)$ est aussi une fonction Lorentzienne de paramètre γ tel que : $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$,

Si $f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions Gaussiennes de paramètres β_1 et β_2 , $F(x)$ est aussi une fonction Gaussienne de paramètre β tel que :

$$\beta^2 = \beta_1^2 + \beta_2^2$$

Si $f(x)$ est Gaussienne et $g(x)$ est Lorentzienne de paramètres β et γ successivement, le profil final est un profil de Voigt

I.4. Les lois d'équilibre thermodynamique

I.4.1 Loi de distribution de Boltzmann

La loi de Boltzmann donne un rapport entre les populations des différents niveaux ; elle permet de donner la répartition des atomes en fonction de leur niveau d'énergie.

Soient N_i et N_j la population de niveaux i et j respectivement, chaque niveau k à un poids statistique g_k ; la loi de Boltzmann est donnée par :

$$N_i/N_j = (g_i/g_j) \exp(-(E_i - E_j)/K_B T) \quad (I.6)$$

K_B : Constante de Boltzmann

T : Température de milieu (en Kelvins)

I.4.2. Loi de distribution de Maxwell-Boltzmann des vitesses

La fonction de distribution des vitesses de Maxwell est donnée par :

$$f(v) = [m/2\pi K_B T]^{3/2} \exp(-mv^2/2K_B T) 4\pi v^2 \quad (I.7)$$

Cette fonction présente un maximum pour $V_{\max} = (2K_B T / m)^{1/2}$

I.4.3. Loi de Saha [8], [9]

La loi de Saha permet de déterminer le degré d'ionisation d'un milieu en équilibre thermodynamique. Elle permet de connaître le rapport des populations en fonction de la température du milieu entre de deux espèces de degré d'ionisation successives.

La loi de Saha s'écrit :

$$\frac{N_1 n_e}{N_0} = \frac{g_1 g_e}{g_0} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-E_i/k_B T) \quad (I.8)$$

où E_i est le potentiel d'ionisation, m_e est la masse d'électron, k_B est la constante de Boltzmann, h est le constante de Planck, g_e , g_1 , g_0 sont les poids statistiques respectifs de l'électron, des deux espèces $g_e=2$.

I.4.4. Loi de Planck

Pour un rayonnement à l'équilibre thermodynamique à une température T la loi de Planck est donnée par :

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{K_B T}\right) - 1} \quad (I.9)$$

La loi de Planck exprime la quantité d'énergie rayonnée par unité de temps et par unité de surface d'un corps noir à la température T dans une direction donnée, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde au voisinage d'une longueur d'onde [10].

I.5. Émission de rayonnement par un plasma [8]

Les plasmas émettent, comme tous les corps chauds, du rayonnement. Cette émission peut se situer dans n'importe quelle gamme du spectre des ondes électromagnétiques, depuis les ondes radioélectriques jusqu'aux rayons X. La répartition spectrale de ce rayonnement dépend de la densité, du degré d'ionisation et de la température du gaz.

Dans les plasmas assez denses, les mécanismes d'émission spontanée sont compliqués par les phénomènes de diffusion, d'absorption et d'émission stimulée. Il est alors souvent utile de considérer le rayonnement comme un gaz de photons constituant une nouvelle espèce de particules en interaction avec les particules matérielles (électrons, ions).

I.6 Probabilité de transition [11]

L'intensité d'une transition discrète observée dans un spectre est liée, d'une part, à la population du niveau émettant et d'autre part, à la probabilité de transition. La probabilité de transition peut être reliée directement à d'autres paramètres à savoir la force d'oscillateur, la force de raie et la durée de vie radiative.

Soit k le niveau supérieur d'énergie E_k et de poids statistique $g_k=2j_k+1$ et une population N_k . Soit i le niveau inférieur d'énergie E_i et de poids statistique $g_i=2j_i+1$ avec une population N_i . L'atome dans le niveau k peut se désexciter spontanément vers le niveau i ($E_i < E_k$) avec l'émission d'un photon d'énergie :

$$h\nu_{ik} = E_k - E_i = \Delta E .$$

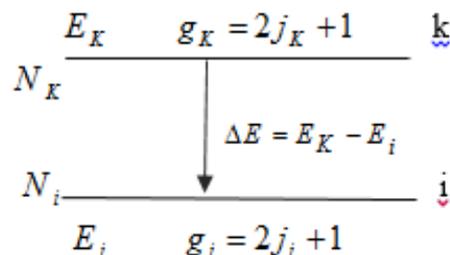


Figure I.2 : Schéma d'un atome à deux niveaux d'énergie

La probabilité de transitions par unité de temps, qu'un atome dans l'état k se désexcite vers les niveaux i est notée a_{ki} la probabilité relative à l'émission spontanée comme la probabilité totale, par unité de temps, qu'un atome dans un état K effectue, une transition vers n'importe lequel de g_i des états inférieure caractérisés par M_i .

$$A_{Ki} = \sum_{M_i} a_{ki} \quad (\text{I.10})$$

-La relation entre les coefficients d'Einstein

Dans le cadre de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique :

$$g_i B_{ik} = g_k B_{ki}$$

et :

$$A_{ki} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{ki} \quad (\text{I.11})$$

-Dans l'approximation dipolaire électrique [11]

La probabilité de transition (absorption) est donnée par :

$$W_{abs}(ik) = \frac{1}{g_i} \sum_{M_i, M_k} \frac{4e^2 \omega^3 n}{3c^3 \hbar} \left| \langle \gamma_k J_k M_k | \vec{R} | \gamma_i J_i M_i \rangle \right|^2 \quad (\text{I.12})$$

et :

$$W_{emi}(ki) = \frac{1}{g_k} \sum_{M_k, M_i} \frac{4e^2 \omega^3 (n+1)}{3c^3 \hbar} \left| \langle \gamma_k J_k M_k | \vec{R} | \gamma_i J_i M_i \rangle \right|^2 \quad (\text{I.13})$$

$$W_{spont} = A_{ki} = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3 a_0^2}{3c^3 \hbar} \frac{1}{g_k} \sum_{M_i, M_k} \left| \langle \gamma_i J_i M_i | P_q^{(1)} | \gamma_k J_k M_k \rangle \right|^2 \quad (\text{I.14})$$

où $P_q^{(1)} = \sum_{j=1}^N r_q^{(1)}(j)$ est la q ème composante du moment dipolaire \vec{r} et A_{ki} est le coefficient d'Einstein

$$g_k A_{ki} = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3 a_0^2}{3c^3 \hbar} \left| \langle \gamma J | P^{(1)} | \gamma' J' \rangle \right|^2 \quad (\text{I.15})$$

(A_{ki} Est exprimé en s^{-1})

$$g_k A_{ki} = 2.0261 \cdot 10^{-6} \lambda^{-3} \left| \langle \gamma J | P^{(1)} | \gamma' J' \rangle \right|^2 \quad (\text{I.16})$$

B_{ki} : est le coefficient d'Einstein relatif à l'émission stimulée

$$B_{Ki} = \frac{8\pi^3 e^2 a_0^2}{3h^2 c^3} \frac{1}{g_k} \sum_{M_i, M_k} \left| \langle \gamma_i J_i M_i | P_q^{(1)} | \gamma_k J_k M_k \rangle \right|^2 \quad (\text{I.17})$$

et

$$B_{ik} = \frac{8\pi^3 e^2 a_0^2}{3h^2 c^3} \frac{1}{g_i} \sum_{M_i, M_k} \left| \langle \gamma_i J_i M_i | P_q^{(1)} | \gamma_k J_k M_k \rangle \right|^2 \quad (\text{I.18})$$

I.7 Règles de sélection dans l'approximation dipolaire électrique

Les règles de sélection des transitions radiatives dans l'approximation dipolaire électrique sont [11, 12] :

1. $\Delta J = 0, \pm 1$ $0 \leftrightarrow 0$
2. $\Delta M_J = 0, \pm 1$ $0 \leftrightarrow 0$
3. $\Delta l = \pm 1$
4. $\Delta S = 0$
5. $\Delta L = 0, \pm 1$ $0 \leftrightarrow 0$

I.8. Elargissement collisionnel par les particules chargées

Les collisions représentent une manière de raccourcir la durée de vie des niveaux d'énergie, ils impliquent alors un élargissement de la raie. Pour les particules chargées, il y a deux cas limites pour l'étude de cette perturbation : l'élargissement par les électrons et l'élargissement par les ions. C'est l'élargissement Stark. Cet élargissement Stark est important dans le cas des plasmas denses.

I.9. Paramètres importants dans l'élargissement Stark [1]

Le micro-champ du plasma dû aux particules chargées, obéit à un processus stochastique très complexe. Des progrès dans le traitement de l'élargissement Stark, passent en particulier par une bonne connaissance des propriétés du micro-champ au niveau de l'émetteur.

Le premier pas important consiste à séparer le micro-champ totale E_t en deux composantes l'une ionique et l'autre électrique :

$$E_t(t) = E_i(t) + E_e(t)$$

Les deux composantes, ionique $E_i(t)$ électronique $E_e(t)$ sont couplées par des interactions Colombiennes.

Les électrons, ayant des masses très petites, leurs vitesses sont très grandes par rapport à celles des ions. Le micro-champ électronique fluctue plus rapidement que celui des ions.

Il est utile d'introduire quelques paramètres importants dans l'élargissement de raies.

I.9.1. Le temps d'intérêt

Le temps d'intérêt d'un processus d'élargissement est une conséquence directe de la forme du profil de raie. Le temps d'intérêt $t_0 = 1/|\Delta\omega|$;

($\Delta\omega = \omega - \omega_0$; ω_0 , est le centre de raie) est l'intervalle de temps pendant lequel il est utile de connaître de façon détaillée le déroulement de l'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs.

I.9.2. Le temps de collision

Le temps de collision est défini comme le rapport entre le paramètre d'impact de la collision et la vitesse thermique la plus probable du perturbateur.

Dans un milieu plasmas les collisions des particules chargées avec l'émetteur implique un élargissement de la raie. Il y a deux cas limites pour l'étude de cette perturbation.

I.9.3. L'approximation d'impact (Théorie des collisions individuelles)

L'approche collisionnelle est valable quand les temps de collision sont très courts comparés au temps d'intérêt t_0 . Elle est appliquée dans le cas d'un atome rayonnant perturbé par des rencontres individuelles avec les particules de milieu (atomes, neutre, électron...).

L'élargissement électronique peut être calculé dans une approche collisionnelle dans le cadre de l'approximation d'impact.

I.9.4. L'approximation quasi-statique

L'approximation quasi-statique est valable quand les temps de collision τ_c sont très long comparés au temps d'intérêt t_0 . Elle est appliquée dans le cas d'un atome rayonnant placé le champ électrique produit par les particules chargées presque immobiles du milieu.

L'élargissement ionique peut être calculé dans le cadre de l'approximation quasi-statique.

Chapitre II :
Méthodes de calcul des éléments
dipolaires et l'élargissement
électronique

Chapitre II :

Méthodes de calcul des éléments dipolaires et l'élargissement électronique

II.1 Introduction

L'élargissement Stark devient prédominant dès que le taux d'ionisation dépasse le 1% [13], les formules de cet élargissement sans nombreux et se divers à partir des méthodes et les approximations utilisées pour le calcul de l'opérateur de collision électronique. Ce dernier était l'un des préoccupations de membres du laboratoire LRPPS. On peut citer les travaux de M. T. Meftah [14], A. Naam [15] et A. Ghazal [16].etc....

Dans ce chapitre nous allons voir les formalismes et les outils de base pour le calcul de l'élargissement Stark électronique.

II.2 Force de raie [11]

La relation entre la force de raie et la probabilité de transition est :

$$A_{ki} = \frac{64\pi^4 e^2 a_0^2}{3h\lambda^3} \frac{1}{g_k} S_{ki} \quad (\text{en cgs}) \quad (\text{II.1})$$

Avec $S_{ik}=S_{ki}$

La force de raie peut être exprimée sous trois formes différentes (au moins) qui dépendent respectivement des paramètres longueur, vitesse et accélération du dipôle. La force de raie s'exprime par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} S_l &= \sum_{M_i, M_k} \left| \langle \gamma_i J_i M_i | e \vec{r} | \gamma_k J_k M_k \rangle \right|^2 \\ S_v &= \frac{\hbar^2}{4\pi v^2 m^2} \sum_{M_i, M_k} \left| \langle \gamma_i J_i M_i | e \vec{\nabla} | \gamma_k J_k M_k \rangle \right|^2 \\ S_a &= \frac{1}{16\pi^4 v^4 m^2} \sum_{M_i, M_k} \left| \langle \gamma_i J_i M_i | Z e^2 \sum_j \frac{\vec{r}(j)}{r^3(j)} | \gamma_k J_k M_k \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

II.3. Force d'oscillateur [11]

La théorie classique de l'absorption permet d'introduire une grandeur (sans dimensions) à savoir la force d'oscillateur en absorption. Un dipôle oscillant (classique) soumis à un rayonnement continu absorbe une partie de l'énergie fournie au système, la force d'oscillateur en absorption f_{ik} peut être définie comme suit :

$$A_{ki} = \frac{16\pi^3}{3h\epsilon_0\lambda^3} S_{ki} = \frac{2\pi e^2}{mc\epsilon_0\lambda^2} \frac{g_i}{g_k} f_{ik} \quad (\text{SI}) \quad (\text{II.3})$$

A_{ki} en (s⁻¹) et λ en m et S_{ki} en (m²c²)

On peut définir, de manière similaire, une force d'oscillateur en émission :

$$g_k f_{ki} = -\frac{16\pi^3}{3h\epsilon_0\lambda^3} S_{ki}$$

Et $g_i f_{ik} = -g_k f_{ki}$

L'intensité d'une raie s'exprime par [17] :

$$I_{ik} = N_i E_{ik} A_{ik} \quad ; N_i : \text{présente la population de l'état } i$$

II.4. Relation usuelles :

Si l'on introduit les unités habituelles, la longueur d'onde étant exprimée en Å, la force de raie en unités atomiques et A_{ki} en s^{-1} , on peut écrire [11, 18, 17] :

$$\begin{aligned} A_{ki} &= 6.6702 \cdot 10^{15} \frac{g_i f_{ik}}{\lambda_{ik}^2 (A^\circ) g_k} = 2.026 \cdot 10^{18} \frac{S_{ik} (u.a)}{\lambda_{ik}^3 (A^\circ) g_k} \\ f_{ik} &= 1.4992 \cdot 10^{-16} \frac{\lambda_{ik}^2 g_k A_{ki}}{g_i} = 303.74 \frac{S_{ik}}{g_i \lambda_{ik}} \\ S_{ik} &= 4.935 \cdot 10^{-19} \lambda_{ik}^3 g_k A_{ki} = 3.292 \cdot 10^{-3} \lambda_{ik} g_i f_{ik} \end{aligned} \quad (II.4)$$

II.5. Méthode de calcul des éléments dipolaires

II.5.1 Le moment dipolaire

Le moment dipolaire est une combinaison linéaire d'opérateur position c'est donc un opérateur tensoriel irréductible de rang 1, on désigne par d_q ($q=1, 0, -1$) ses composantes [19].

II.5.2 Théorème de Wigner-Eckart [11, 20-24]

En relation avec la considération des éléments matriciels des opérateurs tensoriels, le théorème de Wigner-Eckart, réside dans le fait que, lors de l'évaluation des éléments matriciels, il permet de séparer le facteur dépendent de l'axe de quantification (c'est à dire la géométrie du système) des autres facteurs représentant le contenu physique. Il peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \langle \alpha j m | T_q^{(k)} | \alpha' j' m' \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2j+1}} C_{m'q m}^{j'k j} \langle \alpha j || T^{(k)} || \alpha' j' \rangle \\ &= (-1)^{j-m} \begin{pmatrix} j & k & j' \\ -m & q & m' \end{pmatrix} \langle \alpha j || T^{(k)} || \alpha' j' \rangle \end{aligned} \quad (II.5)$$

Où $T_q^{(k)}$ est un opérateur tensoriel de rang (k) irréductible dont les éléments de matrice sont introduits pour définir complètement l'état initial et l'état final du système respectivement.

Et $\langle \alpha j || T^{(k)} || \alpha' j' \rangle$ est un élément de la matrice réduite.

Dans le second membre, on voit l'apparition de symbole de Clebsch-Gordan et un symbole 3-j.

Ce théorème résulte directement de la matrice des opérateurs tensoriels et par les coefficients de Clebsch-Gordan [20].

$$\sum_{mm'} \left| \langle \alpha j m | T_q^{(k)} | \alpha' j' m' \rangle \right|^2 = \left| \langle \alpha j || T^{(k)} || \alpha' j' \rangle \right|^2 \sum_{mm'} \begin{pmatrix} j & k & j' \\ -m & q & m' \end{pmatrix}^2 \quad (\text{II.6})$$

Cela donne à son tour la règle de somme supplémentaire [15] :

$$\sum_{qmm'} \left| \langle \alpha j m | T_q^{(k)} | \alpha' j' m' \rangle \right|^2 = \left| \langle \alpha j || T^{(k)} || \alpha' j' \rangle \right|^2 \quad (\text{II.7})$$

Le terme de Wigner contient une partie angulaire qui présente les symboles 3-j qui sont proportionnelles aux coefficients de Clebsch-Gordan et une partie présente les éléments de la matrice réduite de l'opérateur tenseur. Ces éléments de la matrice réduite sont indépendants de tous les nombres quantiques magnétiques inclus q, les propriétés des symboles 3-j suivent les règles générales de sélection dans l'approximation dipolaire électrique [7].

Dans le cas général les symboles (coefficient) 3-j s'écrit par [11] :

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{j_1-j_2-m}}{\sqrt{2j+1}} C_{m_1 m_2 m}^{j_1 j_2 j} \quad (\text{II.8})$$

Dans laquelle $C_{m_1 m_2 m}^{j_1 j_2 j}$ est le Coefficient de Clebsch-Gordan présenté par :

$$C_{m_1 m_2 m}^{j_1 j_2 j} = \sqrt{\frac{(j_1+j_2-j)!(j+j_1-j_2)!(j_2+j-j_1)!(2j+1)}{(j+j_1+j_2+1)!}} \quad (\text{II.9})$$

$$\sum_k (-1)^k \frac{\sqrt{(j_1+m_1)!(j_1-m_1)!(j_2+m_2)!(j_2-m_2)!(j+m)!(j-m)!}}{k!(j_1+j_2-j-k)!(j_1-m_1-k)!(j_2+m_2-k)!(j-j_2+m+k)!}$$

$$\frac{1}{(j-j_1-m_2+k)!}$$

II.5.3 Les propriétés de symbole 3-j

Dans le cas général, nous avons les relations suivantes :

1. $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \neq 0$ si $m_1+m_2+m_3=0$
2. $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_2 & j_3 & j_1 \\ m_2 & m_3 & m_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_3 & j_1 & j_2 \\ m_3 & m_1 & m_2 \end{pmatrix}$
3. $\begin{pmatrix} j_2 & j_1 & j_3 \\ m_2 & m_1 & m_3 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j_3} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_1 & j_3 & j_2 \\ m_1 & m_3 & m_2 \end{pmatrix}$

II.5.4 Les éléments dipolaires [3]

En utilisant le théorème de Wigner-Eckart, les éléments de matrice des dipôles électriques sont reliés aux éléments de matrice réduite du dipôle $\langle \gamma J | P^{(1)} | \gamma' J' \rangle$ par la relation [25] :

$$\langle \gamma JM | d_q | \gamma' J' M' \rangle = (-1)^{J-M} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \left| \langle \gamma J | P^{(1)} | \gamma' J' \rangle \right| \quad (\text{II.10})$$

Dans la base (symbole) 3-j, $q=0, \pm 1$ (suit les règles de sélection dans l'approximation dipolaire électrique) correspond aux trois composantes tensorielles sphériques d_z et $d_{\pm} = (-1/\sqrt{2})(d_x \pm i d_y)$ du dipôle électrique. Les éléments de la matrice réduite du dipôle sont reliés à la force de raie par [1] :

$$S = \left| \langle \gamma J | P^{(1)} | \gamma' J' \rangle \right|^2$$

Pour le calcul des éléments dipolaires, il faut déterminer les valeurs de la matrice réduite qui est égale à la racine de force raie. Ces valeurs sont relevées de la base des données atomiques de NIST [26].

Après le calcul des coefficients de Clebsch-Gordon et les symboles 3-j, on peut déterminer les éléments dipolaires, et il faut prendre en considération le poids statistique de chaque niveau [27].

$$\sum_q \left| \langle \gamma' J' | r_q | \gamma J \rangle \right|^2 = \left| \langle J' | r | J \rangle \right|^2 \quad (\text{II.11})$$

II.6. Produit des éléments dipolaires [25]

Le produit des éléments dipolaires suit les règles suivantes :

$$d_{if} d_{f'i'} = e^2 (-1)^{J_i + J_f - M_f - M_f'} \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_f \\ -M_i & M_i - M_f & M_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{f'} & 1 & J_{i'} \\ -M_{f'} & M_{f'} - M_{i'} & M_{i'} \end{pmatrix} \quad (\text{II.12})$$

$$\times \langle \gamma_i J_i || P^{(1)} || \gamma_f J_f \rangle \langle \gamma_{f'} J_{f'} || P^{(1)} || \gamma_{i'} J_{i'} \rangle \delta_{M_i - M_f, M_{f'} - M_{i'}}$$

Pour que $d_{if} d_{f'i'} \neq 0$ il faut que $M_i - M_f = M_{i'} - M_{f'}$, (même valeur de q)

II.7 Calcul de la probabilité de transition $A(nlmj)$ [11]

Nous utilisons la formule (I.14) citée dans le chapitre I, la probabilité de transition est liée aux éléments dipolaires par :

$$A_{fi} = \sum_{M_i M_f} \alpha = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3 a_0^2}{3c^3 h} \frac{1}{g_f} \sum_{M_i, M_f} \left| \langle \gamma_i J_i M_i | P_q^{(1)} | \gamma_f J_f M_f \rangle \right|^2$$

Les résultats de calcul des éléments dipolaires nous permettront de déterminer la probabilité de transition entre les valeurs de m_j .

II.8. Calcul de l'élargissement électronique et profile de raie

Dans notre travail, nous allons calculer l'élargissement électronique et les profils de raie de quelques ions (Mg II, Si II, C IV, O V, et N VI). Nous nous intéressons à l'élargissement électronique et on néglige les autres élargissements (Doppler, naturel...).

Nous allons utiliser deux formules dans nos calculs, la première est celle de Griem [3] et la deuxième est celle de Smith et Hooper [2] utilisé dans l'article [28] et nous allons réaliser un programme fortran 77 pour faire le calcul et les profils de raies.

II.8.1 Modèle de calcul de l'opérateur de collision électronique

II.8.1.1. Formule approximative de Griem [3]

Nous utilisons la formule approximative de Griem pour le calcul de l'opérateur de collision électronique [3] ; la formule est donnée par :

$$\omega \approx A(N_e, T) \left[\sum_{i'} |\langle i' | r / \alpha_0 | i \rangle|^2 g \left(\frac{3kT}{2|E_{i'} - E_i|} \right) + \sum_{f'} |\langle f' | r / \alpha_0 | f \rangle|^2 g \left(\frac{3kT}{2|E_{f'} - E_f|} \right) \right] \quad (\text{II.13})$$

Dans laquelle :

$$A(N_e, T) = \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \frac{\hbar \alpha_0}{m} N_e \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} = 2.088 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{N_e (m^{-3})}{\sqrt{T (K)}} \quad (\text{II.14})$$

α_0 : représente le rayon de Bohr

N_e : la densité électronique donné par m^{-3}

T : la température (en Kelvin)

$|\langle i' | r / \alpha_0 | i \rangle|, |\langle f' | r / \alpha_0 | f \rangle|$: Présentent les éléments de la matrice réduite de l'état initial i avec les niveaux perturbateurs i' , et les éléments de la matrice réduite de l'état finale f avec les niveaux perturbateurs f' .

$g(x)$: facteur de Gaunt

Les valeurs de facteur de Gaunt pour une charge singulière d'un ion sont [3] : $g(x)=0.2$ pour $x \leq 2$ et $g(x)=0.24, 0.33, 0.56, 0.98$ et 1.33 pour $x=3, 5, 10, 30,$ et 100

II.8.1.2 Formule de Smith et Hooper [2]

L'opérateur de collision électronique présente l'effet de la composante électronique du micro champ sur l'émetteur. Un élément de cet opérateur de collision peut être écrit comme une somme sur trois termes. (Smith et Hopper) :

$$\Phi_{\alpha\alpha',\beta\beta'} = \sum_{\alpha''} \delta_{\beta\beta'} d_{\alpha\alpha''} d_{\alpha''\alpha} G(\Delta\omega_{\alpha''\beta}) + \sum_{\beta''} \delta_{\alpha\alpha'} d_{\beta\beta''} d_{\beta''\beta} G(-\Delta\omega_{\alpha\beta''}) - d_{\alpha\alpha'} d_{\beta'\beta} [G(\Delta\omega_{\alpha\beta'}) + G(-\Delta\omega_{\alpha'\beta})] \quad (\text{II.15})$$

Dans cette expression $\Delta\omega_{\alpha\beta} = \omega - \omega_{\alpha\beta}$ les deux premiers termes sont des sommes sur les états perturbateurs α'' et β'' , et le troisième terme présente un effet d'interférence entre les deux groupes de niveaux a et b. La fonction $G(\omega)$ dépend de la densité électronique et de la température du plasma. Le calcul de la moyenne thermique dans $G(\omega)$ peut être effectué en utilisant une théorie quantique de (Woltz et Hopper) :

$$G(\omega) = -\frac{4\pi}{3} \left(\frac{2m_e}{\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} N_e \left(\frac{\hbar}{m_e e}\right)^2 \left(c + \int_{y_{\min}}^{+\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx\right) \quad (\text{II.16})$$

$$\int_{y_{\min}}^{+\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx = -0.577 - \ln y_{\min}$$

$$\text{Ou } y = \left(\frac{n^2 \hbar}{2Z}\right)^2 \frac{\omega^2 + \omega_p^2 + \omega_{\alpha\alpha''}^2}{E_H KT} \quad (\text{II.17})$$

$\omega_p = 5.6.10^4 \sqrt{Ne(cm^{-3})}$ Fréquence de plasmas

C : représente le terme des collisions fortes

Dans cette expression, n est le nombre quantique principal de l'état α , Z est la charge du cœur de l'ion, ω_p la fréquence de plasmas et E_H est l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène. Dans nos calculs de chapitre III le terme d'interférence est négligé et la limite impact $G(\omega=0)$, est considérée. Dans nos calculs, nous n'avons retenu que les éléments diagonaux de ϕ , les éléments non diagonaux étant négligeables pour les cas étudiés [1].

II.8.2 Calculs des profils spectraux

Nous réalisons des programmes numériques en langage Fortran 77 pour le calcul des profils de raies. Ces programmes tiennent compte l'élargissement Stark.

Les trois étapes de programme sont :

1) Préparation des données d'entrée :

La préparation de la base des données d'entrer se fait à partir de site web NIST [22] dans lequel nous relevons les données atomique nécessaires qui sont : les nombres quantiques principaux 'n' le nombre quantique total 'j', les poids statistiques 'g', les niveaux d'énergie 'E_j', les forces de raies 'S_{ij}', force d'oscillateur 'f_{ij}', et la probabilité de transitions 'A_{ij}'. Ces valeurs seront ordonnées dans un fichier **.TXT** ou **.DAT**.

2) Lecture des données

Lecture des données atomiques, les conditions de plasmas (la température la densité ...) et les transitions concernées pour l'étude.

3) Calcul de profil et l'élargissement Stark.

L'élargissement dominant est l'élargissement Stark électronique alors le profil des raies est Lorentzien.

Profil Lorentzien

Le profil de la raie I_ω est distribué suivant une lorentzienne.

$$I_\omega = I_{\omega_0} \frac{\delta}{x^2 + \delta^2} \quad (\text{II.18})$$

$$\text{Ou } I_{\omega_0} = A_{ji} N_0 g_j \frac{hc}{\lambda} \exp\left(\frac{-E_j}{K_B T}\right) I \text{ (sans unité)}$$

A_{ij} : est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée.

E_j : est l'énergie du niveau haut de la transition de l'état j à l'état i .

K_B : est la constante de Boltzmann.

g_j : est la dégénérescence du niveau haut.

Le spectre final est obtenu en faisant la somme des intensités de raies de toutes les transitions radiatives dans l'intervalle étudié.

$$I_{\text{totale}}(\lambda) = \sum I_i(\lambda)$$

II.9. Elargissement Stark [29]

L'élargissement Stark total (électronique et ionique) dans l'approximation quasi-statique peut s'exprimer en fonction de W_ϵ , A , et R par la formule (II.19). Cet élargissement total à mi-hauteur (FWHM) est utilisé dans plusieurs articles : **M. Cvejic et al. [30]**, **O. A. Bukin al. [31]** etc...

$$W_t(N_\epsilon, T) \cong 2W_\epsilon(T_\epsilon) [1 + gDA_N(T_\epsilon)] N_\epsilon (cm^{-3}) 10^{-16} \quad (\text{II.19})$$

$$d_t(N_\epsilon, T) \cong [d_\epsilon(T_\epsilon) \pm 2.0g_1A_N(T_\epsilon)W_\epsilon(T_\epsilon)] N_\epsilon 10^{-16} \quad (\text{II.20})$$

Dans laquelle $g = 1.75(1 - 0.75R)$; $g_1 = g/1.75$; $A_N(T_\epsilon) = A(T_\epsilon)N_\epsilon^{1/4}10^{-4}$

$$R = 8.99 \times 10^{-2} N_\epsilon (cm^{-3})^{1/6} T_\epsilon (K)^{-1/2} \leq 0.8$$

$$0.05 \leq A(T_\epsilon)N_\epsilon [cm^{-3}]^{1/4} 10^{-4} \leq 0.5$$

$W_\epsilon(T_\epsilon)$: présente l'opérateur de collision électronique en Å

$A(T_\epsilon)$: paramètre d'élargissement des ions (sans unités)

$d_t(T_\epsilon)$: déplacement de la raie (ou Shift) en Å

D : paramètre dynamique des ions ($D \approx 1$) pour les éléments lourds

Lorsque la contribution des ions est négligeable, le paramètre W_e est la demi-largeur à mi-hauteur de la largeur Stark électronique de la raie à une densité électronique de (10^{16} ou 10^{17}) cm^{-3} .

Pour les plasmas peu dense et peu chargé, et pour les ions non hydrogènoïdes l'élargissement Stark est principalement due aux électrons [32]. Dans ces plasmas, les perturbations provoquées par des ions sont négligeables comparées aux électrons ; le facteur de correction ionique peut sans risque être négligé. Par conséquent l'équation (II.16) devient :

$$W_t(N_\epsilon, T) \cong 2W_\epsilon(T_\epsilon)N_\epsilon 10^{-16}$$

II.10. Programmes FORTRAN

II.10.1 Programme de formule de Griem

Nous réalisons un programme en FORTRAN 77 qui fait le calcul de la somme des éléments de la matrice réduite des états initiale et finale d'une transition sélectionné avec tous les niveaux perturbateurs et le calcul de la valeur de $x = \frac{3kT}{2|E_i - E_f|}$ pour déterminer les valeurs de facteur de Gaunt.

La figure II.1 présente les étapes de calcul avec la formule de Griem.

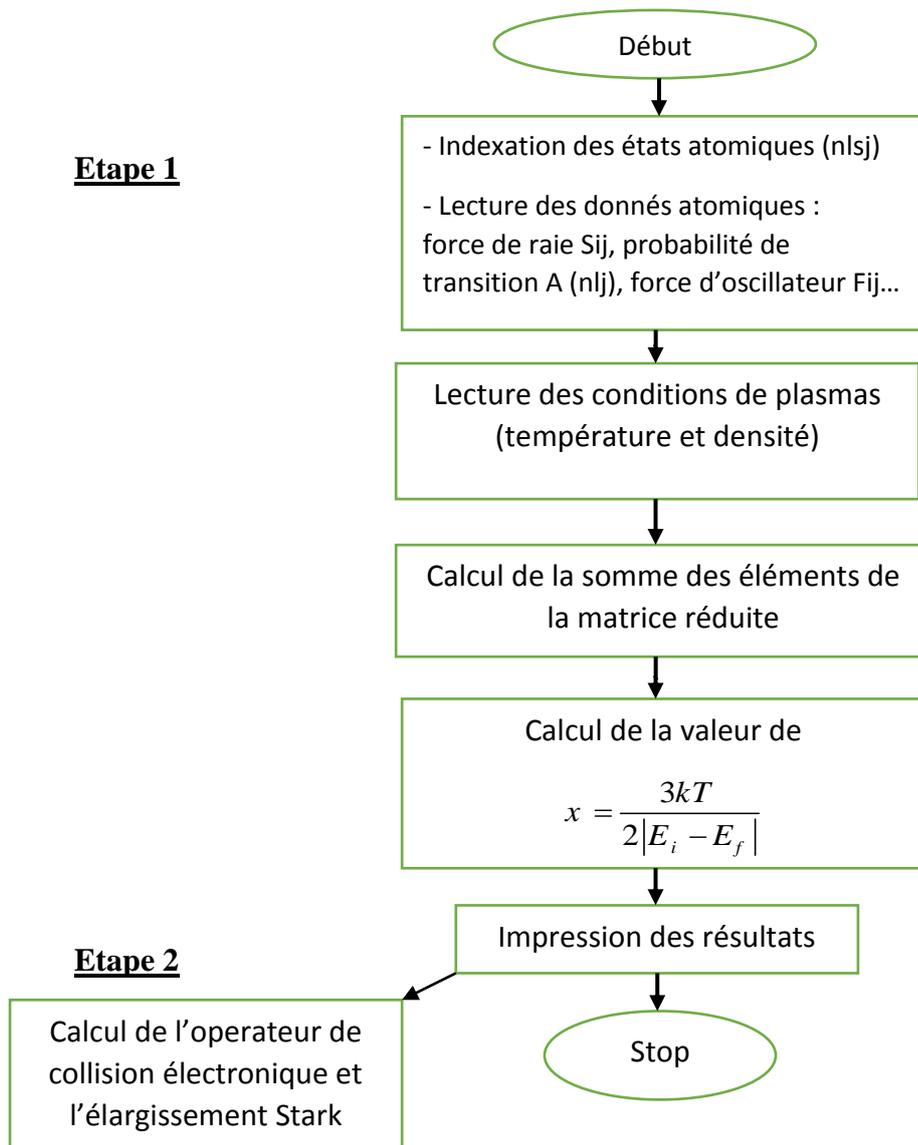


Figure II.1 : Organigramme présentant le plan de calcul numérique avec la formule de Griem

II.10.2. Programme de la formule de Smith et Hooper.

Nous réalisons des programmes FORTRAN pour le calcul de l'élargissement électronique. Le plan de ce programme est résumé dans l'organigramme de la figure II.2.

Etape 1

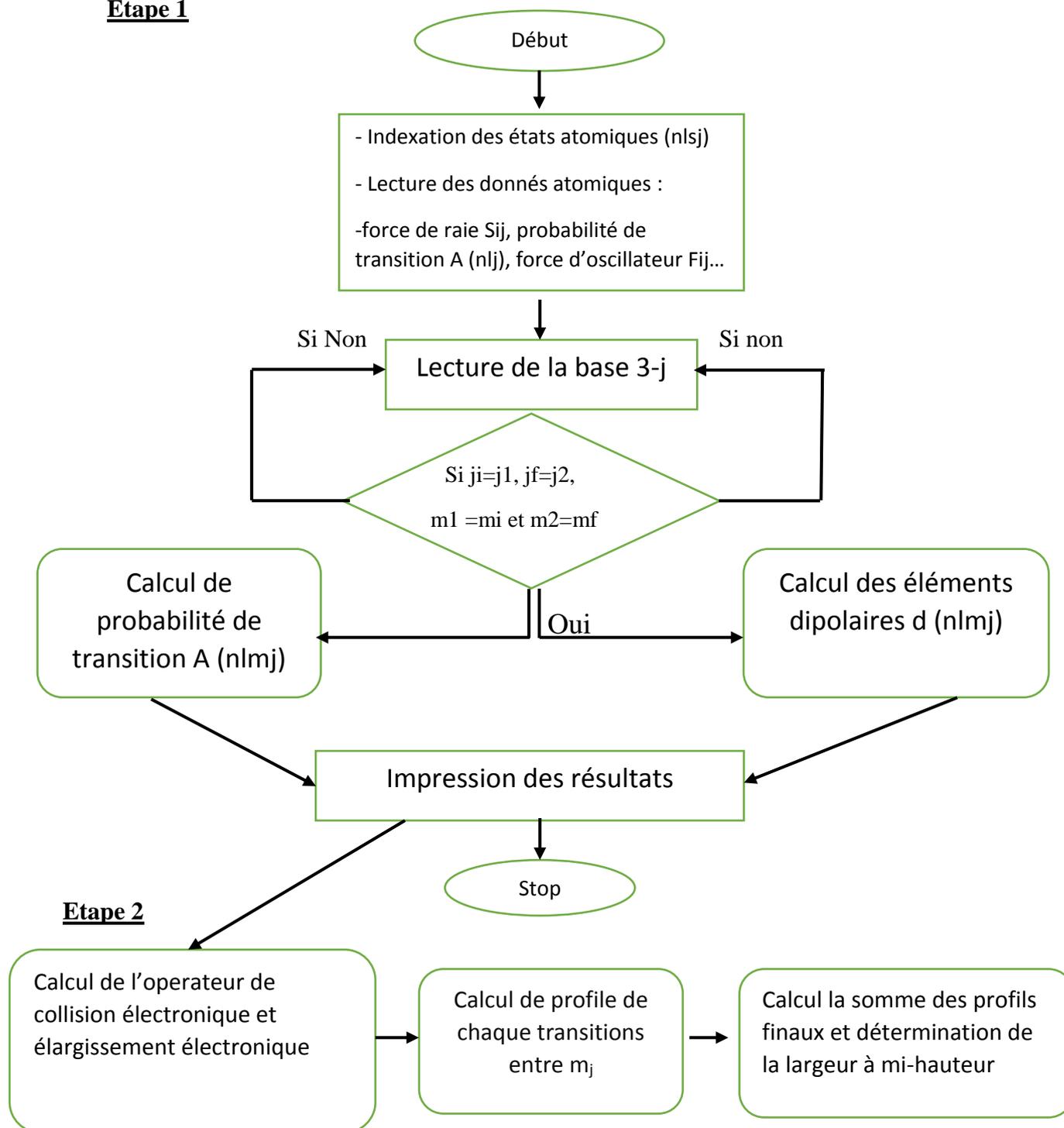


Figure II.2 : Organigramme présentant les étapes de calcul de l'élargissement électronique par la formule de Smith et Hooper.

II.11. La Structure électronique des ions à étudier

II.11.1 Transition électronique de magnésium ionisé Mg II

La structure électronique du magnésium ionisé est $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Nous avons choisi certaines transitions citées dans l'article B. Blagojevic [4] relevées de la base des données NIST [26].

Tableau II.1 : Transitions radiatives du Mg II retenues pour le calcul

Raie		$\lambda(\text{\AA})$	$A_{ij}(\text{S}^{-1})$	F_{ij}	$S_{ij}(\text{u.a})$	g_i	g_k
3s-4p	3s (1/2)-4p (1/2)	1240.3947	$1.52 \cdot 10^6$	$3.51 \cdot 10^{-3}$	$3.87 \cdot 10^{-3}$	2	2
	3s (1/2)-4p (3/2)	1239.9253	$1.35 \cdot 10^6$	$6.21 \cdot 10^{-4}$	$5.07 \cdot 10^{-3}$	2	4
3p-4s	3p (1/2)-4s (1/2)	2928.633	$1.15 \cdot 10^8$	$1.48 \cdot 10^{-1}$	2.86	2	2
	3p (3/2)-4s (1/2)	2936.51	$2.3 \cdot 10^8$	$1.49 \cdot 10^{-1}$	5.75	4	2
3d-4p	3d (3/2)-4p (3/2)	10915.28	$1.69 \cdot 10^6$	$3.02 \cdot 10^{-2}$	4.35	4	4
	3d (3/2)-4p (1/2)	10950.073	$1.68 \cdot 10^7$	$1.51 \cdot 10^{-1}$	21.8	4	2

II.11.2 Transitions électroniques de Silicium ionisé Si II

La structure électronique de silicium ionisé (Si II) est $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$

Tableau II.2 : Transitions radiatives du Si II retenues pour le calcul.

Raie		$\lambda(\text{\AA})$	$A_{ij}(\text{S}^{-1})$	F_{ij}	$S_{ij}(\text{u.a})$	g_i	g_k
3p-4s	3p (1/2)-4s (1/2)	1526.707	$3.81 \cdot 10^8$	0.133	1.34	2	2
	3p (3/2)-4s (1/2)	1533.431	$7.52 \cdot 10^8$	0.133	2.68	2	4
4s-4p	4s (1/2)-4p (3/2)	6347.11	$5.84 \cdot 10^7$	0.705	29.5	2	4
	4s (1/2)-4p (1/2)	6371.37	$6.8 \cdot 10^7$	0.414	17.4	2	2

II.11.3. les Données de C IV, N V et O VI pour la transition 3s-3p

Tableau II.3 : Transitions radiatives de C IV, N V et O VI.

Transition	Ion	$\lambda(\text{\AA})$	$A_{ij}(\text{S}^{-1})$	F_{ij}	$S_{ij}(\text{u.a})$	g_i	g_f
$3s \ ^2S_{1/2} - 3p \ ^2P_{3/2}$	C IV	5801.3	$3.17 \cdot 10^7$	$33.20 \cdot 10^{-1}$	1.22e1	2	4
	N V	4603.7	$4.14 \cdot 10^7$	$2.63 \cdot 10^{-1}$	7.98	2	4
	O VI	3811.3	$5.14 \cdot 10^7$	$2.24 \cdot 10^{-1}$	5.62	2	4

Chapitre III :
Résultats et discussions

Chapitre III :

Résultats et discussions

III.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats des calculs de l'élargissement électroniques par les deux formules (II. 13) et (II. 15) citées dans le chapitre II pour différents ions (Mg II, Si II, C IV, N V, O VI).

III.2 Etude comparative des calculs d'élargissement électronique

Nous avons calculé l'élargissement électronique de certaines raies de Mg II pour différentes valeurs de température et de densité électronique utilisées dans l'article **B. Blagojevic et al.** [4].

Pour le calcul de l'élargissement électronique nous avons utilisé deux formules :

1-la formule approximative de Griem formule (II.13) citée dans le livre de Griem [3]; cette formule a été utilisée dans l'article [33] de **M. S. Dimitrivic et al.** et par **J. Puric et al.** dans l'article [34].

2- la formule (II.15) de **Smith et Hooper** utilisée dans l'article [28] (chapitre II.8.2) ; cette formule a été utilisée dans l'article de **R. Mancini et al.** [35], et l'article de **L. A. Woltz et al.** [25].

Nous avons comparé nos résultats avec les calculs théoriques de **Griem** [3] **M. S. Dimitrivic et al.** [36] et **B. Blagojevic et al.** [4]. Le Tableau III.1 Résume les résultats calculés par la formule approximative de **Griem**.

Tableau III.1 : Elargissement électronique calculé par B. Blagojevic (W_{TW}), Griem (W_G) et Dimitrijevic and Sahal-Bréchet (W_{DSB}) et notre calcul pour différentes transitions et différentes températures T et pour $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Transition	T(K)	W_{TW} (Å)	W_G (Å)	W_{DSB} (Å)	Notre calcul (Å)
Mg II 1026 Å 3s ² S-5P ² P ₀	5000	0.11	0.11	0.1	0.107
	10,000	0.1	0.1	0.09	0.081
	20,000	0.1	0.1	0.08	0.075
	40,000	0.11	0.1	0.08	0.051
	60,000	0.11		0.08	0.084
	100,000	0.11		0.09	0.112

Mg II 1240 Å 3s ² S-4P ² P ₀	5000	0.07	0.07	0.07	0.0539
	10,000	0.06	0.06	0.06	0.038
	20,000	0.05	0.05	0.05	0.027
	40,000	0.05	0.05	0.04	0.0226
	60,000	0.05		0.04	0.0242
	100,000	0.05		0.04	0.031
Mg II 2796 Å 3p ² P ₀ -3d ² D	5000	0.23	0.23	0.27	0.201
	10,000	0.18	0.18	0.2	0.14
	20,000	0.15	0.15	0.15	0.11
	40,000	0.14	0.14	0.13	0.081
	60,000	0.14		0.15	0.0883
	100,000	0.14		0.11	0.11
Mg II 3615 Å 4s ² S-5p ² P ₀	5000	1.36	1.36	1.36	1.54
	10,000	1.29	1.24	1.14	1.19
	20,000	1.32	1.25	1.07	0.91
	40,000	1.39	1.34	1.11	1.38
	60,000	1.44		1.14	1.146
Mg II 3850 Å 3d ² D-5P ² P ₀	5000	1.53	1.52	1.51	1.71
	10,000	1.44	1.39	1.26	1.32
	20,000	1.46	1.4	1.17	-
	40,000	1.53	1.48	1.2	1.59
	60,000	1.58		1.23	1.153
Mg II 4482 Å 3d ² D-4f ² F ₀	5000	3.32	3.42	2.69	4.12
	10,000	2.57	1.74	2.13	2.86
	20,000	2.06	2.24	1.73	-
	40,000	1.75	1.9	1.54	1.06
	60,000	1.64		1.41	0.53

Mg II 9229 Å 4s ² S-4p 2p ₀	5000	4.97	4.5	5.14	4.4
	10,000	4.27	3.82	3.93	3.11
	20,000	4.11	3.54	3.27	-
	40,000	4.28	3.58	3.18	1.85
	60,000	4.45		3.14	2.088
Mg II 10930 Å 3d ² D-4p ² P ₀	5000	5.91	5.56	6.2	5.88
	10,000	5.11	4.66	4.87	4.16
	20,000	4.84	4.26	4.11	-
	40,000	4.89	4.22	3.92	2.48
	60,000	5		3.82	2.803

Remarque

La formule approximative de Griem donne des bons résultats comparés avec les calculs théoriques de Griem [3], de Dimetricvic [36] et de B. Blagojevic [4]. L'écart relatif entre nos résultats et les résultats théorique est de (0.7% à 60%), l'écart augmente lorsque la température augmente pour quelques transitions.

III.3. Profils spectraux des raies de Mg II

III.3.1. Profils de raies de la transition 3d-4f Mg II

D'après NIST, on a trois transitions entre les deux niveaux de 3d et 4f avec des différentes longueurs d'onde 4481.126 Å, 4481.150 Å, 4481,1325 Å. Par l'utilisation de la formule approximative de Griem, les résultats de calcul de l'élargissement électronique sont $\Delta\omega_{ele}=2.21\text{Å}$, $\Delta\omega_{ele}=2.21\text{Å}$, et $\Delta\omega_{ele}=1.09\text{Å}$ successivement ; l'élargissement Doppler ($\Delta W_{Doppler} \approx 0.0463\text{Å}$) est négligeable.

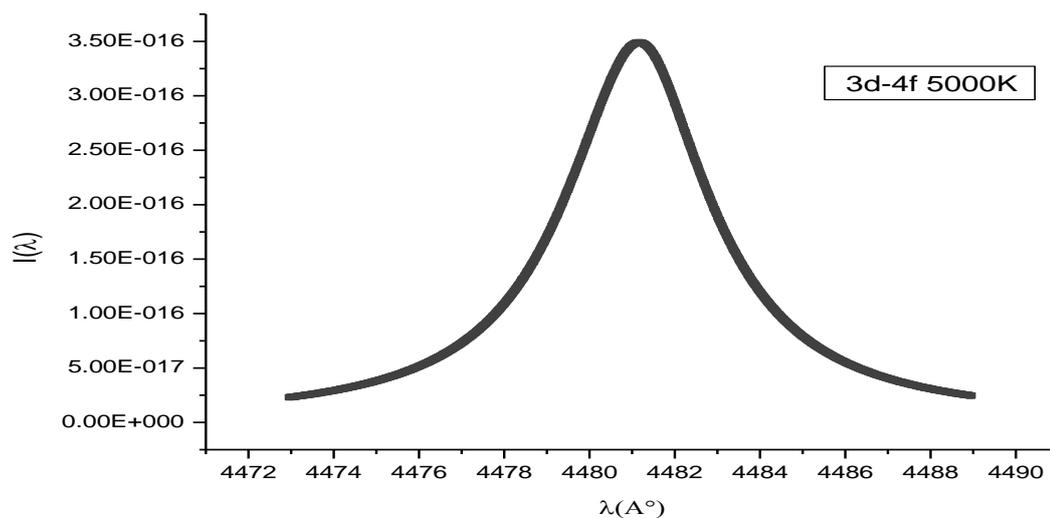


Figure III.1 : Profile de raie de 3d-4f pour $T=5000\text{K}$ et $N_e = 10^{17}\text{cm}^{-3}$

-L'élargissement à mi-hauteur de la raie est 4.12\AA ; il est similaire à celui cité dans l'article de **B. Blagojevic** [4] pour $\lambda = 4482\text{\AA}$

III.3.2. Profils de raies de la transition 4d-6f de Mg II

La figure III.2 présente le profil de la raie des transitions 4d -6f. D'après la base des données NIST, on a trois transitions $\lambda_1=6346.742\text{\AA}$ pour $(4d_{5/2}-6f_{7/2})$, $\lambda_2=6346.75\text{\AA}$ pour $(4d_{5/2}-6f_{5/2})$ et $\lambda_3=6346.964\text{\AA}$ pour $(4d_{3/2}-6f_{7/2})$. Par l'utilisation de la formule de Griem, nous avons trouvé les élargissements électroniques : $\Delta\omega_{\text{ele}}=16.914\text{\AA}$, $\Delta\omega_{\text{ele}}=16.98\text{\AA}$ et $\Delta\omega_{\text{ele}}=17\text{\AA}$ successivement. L'élargissement Doppler ($\Delta\omega_{\text{Doppler}}\approx 0.065\text{\AA}$) est négligeable

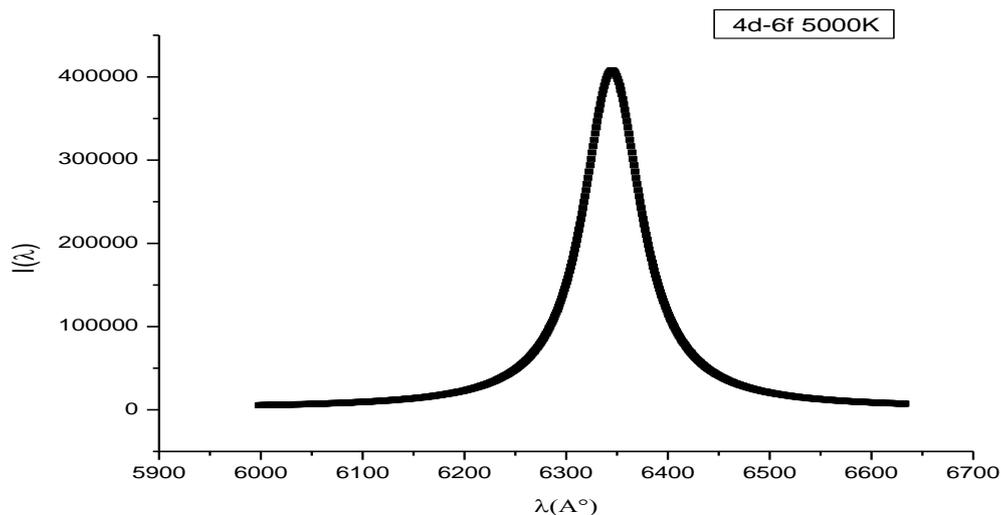


Figure III.2 : Profile de raie de 4d-6f pour $T=5000K$ et $N_e=10^{17}cm^{-3}$

Le profile est lorentzien avec un élargissement à mi-hauteur de $68.9A^\circ$

III.4 L'effet de la température sur le profil de raie (Lorentzien)

La figure III.3 présente l'effet de l'augmentation de la température sur la structure de profile de raie de la transition 4s-5p de Mg II pour une densité constante $N_e=10^{17} cm^{-3}$

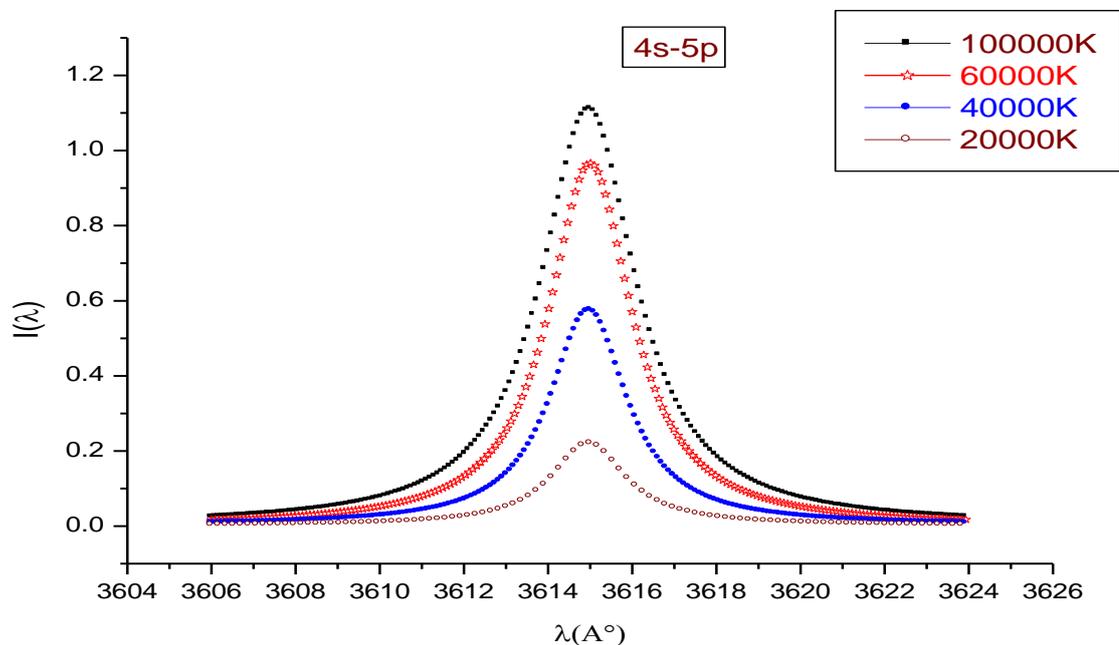


Figure III.3 : Profile de raie de la transition 4s-5p pour des différentes valeurs de température et pour $N_e=10^{17} cm^{-3}$

On note que lorsque la température augmente l'intensité et la largeur de la raie (l'élargissement Stark) augmente pour la transition 4s-5p.

La figure III.4 présente la variation de l'élargissement Stark électronique en fonction de température 4s-5p pour les calculs théorique de Griem, Dimetrvic, B. Blagojevich et notre calcul.

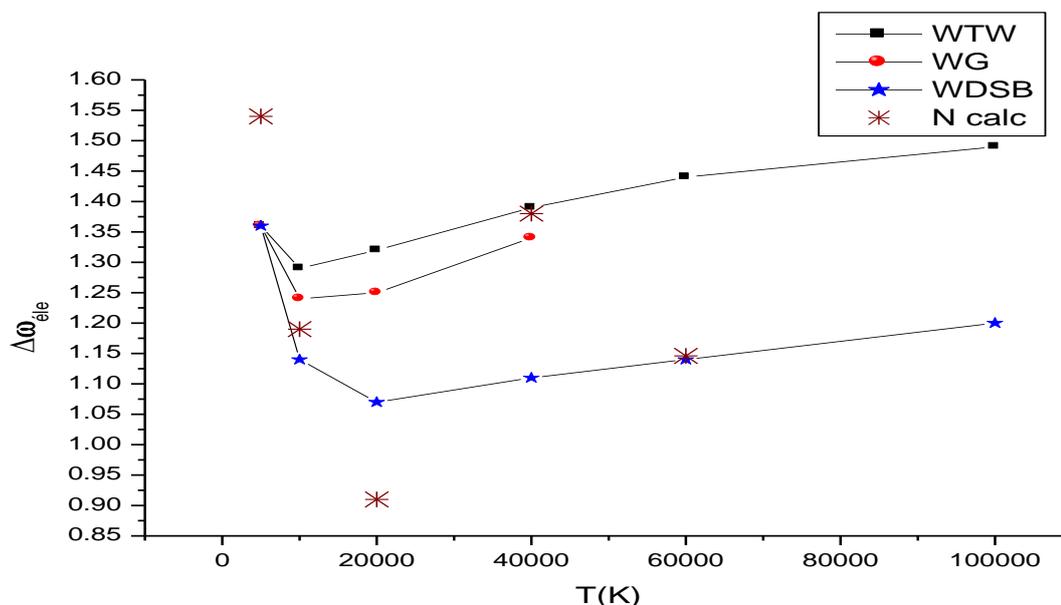


Figure III.4 : Variation de l'élargissement Stark en fonction de la température pour la transition 4s-5p

III.5 résultats de calcul de l'élargissement électronique par la formule de Smith et Hooper

III.5.1 Résultat de calcul des éléments de la base 3-j et les éléments dipolaires

Le calcul avec la formule (II.15) citée dans le chapitre II est basé sur le calcul des éléments dipolaires $d(nlmj)$; pour les calculs nous avons utilisé la formule (II.10) (citée dans le chapitre II).

La formule II.10 contient les éléments de la base 3-j ces éléments ont une relation avec les coefficients de Clebsch-Gordan (formule II.8), une partie des résultats de calcul des éléments de la base 3-j est présentée dans le Tableau III.2 et les autres résultats dans l'Annexe A2.

Par l'utilisation de livre de Cowan [20] et l'exploitation des propriétés de symétrie de symbole 3-j, nous avons calculé les éléments de la base 3-j

La base 3-j pour $k=1$ et $\begin{pmatrix} j_1 & k & j_2 \\ -m_1 & q & m_2 \end{pmatrix}$.

Tableau III.2 : Les valeurs de la base 3-j pour les valeurs de $j_1=0.5$ $j_2=0.5$, et pour $j_1=0.5$ $j_2=1.5$.

j_1	j_2	m_1	m_2	sym 3-j
0.5	0.5	-0.5	-0.5	0.40824
0.5	0.5	-0.5	0.5	-0.57735
0.5	0.5	0.5	-0.5	-0.57735
0.5	0.5	0.5	0.5	0.40824
0.5	1.5	-0.5	-1.5	0.5
0.5	1.5	-0.5	-0.5	-0.40824
0.5	1.5	-0.5	0.5	0.28867
0.5	1.5	0.5	-0.5	-0.28867
0.5	1.5	0.5	0.5	0.40824
0.5	1.5	0.5	1.5	-0.5

Nous avons réalisé un programme en langage Fortran77 qui exploite les résultats de calcul de la base 3-j pour le calcul des éléments dipolaires d'une transition sélectionnée entre les valeurs de \mathbf{m}_j .

Une partie des résultats de calcul des éléments dipolaires pour $n=3$ et $n=4$ de Mg II est présentée dans tableaux III.3 et les autres résultats dans l'Annexe A3.

Les niveaux sont ordonnés suivant un ordre croissant des énergies (E_{nlmj}).

Tableau III.3 Les valeurs des éléments dipolaires d_{nlmj} .

N°1	N°2	J_1	J_2	m_1	m_2	$d_{nlmj}(\text{Cm})$	$d_{nlmj}(\text{u.a})$
3s _{-1/2}	3p _{-1/2}	0.5	0.5	-0.5	-0.5	-5.783185E-030	- 0.6819
3s _{-1/2}	3p _{1/2}	0.5	0.5	-0.5	0.5	-8.178822E-030	-0.96448
3s _{1/2}	3p _{1/2}	0.5	0.5	0.5	-0.5	8.178822E-030	0.96448
3s _{1/2}	3p _{1/2}	0.5	0.5	0.5	0.5	5.783185E-030	0.68197
3s _{-1/2}	3p _{-3/2}	0.5	1.5	-0.5	-1.5	-7.096942E-030	-0.8369
3s _{-1/2}	3p _{-1/2}	0.5	1.5	-0.5	-0.5	5.794511E-030	0.6833
3s _{-1/2}	3p _{1/2}	0.5	1.5	-0.5	0.5	-4.097349E-030	-0.48317
3s _{1/2}	3p _{-1/2}	0.5	1.5	0.5	-0.5	-4.097349E-030	-0.48036

III.5.2. Élargissement électronique et profile de la transition 3s-4p

Nous avons pris la transition 3s-4p pour l'étude dans une température $T=5000\text{K}$ et une densité électronique $N_e=10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

On a quatre transitions pour $3s_{1/2}-4p_{1/2}$ (suivant les valeurs de m_j).

Tableau III.4 : L'élargissement électronique de la transition $3s_{1/2}-4p_{1/2}$ pour Mg II Pour $N_e=10^{17}\text{ cm}^{-3}$ et $T=5000\text{K}$.

$N_1l_1(m_{j1})$	$N_2l_2(m_{j2})$	$A_{ij}(m_j)$	$\Delta\omega_{\text{ele}}(\text{\AA})$	$\lambda(\text{\AA})$
3s (-1/2)	4p (-1/2)	$2.53 \cdot 10^5$	0.0904	1240.3947
3s (-1/2)	4p (1/2)	$5.07 \cdot 10^5$	0.0904	
3s (1/2)	4p (-1/2)	$2.53 \cdot 10^5$	0.0904	
3s (1/2)	4p (1/2)	$5.07 \cdot 10^5$	0.0904	

L'élargissement Doppler de la raie $3s_{1/2}-4p_{1/2}$ qui a une longueur d'onde $\lambda=1240.3947\text{\AA}$ est 0.0128\AA ; l'élargissement naturel est de $4.448 \cdot 10^{-6}\text{\AA}$.

Et nous avons six transitions pour $3s_{1/2}-4p_{3/2}$.

Tableau III.5 : L'élargissement électronique de la raie $3s_{1/2}-4p_{3/2}$ pour Mg II pour $N_e=10^{17}\text{ cm}^{-3}$ et $T=5000\text{K}$.

$N_1l_1(m_{j1})$	$N_2l_2(m_{j2})$	$A_{ij}(m_j)$	$\Delta\omega_{\text{ele}}(\text{\AA})$	$\lambda(\text{\AA})$
3s (-1/2)	4p (-3/2)	$3.34 \cdot 10^5$	0.0642	1239.925
3s (-1/2)	4p (-1/2)	$1.13 \cdot 10^5$	0.0642	
3s (-1/2)	4p(1/2)	$2.23 \cdot 10^5$	0.0642	
3s (1/2)	4p(-1/2)	$2.23 \cdot 10^5$	0.0642	
3s(1/2)	4p(1/2)	$1.13 \cdot 10^5$	0.0642	
3s(1/2)	4p(3/2)	$3.34 \cdot 10^5$	0.0642	

L'élargissement Doppler de la raie de $3s_{1/2}-4p_{3/2}$ qui a une longueur d'onde 1239.25\AA est 0.0128\AA ; l'élargissement naturel est de $4.461 \cdot 10^{-6}\text{\AA}$.

$$\Delta\omega_{\text{ele}} / \Delta\omega_{\text{Dopler}}=5.01 \text{ et } \Delta\omega_{\text{ele}}/\Delta\omega_{\text{naturel}}=14394.6$$

L'élargissement Doppler et l'élargissement Naturel sont négligeables ; nous intéressons à l'élargissement Stark électronique.

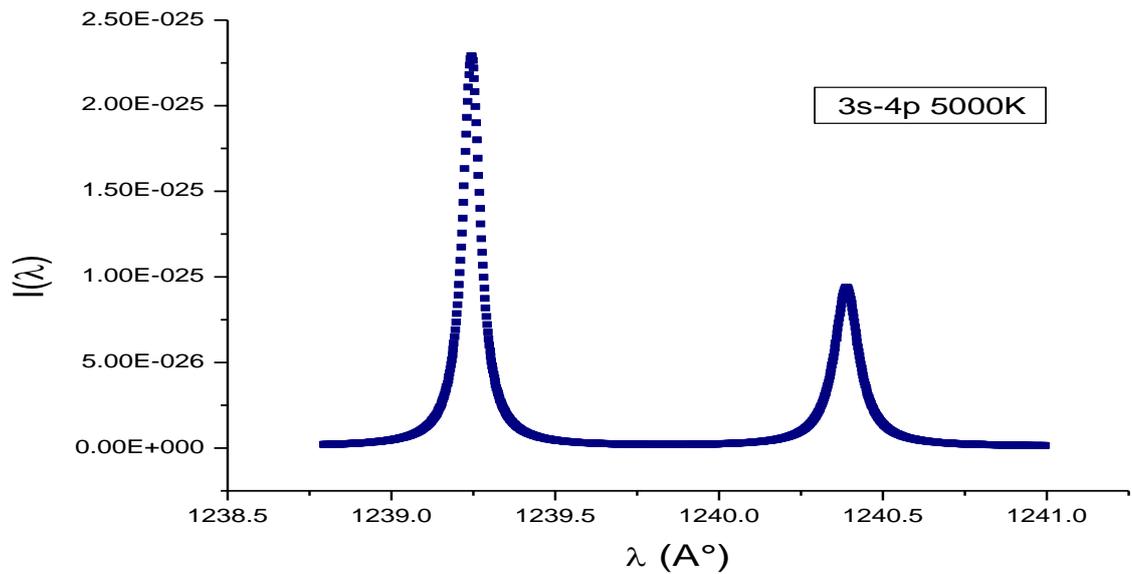


Figure III.5 : Profil de raie de la transition $3s_{1/2}-4p_{3/2}$ et $3s_{1/2}-4p_{1/2}$ pour $T=5000K$
 $N_e=10^{17}cm^{-3}$.

D'après le spectre ; les deux raies de la transition 3s-4p sont séparées pour $T=5000K$ et l'élargissement de la raies la plus intense (FWHM) est $\Delta\omega_{ele}=0.065\text{Å}$, il est en bon accord avec les résultats de l'article **B. Blagojevic** [4].

III.5.3. Élargissement électronique et le profil de la transition 3p-4s

Tableau III.6 : L'élargissement électronique de la raie $3p_{1/2}-4s_{1/2}$ pour Mg II

Pour $N_e=10^{17}cm^{-3}$ et $T=5000K$.

$N_1l_1(m_{j1})$	$N_2l_2(m_{j2})$	$A_{ij}(mj)$	$\Delta\omega_{ele} (\text{Å})$	$\lambda(\text{Å})$
3p(-1/2)	4s(-1/2)	$5.3.10^4$	0.48	2928.633
3p(-1/2)	4s(1/2)	$1.06.10^5$	0.48	
3p(1/2)	4s(-1/2)	$1.06.10^5$	0.48	
3p(1/2)	4s(1/2)	$5.3.10^4$	0.48	

-L'élargissement Doppler de la raie $\lambda = 2928.633\text{Å}$ est 0.0302Å .

$\Delta\omega_{ele} / \Delta\omega_{Dopler}=16$; l'élargissement électronique est 16 fois plus grand que l'élargissement Doppler.

Tableau III.7 : L'élargissement électronique de la raie $3p_{3/2}-4s_{1/2}$ pour Mg II

Pour $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$ et $T=5000\text{K}$.

$N_1l_1(m_{j1})$	$N_2l_2(m_{j2})$	$A_{ij}(m_j)$	$\Delta\omega_{\text{ele}} (\text{Å})$	$\lambda(\text{Å})$
3p(-3/2)	4s(-1/2)	$5.75 \cdot 10^7$	0.42	2936.51
3p(-1/2)	4s(-1/2)	$3.833 \cdot 10^7$	0.42	
3p(-1/2)	4s(1/2)	$1.916 \cdot 10^7$	0.42	
3p(1/2)	4s(-1/2)	$1.916 \cdot 10^7$	0.42	
3p(1/2)	4s(1/2)	$3.833 \cdot 10^7$	0.42	
3p(1/2)	4s(1/2)	$5.75 \cdot 10^7$	0.42	
3p(1/2)	4s(1/2)	$5.75 \cdot 10^7$	0.42	

- L'élargissement Doppler de la raie $\lambda=2936.51\text{Å}$ est 0.0303Å .

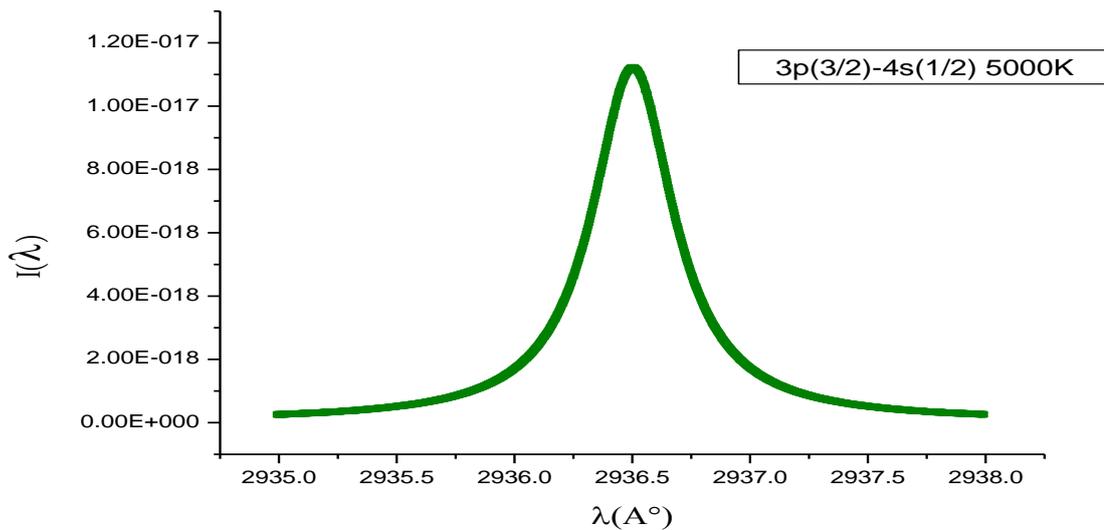


Figure III.6 : Profile de raie Mg II de la transition $3p_{3/2}-4s_{1/2}$ $\lambda = 2936.51\text{Å}$ pour $T=5000\text{K}$ $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

La largeur à mi-hauteur de cette raie est 0.42Å , elle est en bon accord avec les résultats de l'article **B. Blagojevic** [4].

III.5.4. Élargissement électronique et profile de la transition 3d-4p

Tableau III.8 L'élargissement électronique de la raie 3d_{3/2}-4p_{3/2} de Mg II pour N_e=10¹⁷cm⁻³ et T=5000K.

N ₁ l ₁ (m _{j1})	N ₂ l ₂ (m _{j2})	A _{ij} (mj)	Δω _{ele} (Å)	λ(Å)
3d(-3/2)	4p(-3/2)	2.541.10 ⁵	4.01	10915.28
3d(-3/2)	4p(-1/2)	1.694.10 ⁵	4.01	
3d(-1/2)	4p(-3/2)	1.694.10 ⁵	4.01	
3d(-1/2)	4p(-1/2)	2.823.10 ⁴	4.01	
3d(-1/2)	4p(1/2)	2.258.10 ⁵	4.01	
3d(1/2)	4p(-1/2)	2.258.10 ⁵	4.01	
3d(1/2)	4p(1/2)	2.823.10 ⁴	4.01	
3d(1/2)	4p(3/2)	1.694.10 ⁵	4.01	
3d(3/2)	4p(1/2)	1.694.10 ⁵	4.01	
3d(3/2)	4p(3/2)	2.541.10 ⁵	4.01	

L'élargissement Doppler de la raie λ = 10915.28Å est 0.112Å

Tableau III.9 : L'élargissement électronique de la raie 3d_{3/2}-4p_{1/2} pour Mg II.

N ₁ l ₁ 1m _{j1}	N ₂ l ₂ 2m _{j2}	A _{ij} (mj)	Δω _{ele} (Å)	λ(Å)
3d(-3/2)	4p(-1/2)	4.202.10 ⁶	6.072	10951.77
3d(-1/2)	4p(-1/2)	2.801.10 ⁶	6.072	
3d(-1/2)	4p(1/2)	1.4009.10 ⁶	6.072	
3d(1/2)	4p(-1/2)	1.4009.10 ⁶	6.072	
3d(1/2)	4p(1/2)	2.801.10 ⁶	6.072	
3d(3/2)	4p(1/2)	4.202.10 ⁶	6.072	

L'élargissement Doppler de la raie λ=10951.77Å est 0.113Å.

$$\Delta\omega_{ele} / \Delta\omega_{Dopler} = 53.71$$

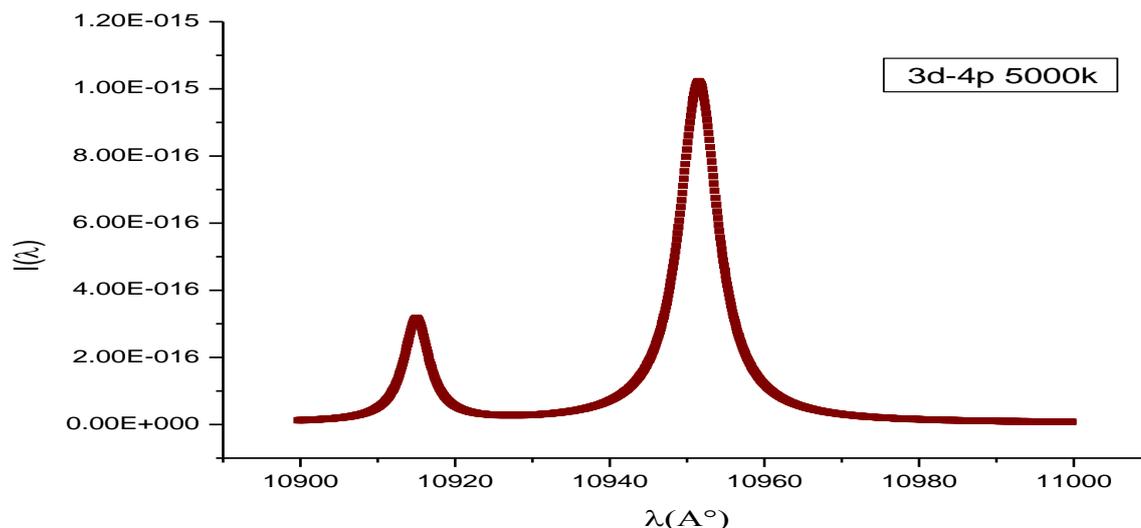


Figure III.7 : Profil de la raie Mg II 3d-4p pour $T=5000$ et $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

La raie la plus intense de la transition 3d-4p correspond à la transition $3d_{3/2}-4p_{1/2}$ avec un élargissement de 6.06 \AA qui est en bon accord avec les résultats de **Griem [3]** et **Démitrovic [36]** cité dans l'article **B. Blagojevic [4]** ;

la raie la moins intense correspond à la transition $3d_{3/2}-4p_{3/2}$ avec un élargissement de 4.01 \AA .

III.5.5. Élargissement électronique et profile de la transition 3s-3p

Tableau III.10 : L'élargissement électronique de la raie $3s_{1/2}-3p_{3/2}$.

$N_{l_1 j_1 m_j 1}$	$N_{l_2 j_2 m_j 2}$	$A_{ij}(m_j)$	$\Delta\omega_{\text{ele}} (\text{Å})$	$\lambda(\text{Å})$
3s(-1/2)	3p(-3/2)	$6.491 \cdot 10^7$	0.212	2795.5
3s(-1/2)	3p(-1/2)	$4.327 \cdot 10^7$	0.212	
3s(-1/2)	3p(1/2)	$2.163 \cdot 10^7$	0.212	
3s(1/2)	3p(-1/2)	$2.163 \cdot 10^7$	0.212	
3s(1/2)	3p(1/2)	$4.327 \cdot 10^7$	0.212	
3s(1/2)	3p(3/2)	$6.491 \cdot 10^7$	0.212	

Tableau III.11 : Elargissement électronique de la raie $3s_{1/2}-3p_{1/2}$

$N_{l_1 j_1 m_j 1}$	$N_{l_2 j_2 m_j 2}$	$A_{ij}(m_j)$	$\Delta\omega_{ele} (\text{Å})$	$\lambda(\text{Å})$
3s(-1/2)	3p(-1/2)	$1.294 \cdot 10^7$	0.27	2802.7
3s(-1/2)	3p(1/2)	$8.589 \cdot 10^7$	0.27	
3s(1/2)	3p(-1/2)	$8.589 \cdot 10^7$	0.27	
3s(1/2)	3p(1/2)	$1.294 \cdot 10^7$	0.27	

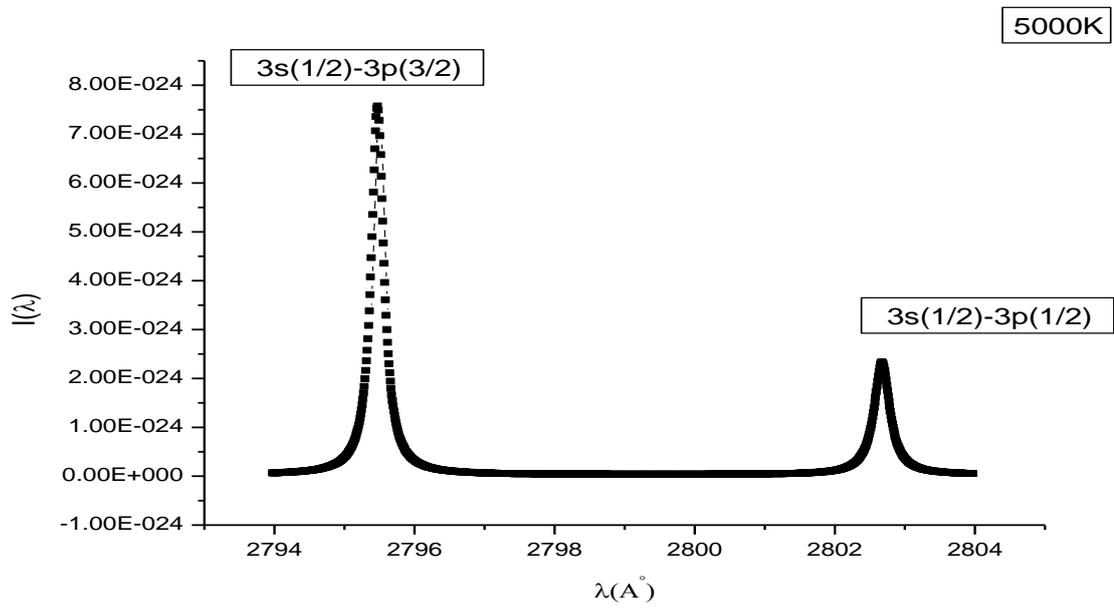


Figure III.8 : Profile de raie des transitions $\lambda_1=2795.5\text{Å}$ et $\lambda_2=2802.7\text{Å}$ de Mg II pour $T=5000\text{K}$ et $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

La raie la plus intense de la transition 3s-3p qui a une largeur à mi-hauteur de 0.21Å et la raie la plus intense est de 0.27Å .

III.5.6. Élargissement électronique et profile de la transition 3p-3d

Tableau III.12 : L'élargissement électronique de la raie 3p_{3/2}-3d_{3/2}.

$N_{l_1 j_1 m_1 j_1}$	$N_{l_2 j_2 m_2 j_2}$	Aij(mj)	$\Delta\omega_{ele}(\text{Å})$	$\lambda(\text{Å})$
3p (-3/2)	3d (-3/2)	$1.2 \cdot 10^7$	0.148	2797.93
3p (-3/2)	3d (-1/2)	$8 \cdot 10^6$	0.148	
3p (-1/2)	3d (-3/2)	$8 \cdot 10^6$	0.148	
3p (-1/2)	3d (-1/2)	$1.333 \cdot 10^6$	0.148	
3p (-1/2)	3d (1/2)	$1.066 \cdot 10^7$	0.148	
3p (1/2)	3d (-1/2)	$1.066 \cdot 10^7$	0.148	
3p (1/2)	3d (1/2)	$1.33 \cdot 10^6$	0.148	
3p (1/2)	3d (3/2)	$8 \cdot 10^6$	0.148	
3p (3/2)	3d (1/2)	$8 \cdot 10^6$	0.148	
3p (3/2)	3d (3/2)	$1.2 \cdot 10^7$	0.148	

Tableau III.13 : L'élargissement électronique de la raie 3p_{3/2}-3d_{5/2}.

$N_{l_1 j_1 m_1 j_1}$	$N_{l_2 j_2 m_2 j_2}$	Aij(mj)	$\Delta\omega_{ele}(\text{Å})$	$\lambda(\text{Å})$
3p(-3/2)	3d (-5/2)	$7.9898 \cdot 10^7$	0.13	2797.98
3p(-3/2)	3d (-3/2)	$3.1958 \cdot 10^7$	0.13	
3p(-3/2)	3d (-1/2)	$7.9898 \cdot 10^6$	0.13	
3p(-1/2)	3d (-3/2)	$4.7938 \cdot 10^7$	0.13	
3p(-1/2)	3d (-1/2)	$4.7938 \cdot 10^7$	0.13	
3p(-1/2)	3d (1/2)	$2.3970 \cdot 10^7$	0.13	
3p(1/2)	3d (-1/2)	$2.3970 \cdot 10^7$	0.13	
3p(1/2)	3d (1/2)	$4.7940 \cdot 10^7$	0.13	
3p(1/2)	3d (3/2)	$4.7940 \cdot 10^7$	0.13	
3p(3/2)	3d (1/2)	$7.9898 \cdot 10^6$	0.13	
3p(3/2)	3d (3/2)	$3.1958 \cdot 10^7$	0.13	
3p(3/2)	3d (5/2)	$7.9898 \cdot 10^7$	0.13	

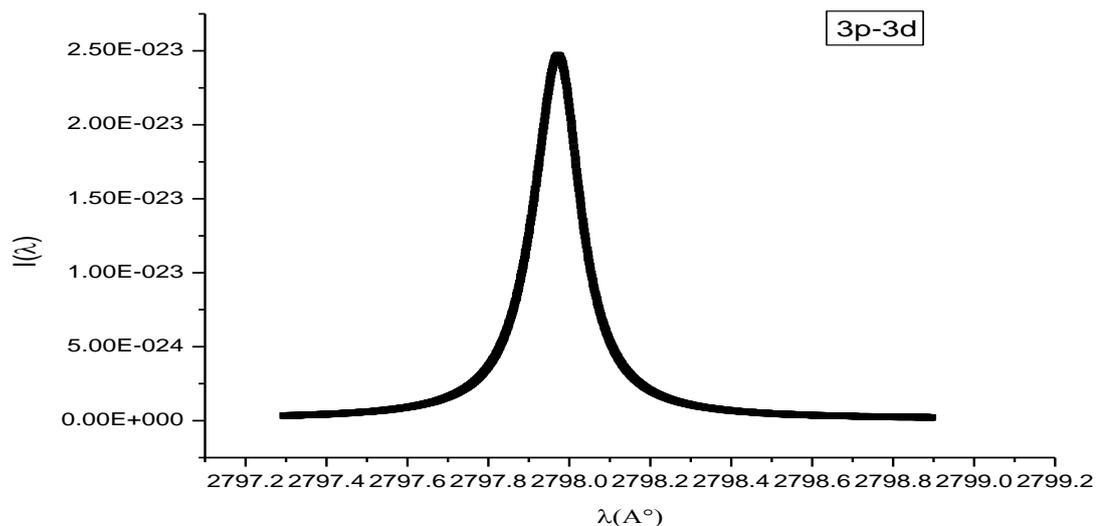


Figure III.9 Profile de raie (Mg II) de la transition 3p-3d pour $T=5000\text{K}$ et $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

L'élargissement à mi-hauteur (FWHM) de cette raie est 0.14Å ; la raie est formée des deux transitions $3p_{3/2}-3d_{3/2}$ et $3p_{3/2}-3d_{5/2}$

III.6 La variation de l'élargissement Stark en fonction de la température

III.6.1 La transition 3s-4p

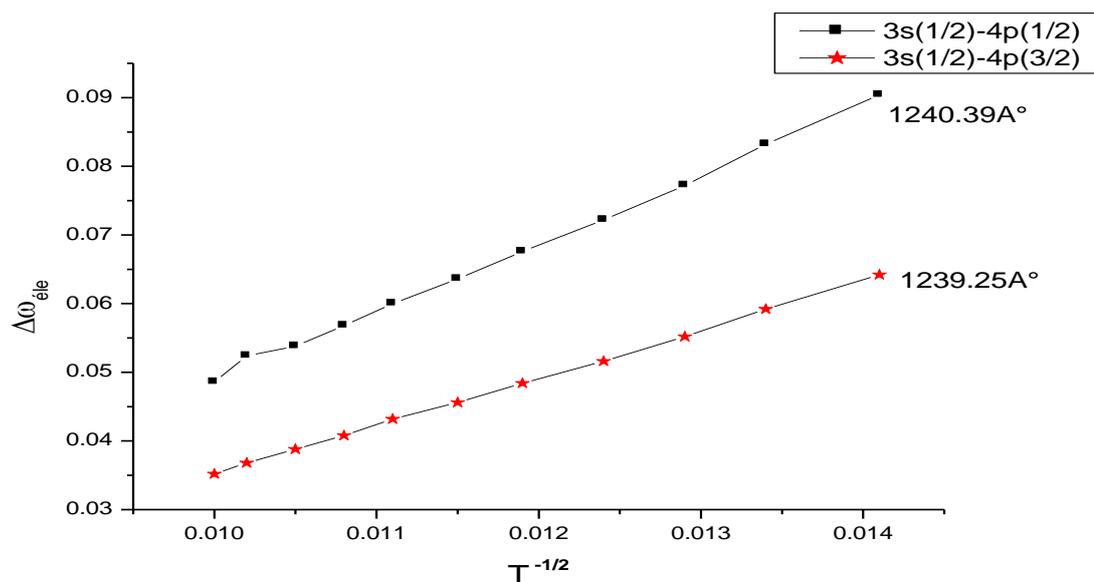


Figure III.10 : Variation l'élargissement électronique $\Delta\omega_{ele}$ de la transition 3s-4p en fonction de $T^{-1/2}$ pour $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

D'après la courbe la variation de l'élargissement électronique en fonction de $T^{-1/2}$ est représentée par une fonction linéaire pour les deux transitions 1240.39Å et 1239.25Å.

La fonction linéaire de la transition 1240.39Å est $\Delta\omega_{\text{éle}}=9.934*T^{-1/2}-0.053$

La fonction linéaire de la transition 1239.25Å est $\Delta\omega_{\text{éle}}=6.9901*T^{-1/2}-0.0346$

III.6.2 La transition 3p-4s

La figure III.11 présente la variation de notre calcul avec la température et une comparaison de notre calcul avec les calculs théoriques de Griem [3] et Dimitrivic [36].

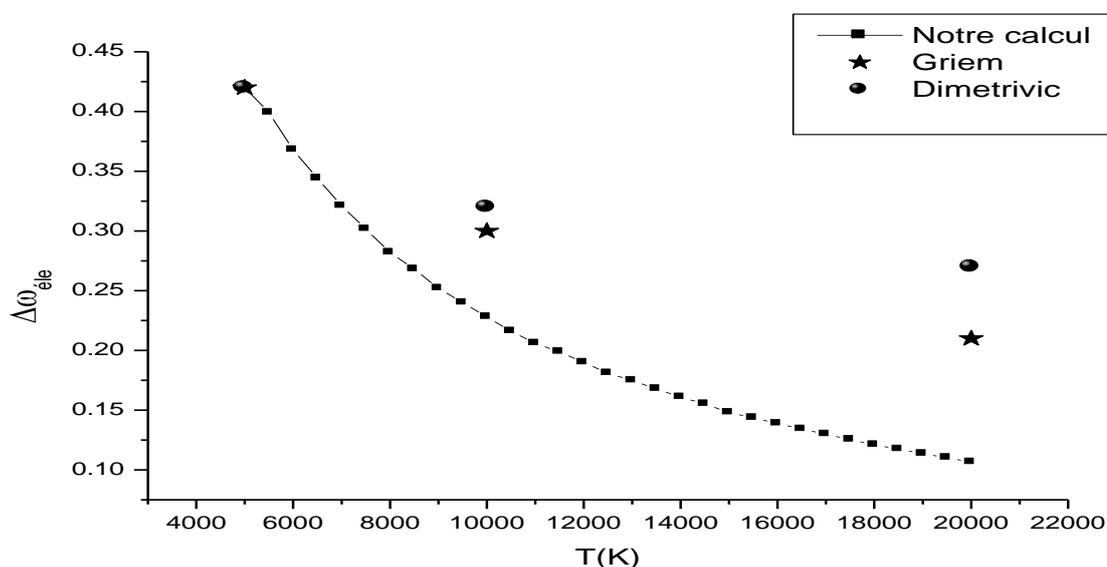


Figure III.11 : Variation de l'élargissement électronique de la transition 3p-4s en fonction de la température pour $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

Tableau III.14 : Le rapport entre nos calculs et les valeurs théoriques de Griem [3] et Dimetrvic [36] pour différentes valeurs de température.

Température (K)	$\Delta\omega_G/\Delta\omega_{N\text{-calcul}}$	$\Delta\omega_{Dim}/\Delta\omega_{N\text{-calcul}}$
5000 K	0.976	1
10.000 K	1.4	1.31
20.000 K	2.53	1.96

D'après le tableau III.14 l'écart entre les calculs avec la formule de Smith et Hopper (formule II15) et le calcul théorique de Griem et Dimetrvic augmente avec l'augmentation de la température.

III.6.3 La transition 3d-4p

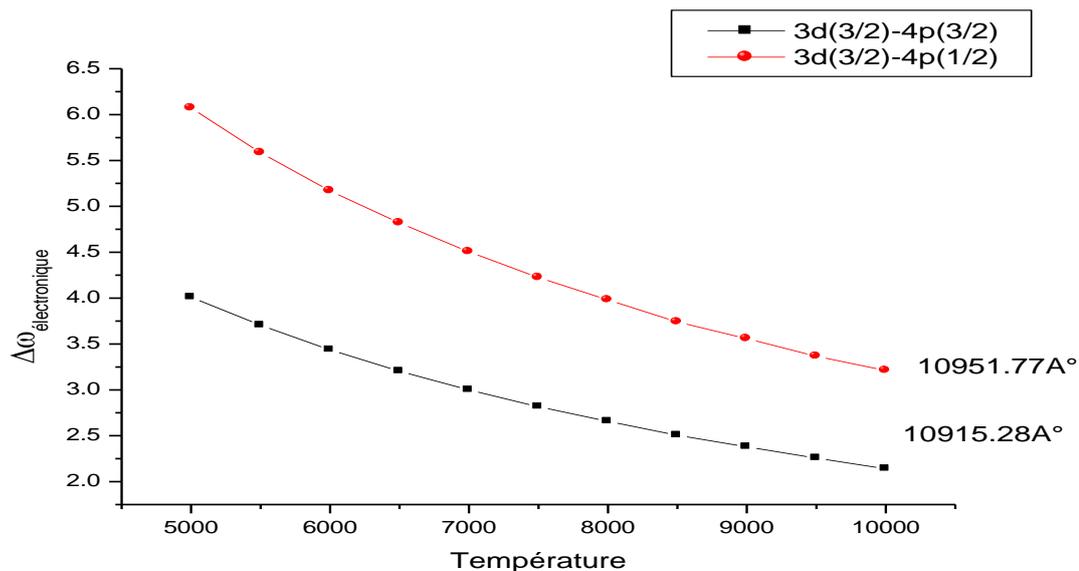


Figure III.12 : La variation de l'élargissement électronique de la transition 3d-4p en fonction de la température pour $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

-lorsque la température augmente l'élargissement électronique diminue

III.7 La variation de l'élargissement Stark en fonction de la densité et la température

Le Tableau III.15 présente la variation de l'élargissement électronique de transition 3p-4s $\lambda=2935\text{\AA}$ par rapport à la densité électronique N_e en cm^{-3} et par rapport à température T en Kelvin.

Tableau III.15 La variation de l'élargissement électronique en fonction de la densité électronique N_e en cm^{-3} et en fonction de la température T en Kelvin.

$\Delta\omega_{\text{éle}}(\text{\AA})$										
$T \backslash N_e$	10^{15}	$5 \cdot 10^{15}$	10^{16}	$5 \cdot 10^{16}$	10^{17}	$5 \cdot 10^{17}$	10^{18}	$5 \cdot 10^{18}$	10^{19}	$5 \cdot 10^{19}$
5000	0.0043	0.0216	0.0433	0.21	0.43	2.16	4.34	21.72	43.48	219.2
6000	0.0036	0.0184	0.0369	0.1245	0.36	1.845	3.69	18.4	36.9	184.5
7000	0.00321	0.01608	0.0321	0.1608	0.321	1.608	3.216	16.08	32.16	160.8
8000	0.00284	0.0141	0.0284	0.141	0.284	1.41	2.84	14.1	28.4	141
9000	0.00253	0.0126	0.0253	0.1145	0.253	1.26	2.538	12.6	25.38	126
10.000	0.0029	0.01145	0.0229	0.1145	0.229	1.145	2.29	11.45	22.9	114.5

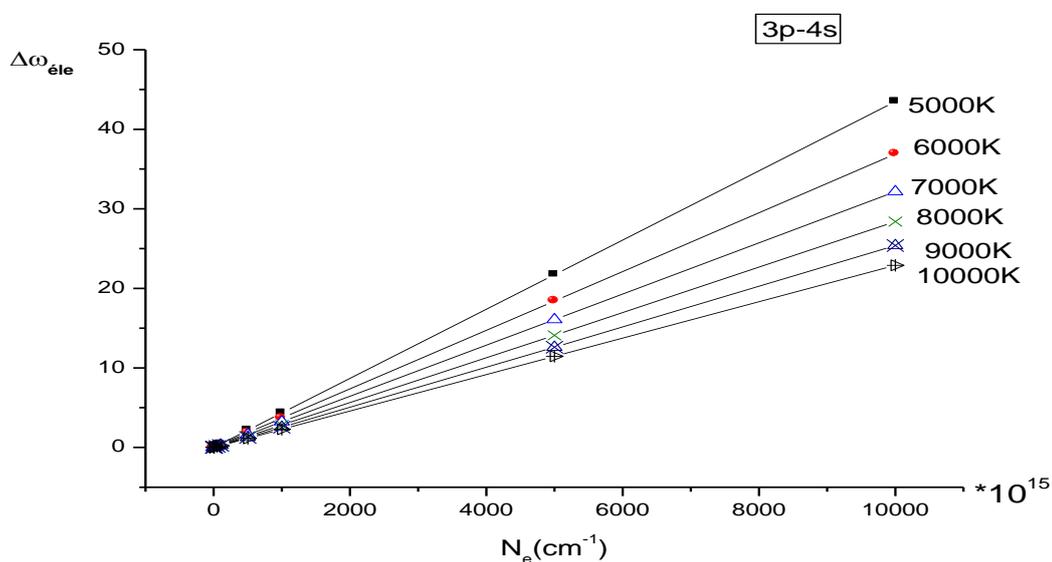


Figure III.13 : Variation de l'élargissement électronique par rapport à la densité pour des différentes valeurs de température.

On note que lorsque la densité augmente l'élargissement électronique augmente avec une fonction linéaire.

Résumer des résultats pour Mg II

Tableau III.16 Résumé de résultat de de calcul de l'élargissement électronique pour Mg II.

Multiplet	T(K)	$\Delta\omega_{TW}/\Delta\omega_{N\text{-calcul}}$	$\Delta\omega_G/\Delta\omega_{N\text{-calcul}}$	$\Delta\omega_{DSB}/\Delta\omega_{N\text{calcul}}$
Mg II 1240A° 3s 2S-4P 2P ⁰	5000	1.07	1.07	1.07
Mg II 2935A° 3p 2p ⁰ -4s 2s	5000	0.92	0.97	1
Mg II 10930A° 3d 2D-4p 2p ⁰	5000	0.95	0.89	1.02
Mg2 2799 A° 3s 2S-3P 2P ⁰	5000	0.66	0.66	-
Mg2 2796A° 3p 2p ⁰ -3d 2D	5000	1.64	1.64	1.92

Remarques :

- Les résultats calculés sont en bons accord avec les travaux de B. Blagojevic et l'écart relatif entre nos calculs et les calculs théoriques est de (0% à 40%).
- Lorsque la température augmente (très élevé), les résultats ne sont pas en bon accord avec celles de l'article et l'écart entre les valeurs théoriques et notre calcul augmente.

Les causes peuvent être :

- Le terme d'interférence et le terme des collisions fortes négligés dans nos calculs.
- Les éléments non diagonaux de la matrice de l'opérateur de collision électronique non retenus dans nos calculs.

III.8. L'élargissement électronique et profile de raie de l'ion de Silicium Si II

III.8.1 La transition 3p-4s

Le tableau III.17 et le tableau III.18 présentent l'élargissement électroniques de la raie $3p_{1/2}-4s_{1/2}$ et $3p_{3/2}-4s_{1/2}$ pour une température de 5000K et $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$

Tableau III.17 : Elargissement électronique de la raie $3p_{1/2}-4s_{1/2}$

$N_{11j_1m_{j_1}}$	$N_{12j_2m_{j_2}}$	$A_{ij}(mj)$	$\Delta\omega_{ele}(\text{\AA})$	$\lambda(\text{\AA})$
3p (-1/2)	4s (1/2)	$6.357.10^7$	0.112	1526.707
3p (-1/2)	4s (1/2)	$1.271.10^8$	0.112	
3p (1/2)	4s (1/2)	$1.271.10^8$	0.112	
3p (1/2)	4s (1/2)	$6.357.10^7$	0.112	

Tableau III.18 : Elargissement électronique de la raie $3p_{3/2}-4s_{1/2}$.

$N_{11j_1m_{j_1}}$	$N_{12j_2m_{j_2}}$	$A_{ij}(mj)$	$\Delta\omega_{ele}(\text{\AA})$	$\lambda(\text{\AA})$
3p(-3/2)	4s(-1/2)	1.882e8	0.106	1533.431
3p(-1/2)	4s(-1/2)	1.254e8	0.106	
3p(-1/2)	4s(1/2)	6.274e7	0.106	
3p(1/2)	4s(-1/2)	1.254e8	0.106	
3p(1/2)	4s(1/2)	1.254e8	0.106	
3p(3/2)	4s(1/2)	1.882e8	0.106	

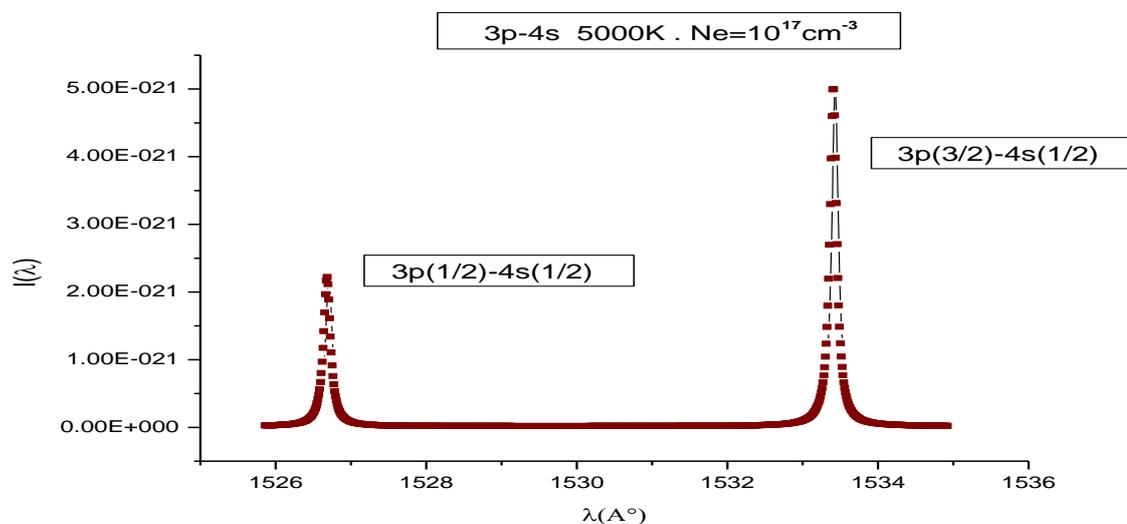


Figure III.14 : Profile de raie de la transition 3p-4s pour l'ion de Si II à 5000K.

D'après le profile, on a deux raies isolées correspond à la transition 3p-4s, ces raies peuvent être utiles pour la détermination de la température et la densité des milieux.

L'élargissement à mi-hauteur de la raie la plus intense est 0.1Å , et la raie la moins intense est 0.11Å ; les résultats sont en bon accord avec les travaux de **Blagojevic et N. Konjevic** [4].

Le rapport d'intensité est $\frac{I_{\max 1}}{I_{\max 2}} = 2.279$

III.8.2 La transition 4s-4p

Le tableau III.21 et le tableau III.22 présentent l'élargissement électronique de la raie $4s_{1/2}-4p_{3/2}$ et $4s_{1/2}-4p_{3/2}$ pour une température de 5000K et une densité $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$

Tableau III.19 : L'élargissement électronique de la raie $4s_{1/2}-4p_{3/2}$.

$N_{l_1 j_1 m_1}$	$N_{l_2 j_2 m_2}$	$A_{ij}(mj)$	$\Delta\omega_{ele} (\text{Å})$	$\lambda (\text{Å})$
4s(-1/2)	4p(-3/2)	$1.460.10^7$	2.48	6347.11
4s(-1/2)	4p(-1/2)	$9.738.10^6$	2.48	
4s(-1/2)	4p(1/2)	$4.869.10^6$	2.48	
4s(1/2)	4p(-1/2)	$4.869.10^6$	2.48	
4s(1/2)	4p(1/2)	$9.738.10^6$	2.48	
4s(1/2)	4p(3/2)	$1.460.10^7$	2.48	

Tableau III.20 : L'élargissement électronique de la raie $4s_{1/2}-4p_{3/2}$.

$N_{l_1 j_1 m_1}$	$N_{l_2 j_2 m_2}$	$A_{ij}(mj)$	$\Delta\omega_{ele} (\text{Å})$	$\lambda (\text{Å})$
4s(-1/2)	4p(-1/2)	$1.135e7$	1.34	6371.37
4s(1/2)	4p(1/2)	$2.271e7$	1.34	
4s(-1/2)	4p(-1/2)	$2.271e7$	1.34	
4s(1/2)	4p(1/2)	$1.135e7$	1.34	

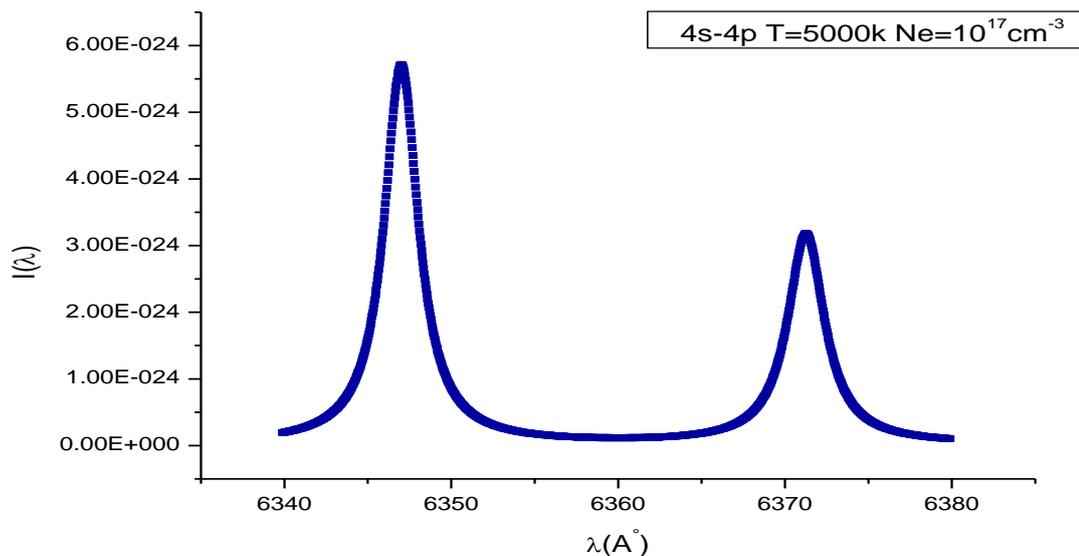


Figure III.15 : profile de raie de la transition 4s-4p à $T=5000\text{K}$ et $\text{Ne}=10^{17}\text{cm}^{-3}$

L'écart entre les deux raies des transitions 4s-4p est très grand par rapport à l'élargissement des raies, c'est pour cette raison que les raies sont séparées. On néglige les autres élargissements alors le profile est Lorentzien

L'élargissement à mi-hauteur de la raie la plus intense est 2.47\AA , et la raie la moins intense est 2.65\AA , les résultats sont en bon accord les travaux de **B. Blagojevic** [4].

III.9 Variation de l'élargissement Stark en fonction de la charge de l'émetteur pour la transition $3s_{1/2}-3p_{3/2}$ pour les ions Lithiinoïdes

Nous avons appliqué la formule de **Griem** dans les conditions de l'article de Bötcher et al. [37] qui se sont intéressés à la transition $3s\ ^2S_{1/2}-3p\ ^2P_{3/2}$, pour $T=12.5\text{ eV}$ et $N_e=1.8 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$.

Le tableau III.22 présente les valeurs de l'élargissement électronique de : l'expérience, de Griem (G) [3], de M. S. Dimetricvic [36] (DK), J. D. Hey et al. [38] (HB1), J. D. Hey et al. [39] (HB2).

Tableau III.21 : Variation de l'élargissement Stark en fonction de la charge des ions suivant différents modèles.

Ion	λ (Å)	$\Delta\omega_{\text{exp}}$ (Å)	$\Delta\omega_{\text{ele}}$ (Å)				Formule I
			G	DK	HB1	HB2	
C IV	5801.3	$10 \pm 20\%$	7.98	6.01	5.45	6.09	5.43
N V	4603.7	$4.92 \pm 10\%$	3.03	2.41	2.12	2.51	2.21
O VI	3811.3	$2.78 \pm 10\%$	1.36	1.13	1.01	1.28	1.18

L'élargissement électronique calculé par la formule de Griem donne de bons résultats par comparaison aux travaux cités par F. Bötcher et al. [33]

La figure III.16 présente la variation de $\log_{10} \left[\frac{\Delta\omega_{\text{elé}}}{\lambda^2} (\text{cm}^{-1}) \right]$ en fonction de $\log_{10}(z)$ (z charge de l'émetteur) et $\Delta\omega_{\text{ele}}$ les valeurs de l'élargissement électronique de l'expérience (EXP), de H. Griem [3], de Dimetrivic et al. [36], de Hey et al. [38] et J. D. Hey et al. [39]

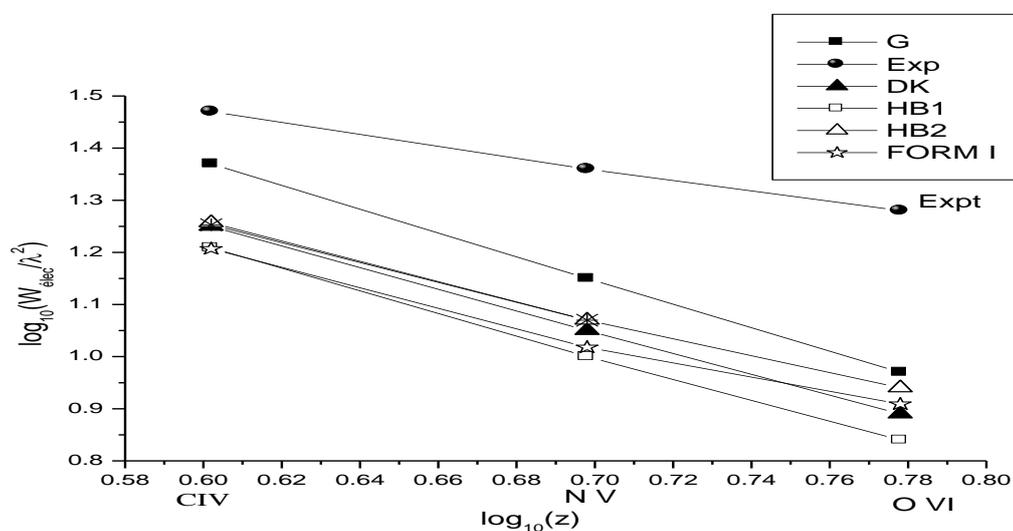


Figure III.16 : Variation de $\log_{10} \left[\frac{\Delta\omega_{\text{elé}}}{\lambda^2} (\text{cm}^{-1}) \right]$ en fonction de $\log_{10}(Z)$ pour des différents calculs théoriques, Z est la charge de l'émetteur z .

Les courbes sont linéaires avec des fonctions :

$$\text{Log}_{10}\left(\frac{\Delta\omega_{ele}}{\lambda^2} \text{cm}^{-1}\right) = \alpha \times \text{Log}_{10}(z) + \beta$$

Nous appliquons cette formule pour estimer la valeur de l'élargissement Stark électronique de FVII et on fait une comparaison avec les résultats trouvés avec la formule I.

Tableau III.22 : Estimation de l'élargissement Stark de l'ion de FVII.

Ion	λ (Å)	$\Delta\omega_{exp}$ (Å)	$\Delta\omega_{ele}$ (Å)				Formule I (Å)
			G	DK	HB1	HB2	
F VII	3246.6	$1.68 \pm 10\%$	0.69	0.59	0.52	0.68	1.009

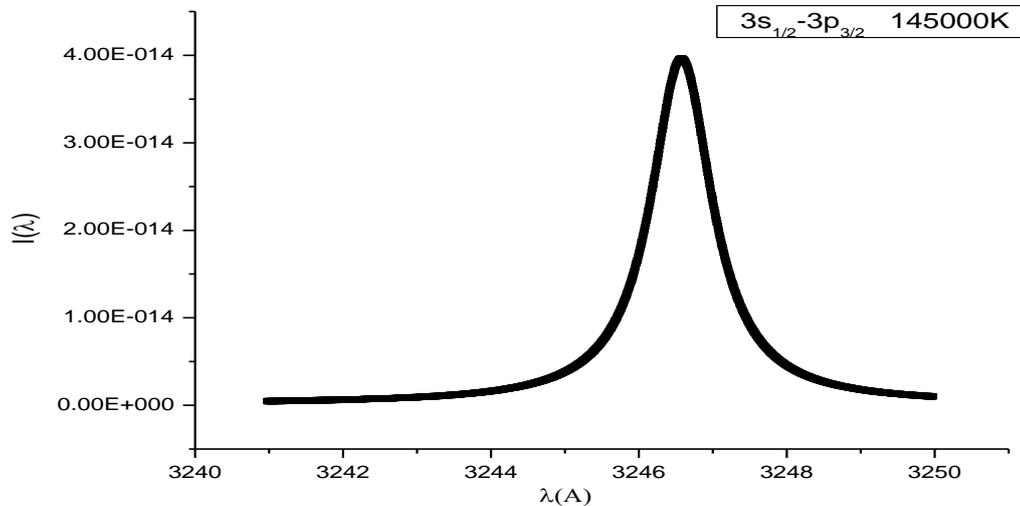


Figure III.17 : Profile de raie de la transition $3s_{1/2} - 3p_{3/2}$ de l'ion de F VII pour $T=145000\text{K}$ et $N_e=1.8.10^{24} \text{m}^{-3}$.

*Conclusion générale et
perspectives*

Conclusion générale et perspectives

La spectroscopie d'émission est l'une des techniques principale dans l'étude des milieux plasmas, la lumière émise par un milieu plasmas est très riche d'information ...

Pour des plasmas denses, en général, le champ électrique du plasma élargit les raies par effet Stark et cet élargissement peut alors dominer la forme de la raie [40].

Dans ce mémoire nous avons étudié l'élargissement électronique de quelques transitions de l'ion de Mg II et de Si II dans des différentes conditions de température et de densité électronique.

Nous avons présenté dans le premier chapitre les notions de base des profils et des élargissements de raie dans les plasmas. Dans le deuxième chapitre nous avons présenté les formalismes et les outils de base nécessaire pour le calcul des élargissements Stark électronique avec la formule de Griem et la formule de Smith et Hooper. Les étapes de calcul avec les deux formules ont été résumées dans deux organigrammes.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté les résultats numériques. Nous avons pu réaliser un programme en langage FORTRAN 77 qui calcule l'élargissement électronique et le profil de raie de l'ion de Mg II par la formule de Griem [3] dans les conditions de l'article de B. Blagojevic [4], pour $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$ et pour différentes valeurs des températures $T=5000, 10.000, 20.000, 40.000, 60.000, 100.000$ K. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats théorique de **Griem, Dimetrivich, et B.Blagojevic** et l'écart relatif est de (0.71% - 60%).

Les résultats obtenues montrent que :

- L'élargissement électronique augmente lorsque la température augmente pour la transition 4s-5p de 1.32 Å pour $T=20.000\text{K}$ jusqu'à 1.49Å pour $T=100.000\text{K}$;
- L'intensité des raies augmente par l'augmentation de température ;
- Lorsque la température augmente l'écart relatif entre les résultats théoriques et nos calculs augmente.

Le deuxième modèle est basé sur la formule de **Smith et Hopper**. Nous déterminons les éléments dipolaires $d(nlmj)$ entre les valeurs de m_j . Ce calcul est basé sur le calcul de la **base 3-j**.

Nous l'avons utilisé pour l'ion de Mg II et Si II dans les conditions de l'article de B. Blagojevic. Les résultats obtenus pour $T=5000\text{K}$ et $N_e=10^{17}\text{cm}^{-3}$ sont en bon accord avec les résultats théoriques de **Griem [3]**, **Dimetric [36]** et **Blagojevic [4]** ; l'écart relatif est de 0% à 40%.

Nous avons appliqué cette formule dans des différentes conditions de densité de température les résultats obtenus montre que :

- L'écart entre les valeurs théoriques et nos calculs augmente avec l'augmentation de la température.

- L'opérateur de collision électronique (l'élargissement électronique) est constant entre les valeurs de m_j pour une transition sélectionnée entre J_i et J_f .

- L'élargissement électronique varie linéairement avec l'augmentation de la densité.

- L'élargissement électronique varie linéairement avec $T^{-1/2}$, et diminue lorsque la température augmente.

Nous avons calculé le profil de raie des transitions étudiées ; l'élargissement Doppler et Naturel sont négligeables alors le profil de *'chaque raie est Lorentzien'*.

Nous avons étudié la variation de l'élargissement électronique en fonction de la charge de l'ion de C IV, N V, O IV dans les conditions de l'article de Bötcher [37]. La variation de l'élargissement électronique en fonction de la charge des ions est linéaire, et diminue lorsque la charge Z augmente.

Pour les perspectives, il serait utile de prendre en considération :

- Tous les éléments de la matrice de l'opérateur de collision électronique ;
- Le terme d'interférence (l'interaction entre les deux blocs a et b) ;
- La contribution des collisions fortes ;
- L'élargissement ionique pour d'autres raies.

Annexes

Annexe A1 : Les données atomiques de Mg II (élaborés à partir de NIST [26])

λ (Å)	$A_{ij}(s^{-1})$	f_{ij}	S_{ij} (u.a)	$E_i(eV)$	$E_j(eV)$	Niv i	Niv j	g_i	g_j
918.273	2.69e+01	-	9.41e-02	0.000000	13.501882	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 6d	2	6
946.7033	2.69e+06	7.22e-04	4.50e-03	0.000000	13.096416	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 6p	2	4
946.7694	2.81e+06	3.78e-04	2.36e-03	0.000000	13.095501	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 6p	2	2
966.934	1.97e+02	-	8.94e-01	0.000000	12.822408	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 5d	2	6
1 025.9681	3.43e+06	1.08e-03	7.32e-03	0.000000	12.084606	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 5p	2	4
1 026.1134	3.63e+06	5.72e-04	3.87e-03	0.000000	12.082895	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 5p	2	2
1 071.690	1.04e+03	-	7.84e+00	0.000000	11.569039	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 4d	2	6
1 239.925	4.33e-05	-	3.40e-02	0.000000	9.999328	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 4p	2	4
1 239.9253	1.35e+06	6.21e-04	5.07e-03	0.000000	9.999328	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 4p	2	4
1 240.3947	1.52e+06	3.51e-04	2.87e-03	0.000000	9.995544	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 4p	2	2
1 367.2570	5.35e+06	2.25e-03	4.05e-02	4.433784	13.501882	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 6d	4	6
1 367.7080	1.08e+07	3.04e-03	2.74e-02	4.422431	13.487538	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 7s	2	2
1 369.4231	2.17e+07	3.04e-03	5.49e-02	4.433784	13.487538	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 7s	4	2
1 398.793	8.77e+03	-	2.52e+02	0.000000	8.863654	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 3d	2	6
1 432.563	1.87e-02	-	4.07e-06	0.000000	8.654711	2p ⁶ 3s	2p ⁶ 4s	2	2
1 475.9997	1.10e+07	7.21e-03	7.01e-02	4.422431	12.822446	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 5d	2	4
1 477.997	2.16e+06	7.08e-04	1.38e-02	4.433784	12.822446	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 5d	4	4
1 478.0039	1.30e+07	6.40e-03	1.24e-01	4.433784	12.822408	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 5d	4	6
1 480.8795	1.93e+07	6.34e-03	6.18e-02	4.422431	12.794766	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 6s	2	2
1 482.8903	3.85e+07	6.34e-03	1.24e-01	4.433784	12.794766	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 6s	4	2
1 734.8521	4.29e+07	3.87e-02	4.42e-01	4.422431	11.569103	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 4d	2	4
1 734.852	6.55e-05	-	2.76e-01	4.422431	11.569103	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 4d	2	4
1 734.868	4.70e-04	-	2.98e+00	4.422431	11.569039	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 4d	2	6
1 737.613	8.48e+06	3.84e-03	8.79e-02	4.433784	11.569103	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 4d	4	4
1 737.613	1.22e-09	-	5.18e-06	4.433784	11.569103	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 4d	4	4
1 737.6282	5.09e+07	3.46e-02	7.91e-01	4.433784	11.569039	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 4d	4	6
1 737.628	2.54e-03	-	1.62e+01	4.433784	11.569039	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 4d	4	6
1 750.6635	4.00e+07	1.84e-02	2.12e-01	4.422431	11.504557	2p ⁶ 3p	2p ⁶ 5s	2	2

Annexes

1 753.4745	7.98e+07	1.84e-02	4.25e-01	4.433784	11.504557	$2p^63p$	$2p^65s$	4	2
2 222.484	4.92e-04	-	8.02e-07	4.422431	9.999328	$2p^63p$	$2p^64p$	2	4
2 222.484	4.05e+02	-	7.85e+01	4.422431	9.999328	$2p^63p$	$2p^64p$	2	4
2 223.993	1.68e-04	-	1.37e-07	4.422431	9.995544	$2p^63p$	$2p^64p$	2	2
2 227.018	8.31e-04	-	1.36e-06	4.433784	9.999328	$2p^63p$	$2p^64p$	4	4
2 227.018	4.02e+02	-	7.88e+01	4.433784	9.999328	$2p^63p$	$2p^64p$	4	4
2 228.533	1.64e-03	-	1.34e-06	4.433784	9.995544	$2p^63p$	$2p^64p$	4	2
2 228.533	8.04e+02	-	7.91e+01	4.433784	9.995544	$2p^63p$	$2p^64p$	4	2
2 790.542	3.20e+04	7.47e-05	1.37e-03	8.654711	13.096416	$2p^64s$	$2p^66p$	2	4
2 790.777	4.01e+08	9.37e-01	1.72e+01	4.422431	8.863762	$2p^63p$	$2p^63d$	2	4
2 790.777	2.29e-04	-	1.04e+01	4.422431	8.863762	$2p^63p$	$2p^63d$	2	4
2 790.845	1.63e-03	-	1.11e+02	4.422431	8.863654	$2p^63p$	$2p^63d$	2	6
2 791.117	4.02e+04	4.70e-05	8.63e-04	8.654711	13.095501	$2p^64s$	$2p^66p$	2	2
2 795.528	2.60e+08	6.08e-01	1.12e+01	0.000000	4.433784	$2p^63s$	$2p^63p$	2	4
2 795.528	3.80e-03	-	1.74e+02	0.000000	4.433784	$2p^63s$	$2p^63p$	2	4
2 797.930	2.19e-10	-	1.01e-05	4.433784	8.863762	$2p^63p$	$2p^63d$	4	4
2 797.930	7.98e+07	9.38e-02	3.46e+00	4.433784	8.863762	$2p^63p$	$2p^63d$	4	4
2 797.998	4.79e+08	8.44e-01	3.11e+01	4.433784	8.863654	$2p^63p$	$2p^63d$	4	6
2 797.998	8.82e-03	-	6.09e+02	4.433784	8.863654	$2p^63p$	$2p^63d$	4	6
2 802.705	2.57e+08	3.03e-01	5.60e+00	0.000000	4.422431	$2p^63s$	$2p^63p$	2	2
2 928.299	1.43e+06	1.22e-03	7.08e-02	8.863654	13.096416	$2p^63d$	$2p^66p$	6	4
2 928.374	1.59e+05	2.04e-04	7.89e-03	8.863762	13.096416	$2p^63d$	$2p^66p$	4	4
2 928.633	1.15e+08	1.48e-01	2.86e+00	4.422431	8.654711	$2p^63p$	$2p^64s$	2	2
2 929.007	1.57e+06	1.01e-03	3.89e-02	8.863762	13.095501	$2p^63d$	$2p^66p$	4	2
2 936.510	2.30e+08	1.49e-01	5.75e+00	4.433784	8.654711	$2p^63p$	$2p^64s$	4	2
2 936.510	2.85e-03	-	8.37e+01	4.433784	8.654711	$2p^63p$	$2p^64s$	4	2
3 104.721	5.31e+06	7.68e-03	4.71e-01	8.863654	12.855904	$2p^63d$	$2p^65f$	6	6
3 104.715	7.97e+07	1.54e-01	9.42e+00	8.863654	12.855912	$2p^63d$	$2p^65f$	6	8
3 104.805	7.44e+07	1.61e-01	6.60e+00	8.863762	12.855904	$2p^63d$	$2p^65f$	4	6
3 538.812	6.90e+06	1.94e-02	9.06e-01	9.999328	13.501882	$2p^64p$	$2p^66d$	4	6

Annexes

3 549.513	5.64e+06	1.07e-02	2.49e-01	9.995544	13.487538	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 7s	2	2
3 553.364	1.12e+07	1.07e-02	4.99e-01	9.999328	13.487538	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 7s	4	2
3 613.780	1.79e+05	7.03e-04	1.67e-02	8.654711	12.084606	2p ⁶ 4s	2p ⁶ 5p	2	4
3 615.583	1.56e+05	3.06e-04	7.28e-03	8.654711	12.082895	2p ⁶ 4s	2p ⁶ 5p	2	2
3 848.211	2.96e+06	4.38e-03	3.33e-01	8.863654	12.084606	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 5p	6	4
3 848.340	3.29e+05	7.31e-04	3.70e-02	8.863762	12.084606	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 5p	4	4
3 850.386	3.24e+06	3.60e-03	1.83e-01	8.863762	12.082895	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 5p	4	2
4 384.637	1.45e+07	8.38e-02	2.42e+00	9.995544	12.822446	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 5d	2	4
4 390.514	2.88e+06	8.32e-03	4.81e-01	9.999328	12.822446	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 5d	4	4
4 390.572	1.73e+07	7.50e-02	4.34e+00	9.999328	12.822408	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 5d	4	6
4 427.994	1.05e+07	3.10e-02	9.05e-01	9.995544	12.794766	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 6s	2	2
4 433.988	2.10e+07	3.10e-02	1.81e+00	9.999328	12.794766	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 6s	4	2
4 481.126	2.33e+08	9.35e-01	8.27e+01	8.863654	11.629687	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4f	6	8
4 481.150	1.55e+07	4.67e-02	4.14e+00	8.863654	11.629672	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4f	6	6
4 481.325	2.17e+08	9.81e-01	5.79e+01	8.863762	11.629672	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4f	4	6
4 581.474	1.95e-06	-	2.79e-08	8.863654	11.569103	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	6	4
4 581.474	2.36e+01	-	1.71e+02	8.863654	11.569103	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	6	4
4 581.584	6.30e+01	-	6.82e+02	8.863654	11.569039	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	6	6
4 581.584	2.03e-05	-	4.34e-07	8.863654	11.569039	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	6	6
4 581.657	5.42e-06	-	7.73e-08	8.863762	11.569103	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	4	4
4 581.657	5.51e+01	-	3.98e+02	8.863762	11.569103	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	4	4
4 581.766	1.57e+01	-	1.71e+02	8.863762	11.569039	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	4	6
4 581.766	3.74e-07	-	8.00e-09	8.863762	11.569039	2p ⁶ 3d	2p ⁶ 4d	4	6
6 620.52	2.19e+04	1.44e-04	1.88e-02	11.629672	13.501882	2p ⁶ 4f	2p ⁶ 6d	6	6
6 620.570	4.37e+05	2.15e-03	3.76e-01	11.629687	13.501882	2p ⁶ 4f	2p ⁶ 6d	8	6
7 786.499	1.97e+05	3.59e-03	1.84e-01	11.504557	13.096416	2p ⁶ 5s	2p ⁶ 6p	2	4
7 790.977	1.84e+05	1.68e-03	8.61e-02	11.504557	13.095501	2p ⁶ 5s	2p ⁶ 6p	2	2
7 877.05	4.67e-06	-	3.80e+01	9.995544	11.569103	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 4d	2	4
7 877.054	6.58e+07	1.23e+00	6.36e+01	9.995544	11.569103	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 4d	2	4
7 877.38	3.32e-05	-	4.06e+02	9.995544	11.569039	2p ⁶ 4p	2p ⁶ 4d	2	6

Annexes

7 896.04	2.03e-13	-	1.67e-06	9.999328	11.569103	$2p^64p$	$2p^64d$	4	4
7 896.04	1.31e+07	1.23e-01	1.27e+01	9.999328	11.569103	$2p^64p$	$2p^64d$	4	4
7 896.366	7.86e+07	1.10e+00	1.15e+02	9.999328	11.569039	$2p^64p$	$2p^64d$	4	6
7 896.37	1.80e-04	-	2.22e+03	9.999328	11.569039	$2p^64p$	$2p^64d$	4	6
8 115.225	1.22e+06	8.05e-03	1.29e+00	11.569039	13.096416	$2p^64d$	$2p^66p$	6	4
8 115.57	1.36e+05	1.35e-03	1.44e-01	11.569103	13.096416	$2p^64d$	$2p^66p$	4	4
8 120.432	1.34e+06	6.62e-03	7.09e-01	11.569103	13.095501	$2p^64d$	$2p^66p$	4	2
8 213.987	2.65e+07	2.68e-01	1.45e+01	9.995544	11.504557	$2p^64p$	$2p^65s$	2	2
8 234.636	5.29e+07	2.69e-01	2.92e+01	9.999328	11.504557	$2p^64p$	$2p^65s$	4	2
8 745.663	6.37e+06	1.10e-01	1.26e+01	12.084606	13.501882	$2p^65p$	$2p^66d$	4	6
8 824.318	3.69e+06	4.31e-02	2.50e+00	12.082895	13.487538	$2p^65p$	$2p^67s$	2	2
8 835.080	7.36e+06	4.31e-02	5.01e+00	12.084606	13.487538	$2p^65p$	$2p^67s$	4	2
9 218.250	3.64e+07	9.27e-01	5.63e+01	8.654711	9.999328	$2p^64s$	$2p^64p$	2	4
9 218.25	4.74e-05	-	8.48e+02	8.654711	9.999328	$2p^64s$	$2p^64p$	2	4
9 244.265	3.61e+07	4.62e-01	2.82e+01	8.654711	9.995544	$2p^64s$	$2p^64p$	2	2
9 631.891	4.21e+07	7.82e-01	1.49e+02	11.569039	12.855912	$2p^64d$	$2p^65f$	6	8
9 631.95	2.81e+06	3.91e-02	7.44e+00	11.569039	12.855904	$2p^64d$	$2p^65f$	6	6
9 632.430	3.93e+07	8.20e-01	1.04e+02	11.569103	12.855904	$2p^64d$	$2p^65f$	4	6
10 092.09	-	-	-	11.629672	12.857863	$2p^64f$	$2p^65g$	6	8
10 092.22	-	-	-	11.629687	12.857863	$2p^64f$	$2p^65g$	8	10
10 391.76	1.06e+06	1.14e-02	2.34e+00	11.629672	12.822446	$2p^64f$	$2p^65d$	6	4
10 392.09	5.00e+04	8.10e-04	1.66e-01	11.629672	12.822408	$2p^64f$	$2p^65d$	6	6
10 392.22	1.00e+06	1.22e-02	3.33e+00	11.629687	12.822408	$2p^64f$	$2p^65d$	8	6
10 914.24	1.52e+07	1.82e-01	3.91e+01	8.863654	9.999328	$2p^63d$	$2p^64p$	6	4
10 914.24	1.82e-05	-	7.56e+02	8.863654	9.999328	$2p^63d$	$2p^64p$	6	4
10 915.28	1.69e+06	3.02e-02	4.35e+00	8.863762	9.999328	$2p^63d$	$2p^64p$	4	4
10 915.28	7.69e-14	-	3.20e-06	8.863762	9.999328	$2p^63d$	$2p^64p$	4	4
10 950.73	6.54e-06	-	1.38e+02	8.863654	9.995544	$2p^63d$	$2p^64p$	6	2
10 951.77	6.14e-07	-	1.30e+01	8.863762	9.995544	$2p^63d$	$2p^64p$	4	2
10 951.77	1.68e+07	1.51e-01	2.18e+01	8.863762	9.995544	$2p^63d$	$2p^64p$	4	2

Annexes

16 760.22	1.75e+07	1.48e+00	1.63e+02	12.082895	12.822446	$2p^65p$	$2p^65d$	2	4
16 799.08	3.49e+06	1.48e-01	3.27e+01	12.084606	12.822446	$2p^65p$	$2p^65d$	4	4
16 799.93	2.09e+07	1.33e+00	2.94e+02	12.084606	12.822408	$2p^65p$	$2p^65d$	4	6
17 411.90	8.53e+06	3.88e-01	4.45e+01	12.082895	12.794766	$2p^65p$	$2p^66s$	2	2
17 453.85	1.71e+07	3.90e-01	8.96e+01	12.084606	12.794766	$2p^65p$	$2p^66s$	4	2
19 188.0	3.77e+04	2.08e-03	7.89e-01	12.855904	13.501882	$2p^65f$	$2p^66d$	6	6
19 188.3	7.54e+05	3.12e-02	1.58e+01	12.855912	13.501882	$2p^65f$	$2p^66d$	8	6
21 374.8	8.88e+06	1.22e+00	1.71e+02	11.504557	12.084606	$2p^65s$	$2p^65p$	2	4
21 438.0	8.80e+06	6.07e-01	8.56e+01	11.504557	12.082895	$2p^65s$	$2p^65p$	2	2
24 048.1	6.27e+06	3.63e-01	1.72e+02	11.569039	12.084606	$2p^64d$	$2p^65p$	6	4
24 051.1	6.96e+05	6.04e-02	1.91e+01	11.569103	12.084606	$2p^64d$	$2p^65p$	4	4
24 131.2	6.91e+06	3.02e-01	9.59e+01	11.569103	12.082895	$2p^64d$	$2p^65p$	4	2
30 578.2	7.24e+06	1.52e+00	6.13e+02	13.096416	13.501882	$2p^66p$	$2p^66d$	4	6
31 625.7	3.38e+06	5.06e-01	1.05e+02	13.095501	13.487538	$2p^66p$	$2p^67s$	2	2
31 699.6	6.75e+06	5.08e-01	2.12e+02	13.096416	13.487538	$2p^66p$	$2p^67s$	4	2
41 102.0	2.95e+06	1.49e+00	4.05e+02	12.794766	13.096416	$2p^66s$	$2p^66p$	2	4
41 227.1	2.93e+06	7.46e-01	2.03e+02	12.794766	13.095501	$2p^66s$	$2p^66p$	2	2
45 248.5	2.67e+06	5.47e-01	4.89e+02	12.822408	13.096416	$2p^65d$	$2p^66p$	6	4
45 254.6	2.97e+05	9.11e-02	5.43e+01	12.822446	13.096416	$2p^65d$	$2p^66p$	4	4
45 406.2	2.94e+06	4.55e-01	2.72e+02	12.822446	13.095501	$2p^65d$	$2p^66p$	4	2
204 430	6.52e+03	5.45e-02	2.20e+02	11.569039	11.629687	$2p^64d$	$2p^64f$	6	8
204 480	4.35e+02	2.72e-03	1.10e+01	11.569039	11.629672	$2p^64d$	$2p^64f$	6	6
204 700	6.07e+03	5.72e-02	1.54e+02	11.569103	11.629672	$2p^64d$	$2p^64f$	4	6
370 070	3.90e+03	1.07e-01	7.81e+02	12.822408	12.855912	$2p^65d$	$2p^65f$	6	8
370 150	2.60e+02	5.34e-03	3.91e+01	12.822408	12.855904	$2p^65d$	$2p^65f$	6	6
370 560	3.63e+03	1.12e-01	5.47e+02	12.822446	12.855904	$2p^65d$	$2p^65f$	4	6
1092100	2.66e-11	-	1.48e+02	4.422431	4.433784	$2p^63p$	$2p^63p$	2	4
1092100	6.90e-06	-	1.33e+00	4.422431	4.433784	$2p^63p$	$2p^63p$	2	4
3277000	2.56e-07	-	1.33e+00	9.995544	9.999328	$2p^64p$	$2p^64p$	2	4

Annexe A2 : Calcul de la base 3-j

J_1	J_2	m_1	m_2	sym3-j	J_1	J_2	m_1	m_2	sym3-j
0.5	0.5	-0.5	-0.5	0.40824	2.5	3.5	-2.5	-3.5	0.35355
0.5	0.5	-0.5	0.5	-0.57735	2.5	3.5	-2.5	-2.5	-0.18898
0.5	0.5	0.5	-0.5	-0.57735	2.5	3.5	-2.5	-1.5	0.07715
0.5	0.5	0.5	0.5	0.40824	2.5	3.5	-1.5	-2.5	-0.298807
0.5	1.5	-0.5	-1.5	0.5	2.5	3.5	-1.5	-0.5	-0.13363
0.5	1.5	-0.5	-0.5	-0.40824	2.5	3.5	-1.5	-1.5	0.24397
0.5	1.5	-0.5	0.5	0.28867	2.5	3.5	-0.5	-1.5	0.24397
0.5	1.5	0.5	-0.5	-0.28867	2.5	3.5	-0.5	-0.5	-0.26726
0.5	1.5	0.5	0.5	0.40824	2.5	3.5	-0.5	0.5	0.18898
0.5	1.5	0.5	1.5	-0.5	2.5	3.5	0.5	-0.5	-0.18898
1.5	0.5	-1.5	-0.5	0.5	2.5	3.5	0.5	0.5	0.26726
1.5	0.5	-0.5	-0.5	-0.40824	2.5	3.5	0.5	1.5	-0.24397
1.5	0.5	-0.5	0.5	-0.28867	2.5	3.5	1.5	0.5	0.13363
1.5	0.5	0.5	-0.5	0.28867	2.5	3.5	1.5	1.5	-0.24397
1.5	0.5	0.5	0.5	0.40824	2.5	3.5	1.5	2.5	0.298807
1.5	0.5	1.5	0.5	-0.5	2.5	3.5	2.5	1.5	-0.07715
1.5	1.5	-1.5	-1.5	0.38729	2.5	3.5	2.5	2.5	0.18898
1.5	1.5	-1.5	-0.5	-0.31622	2.5	3.5	2.5	3.5	-0.35355
1.5	1.5	-0.5	-1.5	-0.31622	2.5	2.5	-2.5	-2.5	0.34503
1.5	1.5	-0.5	-0.5	-0.12909	2.5	2.5	-2.5	-1.5	-0.21821
1.5	1.5	-0.5	0.5	0.36514	2.5	2.5	-1.5	-2.5	-0.21821
1.5	1.5	0.5	-0.5	0.36514	2.5	2.5	-1.5	-1.5	-0.20701
1.5	1.5	0.5	0.5	-0.12909	2.5	2.5	-1.5	-0.5	0.27602
1.5	1.5	0.5	1.5	-0.31622	2.5	2.5	-0.5	-1.5	0.27602
1.5	1.5	1.5	0.5	-0.31622	2.5	2.5	-0.5	-0.5	0.069006
1.5	1.5	1.5	1.5	0.38729	2.5	2.5	-0.5	0.5	-0.29277

Annexes

1.5	2.5	-1.5	-2.5	0.40824	2.5	2.5	0.5	-0.5	-0.29277
1.5	2.5	-1.5	-1.5	-0.25819	2.5	2.5	0.5	0.5	0.069006
1.5	2.5	-1.5	-0.5	0.12909	2.5	2.5	0.5	1.5	0.27602
1.5	2.5	-0.5	-1.5	-0.31622	2.5	2.5	1.5	0.5	0.27602
1.5	2.5	-0.5	-0.5	0.31622	2.5	2.5	1.5	1.5	-0.20701
1.5	2.5	-0.5	0.5	-0.223606	2.5	2.5	1.5	2.5	-0.21821
1.5	2.5	0.5	-0.5	0.223606	2.5	2.5	2.5	1.5	-0.21821
1.5	2.5	0.5	0.5	-0.316227	2.5	2.5	2.5	2.5	0.34503
1.5	2.5	0.5	1.5	0.316227					
1.5	2.5	1.5	0.5	-0.12909					
1.5	2.5	1.5	1.5	0.25819					
1.5	2.5	1.5	2.5	-0.40824					

J ₁	J ₂	m ₁	m ₂	sym3j	J ₁	J ₂	m ₁	m ₂	sym3j
3.5	2.5	-3.5	-2.5	0.35355	3.5	2.5	1.5	0.5	-0.24397
3.5	2.5	-2.5	-2.5	-0.18898	3.5	2.5	1.5	1.5	-0.24397
3.5	2.5	-2.5	-1.5	-0.298807	3.5	2.5	1.5	2.5	-0.07715
3.5	2.5	-1.5	-2.5	0.07715	3.5	2.5	2.5	1.5	0.298807
3.5	2.5	-1.5	-1.5	0.24397	3.5	2.5	2.5	2.5	0.18898
3.5	2.5	-1.5	-0.5	0.24397	3.5	2.5	3.5	2.5	-0.35355
3.5	2.5	-0.5	-1.5	-0.13363					
3.5	2.5	-0.5	-0.5	-0.26726					
3.5	2.5	-0.5	0.5	-0.18898					
3.5	2.5	0.5	-0.5	0.18898					
3.5	2.5	0.5	0.5	0.26726					
3.5	2.5	0.5	1.5	0.13363					

Les éléments dipolaires d (nlmj) de Mg II

N ₁	N ₂	J ₁	J ₂	m ₁	m ₂	dnlmj (c.m)	dnlmj (u.a)
3s _{-1/2}	3p _{-1/2}	0.5	0.5	-0.5	-0.5	-5.78318E-30	-0.681979
3s _{-1/2}	3p _{1/2}	0.5	0.5	-0.5	0.5	8.17882E-30	0.964483
3s _{1/2}	3p _{1/2}	0.5	0.5	0.5	-0.5	-8.17882E-30	-0.964483
3s _{1/2}	3p _{1/2}	0.5	0.5	0.5	0.5	5.78318E-30	0.681979
3s _{-1/2}	3p _{-3/2}	0.5	1.5	-0.5	-1.5	-7.09694E-30	-0.836903
3s _{-1/2}	3p _{-1/2}	0.5	1.5	-0.5	-0.5	5.79451E-30	0.683315
3s _{-1/2}	3p _{1/2}	0.5	1.5	-0.5	0.5	-4.09734E-30	-0.483177
3s _{1/2}	3p _{-1/2}	0.5	1.5	0.5	-0.5	-4.09734E-30	-0.4.8317
3s _{1/2}	3p _{1/2}	0.5	1.5	0.5	0.5	5.79451E-30	0.683315
3s _{1/2}	3p _{3/2}	0.5	1.5	0.5	1.5	-7.09694E-30	-0.836903
3p _{-1/2}	3d _{-3/2}	0.5	1.5	-0.5	-1.5	-8.79121E-30	-1.036699
3p _{-1/2}	3d _{-1/2}	0.5	1.5	-0.5	-0.5	7.17784E-30	0.846444
3p _{-1/2}	3d _{1/2}	0.5	1.5	-0.5	0.5	-5.07551E-30	-0.598528
3p _{1/2}	3d _{-1/2}	0.5	1.5	0.5	-0.5	-5.07551E-30	-0.598528
3p _{1/2}	3d _{1/2}	0.5	1.5	0.5	0.5	7.17784E-30	0.846444
3p _{1/2}	3d _{3/2}	0.5	1.5	0.5	1.5	-8.79121E-30	-1.036699
3p _{-3/2}	3d _{-5/2}	1.5	2.5	-1.5	-2.5	-7.87541E-30	-0.928704
3p _{-3/2}	3d _{-3/2}	1.5	2.5	-1.5	-1.5	4.98077E-30	0.587355
3p _{-3/2}	3d _{-1/2}	1.5	2.5	-1.5	-0.5	-2.49029E-30	-0.293666
3p _{-1/2}	3d _{-3/2}	1.5	2.5	-0.5	-1.5	-6.10024E-30	-0.719368
3p _{-1/2}	3d _{-1/2}	1.5	2.5	-0.5	-0.5	6.10024E-30	0.719368
3p _{-1/2}	3d _{1/2}	1.5	2.5	-0.5	0.5	-4.31361E-30	-0.508680
3p _{1/2}	3d _{-1/2}	1.5	2.5	0.5	-0.5	-4.31361E-30	-0.508680
3p _{1/2}	3d _{1/2}	1.5	2.5	0.5	0.5	6.10037E-30	0.719384
3p _{1/2}	3d _{3/2}	1.5	2.5	0.5	1.5	-6.10037E-30	-0.7.1938
3p _{3/2}	3d _{1/2}	1.5	2.5	1.5	0.5	-2.49029E-30	0.293666
3p _{3/2}	3d _{3/2}	1.5	2.5	1.5	1.5	4.98077E-30	0.587355
3p _{3/2}	3d _{5/2}	1.5	2.5	1.5	2.5	-7.87541E-30	-0.928704
3p _{-3/2}	3d _{-3/2}	1.5	1.5	-1.5	-1.5	-3.04938E-30	-0.359597
3p _{-3/2}	3d _{-1/2}	1.5	1.5	-1.5	-0.5	2.48980E-30	0.293608
3p _{-1/2}	3d _{-3/2}	1.5	1.5	-0.5	-1.5	-2.48980E-30	-0.293608
3p _{-1/2}	3d _{-1/2}	1.5	1.5	-0.5	-0.5	-1.01640E-30	-0.119859
3p _{-1/2}	3d _{1/2}	1.5	1.5	-0.5	0.5	2.87498E-30	0.339030
3p _{1/2}	3d _{-1/2}	1.5	1.5	0.5	-0.5	-2.87498E-30	-0.339030
3p _{1/2}	3d _{1/2}	1.5	1.5	0.5	0.5	1.01640E-30	0.119859
3p _{1/2}	3d _{3/2}	1.5	1.5	0.5	1.5	2.48980E-30	0.293608
3p _{3/2}	3d _{1/2}	1.5	1.5	1.5	0.5	-2.48980E-30	-0.293608
3p _{3/2}	3d _{3/2}	1.5	1.5	1.5	1.5	3.04938E-30	0.3.59597
4s _{-1/2}	4p _{-1/2}	0.5	0.5	-0.5	-0.5	-1.29836E-29	-1.531090
4s _{-1/2}	4p _{1/2}	0.5	0.5	-0.5	0.5	1.83620E-29	2.165331

Annexes

4s _{1/2}	4p _{1/2}	0.5	0.5	0.5	-0.5	-1.83620E-29	-2.165331
4s _{1/2}	4p _{1/2}	0.5	0.5	0.5	0.5	1.29836E-29	1.531090
4s _{-1/2}	4p _{-3/2}	0.5	1.5	-0.5	-1.5	-1.59005E-29	-1.875065
4s _{-1/2}	4p _{-1/2}	0.5	1.5	-0.5	-0.5	1.29824E-29	1.530953
4s _{-1/2}	4p _{1/2}	0.5	1.5	-0.5	0.5	-9.18002E-30	-1.082550
4s _{1/2}	4p _{-1/2}	0.5	1.5	0.5	-0.5	-9.18002E-30	-1.082550
4s _{1/2}	4p _{1/2}	0.5	1.5	0.5	0.5	1.29824E-29	1.530953
4s _{1/2}	4p _{3/2}	0.5	1.5	0.5	1.5	-1.59005E-29	-1.875065
4p _{-1/2}	4d _{-3/2}	0.5	1.5	-0.5	-1.5	-1.68868E-29	-1.991368
4p _{-1/2}	4d _{-1/2}	0.5	1.5	-0.5	-0.5	1.37877E-29	1.625912
4p _{-1/2}	4d _{1/2}	0.5	1.5	-0.5	0.5	-9.74942E-30	-1.149696
4p _{1/2}	4d _{-1/2}	0.5	1.5	0.5	-0.5	-9.74942E-30	-1.149696
4p _{1/2}	4d _{1/2}	0.5	1.5	0.5	0.5	1.37877E-29	1.625912
4p _{1/2}	4d _{3/2}	0.5	1.5	0.5	1.5	-1.68868E-29	-1.991368
4p _{-3/2}	4d _{-5/2}	1.5	2.5	-1.5	-2.5	-1.51246E-29	-1.783572
4p _{-3/2}	4d _{-3/2}	1.5	2.5	-1.5	-1.5	9.56556E-30	1.128014
4p _{-3/2}	4d _{1/2}	1.5	2.5	-1.5	-0.5	-4.78259E-30	-0.563985
4p _{-1/2}	4d _{-3/2}	1.5	2.5	-0.5	-1.5	-1.17154E-29	-1.381543
4p _{-1/2}	4d _{-1/2}	1.5	2.5	-0.5	-0.5	1.17154E-29	1.381543
4p _{-1/2}	4d _{1/2}	1.5	2.5	-0.5	0.5	-8.28427E-30	-0.976919
4p _{1/2}	4d _{-1/2}	1.5	2.5	0.5	-0.5	-8.28427E-30	-0.976919
4p _{1/2}	4d _{1/2}	1.5	2.5	0.5	0.5	1.17157E-29	1.381574
4p _{1/2}	4d _{3/2}	1.5	2.5	0.5	1.5	-1.17157E-29	-1.381574
4p _{3/2}	4d _{1/2}	1.5	2.5	1.5	0.5	-4.78259E-30	-0.56398
4p _{3/2}	4d _{3/2}	1.5	2.5	1.5	1.5	9.56556E-30	1.128014
4p _{3/2}	4d _{5/2}	1.5	2.5	1.5	2.5	-1.51246E-29	-1.783572
4p _{-3/2}	4d _{-3/2}	1.5	1.5	-1.5	-1.5	-5.85739E-30	-0.690731
4p _{-3/2}	4d _{-1/2}	1.5	1.5	-1.5	-0.5	4.78253E-30	0.563977
4p _{-1/2}	4d _{-3/2}	1.5	1.5	-0.5	-1.5	-4.78253E-30	-0.563977
4p _{-1/2}	4d _{-1/2}	1.5	1.5	-0.5	-0.5	-1.95236E-30	-0.230231
4p _{-1/2}	4d _{1/2}	1.5	1.5	-0.5	0.5	5.52240E-30	0.651226
4p _{1/2}	4d _{-1/2}	1.5	1.5	0.5	-0.5	-5.52240E-30	-0.651226
4p _{1/2}	4d _{1/2}	1.5	1.5	0.5	0.5	1.95236E-30	0.230231
4p _{1/2}	4d _{3/2}	1.5	1.5	0.5	1.5	4.78253E-30	0.563977
4p _{3/2}	4d _{1/2}	1.5	1.5	1.5	0.5	-4.78253E-30	-0.563977
4p _{3/2}	4d _{3/2}	1.5	1.5	1.5	1.5	5.85739E-30	0.690731
4d _{-5/2}	4f _{-5/2}	2.5	2.5	-2.5	-2.5	-3.96274E-30	-0.467305
4d _{-5/2}	4f _{-3/2}	2.5	2.5	-2.5	-1.5	2.50619E-30	0.295541
4d _{-3/2}	4f _{-3/2}	2.5	2.5	-1.5	-1.5	-2.37755E-30	-0.280372
4d _{-3/2}	4f _{-1/2}	2.5	2.5	-1.5	-0.5	3.17015E-30	0.373838
4d _{-1/2}	4f _{-3/2}	2.5	2.5	-0.5	-1.5	-3.17015E-30	-0.373838
4d _{-1/2}	4f _{-1/2}	2.5	2.5	-0.5	-0.5	-7.92550E-31	-0.093461
4d _{-1/2}	4f _{1/2}	2.5	2.5	-0.5	0.5	3.36253E-30	0.396524

Annexes

4d _{1/2}	4f _{1/2}	2.5	2.5	0.5	-0.5	-3.36253E-030	-0.396524
4d _{1/2}	4f _{1/2}	2.5	2.5	0.5	0.5	7.92550E-031	0.093461
4d _{1/2}	4f _{3/2}	2.5	2.5	0.5	1.5	3.17015E-030	0.373838
4d _{3/2}	4f _{1/2}	2.5	2.5	1.5	0.5	-3.17015E-030	-0.373838
4d _{3/2}	4f _{3/2}	2.5	2.5	1.5	1.5	2.37755E-030	0.280372
4d _{3/2}	4f _{5/2}	2.5	2.5	1.5	2.5	2.50619E-030	0.295541
4d _{5/2}	4f _{3/2}	2.5	2.5	2.5	1.5	-2.50619E-030	-0.295541
4d _{5/2}	4f _{5/2}	2.5	2.5	2.5	2.5	3.96274E-030	0.467305
4d _{5/2}	4f _{7/2}	2.5	3.5	-2.5	-3.5	-1.57148E-029	-1.853167
4d _{5/2}	4f _{5/2}	2.5	3.5	-2.5	-2.5	8.39992E-030	0.990557
4d _{5/2}	4f _{3/2}	2.5	3.5	-2.5	-1.5	-3.42922E-030	-0.404389
4d _{3/2}	4f _{5/2}	2.5	3.5	-1.5	-2.5	-1.32816E-029	-1.566226
4d _{3/2}	4f _{1/2}	2.5	3.5	-1.5	-0.5	-5.93968E-030	-0.700434
4d _{3/2}	4f _{3/2}	2.5	3.5	-1.5	-1.5	1.08441E-029	1.278792
4d _{1/2}	4f _{3/2}	2.5	3.5	-0.5	-1.5	-1.08441E-029	-1.278792
4d _{1/2}	4f _{1/2}	2.5	3.5	-0.5	-0.5	1.18793E-029	1.400869
4d _{1/2}	4f _{1/2}	2.5	3.5	-0.5	0.5	-8.39992E-30	-0.990557
4d _{1/2}	4f _{1/2}	2.5	3.5	0.5	-0.5	-8.39992E-030	-0.990557
4d _{1/2}	4f _{1/2}	2.5	3.5	0.5	0.5	1.18793E-029	1.400869
4d _{1/2}	4f _{3/2}	2.5	3.5	0.5	1.5	-1.08441E-029	-1.278792
4d _{3/2}	4f _{1/2}	2.5	3.5	1.5	0.5	-5.93968E-030	-0.700434
4d _{3/2}	4f _{3/2}	2.5	3.5	1.5	1.5	1.08441E-029	1.278792
4d _{3/2}	4f _{5/2}	2.5	3.5	1.5	2.5	-1.32816E-029	-1.566226
4d _{5/2}	4f _{3/2}	2.5	3.5	2.5	1.5	-3.42922E-030	-0.404389
4d _{5/2}	4f _{5/2}	2.5	3.5	2.5	2.5	8.39992E-030	0.990557
4d _{5/2}	4f _{7/2}	2.5	3.5	2.5	3.5	-1.57148E-029	-1.853167
4d _{3/2}	4f _{5/2}	1.5	2.5	-1.5	-2.5	-1.75430E-029	-2.068758
4d _{3/2}	4f _{3/2}	1.5	2.5	-1.5	-1.5	1.10950E-029	1.308379
4d _{3/2}	4f _{1/2}	1.5	2.5	-1.5	-0.5	-5.54731E-030	-0.654164
4d _{1/2}	4f _{3/2}	1.5	2.5	-0.5	-1.5	-1.35887E-029	-1.602446
4d _{1/2}	4f _{1/2}	1.5	2.5	-0.5	-0.5	1.35887E-029	1.602446
4d _{1/2}	4f _{1/2}	1.5	2.5	-0.5	0.5	-9.60889E-030	-1.133124
4d _{1/2}	4f _{1/2}	1.5	2.5	0.5	-0.5	-9.60889E-030	-1.133124
4d _{1/2}	4f _{1/2}	1.5	2.5	0.5	0.5	1.35890E-029	1.602481
4d _{1/2}	4f _{3/2}	1.5	2.5	0.5	1.5	-1.35890E-029	-1.602481

Références

Références

- [1] F. Khelifaoui ; 'Modèles de profils Stark d'ions multichargés dans les plasmas chauds' Thèse de doctorat ; Université de Provence, France (1991).
- [2] Earl W. Smith and C. F. Hooper ; 'Relaxation Theory of Line Broadening in Plasmas'; Phys. Rev. A, Vol. **157**, N°1, p126-137 (1966).
- [3] Hans R. Griem; 'Spectral Line Broadening by Plasmas'; ACADEMIC PRESS New York and London, (1974).
- [4] B. Blagojevic, N. Konjevic ; 'Semiclassical calculations of electron Stark widths and shifts of singly ionized atom lines revisited'; Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol **198**, pp9-24 (2017).
- [5] F. Botcher, P. Breger, J. D. Hey and H-J. Kunze 'Dependence of the Stark broadening on the emitter charge for the 3s-3p transitions of Li-Like ions'; Phys. Rev. A, Vol. **38**, N 5, pp 2690-2693 (1988).
- [6] F. Khelifaoui ; « Cours de Physique Atomique » ; Master de Physique, (2013).
- [7] Hans R. Griem, 'Principles of Plasma Spectroscopy'; Cambridge University Press, (1997).
- [8] J. L. Delcroix and A. Bers ; 'Physique des plasmas' ; Volume 1 ; Inter Edition, Paris (1994).
- [9] H. Guedda ; 'Contribution à l'étude des structures atomiques et processus élémentaires dans les plasmas : Applications aux hydrogénoïdes et aux héliumoïdes' ; Thèse de doctorat, Université Badji Moukhtar Annaba 2006
- [10] R. Bekhouche ; 'Elargissement électronique des raies spectrales lors de soudure aux lasers ' ; Mémoire de master, université Kasdi Merbah Ouargla (2016).
- [11] Émilie Biémont ; 'Spectroscopie atomique instrumentation et structure atomique' ; de Boeck université, Belgique (2006)
- [12] E. Chpolski ; 'physique Atomique tom II Fondements de la mécanique quantique et structure de l'enveloppe électronique de l'atome' ; Mir Mosco (1978).
- [13] A. Naam ; 'opérateur de collisions électronique dans les plasmas' ; Thèse doctorat ; Université Kasdi Merbah Ouargla (2015).
- [14] L. Godbert-Mouret, T. Meftah, A. Calisti, R. Stamm, B. Talin, M. Gigosos, V. Cardenoso, S. Alexiou, R. W. Lee et L. Klein ; ' Accuracy of Stark Broadening Calculations for Ionic Emitters ' Phys. Rev. Vol. **81**, 5568 (1998).
- [15] A. Naam, M. T. Meftah, S. Douis et S. Alexiou; 'Spectral line broadening by relativistic electrons in plasmas: Collision operator'; ELSEVIER, Vol. **54** pp1242-1247 (2014).
- [16] A. Ghazel, M.T. Meftah, S. Douis et K. Chenini ; 'Spectral line broadening by electron collisions in plasmas' ; Revista Mexicana de Fisica, Vol. **61** p481-485 (2017).
- [17] D. R. Bates ; 'Atomic and molecular processes'; university of Belfast, Northern Ireland, (1962).
- [18] G. A. Martin, J. R. Fuhr, and W. L. Wiese; 'Atomic transition probabilities scandium through manganese'; journal of physical and chemical reference data, Vol. **17**, N° 3, p 523 (1988).

- [19] Louis Marchildon, ‘mécanique quantique’ ; Boeck université, (2000).
- [20] Robert D. Cowan; ‘The theory of atomic structure and spectra ‘; university of California, London, (1981).
- [21] Gordon W. F. Drake; ‘Atomic, Molecular, & Optical Physics Handbook’; American institute of physics (1996).
- [22] Albert Messiah ; ‘Quantum Mechanics volume II’; North Holland publishing company Amsterdam (1962).
- [23] Mohammed Tayeb Meftah et Mohamed Abdelwahhab Benbitour ; Cours de ‘Mécanique quantique approfondie’, (2006).
- [24] B. E. King ‘Angular Momentum coupling and Rabi Frequencies for Simple Atomic Transitions’; physics. Atom-ph, arXiv: 0804.4528v1 pp1-13 (2008).
- [25] L. A. Woltz, C. F. Hooper; ‘Calculation of spectral profile of multielectron emitters in plasmas’; Vol. **38**, N°9, pages 4767 (1988).
- [26] « NIST atomic spectra database »; site web consulté en Fev. 2019.
- [27] Bruce W. Shore and Donald H. Menzel; ‘Generalized tables for the calculation of dipole transition probabilities’; American Astronomical Society, Harvard University, p187-214 (1964).
- [28] A. Calisti, F. Khelifaoui, R. Stamm, and B. Talin ‘Model for line shapes of complex ions in hot ad dense plasmas ‘ ; Phys. Rev. A, Vol. **42**, N° 9, pp 5433-5440 (1990).
- [29] N. Konjevic, M. Ivkovic, S. jovicevic ; Spectroscopie diagnostics of laser-induced plasmas’; Spectrochimica Acta. Part B, Vol. **65**, pp 593-602, (2010).
- [30] M. Cvejic, M. R. Gavrilovic, S. Jovicevic, N. Konjevic ‘Stark broadening of Mg I and Mg II spectral lines and Debye shielding effect in laser induced plasma’; Spectrochimica Acta Part B, Vol. **85**, pp 20-30 (2013).
- [31] O. A. Bukin, I. V. Bazarov, A. Yu. Maior, N. S. Bodin, A. A. Il’in, V. I. Tsarev, and V. D. Kiselev ‘Estimation of the fulfillment of the local thermodynamic equilibrium criterion for the plasma generated by laser of various shapes at the surface of a solid target’; Russian Physics Journal, Vol **44**, No 5, p 472-477 (2011).
- [32] S. S. Harilal, C. V. Bindhu, Riju C. Issac, V. P. N. Nampoouri, and C. P. G. Vallabhana; ‘Electron density and temperature measurements I a laser produced carbon plasma’; J.Appl. Phys. Vol. **82**, No. 5, p 2141-2146 (1997).
- [33] M. S. Dimitrijevic et N. Konjevic ‘Stark widths of doubly and triply ionized atom lines’; J. Quant. Spectrsc. Radiat, vol. **24** pp. 451-459 (1980).
- [34] J. Puric, I. S. Lankicevic et V. Glavonic ; ‘Some Regularities Within the Stark Widts and Shifts Of Resonance Ion lines From Li To Ca’; J. Quant. Spectrsc. Radiat, Vol. **26**, PP 65-70, (1981).
- [35] R. C. Mancini, D. P. Kilcrease, L. A. Woltz and C. F. Hooper; ‘Calculation aspects of the Stark line broadening of multielectron ions in plasma’; Phys. Rev. A, Vol. **314**, p 314 (1990).
- [36] M. S. Dimitrijevic et S. Sahal-Bréchet; ‘Stark broadening parameter tables for Mg II’; Bull.Astron.Belgrade, vol. **151** pp 101-114 (1995).

- [37] F. Bötcher, P. Breger, J. D. Hey and H-J. Kunze; 'Dependence of the Stark broadening on the emitter charge for the 3s-3p transitions of Li-Like ions'; Phys. Rev. A, Vol. **38**, N° 5, pp 2690-2693 (1988).
- [38] J. D. Hey and P. Breger, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. **24**, p349 (1980).
- [39] J. D. Hey and P. Breger, S. Afr. J. Phys. 5, 111 (1982); J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol **23**, p 311 (1980).
- [40] A. Calisti, S. Ferri, C. Mossé et B. Tallin 'Modélisation des profils de raie dans les plasmas : ppp- nouvelle version' ; J. Phys. IV France, Vol. **138**, pp 95-103 (2006).

ملخص:

التعريضات وأشكال خطوط الطيف تسمح بتحديد مختلف عناصر الوسط ودرجة تأينها إضافة إلى الشروط الفيزيائية مثل درجة الحرارة، الكثافة والسرعة. مطيافية الانبعاث الذرية هي طريقة فعالة في معالجة ودراسة الأوساط الغازية والبلازما. هذه المذكرة تعالج التعريض ستارك الإلكتروني باستعمال نموذج Smith و Hooper و نموذج Griem. استعمال النموذج الأول يعتمد على حساب العناصر القطبية الكهربائية بين قيم الـ m_j وحساب قاعدة 3-j. قمنا بتطبيق هذه العبارات بالنسبة لأيون المغنيزيوم Mg II وأيون السليسيوم Si II من أجل انتقالات مختلفة وشروط مختلفة لدرجة حرارة من (5000K إلى 100.000K) وكثافة الإلكترونية 10^{17} cm^{-3} . النتائج المتحصل عليها متوافقة مع النتائج النظرية لأعمال أخرى

الكلمات المفتاحية: المعطيات الذرية، شدة قوة الاهتزاز، العناصر القطبية الكهربائية، قاعدة 3-j، مطيافية البلازما، تعريض ستارك الإلكتروني، تعريض ستارك الأيوني

Résumé :

Les élargissements et les profils de raies permettent de définir les différentes espèces et leurs degrés d'ionisation, ainsi que les conditions physiques telles que la température, les densités et les vitesses. La spectroscopie d'émission atomique est une méthode bien adaptée au diagnostic des gaz et des plasmas. Ce mémoire traite l'élargissement Stark électronique avec le modèle de Smith et Hooper et le modèle de Griem. L'utilisation du premier modèle est basé sur le calcul des éléments dipolaires $d(nlm_j)$ et la base 3-J. Nous l'avons appliqué pour les ions de Mg II et de Si II pour différentes transitions, et pour des températures de 5000K à 10.000K et une densité électronique 10^{17} cm^{-3} . Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats théoriques d'autres auteurs.

Mots clés : Données atomiques, forces d'oscillateurs, éléments dipolaires électriques, Base 3-j, spectroscopie des plasmas, élargissement Stark électronique, élargissement Stark ionique.

Summary:

The broadening and line shapes allow defining the different species and their degrees of ionization, as well as the physical conditions such as the temperature, the densities and the velocity. The atomic emission spectroscopy is a method well adapted to diagnosis gases and plasmas. This work deals with Stark electronic broadening with the model of Smith and Hooper and the model of Griem. The use of the first model is based on the calculation of the dipolar elements $d(nlm_j)$ and the base 3-J. We have applied it for the Mg II and Si II ion for different transition, for a temperature of 5000K to 10,000K and electronic density of 10^{17} cm^{-3} . The obtained results are in good agreement with the theoretical results of other authors.

Key words: Atomic data, oscillator forces, electric dipole elements, Base 3-j, plasma spectroscopy, electronic Stark broadening, ionic Stark broadening.