

Progrès des recherches sur le laser X : une émission saturée et cohérente à 236 Å

P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Carillon, P. Dhez, A. Klisnick, J. P. Raucourt, C. L. S. Lewis*, D. M. O'Neill*, D. Neely*, J. O. Uhomoihi*, M. H. Key****, H. Z. Chen**, R. Kodama**, P. Norreys**, A. Kidd**, J. Zhang***, G. J. Tallents****, L. Dwivedi****, J. Krishnan****, S. A. Ramsden *****, et G. J. Pert*****

Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, Unité associée au CNRS, Bâtiment 350, Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France

* *The Queen's University of Belfast, Irlande du Nord*

** *Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon, Grande-Bretagne*

*** *Department of Physics, University of Oxford, Grande-Bretagne*

**** *Department of Physics, University of Essex, Colchester, Grande-Bretagne*

***** *Department of Computational Physics, University of York, Grande-Bretagne*

***** *Department of Applied Physics, University of Hull, Grande-Bretagne*

Abstract : An important result has been obtained recently in XUV laser research: saturated outputs demonstrated at 232 and 236 Å. This success was obtained owing to a half cavity made of multilayer mirror acting on radiation from two germanium laser produced plasmas; these plasmas are geometrically adjusted in order to compensate refraction of amplified XUV radiation in density gradients of the plasmas.

Introduction

On sait depuis le milieu des années 1970 que les rayons X ne peuvent être amplifiés que dans des plasmas denses et chauds contenant des ions multichargés et des électrons libres. Les premières analyses du pompage optique d'atomes neutres en couche interne ont montré en effet que la puissance nécessaire à la création d'une inversion de population est suffisante pour vaporiser le milieu actif et le transformer en plasma chaud.

Bien qu'un résultat récent fasse état d'une inversion de population obtenue par photopompage résonnant dans un plasma de Z-pinch [1], c'est principalement dans les plasmas produits par laser que des amplifications ont été réalisées [2-4]. Ces plasmas sont produits par la focalisation d'un faisceau laser de grande puissance sur une cible solide placée dans le vide, à l'aide d'une optique astigmatique, de façon à produire une colonne de plasma; l'amplification de rayons X est réalisée dans l'axe de la colonne. Les plasmas laser sont caractérisés par la variation temporelle rapide de leurs température et densité, leur durée de vie ne dépassant pas quelques nanosecondes; ils se caractérisent également par de forts gradients de densité et de température dans la direction perpendiculaire à la surface de la cible.

L'amplification d'une colonne de plasma de longueur L, dont le coefficient linéaire de gain est G se caractérise par son produit "gain-longueur" G•L. Tant que le nombre de photons stimulés reste faible par rapport au nombre d'ions excités, l'intensité émise à l'extrémité de la colonne croît exponentiellement avec G•L.

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

où S est la fonction source du plasma. Le maximum de brillance est obtenu lorsque l'émission stimulée est suffisante pour épuiser l'inversion de population. Ce régime de saturation est atteint pour des valeurs de G•L de l'ordre de 15 à 20.

Parmi les nombreux mécanismes imaginés pour inverser les populations des niveaux d'énergie des ions, deux ont abouti à des amplifications importantes. Ce sont d'une part le refroidissement rapide du plasma après l'extinction du laser "pompe", et d'autre part l'excitation collisionnelle des ions par les électrons libres du plasma. Il faut noter que les inversions sont produites dans les deux cas par la dynamique propre du plasma; le pompage ne consiste qu'à apporter à la cible l'énergie nécessaire pour créer un plasma de température et de densité convenables.

Schémas d'inversions

Les deux mécanismes d'inversion sont représentés schématiquement sur la figure 1. Dans le cas de la recombinaison, l'inversion est produite par la recombinaison à trois corps, qui est le processus dominant de recombinaison dans un plasma dense, fortement ionisé, et de température relativement basse. Ces conditions peuvent se réaliser au cours de l'expansion adiabatique d'un plasma laser porté initialement à une température élevée. La recombinaison est suivie d'une cascade de désexcitation collisionnelle qui peuple les niveaux supérieurs et intermédiaires de l'ion recombiné, tandis que les niveaux de bas nombre quantique principal ont une forte probabilité de désexcitation radiative vers l'état fondamental. Ce mécanisme est particulièrement efficace dans le cas des ions hydrogénoïdes [5] et lithiumoïdes [6], car les ions parents (noyaux nus et ions héliumoïdes) qui constituent le réservoir de population sont très abondants dans une large gamme de température du plasma. Les transitions 2 - 3 des ions hydrogénoïdes, ainsi que les transitions 3d - 4f et 3d - 5f des ions lithiumoïdes donnent lieu à amplification.

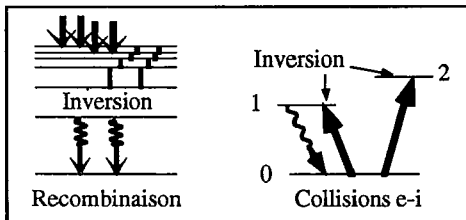


Figure 1 : Description schématique des principaux mécanismes d'inversion dans les plasmas produits par laser.

Contrairement au mécanisme précédent, le pompage collisionnel se produit pendant une période voisine de l'instant du maximum de l'impulsion laser, alors que la température du plasma est très élevée. Il intéresse des ions possédant deux niveaux excités (notés 1 et 2 sur la fig. 1) ayant des probabilités voisines d'excitation collisionnelle à partir de l'état fondamental (0), mais dont seul le niveau (1) a une forte probabilité de désexcitation radiative vers le fondamental, la transition radiative entre les niveaux (2) et (0) étant interdite. C'est en particulier le cas des ions à couche complète comme les ions néonoïdes (fondamental $2s^22p^6$) [7] et nickeloïdes (fondamental $3s^23p^63d^{10}$), les transitions inversées étant respectivement 3s - 3p, et 4p - 4d.

Le diagramme représenté figure 2 montre que la production d'inversion de population demande un flux du laser de pompe beaucoup moins élevé dans le cas du schéma de recombinaison, qui apparaît comme la voie économique vers le laser X. C'est également la seule voie pour les longueurs d'onde très courtes; la limite théoriquement accessible au schéma collisionnel, en utilisant l'uranium néonoïde ou nickeloïde comme élément actif, serait respectivement de 50 et de 30 Å, alors qu'elle n'est que de 1,5 Å dans le cas lithiumoïde. Il reste cependant, pour aboutir à un véritable laser X par recombinaison, à surmonter les phénomènes délétères qui accompagnent l'allongement de la colonne de plasma. On a constaté de façon très générale que l'augmentation de la longueur L de la colonne s'accompagne de la décroissance du gain G: ainsi, dans l'aluminium lithiumoïde, des valeurs comprises entre 2. et 2.5 cm^{-1} ont été obtenues dans des colonnes de longueur voisine de 1 cm, alors que pour une longueur de 6 cm, le coefficient de gain n'a pas dépassé 0.5 cm^{-1} [8]. Ce phénomène n'est pas de même nature que la saturation de l'amplification par l'émission stimulée mentionnée ci-dessus, car un produit G.L de l'ordre de 3 est tout à fait insuffisant pour affaiblir l'inversion de population de façon notable.

Les recherches actuelles sur le laser X par recombinaison sont orientées vers l'élimination des causes de la léthargie de l'amplification. La réfraction du faisceau amplifié dans le gradient de densité du plasma, qui pose problème dans le cas du pompage collisionnel, peut être négligée compte tenu de la densité du plasma en expansion et de la longueur d'onde du rayonnement amplifié. Le piégeage radiatif de la transition "de fuite" entre le niveau inférieur de la transition inversée et le fondamental, a également été invoqué, mais il ne semble pas contribuer à plus de 30% de l'affaiblissement total du gain [9]. Par contre les inhomogénéités du plasma le long de la direction de l'amplification, produites par les défauts des faisceaux laser, pourraient jouer un rôle important en créant dans le plasma une succession de zones absorbantes et amplificatrices [10].

Pour une longueur d'onde donnée de la raie XUV amplifiée, le flux laser nécessaire au pompage collisionnel est supérieur d'au moins deux ordres de grandeur par rapport au flux demandé dans le cas du schéma de recombinaison. Ceci explique pourquoi les premiers résultats positifs dans un plasma collisionnel n'ont été obtenus qu'en 1984 sur le sélénium néonoïde, à 206 et 209 Å, à l'aide du laser Novette au

laboratoire de Livermore, qui était alors le plus puissant au monde [11]. Les gains sont plus élevés que dans les plasma en recombinaison, et les expériences n'ont pas montré de dépendance du gain avec la longueur de la colonne de plasma; cependant, il existe une longueur limite d'amplification déterminée par la réfraction : le faisceau X amplifié est dévié dans le gradient de densité du plasma, et s'écarte peu à peu à la zone amplificatrice dont l'épaisseur est de l'ordre de 100 µm. Diverses géométries de cibles ont été envisagées pour réduire la réfraction ou en utiliser les effets.

La mise en œuvre du schéma collisionnel semble poser moins de problèmes que celle du schéma de recombinaison. Rien ne s'oppose en principe à la réalisation de lasers X collisionnels, si ce n'est le flux de pompe qui devient très élevé pour les éléments lourds lasant à des longueurs d'onde inférieures à 200 Å. Les lasers X de ce type ne peuvent être mis en œuvre que dans des installations laser de très grande puissance, tels Nova à Livermore et Phébus à Limeil. Les installations de moyenne importance, fournissant typiquement 1kJ en 1ns, permettent cependant de pomper des éléments relativement légers. Par exemple, l'amplification des transitions 3p - 3s du germanium néonoïde Ge^{22+} , qui émet notamment à 232 et 236 Å ($J = 2 \rightarrow 1$) a été observée en 1987 au NRL [12], et confirmée par plusieurs expériences [13 - 15]. Les lasers "kilojoule" sont des instruments capables de produire des laser collisionnels dans la gamme de longueurs d'onde supérieures à 200 Å, de développer les applications de ces lasers, mais ce sont également les instruments nécessaires aux études visant à améliorer l'amplification dans les plasmas en recombinaison pour obtenir des amplifications à courtes longueurs d'onde.

L'obtention d'une émission laser intense et de bonne qualité passe par la recherche du plus grand produit $G \cdot L$ possible. Nous présentons dans la suite de cet article une expérience qui tire parti d'études précédentes visant à l'optimisation de l'amplification à 232 et 236 Å, et qui utilise un miroir multicouche formant une demi cavité destinée à réaliser un double passage du rayonnement dans le milieu actif, augmentant ainsi la longueur d'amplification. Cette expérience a permis d'aboutir à la première démonstration de la saturation de l'émission X amplifiée. La brillance du laser à 236 Å est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle de sources les plus intenses de ce domaine spectral.

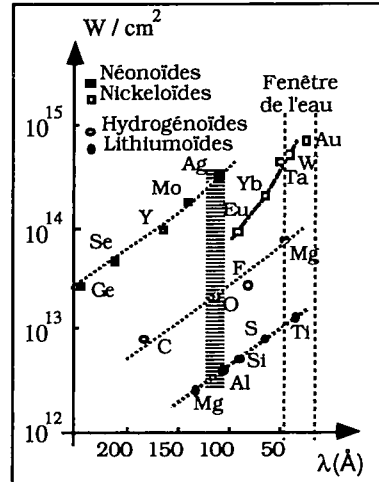


Figure 2 : Flux laser à appliquer à la surface d'une cible solide pour obtenir une amplification, en fonction de la longueur d'onde amplifiée, et pour les quatre principaux schémas de pompage.

Amplification zig - zag dans le germanium néonoïde

Une étude extensive des conditions d'optimisation de l'amplification en fonction des paramètres de l'interaction avait été menée auparavant au Rutherford Appleton Laboratory [13]. Le spectre XUV émis dans l'axe de plasma a été analysé à l'aide d'un spectrographe à champ plan permettant d'obtenir soit la résolution angulaire de l'émission à une longueur d'onde donnée, soit le spectre émis dans une direction donnée. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec des cibles constituées de rubans de germanium déposés sur un substrat de verre poli, et éclairées à $1.05 \mu\text{m}$ par des impulsions laser de 0.6 ns . Le seuil d'apparition des raies à 236 \AA est $6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, le gain est croissant avec le flux au moins jusqu'à $2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, flux maximal disponible pour lequel il est d'environ $4 \cdot \text{cm}^{-1}$.

L'énergie du laser VULCAN permet de produire une colonne de plasma longue de 4 cm , mais compte tenu de la géométrie de l'expérience du RAL, une telle longueur ne peut être obtenue qu'à partir de deux cibles irradiées par deux groupes de trois faisceaux laser arrivant en direction opposée (fig. 3). Cette disposition des cibles présente l'avantage de compenser l'effet de la réfraction; le faisceau amplifié suit entre les cibles une trajectoire en zig-zag qui le maintient à une distance convenable des cibles, dans la zone amplificatrice du plasma.

Les paramètres de l'interaction ont été optimisés expérimentalement. En utilisant deux cibles constituées de rubans de germanium, respectivement de $22 \text{ mm} \times 100 \mu\text{m}$ et $14 \text{ mm} \times 160 \mu\text{m}$, déposés sur des plaques de verre, le meilleur couplage entre les deux plasmas a été obtenu pour une séparation transverse de $200 \mu\text{m}$ et une séparation longitudinale de $500 \mu\text{m}$ entre les surfaces des cibles. Le faisceau XUV amplifié a une divergence de 15 mrad , et il est dévié d'environ 10 mrad par rapport à l'axe des colonnes de plasma [12].

Demi-cavité à miroir multicouche

Pendant la durée de l'inversion de population (environ 400 ps), la lumière ne parcourt qu'une douzaine de centimètres. C'est trop peu pour qu'une cavité résonnante soit utile, mais il est possible de réaliser un double passage du rayonnement XUV amplifié dans le plasma à l'aide d'un miroir interférentiel multicouche placé à proximité du plasma. Une telle "demi-cavité", associée à l'amplification zig-zag entre deux cibles de germanium, a été installée sur l'expérience représentée figure 3. Le miroir de 130 mm de rayon de courbure est situé à 22 mm de l'extrémité de la cible 1. Cette distance résulte d'un compromis entre deux exigences opposées. Il s'agit d'une part d'éviter que le miroir ne soit détruit dès le début de l'interaction par le rayonnement incohérent très intense émis par le plasma. D'autre part la durée de l'aller et retour du rayonnement amplifié dans les plasmas doit être inférieure à la durée de l'inversion de population.

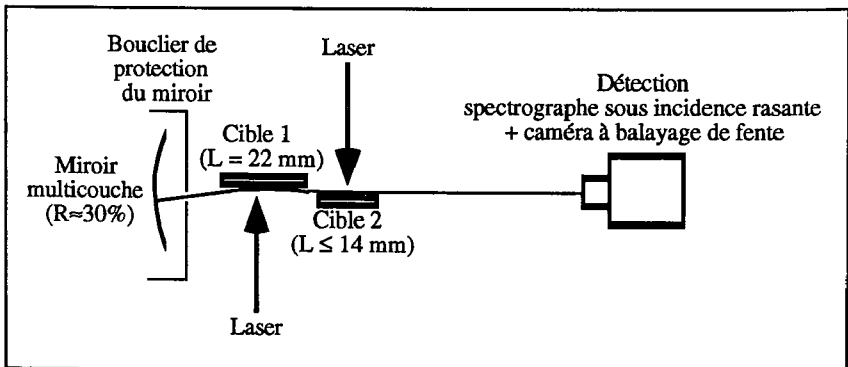


Figure 3 : Schéma de l'expérience combinant l'amplification en zig zag entre deux colonnes de plasma produites à partir de cibles opposées et un miroir multicouche formant une demi-cavité permettant un double passage du rayonnement amplifié dans les plasmas.

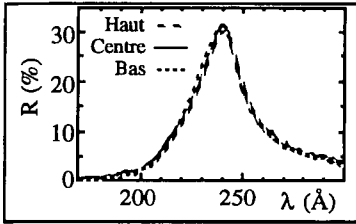


Figure 4 : Réflectivité du miroir multicouche Mo/Si en fonction de la longueur d'onde mesurée sous incidence normale pour trois positions à la surface du miroir (d'après M. Kühne, PTB BESSY)

Les couches ont été évaporées sur des substrats de verre usinés en qualité "super poli", la rugosité étant de l'ordre de 1 \AA [15]. Ceci est indispensable pour obtenir des couches de bonne qualité dont la réflectivité soit proche de la valeur théorique. Le miroir est constitué de 40 bicouches de molybdène / silicium de 167 \AA d'épaisseur. Les paramètres du dépôt ont été optimisés à la suite de la mesure de la réflectivité d'un premier échantillon sous incidence normale. La qualité des couches est constante sur toute la surface du miroir. La réflectivité est maximale à 240 \AA ; à la longueur d'onde de 236 \AA , elle est d'environ 28 % (fig. 4).

La surface du miroir au point d'incidence est orientée à 10 mrad de l'axe de la colonne de plasma pour tenir compte de la réfraction. Un capot percé d'un diaphragme d'un millimètre de diamètre protège la partie non utilisée du miroir du rayonnement incohérent et des particules émises par le plasma. La multicouche est détruite à chaque tir sur la surface en vue directe du plasma, mais les mesures effectuées après l'expérience par M. Krumrey (PTB, BESSY) n'ont montré aucune diminution de la réflectivité en dehors des zones détériorées. Un miroir de 20 mm de diamètre peut ainsi être utilisé pour plusieurs dizaines de tirs, à condition d'aligner une surface vierge du miroir avant chaque tir.

Saturation de l'émission à 236 \AA

L'émission à 232 et 236 \AA a été enregistrée pour différentes longueurs d'amplification, allant de 22 mm (cible 1 seule) à 36 mm (cible 1 + cible 2 de $5, 9, \text{ et } 14 \text{ mm}$). Pour chaque géométrie, on a comparé les intensités obtenues avec et sans miroir. La direction du faisceau amplifié dépend de la réfraction et par conséquent de la longueur du plasma; en revanche, elle ne dépend pas de la présence ou de l'absence du miroir, car le faisceau réfléchi a une direction opposée à celle du faisceau incident. Dans chaque cas, le détecteur était placé à la position du maximum de l'émission.

Pour discuter les résultats de ces expériences, nous définirons deux grandeurs, le coefficient de réflexion effectif du miroir R_{eff} et la longueur effective du plasma L_{eff} . R_{eff} est la proportion du rayonnement XUV réamplifié dans le plasma après avoir été réfléchi par le miroir. Il est déterminé, outre par la réflectivité "réelle" de 28 % mesurée à BESSY, par la destruction du miroir par effet thermique au cours de l'interaction, ainsi que par des facteurs géométriques : à cause de la divergence du faisceau amplifié, une partie du rayonnement réfléchi par le miroir échappe au plasma et n'est donc pas réamplifiée. Compte tenu du rapport d'aspect du plasma et du rayon de courbure du miroir, on a estimé ces pertes géométriques qui conduisent à une réflectivité apparente de 4 %. Si on appelle respectivement I_0 et I_M les intensités mesurées pour le plasma seul et lorsque le miroir est interposé, on a

$$I_M = I_0 \cdot (1 + R_{\text{eff}} \cdot e^{G \cdot L}) \quad (2)$$

Lorsque le miroir est utilisé, on définit la longueur effective comme la longueur d'une colonne de plasma de même fonction source et de même gain qui fournirait à elle seule la même intensité que celle obtenue avec la demi-cavité. Appliquée à l'intensité I_M , l'expression (1) devient

$$I_M = S \cdot (e^{G \cdot L_{\text{eff}}} - 1) \quad (3)$$

et le rapport entre les intensités "avec" et "sans" miroir s'écrit

$$\frac{I_M}{I_0} = \frac{e^{G \cdot L_{\text{eff}}} - 1}{e^{G \cdot L} - 1} \quad (4)$$

En rapprochant les expressions (2) et (4), on a entre L_{eff} et R_{eff} la relation suivante

$$L_{\text{eff}} = L + \frac{1}{G} \cdot \ln[R_{\text{eff}} \cdot (e^G \cdot L - 1) + 1] \approx 2L + \frac{1}{G} \cdot \ln(R_{\text{eff}}) \quad (5)$$

La figure 5 montre la variation temporelle de l'émission à 236 Å dans le cas où seule la cible de 22 mm est utilisée. L'effet de la demi-cavité sur l'émission amplifiée est considérable : le signal détecté par la caméra à balayage de fente est augmenté, pour les 4 enregistrements "avec miroir", dans un rapport compris entre 10 et 50, (moyenne = 30), bien qu'une petite partie seulement de l'émission soit réinjectée dans le plasma. Par ailleurs, on peut constater que la durée de l'émission de la demi-cavité est peu réduite par rapport à celle du plasma seul, contrairement à ce qui a été observé lors d'expériences analogues [17]; on peut en déduire que le miroir n'est pas détruit dès le début de l'interaction et qu'il reste, au moins partiellement, efficace pendant la majeure partie de la durée de vie du plasma.

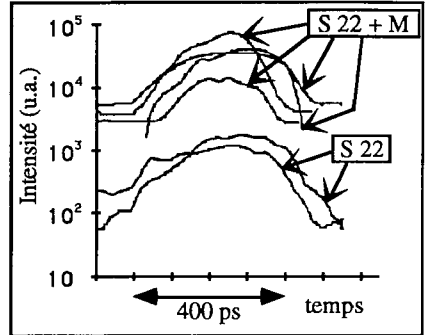


Figure 5 : Emission de la raie 3p-3s du germanium néonoïde à 236 Å par une cible de 22 mm avec (S22 + M) et sans (S22) miroir, résolue temporellement.

La figure 6 résume l'ensemble des mesures d'intensité concernant cette raie à 236 Å pour les différentes conditions d'expérience. L'intensité à l'instant du maximum y est représentée dans chaque cas en fonction de la longueur effective. Celle-ci est égale à la longueur totale des cibles lorsque le miroir n'est pas utilisé (disques noirs sur la figure). La valeur de l'intensité est alors donnée par l'expression (1), et croît exponentiellement avec la longueur de la colonne de plasma entre 22 et 36 mm. Le coefficient de gain G correspondant, $4 \pm 0.5 \text{ cm}^{-1}$, confirme ce

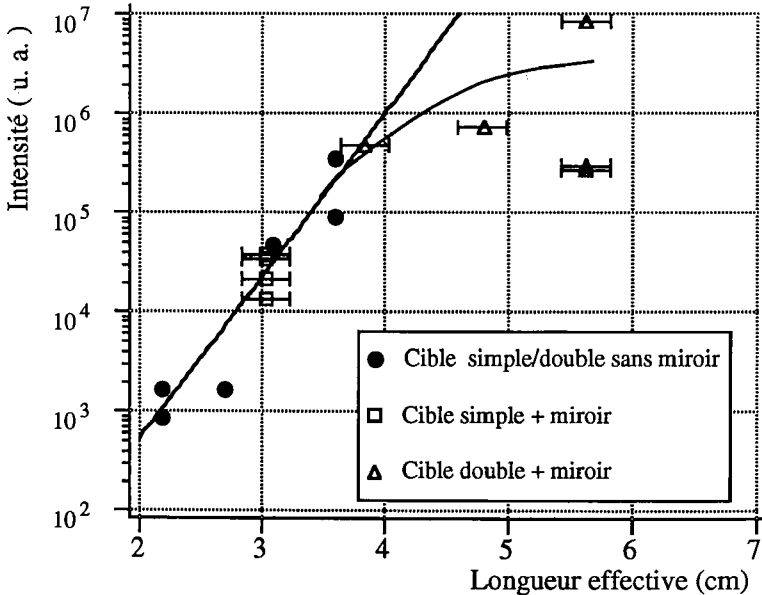


Figure 6 : Intensité maximale de la raie à 236 Å en fonction de L_{eff} . La saturation apparaît pour les tirs avec miroir et cible double lorsque la longueur de la seconde cible est supérieure à 5 mm.

qui avait été obtenu précédemment [13]. Dans le cas des expériences avec miroir, et pour tenir compte de la variation du gain pendant le temps de transit du rayonnement dans la demi-cavité, on a évalué la valeur moyenne du gain à environ 3.4 cm^{-1} à partir des variations temporelles de l'émission de la cible de 22 mm (fig.5)

L'intensité obtenue avec la cible de 22 mm et la demi-cavité (représentée par des carrés sur la figure 6) est comprise entre les valeurs extrêmes des intensités émises par les colonnes de plasma utilisées sans miroir. On reste dans ce cas dans la partie exponentielle de la courbe, pour laquelle les expressions (1) à (4) sont valables; il est donc possible de déduire la longueur effective du plasma et le coefficient de réflexion effectif du miroir. On trouve pour ce dernier une valeur de l'ordre 1 %, ce qui est nettement inférieur à la réflectivité initiale du miroir, même en diminuant celle ci des pertes géométriques. On doit en conclure que la dégradation du miroir est en partie contemporaine de l'amplification, bien que la résolution temporelle semble indiquer que le miroir n'est pas détruit brutalement.

Les longueurs effectives correspondant aux expériences utilisant les 2 cibles et la demi-cavité (triangles sur la figure 6) sont calculées à l'aide de l'expression (5); les produits $G \cdot L_{\text{eff}}$ sont compris entre 14 et 22, valeur très supérieure au seuil de saturation. Effectivement, si pour une longueur effective de 37 mm (cibles de 22 + 5 mm + miroir), l'intensité est encore dans la partie exponentielle de la courbe. Pour les longueurs supérieures, l'accroissement d'intensité cesse d'être exponentiel pour devenir progressivement linéaire. Rappelons qu'on a éliminé la réfraction comme cause possible de ce comportement saturé en plaçant dans chaque cas d'expérience le détecteur dans la direction du maximum de l'intensité amplifiée. Par ailleurs, la modélisation numérique de l'intensité dans une colonne de plasma de dimension identique à celle de l'expérience confirme la saturation à partir d'un produit $G \cdot L$ de 15 [18]. C'est à notre connaissance la première mise en évidence de la saturation d'un laser XUV. L'utilisation du miroir a permis de passer d'une longueur d'amplification de 36 mm obtenue à partir de deux cibles à une longueur effective de 56 mm. La demi-cavité se révèle également très efficace pour diminuer la divergence du faisceau, qui passe de 8.8 mrad à 3.6 mrad.

La cohérence spatiale de l'émission amplifiée à 232 et 236 Å a été étudiée ultérieurement en collaboration avec un groupe du laboratoire de Livermore à l'aide d'une technique mise au point au laboratoire de Livermore [19, 20]. Cette technique consiste en l'analyse de la figure de diffraction produite en éclairant un ensemble de fentes d'espacement variable avec le laser XUV. Un miroir multicouche placé entre les fentes et le détecteur sert de filtre interférentiel en éliminant le rayonnement non amplifié du plasma. Les résultats sont actuellement en cours de traitement, mais des mesures préliminaires montrent clairement que la demi-cavité accroît considérablement la cohérence transverse de l'émission laser. Mesurée à 1.5 m du plasma, elle est de 140 μm en l'absence de miroir et de 390 μm si la demi-cavité est utilisée. Ramenées à l'extrémité du plasma par le calcul du transport de la fonction de cohérence mutuelle, ces valeurs sont respectivement 3.4 μm et 14.5 μm [21].

Une source brillante et cohérente pour la physico-chimie des surfaces

Les caractéristiques de l'émission laser XUV ont été évaluées à partir d'enregistrements intégrés temporellement. Le nombre de photons XUV émis est de l'ordre de $5 \cdot 10^{12}$ pour chaque impulsion d'une durée de 400 ps. L'énergie émise dans la raie 3p - 3s à 236 Å de longueur d'onde est en moyenne de 40 μJ par impulsion, ce qui correspond à une puissance de 100 kW. Le rayonnement est émis dans un angle solide de 10^{-5} stéradian. Si on compare les différentes sources disponibles dans ce domaine spectral, pour une même largeur de bande, une même surface émissive et un même angle solide, la brillance du laser à germanium est de $1.3 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{stérad}^{-1}$, ce qui est supérieur de plus de 3 ordres de grandeur à celle des onduleurs, qui sont actuellement les sources les plus brillantes. Enfin, le laser XUV est la seule source de ce domaine de longueur d'onde possédant une longueur de cohérence transverse significative.

Pour envisager les applications potentielles de cette nouvelle source, il faut considérer les propriétés du rayonnement à 236 Å et en particulier sa faible profondeur de pénétration dans la matière, qui ne dépasse pas quelques dizaines à quelques centaines d'ångströms selon les éléments. C'est donc principalement la physico-chimie des surfaces et des interfaces qui pourra tirer partie de cette source. En particulier, elle pourrait être utile à l'étude de la physique des dépôts de couches très minces développée actuellement — soit pour l'étude et l'utilisation de leurs propriétés magnétiques, soit pour la réalisation de semi-conducteurs, soit pour la fabrication de systèmes optiques — qui a besoin de sources permettant des études à haute résolution sur des surfaces étendues de la structure des dépôts formés de quelques couches atomiques. L'interférométrie à 236 Å serait une excellente solution à ce problème. Le même laser permettrait en outre d'étudier la formation d'agrégats dans le faisceau moléculaire utilisé pour effectuer le dépôt.

Références

- [1] Porter, J.L, Spielman, R.B, Matzen, M.K, McGuire, E.J, Ruggles, L.E, Vargas, M.F, Apruzese, J.P, Clark, R.W, Davis, J, Phys. Rev. Letters **68** (1992) 796
- [2] "X-ray Lasers", edited by P. Jaeglé and A. Sureau, J. de Physique **47**, Colloque C6 (1986)
- [3] "The Generation of Coherent XUV and Soft X-ray Radiation, D.L. Matthews and R.R. Freeman, feature editors, Special Issue of J.O.S.A., **4** (1987) 529
- [4] "X-ray Lasers 1990", edited by G.J. Tallents, Institute of Physics Conferences n°116, IOP Bristol (1990)
- [5] Pert, G.J, in [4], p.143
- [6] Klisnick, A, Sureau, A, Guennou, H, Möller, C, Virmont, J, Ann. Phys. Fr **15** (1990) 529, et Appl. Phys.B **50** (1990) 153
- [7] Elton, R.C, Applied Optics **14** (1975) 97
- [8] Jamelot, G, Carillon, A, Klisnick, A, Jaeglé, P, Appl.Phys.B **50** (1990) 239
- [9] Jaeglé, P, Carillon, A, Dhez, P, Gauthé, B, Jamelot, G, Klisnick, A, Raucourt, J.P, in [4], p. 43
- [10] Jamelot, G, Carillon, A, Dhez, P, Gauthé, B, Jaeglé, P, Klisnick, A, Raucourt, J.P, Proceedings of the SPIE, Vol. 1551, S. Suckewer ed., (1991) 65
- [11] Matthews, D.L, et al , Phys. Rev. Letters, **54** (1985) 110
- [12] Lee, TN, McLean, E, Elton, R.C, Phys Rev Letters, **59** (1987) 1185
- [13] O'Neill, D.M, Lewis, C.L.S, Neely, D, Uhomoihi, J, Key, M.H, McPhee, A, Tallents, G.J, Ramsden, S.A, Rogoyski, A, McLean, E.A, Opt. Comm. **75** (1990) 406, et Lewis, C.L.S, Neely, D, Uhomoihi, J, O'Neill, D.M, Ramsden, S.A, Tallents, G.J, Hadithi, Y.A, Key, M.H, Rose, S, Pert, G.J, in [4], p. 231
- [14] Naccache, D, Decoster, A, Jacquemot, S, Louis-Jacquet, M, Keane, C.J, McGowan, B.J, Matthews, D.L, Phys. Rev. A **42** (1990) 3027, et Keane, C.J, McGowan, B.J, Matthews, D.L, London, R.A, Maxon, S, Rosen, M.D, Bourgade, J.L, Decoster, A, Jacquemot, S, Louis-Jacquet, M, Naccache, D, Appl. Phys. B, **50** (1990) 257
- [15] Enright, G.D, Baldis, H.A, Dunn, J, La Fontaine, B, Villeneuve, D.M, Kieffer, J.C., Pépin, H, Chaker, M, Herman, P.R, in [4], p. 343
- [16] Les miroirs multicouche ont été réalisés au "Laboratory for X-ray Optics, Optical Sciences Center, University of Arizona, Tucson, USA" par CM Falco, JM. Slaughter, et D. Schulze, sur des substrats superpolis fabriqués par Carl Zeiss Ltd (RFA). La réflectivité des miroirs neufs et après utilisation a été mesurée au PTB à BESSY (RFA) par M. Kühne et M. Krumrey
- [17] Kato, Y, et al, Proceedings of the SPIE, Vol. 1551, S. Suckewer ed., (1991) 56
- [18] Harvey, E.C, Hooker, C.J, Key, M.H, Kidd, A.K, Lister, J.M.D, Shaw, M, Leland, W, J. Appl. Phys. **70** (1991) 5238
- [19] Trebes, J.E, Nugent, K.A, Mrowka, S, London, R, Barbee, T.W, Carter, M.C, Koch, J.A, McGowan, B.J, Matthews, D.L, DaSilva, L.B, Stone, G.F, and Feit, M.D, to be published
- [20] participaient également à cette expérience J. Trebes, M. Carter, S. Mrowka (LLNL) et K. Nugent (Université de Melbourne)
- [21] J.P. Raucourt, Thèse de Doctorat de l' Université Paris 6, 6 avril 1992