

Spectres d'absorption X dans les plasmas femtosecondes

S. Bastiani-Ceccotti¹, P. Audebert¹, P. Renaudin², C. Chenais-Popovics¹,
J.P. Geindre¹, S. Tzortzakis¹, V. Nagels-Silvert¹, R. Shepherd³,
I. Matsushima⁴, S. Gary², F. Girard², O. Peyrusse⁵ et J.C. Gauthier⁵

¹ LULI, UMR 7605, CNRS-CEA, École Polytechnique, Université Paris VI,
91128 Palaiseau, France

² Commissariat à l'Énergie Atomique, 91680 Bruyères-le-Châtel Cedex, France

³ LLNL, University of California, Livermore, CA 94550, USA

⁴ AIST, Umezono, Tsukuba 3058568, Japan

⁵ CELIA, UMR 5107, CNRS-CEA, Université Bordeaux 1, 33405 Talence, France

Résumé. Nous avons mesuré le spectre d'absorption en couche K de plasmas d'aluminium à haute densité. Deux faisceaux de la chaîne laser femtoseconde 100 TW du LULI (de durée 300 fs) ont été utilisés pour produire le plasma absorbant sur une feuille mince d'Al (830 Å ou 500 Å), et la source de radiographie sur du samarium massif. Les spectres X étaient résolus spatialement dans une direction perpendiculaire à la direction de la dispersion spectrale. Les spectres ont été mesurés pour différents retards entre la source de radiographie et le plasma d'Al. Des simulations des spectres et de l'ionisation en fonction du temps et de l'intensité, obtenues au moyen de codes hydrodynamiques et de structure atomique, montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux.

1. INTRODUCTION

Il est maintenant bien connu que l'interaction d'un laser bref et d'intensité modérée (inférieure à 10^{16} W/cm²) avec une cible solide permet de produire un plasma de très forte densité électronique, du fait de l'expansion hydrodynamique limitée de la matière [1]. L'étude de l'absorption du rayonnement X par ces plasmas est particulièrement intéressante pour la validation des modèles théoriques utilisés dans les codes de simulation, tant pour les équations d'état que pour la physique atomique.

Dans cette expérience, nous avons mis en œuvre différentes techniques afin de minimiser la dépendance des résultats des différents paramètres expérimentaux. Une source de radiographie ultrabrève permet d'obtenir une bonne résolution temporelle (quelques ps). L'utilisation d'une feuille mince pour la création du plasma absorbant permet d'obtenir un milieu homogène sur toute l'épaisseur de la feuille [2,3]. Finalement, en couplant la résolution spatiale le long de la tache focale à la résolution spectrale, on peut mesurer le gradient radial d'ionisation.

La comparaison des spectres mesurés aux spectres calculés par les codes nécessite la connaissance des conditions de densité et température du plasma. Ces paramètres sont, en général, issus des simulations hydrodynamiques, mais la possibilité d'en avoir une mesure expérimentale indépendante du diagnostic spectroscopique permet une interprétation des données expérimentales plus sûre et une validation des codes de physique atomique beaucoup plus fiable. Nous avons donc utilisé un diagnostic d'interférométrie dans le domaine des fréquences (FDI) [4] pour avoir une mesure de l'expansion hydrodynamique du plasma en fonction du temps. L'avantage principal de cette technique est de permettre la détermination de la température électronique initiale du plasma indépendamment du diagnostic spectroscopique.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'expérience a été réalisée sur l'installation « 100 TW » du LULI (1.06 μm en longueur d'onde, 300 fs de durée d'impulsion), dotée d'un compresseur sous vide, qui fournit une impulsion de 20 J maximum sur cible, et d'un compresseur à l'air, qui fournit environ 5 J sur cible. En fin de chaîne, un miroir déformable permet de corriger le front d'onde de l'impulsion à chaque tir. On obtient alors une tache focale spatialement homogène et reproductible. Le contraste entre l'impulsion principale et l'ASE (l'émission spontanée amplifiée) est 10^{-7} en intensité.

La figure 1 montre le schéma de principe du montage. Un des faisceaux de la chaîne (faisceau de chauffage, polarisé p) est focalisé sur une tache elliptique (180 μm dans le plan d'incidence et 60 μm dans la direction orthogonale) et crée le plasma absorbant sur une feuille mince d'aluminium (500 ou 830 \AA d'épaisseur). L'angle d'incidence du faisceau sur la cible est de 15° .

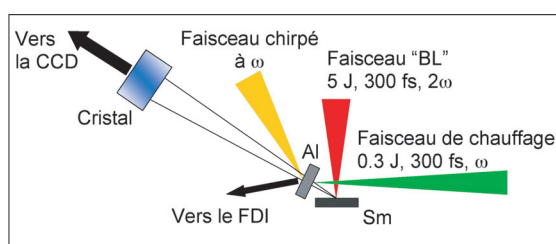


Figure 1. Principe de l'expérience d'absorption.

Un deuxième faisceau (faisceau « BL ») est focalisé par une parabole hors-axe et sert à créer la source de radiographie sur une cible de samarium. Cette source a été caractérisée dans une campagne précédente [5]. Ici, nous rappelons seulement que son spectre est continu entre 7.5 et 8.5 \AA , et sa durée est d'environ 4 ps, avec une taille de la source d'environ 10 μm . Une ligne à retard permet de radiographier le plasma absorbant à différents instants après sa création, les deux faisceaux (chauffage et BL) ayant été synchronisés grâce à une caméra à balayage de fente avec une précision de quelques picosecondes. Enfin, un troisième faisceau, chirpé (15 ps de durée), constitue le diagnostic de FDI, après réflexion sur la face arrière de la cible et passage dans un interféromètre de Mach-Zehnder.

Les spectres d'absorption sont enregistrés grâce à un spectromètre couplé à une caméra CCD 1024×1024 à 16 bits de dynamique. Le spectromètre est constitué par un cristal tronconique de KAP, dans une géométrie de projection et transport d'image (figure 2). On utilise un cristal conique, dont l'intérêt est de générer le long de l'axe de dispersion une ligne focale perpendiculaire à l'axe plasma-détecteur. Le cristal fait l'image du point source et du plasma, et la CCD est placée au-delà du point image. Le grandissement de la projection peut être réglé en faisant varier la distance L entre le détecteur et l'image du point source ($G = L/d = 30$ dans la configuration utilisée). La résolution spectrale a été estimée à 8 m\AA et la résolution spatiale à 7 μm .

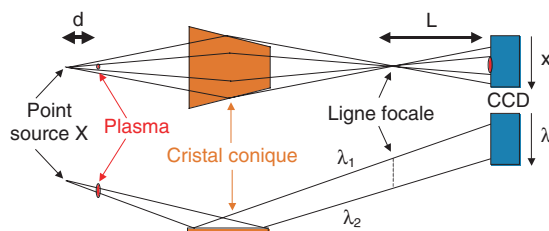


Figure 2. Schéma de principe de la spectroscopie d'absorption par projection et transport d'image. $L = 90$ mm, $d = 3$ mm.

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La figure 3 montre une série de spectres d'absorption obtenus sur des cibles d'aluminium d'épaisseur 830 Å (fig. 3a) et 500 Å (fig. 3b), pour une intensité laser de $3 \cdot 10^{15}$ W/cm², à différents instants après le début du chauffage. Pour la feuille de 830 Å, les spectres montrent que la recombinaison du plasma est rapide, avec une « stagnation » de l'état de charge pour des temps relativement longs, au moins jusqu'à 15 ps. A 3 et à 7 ps, on observe à la périphérie de la tache focale du faisceau de chauffage la discontinuité K de la feuille d'Al froide (K-edge froid), situé à 7,95 Å. Pour des longueurs d'onde plus petites, la raie d'absorption 1s-3p néonoïde à 7,88 Å est visible sur le bord de la tache focale, et n'est pas visible au centre de la tache. Ces différentes observations reflètent l'évolution de l'intensité laser dans la tache focale, des bords jusqu'au centre, et démontrent l'importance de la résolution spatiale pour l'interprétation des résultats.

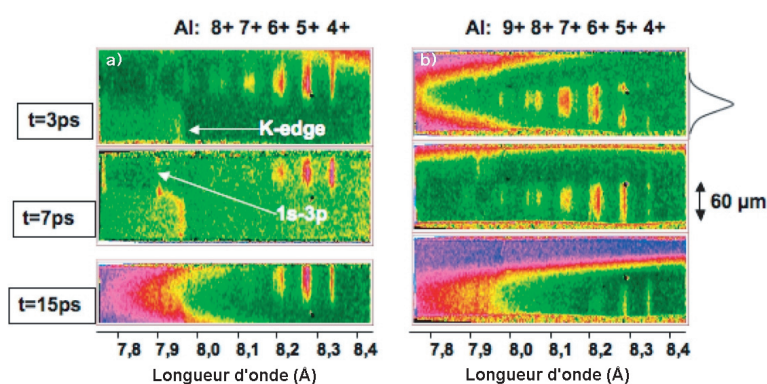


Figure 3. Spectres d'absorption (en fausses couleurs) résolus spatialement pour une cible de 830 Å (a) et de 500 Å (b) d'aluminium à $3 \cdot 10^{15}$ W/cm² et à différents instants après le début du chauffage. La distribution spatiale de l'intensité laser dans la tache focale et l'échelle spatiale sont indiquées sur la droite de la figure.

Dans le cas de la feuille de 500 Å d'épaisseur, le plasma créé sur la cible devient plus chaud que celui créé sur la feuille de 830 Å, comme le montre le déplacement vers les états de charge plus élevés du barycentre de la distribution ionique. De plus, on peut remarquer qu'on observe très nettement sur les deux premiers spectres de la fig. 3b) le profil radial des ions de bas état de charge (Al⁴⁺ et Al⁵⁺), qui, comme l'on s'y attend, disparaissent au centre de la tache focale, là où l'intensité est la plus élevée et donc le plasma est le plus chaud.

4. ANALYSE ET DISCUSSION

La température électronique au pic de l'impulsion laser a été déduite des mesures du FDI. Le déphasage du faisceau laser chirpé réfléchi par la face arrière de la cible (fig. 1) dépend essentiellement de la vitesse de la surface critique, qui est liée à la température électronique. A travers un modèle d'expansion hydrodynamique isotherme [6,7], on peut calculer ce déphasage en prenant la température initiale comme seul paramètre ajustable. L'hypothèse d'expansion isotherme est justifiée par des simulations hydrodynamiques effectuées avec le code MULTI-fs [8], qui montrent une température spatialement uniforme à l'intérieur du plasma en expansion. Pour les deux épaisseurs des feuilles d'aluminium, la température initiale déduite était de 50 ± 5 eV.

Chaque spectre d'absorption obtenu pour un temps donné au centre de la tache focale a été analysé avec le code de physique atomique HULLAC [9], et la distribution de charge ionique a été déterminée grâce à un algorithme génétique [10]. Les populations relatives des états d'ionisation de charge 4+ à

9+ ont été encodés dans un « chromosome » binaire à 30 bits. Une population de 100 chromosomes était suffisante pour que l'algorithme converge rapidement. Un des résultats obtenus est montré sur la figure 4, pour le cas de la cible de 500 Å d'épaisseur. Le meilleur accord avec les calculs est également montré sur la figure. Tous les spectres ont été analysés avec la même méthode, permettant d'obtenir l'évolution temporelle de l'ionisation moyenne. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5 (cercles).

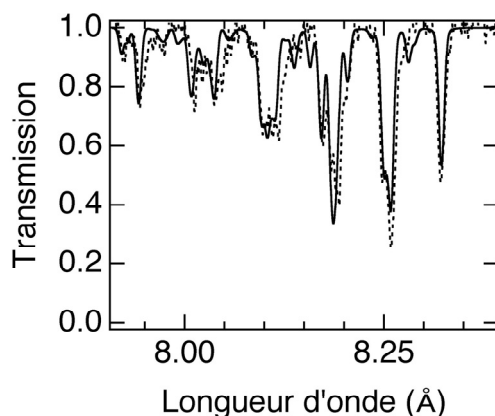


Figure 4. Spectre d'absorption mesuré pour une cible de 500 Å d'aluminium, à $3 \cdot 10^{15}$ W/cm², 7 ps après le début du chauffage (en pointillé). Le spectre calculé (trait continu) est montré pour comparaison.

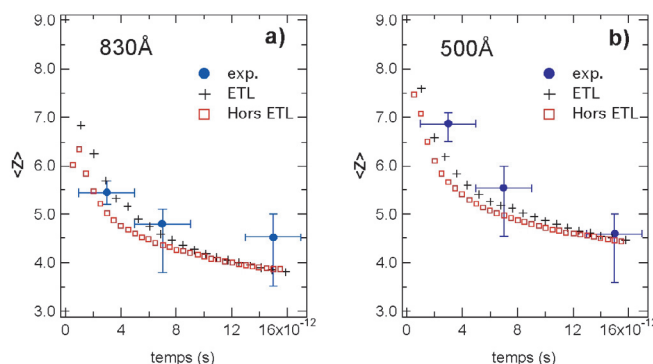


Figure 5. Evolution temporelle du Z^* mesuré pour une cible de 830 Å d'épaisseur à $3 \cdot 10^{15}$ W/cm² comparée aux simulations numériques à deux positions à l'intérieur de la feuille. Les barres d'erreur horizontales prennent en compte la durée du backlighter et l'incertitude sur le « temps zéro » de l'expérience (coïncidence temporelle entre le faisceau de chauffage et le faisceau BL). Les barres d'erreur verticales apparaissent essentiellement à cause du fait que l'état d'ionisation $Z = 3$ n'a pas de signature spectroscopique dans l'absorption $1s-2p$.

Nous avons aussi effectué des simulations hydrodynamiques avec le code MULTI-fs couplé au code de physique atomique AVERROES/TRANSPEC [11]. Les taux collisionnels et radiatifs sont calculés avec le code AVERROES, basé sur le formalisme des superconfigurations, avec les paramètres hydrodynamiques donné par MULTI. Les populations et la charge moyenne sont ensuite calculées en fonction du temps par le code collisionnel-radiatif TRANSPEC en utilisant les données d'AVERROES.

La figure 5 montre l'évolution temporelle de l'ionisation moyenne pour les deux épaisseurs de feuille étudiées, à l'ETL et hors-ETL. L'état d'ionisation, hautement transitoire, donné par TRANSPEC à l'ETL suit globalement les données expérimentales.

5. CONCLUSIONS

Nous avons mesuré la dynamique de recombinaison à l'échelle picoseconde de feuilles d'aluminium chauffées par un laser femtoseconde à intensité modérée. L'importance de la résolution spatiale dans la direction radiale est bien mise en évidence par les spectres mesurés, qui montrent une très sensible évolution de leur structure en allant de la périphérie jusqu'au centre de la tache focale. Un diagnostic de FDI nous a permis de déduire la température électronique du plasma indépendamment des mesures spectroscopiques. Nous avons ainsi pu mesurer une température initiale de 50 eV pour le plasma créé sur les feuilles d'Al de 830 Å et de 500 Å d'épaisseur à $3 \cdot 10^{15}$ W/cm². Ces résultats seront prochainement croisés avec la densité déduite du calcul de la largeur des raies $1s-3p$ dans les spectres d'absorption.

Remerciements

Nous tenons à remercier toute l'équipe technique du laser 100 TW pour leur assistance, le « Service des cibles » du CEA/Valduc et le Lawrence Livermore National Laboratory (Livermore, CA, USA) pour la préparation des cibles. Nous remercions également C. Blancard et G. Faussurier pour les nombreuses et fructueuses discussions. Ce travail a été partiellement financé par le contrat Région Ile-de-France n°1127.

Bibliographie

- [1] R. Sheperd, R. More, B. Young, D. Price, R. Walling, A. Osterheld, R. Stewart et T. Kato, *JQSRT* **58** (1997) 911.
- [2] J.P. Matte, J.C. Kieffer, S. Ethier, M. Chaker et O. Peyrusse, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 1208.
- [3] F.B. Rosmej, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **30** (1997) L819.
- [4] P. Blanc, P. Audebert, F. Falliès, J.P. Geindre, J.C. Gauthier, A. Dos Santos, A. Mysyrowicz et A. Antonetti, *J. Opt. Soc. Am. B* **13** (1996) 118.
- [5] C. Chenais-Popovics, F. Dorchies, P. Audebert, V. Nagels, J.P. Geindre, J.C. Gauthier, O. Peyrusse, S. Gary et F. Girard, *J. Phys. IV France* **108** (2003) 137; P. Audebert, V. Nagels, J.P. Geindre, F. Dorchies, O. Peyrusse, S. Gary, F. Girard, R. Shepherd, J.C. Gauthier et C. Chenais-Popovics, *JQSRT* **81** (2003) 19.
- [6] J.P. Geindre, P. Audebert, S. Rebibo et J.C. Gauthier, *Opt. Lett.* **26** (2001) 1612.
- [7] C. Quoix, G. Hamoniaux, A. Antonetti, J.C. Gauthier, J.P. Geindre et P. Audebert, *JQSRT* **65** (2000) 455.
- [8] K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel et S. Hüller, *Phys. Rev. E* **62** (2000) 1202.
- [9] A. Bar-Shalom, M. Klapisch et J. Oreg, *JQSRT* **71** (2001) 169.
- [10] I.E. Golovkin, R.C. Mancini, S.J. Louis, R.W. Lee et L. Klein, *JQSRT* **75** (2002) 625.
- [11] O. Peyrusse, *J. Phys. B* **33** (2000) 4303.