

Asymétrie et opacité des profils de raies dans les plasmas non optiquement minces

Keltoum CHENINI*, Amal GHAZEL, Fethi KHELFAOUI et Mohammed Tayeb MEFTAH
Laboratoire LRPPS, Faculté des Sciences et de la Technologie et Sciences de la Matière,
Université Kasdi Merbah Ouargla, Ouargla 30000, Algérie.

* E-mail : k1_chenini@yahoo.fr

ملخص : إن خطوط طيف الإصدار أو الامتصاص مفيدة جدا في تشخيص درجة الحرارة والكثافة الإلكترونية للبلازما. تعاني خطوط طيف البلازما تعريضا لا متناظر حول مركز خط الطيف، و هذا اللاتناظر يرجع إلى عدة أسباب نذكر منها : البنية الدقيقة، فعل ستارك الرباعي، العدد الكمي الرئيسي الجد مرتفع و فعل العتامة. إن الهدف من هذا العمل هو دراسة لاتناظر خطوط الطيف في البلازما غير السمكية بصريا و تحليل هذا اللاتناظر بدلالة سمك الوسط و كذا زاوية تبعثر الإشعاع. النموذج المقترح يعتمد على حساب خط الطيف لوسط رقيق السمك بصريا و حل معادلة الانتقال الإشعاعي لوسط سمك بصريا.

كلمات دالة : العتامة، الخطوط الطيفية، الأوساط غير السمكية بصريا، لاتناظر الخطوط الطيفية.

RÉSUMÉ : Les profils des raies d'émission ou d'absorption sont très utiles pour le diagnostic de température et de densité des plasmas. Les profils des raies spectrales des plasmas sont élargis asymétriquement autour du centre de raie, et cette asymétrie est causé par plusieurs effets dont on peut citer : la structure fine, l'effet Stark quadripolaire, le nombre quantique principal très élevé et l'effet d'opacité. Le but de ce travail est l'étude d'asymétrie des profils des raies dans les plasmas non optiquement minces et l'analyse de cette asymétrie en fonction de l'épaisseur du milieu ainsi qu'avec l'angle de diffusion du rayonnement.

MOTS-CLÉS : Opacité, Profils des raies, Milieux non optiquement mince, Asymétrie des profils des raies.

ABSTRACT: The spectral line shapes of the absorption and emission are very useful for the diagnosis of temperature and density in plasmas. The profiles of the spectral lines of plasmas are widened asymmetrically around the center of line, and this asymmetry is caused by several effects which as: the fine structure, the quadripolar Stark effect, the very high principal quantum number and the effect of opacity. The aim of this work is the study of asymmetry of the profiles of lines in no optically thin plasmas and the analysis of this asymmetry according to the thickness of the medium and the scattering angle of the radiation.

KEYWORDS: Opacity, Spectral line shapes, No optically thin medium, Spectral line shape Asymmetry.

I. Introduction

La spectroscopie des plasmas est l'analyse du rayonnement émis par le plasma, elle permet de relier les propriétés microscopiques des différents constituants aux grandeurs et propriétés macroscopiques du milieu (T_i , T_e , N_e , Z_{eff} , état d'équilibre, perte radiativeetc.). La spectroscopie du plasma est utile dans plusieurs domaines : les lasers, les plasmas de décharges, la fusion par confinement inertielle, la fusion par confinement magnétique, l'astrophysique,....

L'étude du rayonnement émis par les plasmas est un moyen important pour la compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans ces milieux. Il est intéressant d'étudier les plasmas non optiquement minces, dont le transfert du rayonnement devient important. Dans ces milieux, l'émission et l'absorption du rayonnement joue un rôle important. Dans les plasmas non optiquement minces, le photon émit par une couche mince élémentaire peut être réabsorbé par la couche suivante : c'est le phénomène d'opacité.

Le phénomène d'opacité introduit des modifications importantes sur les intensités et les largeurs des profils spectraux observés. Dans certaines situations, l'élargissement total des profils optiquement épais est affecté par la combinaison de l'effet d'opacité et l'élargissement produit dans les plasmas par l'effet Stark et l'effet Doppler.

L'étude du transfert radiatif dans les plasmas non optiquement minces est traitée par de nombreux auteurs. Seiwert et al. [1] ont mesuré le coefficient d'absorption de transition 2p-3d d'un plasma de germanium produit par laser pour plusieurs milieux. Klisnick et al. [2] ont traité le transfert radiatif dans les plasmas de laser associé à un inversement des populations. Les travaux expérimentaux de Klisnick, sur les lasers d'aluminium et de magnésium lithiumoïde, prouvent que pour des épaisseurs différentes du milieu on obtient des spectres différents. Ces plasmas présentent des gradients de température et de densité. Chenini et al. [3,4] ont présenté l'effet d'opacité sur des transitions de $n=2$ à $n=3$ de l'aluminium lithiumoïde ; la comparaison avec les résultats de Klisnick et al. [2] a donnée un bon accord. Un autre calcul de Chenini et al. [4, 5], sur la raie Ly- α de l'Ar⁺¹⁷ à une température de $T=3.10^6 K$ et une densité $N_e= 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ montre que l'effet d'opacité est important.

Des mesures extensives sur le self-absorption, des profils dans plusieurs spectres d'arc de Fer, ont été réalisées à l'université de Johns Hopkins [6]. Cowan et Deike [6] ont étudié le sujet de self-absorption, ils ont prouvé que les milieux optiquement épais subissent une absorption importante. Ils ont prouvé que l'intensité du rayonnement diminue en augmentant le self-absorption et cela donne des creux au centre de la raie. Cowan a traité expérimentalement la dépendance de l'intensité du rayonnement comme fonction de la densité N_e et la probabilité de transition A .

Chung et al. [7] ont présenté une méthode utile pour déduire les conditions physiques du plasma d'après les spectres de plusieurs raies, où l'effet d'opacité et l'effet Stark sont très importants.

Amamou et al. [8] ont traité l'effet de self-absorption sur les raies d'un plasma de Silicate (Si II) crée par laser, ce plasma est considéré homogène et en équilibre thermodynamique total (ETL). Ils ont présenté une méthode pour déterminer le taux de la probabilité de transition et le taux de profondeur optique en présence de l'effet de self-absorption.

Mancini et Hooper [9] ont étudié la raie Lyman de l'argon bérylliumoïde dans le but d'analyser l'absorption dans les plasmas denses.

Rose [10] a présenté un code (IPM : Ionised Material Package) de calcul d'opacité dans les plasmas produits par laser en ETL, ses résultats sont en bon accord avec l'expérience.

Khelfaoui et Bennaceur [11] ont calculé le coefficient de transport radiatif d'un plasma dégénéré, dans cette étude, ils ont pris en compte l'opacité conductive dans des plasmas d'hydrogène, d'Hélium et de Charbon.

Les profils des raies spectrales des plasmas sont élargis asymétriquement autour du centre de raie, et cette asymétrie est causé par plusieurs effets dont on peut citer : la structure fine des niveaux d'énergie, l'effet Stark quadripolaire, et l'effet d'opacité.

Le traitement du sujet d'asymétrie des profils des raies des plasmas denses et chauds est aussi étudié pour les effets Stark quadripolaire et l'effet quadratique (D. P. Kilcrease et al. [12], S. Sorge et S. Günter [13], C. Stehlé et al. [14], K. Chenini et al. [15]), cependant l'asymétrie causée par l'effet d'opacité n'a pas été traité dans la littérature d'après nos connaissances.

Le but de ce travail est l'étude d'asymétrie des profils des raies dans les plasmas non optiquement minces et l'analyse de cette asymétrie en fonction de l'épaisseur du milieu ainsi qu'avec l'angle de diffusion du rayonnement. Dans la section II, nous présentons le modèle de calcul de l'opacité basé sur la résolution de l'équation du transfert radiatif et nous définissons un paramètre pour la mesure de l'asymétrie d'un profil de raie. L'angle de diffusion est pris en compte dans les calculs des raies spectrales. Dans la section III, nous présenterons les résultats et discussions sur les calculs des effets d'opacité sur l'asymétrie des profils de raie de l'aluminium lithiumoïde et de l'argon hydrogéoïde.

II. Modèle de calcul

Dans ce travail nous allons utiliser une forme simple de l'équation du transfert radiatif en fonction de l'angle de diffusion. Soit alors [16] :

$$\mu \frac{\partial}{\partial x} I_{\mu\theta_j}(x) = -K_{\theta_j}(x) I_{\mu\theta_j}(x) + J_{\theta_j}(x) \quad (1)$$

où $\mu=\cos\theta$, θ est l'angle polaire entre x et l'axe de propagation du rayonnement.

L'équation de conservation d'énergie d'un paquet de rayonnement traversant un élément de volume est tel que :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{I_\omega}{n_f^2} \right) = \frac{I_\omega}{n_f^2} - S_\omega \tag{2}$$

L'équation (2) représente l'atténuation d'un faisceau de rayonnement traversant un élément de volume d'épaisseur dx .

K_ω est le coefficient d'absorption donné comme :

$$K_\omega = \frac{\hbar\omega_{ij}}{4\pi} B_{ij} N_i \left(1 - \frac{g_i N_i}{g_i N_j} \right) g(\omega) \tag{3}$$

où B_{ij} est le coefficient d'Einstein d'absorption, N_i est la densité dans le niveau bas i , g_i , g_j sont les poids statistiques des niveaux bas et haut respectivement.

Le coefficient d'émission est défini comme :

$$I_\omega = \frac{\hbar\omega_{ij}}{4\pi} A_{ij} N_j g_j g(\omega) \tag{4}$$

où N_j est la densité dans le niveau haut j , A_{ij} est le coefficient d'Einstein de l'émission spontanée et $g(\omega)$ la fonction du profil. Ce profil peut être calculé par le code PPP [17].

La solution de l'équation (2) est telle que :

$$I_\omega = I_0(\omega) \exp^{-\tau_0/\cos\theta} + S_\omega \left(1 - \exp^{-\tau_0/\cos\theta} \right) \tag{5}$$

Avec $I_0(\omega)$ est l'intensité incidente sur le milieu à $x=0$ dans l'élément de volume, τ est la profondeur optique telle que : $\tau_0 = K_\omega L$, avec L est l'épaisseur du milieu, θ est l'angle de diffusion du rayonnement et S_ω est la fonction source.

Pour un milieu non homogène on peut écrire :

$$I_n(x) = I_{n-1} \exp(-K(x)\Delta x/\cos\theta) + S(x)(1 - \exp(-K(x)\Delta x/\cos\theta)) \tag{6}$$

L'équation (6) est appliquée pour toutes les transitions radiatives, et le profil résultant est la somme des profils résultants de chaque sous couche d'épaisseur Δx étudiés.

L'asymétrie d'un profil de raie est définie par [14] :

$$A(\Delta\omega) = \frac{I(\Delta\omega) - I(-\Delta\omega)}{I(\Delta\omega) + I(-\Delta\omega)} \tag{7}$$

où : $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, ω_0 est la fréquence du centre de raie et ω est la fréquence choisie du profil pour estimer l'asymétrie.

III. Résultats et discussions :

III.1. Opacité de l'aluminium lithioïde Al^{+10}

Dans un plasma d'aluminium lithioïde, A. Klisnick et al. [2] ont étudié expérimentalement quelques raies à $T=75eV$ et à $N_e=4,4 \times 10^{16} cm^{-3}$ pour une épaisseur de 8mm, et la comparaison avec nos résultats est illustré dans les tableaux et les figures suivants :

- La raie 2s- 3p

Pour cette raie, nous remarquons d'après le tableau (1) que la largeur de cette raie dans un milieu optiquement mince est de 0.20 Å, alors que celle de l'expérience est en accord avec celle de notre calcul ($\Delta\lambda_{expér} = 0.25Å$, $\Delta\lambda_{notre\ modèle} = 0.25Å$). Les mêmes remarques sont observées pour le centre de la raie (figure 1). Nous remarquons expérimentalement que cette raie est formée de deux composantes, alors que notre résultat donne un seul pic et les deux composantes sont combinées.

Tableau 1 : Données spectroscopique de la raie 2s-3p de l' Al^{+10}

La raie 2s- 3p	C_r	R	$\Delta \lambda(A^\circ)$	$\lambda_0(A^\circ)$
Milieu optiquement mince	/	/	0.20	48.31
Notre calcul	/	/	0.25	48.33
Résultats expérimentaux	0.20	1.33	0.25	48.3

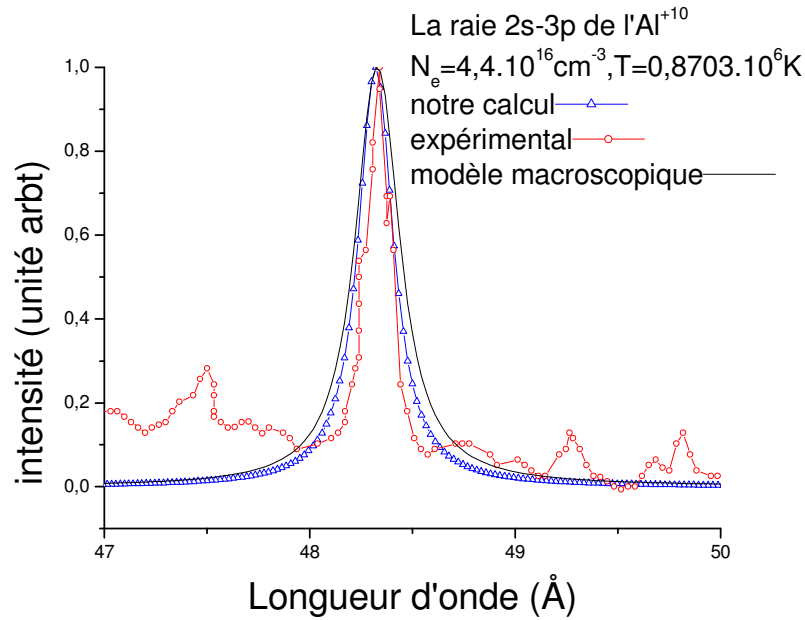


Figure 1 : la raie 2s-3p de l'Al⁺¹⁰ à $T=0,8703 \cdot 10^6 \text{ K}$ et $N_e=4,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

- *La raie 2p-3d*

Dans la raie 2p-3d, nous remarquons que la largeur à mi-hauteur obtenu par notre modèle est de $\Delta\lambda_{\text{notre modèle}} = 0.29 \text{ \AA}$, alors que celle de l'expérience est $\Delta\lambda_{\text{expér}} = 0.34 \text{ \AA}$ (la différence est d'environ 12.5%, tableau 2). Cela est un bon accord entre notre modèle et l'expérience, alors que cette largeur pour un milieu optiquement mince, diffère de l'expérience d'environ 58.8% ($\Delta\lambda_{\text{milieu mince}} = 0.14 \text{ \AA}$). Pour le rapport entre les pics ; l'accord est clair entre nos résultats et l'expérience ($R_{\text{expér}} = 1.4$ et $R_{\text{notre calcul}} = 1.34$) ; une différence non significative est observée dans le creux relatif entre nos résultats et ceux de l'expérience et même aussi pour un milieu non optiquement mince (figure 2, tableau 2).

Tableau 2 : Données spectroscopique de la raie 2p-3d de l'Al⁺¹⁰

La raie 2p-3d	C_r	R	$\Delta \lambda (\text{\AA}^\circ)$	$\lambda_0 (\text{\AA}^\circ)$
Milieu optiquement mince	0.08	1.95	0.14	52.49
Notre calcul	0.068	1.34	0.29	52.4
Résultats expérimentaux	0.22	1.4	0.34	52.4

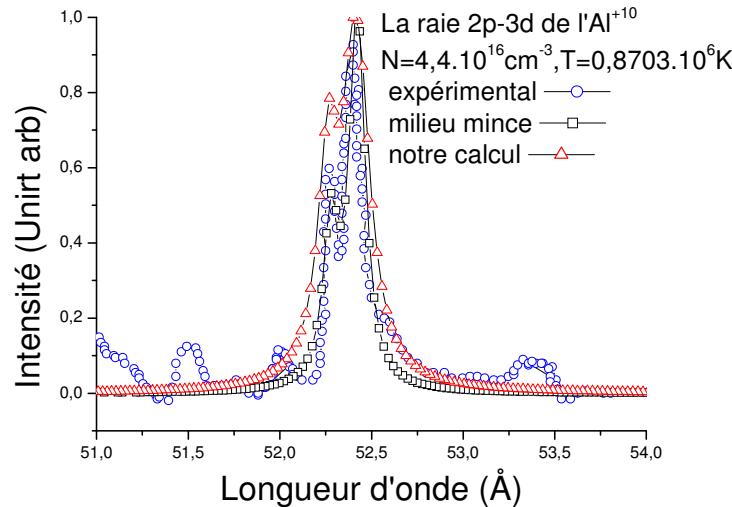


Figure 2 : la raie 2p- 3d de l'Al⁺¹⁰ à T=0,8703.10⁶K et N_e=4,4.10¹⁶cm⁻³

III.2. Plasma d'argon hydrogèneoïde Ar⁺¹⁷

Nous allons présentés l'asymétrie des profils des raies dans les plasmas non optiquement minces en fonction de l'épaisseur du milieu L et en fonction de l'angle de diffusion θ (angle polaire), pour quelques raies (Ly-α, Ly-β de l'Ar⁺¹⁷) dans quelques conditions de température et de densités électroniques des plasmas denses et chauds.

III.2.1. La raie Ly-α

III.2.1.1. Opacité et asymétrie de la raie Ly-α

A une température égale à 3.10⁶K et une densité électronique d'environ 10²⁴cm⁻³ : d'après le tableau (3) et la figure (3), nous remarquons que la largeur de la raie dans un milieu optiquement mince est 1,68eV, alors que l'effet d'opacité influe sur cette raie, dont elle devient plus large ; pour un plasma d'épaisseur de 8mm, la largeur à mi-hauteur de la raie est de 1.84, et quand l'épaisseur du milieu augmente à 2.2cm, la raie s'élargit d'environ 26.2%.

Pour le rapport entre les intensités des pics R, nous observons qu'il diminue on partant d'un milieu optiquement mince (R=2.51) vers un milieu optiquement épais ; à une épaisseur de plasma de 2.2cm le rapport R diminue d'environ 51.8% par rapport à un milieu optiquement mince. Le creux relatif C_r augmente allant d'un milieu optiquement mince vers un milieu optiquement épais ; cette augmentation est grande, elle est deux fois plus à une épaisseur de plasma de 8mm, puis elle devient presque constante pour des épaisseurs grandes que 8mm (12mm, 16mm, 22mm).

Tableau 3 : Données spectroscopique de la raie Ly-α de l'Ar⁺¹⁷ pour un plasma à plusieurs épaisseurs

L (mm)	Δω (eV)	R	C _r	ω ₀ (eV)
0	1.68	2.51	0.23	3323.14
8	1.84	1.33	0.52	3323.14
12	1.29	1.31	0.53	3323.14
18	2.04	1.24	0.53	3323.14
20	2.12	1.21	0.54	3323.14

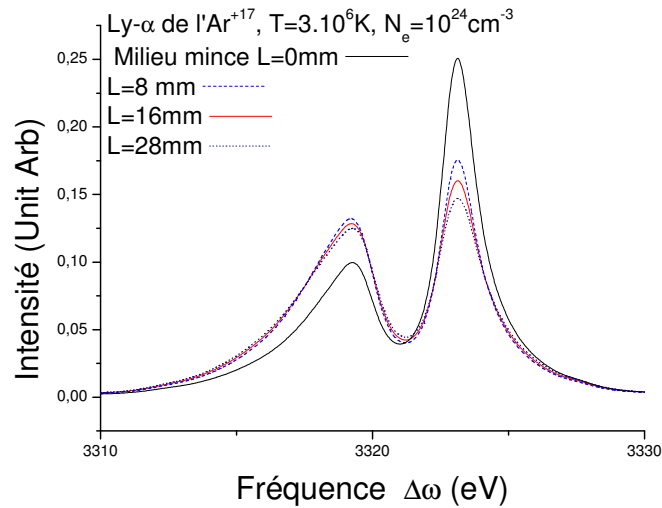


Figure 3 : Effet de l'opacité sur la raie Ly- α de l'Ar $^{+17}$

Nous avons calculé l'asymétrie de cette raie et les résultats sont donnés dans le tableau (4) et la figure (4).

Tableau (4) : asymétrie de la raie Ly- α en fonction de l'épaisseur du plasma.

L (épaisseur) mm	A max ($\Delta\omega$)	$\Delta\omega$ (eV)
0	0,19599	1,52002
8	0,14291	1,38013
28	0,12114	1,38013

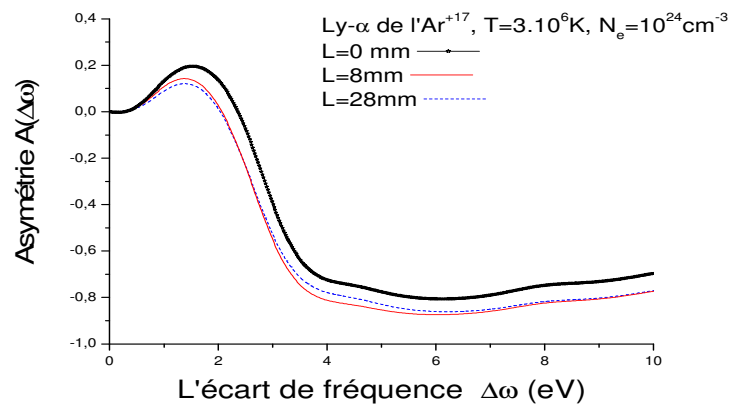


Figure 4 : Asymétrie de la raie Ly- α de l'Ar $^{+17}$ en fonction de l'épaisseur du plasma

Nous observons qu'en augmentant l'épaisseur du milieu la raie subit un élargissement à cause du phénomène d'opacité et cet élargissement augmente avec l'épaisseur (fig3). Nous remarquons que la raie devient moins asymétrique. A une épaisseur $L=8\text{mm}$, l'asymétrie $A(\Delta\omega)$ décroît d'environ 27% comparée à sa valeur dans un milieu optiquement mince ($L=0$). A l'épaisseur $L=28\text{mm}$, l'asymétrie décroît d'environ 38% (fig4, tableau 4). On remarque aussi que la position du sommet d'asymétrie se décale vers le rouge en augmentant l'épaisseur.

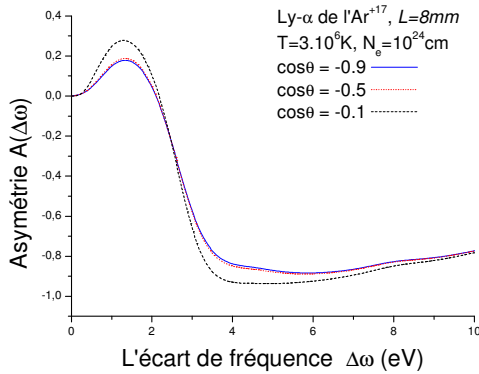
III.2.1.2 Asymétrie de la raie Ly- α en fonction de l'angle de diffusion

Pour une épaisseur donnée du milieu ($L=8mm$) et pour différentes valeurs d'angle de diffusion du rayonnement dans le plasma, nous avons calculé les profils de la raie et leurs asymétrie et nous avons obtenu les résultats motionnés dans le tableau (5) et la figure (5a). En augmentant l'angle de diffusion θ , la raie devient moins asymétrique. A une épaisseur $L=8mm$ et allant d'un angle de diffusion $\theta=95^\circ$ ($\cos \theta = -0.1$) vers $\theta=120^\circ$ ($\cos \theta =-0.5$) ; l'asymétrie $A(\Delta\omega)$ décroît d'environ 32%.

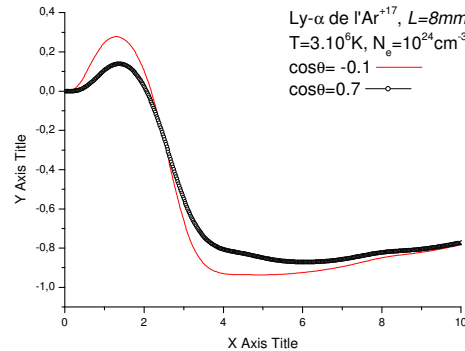
Pour $\theta=154^\circ$ ($\cos \theta = -0.9$), $A(\Delta\omega)$ décroît d'environ 35.7% (comparée à $\theta=95^\circ$). La position du sommet d'asymétrie se décale vers le bleu en augmentant θ . Mais on observe aussi que pour l'angle de diffusion $\theta < \pi/2$, l'asymétrie de la raie est inférieur que celle pour $\theta > \pi/2$ (fig 5c).

Tableau 5 : Variation d'asymétrie de la raie Ly- α de l'Ar⁺¹⁷ en fonction de l'angle de diffusion

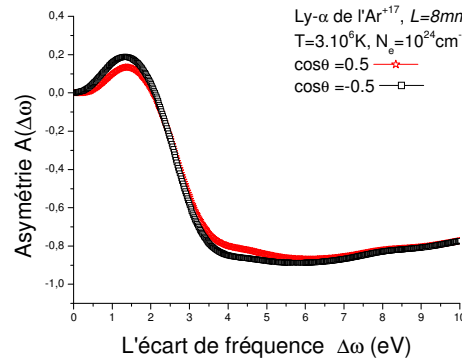
Cos θ	$A_{max}(\Delta\omega)$	$\Delta\omega$ (eV)
-0.1	0,27757	1,30981
-0.5	0,18753	1,32983
-1	0,17725	1,34985
0.5	0,13404	1,38013



(a)



(b)



(c)

Figure 5 : Asymétrie de la raie Ly- α de l'Ar⁺¹⁷ en fonction de l'angle de diffusion θ

Pour un angle de diffusion différent de zéro ($\theta=120^\circ$), l'asymétrie augmente en augmentant l'épaisseur du plasma. A une épaisseur $L=8mm$, $A(\Delta\omega) = 0.1875$ et pour $L=28mm$ l'asymétrie $A(\Delta\omega)$ augmente d'environ 29.2% ($A(\Delta\omega) = 0.2423$), (fig6). La position du sommet d'asymétrie se décale vers le rouge en augmentant l'épaisseur L .

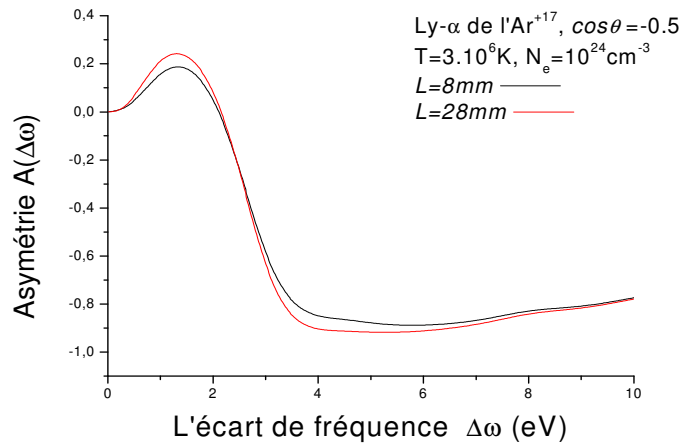


Figure 6 : Asymétrie pour un angle de diffusion $\theta=120^\circ$ et différentes valeurs d'épaisseur L

III.2.1.3. Asymétrie de la raie Ly- α dans un milieu non homogène

Dans un milieu optiquement épais et non homogène, nous avons calculé l'asymétrie du profil de raie en tenant compte de l'opacité et du gradient de température et de densité électronique le long de l'épaisseur du milieu. Nous avons remarqué que cette raie devient plus asymétrique que dans un milieu homogène. L'asymétrie augmente d'environ 32% en allant d'un milieu homogène à un milieu non homogène, et la position du sommet d'asymétrie se décale vers le rouge de 0.05eV (fig7).

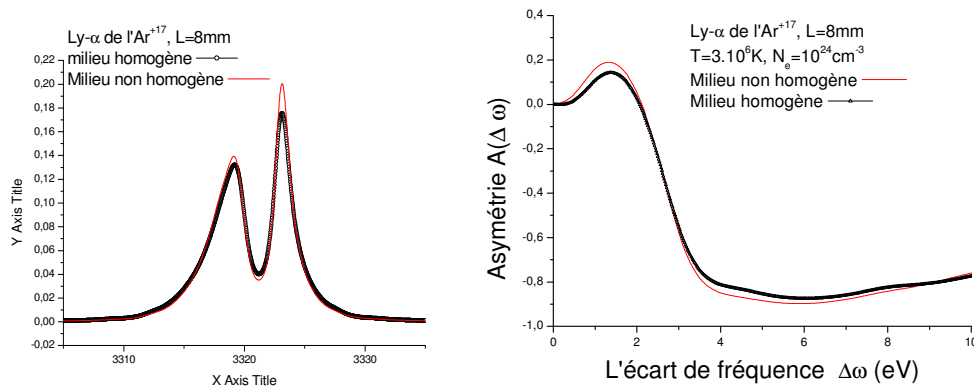


Figure 7: Asymétrie de la raie Ly- α dans un plasma non homogène

III.2.2. La raie Ly- β :

III.2.2.1 Opacité et Asymétrie de la raie Ly- β

Pour les mêmes conditions de la raie Ly- α , nous avons eu les résultats suivants sur l'effet d'opacité sur la raie Ly- β pour plusieurs épaisseurs du plasma :

D'après le tableau (6) et la figure(8), nous remarquons que cette raie est moins affectée que la raie Ly- α ; la largeur à mi-hauteur dans un milieu optiquement mince est de 21,51eV, alors qu'à une épaisseur de plasma de 1,6 cm, la raie subit un faible élargissement ($\Delta\omega=21,59\text{eV}$). Nous observons aussi que le rapport entre les intensités des pics R et le creux relatif C_r sont influencés dans le plasma où l'effet d'opacité est pris en compte, mais cette influence est faible.

Tableau 6 : Données spectroscopique de la raie Ly-β de l'Ar⁺¹⁷ pour des plasmas de plusieurs épaisseurs

L (mm)	Δω (eV)	R	C _r	ω ₀ (eV)
0	21.50	1.082	0.306	3931.49
8	21.49	1.102	0.298	3931.29
12	21.54	1.101	0.296	3931.29
16	21.59	1.100	0.295	3931.29

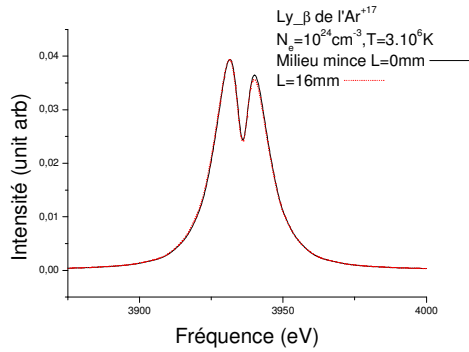


Figure 8 : Effet d'opacité sur la raie Ly-β de l'Ar⁺¹⁷

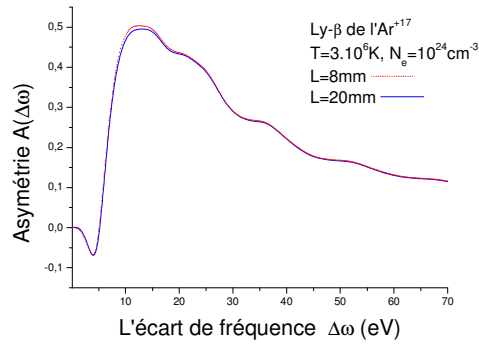
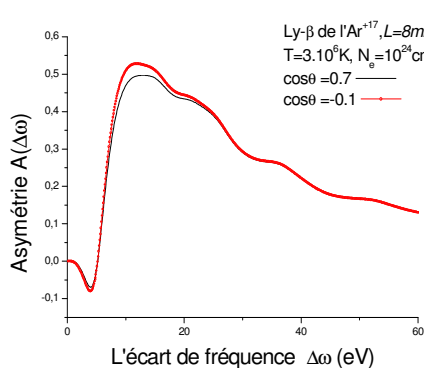


Figure 9 : Asymétrie de la raie Ly-β en fonction de l'épaisseur du plasma L

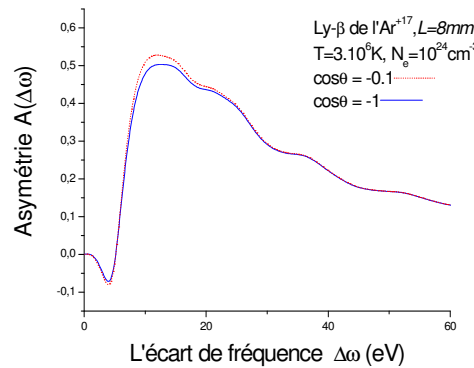
D'après la figure (9), nous remarquons aussi que près du centre de la raie l'asymétrie est nulle, elle prend des valeurs négatives puis elle augmente allant vers les ailes. Elle prend sa valeur maximale et elle décroît de nouveau allant plus loin des ailes. A une épaisseur $L=8mm$, $A(\Delta\omega) = 0.5037$, et pour $L=20mm$, $A(\Delta\omega)$ diminue d'environ 1.62% ($A(\Delta\omega) = 0.49549$). La position du sommet d'asymétrie se décale vers le rouge en augmentant l'épaisseur L (fig 9).

III.2.2.2 Asymétrie de la raie Ly-β en fonction de l'angle de diffusion

En augmentant l'angle de diffusion θ , la raie devient moins asymétrique ; à une épaisseur $L=8mm$ et allant d'un angle de $\theta=95^\circ$ vers $\theta=180^\circ$, $A(\Delta\omega)$ décroît, d'environ 4% (fig 10 b). On remarque que ; si l'angle $\theta < \pi/2$, l'asymétrie augmente en augmentant cet angle (fig 10 a). La position du sommet d'asymétrie se décale de 0.68 eV vers le rouge en augmentant l'angle de diffusion (fig 10).



(a)



(b)

Figure 10 : Opacité et asymétrie de la raie Ly-β en fonction de l'angle de diffusion

III.2.2.3 Asymétrie de la raie Ly- β dans un milieu non homogène

L'asymétrie de la raie Ly- β augmente d'environ 16% allant d'un milieu non optiquement mince et non homogène vers un milieu non optiquement mince et homogène (fig.8).

La raie Ly- β	$\Delta\omega$ (eV)	R	C_r	ω_0 (eV)
milieu homogène	21.5	1.07	0.33	3931.49
milieu non homogène	22.53	1.09	0.30	3931.49

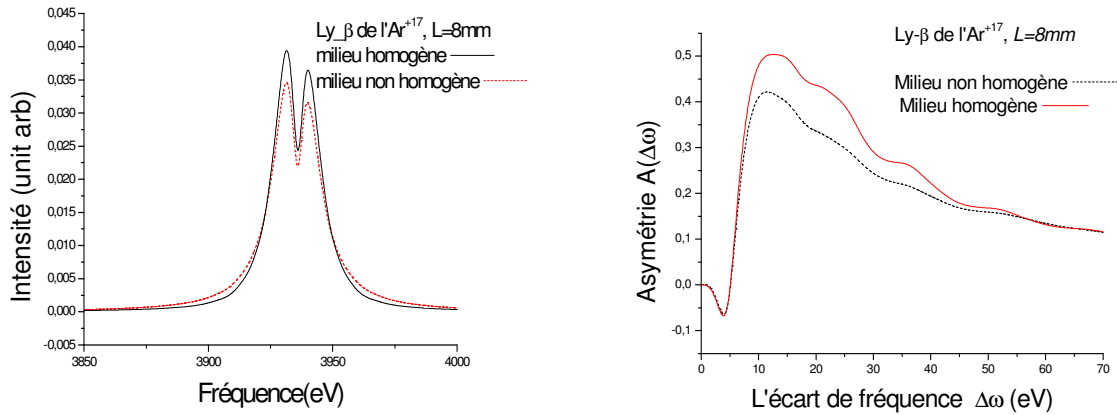


Figure 8 : Asymétrie de la raie Ly- β dans un plasma non optiquement mince et non homogène

IV. Conclusion

L'étude des milieux non optiquement minces représente une redistribution du rayonnement importante causé par l'opacité du milieu. Cette opacité cause aussi une asymétrie des profils des raies spectrales.

Nous avons remarqué qu'en augmentant l'épaisseur du milieu, les raies sont souvent plus larges et moins intenses et deviennent moins asymétriques. Nous avons observé que l'augmentation de l'angle de diffusion rend les raies moins asymétriques ; mais pour un angle de diffusion différent de zéro, l'asymétrie augmente en augmentant l'épaisseur du milieu. L'asymétrie décroît dans les milieux non optiquement minces à cause de la non homogénéité du milieu.

Il serait intéressant de traiter dans le futur l'asymétrie des raies causée par d'autres effets tels que : la structure fine, la structure fine et l'effet Stark quadripolaire, ...

REFERENCES

- [1] C. E. Siewert ; JQRST 64, 109 (2000).
- [2] A. Klisnick, P. Jeaglé, G. Jamelot, A. Carillon ; « Spectral Line Shapes », **3**, 157 Berlin (1985).
- [3] K. Chenini, F. Khelfaoui and M. T. Meftah ; « Spectral Line Shapes », **15**, AIP Conference Proceeding 1058, AIP 337, Spain (2008).
- [4] K. Chenini ; "Thèse de Doctorat" ; Université Kasdi Merbah Ouargla, (Juin 2011).
- [5] K. Chenini, F. Khelfaoui and M. T. Meftah ; « Spectral Line Shapes », **11**, AIP Conference Proceeding **559**, AIP 36, Berlin (2000).
- [6] R. D. Cowan and G. H. Dieke, Rev of Modern Phys, **20**, N° 2, 418 (1948).
- [7] H- K. Chung, D. H. Cohen, J. J. MacFarlane, J. E. Bailey, P. Wang and G. A. Moses ; JQRST **65**, 135 (2000).
- [8] H. Amamou, A. Bois, B. Ferhat, R. Rodon, B. Rossetto and P. Matheron ; JQRST **75**, 747 (2002).
- [9] R. C. Mancini and C. F. Hooper ; Rev. Sci. Instrum **61** (10), (1990).

- [10] S. J. Rose ; J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys., **25**, 1667 (1992).
- [11] A. H. Khelifaoui and D. Bennaceur ; Phys. Plasma, **4**, 4409 (1997).
- [12] D. P. Kilcrease, R. C. Mancini and C. F. Hooper ; Jr. Phys. Rev. E, **48**, 3901 (1993).
- [13] S. Sorge and S. Günter ; Eur. Phys. J., **D12**, 369 (2000).
- [14] C. Stehlé, D. Gilles and A. V. Demura; Eur. Phys. J. D, **12**, 355 (2000).
- [15] K. Chenini, F. Khelifaoui, S. Guerricha, S. Chihi, A. Ouahab and M. T. Meftah ; Contrib. Plasma. Phys., **51**, N° 1, 34 (2011).
- [16] I. E. Golovkin and R. C. Mancini ; JQRST, **65**, 273 (2000).
- [17] A. Calisti, F. Khelifaoui R. Stamm et B. Talin and R. W. Lee ; Phys. Rev. A, **42**, 5433 (1990).