

## Chaînes laser intenses à contraste élevé par amplification directe dans un milieu gazeux à excimères

O. Uteza<sup>1,\*</sup>, V. Tcheremiskine<sup>1,2</sup>, R. Clady<sup>1</sup>, G. Coustillier<sup>1</sup>, M. Gastaud<sup>1</sup>, M. Sentis<sup>1</sup>, L.D. Mikheev<sup>2</sup>, J.P. Chambaret<sup>3</sup> et G. Chériaux<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire LP3, UMR 6182, C. 917, 163 avenue de Luminy, 13288 Marseille Cedex 9, France

<sup>2</sup> Institut Lebedev, Leninsky Prospekt 53, 119991 Moscou, Russie

<sup>3</sup> Laboratoire LOA, UMR 7639, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau Cedex, France

**Résumé.** Cet article présente l'intérêt du concept de laser hybride (solide/gaz) et de l'amplification directe de puissance dans un milieu à excimères pour les chaînes laser de puissance ultrabrèves à contraste élevé. L'architecture d'une chaîne laser multiterawatt basée sur l'emploi du milieu amplificateur XeF(C-A) pompé par voie photolytique est ensuite détaillée, ainsi que les perspectives de dimensionnement de cette approche au niveau PW et EW.

### 1. INTRODUCTION

Les chaînes laser ultrabrèves intenses à dérive de fréquence (chaînes laser CPA) sont en règle générale basées sur l'utilisation de matériaux laser solides (Ti : Sapphire, Nd : verre, Ytterbium : verre). Ces systèmes laser « tout solide » ont permis d'obtenir des performances remarquables (puissance crête  $> \sim 100$  TW, durée d'impulsion : 20 fs, énergie par impulsion: 20 J, cadence de répétition: 10 Hz) sans que pour autant l'ensemble de ces performances aient été atteintes sur la même machine. Il est en effet extrêmement difficile de répondre en même temps aux contraintes imposées par la réduction de la durée d'impulsion, l'optimisation de l'énergie et la focalisation ultime, en d'autres termes, l'optimisation de l'intensité sur cible. En particulier, les verrous scientifiques et technologiques majeurs aujourd'hui clairement identifiés, sont (i) le contraste temporel<sup>1</sup>, aujourd'hui limité à  $\sim 10^6 - 10^7$ , valeur insuffisante pour l'étude de l'interaction laser – solide à très haut flux ( $I > 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ), (ii) les problèmes liés aux amplificateurs finaux (effet laser parasite transverse et endommagement), (iii) le développement des futurs lasers ou sources de pompage d'énergie et puissance moyenne très élevées, (iv) et l'amélioration des performances (endommagement, efficacité, dimensions) des réseaux de compression.

De nombreuses recherches sont aujourd'hui entreprises dans le monde pour apporter des solutions à ces verrous [1]. Cependant, la plupart d'entre elles ne remettent pas en cause la conception de l'architecture des chaînes laser intenses, en particulier l'utilisation de milieux lasers solides pour l'amplification finale de puissance alors que ce type de milieu constitue une limite sérieuse à la fois physique, due à une activité optique non-linéaire importante (indice non-linéaire  $n_{21}$  élevé), technologique (taille des cristaux) et financière (coût et délai de fabrication). Lors de l'élaboration des chaînes laser CPA, la grandeur pertinente à considérer est l'intensité, rapport de l'énergie sur la durée d'impulsion et la surface sur laquelle on peut focaliser le faisceau. Dans ce contexte, il existe un réel intérêt à développer des chaînes laser de puissance ne privilégiant pas forcément l'option

---

\* uteza@LP3.univ-mrs.fr ; téléphone : 33 4 91 82 92 83 ; fax : 33 4 91 82 92 89 ; www.lp3.univ-mrs.fr

\*\* Rapports d'intensité entre les pieds d'Emission Spontanée Amplifiée ou les pré-impulsions laser et l'impulsion femtoseconde principale.

« tout solide » . . . mais par exemple, recourant à un milieu amplificateur final de faible densité comme un gaz. Un gaz est environ mille fois moins dense qu'un solide. De ce fait, il possède certes des capacités d'amplification ( $E_{\text{saturation,gaz}} \ll E_{\text{saturation,solide}}$ ) moindres qu'un laser solide mais cette très faible densité lui permet de bien mieux supporter l'amplification de puissance, tant d'un point de vue endommagement que réduction des effets non-linéaires ( $n_{2,\text{gaz}} \approx 0,001 n_{2,\text{solide}}$ ). Notons que, dans le cadre plus particulier des lasers intenses ultrabrefs, une conséquence immédiate est la possibilité de réaliser l'amplification directe d'impulsions femtosecondes dans un milieu gazeux . . . et donc de supprimer le compresseur final. Il en résulte la levée de l'un des principaux verrous technologiques des chaînes lasers ultrabrèves intenses ! Par ailleurs, le dimensionnement d'un milieu gazeux étant relativement libre, il est possible de réaliser des modules amplificateurs de très grandes dimensions et à relativement faible coût. Enfin, il est important de noter qu'un milieu gazeux possède d'importantes propriétés additionnelles permettant de préserver le contraste temporel et une grande qualité optique du faisceau durant son amplification. Un milieu gazeux est en effet homogène, très peu dispersif, et possède une moindre sensibilité aux aberrations thermiques (distorsions), un faible gain à petit signal et des caractéristiques physiques ou de fonctionnement aisément modulables (géométrie des schémas d'amplification en particulier, diversité des techniques de pompage, etc.). Les milieux laser à gaz comportent cependant quelques limitations par rapport aux milieux solides : une plus faible stabilité tir à tir, et une cadence et un rendement moindres liées principalement à des seuils d'oscillation laser plus élevés et la nécessité de taux de pompage plus intenses.

Dans cet article, nous détaillons l'intérêt des milieux à excimères à large bande de gain, en particulier du milieu XeF(C-A), pour l'amplification de puissance dans les chaînes laser ultrabrèves intenses. Puis nous présentons les principaux éléments de la chaîne laser en cours de développement au laboratoire LP3, qui, associe (i) un oscillateur solide Titane:Saphir fonctionnant à 950 nm, (ii) un étage pré-amplificateur OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) permettant l'amplification du signal à 950 nm au niveau de  $\sim 10$  mJ, (iii) un système doubleur pour convertir le signal à 475 nm, (iv) et un module amplificateur à excimères XeF (C-A) permettant l'obtention d'impulsions TW visibles à contraste élevé ( $> 10^{11}$ ) dans le bleu (475 nm). Enfin, nous exposons les perspectives de dimensionnement au niveau PW et EW basée sur l'amplification de puissance dans des milieux à excimères large bande. Cette voie est aujourd'hui clairement identifiée et acceptée par la communauté internationale des lasers intenses.

## 2. INTÉRÊT DU MILIEU À EXCIMÈRES XEF(C-A) POUR L'AMPLIFICATION DE PUISSANCE EN RÉGIME ULTRACOURT

Les caractéristiques spectrales, énergétiques et de fonctionnement (géométrie, pompage, coût, etc.) des milieux amplificateurs gazeux apparaissent donc au premier abord particulièrement adaptées à l'amplification de puissance générant un faible flux d'ASE et optimisant l'intensité laser sur cible. Parmi l'ensemble des milieux gazeux, le milieu à excimères XeF (C-A) est extrêmement intéressant pour l'amplification de puissance d'impulsions ultracourtes, grâce à sa large bande spectrale de gain ( $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 70$  nm centré à 475 nm) et à sa fluence de saturation relativement élevée ( $50 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) [2]. Afin de comparer le potentiel du milieu XeF(C-A) avec celui d'autres milieux fréquemment utilisés comme amplificateurs de puissance et pour essayer d'exprimer quantitativement les remarques précédentes, il est intéressant d'établir la figure de mérite FM suivante [3]:

$$FM = \frac{E_{\text{sat}} S \Delta\nu}{(n_{2l}/\lambda) g_0 l} = \frac{c E_{\text{sat}} S \Delta\lambda}{n_{2l} g_0 l \lambda}, \quad (1)$$

Avec  $c$  la célérité de la lumière,  $E_{\text{sat}}$  la fluence de saturation,  $S$  la section droite du milieu amplificateur,  $\Delta\nu$  la bande spectrale de gain (FWHM),  $\lambda$  la longueur d'onde de l'émission laser,  $n_{2l}$  l'indice de réfraction non linéaire,  $g_0$  le gain à faible signal, et  $l$  la longueur de gain du milieu amplificateur.

Pour établir ce paramètre, la durée et le temps de transit de l'impulsion dans le milieu amplificateur sont considérés très inférieurs à la durée de vie de l'état excité de la transition laser  $\tau_f$  et au taux de pompage  $W_p$ . En d'autres termes, le milieu est considéré pompé pendant toute la durée du processus d'amplification. Pour cette raison,  $\tau_f$  n'apparaît pas dans la formule (1) décrivant la figure de mérite. Cette hypothèse est vérifiée pour l'ensemble des milieux dont les principales caractéristiques sont présentées ci-dessous dans le tableau 1.

**Tableau 1.** Principales caractéristiques physiques et figure de mérite associées à deux des milieux amplificateurs de puissance solides les plus populaires pour l'amplification de puissance (Ti:Sa et Nd:verre) et le milieu gazeux XeF (C-A). Pour le Ti:Sa : données à 795 nm, pour une polarisation parallèle à l'axe optique [7]. Pour le Nd:verre: données pour des matrices de verre phosphaté dopés aux ions néodyme [7], ce milieu étant le plus répandu pour l'amplification de puissance. Pour le calcul de FM, nous utilisons les valeurs typiques de  $g_0 \cdot l$  rencontrés lors d'amplification de puissance et les dimensions des matériaux sont respectivement:  $S_{\text{TiSa-max}} \sim 80 \text{ cm}^2$ ,  $S_{\text{NdVerre-max-barreau}} \sim 80 \text{ cm}^2$ ,  $S_{\text{NdVerre-max-disque}} \sim 1250 \text{ cm}^2$ . Pour XeF(C-A),  $S \sim 10 \text{ cm}^2$  (dimension caractéristique du module développé au laboratoire LP3).

\* Ces valeurs sont déduites des performances typiques obtenues avec un barreau de Nd:Verre de section droite de 5 cm (Hoya laser glass LHG-7) et avec un amplificateur à disque de 20 cm de section droite (Hoya laser glass LHG-7) [7].

Matériau	$\Delta\lambda_{\text{gain}} @ \lambda_0$	$\sigma_{\text{émission stimulée}}$ ( $\text{cm}^2$ )	$\tau_{\text{vie,niveau haut}}$ ( $\mu\text{s}$ )	$E_{\text{sat}}$ ( $\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ )	$g_0 \times l_{\text{gain}}$	$n_{21}$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ )	FM ( $\times 10^{26} \text{ J}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{cm}^{-1}$ )
Ti:Sa	180 nm @ 795 nm	$2,8 \cdot 10^{-19}$	3,2	0,9	3	$3,45 \cdot 10^{-16}$	4,7
Nd:verre	20 nm @ 1054 nm	$4,2 \cdot 10^{-20}$	315	4,5	Barreau : 2,75 (*) Disque : 1,15 (*)	$3,1 \cdot 10^{-16}$	Barreau : 2,4 Disque : 89,8
XeF(C-A)	70 nm @ 475 nm	$9 \cdot 10^{-18}$	0,1	0,05	2	$3,4 \cdot 10^{-19}$	32,5

Le paramètre FM prend en considération la possibilité d'accès à de fortes énergies ( $\text{FM} \propto E_{\text{sat}} \cdot S$ ), la capacité d'amplifier des impulsions ultrabrèves sans introduire de distorsions de phases ( $\text{FM} \propto \Delta\nu \cdot \lambda/n_{21}$ ) et la réduction du développement de l'ASE ( $\text{FM} \propto 1/g_0 \cdot l$ ), sans pondération des différents critères. Cette figure de mérite correspond à une estimation assez grossière des capacités d'un milieu amplificateur puisque de nombreux paramètres, comme la simplicité du système, la technique de pompage et son efficacité, la puissance moyenne accessible, ou le prix de l'installation ne sont pas pris en compte. Cependant, cette valeur peut s'avérer intéressante pour estimer le potentiel d'un milieu lors de la réalisation d'une chaîne laser ultrabrève intense et de contraste élevé. Ainsi, le tableau 1 montre que le milieu excimère gazeux XeF (C-A) possède une valeur de FM comparable à celle des milieux solides comme le Ti:Sa ou le Nd:verre, et constitue donc un milieu prometteur pour l'amplification de puissance d'impulsions ultrabrèves intenses à contraste élevé et de grande qualité optique. Rappelons ici que son principal avantage par rapport aux autres milieux est lié au faible indice non linéaire du milieu gazeux permettant une amplification directe en régime femtoseconde et ainsi de lever le verrou technologique lié à la fluence d'endommagement et au dimensionnement de l'étage de compression final à réseaux. De plus, il faut noter qu'une autre limitation technologique principale est également automatiquement levée: il s'agit de celles liées au milieu amplificateur (effet laser transverse, endommagement).<sup>2</sup> Enfin, il existe plusieurs techniques d'excitation éprouvées du milieu XeF(C-A). L'une d'entre elles, par photodissociation, consiste en un pompage optique incohérent [4]. Ce type d'excitation est activement développé depuis de nombreuses années [4-6] car il procure un pompage efficace et homogène dans le

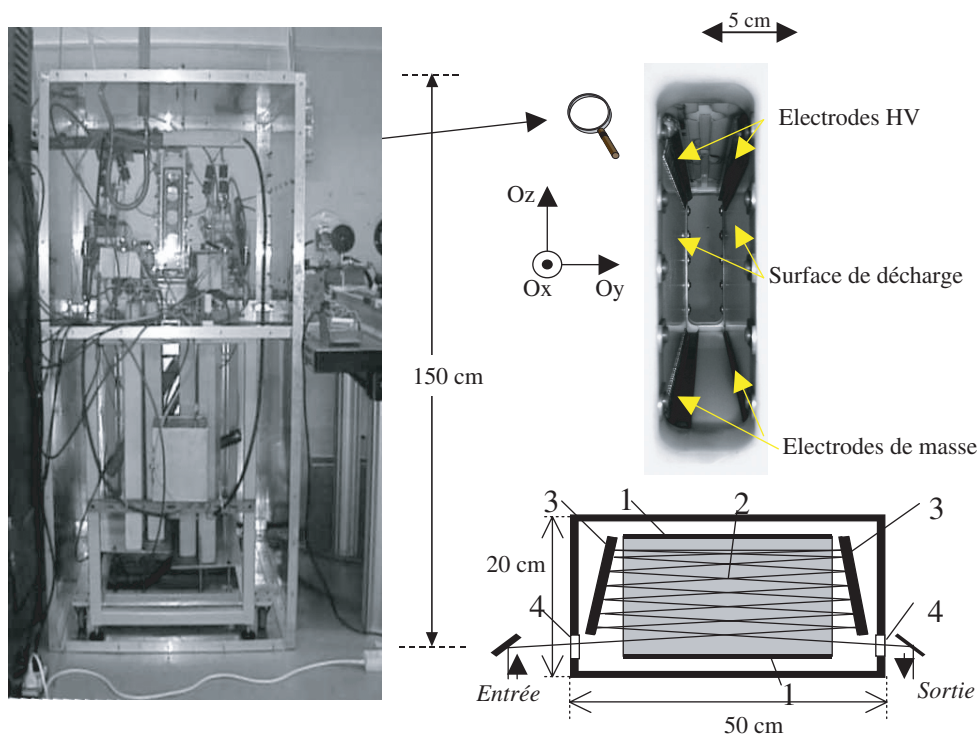
\*\*\* On pourrait considérer le phénomène d'ionisation du milieu gazeux comme seuil d'endommagement. Cependant, il s'agit d'un endommagement réversible et, si le milieu ne revient pas exactement à son état initial, on peut changer la charge gazeuse ce qui ne constitue pas un problème au contraire de l'endommagement d'un cristal. En ce qui concerne l'effet laser transverse, la petitesse du gain et la possibilité d'adapter facilement la géométrie d'amplification (amplification hors d'axe en particulier) permettent de s'affranchir de cette limitation.

temps et dans l'espace, propice à l'obtention d'un gain laser lisse (dépourvu de raies d'absorption) et d'une propagation de l'impulsion dans un milieu dépourvu de gradients d'indice de réfraction. Cela est particulièrement favorable à l'amplification d'impulsions ultracourtes et à un fonctionnement robuste (suppression des surintensités liées aux effets de cohérence et sources d'endommagement).

Si l'on se réfère aux limitations (i)-(iv) évoquées en introduction, on peut donc s'apercevoir que, pour la plupart, elles peuvent être levées dans le cas de l'utilisation d'un amplificateur gazeux final de caractéristiques adaptées (bande spectrale d'amplification, excitation) comme XeF(C-A) pompé par voie photochimique. Cette constatation finale justifie donc notre choix de développer une chaîne laser ultrabrève hybride (solide/gaz) intense où la fonction « création du spectre et amplification à puissance modérée » (particulièrement adaptée à la technologie tout solide) utilise des milieux solides et la fonction « amplification de puissance sans distorsion » est assurée par un milieu gazeux. L'architecture de la chaîne laser en cours de développement au laboratoire LP3 est présentée dans le paragraphe 4. Elle s'appuie sur le module amplificateur XeF(C-A) développé au laboratoire et dont nous rappelons les principales caractéristiques ci-après. Ce dernier est dimensionné pour obtenir des impulsions de puissance crête de quelques dizaines de TW à 475 nm [3].

### 3. DESCRIPTION DU MODULE D'AMPLIFICATION LASER XEF(C-A)

Le système d'amplification laser XeF(C-A), composé d'un module de pompage basé sur une décharge de surface sur un diélectrique (plaque en téflon), et d'une cavité optique, est présenté sur la figure 1. Deux fenêtres en  $\text{CaF}_2$ , de 5 cm de diamètre et 1 cm d'épaisseur, permettent de confiner le mélange



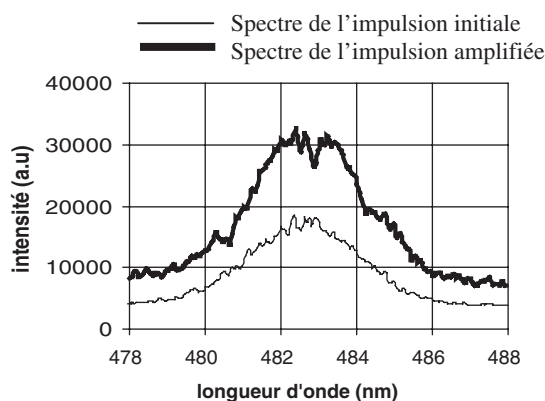
**Figure 1.** Photographie de l'amplificateur de puissance XeF (C-A). La cavité d'amplification avec les deux modules de pompage par décharge de surface (haut) et une vue transverse du schéma optique de la cavité laser (bas) sont présentées en médaillon (1- électrodes de décharge, 2-milieu actif, 3- miroirs dichroïques:  $R_{\max}$  @ 475 nm,  $R_{\min}$  @ 351 nm, 4-Fenêtres d'entrée et de sortie en  $\text{CaF}_2$ ).

gazeux (typiquement  $\text{XeF}_2/\text{N}_2/\text{Ar}$  dans les proportions 0,7/200/800 mbar à une pression totale de 1 bar). Afin de compenser la relative faiblesse du gain à faible signal (milieu gazeux), la propagation dans le milieu est de type multipassage. Les deux miroirs rectangulaires ( $4 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$ ) sont dichroïques : la réflexion est maximale à 475 nm alors qu'elle est seulement de 10% à 353 nm afin d'éviter la déplétion de la population dans l'état  $\text{XeF}(\text{C})$  par pertes radiatives sur la transition  $\text{XeF}(\text{B-X})$ . Ces deux miroirs, séparés d'environ 50 cm, sont disposés afin de permettre une propagation « ascendante-descendante », avant de sortir de la cavité par une fenêtre en  $\text{CaF}_2$ .

Un ajustement précis de l'angle des miroirs par rapport à la verticale, et de l'angle d'incidence du faisceau incident permet des longueurs de propagation de plus de 30 m dans le milieu amplificateur pour un faisceau de 1 cm de diamètre et de faible divergence ( $< \text{mrad}$ ). La source de pompage optique (rayonnement VUV centré à 158 nm) est produite par une décharge de forte puissance ( $E_{\text{déposée}} \approx 7 \text{ kJ}$  en  $\sim 1 \mu\text{s}$ ) et de faible jitter ( $< 20 \text{ ns}$ ) sur un diélectrique. L'efficacité obtenue est de l'ordre de 4% et l'intensité d'émission de surface du plasma est estimée à  $I_{0,\text{max}} \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  [8]. Le rayonnement VUV est ensuite absorbé par les molécules  $\text{XeF}_2$ , qui possèdent un large continuum d'absorption dans ce domaine spectral, et qui se photodissocient pour former la molécule  $\text{XeF}^*$ , majoritairement dans l'état B. La formation de l'état C, niveau « haut » de la transition laser, est ensuite favorisée par relaxation collisionnelle avec un gaz « tampon » inerte, tel que l'argon, l'azote ou le krypton. L'état bas de la transition laser  $\text{XeF}(\text{A})$  est fortement répulsif et la dissociation de  $\text{XeF}(\text{A})$  quasiment instantanée (1 ps). La formation de l'inversion de population est donc relativement aisée. L'état fondamental  $\text{XeF}(\text{X})$  créé en moindre quantité est également rapidement dissocié, conduisant à la formation d'atomes de xénon et de fluor.

Afin d'estimer le potentiel de l'étage amplificateur  $\text{XeF}$ , une étude de l'amplification en régime femtoseconde a tout d'abord été effectuée avec une seule source de pompage optique [9]. Un système laser commercial Ti:Sa (« Hurricane » Spectra Physics) génère un train d'impulsions d'environ 100 fs (FWHM) (800 nm, 500  $\mu\text{J}$ , 1 KHz). Un amplificateur paramétrique optique (OPA-800CF, Spectra-Physics) et un étage de conversion de fréquence permettent ensuite, après conversion en fréquence des impulsions, d'obtenir des impulsions de quelques  $\mu\text{J}$  et d'environ 150 fs centré à 488 nm ( $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} \approx 3,3 \text{ nm}$ ). L'amplification de ces impulsions dans une longueur de milieu actif d'environ 10 m a été effectuée en injectant l'impulsion au moment où le gain est maximum. La tension de charge est d'environ 70 kV, la pression totale est d'environ 0,9 bar ( $\text{Ar}/\text{N}_2 \approx 3$ ) et la concentration en  $\text{XeF}_2$  du milieu actif est d'environ  $1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Un gain total de 5 a été démontré, ce qui correspond à un gain à faible signal  $g_0$  d'environ  $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Des résultats récents ont permis d'obtenir une amplification dans 25 m de milieu actif à l'aide des deux sources de pompage. Un gain de 106 a été démontré, ce qui correspond à un gain à faible signal d'environ  $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . L'intensité de l'émission spontanée amplifiée (ASE) a été également mesurée en bloquant le faisceau signal à l'entrée de l'amplificateur. Une intensité inférieure à  $50 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  a été mesurée, avec un angle de divergence d'environ 1 mrad. Cette valeur est un majorant de la valeur de l'intensité de l'ASE dans le cas d'une amplification du signal, puisqu'on ne tient pas compte de la compétition avec l'impulsion principale ni de la saturation. Cette valeur confirme que l'ASE produite par l'amplification en milieu  $\text{XeF}$  n'est pas un facteur limitant l'obtention d'un contraste élevé. Les profils spectraux avant et après amplification sont présentés sur la figure 2. Le spectre amplifié présente plusieurs bandes étroites d'absorption qui correspondent aux transitions de Rydberg de l'état excité  $\text{Xe}(6s^3\text{P}_0)$ .

Ces bandes d'absorption sont toutefois beaucoup moins nombreuses comparé au cas d'un pompage par faisceau d'électrons [10], et saturent à une densité d'énergie bien plus faible que la transition  $\text{XeF}(\text{C-A})$ . Les variations de gain sur un diamètre de faisceau de 3 cm sont inférieures à 5%, et les fluctuations de l'indice de réfraction  $\Delta n$  ont été estimées inférieures à  $10^{-8}$  de manière théorique, ce qui correspond à un ordre de grandeur en-deçà de la valeur mesurée avec un pompage par faisceau d'électrons [11]. Enfin, ce pompage optique peut être effectué avec différentes compositions et pressions partielles du mélange gazeux et également différentes tensions de charge. Il est ainsi possible d'adapter les conditions opératoires optimisant les caractéristiques de l'amplificateur, comme le gain à faible signal, l'indice de



**Figure 2.** Spectre initial et amplifié dans le cas de l'amplification d'une impulsion de 150 fs avec une seule source de pompage. La longueur de gain est d'environ 10 m et le diamètre du faisceau amplifié est de 3 cm.

réfraction non linéaire ou la durée du gain. En particulier, il a été montré expérimentalement que la pression totale du mélange de gaz peut être diminuée jusqu'à 0,5 bar sans changer significativement la valeur du gain [3]. Cette diminution de la pression entraîne une réduction de l'indice non linéaire du milieu d'un facteur 2 environ [3].

Les résultats expérimentaux en régime à faible signal démontrent la capacité du milieu XeF (C-A) à amplifier des impulsions courtes sans dégrader le spectre, la qualité optique ou le contraste d'une impulsion incidente. Une étude théorique basée sur l'équation de Frantz-Nodvik (densité d'énergie extraite) et l'intégrale de rupture B (préservation de la phase) a ensuite été effectuée afin de déterminer les potentialités du milieu XeF (C-A) pour l'amplification de puissance d'impulsions ultracourtes [3,12]. Nous avons ainsi récemment montré qu'il est possible d'amplifier des impulsions de fluence incidente modérée ( $1-10 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) jusqu'à environ  $50-100 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$ , dans le régime subpicoseconde, sans distorsions de phase significatives. L'amplification directe en milieu XeF d'une impulsion ultracourte visible (50 fs, 475 nm) jusqu'à une intensité en champ proche de l'ordre de  $0,1 \text{ TW} \cdot \text{cm}^{-2}$  est donc tout à fait possible dans le milieu XeF(C-A). Des intensités supérieures peuvent être atteintes avec le module amplificateur développé au laboratoire, mais la préservation de la qualité du front d'onde impose toutefois une impulsion légèrement étirée afin de contrôler l'intensité crête dans l'amplificateur XeF (C-A) et ainsi éviter la filamentation du faisceau. Par exemple, l'obtention d'une impulsion de 10 TW est possible en amplifiant une impulsion de 600 fs. Un système de compression à prismes (ou dans un matériau dispersif, dans un gaz, ou à l'aide de miroirs chirpés) est alors nécessaire en sortie d'amplification pour restaurer la durée initiale de l'impulsion.

#### 4. ARCHITECTURE DE LA CHAÎNE LASER HYBRIDE TW DÉVELOPPÉE AU LP3

La difficulté lors de la conception d'une chaîne laser ultrabrève intense est de combiner à la fois un grand gain (typiquement  $10^{10} - 10^{12}$ ) tout en préservant les qualités spectrale (conservation de la durée d'impulsion) et optique (focalisation) du faisceau. En particulier, le plus grand soin doit être apporté au choix de l'amplificateur final de puissance. Comme l'essentiel des photons est produit dans ce dernier étage, ses caractéristiques conditionnent dans une large mesure les propriétés ultimes du faisceau (durée d'impulsion, contraste, qualité optique). Nous avons vu dans les pages précédentes tout l'intérêt du milieu XeF(C-A), et notamment la possibilité d'amplifier directement (sans compresseur final sous vide) dans un tel milieu des impulsions ultracourtes. Le module amplificateur XeF(C-A) développé au laboratoire LP3 est dimensionné pour une énergie extraite de l'ordre du Joule (soit

quelques dizaines de TW dans le cas d'un module d'amplification pour lasers ultracourts) [3]. Pour tirer pleinement profit de ce milieu amplificateur de puissance, il est important de réaliser un laser pilote adapté à ses propriétés. En particulier, il faut se soucier de construire un système laser suffisamment énergétique à 475 nm, pour une extraction efficace de l'énergie stockée dans le milieu XeF(C-A) (saturation du module amplificateur), et de très bon contraste. Rappelons pour ce dernier point que l'ASE mesurée dans le module XeF(C-A) est inférieure à  $1 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  et qu'un contraste de  $\sim 10^{12}$  est ainsi naturellement accessible après l'amplification de puissance. Pour le premier point, nous avons montré récemment [3,12] qu'une énergie d'injection de 10 mJ ( $E_{\text{in}} = 1 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$  et  $S_{\text{module ampli}} \sim 10 \text{ cm}^2$ ) paraît adéquate pour une extraction efficace de l'énergie stockée dans le milieu XeF(C-A). Cela suppose donc la réalisation d'un laser pilote de puissance  $< \text{TW}$  de contraste  $\sim 10^6$  avant doublage de fréquence, aisément accessible (et approprié) par la voie tout solide.

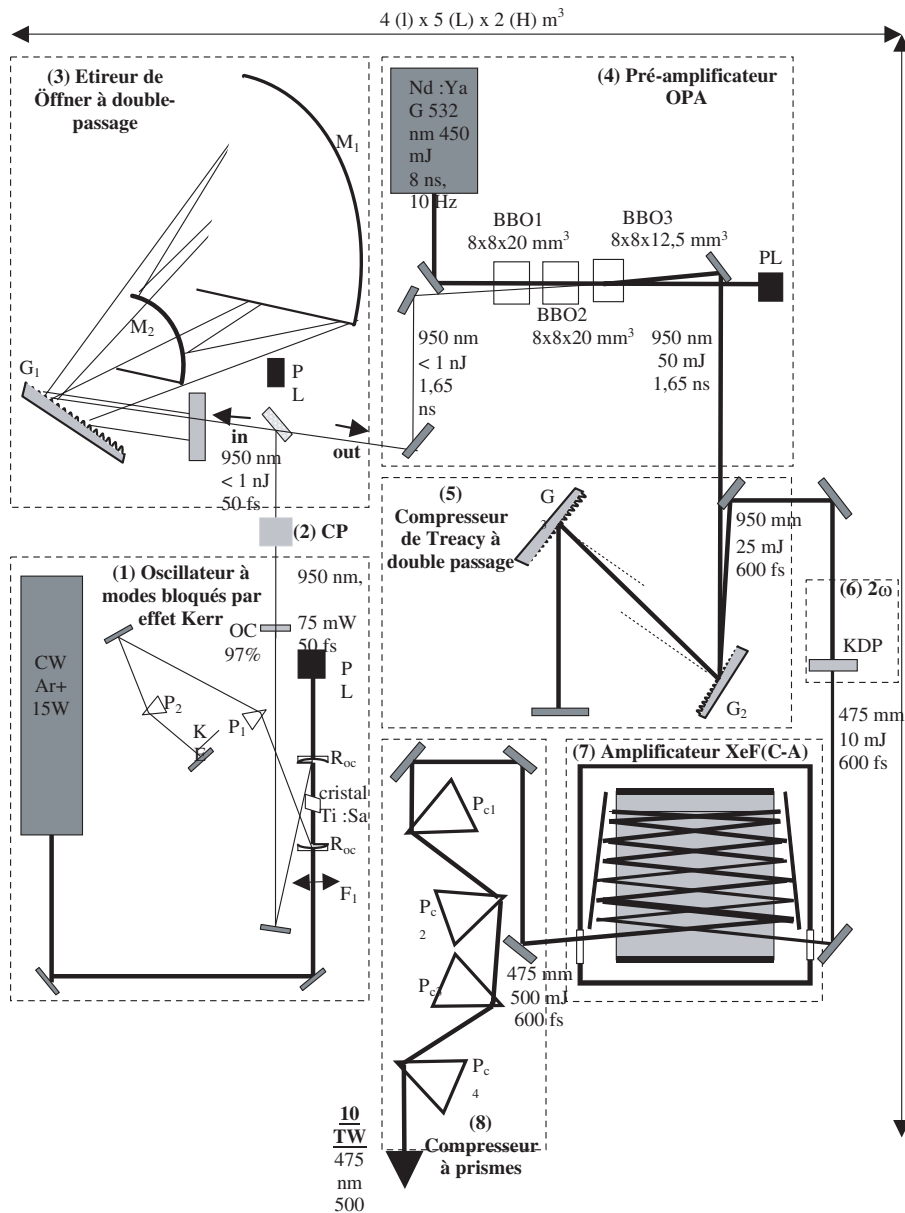
L'architecture de la chaîne laser TW, actuellement en cours de construction au laboratoire LP3, est présentée sur la figure 3. Son encombrement est relativement réduit (surface au sol  $\approx 20 \text{ m}^2$ ) et son coût global approximatif est de l'ordre de 500 000 euros.

Les impulsions femtosecondes sont générées par un oscillateur Ti:Sa à modes bloqués par effet Kerr ( $\sim 50 \text{ fs} - 30 \text{ nm}$ ) de puissance moyenne 75 mW ( $\sim 0,5 \text{ nJ} - 85 \text{ MHz}$ ) et de répartition spatiale gaussienne TEM<sub>00</sub>. L'oscillateur est opéré à 950 nm pour correspondre après doublage à la bande spectrale d'amplification du milieu XeF. Les caractéristiques spectrales, temporelles (trace d'autocorrélation) et spatiales de l'impulsion ultracourte initiale sont montrées sur la figure 4.

Un sélecteur d'impulsions utilisant une cellule de Pockels (Avesta, OG-8) abaisse ensuite la cadence à 10 Hz, cadence nominale de l'étage pré-amplificateur OPCPA. Le synchronisme (jitter  $\leq 2 \text{ ns}$ ) entre les trois systèmes laser (oscillateur, pompe OPCPA, amplificateur XeF(C-A)) est assuré par le module de commande de la cellule de Pockels et un générateur de délai Stanford DG535.

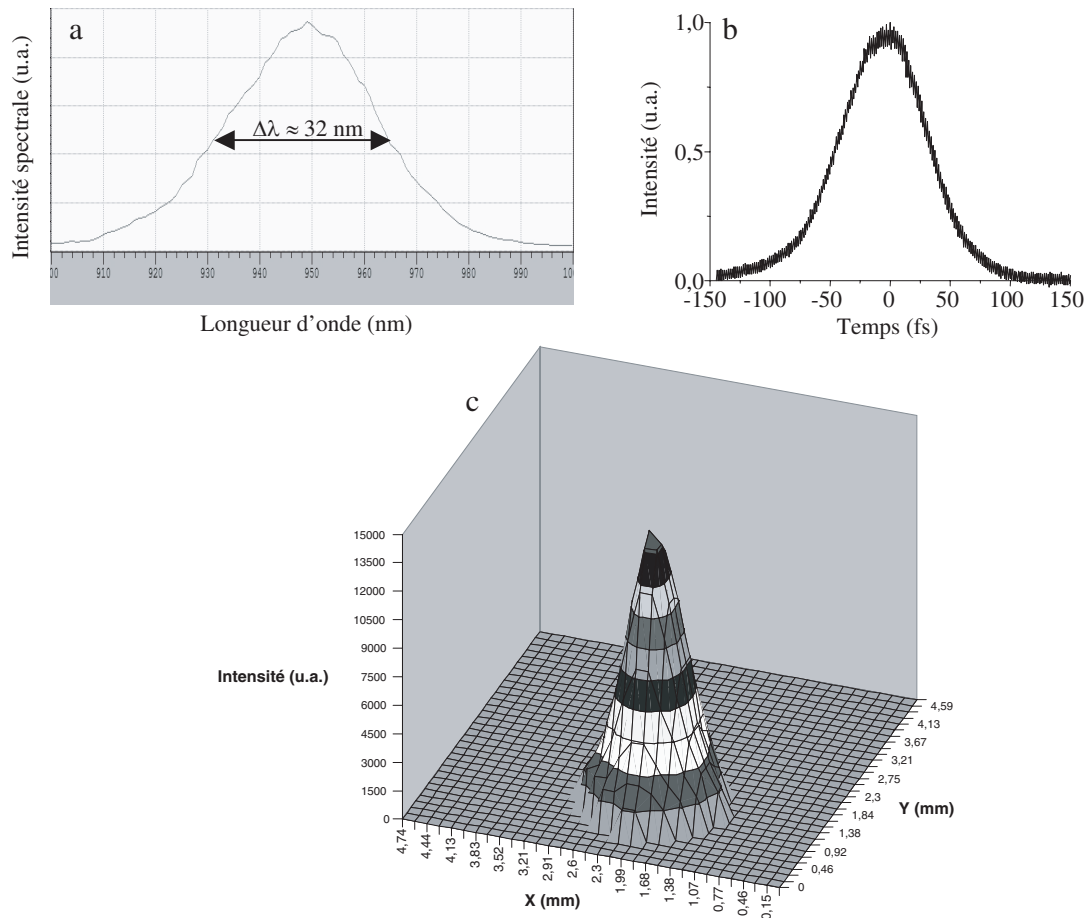
La technique de pré-amplification OPCPA a été choisie pour sa capacité à produire des gains très élevés sans altération du spectre et de la qualité optique spatiale du faisceau [13], en particulier à la longueur d'onde de 950 nm où le gain laser dans le Ti:Sa est très faible. Le principe de cette technique est de transférer l'énergie d'une pompe (ici un laser Nd:YAG doublé) au faisceau signal utile (impulsion oscillateur) par interaction paramétrique optique dans un ou plusieurs cristaux. L'impulsion est au préalable étirée dans le domaine nanoseconde pour permettre une amplification à des niveaux énergétiquement importants sans risque d'endommager le matériau non-linéaire et pour pouvoir travailler dans un régime où existent des lasers de pompe efficaces, énergétiques et disponibles commercialement (laser Nd:YAG doublé, etc.). L'étage OPCPA associe un étireur, un OPA et son laser de pompe et un compresseur. Chacun de ces éléments doit être choisi avec attention car ils influencent de manière significative les propriétés de l'impulsion amplifiée et représentent un coût financier important. Afin de déterminer une configuration optimale, nous avons réalisé une modélisation détaillée et exhaustive de cet étage [3,14,15], tenant compte des objectifs énergétiques et spectraux du laser pilote (cf. ci-avant), des caractéristiques de la pompe (laser Nd :YAG injecté, 532 nm, 450 mJ, 8 ns,  $\varnothing \approx 8 \text{ mm}$ , 10 Hz) et de la faisabilité technique et financière des systèmes étireur – et compresseur (simulés au moyen d'un logiciel de tracé de rayons Oslo). Nous rappelons ici les principaux résultats obtenus [3,14,15] :

- le BBO et un accord de type I non colinéaire (angle d'accord de phase  $\theta \approx 23,5^\circ$ ; angle de non-colinéarité  $\alpha = 1,9^\circ$ ) offrent la meilleure configuration (accord de phase achromatique) pour l'obtention d'un transfert énergétique important entre la pompe à 532 nm et le signal à 950 nm.
- Compte tenu des caractéristiques énergétiques et temporelles de la pompe, une durée du signal étirée de l'ordre de 1,5 – 2 ns est optimale pour la conservation de la distribution spectrale de l'énergie et la réduction de la phase spectrale générée par l'amplification OPA (conservation de la durée d'impulsion et du contraste nominaux). La simulation en parallèle de l'étireur – compresseur donne une solution acceptable (1,65 ns, coupures spectrales : 910 – 990 nm, encombrement) pour un ensemble étireur de Öffner [16] – compresseur de Treacy [17] utilisant des réseaux de 1600 t/mm.



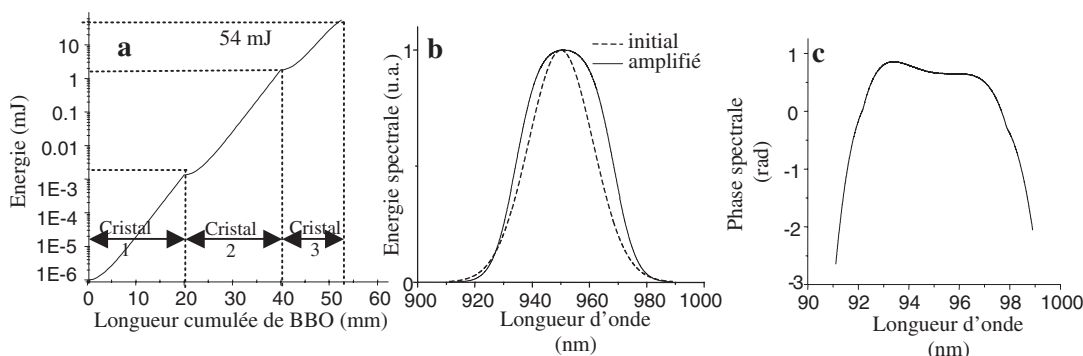
**Figure 3.** Architecture générale de la chaîne laser 10 TW composée de: (1) *Oscillateur à modes bloqués par effet Kerr* :  $F_1 = 75$  mm, lentille de focalisation pompe, cristal Ti:Sa à Brewster:  $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$ ;  $R_{oc}$  = miroirs dichroïques plan-concaves (HR@880–1020 nm, HT@450–540 nm, Roc : 10 cm),  $P_{1,2}$  = prismes en silice fondue (contrôle de la dispersion de vitesse de groupe), OC = coupleur de sortie (R = 97% @ 880–1020 nm), KE = couteau (sélection de la longueur d'onde centrale); (2) *CP* : *Cellule de Pockels* (abaissement de la fréquence à 10 Hz); (3) *Etireur de Öffner à double passage*:  $G_1$  = réseau de 1600 traits/mm;  $M_1$  : miroir concave ( $R_{oc} = 2$  m);  $M_2$  : miroir convexe ( $R_{oc} = 1$  m); (4) *Pré-amplificateur OPA*; (5) *Compresseur de Treacy à double passage*:  $G_{2,3}$  = réseau de 1600 traits/mm; (6)  $2\omega$ : Convertisseur de fréquence (adaptation de la longueur d'onde et amélioration du contraste initial avant amplification de puissance); (7) *Amplificateur gazeux XeF(C-A)*; (8) *Ligne de compression à prismes* (module optionnel, nécessaire dans le cas d'amplification d'impulsions très énergétiques (> TW), cf. texte);  $P_{C1-4}$  : prismes en verre ou silice fondue. PL : piège à lumière.



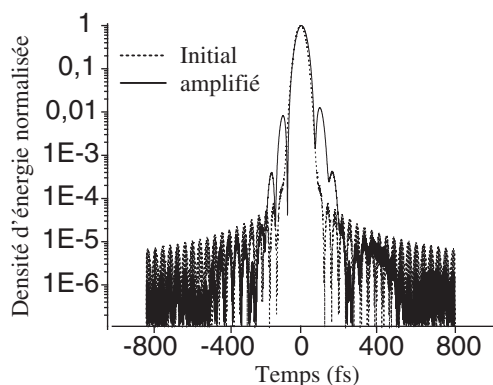


**Figure 4.** Spectre (a), trace d'autocorrélation (b) et distribution d'intensité (c) de l'impulsion femtoseconde générée par l'oscillateur. La durée d'impulsion à mi-hauteur déduite de la courbe d'autocorrélation est égale à 53 fs en supposant une impulsion gaussienne (48 fs pour une impulsion sécante hyperbolique).

- Les figures 5 et 6 montrent qu'il est possible d'obtenir une impulsion pré-amplifiée énergétique ( $> 50 \text{ mJ}$ ,  $\times 5 \cdot 10^7$ ) sans altération significative du spectre et de la phase du signal ce qui permet une recompression aisée du signal (57 fs) et de conserver un très bon contraste (environ  $10^5$ ) avant le doublage de fréquence (figure 6). L'intégrale B ( $< 0,01$ ) est négligeable. Ces performances sont obtenues, pour une intensité pompe  $I_p \sim 0,7 \text{ GW.cm}^{-2}$ , en disposant trois cristaux de BBO en cascade. De plus, chaque cristal est de longueur inférieure ou égal à 2 cm pour minimiser les problèmes de « walk-off » spatial (diminution du recouvrement des faisceaux due à la biréfringence) à l'intérieur de chacun d'entre eux.
- Les propriétés du signal sont sensibles aux caractéristiques de la pompe (inhomogénéités temporelles et spatiales, jitter) mais certaines d'entre elles, comme les fluctuations tir à tir, peuvent être atténués en opérant le dernier cristal en régime de forte saturation [15]. Il est souhaitable dans la mesure du possible de mettre en forme la distribution d'intensité de la pompe pour minimiser les distorsions et les risques d'endommagement liés à la proximité de l'intensité pompe par rapport au seuil de dommage.



**Figure 5.** Energie (5a), Spectre (initial : pointillé, amplifié : plein) (5b) et Phase spectrale résiduelle (5c) du signal amplifié dans la configuration série avec trois cristaux de BBO en cascade (20 mm, 20 mm et 12,5 mm). Intensité de la pompe :  $I_p = 0,7 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ , angle d'accord de phase  $\theta = 23,5^\circ$  et angle de non-colinéarité  $\alpha = 1,9^\circ$ .



**Figure 6.** Reconstruction du profil temporel recompressé après OPCPA (impulsion initiale de 50 fs @ 950 nm, impulsion amplifiée reconstruite tenant compte de la phase résiduelle liée à l'étireur-compresseur, les matériaux dispersifs traversés et l'étage pré-amplificateur OPA. La coupure spectrale estimée lors de la simulation de l'étireur-compresseur est 910–990 nm.

L'impulsion est ensuite convertie à 475 nm par doublage de fréquence ce qui permet de nettoyer l'impulsion et donc d'assurer un très bon contraste ( $\sim 10^{10}$ , le contraste initial étant élevé au carré par ce processus non-linéaire du second ordre) à l'impulsion incidente avant l'amplification finale. Compte tenu d'un rendement global de l'ordre de 20% (compression, génération du second harmonique), le laser pilote devrait donc être en mesure de délivrer des impulsions d'environ 10 mJ à 475 nm et avec un contraste satisfaisant ( $10^{10}$ ). Le compresseur permettra ensuite d'ajuster la durée de l'impulsion par rapport au régime d'amplification souhaité dans l'étage final XeF(C-A) (cf. paragraphe 3):

- régime femtoseconde : puissance modérée ( $0,1 \text{ TW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) avec amplification directe sans aucune compression finale.
- régime sub-picoseconde : forte puissance ( $> 10 \text{ TW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) avec une recompression finale ( $\times 10 - \times 20$ ) par des fenêtres de verre, prismes (cf. figure 3) ou miroirs chirpés, selon le signe de l'étirement.

Rappelons que le contraste et une très bonne qualité optique sont conservés grâce aux caractéristiques favorables du milieu XeF ( $I_{\text{ESA,mesuré}} < 1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , matière diluée : faible  $n_2$ , faible  $g_0$ , absence d'effets thermiques, pompage optique homogène).

## 5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans cet article, nous avons présenté le concept d'amplification dans un milieu gazeux à excimères. Nous pensons que ce dernier est particulièrement adapté à la problématique des lasers ultrabrefs intenses ( $> \text{TW}$ ) pour une raison essentielle liée au constat que plus un milieu est dilué, mieux il supporte l'amplification de puissance. Cette stratégie, principalement développée dans les années 80 sur des systèmes lasers KrF ou XeCl en marge des programmes de « guerre des étoiles » et de fusion nucléaire par laser à excimères, est tombée en désuétude après le début des années 90. Cela était justifiée d'une part par les propriétés spectroscopiques (bande spectrale de gain réduite et inhomogène, faible énergie de saturation, durée de vie radiative courte) et opératoires (excitation électrique perturbatrice, pression élevée) inadaptées à l'amplification d'impulsions ultracourtes et, d'autre part, par l'avènement des lasers solides et du concept d'amplification à dérive de fréquence. Aujourd'hui, l'approche tout solide se heurte à de gros défis scientifiques et technologiques liés à la préservation de la qualité optique spectrale et spatiale de l'impulsion (problématique des réseaux de compression et des lasers de pompe en particulier) et à l'obtention d'un contraste satisfaisant. Rappelons que sur ce dernier point, pour les systèmes lasers les plus intenses ( $\sim 10^{23} \text{ W.cm}^{-2}$ ), environ 6 ordres de grandeur doivent être gagnés pour éviter la formation d'un pré-plasma lors de l'interaction laser – cible solide.

La solution originale présentée ici est le fruit des caractéristiques spectroscopiques particulièrement favorables du milieu XeF(C-A) (bande spectrale de gain large et faible section efficace d'émission stimulée) et de la maturité de la technique de pompage par photodissociation. Cette technique d'excitation, au contraire de l'excitation par faisceau d'électrons ou par décharge volumique, procure une excitation « douce », de type optique, quasiment exempte de gradients d'indice de réfraction et de raies d'absorption, propice à une amplification de puissance sans distorsions. L'architecture retenue est ensuite de type hybride, associant les qualités des lasers solides pour la génération du spectre femtoseconde et la pré-amplification à basse puissance, où les effets thermiques et les difficultés technologiques sont aujourd'hui maîtrisés, et le milieu gazeux XeF(C-A) pour l'amplification directe de puissance, sans étireur – compresseur ! Le système laser actuellement en cours de construction au laboratoire LP3 est dimensionné pour obtenir des impulsions  $\geq 10 \text{ TW}$  (0,5 – 1 J, 50 fs) à fort contraste ( $> 10^{10}$ ). Il est important de noter que cette architecture ne présente a priori aucun obstacle scientifique ou technologique majeur, excepté peut-être la perspective d'une cadence de fonctionnement limitée (1 Hz environ) liée à la difficulté de la mise en cadence du système électrique de décharge de surface. Cependant, une solution peut être de pomper la transition XeF(C-A) par le rayonnement de lasers à excimères XeF(B-X) et KrF(B-X) excités par décharge volumique rapide. Un tel schéma d'excitation pourrait ainsi conduire à l'obtention d'impulsions TW dans le bleu-vert et de contraste élevé ( $> 10^{10}$ ) à haute cadence de répétition (typiquement 100 Hz).

Dans l'optique d'une augmentation de l'intensité délivrée sur cible, on peut ensuite se poser la question du dimensionnement de ce concept à des puissances supérieures (domaines PW et EW). Nous donnons ci-après plusieurs signaux encourageants dans cette perspective:

- Outre le milieu XeF(C-A), il faut ainsi noter l'existence d'autres milieux actifs gazeux photochimiques ( $\text{Xe}_2\text{Cl}$  à 490 nm et  $\text{Kr}_2\text{F}$  à 405 nm) [4,18] à large bande d'amplification, prometteurs pour l'amplification d'impulsions ultracourtes (cf. tableau 2).
- Le pompage optique (photodissociation) a été démontré sur de très grands volumes ( $\text{m}^3$ ) et ouvertures (1,5 m pour le laser à iode et 0,5 m pour le laser XeF) dans des laboratoires russes [2,19,20]. De plus, ce type de pompage optique peut être initiée par des techniques variées (outre la décharge de surface sur diélectrique utilisée ici) et relativement aisément dimensionnables: excitation de lampes à Xénon pompé par faisceau d'électrons, explosion de matériaux chimiques (tubes PET) ou par fil explosif (fil de tungstène, molybdène, etc.) pourraient fournir des voies d'excitation adaptées au pompage optique de très forts volumes actifs (ouverture  $> \text{m}^2$ ).

**Tableau 2.** Principales caractéristiques spectroscopiques et énergétiques des milieux à excimères large bande XeF, Kr<sub>2</sub>F et Xe<sub>2</sub>Cl.

Transition	XeF(C-A)	Kr <sub>2</sub> F (4 <sup>2</sup> Γ - 1,2 <sup>2</sup> Γ)	Xe <sub>2</sub> Cl (4 <sup>2</sup> Γ - 1,2 <sup>2</sup> Γ)
$\lambda_{\text{centre}}$ , nm	474	405	485
$\Delta\lambda$ , nm	60-100	80	100
$\tau_{\text{FT}}$ , fs	8-12	7	8
$\tau_{\text{radiative}}$ , ns	100	181	245
$\sigma_{\text{st}}$ , cm <sup>2</sup>	10 <sup>-17</sup>	2.3 10 <sup>-18</sup>	2.8 10 <sup>-18</sup>
$E_{\text{sat}}$ , J.cm <sup>-2</sup>	0,05	0,2	0,15
$I_{\text{ext}}$ , TW.cm <sup>-2</sup> ( $E_{\text{sat}}/\tau$ ) (pour $\tau = 25$ fs pulses)	2	8	6

- Une compression finale avec un taux de compression de quelques dizaines, nécessaire lorsque l'on veut extraire un maximum d'énergie du milieu amplificateur (opération en régime sub-picoseconde) est accessible par des lignes à prismes, des miroirs chirpés ou des matériaux solides et même des milieux à gaz à gradient de pression [21]. Ces systèmes de compression posent a priori beaucoup moins de problèmes technologiques (endommagement, fabrication) et de dimensionnement qu'une ligne de compression à réseaux.

Ainsi, par exemple, un module d'amplification Kr<sub>2</sub>F de section droite 1 m<sup>2</sup> pourrait en théorie permettre d'obtenir une puissance crête en champ proche de l'ordre de 60PW. Considérant une focalisation (par une parabole f/1) limitée par la diffraction, cela conduirait à une intensité sur cible supérieure à 10<sup>25</sup> W.cm<sup>-2</sup> !

## Remerciements

Les auteurs remercient la Région PACA, Marseille – Provence Métropole et la CNRS – DREI (projet bilatéral de coopération franco-russe n° 16374) pour leur soutien à ces travaux.

## Références

- [1] Voir, par exemple, « Lasers et Technologies Femtosecondes », eds. M. Sentis, O. Uteza, PUSE, 2005.
- [2] L.D. Mikheev, Lasers and Particle Beams **10** (3), 473, 1992.
- [3] R. Clady, G. Coustillier, M. Gastaud, M. Sentis, P. Spiga, V. Tcheremiskine, O. Uteza, L.D. Mikheev, V. Mislavskii, J.P. Chambaret, G. Chériaux, Applied Physics B **82** (3), 347, 2006.
- [4] V.S. Zuev et L.D. Mikheev, Photochemical Lasers, Harwood Academic Publishers, Philadelphia, 1991.
- [5] V.I. Tcheremiskine, M.L. Sentis, M.P. Sabonnadiere, L.D. Mikheev, Surface Rev. Lett. **9** (1), 645, 2002.
- [6] V.I. Tcheremiskine, O.P. Uteza, M.L. Sentis, L.D. Mikheev, Rev. Sci. Instrum. **77**, 014703, 2006.
- [7] W. Koechner, Solid-state laser engineering (5<sup>th</sup> ed.), ed. Springer, Berlin, 1999.
- [8] V.I. Tcheremiskine, M.L. Sentis, M.P. Sabonnadiere, L.D. Mikheev, Surface Rev. Lett. **9** (1), 645, 2002.
- [9] V.I. Tcheremiskine, M.L. Sentis, L.D. Mikheev, Appl. Phys. Lett. **81** (3), 403, 2002.
- [10] T. Hofmann, T.E. Sharp, C.B. Dane, P.J. Wisoff, W.L. Jr. Wilson, F.K. Tittel, and G. Szabo, IEEE J. Quantum Electron. **28** (5), 1366, 1992.
- [11] S.F. Fulghum, D.W. Trainor, G.H. Appel, IEEE J. of Quantum Electron. **25** (5), 955, 1989.
- [12] O. Uteza, V. Tcheremiskine, R. Clady, G. Coustillier, M. Sentis, Ph. Spiga, L. D. Mikheev, J. Phys. IV France **127**, 43, 2005.

- [13] I.N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A.J. Langley, J.L. Collier, *Opt. Communications* **144**, 125, 1997.
- [14] O. Uteza, V. Tcheremiskine, R. Clady, G. Coustillier, M. Gastaud, S. Gueguen, M. Sentis, Ph. Spiga, L.D. Mikheev, "Prospects for ultrashort hybrid solid-gas high contrast multiterawatt laser in the blue-green region", in *High Power Laser Ablation V*, ed. C.R. Phipps, SPIE Proceedings **5448** (Bellingham, WA, 2004), 1078-1089.
- [15] R. Clady, Conception d'une chaîne laser terawatt hybride à fort contraste dans le bleu-vert, thèse de 3<sup>ème</sup> cycle de l'Université de la Méditerranée, Mars 2006.
- [16] G. Chériaux, P. Rousseau, F. Salin, J.P. Chambaret, B. Walker, L.F. Dimauro, *Opt. Lett.* **21** (6), 414, 1996.
- [17] E. Treacy, *IEEE J. of Quantum Electron.* **5** (9), 454, 1969.
- [18] L.D. Mikheev, *Quantum Electron.* **32** (12), 1122, 2002.
- [19] P.V. Zarubin, *Quantum Electron.* **32** (12), 1048, 2002.
- [20] S.V. Anisimov, E.M. Zemskov, V.S. Zuev, V.M. Kazanskii, G.N. Kashnikov, L.D. Mikheev, R.O. Nesterov, V.V. Sokolov, D.B. Stavrovskii, V.I. Cheremiskin *Laser Phys.* **4** (2), 416, 1994.
- [21] A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, *Opt. Lett.* **30** (19), 2657, 2005.