

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA

FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE ET DES
SCIENCE DE LA MATIERE

DEPARTEMENT DES SCIENCE DE LA MATIERE



Mémoire MASTER ACADEMIQUE

Domaine : SCIENCE DE LA MATIERE

Filière : PHYSIQUE

Spécialité : Physique du Rayonnement,
Spectroscopie et Optoélectronique

Présenté par : Habiba BOUZIANE

Thème

***CALCUL DE L'HAMILTONIEN DE LA RAIE: Lyman- alpha
AVEC STURCTURE FINE DANS L'APPROXIMATION
QUADRIPOLAIRE DANS LES PLASMAS DENSES.***

Soutenu Publiquement Le : 23/06/2013

Devant le jury :

Dr. CHOHRRA Thouria

Dr. CHENINI Keltoum

Pr. M. KHELFAOUI Fethi

Président

Encadreur

Examineur

UKM Ouargla

UKM Ouargla

UKM Ouargla

Année Universitaire : 2012 /2013

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 remercie mon encadreur Dr: CHENINI Keltoum, de l'université d'Ouargla, qui a proposé ce sujet, ainsi que pour son aide et ses conseils.

Je tiens à remercier, les membres de jury ; Dr: CHOHRA Thouria de l'université d'Ouargla, ainsi que Pr: KHELFAOUI Fethi de l'université d'Ouargla, d'avoir accepté l'évaluation de ce travail.

Je tiens à remercier mes parents; qui m'ont toujours encouragé; ainsi que mes sœurs et mon frère, à mes amis qui m'ont encouragé pour terminer ce travail.

Enfin, je remercie toute personne ayant participé à réaliser ce travail.

BOUZIANE HABIBA

الملخص: في البلازما الكثيفة و الحارة يعالج الحقل الكهربائي للايونات كحقل شبه ساكن. في حين ' هذا الحقل الكهربائي الموضوعي يبدي توزيعات لمشتقاته الفضائية. تسبب هذه التوزيعات لا تناظر للخطوط الطيفية في تقريب رباعي الأقطاب الكهربائي. البنية الدقيقة هي أيضا عنصر مهم يسبب لا تناظر الخطوط الطيفية.

لقد تم في هذا العمل حساب الدوال الموجية للمستوي (n=1, n=2) في القاعدة $|n\ l\ j\ m_j\ m_s\rangle$ وهذا ضروري لحساب عناصر المصفوفة لثنائي الأقطاب الكهربائي, وعناصر المصفوفة لرباعي الأقطاب الكهربائي. أخيرا; قمنا بحساب هاملتون الخط ليمان- α بوجود البنية الدقيقة في تقريب رباعي الأقطاب الكهربائي. **الكلمات الدالة:** خط الطيف، الخط ليمان- α ، البنية الدقيقة، تقريب رباعي الأقطاب الكهربائي، الهاملتون.

Résumé: Dans les plasmas denses et chauds le microchamp électrique (ou champ électrique local) des ions se traite comme un microchamp quasi-statique. Cependant ce microchamp présente des distributions de ses dérivées spatiales. Ces distributions causent une asymétrie des profils de raies calculés dans l'approximation quadripolaire. La structure fine est aussi un élément important qui cause l'asymétrie des profils des raies.

Nous avons montré dans ce travail le calcul des fonctions d'onde des niveaux (n=1, n=2) dans la base $|n\ l\ j\ m_j\ m_s\rangle$, et cela est consacré pour le calcul des éléments de matrice dipolaire, et les éléments de matrice quadripolaire. Finalement; nous avons calculé l'hamiltonien de la raie Lyman- α avec structure fine dans l'approximation quadripolaire.

Mots clés: Profil de raie, la raie Lyman- α , la structure fine, approximation quadripolaire, hamiltonien.

Abstract: In dense and hot plasmas the electric microfield (or local electric field) of ions is treated as a quasi-static microfield. However this microfield present a distribution of its spatial derivatives. These distributions cause an asymmetry of the quadripolar effects. The fine structure is also an important element that causes the asymmetry of the line profiles.

We have shown in this work the calculation of the wave functions of levels (n=1, n=2) in the base $|n\ l\ j\ m_j\ m_s\rangle$; these functions are devoted to the calculation of the dipolar matrix elements, and quadrupolar elements matrix. Finally, we have calculated the Hamiltonian of the Lyman- α line with fine structure in the quadrupolar approximation.

Key words: The line profile, Lyman- α line, the fine structure, quadrupolar approximation, the Hamiltonian.

Table des matières

0.1	INTRODUCTION GENERALE	4
1	Théorie générale des plasmas et des profils de raies	5
1.1	Genéralités sur les plasmas	5
1.1.1	Qu'est-ce qu'un plasma physique ?	5
1.1.2	Exemple et classification des plasmas :	6
1.2	7
1.2.1	Paramètres d'un plasma	7
1.2.2	Applications des plasmas :	9
1.3	Elargissement et formalisme du profil des raie	10
1.3.1	Elargissement naturel (profil Lorentzien) :	10
1.3.2	Elargissement Doppler (profil gaussien) :	11
1.3.3	Elargissement collisionnel par les particules neutres (Profil Lorentzien) :	11
1.3.4	Elargissement collisionnel par les particules chargées (Effet Stark) :	12
1.3.5	Elargissement instrumental :	12
2	Hamiltonien d'interaction dans l'approximation quadripolaire	13
2.1	Hamiltonien d'interaction dans l'approximation quadripolaire :	13
2.1.1	Effet Stark quadripolaire :	13
2.1.2	Calcul d'hamiltonien d'interaction :	13
2.1.3	Fonction de distribution de microchamp et ces dérivées spéciales :	14
2.1.4	Les travaux récents d'effet quadripolaire électrique :	16
2.1.5	Calcul du profil de raie dans l'approximation quadripolaire :	17

2.1.6	Schéma de Ly- α :	18
3	Calcul d'hamiltonien la raie Ly-α dans l'approximation quadripolaire	20
3.1	Les fonctions d'onde dans la base $\langle n l s m_s j m_j \rangle$	20
3.1.1	Transition radiatives et les règles de sélection :	20
3.1.2	Les éléments de matrice de l'hamiltonien dipolaire :	24
3.1.3	Les éléments de matrice de l'hamiltonien quadripolaire :	28
3.1.4	Hamiltonien total dans de la raie Ly- α dans l'espace de Liouville :	31
3.2	Conclusion générale :	33
.		

Table des figures

2-1	Schéma de Ly- α	18
-----	------------------------	----

Liste des tableaux

1.1	Plasma typiques et leur domaine de densité et de température	7
-----	--	---

0.1 INTRODUCTION GENERALE

Le diagnostic dans les plasmas peut être réalisé et développé par des méthodes spectroscopique[1].

Le rayonnement émis par un atome ou un ion porte la marque des diverses perturbations qui agissent sur l'émetteur.

Ces perturbations se traduisent par un élargissement ; un déplacement ou par une levée de dégénérescence des niveaux. Il est généralement caractérisé par un profil des raies spectrales qui est un moyen important de diagnostic dans les plasmas[2].

L'effet Stark est une conséquence du microchamp électrique crée par les électrons et les ions perturbations[3].

Ce mémoire est composé d'une introduction générale et trois chapitres et une conclusion générale et perspectives.

Dans le premier chapitre, nous commençons par des définitions sur les plasmas et leur classifications. Nous présentons quelques paramètres importants d'un plasma. Les types d'élargissement de profil de raie et le formalise de base de calcul du profil de raie seront aussi présenté.

Dans le chapitre suivant nous présentons l'effet Stark quadripolaire ; l'expression de l'hamiltonien d'interaction. Nous exposons la fonction de distribution du microchamp de ces dérivées spatiales et les modèles de calcul de cette fonctions. Les travaux récents d'effet quadripolaire électrique sont aussi traités. Nous présentons le calcul du profil de raie dans l'approximation quadripolaire et aussi les fonctions d'onde et les transitions radiatives et des règles de sélection.

Dans le troisième chapitre on présente : Les fonction d'onde dans la base $|nlsm_sjm_j\rangle$ ($\Psi_{nlsm_sjm_j}$), nous allons calculé les éléments de matrice de l'hamiltonien dipolaire de la raie Ly- α avec structure fine ainsi que les éléments de matrice de l'hamiltonien quadripolaire dans l'espace de Liouville. Finalement nous présentons l'hamiltonien total de cette raie.

Chapitre 1

Théorie générale des plasmas et des profils de raies

1.1 Généralités sur les plasmas

1.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma physique ?

Historiquement le terme "plasmas" a été utilisé en physique pour la première fois par les physiciens Langmuir et Tonk en 1928 pour désigner le gaz ionisé contenu dans un tube à décharge[4].

Le plasma est nommé comme " quatrième état de la matière". Cette appellation vient du fait qu'il change son état, il passe successivement de l'état solide à l'état liquide à l'état gazeux, on a alors l'état de plasma[5].

Le plasma est donc un corps qui a été soumis à une quantité d'énergie suffisante pour dissocier les électrons de leur atomes (phénomène d'ionisation). Comme ces particules sont chargées, le plasma se comporte d'une manière différentes qu'un gaz neutre en présence du champs électriques et /ou magnétiques. Les plasmas peuvent être de nature très différentes, leur propriétés également, ainsi que les théories et les modèles décrivant chaque nature de plasma[6].

1.1.2 Exemple et classification des plasmas :

Bien que l'on admette actuellement que 99 % de l'Univers est constitué de matière à l'état plasma, cette discipline est encore trop peu enseignée[7]. La raison est sans doute la complexité de cette matière de synthèse qui fait pratiquement appel à tous les domaines physiques (mécanique statistique, mécanique quantique, théorie des collisions, physique atomique et moléculaire, physique nucléaire, théorie cinétique, équations de transport, ondes, thermodynamique, rayonnement, spectroscopie, électricité, cinétique chimique, équations couplées non linéaires, ...). L'intérêt présenté par cette science a suscité de nombreux travaux théoriques et expérimentaux qui ont permis d'approfondir notre connaissance sur un plan à la fois fondamental et appliqué.

Ces efforts ont eu pour effet l'introduction progressive de ces techniques dans l'industrie où on distingue trois familles de plasmas :

Les plasmas froids, où les ions et les neutres restent à des températures inférieures à 1000 °K, alors que les électrons sont à des températures élevées[6] (applications au traitement de surface, à l'élaboration des matériaux nouveaux, à la dépollution, à la génération d'ozone, à la chimie assistée par plasma, ...)[1].

Les plasmas thermiques, caractérisés par des températures de fonctionnement supérieures à 3000 °K[7] (utilisations des décharges d'arc pour la soudure, la découpe, la projection de matière, la dépollution, ...)[1].

Les plasmas chauds, correspondants à des températures supérieures à 10^6 °K (l'objectif étant de produire de l'énergie électrique à partir de la fusion contrôlée)[6].

Le plasma recouvre un très grand domaine de densités électroniques et de températures, Le tableau ci-dessous donne des valeurs pour des plasmas typiques[7].

PLASMAS	Densité (cm^{-3})	Température (k)
Gaz interstellaire	10^0	10^4
Vent solaire	10	10^5
Nébuleuse gazeuse	10^2	10^4
Arc et plasma thermique	$10^{14} - 10^{18}$	10^4
Flamme	$10^8 - 10^{10}$	$10^2 - 10^3$
Couronne solaire	10^6	10^6
Plasma dilué de laboratoire	10^{11}	10^4
Fusion thermonucléaire	$10^{16} - 10^{25}$	$10^5 - 10^8$
Métal	10^{23}	10^2
Jet galactique	10^{-6}	$\gg 10^6$

TAB. 1.1 – Plasma typiques et leur domaine de densité et de température

1.2

1.2.1 Paramètres d'un plasma

Pour pouvoir décrire plus précisément les phénomènes physiques ayant lieu dans un plasma, on peut citer quelques paramètres importants d'un plasma.

La fréquence plasma :

La fréquence plasma est la fréquence associée à un mouvement d'oscillation du à la force de Coulomb, qui repousse les électrons quand ces électrons se déplacent d'une petite distance (par rapport à λ_D), elle est donnée par la formule[5] :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e q_e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

Où :

ω_{pe} est exprimée en système *SI*, N_e est la densité électronique du plasma non perturbé (initial) en (cm^{-3}), q_e est la charge d'électron (en *C*), m_e est la masse d'électron (en *Kg*) et ε_0 est la constante diélectrique.

ω_{pe} se met également sous la forme numérique en (*Hz*)

$$\omega_{pe} = 5,64.10^4 \cdot N_e^{1/2} \quad (1.2)$$

Longueur de Debye :

Considérons une charge ponctuelle q_i dans un plasma, dans le voisinage de cette particule le potentiel de Debye est représenté comme :

$$\phi = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1.3)$$

Avec :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{q_e^2 N_e}} \quad (1.4)$$

Où :

λ_D est du la distance moyenne à partir de la quelle les particules du milieu font l'action d'un écran sur l'ion ; elle est appelée la longueur de Debye[8].

D'où K_B est la constant de Boltzmann, T est la température du plasma(en k°), q_e est la charge d'électron .

λ_D représente aussi la distance maximale pour que les interactions Coulombiennes individuelles entre particules interviennent.

La longueur de Debye s'écrit aussi sous la fourme :

$$\lambda_D = 6,9 \sqrt{\frac{T}{N_e}} (cm) \quad (1.5)$$

Longueur de landau :

La longueur de landau représente la longueur critique d'interaction binaire, c'est la distance à la quelle il faut que deux électrons s'approchent pour que l'énergie binaire soit du même ordre de grandeur que leur énergies cinétiques [9].

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 K_B T_e} \quad (1.6)$$

T_e : est la température électronique

On peut écrire r_0 en cm sous la forme :

$$r_0 = (1,672.10^{-3}) \frac{1}{T_e} \quad (1.7)$$

Rayon de la sphère ionique :

On appelant R_s le rayon de la sphère moyenne occupé par un ion en mouvement dans l'espace. Ce rayon est donné par la formule[10] :

$$R_s = \left(\frac{3}{4\pi N_i} \right)^{1/3} (CGS) \quad (1.8)$$

N_i : est la densité ionique du plasma (en cm^{-3})

Paramètre de couplage :

On peut introduire le paramètre de couplage d'un plasma, qui présente le rapport entre l'énergie potentielle moyenne et l'énergie cinétique moyenne de l'ion émetteur donnée par la formule suivante[4] :

$$\Gamma = \frac{Z_e^2}{R_s K_B T} \quad (1.9)$$

Où : Z_e représente la charge de l'ion et T est la température du milieu.

Si $\Gamma \ll 1$ cela signifie que l'énergie d'interaction entre particules est faible devant l'énergie thermique, dans ce cas le plasma est dite faiblement couplé[11].

Dans le cas inverse on dit que le plasma est fortement couplé.

1.2.2 Applications des plasmas :

Parmi les domaines d'études et d'applications des plasmas, on peut citer :

L'astrophysique et la physique de l'environnement spatial.

La fusion thermonucléaire contrôlée.

La chimie des plasmas

L'éclairage (lampes à néon)

Les sources d'ions et d'électrons

La soudure (soudure à l'arc).

L'analyse d'éléments (chimie analytique)

Le traitement de surface et la fabrication des matériaux en micro électronique[3].

1.3 Elargissement et formalisme du profil des raie

La largeur d'une raie est mesurée à mi- hauteur de la raie où la valeur de l'intensité égale à la moitié de l'intensité maximale I_{max} au centre de la raie[12].

Les profils des raies sont un outil important de diagnostic dans les plasmas. Ces profils subissent des élargissements de plusieurs types, dont on peut citer :

1.3.1 Elargissement naturel (profil Lerentzien) :

Il est connu que les niveaux d'énergie d'un système quantique présentent une certaine incertitude naturelle, appelée élargissement naturel[5] :

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.10)$$

Où : ΔE est l'incertitude sur l'énergie d'un niveau et τ est la durée de vie moyenne de l'état quantique.

τ_i : est la durée de vie moyenne d'un niveau excité d'énergie E_i ; ce niveau possède une largeur ΔE_i

La largeur de la raie à mi-hauteur(FWHM), dans ce cas est donnée :

$$\Delta\omega = \delta E_i + \delta E_j \quad (1.11)$$

$\Delta\omega_{ij}$: présente la largeur de la raie à mi-hauteur (FWHM)

$$g(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\delta_1}{x^2 + \delta_1^2} \quad (1.12)$$

D'où :

$$\delta = \frac{\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j}}{4\pi} \quad (1.13)$$

$$x = \omega - \omega_{ij} \quad (1.14)$$

1.3.2 Elargissement Doppler (profil gaussien) :

La fréquence du rayonnement émis est différente de la fréquence émise par la particule au repos ; cette différence cause un élargissement appelé ; l'élargissement 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[12].

$$\Delta\omega_D = 7,16 \times 10^{-7} \omega_0 \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (1.15)$$

$\Delta\omega_D$ et ω_0 en eV , T en Kelvin et m en u.m.a. La forme du profil dans ce cas est une forme Gaussienne.

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{B} \exp\left(-\frac{x^2}{B^2}\right) \quad (1.16)$$

Où : $B = \Delta\omega_D$, $x = \omega - \omega_0$

1.3.3 Elargissement collisionnel par les particules neutres (Profil Lorentzien) :

Les collisions avec les particules neutres causent aussi un élargissement des raies spectrales, sa largeur est donnée comme suit :

$$\Delta\omega_{col} = \frac{1}{\tau_{col}} \quad (1.17)$$

avec τ_{col} est la durée de vie moyenne entre deux collisions[12].

Le profil d'une raie élargi par effet Stark électronique est un effet Lorentzien.

1.3.4 Elargissement collisionnel par les particules chargées (Effet Stark) :

L'élargissement Stark est causé par l'interaction des particules chargées (ions, électrons) avec l'émetteur. Le champ électrique au niveau de l'émetteur appelé encore le microchamp du plasma a deux composants [12].

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_e \quad (1.18)$$

\vec{E}_i est la composante créée par tous les ions composant le milieu et \vec{E}_e est la composante électronique créée par tous les électrons.

Le profil d'une raie élargi par effet Stark électronique est d'une forme Lorentzienne.

1.3.5 Elargissement instrumental :

Les appareils de mesure et de spectroscopie causent un élargissement supplémentaire aux raies spectrales observées. Cet élargissement est dû entre autres, aux phénomènes de diffraction des raies de la lumière et aux dimensions finies des appareils. Les constructeurs donnent les élargissements aux profils correspondants. Le profil peut être d'une forme :

- Un profil de Lorentz
- Un profil de Gauss
- Un profil de Voigt
- Un profil de composé[12].

Chapitre 2

Hamiltonien d'interaction dans l'approximation quadripolaire

Dans l'approximation dipolaire, tous les effets des ions perturbateurs du plasma peuvent être traités comme un microchamp électrique uniforme produit par tous les ions du plasma. Cependant dans l'approximation quadripolaire le microchamp crée par tous les ions du plasma subit un gradient par rapport aux coordonnées spatiales (x, y, z) , et donc il est non uniforme. Cette non uniformité conduit à une asymétrie remarquable des profils des raies .

2.1 Hamiltonien d'interaction dans l'approximation quadripolaire :

2.1.1 Effet Stark quadripolaire :

L'effet principal du gradient de microchamp sur les profils de raies est de déplacer les différentes composantes de la raie par différentes quantités en produisant une asymétrie dans la raie résultante[3].

2.1.2 Calcul d'hamiltonien d'interaction :

Dans la théorie de perturbation on peut définir un opérateur hamiltonien \hat{H} décrivant le système avec ses diverses interactions :

L'hamiltonien de l'émetteur perturbé dans l'approximation quadripolaire est donné par[20] :

$$H = H_0 - \vec{d} \cdot \vec{E} - \frac{1}{6} \sum_{i,j} Q_{ij} \partial_i E_j + \frac{1}{6} e_0 r^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \quad (2.1)$$

H_0 : est l'hamiltonien de l'émetteur non perturbé

\vec{d} : est le moment dipolaire électrique

Q_{ij} : sont les composantes du moment quadripolaire de l'émetteur

\vec{E} : est le microchamp crée par les ions.

r : est la distance entre l'ion émetteur et l'électron.

$\partial_i E_j$: sont les dérivées spatiales du microchamp, $\partial_i E_j = \frac{\partial E_j}{\partial \kappa_i}$: est la dérivé de composante j dans la direction κ_i .

Dans l'equation(2.1) le terme $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}$ est égal à zéro dans le cas d'un système purement colombien.

Si on utilise l'interaction de Debye ce terme est différent de zéro, il décrit la polarisation du plasma.

Pour calculer l'Hamiltonien H dans l'approximation quadripolaire il faut calculer les fonctions de distribution du microchamp électrique ainsi que leurs dérivées spatiales.

2.1.3 Fonction de distribtion de microchamp et ces dérivées spéciales :

Dans le profil de raie dans l'approximation quadripolaire, nous avons besoin des fonctions de distribtion de microchamp et ces dérivées spaciales. Ces fonctions sont calculées par de nombreux autteurs et plusieurs méthodes.

Le calcul de la fonction de distribution de la dérivée spatiale du microchamp est réalisé avec la méthode de simulation numérique de Monte Carlo (MC) et la méthode de simulation de la Dynamique Moléculaire (MD).

Plusieurs travaux théoriques ont été réalisés pour calculer la fonction de distribution du microchamp, on peut citer :

Holtmark(1919) :

Holtmark est le premier qui a traité ce problème, il a utilisé une approximation laquelle, et ce modèle est devenu comme une limite des autres modèles à température élevée et densité faible[4].

Baranger et mozer(B-M) :

Baranger et mozer(B-M) ont utilisé un développement diagramatique pour la transformée de Fourier de la fonction de distribution de microchamp et arrêtent la série au deuxième ordre[13, 14].

Le modèle de (B-M) considère que le potentiel écranté selon la théorie de Debye et Hückel (1923)[15].

Pour les température très élevées, les résultats de ce modèle sont en bon accord avec les résultats du modèle de Holtmark.

Modèle des particules indépendantes :

Ce modèle néglige toutes les interactions dans le plasma, sauf celles entre chaque ion et L'ion émetteur central[3]. Ce modèle est le premier ordre du modèle de (B-M).

Approximation des coordonnées globale de Hooper(1966) :

Ce modèle considère que le potentiel et le champ ont deux contributions et ils sont traitées d'une manière différente[4].

Approximatio APEX (Adjustable parameter exponential approximation) :

Ce modèle était proposé par Iglesias et al(1983)[16], et il a étudié les plasmas fortement couplés. C.A.Iglesias et al[17](1985); ont généralisé le modèle pour les plasmas faiblement couplés.

La comparaison avec d'autres modèles a montré que le modèle d'APEX est une meilleur approximation proposé[3].

Khelfaoui[18],Kilcrease[19] ont calculé la fonction de distribution du microchamp avec la méthode de la dynamique moléculaire.

Chihi[20] a utilisé la simulation numérique avec la méthode de monte Carlo pour calculer la fonction de distribution.

La fonction de distribution de la dérivé spatiale du microchamp est calculé par des nombreux auteurs, on peu cité :

Bekkouche et al[21, 22] ont calculé la fonction de la distribution des dérivées spatiales du microchamp en utilisant la méthode de la dynamique moléculaire ; le résultat à donné un bon accord avec d'autres modèles.

Kilcrease et al[19] ont aussi calculé la fonction de distribution des dérivées spatiales avec les modèles : APEX, la simulation de la dynamique moléculaire(MD)

La comparaison des résultats de Kilcrease avec la simulation de Monte Carlo de Demura et al[23] donnent un bon accord.

Chihi et al[20] utilisé la méthode de Monte Carlo(MC) pour calculé la fonction de distribution de la dérivée du microchamp parallèle et perpendiculaire au champ électrique local.

La simulation numérique de monte Carlo(MC) est une méthode utile pour l'étude de l'état d'équilibre d'un plasma composé des particules chargées.

2.1.4 Les travaux récents d'effet quadripolaire électrique :

Demura et Sholin[24] sont les premiers qui ont traité la non-uniformité du microchamp en détail. La non-uniformité du microchamp produit l'asymétrie des profils des raies.

Griem[25], Kudrin , Sholin[26], Boldt et Cooper[27], ont fait des discussions théoriques sur l'asymétrie des profils de raie. Ils ont observé que l'intensité du coté rouge est large par rapport au coté violet dans le profil de la raie Lyman- α de l'atome d'hydrogène.

Joyce et al[28], ont étudié l'asymétrie d'élargissement Stark de la raie Lyman- α et Lyman- β . Ils ont fait une description des effets qui produisent l'asymétrie : la structure fine, l'effet Stark quadratique et l'effet quadripolaire ionique.

Joyce et al, ont observé que la contibution de l'effet quadripolaire sur la raie Ly- β est plus importante que la raie Ly- α .

Demura et al[29], ont traité l'effet quadripolaire pour la raie Ly- α de l'Argon hydrogénoide (Ar^{+17}) et ils ont montré que la polarisation du plasma crée un déplacement du centre de la raie.

Chenini et al[30, 31], ont étudié l'asymétrie de la raie Ly- α sans structure fine par l'effet quadripolaire. Ils ont montré que l'asymétrie est sensible ; elle a montré que les raies deviennent plus asymétriques en augmentant la densité électronique et la paramètre de couplage en présence de l'effet Stark quadripolaire.

Les Règles de sélection :

Les règles de sélection entre deux niveaux d'énergie sont liées aux nombres quantiques du niveau d'énergie de l'atome ; n, l, s, j, m_j . Les règles de sélection dans l'approximation dipolaire électrique sont :

$$\Delta l = \pm 1$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ (interdite } 0 \rightarrow 0)$$

$$\Delta m_j = 0, \pm 1$$

$$\Delta s = 0$$

Et les règles de sélection dans l'approximation quadripolaire électrique sont [32] :

$$\Delta l = 0, \pm 2$$

$$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2 \text{ (interdite } 0 \rightarrow 0, \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}, 0 \rightarrow 1)$$

$$\Delta m_j = 0, \pm 1, \pm 2$$

$$\Delta s = 0$$

2.1.5 Calcul du profil de raie dans l'approximation quadripolaire :

Dans un spectre de raies on peut tirer des informations qui sont liées à la physique atomique. La fonction de profil de raie $I(\omega)$ est définie par [3] :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int \exp(i\omega t) C_{dd}(t) dt \quad (2.2)$$

$C_{dd}(t)$: est la fonction d'autocorrélation du dipole ; il est défini dans l'espace de Liouville :

$$C_{dd}(t) = \ll d^+ \mid (U_l(t)) \mid d \gg \quad (2.3)$$

$\mid d \gg$: est l'opérateur moment dipolaire électrique.

Dans l'espace de Liouville " I " correspond un opérateur d'évolution $U_l(t)$

$U_l(t)$: est l'opérateur d'évolution moyen pour le système émetteur ; cet opérateur représente la solution du système différentiel suivant "appelé" équation de Liouville.

$$\begin{aligned} U_l(t=0) &= 1 \\ \frac{d U_l(t)}{d t} &= -i L(t) U_l(t) \end{aligned} \quad (2.4)$$

L : est l'opérateur de Liouville dans l'espace de Liouville

$$L = \frac{1}{\hbar} \left(H \otimes 1^d - 1 \otimes H^d \right) \quad (2.5)$$

$$H = H_0 + H(t) \text{ et } L = L_0 + l(t) \quad (2.6)$$

L_0 : est l'opérateur de l'émetteur isolé.

$l(t)$: est l'opérateur de Liouville de l'interaction ion émetteur.

Donc l'équation(2.4) S'écrit comme :

$$\begin{aligned} U_l(t=0) &= 1 \\ \frac{d U_l(t)}{d t} &= -i(L_0 + l(t))U_l(t) \end{aligned} \quad (2.7)$$

2.1.6 Schéma de Ly- α :

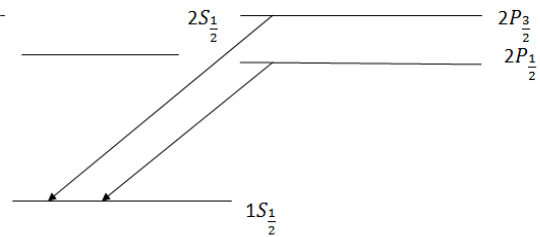


FIG. 2-1 – Schéma de Ly- α

Dans le chapitre suivant nous allons calculé les fonctions d'onde dans la base $|nlsm_sjm_j\rangle$ qui va nous permètre de calculer L'hamiltonien de la raie Ly- α avec structure fine dans l'approximation quadripolaire. Et nous allons calculer cet hamiltonien dans l'espace de Liouville qui facilite après le calcul du profil de raie.

Chapitre 3

Calcul d'hamiltonien la raie Ly- α dans l'approximation quadripolaire

3.1 Les fonctions d'onde dans la base $\langle n l s m_s j m_j \rangle$

3.1.1 Transition radiatives et les règles de sélection :

Un atome est présenté par ces ces niveaux d'énergie E_k . Les transitions radiatives d'un niveau d'énergie supérieur E_m vers un niveau d'énergie inférieur peuvent s'accompagner de l'émission d'un photon.[32].

Un niveau d'énergie supérieure est formée des états $\Psi_{m1}, \Psi_{m2}, \dots$

Un niveau d'énergie inférieure formée est des états $\Psi_{n1}, \Psi_{n2}, \dots$

Le but de notre sujet est de traiter la raie Ly- α avec structure fine(SF). Pour cette raison nous avons besoin des fonctions d'onde $\Psi_{n l s m_s j m_j} = \sum C_{j l m_l s m_s} \Psi_{n l m_l} \chi_{m_s}^s$

où $C_{j l m_l s m_s}$: sont les coefficients de Clebsch-Gorden ; elles sont des nombres qui apparaissent lors de l'étude des couplages de moment angulaire soumis aux lois de la mécanique quantique. Ils sont définis comme :

$$\begin{aligned}
C_{jlm_l s j m_j} &= \langle j_1 m_1 j_2 m_2 \mid j m \rangle = \delta(m_1 + m_2, m) \times \\
&\left[\frac{(2j+1)(j_1+j_2-j)!(j+j_1-j_2)!(j-j_1+j_2)!}{(j+j_1+j_2+1)!} \right]^{\frac{1}{2}} \\
&[(j_1+m_1)!(j_1-m_1)!(j_2+m_2)!(j_2-m_2)!(j+m)!(j-m)!]^{\frac{1}{2}} \times \\
&\left[\frac{\sum_{K=0} \frac{(-1)^K}{K!} \frac{1}{(j_2+m_2-K)!(j_1-m_1-K)!}}{\frac{1}{(j_1+j_2-j-K)!(j+m_1-j_2+K)!(j-j_1-m_2+K)!}} \right]
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
j_1 &= s, j_2 = l, m_1 = m_s, m_2 = m_l \\
m &= m_1 + m_2 \\
m_s &= \pm \frac{1}{2}; -l \leq m_l \leq +l \\
m_1 + m_2 &\neq m \rightarrow \delta(m_1 + m_2, m) = 0 \\
m_1 + m_2 &= m \rightarrow \delta(m_1 + m_2, m) = 1
\end{aligned} \tag{3.2}$$

Nous avons calculé les fonctions d'onde dans la base $\langle n l s m_s j m_j \rangle$ avec structure fine ; on utilisant les fonctions d'onde dans la base $\langle n l m_l \rangle$ (sans structure fine, donnés dans la suite) ; et cela on utilisant aussi les coefficients de Clebsch-Gorden :

$$\Psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{-Zr}{a_0} \right) \tag{3.3}$$

$$\Psi_{200} = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{Zr}{2a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \tag{3.4}$$

$$\Psi_{210} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \cos \theta \tag{3.5}$$

$$\Psi_{21\pm 1} = \pm \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \sin \theta \exp(\pm i\phi) \tag{3.6}$$

Exemple :

$$\begin{aligned}
\Psi_{nlj} = \Psi_{21\frac{3}{2}} = \Psi_{2P_{3/2}} = & C_{\frac{3}{2}1-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{21-1} + C_{\frac{3}{2}1-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{21-1} + C_{\frac{3}{2}10\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{210} + \\
& C_{\frac{3}{2}10\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{210} + C_{\frac{3}{2}11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{211} + C_{\frac{3}{2}11\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{211}
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Calcule du coefficient C-G :

$$c_4 = \left\langle \frac{1}{2}\frac{1}{2}10 \uparrow \frac{3}{2}\frac{1}{2} \right\rangle \tag{3.8}$$

$$c_4 = \left[\delta\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) \times \sqrt{\frac{4 \times 1! \times 1! \times 2!}{4!}} \times \sqrt{1! \times 0! \times 1! \times 1! \times 2! \times 1!} \right] \times \sum \frac{(-1)^0}{1!} \frac{1}{1! \times 1! \times 1!} = \sqrt{\frac{2}{3}}$$

Et donc :

$$n = 2, \quad l = 1, \quad s = 1/2, \quad j = 3/2$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{nlj} = \Psi_{21\frac{3}{2}} = \Psi_{2P_{3/2}} = & C_{\frac{3}{2}1-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{21-1} + C_{\frac{3}{2}1-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{21-1} + C_{\frac{3}{2}10\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{210} \\
& C_{\frac{3}{2}10\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{210} + C_{\frac{3}{2}11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{211} + C_{\frac{3}{2}11\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{211}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}
n = 2, l = 1, s = 1/2, j = 3/2, m_s = -1/2, m_l = -1, m_j = -3/2 & \Rightarrow C_{\frac{3}{2}1-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = 1 \\
n = 2, l = 1, s = 1/2, j = 3/2, m_s = 1/2, m_l = -1, m_j = -1/2 & \Rightarrow C_{\frac{3}{2}1-1\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{1}{3}} \\
n = 2, l = 1, s = 1/2, j = 3/2, m_s = -1/2, m_l = 0, m_j = -1/2 & \Rightarrow C_{\frac{3}{2}10\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \\
n = 2, l = 1, s = 1/2, j = 3/2, m_s = 1/2, m_l = 0, m_j = 1/2 & \Rightarrow C_{\frac{3}{2}10\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \\
n = 2, l = 1, s = 1/2, j = 3/2, m_s = -1/2, m_l = 1, m_j = 1/2 & \Rightarrow C_{\frac{3}{2}11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{1}{3}} \\
n = 2, l = 1, s = 1/2, j = 3/2, m_s = 1/2, m_l = 1, m_j = 3/2 & \Rightarrow C_{\frac{3}{2}11\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = 1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{21\frac{3}{2}} &= \Psi_{2P_{3/2}} = 1\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{21-1} + \sqrt{\frac{1}{3}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{21-1} + \sqrt{\frac{2}{3}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{210} + \\
&\quad \sqrt{\frac{2}{3}}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{210} + \sqrt{\frac{1}{3}}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{211} + 1\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\Psi_{211}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Avec :

$$\chi_{m_s}^s \times \chi_{m'_s}^s = 1 \quad m_s = m'_s \tag{3.11}$$

$$\chi_{m_s}^s \times \chi_{m'_s}^s = 0 \quad m_s \neq m'_s \tag{3.12}$$

Donc les fonctions d'onde avec structure fine sont données comme :

$$\Psi_{10\frac{1}{2}} = \Psi_{1S_{1/2}} = \Psi_{100}\chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \Psi_{100}\chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \tag{3.13}$$

$$\Psi_{1S_{1/2}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{-Zr}{a_0} \right) \chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{-Zr}{a_0} \right) \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \tag{3.14}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{20\frac{1}{2}} = \Psi_{2S_{1/2}} &= \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{Zr}{2a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \chi_{\frac{-1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{Zr}{2a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \\
&\quad (3.15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{2P_{1/2}} = & -\sqrt{\frac{2}{3}} \left[-\frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \sin \theta \exp(-i\phi) \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& \sqrt{\frac{1}{3}} \left[\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \cos \theta \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& -\sqrt{\frac{1}{3}} \left[\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \cos \theta \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \sin \theta \exp(i\phi) \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{3.16}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_{21\frac{3}{2}} = \Psi_{2P_{3/2}} = & 1 \left[-\frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \sin \theta \exp(-i\phi) \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& \sqrt{\frac{1}{3}} \left[-\frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \sin \theta \exp(-i\phi) \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \cos \theta \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \cos \theta \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& \sqrt{\frac{1}{3}} \left[\frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \sin \theta \exp(i\phi) \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \\
& 1 \left[\frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right) \exp \left(\frac{-Zr}{2a_0} \right) \sin \theta \exp(i\phi) \right] \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{3.17}$$

3.1.2 Les éléments de matrice de l'hamiltonien dipolaire :

L'hamiltonien dans l'approximation dipolaire électrique s'écrit comme[4] :

$$\begin{aligned}
H_D &= -\vec{d} \cdot \vec{E} = -q \vec{r} \cdot \vec{E} \\
&= -q(xE_x + yE_y + zE_z)
\end{aligned} \tag{3.18}$$

Pour faciliter le travail appellent les états du premier groupe($n = 1$) par : a, b et ceux du deuxième groupe($n = 2$) par : $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_8$, pour la raie Lyman- α ($n = 2$) ; les éléments de base de calcul $\langle nlsjm_j \rangle$ sont telle que :

$$a\alpha_1, a\alpha_2, a\alpha_3, a\alpha_4, a\alpha_5, a\alpha_6, a\alpha_7, a\alpha_8, b\alpha_1, b\alpha_2, b\alpha_3, b\alpha_4, b\alpha_5, b\alpha_6, b\alpha_7, b\alpha_8 \quad (3.19)$$

ou bien :

$$\left| \begin{array}{l} \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}-\frac{3}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}\frac{3}{2}}, \\ \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\Psi_{2s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \\ \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}-\frac{3}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2p\frac{3}{2}\frac{3}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2s\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}, \Psi_{1s\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\Psi_{2s\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \end{array} \right\rangle \quad (3.20)$$

Pour calculer les éléments de matrice de la raie Lyman- α ; nous avons utilisé les coordonnées sphériques et nous avons intégré sur les différentes variable r , θ et ϕ . Nous avons obtenu les éléments de matrice dipolaire dans l'espace de Liouville, cette matrice est donnée comme :

$H_D =$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 \\ D_4 & D_4 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 & D_4 & D_4 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 \\ D_4 & D_4 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & D_4 & D_4 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 \\ D_4 & D_4 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 & D_4 & D_4 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 \\ D_4 & D_4 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & D_4 & D_4 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

où :

$$D_1 = -q \left(\frac{z^4 a_0}{2^3} \right) \left(1 - \frac{5z}{4} \right) \left[1.1 \times iE_y + \sqrt{\frac{2}{3}} E_z \right] \quad (3.21)$$

$$D_2 = -q \left(\frac{z^4 a_0}{2^3} \right) \left(1 - \frac{5z}{4} \right) \left[-1.1 \times iE_y + \sqrt{\frac{2}{3}} E_z \right] \quad (3.22)$$

$$D_3 = \frac{-q z^4 a_0}{8\sqrt{3}} \left(1 - \frac{5z}{4} \right) E_x \quad (3.23)$$

$$D_4 = \frac{-q z^4 a_0}{8\sqrt{3}} \left(1 - \frac{5z}{4} \right) E_x \quad (3.24)$$

Nous reportons ($z = 2$) ;on observe que ($D_3 = D_4$) donc la matrice s'écrit comme :

$$H_D =$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 \\ D_3 & D_3 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 \\ D_3 & D_3 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & D_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_2 \\ D_3 & D_3 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & 0 \\ D_3 & D_3 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 & D_3 & D_3 & 0 & D_1 & D_1 & D_1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

où :

$$D_1 = 3qa_0 \left[1.1 \times iE_y + \sqrt{\frac{2}{3}}E_z \right] \quad (3.25)$$

$$D_2 = 3qa_0 \left[-1.1 \times iE_y + \sqrt{\frac{2}{3}}E_z \right] \quad (3.26)$$

$$D_3 = \frac{3qa_0}{\sqrt{3}}E_x \quad (3.27)$$

Les éléments de matrice dipolaire s'écrit dans l'unité [*Joule*] ; Nous multiplions les éléments de matrice par $\left[\frac{1}{1,6 \times 10^{-19}} \right]$ donc nous obtenons les éléments de matrice dipolaire s'écrit dans l'unité [*eV*].

3.1.3 Les éléments de matrice de l'hamiltonien quadripolaire :

L'hamiltonien quadripolaire est donné par[3] :

$$\begin{aligned}
 H_Q &= \frac{1}{6} \sum_i \sum_j Q_{ij} \frac{\partial E_j}{\partial r_i} \\
 &= \frac{1}{6} [Q_{xx}E_{xx} + Q_{yy}E_{yy} + Q_{zz}E_{zz} + Q_{xy}E_{xy} + Q_{yx}E_{yx} + Q_{zx}E_{zx} + Q_{xz}E_{xz} + Q_{yz}E_{yz} + Q_{zy}E_{zy}]
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

où :

Q_{ij} : est le tenseur du moment quadripolaire.

$E_{ij} = \frac{dE_i}{dx_j}$: est le terme du gradient du microchamp.

$$H_Q = \frac{1}{6} [3x^2E_{xx} + 3y^2E_{yy} + 3z^2E_{zz} + 6xyE_{xy} + 6xzE_{xz} + 6yzE_{yz}] \tag{3.29}$$

Pour calculer les éléments de matrice quadripolaire, nous avons suivi les même étapes faites dans le calcul des éléments de dipolaire et nous avons obtenu la matrice suivante :

$$H_Q =$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & 0 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & 0 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Avec :

$$Q_1 = \frac{z^5 a_0^2}{2^6} \left[-2\sqrt{6}i E_{xy} + 1, 8E_{xz} \right] \quad (3.30)$$

$$Q_2 = \frac{z^5 a_0^2}{2^6} \left[2\sqrt{6}i E_{xy} + 1, 8E_{xz} \right] \quad (3.31)$$

$$Q_3 = \frac{z^5 a_0^2}{2^5} \left[\left(5 - \sqrt{3} \right) E_{xx} + \left(5 + \sqrt{3} \right) E_{yy} + 3E_{zz} \right] \quad (3.32)$$

Pour l'émetteur He^+ nous remplaçons la valeur ($z = 2$) ; donc la matrice s'écrit comme suit :

$$H_Q =$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & 0 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & Q_2 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ Q_1 & Q_1 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 & Q_1 & Q_1 & 0 & Q_3 & Q_3 & Q_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Avec :

$$Q_1 = \frac{a_0^2}{2} \left[-2\sqrt{6}i E_{xy} + 1,8E_{xz} \right] \quad (3.33)$$

$$Q_2 = \frac{a_0^2}{2} \left[2\sqrt{6}i E_{xy} + 1,8E_{xz} \right] \quad (3.34)$$

$$Q_3 = a_0^2 \left[(5 - \sqrt{3}) E_{xx} + (5 + \sqrt{3}) E_{yy} + 3E_{zz} \right] \quad (3.35)$$

les éléments de matrice quadripolaire s'écrit dans l'unité $[J \times \frac{m}{C}]$; multipliant les éléments de matrice par $\left[\frac{e}{1,6 \times 10^{-19} \times a_0} \right]$ donc les éléments de matrice quadripolaire s'écrit dans l'unité $[eV]$. e :est la charge d'électron (en C), a_0 :le rayon de Bohr (en m)

3.1.4 Hamiltonien total dans de la raie Ly- α dans l'espace de Liouville :

Dans l'espace de Liouville, la matrice d'interaction de la raie Ly- α avec structure fine s'écrit comme suit(pour l'émetteur He^+ ($z = 2$)) :

$$H =$$

ΔE_1	ΔE_1	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_4 + L_4)$
ΔE_1	ΔE_1	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_4 + L_4)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	ΔE_8	$-(\Delta E_6 + L_6)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-(\Delta E_6 + L_6)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-(\Delta E_6 + L_6)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	ΔE_8	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	ΔE_6
$-(\Delta E_5 + D_3)$	$-(\Delta E_5 + D_3)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	ΔE_7	ΔE_8
$-(\Delta E_5 + D_3)$	$-(\Delta E_5 + D_3)$	ΔE_6	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	ΔE_8
ΔE_1	ΔE_1	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_4 + L_4)$
ΔE_1	ΔE_1	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_2 + Q_2)$	$-(\Delta E_4 + L_4)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	ΔE_8	$-(\Delta E_6 + L_6)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-(\Delta E_6 + L_6)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	$-(\Delta E_6 + L_6)$
$-(\Delta E_3 + Q_1)$	$-(\Delta E_3 + Q_1)$	ΔE_8	$-Q_3$	$-Q_3$	$-Q_3$	ΔE_6
$-(\Delta E_5 + D_3)$	$-(\Delta E_5 + D_3)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	ΔE_7	ΔE_8
$-(\Delta E_5 + D_3)$	$-(\Delta E_5 + D_3)$	ΔE_6	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	$-(\Delta E_7 + D_1)$	ΔE_8

$$\Delta E_1 = E_{1S\frac{1}{2}} - E_{2P\frac{1}{2}}$$

$$\Delta E_2 = E_{2P\frac{3}{2}} - E_{2P\frac{1}{2}}$$

$$\Delta E_3 = E_{2P\frac{1}{2}} - E_{2P\frac{3}{2}}$$

$$\Delta E_4 = E_{2S\frac{1}{2}} - E_{2P\frac{1}{2}}$$

$$\Delta E_5 = E_{2P\frac{1}{2}} - E_{2S\frac{1}{2}}$$

$$\Delta E_6 = E_{2S\frac{1}{2}} - E_{2P\frac{3}{2}}$$

$$\Delta E_7 = E_{2P\frac{3}{2}} - E_{2S\frac{1}{2}}$$

$$\Delta E_8 = E_{1S\frac{1}{2}} - (E_{2P\frac{3}{2}} - E_{2P\frac{3}{2}})$$

Les valeurs des niveaux d'énergie dans notre cas sont ceux de l'émetteur He^+ :

$$E_{1S\frac{1}{2}} = 0,00 \text{ eV (comme référence des niveaux)}$$

$$E_{2P\frac{1}{2}} = 40,819597 \text{ eV}$$

$$E_{2S\frac{1}{2}} = 40,819649 \text{ eV}$$

$$E_{2P\frac{3}{2}} = 40,820322 \text{ eV}$$

$$H =$$

$$\begin{bmatrix} -40,819597 & -40,819597 & -(0,00725 + Q_2) & -(0,00725 + Q_2) & -(0,00725 + Q_2) & - \\ -40,819597 & -40,819597 & -(0,00725 + Q_2) & -(0,00725 + Q_2) & -(0,00725 + Q_2) & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & -Q_3 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & -Q_3 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & -Q_3 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & 0 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000052 + D_3) & -(-0,000052 + D_3) & -(0,000673 + D_1) & -(0,000673 + D_1) & -(0,000673 + D_1) & - \\ -(-0,000052 + D_3) & -(-0,000052 + D_3) & -0,000673 & -(0,000673 + D_1) & -(0,000673 + D_1) & - \\ -40,819597 & -40,819597 & -(0,000725 + Q_2) & -(0,000725 + Q_2) & -(0,000725 + Q_2) & - \\ -40,819597 & -40,819597 & -(0,000725 + Q_2) & -(0,000725 + Q_2) & -(0,000725 + Q_2) & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & -Q_3 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & -Q_3 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & -Q_3 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000725 + Q_1) & -(-0,000725 + Q_1) & 0 & -Q_3 & -Q_3 & - \\ -(-0,000052 + D_3) & -(-0,000052 + D_3) & -(0,000673 + D_1) & -(0,000673 + D_1) & -(0,000673 + D_1) & - \\ -(-0,000052 + D_3) & -(-0,000052 + D_3) & -0,000673 & -(0,000673 + D_1) & -(0,000673 + D_1) & - \end{bmatrix}$$

Le calcul de l'hamiltonien de la raie Ly- α avec structure fine nous permet le calcul du profil de raie de cette raie(Ly- α) dans l'approximation quadripolaire, par conséquent cela nous donne une grande idée sur la contribution de la structure fine dans l'approxiamtion quadripolaire, sur l'asymétrie du profil de raie, car il est mentionné dans la littérature que la structure fine est l'un des cause d'asymétrie des profils de raies dans les plasmas.

3.2 Conclusion générale :

L'étude des profils des raies est importante dans le diagnostic des caractéristiques du plasma(T, N_e) dans plusieurs domaines. L'effet Stark quadripolaire qui se manifeste clairement au niveau des ailes est important dans les plasmas denses.

L'objectif de ce travail est le calcul de L'hamiltonien dans l'espace de Liouville de la raie (Ly- α) avec structure fine dans l'approximation quadripolaire.

Dans le premier chapitre ; nous avons présenté quelques définitions sur les plasmas et leur classifications. Nous avons présenté aussi ; quelques paramètres utiles dans l'étude d'un plasma. Les différents types d'élargissement du profil de raie sont aussi présentés.

Dans le deuxième chapitre nous avons exposé l'effet quadripolaire et les travaux récents faites dans ce sujet, nous avons présenté la fonction de distribution de microchamp et ses dérivées spatiales et les modèles de calcul de ces fonctions.

Nous avons présenté un exemple de calcul des fonction d'onde $\Psi_{nljm_jsm_s}$ en fonction des fonctions d'onde Ψ_{nlm_l} . Nous avons exposé aussi les transitions radiatives et les règles de sélection dans l'approximation dipolaire et quadripolaire, finalement nous avons données les expressions de calcul du profil de raie.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté les éléments de base utilisés dans le calcul d'hamiltonien. Nous avons calculé les fonctions d'onde des niveaux ($n = 1, n = 2$) dans la base $|nljm_jsm_s\rangle$. Nous avons calculé les éléments de matrice dipolaire, ainsi que les éléments de matrice quadripolaire, et nous avons présenté le résultat final de l'hamiltonie de la raie Ly- α avec structure fine dans l'approximation quadripolaire.

Le calcul de l'hamiltonien d'interaction nous facilite et nous permet le calcul du profil de raie dans les plasmas. Notre travail, après calcul du profil de raie, nous donne beaucoup d'information sur la contribution de la structure fine, ainsi que la contribution de l'effet strak quadripolaire sur l'asymétrie des profils des raies dans les plasmas denses et chauds.

Bibliographie

- [1] M-Azzaoui ; "etude de spectroscopie atomique et moléculaire dans un pulvérisateur cathodique magnétron ; Mémoire Magister Université de Ouargla ; (2013)
- [2] K-Touati ahmed ; Analyse spectroscopique des plasma en présence d'un champ magnétique "application au plasma de bord des tokamaks" ; thèse de doctorat ; Université de Provence ; (2003).
- [3] K.Chenini ;" etude des effets microscopiques de l'opacité et du non homogénéité des champs électriques locaux sur la redistribution du rayonnement dans les plasma denses et chauds" ; Thèse de doctorat ; Université de Ouargla ; (2011).
- [4] Chihi ; "Thèse de Doctorat, Université de Constantine" ; Algérie (2005).
- [5] A.NAAM ; "L'opérateur de collision électrique dans les plasma relativistes" ; Mémoire de Magister Université de Ouargla ; (2006).
- [6] O-Babahani ;" Contribution à l'étude des plasma lors de déposition sur couches minces par procédés CVD" ;Mémoire Magister Université de Ouargla ; (2004).
- [7] S-Lemkeddem ; "Contribution à l'étude du rayonnement émis par le plasma lors de l'interaction des torches à plasma avec les métaux" ; Mémoire de Magister Université de Ouargla ; (2008)
- [8] L.Ben mebrouk ; "Etude des spectres d'émission d'ion de déposition sur couches" ; Mémoire de Magister Université de Ouargla ; (2003).
- [9] N.Gouseilles ; "Modèles cinétiques et hybrides fluides-cinétique pour les gaz et les plasmas hors équilibre ; "thèse de doctorat ; Institut National des sciences Appliquées, France, (2004).
- [10] S.I chimaru ; "plasma physics" ; Benjamin. Cumming company ; Inc ; Menlo Park. California ; (1986).

- [11] D.P.kilcrease ;Ph-D Thesis,University of Florida, (1991).
- [12] F.Khelfaoui, cour de master en physique de rayonnement ; Université de Ouargla ; (2010-2011).
- [13] M. Baranger et B. Mozer ; physes. Rev ; 115 ;Num3, 521(1959).
- [14] B.Mozer et M.Baranger ;Phys.Rev 118 ; Num 3,626(1960).
- [15] P.Debye et E.Huckel ; Phyik.Z.24,185(1923).
- [16] C.A.Iglesias, J. L.Lebowitz et D.Mac Gowan ; Phys. Rev. A28,1667(1983).
- [17] C.A.Iglesias et al, Phys. Rev. A31,1989(1985).
- [18] F.Khelfaoui ; Thèse de Doctorat de l'université de provence(1991).
- [19] D.P.Kilcrease ; M.S. Murillo et L.A.Collins ; JQRST 58 ; 677(1997).
- [20] Is.Chihi ; M.T.Meftah and H.Kleinert, J. Plasma Physics, Vol. 70, Part. 5, P. 553 (2004).
- [21] A.Bekkouche, S.Chihi et M.T.Meftah ; "Annales des Sciences et Technologie ; Vol, N2, 206 UKM, Ouargla (2010).
- [22] A.Bekkouche ; Mémoire de magistér ; Centre Universitaire d'EL Oued (2011).
- [23] A.V.Demura, D.Gilles ; C.Stehlé ; JQRST 54, 123 (1995).
- [24] A.V.Demura and G.V. Sholin ; J.Quant.Spectrosc. Radiat. Transfer, 15,881(1975).
- [25] H.Grien ; Z.Phys 137,280 (1954).
- [26] L.P.Kudrin et G.V.Sholin ; Dokl.Akad.Nauk USSR 147, 342 (1962).
- [27] G.Boldt et W.S.Cooper ; MPI-PA-6/64 (Mars 1964).
- [28] R.F.Joyce,L.A.Woltz ;et CF.Hooper ; Jr. phys ;Rev ;A35,2228 (1987).
- [29] A.V.Demura ; D.Gilles et C.stehlé ; "Spectral Line Shapes" ; V11,99(2001) ; edited by Seidel ; American Institut of Physics.
- [30] K. Chenini ;F. Fhelfaoui,S. Guerricha ; S. Chihi, A.Ouahab et M.T.Meftatk ; Contrib. plasma phys. 51,No1,34 (2011).
- [31] K.Chenini ; F.Khelfaoui, M.T.Meftah ; S.Chihi et S.Guerricha ; Workshop National sur l'Hydrogène, Université de Ouargla ; (2009).

[32] Quantification des énergies atomiques (aramis. obspm.fr/~erga/cours-erga/LP326 /PA5%
/PA5%20LP326.pdf.

الملخص: في البلازما الكثيفة و الحارة يعالج الحقل الكهربائي للأيونات كحقل شبه ساكن. في حين ' هذا الحقل الكهربائي الموضوعي يبدي توزيعات لمشتقاته الفضائية. تسبب هذه التوزيعات لا تناظر للخطوط الطيفية في تقريب رباعي الأقطاب الكهربائي. البنية الدقيقة هي أيضا عنصر مهم يسبب لا تناظر الخطوط الطيفية.

لقد تم في هذا العمل حساب الدوال الموجية للمستوي (n=1, n=2) في القاعدة $|n\ l\ j\ m_j\ m_s\rangle$ وهذا ضروري لحساب عناصر المصفوفة لثنائي الأقطاب الكهربائي، وعناصر المصفوفة لرباعي الأقطاب الكهربائي. أخيرا؛ قمنا بحساب هاملتون الخط ليمان- α بوجود البنية الدقيقة في تقريب رباعي الأقطاب الكهربائي. **الكلمات الدالة:** خط الطيف، الخط ليمان- α ، البنية الدقيقة، تقريب رباعي الأقطاب الكهربائي، الهاملتون.

Résumé: Dans les plasmas denses et chauds le microchamp électrique (ou champ électrique local) des ions se traite comme un microchamp quasi-statique. Cependant ce microchamp présente des distributions de ses dérivées spatiales. Ces distributions causent une asymétrie des profils de raies calculés dans l'approximation quadripolaire. La structure fine est aussi un élément important qui cause l'asymétrie des profils des raies.

Nous avons montré dans ce travail le calcul des fonctions d'onde des niveaux (n=1, n=2) dans la base $|n\ l\ j\ m_j\ m_s\rangle$, et cela est consacré pour le calcul des éléments de matrice dipolaire, et les éléments de matrice quadripolaire. Finalement; nous avons calculé l'hamiltonien de la raie Lyman- α avec structure fine dans l'approximation quadripolaire.

Mots clés: Profil de raie, la raie Lyman- α , la structure fine, approximation quadripolaire, hamiltonien.

Abstract: In dense and hot plasmas the electric microfield (or local electric field) of ions is treated as a quasi-static microfield. However this microfield present a distribution of its spatial derivatives. These distributions cause an asymmetry of the quadripolar effects. The fine structure is also an important element that causes the asymmetry of the line profiles.

We have shown in this work the calculation of the wave functions of levels (n=1, n=2) in the base $|n\ l\ j\ m_j\ m_s\rangle$; these functions are devoted to the calculation of the dipolar matrix elements, and quadrupolar elements matrix. Finally, we have calculated the Hamiltonian of the Lyman- α line with fine structure in the quadrupolar approximation.

Key words: The line profile, Lyman- α line, the fine structure, quadrupolar approximation, the Hamiltonian.