Le laser X-UV au stade de ses premières applications

Ph. Zeitoun, F. Albert, A. Carillon, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, D. Ros, B. Rus⁽¹⁾ et S. Sebban

Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, Bâtiment 350, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

Résumé: Les qualités du laser X-UV du LSAI/LULI, en particulier sa brillance de 10^{26} p.mrad⁻²mm⁻²s⁻¹, alliées à la maîtrise de son fonctionnement, en font un outil puissant et flexible pour de nombreuses applications en imagerie, en physique du solide, etc. Les résultats nouveaux obtenus sur la luminescence montrent l'intérêt de cette nouvelle source X-UV.

1. INTRODUCTION

Les progrès effectués depuis quelques années sur la connaissance et le contrôle du laser X-UV du LSAI/LULI en font une source de rayonnement X-UV, flexible et exceptionnelle. Contrairement à la plupart des lasers conventionnels, les lasers X-UV n'utilisent pas de cavité principalement à cause de la faible durée de vie de l'inversion de population. C'est donc par la propagation dans le milieu amplificateur que ces lasers développent leur caractéristiques finales. Toutefois les durées de vie d'inversion (gain) sont assez longues pour qu'il soit possible de travailler en double passage à l'aide d'une demi-cavité. C'est ce type de fonctionnement qui est utilisé au LULI. La demi-cavité joue un rôle important sur la qualité du laser X-UV. Les conclusions tirées de différentes expériences récentes basées sur l'étude de la propagation dans le milieu amplificateur seront présentées. A partir de ces données, nous décrirons brièvement les différentes voies possibles d'amélioration des lasers X-UV.

Une comparaison sommaire des sources X-UV de forte brillance (onduleur sur synchrotron, génération d'harmoniques et laser X-UV) montrent que chacune de ces sources possède un domaine spécifique d'applications. Notons, ici, que le laser X-UV se distingue en particulier par sa très forte brillance spectrale et par le nombre de photons (cohérents) contenus dans chaque impulsion de 80 ps. Nous avons alors envisagé un certain nombre d'applications qui devraient mettre à profit les spécificités du laser X-UV. Nous donnerons un aperçu général des utilisations possibles des lasers X-UV, puis nous nous concentrerons sur deux applications déjà en cours de réalisation au LSAI/LULI.

Les expériences d'utilisation des lasers X-UV réalisées jusqu'à maintenant portaient principalement sur le diagnostic des plasmas denses créés par laser, dans le cadre de la fusion inertielle. Les résultats les plus marquants ont été obtenus par interférométrie. Le choix d'un type d'interféromètre reste en partie subordonné aux besoins propres de l'expérience. Afin de couvrir une large gamme d'applications, nous développons, en collaboration avec d'autres laboratoires, aussi bien un interféromètre de type Fresnel, qu'un Mach-Zehnder. Nous discuterons les intérêts et limitations respectifs de ces montages dans la quatrième partie.

Au LSAI / LULI, nous avons surtout essayé d'ouvrir le laser X-UV à une large communauté d'utilisateurs, c'est à dire hors du cadre de la physique des plasmas. Les études sur la luminescence visible-UV excitée par rayonnement X-UV ont longtemps été réalisées sur synchrotrons afin de profiter de leur large accordabilité en longueur d'onde. Cependant, le flux de photons par impulsion était insuffisant pour observer des effets non-linéaires; le laser X-UV du LSAI/LULI semble avoir atteint le niveau requis. Les expériences menées au LULI, en collaboration avec un groupe russe, ont montré un blocage de la luminescence pour des flux de photons excitateurs atteignant jusqu'à 10^{11} photons/impulsion de 80 ps. Cette étude sera décrite dans la cinquième partie.

⁽¹⁾ Adresse Permanente : Département des Lasers à Gas, Institut d'Optique, Na-Slovance, Prague 8, Rep. Tchèque.

2 VERS L'OPTIMISATION DES LASERS X-UV SATURÉS

Un laser doit avoir atteint la saturation [1] pour que la majeure partie de l'énergie stockée dans le milieu amplificateur soit convertie dans l'émission laser. La saturation est donc un critère de qualité important pour définir un laser X-UV. La grande majorité des lasers X-UV saturés sont pompés par un laser de très forte puissance, produisant un plasma d'ions multichargés qui sert de milieu amplificateur. Très récemment, la saturation a été atteinte dans un plasma produit par une décharge capillaire [2]. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur les plasmas produits par laser et les problèmes spécifiques liés à l'amplification de ce type de lasers X-UV.

L'inversion de population est produite principalement par les collisions entre les électrons libres du plasma et les ions lasants, zinc néonoïdes (Zn^{20+}) dans notre cas. Le taux de collisions est d'autant plus fort que le plasma est dense (typiquement $\approx 10^{21} \text{ e}^- \text{cm}^{-3}$) et chaud ($\geq 600 \text{ eV}$). Ces chiffres correspondent au domaine d'apparition des inversions de population pour le zinc néonoïde. Pour nos expériences, le chauffage du plasma reste le point le plus critique pour l'obtention d'une forte inversion de population. Remarquons de plus que l'intensité d'un laser, avant saturation, est donnée par la formule suivante :

$$I = S (e^{G \times L} - 1) \quad (1)$$

où G est le gain mesuré pour un milieu amplificateur de longueur L et S est la fonction source. Il découle de la formule (1) que nous avons intérêt à rendre le produit $G \times L$ aussi grand que possible. La saturation dans nos conditions (température du plasma, densité, ions et raies lasants) est atteinte pour un $G \times L \sim 15$. La longueur maximale de plasma est limitée par l'énergie du laser de pompe qui doit permettre d'atteindre la température propre à créer l'inversion de population. Ces considérations nous ont poussés à focaliser le laser de pompe en une ligne de $150 \mu\text{m} \times 2 \text{ cm}$. L'intensité sur cible du laser de pompe est alors de $1.5 \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$, pour une durée d'impulsion de 600 ps.

Dans les conditions données ci-dessus, une très forte amplification de la raie $2p^5 3s \text{ } J=1 - 2p^5 3p \text{ } J=0$ (notée $J=0-1$) a été obtenue [3] en simple passage. La saturation ($G \times L \sim 17$) a été atteinte en double passage, à l'aide d'une demi-cavité formée d'un miroir X-UV placé sous incidence normale. Ces résultats étaient les premiers montrant un gain plus grand sur la transition $J=0-1$ que sur les transitions $2p^5 3s \text{ } J=1 - 2p^5 3p \text{ } J=2$ ($J=2-1$). Auparavant, la raie $J=0-1$ était à peine visible ou faiblement amplifiée, tandis que la saturation avait déjà été atteinte [4] sur les $J=2-1$. Précisons que les simulations prédisaient toujours un plus fort gain sur la $J=0-1$ ($\sim 13 \text{ cm}^{-1}$) que sur les $J=2-1$ ($\sim 2.5 \text{ cm}^{-1}$). Ces résultats mettent en évidence le problème crucial de la propagation du rayonnement amplifié dans le plasma. En effet, le désaccord simulation/expérience provenait principalement du fait que les gains calculés étaient des gains locaux et donc ne prenaient pas en compte la propagation. Les valeurs théoriques de gain après propagation ($\sim 5 \text{ cm}^{-1}$ pour la $J=0-1$) sont en très bon accord avec l'expérience (4.9 cm^{-1}). La réfraction du laser X-UV dans le plasma est le mécanisme le plus important à prendre en compte dans la propagation. A cause de la très brutale expansion du plasma dans le vide, il se forme des gradients de densité parallèlement et perpendiculairement à la surface de la cible. Le faisceau laser X est donc réfracté vers des zones moins denses où le gain est plus faible, voire nul. Cet effet est aggravé par la très petite dimension de la zone de gain de la transition $J=0-1$ de $\sim 30 \mu\text{m}$, comparée à $\sim 200 \mu\text{m}$ pour les $2-1$. Notons, enfin, que les gains mesurés pour un plasma long sont encore très inférieurs aux gains locaux. Or il a été montré expérimentalement [5] que des gains locaux très élevés existent réellement dans le plasma. Il semble donc que l'intensité des lasers X-UV (cf éq. 1) puissent être nettement augmentée.

Il existe principalement deux voies pour améliorer la propagation du laser X-UV dans un plasma réfractif. Ces deux voies ne sont pas indépendantes. La première consiste à faire précéder, l'impulsion laser principale qui crée le plasma, de préimpulsions de faible énergie arrivant sur le plasma quelques ns avant. La forte amplification de la raie $J=0-1$ au LULI a été obtenue à l'aide de pré-impulsions de faible énergie ($\sim 40 \text{ mJ}$) arrivant sur la cible 10 ns avant l'impulsion laser principale (450 J). Les figures 3 a, b et c montrent l'intensité de la raie $J=0-1$ pour du nickel (a), du cuivre (b) et du zinc (c), en fonction de l'intensité de la pré-impulsion, arrivant sur cible 4 ns avant l'impulsion principale. Il apparaît une nette différence de comportement en passant d'un élément à l'autre. Ainsi, pour le cuivre et le nickel l'intensité de la raie $J=0-1$ croît continûment quand l'énergie de la pré-impulsion est augmentée, tandis que pour le zinc un maximum d'émission est observé. Ce

comportement n'était pas prédit par les codes dont nous disposions (même en incluant la propagation).

Fig. 1 : Intensité de la raie $J=0-1$ pour du Ni, Cu et Zn en fonction de l'intensité de la pré-impulsion. Les cercles correspondent aux tirs avec train de pré-impulsions. Les intensités des différentes courbes ne sont pas comparables.

Une expérience que nous avons menée à l'Institut de Physique (Rép. Tchèque) a montré que l'interaction bas flux (10^9 - 10^{11} Wcm $^{-2}$) est extrêmement liée à la nature de la cible solide, en particulier à cause de la diffusion de la chaleur dans la cible. Ainsi, les plasmas produits en avant de la cible par la pré-impulsion peuvent avoir des caractéristiques nettement différentes selon le matériau. L'état de ces pré-plasmas au moment de l'interaction avec l'impulsion principale détermine fortement les conditions du plasma au moment où le laser X-UV va être créé et amplifié. Finalement, il semble que l'utilisation de pré-impulsions doit être optimisée pour chaque élément.

La deuxième voie pour limiter les effets de réfraction consiste à utiliser des cibles concaves (incurvées selon l'axe de l'amplification). L'intérêt de ce type de cible consiste à forcer le rayonnement laser X-UV à se propager dans la zone de gain. Les résultats récents obtenus au LULI montrent une augmentation d'un facteur 2 de l'énergie contenue dans le faisceau laser X, pour une cible de 1,3 m de rayon de courbure, par rapport à une cible plane. Le nombre de photons par impulsion de 80 ps, en double passage et en cible courbe, est alors de 10^{14} photons.

Les recherches sur le laser X-UV ont atteint un niveau de connaissance sur la physique des plasmas amplificateurs (physique atomique, hydrodynamique, propagation) qui permet de définir plus précisément les axes de travail nécessaires pour améliorer encore -et très nettement- les qualités de cette source. Une expérience récente [6] a montré qu'il est plus efficace d'utiliser deux impulsions laser, la première pour créer le plasma dans l'état d'ionisation voulu, et la seconde pour le chauffer. Ceci ouvre la voie à de nombreuses expériences. Notons qu'en utilisant une impulsion de chauffe de durée variable (1 à 100 ps environ), la durée du laser X-UV devrait elle aussi varier de ≈ 1 -5 ps à ~ 80 ps. De plus, les deux impulsions peuvent être optimisées indépendamment (longueur d'onde, forme temporelle) afin d'atteindre les meilleures performances du laser X-UV. L'utilisation d'une cavité complète est aussi envisagée pour augmenter l'énergie extraite, qui n'est actuellement qu'une petite fraction de l'énergie stockée dans le plasma. En parallèle, nous travaillons, ainsi que de nombreuses équipes, sur l'utilisation d'autres séquences isoélectroniques (nickéloïde[7], palladiumoïde[8]) afin d'atteindre de plus courtes longueurs d'onde sans augmenter l'intensité de pompe. Il est prévu de coupler cette étude aux travaux, pré-cités, sur le laser de pompe. Il semble donc que nous sommes au début d'une nouvelle période de recherches sur les lasers X-UV, qui devrait déboucher à moyen terme dans l'obtention de lasers X-UV beaucoup plus performants.

3. LES SOURCES X-UV À FORTE BRILLANCE ET LEURS UTILISATIONS

Dans le tableau 1 sont reportées les principales caractéristiques des trois sources de rayonnement X-UV de plus forte brillance. Ce tableau permet de mettre en évidence les qualités propres de chaque source et ainsi d'essayer de définir les domaines d'applications spécifiques aux lasers X-UV. Les synchrotrons se distinguent particulièrement par leur très large accordabilité (typiquement de l'IR au keV). Le nombre d'applications résultant de cette accordabilité est

extrêmement grand [9]. La génération d'harmoniques d'ordre élevé semble être particulièrement prometteuse dans l'étude de phénomènes très rapides grâce à l'obtention récente d'impulsions X-UV de 50 fs. Cependant, dans ce cas la largeur de bande de chaque harmonique est grande. De plus, comme pour les synchrotrons il est nécessaire d'utiliser un monochromateur pour sélectionner la longueur d'onde utile; ceci réduit fortement le nombre de photons utiles.

Tableau 1: Résumé des caractéristiques majeures des sources X-UV actuelles.

	Onduleur (ALS)	Harmonique	Laser X-UV LSAI/LULI
durée d'impulsion (ps)	50	50 fs	80
photons/imp	$\approx 10^7$	$\sim 10^9$	$\sim 10^{14}$
accordabilité	IR au keV	quelques eV	non
brillance $p.(s.mm^2mr^{0.01}\%BP)^{-1}$	$\approx 10^{19}$	$3 \cdot 10^{23}$	$\sim 2 \cdot 10^{24}$

Les lasers X-UV ont un nombre de photons par impulsion largement supérieur aux synchrotrons ou aux harmoniques. De plus, la très bonne monochromaticité et la faible divergence du rayonnement assure une très faible perte du nombre de photons lors de la sélection chromatique (transmission $\sim 30\%$). Les applications spécifiques aux lasers X-UV doivent mettre à profit soit le nombre de photons, soit le flux de photons, soit encore la brillance.

Le grand nombre de photons des lasers X-UV les prédispose à être utilisés pour de l'imagerie, où le rapport signal/bruit est crucial. La première idée d'applications fut l'holographie de cellules vivantes. Cependant, il est nécessaire d'atteindre une longueur d'onde de 4.4 nm [12] pour obtenir un bon contraste entre l'eau et le carbone de la cellule. Réaliser une émission laser à ces longueurs d'onde nécessite actuellement un laser de pompe de puissance excessivement élevée (~ 15 kJ). Cette voie pourrait retrouver quelque intérêt grâce aux recherches en cours sur les nouveaux ions lasants ou sur l'optimisation du pompage qui pourraient permettre de réaliser à un coût acceptable un laser X à 4.4 nm. En fait, il apparaît que l'imagerie (holographie ou autre) d'objets petits tels les fractals ou de couches minces soit potentiellement plus riche. Dans cette voie, encore en prospective, le laser X-UV semble pouvoir permettre d'associer une très bonne résolution spatiale donnée par sa longueur d'onde, à une large surface sondable. Des expériences de dichroïsme magnétique pourraient de plus tirer partie de la polarisabilité du laser X-UV. Un faisceau laser X polarisé linéairement à 98% a été réalisé [13].

Notons ici que la lithographie X-UV par projection reste un axe majeur de recherche sur la fabrication des composants électroniques. La résolution ($\approx 0.02 \mu m$) demandée [14] pour la nouvelle génération de mémoires impose de pouvoir assurer la gravure en un flash très bref (problème de stabilité). La brillance du faisceau assurant l'insolation doit donc être maximale. Le laser X-UV semble être une des sources les plus adaptées, bien qu'ayant une énergie encore faible. Les progrès récents laissent envisager une nette augmentation de l'énergie des lasers X-UV, dans le futur.

Les lasers X-UV sont intéressants dans beaucoup d'autres domaines telles la physique atomique (photoionisation [15], expérience à deux couleurs, génération d'harmoniques du laser X-UV [16]), la physique du solide (agrégats, luminescence, effet Auger [17]), la physique des plasmas (ablation par laser X-UV [18]), la médecine (propagation dans la cellule de défauts induits au niveau de la membrane, par un laser X-UV)...

4. DIAGNOSTICS DES PLASMAS DENSES PAR LASERS X-UV

Les lasers X-UV sont particulièrement bien adaptés à l'étude de plasmas denses en raison de leur courte longueur d'onde. En effet, un laser ne peut se propager dans un plasma qu'à des densités inférieures à la densité critique, N_c . N_c variant en $1/\lambda^2$, un laser à 21,2 nm peut atteindre des zones environ 100 fois plus denses que les lasers UV communément utilisés (254 nm). Les diagnostics de plasmas par laser sont de deux types : imagerie et mesure de température. La diffusion d'un laser dans un plasma permet de mesurer très précisément la température ionique et/ou électronique. L'utilisation d'un laser X-UV pour ce type de mesure est à l'étude. Il semble cependant que la mise en place d'une telle mesure soit très complexe.

Les mesures interférométriques permettent la réalisation de cartes bi-dimensionnelles des isodensités du plasma sondé. Des études aussi variées que les défauts de compression, les collisions de plasmas, ou les champ magnétiques induits peuvent ainsi être réalisées. Des expériences de démonstrations sur certains de ces domaines de recherche ont déjà été réalisées [19] au LLNL -USA. Au LULI, nous avons engagé un programme de diagnostics de plasma par interférométrie qui devrait permettre la réalisation d'études détaillées et extensives sur l'ensemble des sujets cités. En collaboration avec l'Institut d'Optique - Orsay, P. Dhez du LSAI et le CEA de Limeil et BIII, nous développons les optiques nécessaires à la réalisation de ce projet.

Les contraintes liées au développement d'un interféromètre sont nombreuses. Il existe deux grands types d'interféromètres, représentés fig. 2 et 3. On peut remarquer sur la fig. 2 (bi-miroir de Fresnel) que toutes les optiques sont attaquées par réflexion. Ceci permet de limiter au maximum les pertes; la transmission globale est estimée à $\sim 20\%$.

Dans ce système une partie du faisceau du laser X-UV sert de référence (grisée) tandis que l'autre partie sert de sonde (hachurée). Il faut donc que le diamètre de la zone cohérente du faisceau soit supérieur à deux fois la dimension de l'objet à sonder. Au LULI, l'interféromètre sera placé à 2.8 m de la source du laser X-UV ce qui donne une longueur de cohérence transverse, due à la propagation, de $\sim 400-500\ \mu\text{m}$. Ainsi, l'objet sondé ne peut dépasser $\sim 200\ \mu\text{m}$ de largeur, ce qui est plus petit que la dimension des plasmas de fusion (millimétrique). Ce type d'interféromètre sera particulièrement utilisé pour des études sur les couches minces.

Fig. 2 : Principe de l'interféromètre à bi-miroirs.

Fig. 3 : Principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

Le schéma fig. 3 représente un interféromètre de type Mach-Zehnder utilisé au LLNL. Dans cette configuration, le faisceau du laser se recouvre entièrement. Il n'y a plus de contraintes sur la cohérence transverse et donc tout le faisceau peut être utilisé pour sonder des objets de grandes dimensions. En modifiant un peu ce type d'interféromètre, il est possible de faire des mesures d'indices à haute résolution spectrale [20].

Pour un Mach-Zehnder, le laser X-UV doit traverser deux lames séparatrices (hachurées). Les lames doivent être parfaitement planes ($\sim 5\ 000\ \text{\AA}$ sur 1cm^2) et peu rugueuses ($\leq 5\ \text{\AA}$ rms) pour assurer un bon interférogramme. Jusqu'à maintenant seules des lames, produites au LLNL, ayant un support de $1\ 000\ \text{\AA}$ de Si_3N_4 et 8 bi-couches de Mo/Si ont permis d'atteindre les critères requis. Si la transmission d'une de ces lames à $15.5\ \text{nm}$ (laser X-UV de LLNL) est de 20% , à $21.2\ \text{nm}$ elle chute à $\sim 1\%$. Afin de dépasser cette limitation, nous travaillons d'une part sur la réalisation de supports en Si pur et d'autre part sur des multi-couches en B/Si auto-supportées. La transmission estimée pour ces deux types de lames est de l'ordre de $\sim 20\%$.

5 LUMINESCENCE DE CRISTAUX IONIQUES EXCITEE PAR LASER X-UV

La luminescence de cristaux ioniques est étudiée depuis longtemps en utilisant le rayonnement synchrotron. L'intérêt porté à ces cristaux provient de leur utilisation très répandue comme scintillateurs pour des détecteurs en physique nucléaire ou en médecine. Les études menées sur synchrotrons ont permis d'acquérir une excellente connaissance des phénomènes impliqués dans la luminescence. Cependant, la relativement longue durée des impulsions (400 ps à LURE) et le faible nombre de photons par impulsion (tab. 1) n'ont pas permis de clarifier certaines questions. La dynamique (temps caractéristique $\leq$ ns) de la luminescence reste une question majeure pour l'utilisation des cristaux ioniques dans des détecteurs rapides. De même, le comportement de ces cristaux à très fort flux de photons excitateurs n'était quasiment pas connu. Le laser X-UV apparaît donc naturellement comme une source complémentaire pour l'étude de ces cristaux. Notre étude a eu l'originalité de faire varier le flux excitateur sur deux ordres de grandeur et pour un nombre de photons par impulsion allant jusqu'à 6 ordres de grandeur au dessus de ce qui est accessible sur un synchrotron.

Nous avons choisi de travailler sur le CsI car son pic d'efficacité de luminescence se situe à ~ 60 eV, donc très près des 58.5 eV du laser X-UV du LSAI/LULI. De plus, le CsI est un des cristaux les plus couramment utilisés comme scintillateurs.

L'expérience est schématisée sur la fig. 4. Le laser X-UV est représenté avec le miroir formant la demi-cavité (à gauche). Ce dispositif en double passage correspondait à une expérience préliminaire dont nous ne présenterons que succinctement les résultats. Nous avons donc travaillé en simple passage avec environ 10^{11} photons par impulsion sur l'échantillon. Ce chiffre prend en compte la réflectivité du miroir X-UV de renvoi (30%) et la transmission des filtres d'Al utilisés pour couper le visible. Le laser X-UV a été focalisé sur le CsI en une tache de ~ 1 cm². L'émission de fluorescence est collectée par un doublet en SiO₂ et analysée à l'aide d'un spectromètre visible-UV, couplé à une CCD. La résolution spectrale était de 80 nm.

Fig. 4 : Schéma de l'expérience de luminescence

La fig. 5 montre les spectres de luminescence du CsI obtenus pour trois flux de photons excitateurs allant de 7×10^4 Wcm⁻² à $2,5 \times 10^7$ Wcm⁻². On observe trois bandes principales d'émission centrées autour de 300 nm, 400 nm et 580 nm. Les deux bandes à grandes longueurs d'onde n'ont jamais été observées sur synchrotron dans nos conditions d'études; elles ont été vues en utilisant des rayons γ ou en implantant des impuretés dans le cristal. Ceci implique donc un mécanisme spécifique de création de ces bandes dû à l'interaction du laser X-UV avec le cristal.

Fig. 5: Spectres de luminescence du CsI

Les deux bandes à 400 nm et 580 nm disparaissent complètement quand le flux excitateur est augmenté, tandis que la bande à 300 nm reste clairement présente. Les émissions à 400 et 580 nm ont une relaxation lente, de l'ordre de la μ s, tandis que la bande à 300 nm a un temps de relaxation de la $\sim$ ns. Cette différence est à l'origine de la disparition progressive des pics à 400 et 580 nm quand le flux excitateur augmente. Le phénomène de luminescence provient d'une succession complexe de mécanismes qu'il faut décrire pour comprendre l'évolution des spectres en fonction de l'intensité excitatrice.

Chaque photon incident est absorbé par un électron de coeur du Cs^+ et promeut ainsi un électron dans la bande de conduction. Cet électron peut se désexciter par effet Auger ou par diffusion inélastique électron-électron. Dans les deux cas, des excitations secondaires d'électrons de plus basse énergie sont créés autour de l'excitation primaire, ce qui constitue un site d'excitation (fig. 6). Ce site induit des défauts dans le cristal, créant ainsi des niveaux dans la bande interdite. La présence de ces niveaux permet une relaxation radiative des excitations, c'est la luminescence. Notons que la dimension d'un site d'excitations secondaires est relativement constante (~ 10 nm), par contre la distance inter-sites d'excitation est uniquement liée au nombre de photons incidents. Pour un faible flux de photons (synchrotron), les sites sont distants entre eux de typiquement 500 nm (fig. 6) et sont donc indépendants. Pour un fort flux (laser X-UV), les sites se rapprochent suffisamment (~ 20 nm d'écart) pour interagir à travers des relaxations non-radiatives. C'est un nouveau mécanisme qui entre directement en compétition avec la luminescence. Dans ce cas, si le temps de relaxation de la luminescence est long (μ s), l'interaction non-radiative entre sites domine et on observe le blocage de la luminescence. C'est le cas des bandes à 400 nm et 580 nm (fig. 5). Pour la bande à 300 nm, le temps caractéristique de luminescence est suffisamment court (ns) pour que l'effet de blocage ne soit que partiel.

Fig 6: Sites de fluorescence créés par rayonnement synchrotron ou par laser X-UV

Dans l'avenir nous comptons augmenter encore le flux de photons ($\sim \times 1000$) en réduisant la surface irradiée et en travaillant en double passage. Nous allons ainsi étudier l'évolution du spectre sur une plus grande gamme de flux excitateurs. Enfin, nous allons prochainement résoudre temporellement les spectres d'émission, ce qui devrait apporter des renseignements nouveaux pour la compréhension des mécanismes régissant la luminescence.

6. CONCLUSION

Le principe de création des inversions de population dans un plasma d'ions multi-chargés est maintenant assez bien connu. Les recherches récentes consistaient à utiliser au mieux (efficacité de pompage, intensité de sortie...) ces plasmas amplificateurs pour réaliser un laser émettant dans la région de 4 à 40 nm. L'utilisation de codes de tracé de rayon à 3 dimensions, couplés à des codes hydrodynamiques, a permis une importante amélioration de la compréhension de la propagation d'un laser X-UV dans un plasma réfractif. Les progrès les plus marquants sont venus des expériences récentes utilisant des pré-impulsions et/ou des cibles courbes. L'utilisation de pré-impulsions a permis de réaliser, au LULI, le premier laser X saturé émettant sur la transition $J=0-1$ d'ions néonoïdes. Ces travaux sur la propagation du laser X-UV montrent qu'il est encore possible d'augmenter nettement l'énergie de sortie, tout en réduisant encore la divergence du faisceau. D'autre

part, il apparaît que l'efficacité des lasers X-UV peut être améliorée par l'utilisation, pour le pompage, d'une impulsion sub-ns à sub-ps couplée à une impulsion ns. Ce schéma semble pouvoir produire un laser X-UV de durée d'impulsion contrôlable ($\approx 1-5$ ps à ~ 80 ps).

Pour le bon développement des applications, un travail important doit être fait pour optimiser les optiques X-UV. Rappelons que ceci fait déjà l'objet d'une collaboration entre le LSAI et plusieurs laboratoires. Notons que le développement de lasers X-UV à plus courtes longueurs d'ondes (≈ 13 nm) pourrait à moyen terme résoudre les problèmes liés à l'absorption du laser dans les optiques.

Au LULI, nous réalisons un interféromètre de Fresnel à bi-miroirs pour des études de couches minces, par exemple. Les diagnostics de plasma par interférométrie-laser X sont aussi en cours d'étude, avec un travail important sur la réalisation de lames minces servant dans un Mach-Zehnder.

Nous avons en particulier débuté la réalisation d'applications hors du domaine des plasmas-laser, telle la luminescence de cristaux de CsI excitée par laser X-UV. Les résultats obtenus montrent des comportements nouveaux en réponse à un très fort flux de photons excitateurs. En effet, le nombre de photons par impulsion de 80 ps du laser X-UV du LSAI/LULI est environ 6-7 ordres de grandeur supérieur à celui obtenu sur synchrotron. Des mesures résolues temporellement devraient apporter d'importantes données nouvelles sur les mécanismes régissant la luminescence.

Il apparaît donc clairement que le laser X-UV est, dès à présent, une source à forte potentialité pour des applications, aux côtés des synchrotrons et de la générations d'harmoniques. Nous pensons qu'à moyen terme les lasers X-UV seront très nettement améliorés (augmentation de l'énergie, diminution de la divergence, durées d'impulsion variables).

Remerciements

Les études sur le rôle de la pré-impulsion ont été effectuées en collaboration avec le "U.K. X-ray laser consortium". Nous tenons à remercier A. Belsky et I. Kamenskikh (M.S.U. -Russie) pour leur collaboration sur les expériences de luminescence, D. Joyeux (I.O.T.A. -Orsay) pour sa participation active à la réalisation d'un interféromètre à bi-miroirs, J.P. Chauvineau pour les réalisations effectuées en optique X-UV multicouches. Ce travail a été réalisé grâce à l'aide technique de J.C. Lagron et L. Vanbostal du LSAI. Certaines de ces expériences ont été financées par les contrats européens N° CHGECT 930046 et le supplément PECO N° CIPDCT940768.

Références

- [1] A. E Siegman, "Lasers", University Science books, Mill Valley, Ca, éd. A. Kelly
- [2] J.J. Rocca et al, IEEE J. of Sel. Top. in Quant. Elec., 1, 3, p 945 (1995); cf J.M. Povesle ce livre
- [3] B. Rus et al, soumis au Phys. Rev. A; B. Rus et al, 4 ème Conf. on X-ray lasers, Williamsburg, VA, 1994, p152
- [4] A. Carillon et al, Phys. Rev. Lett, 68, p2917 (1992)
- [5] R. Cauble et al, 5 ème Conf. on X-ray lasers, Lund, Juin 1996, à paraître
- [6] P. Nickles et al, SPIE 2510 (1995)
- [7] B.J. McGowan et al, Phys. Rev. Lett., 59, p2157 (1987); H. Daido et al. Phys. Rev. Lett., 75, p1074 (1995)
- [8] B.E. Lemoff et al, Opt. Lett., 19, 8 p 569 (1994)
- [9] I Nenner ce livre
- [10] "New directions in research with third generation synchrotron radiation sources", éd A.S. Schlachter et F.J. Willeumier, série E applied sciences, vol. 254
- [11] A. l'Huillier et al, Proceedings de UVX 95
- [12] R.A. London et al, App. Opt., 28, 15, p3397, 1989
- [13] B. Rus et al, Phys Rev A , 51, 3, p 2316, 1995
- [14] D. Henry, communication personnelle
- [15] S. Meyer et al, 5 ème Conf. on X-ray lasers, Lund, Juin 1996, à paraître
- [16] P.L. Skholnikov et al, App. Phys. Lett., 61, p 2001 (1992)
- [17] H.G. Muller, Gen. and Appl. of Ultrashort X-ray pulses II, Pisa, Italy, Sept. 1995
- [18] Etude théorique en cours en collaboration avec le CEA Limeil
- [19] L. B. Da Silva et al, Phys. Rev. Lett, 74, 20, p3991 (1995)
- [20] S. Chakrabarti et al, Appl. Opt., 33, p2596 (1994)