

Émission X des ions creux

Y. Aouad, F.B. Rosmej, P. Angelo et E. Galtier

*Université Pierre et Marie Curie UPMC, UMR 7605, LULI, case 128, Site « Le Raphael »,
4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, École Polytechnique, Laboratoire pour l'Utilisation
des Lasers Intenses, PAPD, 91128 Palaiseau, France*

Résumé. Les ions creux sont des ions ayant une couche interne vide ; ceux étudiés ici sont du type (K^0L^N). L'émission de ces ions peut s'échapper d'un plasma, même très dense (ex : fusion inertielle à une densité de 10^{26} cm⁻³) : la couche K étant vide, le niveau fondamental (K^1L^{N-1} , niveau multiplement excité) est donc faiblement peuplé (même dans un plasma dense). Ce rayonnement ouvre de nouvelles voies pour la recherche en physique atomique et offre un moyen de diagnostic des plasmas denses. Excitée par un rayonnement externe (ex : XFEL, laser X à électrons libres, ...), l'émission des ions creux peut aussi permettre d'étudier un régime à haute densité mais à faible température (ex : plasma fortement couplé, matière dense et tiède (Warm Dense Matter), ...). Pour étudier la structure relativiste (LSJ) de la physique atomique (énergies, longueur d'onde, taux radiatives, taux d'autoionisation) qui permet de déduire les caractéristiques du rayonnement des ions creux, nous avons considéré le cas particulier des ions creux de Magnésium, pour les configurations K^0L^N .

1. INTRODUCTION

Les plasmas créés par laser de puissance ont des conditions de températures et densités très variées, qui conduisent à une émission de rayonnement dans une large gamme du spectre électromagnétique. Parmi les régimes rencontrés en "Fusion par confinement inertiel", il en existe un correspondant au rayonnement X émis ou absorbé sous des conditions de forte densité (de l'ordre de la densité du solide) et des températures relativement basses (quelques dizaines d'eV). Ce régime, (plasmas fortement couplés, i.e. tels que le paramètre de couplage ion-ion $\Gamma_{ii} \propto \frac{Z^2 n_i^{1/3}}{T_i} > 1$, Γ_{ii} représente le rapport entre l'énergie d'interaction coulombienne entre deux ions de charge Z et l'énergie d'agitation thermique ionique ; n_i et T_i représentent respectivement la densité et la température ionique) n'est pas très bien compris, principalement parce qu'il se prête peu aux diagnostics (très peu de rayonnement X émis à basse température). Pour étudier le régime des plasmas fortement couplés, une solution [1] consiste à créer une population ionique émettant un rayonnement X à basse température. La population ionique qui peut avoir cette propriété est celle des "ions creux" de configuration K^0L^N [2]. Ces ions ont déjà été identifiés, via leur émission radiative, dans des expériences d'interaction de faisceaux d'ions avec une surface métallique [3–5], dans des plasmas produits par laser optique [6–9] ainsi que dans des simulations de plasmas créés par laser X [1]. Le rayonnement X (transitions : $n = 2 \rightarrow n = 1$) issu des ions creux est très peu absorbé par le milieu et s'échappe d'un plasma même très dense. Cette propriété ouvre de nouvelles voies dans la recherche en physique atomique [10, 11] et offre un moyen de diagnostic des plasmas denses et tièdes (WDM : Warm Dense Matter).

2. SIMULATIONS NUMÉRIQUES DE LA PHYSIQUE ATOMIQUE DES IONS CREUX

2.1. Utilisation du code FAC

Les résultats des simulations numériques donnés ci-dessous sont obtenus à partir du code FAC [12]. Pour étudier les satellites diélectroniques des transitions s'effectuant à partir d'un niveau autoionisant,

nous avons ajouté dans les calculs, les facteurs $Q_{ji,k}$ et K_{ji} [13] :

- $Q_{ji,k} = \frac{g_j A_{ji} \Gamma_{jk}}{\sum_l A_{jl} + \sum_m \Gamma_{jm}}$: facteur d'intensité des satellites diélectroniques pour la transition $j \rightarrow i$ issue de la capture diélectronique pour la formation du niveau j .
- $K_{ji} = \frac{A_{ji}}{\sum_l A_{jl} + \sum_m \Gamma_{jm}}$: facteur de branchement donnant la probabilité que la désexcitation s'effectue par transition radiative du niveau j vers le niveau i .

où g_j est le poids statistique du niveau j , A_{ji} et Γ_{jk} correspondants au taux radiatif de la transition $j \rightarrow i$ et au taux d'autoionisation du niveau j vers le niveau k , respectivement. Nous avons comparé les résultats de nos calculs avec ceux donnés par le code "MZ" [14]. Le tableau 1 montre quelques exemples de comparaisons de raies issues des transitions $K^0 L^2 \rightarrow K^1 L^1 + \hbar\omega$ (satellites diélectroniques de la raie Ly_α) pour le magnésium (Mg, $Z = 12$) héliumöide (deux électrons).

Tableau 1. Quelques exemples de comparaisons des deux méthodes (FAC (1^{ère} ligne) / MZ (2^{ème} ligne)) de calcul des satellites diélectroniques correspondant à des niveaux doublement excités $2l2l'$ de Mg^{10+} .

	j	i	g_j	g_i	λ_{ji} [m]	A_{ji} [s^{-1}]	Γ_{ji} [s^{-1}]	K_{ji}	$Q_{ji,k}$ [s^{-1}]
R1 : $2p^2$	$^3P_1 \rightarrow 1s^1 2p^1$	3P_1	3	3	8.5315D-10	5.47D+12	6.36D+08	2.58D-01	4.7644D+08
					8.5329D-10	6.11D+12	0.00	2.58D-01	0.0000
R2 : $2p^2$	$^3P_0 \rightarrow 1s^1 2p^1$	3P_1	1	3	8.5327D-10	2.19D+13	1.21D+11	9.94D-01	1.2050D+11
					8.5347D-10	2.44D+13	1.48D+11	9.93D-01	1.4735D+11
R3 : $2p^2$	$^3P_1 \rightarrow 1s^1 2p^1$	3P_2	3	5	8.5341D-10	9.12D+12	6.36D+08	4.16D-01	7.9449D+08
					8.5355D-10	1.02D+13	0.00	4.16D-01	0.0000
R4 : $2p^2$	$^1D_2 \rightarrow 1s^1 2p^1$	1P_1	5	3	8.5481D-10	2.07D+13	2.77D+14	6.94D-01	9.6060D+13
					8.5516D-10	2.44D+13	3.08D+14	7.35D-01	1.1320D+14
R5 : $2s^2$	$^1S_0 \rightarrow 1s^1 2p^1$	1P_1	1	3	8.6668D-10	5.30D+12	2.75D+14	1.89D-02	5.1958D+12
					8.6697D-10	5.04D+12	3.06D+14	1.62D-02	4.9548D+12
R6 : $2s^2$	$^1S_0 \rightarrow 1s^1 2p^1$	3P_1	1	3	8.6097D-10	4.89D+10	2.75D+14	1.74D-04	4.7951D+10
					8.6145D-10	5.22D+10	3.06D+14	1.68D-04	5.1354D+10

2.2. COMMENTAIRES

2.2.1. Taux radiatif et taux d'autoionisation "Γ"

Les valeurs des taux radiatifs A_{ji} (coefficients d'Einstein) montrent un bon accord entre les deux codes. Le taux Γ_{jk} est probablement plus précis dans le cas du code "FAC", parce qu'il est calculé de façon relativiste, en tenant compte de l'interaction de configuration [15]. Le tableau montre aussi que le code "FAC" prend en compte le terme Breit pour le calcul des transitions non-radiatives (autoionisation) alors que le code "MZ" néglige ce terme pour le même calcul (cas des raies R1 et R3).

Enfin la transition R6 (raie d'intercombinaison, i.e correspondant à $\Delta S = 1$) montre à la fois que les codes "FAC" et "MZ" prennent en compte, l'interaction de configuration (transitions à deux électrons permises) et le couplage intermédiaire (transitions dipolaires avec $\Delta S = 1$ permises).

2.2.2. Longueurs d'ondes

Il y a une différence de l'ordre de $0.007 \times 10^{-10} m$ entre les longueurs d'onde données par "FAC" et celles données par "MZ". Cet écart s'explique par le fait que dans "FAC", les fonctions d'ondes pour n (nombre quantique principal) plus grand que 3 ne sont pas prises en considération (pour la configuration d'ions creux $K^0 L^2$); par conséquent, les valeurs données par le code "MZ" [14] sont plus précises.

2.2.3. Représentation graphique et commentaires

La figure 1 est une représentation graphique des facteurs $g_i A_{ij}$ (en rouge), K_{ji} (en bleu) et $Q_{ji,k}$ (en vert) pour le magnésium héliumöide (2 électrons liés). Ces facteurs sont tracés avec les distributions

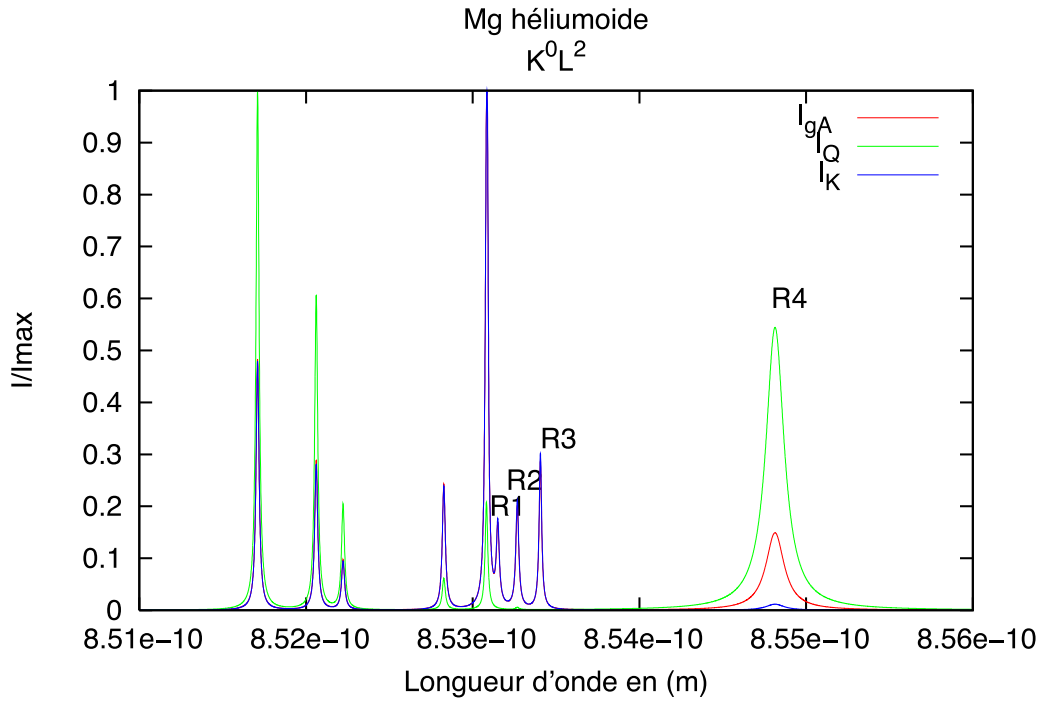


Figure 1. Spectre des raies satellites diélectroniques de Mg^{10+} pour les configurations doublement excitées “212l” avec un profil de Lorentz pour les différentes transitions de la forme $K^0L^2 \rightarrow K^1L^1 + \hbar\omega$ (chacune des trois courbes (I_{gA} , I_Q , I_K) est normalisée par rapport à son maximum (I/I_{max})).

spectrales suivantes :

$$I_{gA}(\omega) = \sum_j \sum_i \hbar\omega_{ji} \times g_j A_{ji} \times \Phi_L(\omega, \omega_{ji}) \quad (1)$$

$$I_K(\omega) = \sum_j \sum_i \hbar\omega_{ji} \times g_j \times K_{ji} \times \Phi_L(\omega, \omega_{ji}) \quad (2)$$

$$I_Q(\omega) = \alpha \sum_k \sum_j \sum_i n_e \times n_k \times Q_{ji,k} \times \frac{\exp(-E_{jk}/T_e)}{T_e^{3/2}} \times \Phi_L(\omega, \omega_{ji}) \quad (3)$$

où $I_{gA}(\omega)$ (provenant du facteur $g_i A_{ji}$) est une distribution statistique, car chaque niveau “j” est affecté par son poids statistique g_j à la place d’une densité n_j .

A_{ji} et ω_{ji} sont respectivement le coefficient d’Einstein et la pulsation de la transition ($j \rightarrow i$).

$K_{ji}(\omega)$ (provenant du facteur K_{ji}) permet de savoir quels sont les photons ($\hbar\omega_{ji}$) qui ont une grande probabilité (K_{ji} grands) de réémission après absorption (ion).

$Q_{ji,k}(\omega)$ (provenant du facteur $Q_{ji,k}$) [15] indique quels sont les satellites diélectroniques qui ont une forte intensité (ceux issus des niveaux caractérisés par de grands taux de capture diélectronique). E_{kj} représente l’énergie de la capture diélectronique, T_e la température électronique et $\alpha = 1.656 \times 10^{-22} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Ce calcul est réalisé pour des profils de “Lorentz” $\Phi_L(\omega, \omega_{ji})$ (la largeur d’un profil de “Lorentz” permet de distinguer facilement les raies d’intercombinaison (“faible” taux radiatif) des raies de

résonance (“grand” taux radiatif). La température électronique est de 100 eV, les densités n_e et n_k sont égales à 1 (le but consiste à observer la distribution spectrale des raies et de repérer les régions qui sont potentiellement intéressantes pour le diagnostic).

Le spectre montre d’une part, un groupe de trois raies (R1, R2, R3) (figure et tableau 1) caractérisées par un facteur $Q_{ji,k}$ négligeable et un grand facteur K_{ji} et d’autre part, une autre raie (R4) (figure et tableau 1) caractérisée par un grand facteur $Q_{ji,k}$ et un petit facteur K_{ji} (cette raie est appelée dans la littérature “satellite J”). Les raies (R1, R2, R3) sont issues du triplet (multiplicité de spin égal 3) ($2p^2 - [^3P]$) tandis que la raie (R4) est issue du niveau singulet (multiplicité de spin égal 1) ($2p^2 - [^1D_2]$).

Dans un plasma peu dense, les niveaux “2121” (héliumoïde) sont généralement peuplés par la capture diélectronique à partir de l’état fondamental des ions hydrogénoïdes (l’état $1s^1 -^2 S_{1/2}$) [16]. Les niveaux triplet 3P ($2p^2$ et $2s^1 2p^1$) sont caractérisés par un petit taux de capture diélectronique ($\langle DR \rangle \propto Q_{R1,R2,R3}$) (voir tableau 1) et donc une faible intensité pour les satellites diélectroniques issues de ces niveaux à basse densité (faiblement peuplés à basse densité). Pour des densités élevées ($n_e \geq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), la production des niveaux triplet 3P par excitation collisionnelle à partir des niveaux métastables ($1s^1 2p^1 \ ^3P$) et des niveaux doublement excités ($2l2l'$) est importante et conduit à une augmentation de la population triplet 3P et par conséquent à une augmentation de l’intensité des satellites diélectroniques issues de cette population. Cette propriété des niveaux triplet 3P (un taux d’autoionisation relativement faible et un taux de désexcitation radiatif grand) les rend fortement sensibles à la densité électronique et le diagnostic de la densité (plasma dense) à partir des raies issues de ces niveaux devient possible [16].

3. CONCLUSION

Le rayonnement des ions creux $K^0 L^n$ est facile à identifier (pour le magnésium) parce qu’il est bien séparé des autres transitions et qu’il est localisé entre la raie Lyman-alpha et la raie Hélium-alpha pour $n \geq 2$. Ce rayonnement est essentiel pour la détermination des paramètres des plasmas (densité, température) denses et tièdes (Warm Dense Matter) et de façon générale les plasmas fortement couplés $\Gamma_{ii} > 1$.

Références

- [1] F.B. Rosmej, R. W. Lee, Europhys. Lett. **77**(2007) 24001
- [2] F.B. Rosmej, A.YA. Faenov, et al., JQSRT **65**(2000) 477
- [3] I.A. Armour, et al., J. Phys. B : Atom. Mol. Opt. Phys. **13** (1980) 2701
- [4] J.-P. Briand, et al., Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 159
- [5] I.A. Armour, B.C. Fawcett, J.D. Silver, E. Träbert, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **13** (1980) 2701
- [6] J. Abdahllah, et al., Quantum Electronics. **30** (2000) 964
- [7] A.Ya. Faenov et al, Physica Scripta. **T80** (1999) 536
- [8] F.B. Rosmej et al, J. Phys. B. Lett. At. Mol. Opt. Phys. **32**, (1999) L107
- [9] A.M. Urnov, et al., JETP Letters **67** (1998) 489
- [10] F.B. Rosmej, et al., Nuc. Instrum. Methods A **464** (2001) 257
- [11] (a) F.B. Rosmej, J. Phys. B Lett. : Atom. Mol. Opt. Phys. **30** (1997) L819 ; (b) F.B. Rosmej. Europhys. Lett. **76** (2006) 1081
- [12] M. F. Gu*, FAC 1.1.0 Manual

- [13] F.B. Rosmej, “X-ray emission spectroscopy and diagnostics of non-equilibrium fusion and laser produced plasmas” in “Handbook for Highly Charged Ions Physics”, editors Y. Zou, F. Currell, S. Hagmann, I. Martinson, R. Hutton, Taylor and Francis 2009
- [14] F.F. Goryayev, A.M. Urnovand, L.A. Vainshtein, Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow 119991, Russia (2007)
- [15] F.B. Rosmej, et al., Phys Rev A **63** (2001) 032716
- [16] Y. Aouad, Rapport de stage de M2 (2008)