

Sources laser X de laboratoire et applications

A. Klisnick

Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, Université Paris-Sud, Bât. 350, 91405 Orsay cedex, France

Abstract: We describe the basic features of currently operating XUV lasers, which utilize laser-created plasmas as an amplifying medium. We mainly focus on those systems pumped by collisional excitation, whose performances have been considerably improved during the last few years. We present the concrete case of the zinc laser at 212Å which was realized in our laboratory. We show that the exceptionally high brightness of now operating XUV lasers is one of the characteristics which should be exploited in applications that require this spectral range. We give some examples of applications that begin to be investigated.

Résumé: Nous décrivons les bases du fonctionnement des lasers XUV actuels, utilisant les plasmas produits par laser comme milieu amplificateur. Nous nous intéressons plus particulièrement aux systèmes pompés par excitation collisionnelle, dont les performances ont été significativement améliorées ces dernières années. Nous présentons le cas concret d'un laser à zinc, émettant à 212Å, réalisé dans notre laboratoire. Nous montrons que la brillance exceptionnellement élevée des lasers XUV actuels doit être mise à profit dans les applications utilisant cette gamme spectrale, et nous donnons quelques exemples des domaines qui commencent à être explorés.

1. INTRODUCTION:

Les recherches visant à réaliser une source laser dans le domaine X-UV ont connu depuis environ quatre ans des progrès spectaculaires¹, faisant passer cet objectif du domaine de la prospective à la réalité. On peut en effet dire que le fonctionnement de lasers autour de 200Å a maintenant été démontré. On verra que certaines des caractéristiques mesurées de ces lasers sont uniques, et complètent ainsi celles des sources XUV usuelles.

A courte longueur d'onde, l'intérêt de disposer d'un laser réside dans ses spécificités que sont la directivité, la monochromaticité et la cohérence spatiale et temporelle du rayonnement émis. Ceci permet, en régime pulsé, d'atteindre des puissances élevées et de très fortes brillances. Les performances atteintes par les lasers XUV actuels seront précisées à la fin de cet article.

Auparavant nous définirons quelques notions de base, puis nous décrirons les principales approches, explorées jusqu'à maintenant, qui ont conduit à un effet laser incontestable. Nous verrons qu'une de ces approches, utilisant l'excitation collisionnelle d'ions néonoïdes, a permis de réaliser des lasers XUV d'une brillance inégalée. Nous

illustrerons ces progrès à partir des résultats obtenus récemment dans notre laboratoire, sur une raie laser du zinc néonoïde située à 212\AA^2 . Nous concluerons en donnant quelques exemples de domaines d'application dans lesquels les lasers X pourront apporter de nouvelles contributions.

Dans le cours de cet article nous emploierons également le terme de laser X, couramment et improprement utilisé pour désigner des sources dont le domaine de longueur d'onde est pour l'instant limité vers le bas à environ 30\AA (ou 400 eV), c'est à dire au rayonnement XUV.

2. QUELQUES NOTIONS DE BASE

Les lasers XUV sont constitués d'un milieu amplificateur, dans lequel on a créé des inversions de population entre des niveaux d'énergie d'ions multichargés de configuration particulière, que nous préciserons plus loin. Ces ions sont produits dans les plasmas chauds et denses, en particulier les plasmas produits par interaction d'un laser de puissance avec un solide. A la densité d'inversion ΔN , donnée par la différence de densité de population entre niveaux supérieur et inférieur de la transition laser, correspond un coefficient de gain G . Ce coefficient mesure la faculté du milieu à amplifier le rayonnement à la longueur d'onde de la transition de l'inversion de population. C'est de fait une des principales grandeurs que l'on cherche à mesurer dans les expériences.

Le rayonnement, à la longueur d'onde de la transition laser, se propageant dans le milieu est amplifié, et l'intensité sortante augmente exponentiellement avec la longueur parcourue, plus précisément avec le produit du gain G par cette longueur L . Cependant, au delà d'une valeur de l'ordre de 15 à 20 du produit GL , l'amplification se sature car le nombre de photons, créés dans le milieu par émission stimulée, devient suffisamment élevé pour "vider" l'inversion de population. C'est ce régime de saturation que l'on cherche à atteindre, car il permet de maximiser l'extraction d'énergie contenue dans le milieu.

Dans la plupart des expériences, la longueur d'amplification L est donnée par la longueur du plasma, qui a schématiquement la forme d'un cylindre allongé. On verra toutefois que la longueur L peut être doublée (à des facteurs géométriques près) en utilisant une demi-cavité à miroir multicouche, afin d'induire un aller-retour du rayonnement amplifié dans le milieu.

3. APPROCHES POUR LA RÉALISATION D'UN LASER XUV

Les principales approches étudiées depuis une vingtaine d'années pour réaliser un laser XUV concernent d'une part le type de plasma utilisé comme milieu amplificateur, d'autre part le mécanisme de pompage qui crée les inversions de population.

3.1 Milieu amplificateur: les plasmas produits par laser

Jusqu'à une époque très récente, typiquement un an ou deux, seuls les plasmas produits par la focalisation d'un laser de puissance sur une cible solide avaient permis de démontrer un effet laser incontestable dans le domaine X-UV. Signalons que des progrès significatifs ont été obtenus récemment dans d'autres types de plasma, notamment ceux créés par ionisation multiphotonique d'un gaz par un laser femtoseconde³, ou encore ceux produits par décharge rapide dans un capillaire⁴. Toutefois c'est avec les plasmas produits par interaction laser-solide qu'on sait actuellement réaliser les sources les plus brillantes, qui commencent à être utilisées pour des applications. Nous allons rappeler les principales caractéristiques de ces plasmas.

Les plasmas amplificateurs des lasers XUV décrits dans cet article sont créés en focalisant, selon une petite ligne focale, un ou plusieurs faisceaux d'un laser pulsé à la surface d'une cible solide placée sous vide, comme le montre la figure 1. Dans la suite, le laser qui crée le plasma amplificateur sera appelé laser de pompe. Les dimensions typiques du cylindre de plasma créé en avant de la cible sont de quelques centimètres de long sur une centaine de microns de large. Sous l'effet du gradient de pression, le plasma se détend dans le vide perpendiculairement à la surface de la cible (axe x sur la figure 1). Dans cette direction, la densité et la température du plasma varient de plusieurs ordres de grandeur sur une distance inférieure au millimètre, de même ces grandeurs subissent une

évolution temporelle très rapide. Or les inversions de population, créées par les mécanismes de pompage qui seront évoqués plus loin, n'apparaissent que pour des valeurs précises de densité et de température. C'est pourquoi l'amplification du rayonnement a lieu de façon transitoire, et est localisée dans une région particulière du plasma. L'extension spatiale et temporelle de l'amplification dépend du mécanisme de pompage considéré, et aussi des paramètres du laser de pompe qui crée le plasma et de la nature de la cible. Deux aspects des plasmas produits par laser doivent également être soulignés, car ils conditionnent la propagation du petit faisceau laser X dans le plasma, le long de l'axe de la colonne.

D'une part le gradient d'indice de réfraction dû au gradient de densité du plasma, transversalement à la direction de propagation, peut être suffisant pour dévier le faisceau vers les densités plus faibles, et éventuellement hors de la zone d'amplification (voir figure 1). Le faisceau émerge alors sous un petit angle par rapport à l'axe parallèle à la surface de la cible, avec une intensité moins forte que ce qu'elle aurait été sans réfraction. On notera toutefois que la réfraction peut aussi avoir des effets bénéfiques, en particulier sur la cohérence spatiale du faisceau.

D'autre part l'homogénéité du plasma dans la direction d'amplification (axe y sur la figure 1) peut être significativement dégradée par les défauts d'éclairage du laser de pompe. Les variations du gain le long de la ligne focale, induites par ces défauts, affectent la propagation et l'intensité du faisceau laser X sortant, en particulier dans le cas du pompage par recombinaison.

Quoi qu'il en soit, l'étude et le contrôle des paramètres qui gouvernent la propagation du faisceau laser X prennent une importance croissante dans l'optimisation des sources actuelles.

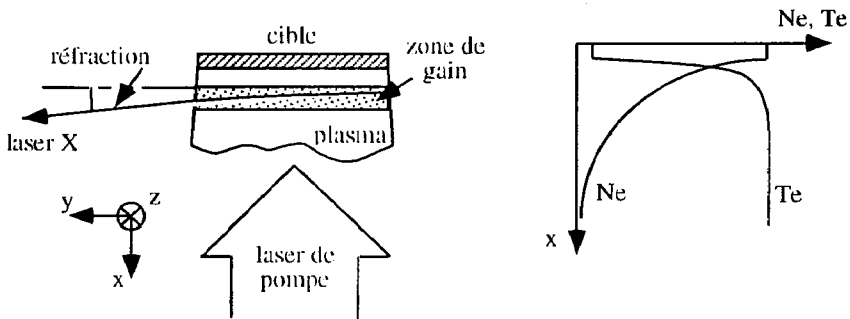


Figure 1: Géométrie d'un laser X: le faisceau est amplifié le long d'une colonne de plasma produit par un laser de puissance. Il est éventuellement réfracté dans la direction x, où existe un gradient d'indice dû au gradient de densité N_e (voir courbe à droite de la figure).

3.2 Mécanismes de pompage: recombinaison et excitation collisionnelles

Parmi les nombreux schémas proposés pour produire des inversions de population pour les lasers X, seuls deux ont jusqu'à présent permis d'obtenir une amplification notable de rayonnement. Il s'agit du pompage par excitation collisionnelle d'une part, par recombinaison collisionnelle d'autre part. Ces deux schémas, dont le principe sera expliqué un peu plus loin, ont fourni les premières mises en évidence d'amplification X-UV à peu près en même temps, au début des années 80^{5,6,7}. Toutefois si le premier schéma a permis depuis quatre ou cinq ans des avancées considérables, le second connaît des progrès plus lents, bien qu'il constitue toujours un sujet de recherche très actif.

Dans cette section nous ferons un bilan très rapide des résultats obtenus par les lasers X à recombinaison, tandis que le reste de cet article sera consacré aux systèmes à excitation collisionnelle qui donnent actuellement les lasers X les plus brillants.

3.2.1 *Pompage par recombinaison*

Ce mécanisme de création d'inversions de population repose sur la recombinaison, à basse température, d'ions de configuration particulière dans les niveaux les plus excités de l'ion de charge immédiatement inférieure. Cette recombinaison à basse température (et hors-équilibre) est assurée par le refroidissement rapide du plasma en expansion, après le passage de l'impulsion du laser de pompe.

Le pompage par recombinaison a été démontré sur plusieurs transitions du domaine X-UV dans des ions de séquence lithiomoïde^{8,9,10,11,12} hydrogénoïde^{13,6,14}, et plus récemment sodiomoïde¹⁵, couvrant un large domaine spectral compris entre 300Å et 39Å. Toutefois les produits gain-longueur atteints dans pratiquement toutes ces expériences sont restés limités à environ 5. D'une façon générale, les coefficients de gain élevés (typiquement 3 cm^{-1} et plus), mesurés dans des petites colonnes de plasma (1 centimètre de longueur et moins), n'ont pour l'instant jamais pu être retrouvés dans des plasmas plus longs, qui auraient dû permettre d'augmenter proportionnellement le produit gain-longueur (GL). Au laboratoire nous avons cherché à comprendre les raisons de ces difficultés et nous avons montré¹⁶, dans le cas des ions lithiomoïdes d'aluminium et de soufre, que l'amplification du rayonnement était particulièrement sensible à l'inhomogénéité de la colonne de plasma le long de son axe (voir section 3.1). Nous ne discuterons pas ici ces résultats, mais nous terminerons la présentation des lasers X à recombinaison en insistant sur leur avantage potentiel, ainsi que sur les perspectives actuelles d'en augmenter les performances.

Un des avantages des lasers X à recombinaison, par rapport aux systèmes à excitation collisionnelle, est leur besoin relativement modeste en énergie laser de pompe, qui prend une importance particulière à courte longueur d'onde (au dessous de 100Å). En effet dans ce domaine, seuls les lasers X à recombinaison sont accessibles à des lasers de pompe de taille "raisonnable" (puissance de quelques TW). Deux voies principales sont actuellement suivies pour augmenter le produit GL. D'une part, au Laboratoire, notre effort porte principalement sur l'amélioration de l'uniformité d'irradiation par le laser de pompe, en utilisant de optiques de focalisation spécifiques^{17,18}. D'autre part des résultats récents montrent qu'il est possible d'augmenter l'efficacité du pompage par recombinaison en utilisant des impulsions laser plus courtes (quelques picosecondes)¹⁹.

3.2.2 *Pompage par excitation collisionnelle*

Le pompage d'inversions de population par excitation collisionnelle, dans le domaine X-UV, a été démontré expérimentalement pour les transitions $2p^5 3p - 2p^5 3s$ d'ions néonoïdes et $3d^9 4d - 3d^9 4p$ d'ions nickéloïdes. Le principe du pompage est analogue pour ces deux types d'ions. Dans le cas des ions néonoïdes, les premiers niveaux excités $3s$, $3p$ et $3d$ sont fortement peuplés par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental $2p^6$. Ces excitations collisionnelles sont la conséquence de nombreuses collisions entre les ions et les électrons libres du plasma. Parmi les niveaux de $n=3$, le niveau $3s$ possède une forte probabilité de transition radiative qui lui permet de se dépeupler efficacement vers le niveau fondamental $2p^6$. On a alors apparition d'inversions de population entre les états des niveaux $3p$ d'une part et $3s$ d'autre part. D'autres processus, comme la recombinaison diélectronique, contribuent également à peupler les niveaux supérieurs de l'inversion.

Ce schéma de pompage nécessite une densité et une température du plasma élevées. Ainsi, dans le cas du laser X au zinc qui sera présenté plus loin, la température doit être de l'ordre de 500 eV, pour une densité électronique supérieure à 10^{20} cm^{-3} ²⁰. Ces conditions existent dans le plasma dans la région proche de la surface de la cible, pendant l'interaction avec le laser de pompe. Enfin, il faut noter que les inversions de population ont lieu entre des niveaux correspondant à une transition $\Delta n=0$. C'est pourquoi ce schéma nécessite d'utiliser des éléments relativement lourds (numéro atomique supérieur à 25) pour atteindre des longueurs d'onde inférieures à 300Å. C'est la raison pour laquelle il demande, à longueur d'onde donnée, une énergie du laser de pompe 10 à 100 fois supérieure à ce que requiert le pompage par recombinaison.

4. PROGRÈS DES LASERS X A EXCITATION COLLISIONNELLE: EXEMPLE DU ZINC A 212Å.

L'étude du pompage par excitation collisionnelle a permis depuis trois ou quatre ans des avancées décisives dans les recherches laser X. Ainsi en 1991, la première émission saturée a été démontrée à 236Å dans un plasma de germanium, au cours d'une expérience que notre équipe a menée en collaboration avec le groupe du Rutherford Laboratory en Angleterre²¹. La saturation a depuis été démontrée dans d'autres laboratoires^{22,23}.

D'autre part le laser X a été étendu vers les courtes longueurs d'onde et la fenêtre de l'eau a été atteinte²⁴. Cette fenêtre correspond à un intervalle spectral compris entre 22 et 44Å, dans lequel le contraste d'absorption entre l'eau et les structures carbonées est maximal, et qui présente pour cette raison un intérêt particulier pour l'imagerie biologique. Les lasers X fonctionnant dans ce domaine utilisent les raies 4d-4p des ions nickeloïdes d'or (Z=79) ou de tungstène (Z=74). Il convient toutefois de préciser que ces sources nécessitent une énergie de pompe gigantesque, que seul le laser le plus puissant au monde (Nova à Livermore, USA) peut délivrer.

L'étude du pompage par excitation collisionnelle a pour cette raison été longtemps limitée aux quelques installations les plus puissantes dans le monde, possédant des lasers "multi-kilojoules". Progressivement elle s'est étendue à des installations de taille plus modeste, d'une part par l'exploration d'éléments plus légers donnant des raies lasantes entre 200Å et 300 Å, et d'autre part par l'utilisation de conditions différentes de production du plasma amplificateur^{2,23,25,26,27}. Ainsi au LSAI, nous avons récemment obtenu une émission quasi-saturée à 212Å dans un plasma de zinc créé avec une énergie de pompe de l'ordre de 400 Joules. Ceci constitue actuellement le système laser X le plus économique dans le domaine 200Å. Ce sont ces résultats que nous allons à présent décrire plus en détail.

4.1 Installation expérimentale laser X au LULI

Nos expériences utilisent le laser de puissance à verre dopé au néodyme, installé au laboratoire LULI de l'École Polytechnique. Ce laser émet dans l'infrarouge à 1,06µm et possède en fin de chaîne d'amplification six faisceaux de 90 mm de diamètre. L'énergie totale disponible, en additionnant les six faisceaux, est d'environ 450 Joules contenue dans une impulsion de 600 ps. La puissance totale est donc légèrement inférieure au térawatt.

Pour l'étude du zinc, les six faisceaux du laser de pompe sont focalisés, à l'aide de lentilles cylindriques croisées, et les lignes focales produites sont superposées précisément à la surface d'une plaque de zinc de façon à produire une petite colonne de plasma de 2 cm de longueur, sur environ 150µm de dimension transverse. L'intensité laser déposée sur cible est typiquement de $1,5 \cdot 10^{13}$ W/cm². Le rayonnement émis le long de l'axe de la colonne est détecté à l'une des extrémités du plasma par un spectromètre XUV. Celui-ci est constitué d'un réseau concave sous incidence rasante, et d'une caméra à balayage de fente reliée à un détecteur CCD²⁸. Cet ensemble permet d'enregistrer, à chaque tir laser, le spectre résolu temporellement dans la gamme de longueur d'onde étudiée. De plus, entre l'extrémité du plasma et le réseau on place un collecteur de rayonnement, constitué soit d'un miroir plan, soit d'un couple de miroirs elliptiques. Ce dispositif est destiné à renvoyer, vers la fente d'entrée du spectromètre, le faisceau laser X réfracté dans le gradient d'indice (voir section 3.1), et émergeant du plasma sous un angle supérieur à l'acceptance du spectromètre. Enfin, d'autres diagnostics, tels que caméra sténopé multitrans, ou spectromètre keV à imagerie, permettent de contrôler les dimensions et l'homogénéité de la colonne de plasma, ainsi que l'état d'ionisation maximal atteint.

4.2 Émission laser intense à 212Å dans le zinc néonoïde

On a vu que les inversions de population créées dans les ions néonoïdes, par excitation collisionnelle, concernaient les transitions 3p vers 3s. Plus précisément les amplifications les plus fortes sont prédites et observées sur trois composantes entre états de nombre quantique J différents. Il s'agit de deux composantes 2-1 (c'est à dire $2p^5_{1/2}$

$3p_{3/2}J=2 - (2p_{1/2}^5 3s_{1/2})J=1$ et $(2p_{3/2}^5 3p_{3/2})J=2 - (2p_{3/2}^5 3s_{1/2})J=1$), situées dans le zinc à 267,2 Å et 262,3Å respectivement, et d'une composante 0-1 (c'est à dire $(2p_{1/2}^5 3p_{1/2})J=0 - (2p_{1/2}^5 3s_{1/2})J=1$), située à plus courte longueur d'onde, 212,2 Å dans le même élément. La théorie prévoit que c'est sur la composante 0-1 que l'amplification doit être la plus forte. Or ce résultat n'avait jamais été observé jusqu'à récemment dans les expériences.

Nous ne détaillerons pas ici les nombreuses études, tant expérimentales que théoriques, effectuées sur l'amplification relative des raies de composante 2-1 et 0-1, pour expliquer le désaccord entre prévisions théoriques et observations expérimentales. Il faut retenir que ces efforts illustrent la nécessité, dans les recherches laser X, d'avoir une compréhension détaillée des mécanismes conduisant à l'effet laser observé, afin de déterminer et de maîtriser les paramètres qui influencent son optimisation.

Les mesures de gain que nous avons effectuées dans le zinc ont montré une forte amplification de la composante 0-1 à 212Å, correspondant à un coefficient de gain de 5 cm⁻¹. Aux longueurs d'onde des composantes 2-1, les coefficients de gains mesurés étaient respectivement de 2,3 cm⁻¹ et 2,6 cm⁻¹. Des études ultérieures ont montré que la raie 0-1, amplifiée dans une zone très proche de la surface de la cible, était particulièrement sensible aux effets de réfraction. Dans nos expériences, la forte amplification observée était en fait favorisée par l'existence d'une préimpulsion de faible énergie (environ 0.01% de l'impulsion principale)²⁹. Des études systématiques sont en cours dans notre laboratoire et ailleurs^{30,31} pour préciser les conditions optimales de l'utilisation de préimpulsions sur l'amplification des raies 0-1 néonoïdes. D'autres approches, comme l'utilisation de cibles faiblement incurvées³², sont également explorées.

La saturation de l'émission amplifiée à 212Å a été presque atteinte, avec un produit GL de 16, en forçant le rayonnement à parcourir un aller-retour dans le plasma, par réflexion sur un miroir multicouche³³. Ce miroir, placé à une des extrémités du plasma (voir figure 2), est constitué de paires de couches Mo/Si de quelques dizaines d'angströms d'épaisseur, déposées sur un substrat sphérique concave de 13 centimètres de rayon de courbure. Le coefficient de réflexion mesuré en incidence normale à 212Å est d'environ 30%. Le nombre de photons contenus dans l'émission laser X, en présence de la demi-cavité, a été mesuré à l'aide d'une caméra CCD à matrice amincie, calibrée de façon absolue³⁴. Ce nombre est évalué à 2. 10¹³ photons, émis pendant 80 ps dans un faible angle solide (~10⁻⁵ sterad), et dans un intervalle spectral de 50 mÅ. L'énergie, la puissance et la brillance associées à ces chiffres sont reportées dans le tableau 1, où elles sont comparées aux performances de deux sources laser X réalisées dans d'autres laboratoires, avec des lasers de pompe plus puissants.

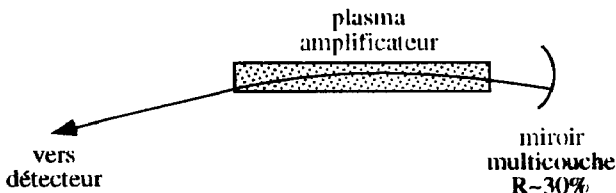


Figure 2: Demi-cavité laser X, utilisant la réflexion en incidence normale, sur un miroir multicouche, du faisceau amplifié dans le plasma.

5. CONCLUSION: VERS UN NOUVEL OUTIL DE RECHERCHE

Outre la puissance ou l'énergie émise, d'autres grandeurs caractéristiques des lasers ont été mesurées. Ainsi la longueur de cohérence spatiale d'un laser X au germanium, placé dans une demi-cavité, a été évaluée à environ 300 µm, à une distance de 2 mètres de la source³⁵. La longueur de cohérence temporelle, liée à la monochromaticité, est

typiquement de l'ordre de $100\mu\text{m}$. Enfin une expérience récente, effectuée en collaboration au Rutherford Laboratory (UK), nous a permis de démontrer un degré de polarisation linéaire supérieur à 98% d'un faisceau laser X à 236\AA , préalablement polarisé, puis réamplifié³⁶.

Tableau 1: Caractéristiques comparées de trois lasers X émettant autour de 200\AA .

cible	germanium (Ge^{22+})	zinc (Zn^{20+})	yttrium (Y^{29+})
laser de pompe ^{Réf.}	VULCAN ²¹	LULI ²⁹	NOVA ³⁷
énergie de pompe (kJ)	1	0,4	4
longueur d'onde (\AA)	236	212	155
photons/impulsion	$8 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{14}$
énergie (mJ)	0,08	0,3	7
durée (ps)	400	80	200
puissance (MW)	0,2	5	32
brillance (ph. / (s. mm^2 . mrad^2 . 0.01% BW)	$1,8 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{24}$	$1,3 \cdot 10^{24}$

Parallèlement à l'optimisation des sources existantes et à l'exploration de nouvelles voies, une partie des recherches s'oriente maintenant vers l'identification et la démonstration des applications pratiques du nouvel outil de recherche que constitue le laser X. Il ne s'agit pas bien sûr de remplacer les sources X-UV déjà largement utilisées (synchrotrons, onduleurs,...), mais plutôt de les compléter en exploitant les spécificités des lasers X, en particulier leur brillance spectrale exceptionnellement élevée. Le type d'application concerné dépend de la gamme de longueur d'onde dont on dispose.

Lé domaine des longueurs d'onde les plus courtes, celui de la fenêtre de l'eau en particulier, est bien adapté à l'imagerie de spécimens biologiques par microscopie³⁸, et surtout par holographie³⁹. Le grand nombre de photons émis dans une impulsion courte devrait permettre d'acquérir, en une seule exposition, l'image instantanée du spécimen. Pour ces techniques d'imagerie, une bonne cohérence spatiale du faisceau laser X est particulièrement nécessaire. Il faut toutefois rappeler que les lasers fonctionnant au dessous de 40\AA nécessitent à l'heure actuelle une énergie de pompe de l'ordre de 80 kilojoules, que seules une ou deux installations laser dans le monde peuvent délivrer.

Dans le domaine compris entre 100\AA et 300\AA , la faible profondeur de pénétration des photons (typiquement quelques milliers d'angströms) oriente les applications vers l'étude des surfaces ou des couches minces. Ainsi la puissance élevée d'un laser X pourrait être mise à profit dans l'étude des surfaces de cristaux ou de semi-conducteur, par fluorescence. D'autre part en focalisant un faisceau laser X à l'aide d'une lentille de Fresnel, on peut atteindre des intensités élevées (supérieures à 10^{14}W/cm^2) et étudier, dans le domaine X-UV, des effets non-linéaires dans des gaz ou des plasmas⁴⁰. Enfin, les lasers X autour de 200\AA devraient devenir des outils puissants de diagnostic de la zone ultra-dense des plasmas-laser (plasmas de fusion inertielle, par exemple). En effet, les lasers à courte longueur d'onde sont moins sensibles à la réfraction que les faisceaux visible ou UV habituellement utilisés. D'autre part ils peuvent en principe se propager dans un plasma de densité élevée, puisque la densité de coupure est de l'ordre de 10^{24}cm^{-3} pour une source à 200\AA . Des techniques de déflectométrie⁴¹ ou d'interférométrie⁴² utilisant un laser X commencent ainsi à être développées.

Cette liste n'est bien sûr pas limitative, elle constitue une ébauche pour des développements futurs. Enfin pour que l'utilisation d'un laser X dans des applications pratiques se répande largement dans les laboratoires, il faudra continuer à améliorer principalement deux aspects: d'une part l'optimisation du système laser X, c'est à dire la

réduction des moyens nécessaires à sa génération; d'autre part la qualité des optiques X-UV (miroirs, lentilles, polariseurs...) qui permettent de transporter et focaliser le faisceau.

Note: Les résultats du LSAI que j'ai présentés sont le fruit d'un travail d'équipe auquel ont également contribué: P. Jaeglé, A. Carillon, P. Dhez, B. Gauthé, P. Goedtkindt, G. Jamelot, B. Rus, P. Zeitoun.

Références

- ¹ Proceedings of 4th International Conf. on X-ray Lasers, Williamsburg (USA) May 1994 (IAP) à paraître
- ² B. Rus et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994) 565
- ³ Y. Nagata et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3774
- ⁴ J. J. Rocca et al. Réf. 1 (1994)
- ⁵ G. Jamelot et al., Proceedings of International Conf. on Lasers'81 (1981) p. 178
- ⁶ S. Suckewer et al., *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1753
- ⁷ D. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 110
- ⁸ P. Jaeglé et al., *Europhys. Lett.* **7** (1988) 337
- A. Carillon et al., *J. Phys. B* **23** (1990) 179
- A. Klisnick et al., *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer* **51** (1994) 169
- ⁹ X. Wang et al., *Opt. Comm.* **102** (1993) 271
- ¹⁰ D. Kim et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 115
- ¹¹ J. C. Moreno et al., *Phys. Rev. A* **39** (1989) 6033
- ¹² T. Hara et al., 3rd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. Series N° 125 (1992) p. 97
- ¹³ C. Chenuis-Popovics et al., *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2161
- ¹⁴ H. Azuma et al., *Opt. Lett.* **15** (1990) 1011
- ¹⁵ J. Steingruber et al., 3rd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. Series N°125 (1992) p. 115
- ¹⁶ P. Zeitoun et al., Réf. 1 (1994)
- ¹⁷ A. Carillon et al., Réf. 1 (1994)
- ¹⁸ Zhi-zhan Xu et al., 3rd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. Series N°125 (1992) p. 75
- ¹⁹ J. Zhang et al., Réf. 1 (1994)
- ²⁰ S. Jacquemot et al., Réf. 1 (1994)
- ²¹ A. Carillon et al., *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2917
- ²² J. Koch et al., *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3291
- ²³ Wang Shiji et al., 3rd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. Series N°125 (1992) p. 49
- ²⁴ J. MacGowan et al., *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 420
- ²⁵ D.M. O'Neill et al., *Opt. Comm.* **75** (1990) 406
- ²⁶ T.N. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1987) 1185
- ²⁷ Y. Kato et al., 3rd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. Series N°125 (1992) p. 9
- ²⁸ B. Rus et al., 3rd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. Series N°125 (1992) p. 361
- ²⁹ P. Jaeglé et al., Réf. 1 (1994)
- ³⁰ G. Cairns et al., Réf. 1 (1994)
- ³¹ J. Nilsen et al., *Phys. Rev. A* **48** (1993) 4682
- ³² Y. Kato et al., Proc. of Ultrashort Wavelength Lasers II, SPIE Vol. 2012 (1993) p. 12
- ³³ P. Dhez, *Ann. Phys. Fr.* **15** (1990) 493
- ³⁴ Travail a été effectué en collaboration avec A.Meus et D. Mazataud du CEA-Limeil.
A. Meus et al., *J. Optics (Paris)* **24** (1993) 129
- ³⁵ J. Trebes et al., Réf. 1 (1994)
- ³⁶ Rus et al., *Phys. Rev. A* (1994) à paraître
- ³⁷ L.B. Da Silva et al., *Optics Lett.* **18** (1993) 1174
- ³⁸ C.H. Skinner et al., *J. Microsc.* **159** (1990) 51
- ³⁹ J. Trebes et al., 2nd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. series N°116 (1990) p. 279
- ⁴⁰ L. da Silva et al., 2nd International Conf. on X-ray Lasers, IOP Conf. series N°116 (1990) p. 177
- ⁴¹ L. B. Da Silva et al., Proc. of Ultrashort Wavelength Lasers II, SPIE Vol. 2012 (1993) p. 158
- ⁴² Da Silva et al., Réf. 1 (1994)