



HAL
open science

Amplification d'impulsions femtosecondes dans des amplificateurs à base de cristaux dopés Ytterbium

Julien Pouysegur

► **To cite this version:**

Julien Pouysegur. Amplification d'impulsions femtosecondes dans des amplificateurs à base de cristaux dopés Ytterbium. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLO005 . tel-01403321

HAL Id: tel-01403321

<https://pastel.hal.science/tel-01403321v1>

Submitted on 25 Nov 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2016SACLO005

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,
préparée à
L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Par

Julien Pouysegur

Amplification d'impulsions femtoseconde dans des amplificateurs à bases de cristaux
dopés Ytterbium

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 03 Mai 2016 :

Composition du Jury :

M. Zomer Fabian, LAL, Présidente du Jury
M. Couderc Vincent, Xlim, Rapporteur
M. Finot Christophe, ICB, Rapporteur
Mme Leblanc Catherine, LULI, Examinatrice
M. Cormier Eric, CELIA, Examineur
M. Druon Frédéric, LCF, Directeur de thèse
M. Hönninger Clemens, Amplitude-Systèmes, Invité



Titre : Amplification d'impulsions femtoseconde dans des amplificateurs à bases de cristaux dopés Ytterbium

Mots clés : Laser femtoseconde, Amplificateur, Ytterbium, Cristaux, Non-linéarités

Résumé : Le développement de sources laser générant des impulsions femtoseconde à très haut taux de répétition est l'un des axes de recherche les plus porteur de ces 10 dernières années, et ouvre la voie pour de nombreuses applications industrielles et scientifiques. Les lasers à fibres permettent d'obtenir des sources de forte puissance moyenne, mais le fort confinement de la lumière générant de fortes non-linéarités, limite l'énergie des impulsions de sortie. Les amplificateurs à cristaux quant à eux, ne permettent généralement pas d'obtenir des impulsions aussi courtes que dans les lasers à fibres principalement à cause des propriétés spectroscopiques des cristaux, mais cependant ils permettent d'obtenir des énergies bien plus élevées. La post-compression par effets non-linéaires est une des solutions permettant de réduire la durée de ces impulsions. Cependant, les non-linéarités sont généralement préjudiciables, et limitent les performances des lasers (principalement en termes de qualité temporelle des impulsions). Une technique mise en œuvre pour contrôler et exploiter positivement ces non-linéarités afin d'obtenir des impulsions courtes et de bonne qualité, tout en atteignant des énergies élevées dans les amplificateurs régénératifs à cristaux, est présentée dans cette thèse.

Le développement de sources laser générant des impulsions femtoseconde à très haut taux de répétition est l'un des axes de recherche les plus porteur de ces 10 dernières années, et ouvre la voie pour de nombreuses applications industrielles et scientifiques. Les lasers à fibres permettent d'obtenir des sources de forte puissance moyenne, mais le fort confinement de la lumière générant de fortes non-linéarités, limite l'énergie des impulsions de sortie. Les amplificateurs à cristaux quant à eux, ne permettent généralement pas d'obtenir des impulsions aussi courtes que dans les lasers à fibres principalement à cause des propriétés spectroscopiques des cristaux, mais cependant ils permettent d'obtenir des énergies bien plus élevées. La post-compression par effets non-linéaires est une des solutions permettant de réduire la durée de ces impulsions. Cependant, les non-linéarités sont généralement préjudiciables, et limitent les performances des lasers (principalement en termes de qualité temporelle des impulsions). Une technique mise en œuvre pour contrôler et exploiter positivement ces non-linéarités afin d'obtenir des impulsions courtes et de bonne qualité, tout en atteignant des énergies élevées dans les amplificateurs régénératifs à cristaux, est présentée dans cette thèse.



Title: Amplification of femtosecond pulses in Ytterbium doped bulk amplifiers

Keywords: Femtosecond laser, Amplifier, Ytterbium, Bulk, Nonlinearities

Abstract: The development of laser sources delivering femtosecond pulses at high repetition rate is one of the main axe of research of these 10 past years and is a key for many industrial and scientific applications. In one hand, fiber lasers allow to reach high average power sources, but the strong confinement of the light leads to high nonlinearities limiting output pulse energy. In the other hand, bulk amplifiers cannot provide as short pulse duration as fiber lasers because of crystals spectroscopic properties. However, they can reach higher energy. Usually nonlinear effects are deleterious and limit output temporal pulse quality. A technic to tailor and exploit positively these nonlinearities in order to obtain shorter pulses together with high pulse energy in bulk regenerative amplifier is presented in this thesis.

The development of laser sources delivering femtosecond pulses at high repetition rate is one of the main axe of research of these 10 past years and is a key for many industrial and scientific applications. In one hand, fiber lasers allow to reach high average power sources, but the strong confinement of the light leads to high nonlinearities limiting output pulse energy. In the other hand, bulk amplifiers cannot provide as short pulse duration as fiber lasers because of crystals spectroscopic properties. However, they can reach higher energy. Usually nonlinear effects are deleterious and limit output temporal pulse quality. A technic to tailor and exploit positively these nonlinearities in order to obtain shorter pulses together with high pulse energy in bulk regenerative amplifier is presented in this thesis.



Remerciements

De toute la thèse, c'est probablement la partie qui est la plus souvent lue. Alors, on va essayer d'écrire quelque chose de bien (et de sincère) !

J'ai eu l'occasion et la chance de réaliser ma thèse au sein d'un laboratoire accueillant et très dynamique sur le plan scientifique. Je voudrais tout d'abord remercier Patrick Georges qui m'a laissé ma chance, bien que n'ayant jamais monté de lasers auparavant. Cela paraît dérisoire, mais cela m'a permis de faire quelque chose que j'aime. Du côté d'Amplitude – Systèmes, la décision de ma sélection pour une thèse a été légèrement moins tranchée, mais tout a fini par s'arranger et ils ont fini par m'intégrer !

Je voudrais remercier mon directeur de thèse, Frédéric Druon, sans qui ce travail n'aurait pas eu lieu. Je le remercie de son intérêt et son soutien, sa grande disponibilité (surtout l'après-midi !) et ses nombreux conseils durant la rédaction de ma thèse. L'atmosphère de travail a toujours été chaleureuse, ce qui m'a permis de passer 3 excellentes années à l'Institut d'Optique. Dommage que je n'ai pas eu d'œufs pour que ton fils puisse voir grandir des phasmes ! Mais ce n'est que partie remise, si tu es toujours intéressé, je pourrais peut-être t'en avoir.

Ce travail n'aurait pas pu être mené à bien sans la disponibilité des personnes de l'équipe laser. Merci Marc pour ta gentillesse et ta rigueur scientifique. Surtout un grand merci de n'avoir joué au babyfoot que peu de fois avec nous, vu les branlées que l'on a prises... Un merci général, je suis ravi d'avoir eu la chance de travailler avec toi (je m'arrête là, car je sens déjà que cela te fait chier!). J'aimerais également remercier chaleureusement tous les autres membres de l'équipe, dont je garderai d'excellents souvenirs.

Ne pas citer mes potos thésards serait une énorme erreur, bien évidemment. Tout d'abord, je souhaite remercier Guillaume, mon collègue de bureau, sur ces presque 3 années de thèse, avec qui j'ai eu le plaisir de partager d'excellents moments de tous genres ! Merci de m'avoir supporté lorsque je perdais mon sang-froid sur mon ordinateur, à chercher à debugger des lignes de code. Finalement, tu auras eu le droit au même traitement quelques temps plus tard !

Je tiens également à remercier le bureau des 4 : Florent (tu auras le droit à un petit paragraphe plus tard), Loïc, Xavier, Mimic, avec qui j'ai pu partager quelques compétitions de basket et de ping-pong au sous-sol (quelle grossière erreur, d'ailleurs, d'avoir déplacé la table dans une salle de manip... espérons que cela soit corrigé dans un futur proche...).

Ce sont, bien évidemment, intégrés tous les autres copains : Igor, Big P, Adrien, l'autre Adrien, la Fife, Fabien, Phillip, avec qui ces 3 années ont été un pur régal. On se sera bien éclatés lors de nos soirées bien arrosées (oups... Il ne fallait pas le dire ?), nos tournois de ping-pong et la découverte d'un QG imparable : l'ENSTA. Les premières soirées IOGS n'étaient malheureusement pas à la hauteur, bien que j'ai eu la seule occasion là-bas de voir Adrien A. (on ne citera pas le nom) s'éclater sur le podium ! En tout cas, vive l'ENSTA. Rien de mieux qu'un paquet de Curly à 70 centimes et une bonne bière pas chère ! Je garde également en mémoire nos petits voyages « all Together », et j'espère que l'on aura l'occasion un jour ou l'autre d'en refaire. Finalement, c'est assez difficile de faire des remerciements individuels... nous avons partagé beaucoup de choses en troupeau. Je souhaite bonne chance à chacun d'entre vous : c'est le moment où nous prenons tous une voie différente puisque presque toutes nos thèses se sont succédées dans un intervalle de 6 mois, et j'espère que tout se passera à merveille. Un

petit mot également pour Flavie, à qui je souhaite une belle fin de thèse, et une bonne réussite pour la suite de son aventure. Ce fut une super rencontre.

Je remercie bien sûr toutes les personnes qui sont passées par l'institut durant ma thèse comme Irina, Florence, Romain, Patricia, Jean-Thomas, Kevin et Loïc, avec qui j'ai également passé de bons moments.

Je me dois d'écrire un petit mot pour Alain. Merci pour les soirées « chinois à volonté/billards » que l'on aura partagé. Je présume qu'il n'y a toujours pas de réponse définitive à la question : on mange avant, au risque de dormir sur le billard, ou on joue avant, au risque de mourir de faim ?

Je remercie aussi André de la méca, qui m'a beaucoup dépanné et conseillé sur les assemblages mécaniques. Il est un peu tard, mais je te souhaite une excellente retraite ! (Si tu veux faire un peu de consulting pour Amplitude, on peut en discuter !).

De manière générale j'aimerais remercier le personnel travaillant à l'IOGS avec qui j'ai pu interagir durant ma thèse.

Allez, passons à l'autre côté du miroir. Autant choisir Yoann pour faire la transition avec Amplitude ! Merci pour ces 3 années où tu as été présent pour discuter et bien déconner. Les quelques premiers mois m'ont donné une impression de très forte exigence venant de ta part, mais finalement ceci a été très formateur et naturel (ce qui est bon signe non ?!). Merci du soutien que tu m'as offert pendant cette thèse. Juste un petit bémol : sais-tu que, dans les règles d'Amplitude, si un trajet de train dure plus de 2 heures, on a le droit à la première classe ? J'espère que tu n'étais pas au courant ! Bien que j'en doute... mais ce n'est pas grave... allez ! je te pardonne !

Florent, je n'ai pas vraiment besoin d'écrire mes remerciements et dire ce que je pense de toi, tu le sais déjà (putain on dirait un début de déclaration... on se calme !). On a commencé à travailler ensemble en Master, à refaire la science autour d'une bière, et finalement nous avons continué de le faire au Sully ! Tu auras été une très bonne oreille quand les choses n'allaient pas très bien et je t'en remercie profondément. Avec un peu de recul, on n'est pas si loin de ce que l'on a dit il y a 3 ans !

Je tiens également à saluer toutes les personnes d'Amplitude qui m'ont aidé pendant ma thèse. Je remercie principalement Martin, pour m'avoir formé à mes débuts (surtout sur le passage de serpillière dans la salle blanche) et avec qui j'apprécie de travailler quotidiennement. Je remercie Amélie, avec qui j'ai également débuté cette thèse, et toutes les autres personnes avec qui maintenant j'ai un échange plus régulier. Un mot également pour Antoine, merci d'avoir rédigé ce magnifique ouvrage qui m'a permis (et pas seulement moi) de comprendre les équations des lasers. Si un H factor existait sur les thèses, je pense que la population francophone aurait un grand rôle à jouer dans ta popularité !

Merci à Eric pour m'avoir accepté au sein d'Amplitude, de m'avoir donné ma chance, faisons-en sorte que tu ne le regrettes pas ! Merci également à Clemens pour m'avoir permis d'avoir cette thèse, tu as su me laisser ma chance, tout comme Patrick, et je vous en remercie infiniment à tous les deux.

Je vais clôturer ces remerciements avec ma famille, à qui je dois beaucoup de choses (mais pas les sciences !). Merci à mon père, de m'avoir toujours soutenu et porté, d'avoir été présent pour que je te raconte mes travaux, de t'être intéressé à tout ce que j'ai fait, depuis toujours, et pas seulement pendant cette thèse. Tu es la personne avec qui j'ai le plus échangé durant ces 3 années et malgré que tu ne pipes rien aux lasers, j'espère pouvoir continuer à t'en parler longtemps. Merci également à ma mère, qui a été à mes côtés durant ses 3 années. J'espère que le fait d'avoir réussi à terminer cette étape de ma vie

te rends fière et heureuse. Vous m'avez tous les deux permis d'accomplir des études, et de les faire dans un domaine que j'aime, et cela n'a pas de prix.

Un tendre mot pour ma conjointe Clémence, qui m'aura supporté durant les derniers mois de cette thèse, et qui aura eu la lourde tâche de corriger mes « quelques » fautes (hum hum). Je pense que c'est la moindre des choses de dire que tu m'as bien aidé ☺. Merci, merci pour tout, pour le soutien, l'aide morale et ta présence à mes côtés. Je t'aime.

Table des matières

Introduction générale	7
I État de l'art des lasers femtoseconde pompés par diode	11
1 Intérêt de l'ion Ytterbium et critère de choix des matériaux pour les lasers de puissance ultra court	13
1.1 Du rubis au Ti :Saphir	13
1.2 Les limites du Ti :Saphir	13
1.3 Les lasers solides pompés par diode	14
1.4 L'intérêt de l'ion Ytterbium	15
1.5 Critères de choix pour la matrice	17
2 Géométries pour la montée en puissance des lasers femtoseconde	21
2.1 La technologie Fibre	21
2.2 La technologie Fibre cristalline	24
2.3 La technologie Thin Disk	25
2.4 La technologie Slab	27
2.5 Synthèse sur ces technologies	29
2.6 Les nouvelles pistes actuelles avec l'ion Ytterbium	30
3 Techniques pour dépasser les limites actuelles de durée	32
3.1 Le choix des matrices alternatives	32
3.2 Les techniques de filtrage linéaires	33
3.3 Techniques non-linéaires	37
4 Conclusion	38
II Amplification d'impulsions courtes dans les amplificateurs régénératifs non-linéaires	41
1 Amplification d'impulsions courtes	43
1.1 Propagation d'impulsions courtes	43
1.2 Amplification à dérive de fréquence	48
1.3 Amplification régénérative à haute cadence	53
1.4 Conclusion	59
2 Amplificateur régénératif en régime non-linéaire (ARNL)	61
2.1 Simulation des ARNLs à dispersion positive	61
2.2 Principe des ARNLs à précompensation de dispersion	69
2.3 Simulation des ARNLs à précompensation de dispersion	70
2.4 Cas de l'amplificateur à base d'Yb :KYW	82
2.5 Cas de l'amplificateur à base d'Yb :CALGO	89
2.6 Cas de l'amplificateur à base d'Yb :YAG	96
2.7 Conclusion sur les amplificateurs régénératifs non-linéaires	98

III Les amplificateurs à base d'Yb :YAG	101
1 Introduction	103
2 Dimensionnement des amplificateurs	104
2.1 Modélisation de l'amplification	104
3 Amplificateurs à gain modéré	107
3.1 Dimensionnement de l'amplificateur	107
3.2 Gestion de la thermique dans l'architecture	111
3.3 Résultats expérimentaux	113
3.4 Conclusion et perspectives	116
4 Amplificateur de forte puissance	117
4.1 Dimensionnement et analogie avec le mini-slab	117
4.2 Montée en puissance moyenne	117
4.3 Le pompage à 969 nm	121
4.4 Compression des impulsions en sortie d'amplificateur	130
4.5 Conclusion et perspectives	132
5 Amplificateur de forte énergie	132
5.1 Introduction	132
5.2 Expérience d'amplification de forte énergie	133
5.3 Conclusion et perspectives	139
6 Conclusion générale sur les amplificateurs Yb :YAG	141
Conclusion générale	143
Liste des publications de l'auteur	147

Introduction générale

Le laser, a vu, en seulement 20 ans, la durée de ses impulsions se réduire de 6 ordres de grandeurs, passant du régime nanoseconde au régime femtoseconde (10^{-15} s). Depuis 1991, avec la découverte du laser à verrouillage de modes par le groupe de Sibbet en 1991 [Spence 91] utilisant le Ti :Sa, le développement des sources laser solides femtoseconde a subi d'énormes progrès, principalement au cours de ces 20 dernières années. Cette technologie a permis à la communauté scientifique d'avoir un nouvel outil qui a conduit à deux prix Nobel (un prix Nobel de Chimie, en 1999, à Ahmed Zewail pour ses travaux en spectroscopie femtoseconde, et un prix Nobel en Physique en 2005, à John L. Hall et à Theodor W. Hänsch, pour leurs travaux sur les peignes de fréquences).

Ces sources laser à impulsions ultracourtes, sont aujourd'hui des outils largement présents dans de nombreuses applications à la fois scientifiques, industrielles et médicales (voir figure 1). On peut citer par exemple l'utilisation d'impulsions ultracourtes pour visualiser des phénomènes très rapides (comme la dissociation d'une liaison chimique entre deux atomes) à l'aide de techniques "pompe-sonde", fonctionnant sur le principe du stroboscope. Les très fortes puissances crêtes peuvent être employées pour des interactions laser-matière, pour le développement de techniques de microscopie non-linéaire généralement utilisées en biologie et en médecine. On peut également utiliser une interaction laser-matière irréversible pour l'usinage athermique permettant de générer des microstructures dans beaucoup de matériaux. Pour finir, les très hauts taux de répétition des impulsions ultracourtes peuvent être exploités pour des applications de télécommunications . La diversité des lasers délivrant des impulsions ultracourtes est présentée en combinaison avec quelques applications sur la figure 2.

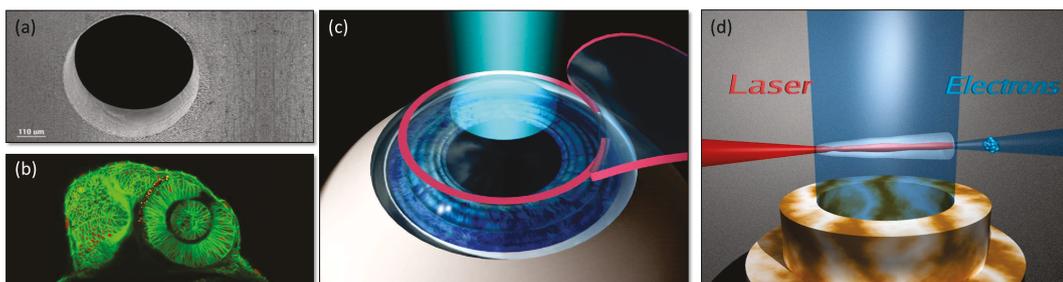


FIGURE 1: Exemples d'applications utilisant des lasers femtoseconde - (a) micro-usinage, (b) microscopie utilisant le double marquage sur un Zebrafish, (c) opération de chirurgie ophthalmique par Lasik, (d) accélération d'électrons par laser

Dans le domaine scientifique, des impulsions d'une durée inférieure à 100 fs sont en général nécessaires, avec une énergie par impulsion comprise entre le nJ et plusieurs mJ dépendant de l'application visée. Cependant, pour les applications industrielles telles que le micro-usinage, la contrainte sur la durée d'impulsion est moins importante, et des durées inférieures à la ps peuvent être utilisées avec une énergie par impulsion de quelques centaines de μJ .

L'augmentation du taux de répétition, c'est à dire du nombre d'impulsions par seconde a permis de réduire les temps d'acquisitions pour les applications scientifiques, et d'augmenter le rendement des procédés industriels. Cependant, cette augmentation du taux de répétition

implique une augmentation de la puissance moyenne des sources laser, ce qui se traduit par un échauffement du milieu à gain, pouvant entraîner une dégradation voire un endommagement du système. Le développement des sources $Ti :Sa$ s'est vu limité par le manque de sources de pompage, nécessaires pour une montée en puissance. Le développement de sources laser utilisant des matériaux dopés à l'ion Ytterbium a permis d'augmenter la puissance moyenne des systèmes existants. Cette technologie est parfaitement adaptée à la forte puissance, grâce à un très faible défaut quantique limitant les effets thermiques, en comparaison aux systèmes $Ti :Sa$. De plus, grâce au développement du pompage par diode (et surtout à la disponibilité des diodes de pompe de forte puissance), elle a permis d'obtenir des systèmes beaucoup plus compacts, plus fiables et plus efficaces.

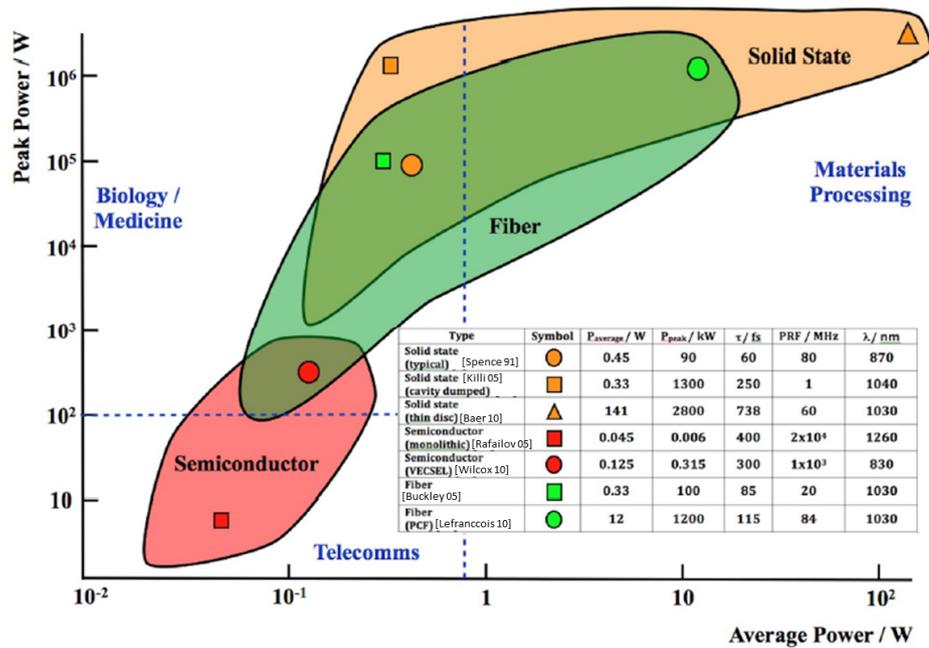


FIGURE 2: Puissance crête en fonction de la puissance moyenne pour différentes technologies d'oscillateurs femtoseconde. Sont également ajoutés 3 exemples d'applications placées dans les gammes de paramètres utilisés - Figure extraite de [Sibbett 12]

L'objectif d'augmenter le taux de répétition des sources laser, tout en conservant une énergie par impulsion supérieure à la dizaine/centaine de μJ est un sujet de recherche toujours actuel. Pour la nouvelle génération de lasers ultrabrefs pompés par diodes, de nombreux groupes de recherche et entreprises s'appuient sur de nouveaux matériaux laser et des technologies optiques sophistiquées. Aujourd'hui, ces lasers pompés par diodes (DPSSL) peuvent délivrer des impulsions dans le régime fs-ps pour des puissances moyennes dépassant le kW, et atteindre des énergies de plusieurs centaines de mJ.

La société AMPLITUDE SYSTEMES, partenaire de cette thèse, développe et commercialise des lasers femtoseconde pompés par diodes dans le proche infrarouge (et ses harmoniques). Les matériaux utilisés par cette société sont des matériaux dopés à l'ion Ytterbium. Un important effort est placé dans le développement de sources laser de forte puissance moyenne ainsi que dans des sources générant des impulsions les plus courtes possibles.

Dans le cas de la montée en puissance moyenne, augmenter la puissance de pompage entraîne de forts effets thermiques au sein du milieu amplificateur, qui risquent de dégrader les performances finales. Différentes géométries de milieux à gain ont été développées afin d'optimiser l'évacuation de la chaleur, et ainsi limiter les effets thermiques. Pour cela différentes solutions ont été proposées afin de maximiser la surface d'échange entre le milieu à gain et le système de refroidissement. Ceci sera discuté dans le premier chapitre de cette thèse.

Un autre axe de développement toujours actif dans la communauté scientifique est la réduction de la durée des impulsions. Pour cela, l'utilisation de nouvelles matrices dopées à l'ion Ytterbium telles que l'Yb :CALGO ou l'Yb :CaF₂, peuvent permettre de conserver des impulsions plus courtes qu'avec les matériaux couramment utilisés (tels que l'Yb :YAG ou l'Yb :KYW). Cela est lié au fait qu'ils allient à la fois des propriétés spectroscopiques proches de celles des fibres, et des propriétés thermiques des cristaux massifs.

Le sujet de thèse que nous développons ici, est lié à ces deux axes de recherche. Il est orienté sur la montée en puissance des sources laser émettant à la longueur d'onde de $1\mu\text{m}$ au moyen de nouvelles architectures, ainsi que sur la génération d'impulsions ultracourtes basée sur l'utilisation de cristaux plus exotiques que les matériaux couramment utilisés. Ce manuscrit présente mes travaux de thèse effectués entre le laboratoire Charles Fabry et la société Amplitude-Systèmes pendant 3 ans, sous la direction de Frédéric Druon.

La première partie de mon manuscrit sera essentiellement consacrée à un état de l'art des technologies actuellement utilisées pour générer des impulsions ultra-brèves. Mon étude se portera essentiellement sur les matériaux dopés à l'ion Ytterbium. On discutera de l'évolution des lasers ultracourts, et des orientations que la Recherche a prise pour arriver aux technologies actuelles. Nous présenterons un bref état de l'art des systèmes laser du passé, ainsi que les limites des systèmes d'aujourd'hui.

La seconde partie sera consacrée au développement de sources permettant de réduire la durée des impulsions. La technologie sera essentiellement basée sur l'architecture d'amplificateurs régénératifs combinant des non-linéarités durant l'amplification. Nous présenterons dans un premier temps les équations régissant la propagation d'une impulsion dans un milieu en régime non-linéaire ainsi que le fonctionnement des amplificateurs régénératifs. Puis dans un second temps, nous combinerons ces deux aspects pour expliquer le fonctionnement des amplificateurs régénératifs non-linéaires et nous illustrerons le principe par différentes expériences utilisant différents cristaux.

La dernière partie présentera les travaux effectués sur la montée en puissance des sources laser femtoseconde, cascading un système basé sur des amplificateurs à fibre suivi d'un amplificateur Yb :YAG, afin de développer des systèmes de plusieurs dizaines de watts, jusqu'à la centaine de watts. Nous nous focaliserons sur les aspects de simplicité, compacité et coût afin d'avoir une vision un peu plus industrielle du système. L'architecture au cœur de ce chapitre sera une configuration hybride entre les lasers à fibres et les amplificateurs à cristaux, pour profiter des avantages de ces deux technologies. Nous détaillerons les résultats obtenus ainsi que les limites observées et les solutions alternatives pour améliorer les performances de ces systèmes hybrides.

Chapitre I

État de l'art des lasers femtoseconde pompés par diode

Objectifs

Ce premier chapitre présente l'état de l'art des lasers femtoseconde pompés par diode. Dans une première partie nous présenterons l'évolution des lasers femtoseconde de l'apparition des premiers lasers à blocage de modes jusqu'aux lasers fs actuels, puis nous parlerons des géométries utilisées pour développer des lasers de forte puissance moyenne et dans une troisième partie nous détaillerons quelques techniques utilisées pour réduire la durée des impulsions.

Sommaire

1 Intérêt de l'ion Ytterbium et critère de choix des matériaux pour les lasers de puissance ultra court	13
1.1 Du rubis au Ti :Saphir	13
1.2 Les limites du Ti :Saphir	13
1.3 Les lasers solides pompés par diode	14
1.4 L'intérêt de l'ion Ytterbium	15
1.5 Critères de choix pour la matrice	17
2 Géométries pour la montée en puissance des lasers femtoseconde	21
2.1 La technologie Fibre	21
2.1.1 Principe et avantages	21
2.1.2 Limitations	22
2.1.3 État de l'art	23
2.2 La technologie Fibre cristalline	24
2.2.1 Principe et avantages	24
2.2.2 Limitations	25
2.2.3 État de l'art	25
2.3 La technologie Thin Disk	25
2.3.1 Principe et avantages	25
2.3.2 Limitations	26
2.3.3 État de l'art	26
2.4 La technologie Slab	27
2.4.1 Principe et avantages de l'InnoSlab	28
2.4.2 Limitations	28
2.4.3 État de l'art	29
2.5 Synthèse sur ces technologies	29
2.6 Les nouvelles pistes actuelles avec l'ion Ytterbium	30
3 Techniques pour dépasser les limites actuelles de durée	32
3.1 Le choix des matrices alternatives	32

3.1.1	l'Yb :CALGO et l'Yb :CaF ₂	32
3.2	Les techniques de filtrage linéaires	33
3.2.1	Mise en forme spectrale	33
3.2.2	Combinaison cohérente spectrale	35
3.3	Techniques non-linéaires	37
3.3.1	Amplification non-linéaire	37
3.3.2	La post-compression	37
4	Conclusion	38

1 Intérêt de l'ion Ytterbium et critère de choix des matériaux pour les lasers de puissance ultra court

1.1 Du rubis au Ti :Saphir

Le développement des sources laser femtoseconde et plus récemment sub-femtoseconde est l'un des axes de développement les plus prononcés dans le domaine de la photonique depuis plus de 20 ans (figure I.1). Bien que les lasers femtoseconde aient véritablement décollés avec le Ti :Sapphire (matériau découvert par Moulton en 1986, [Moulton 86]) en régime de verrouillage de mode par effet Kerr (KLM en anglais pour Kerr Lens Modelocking) au début des années 1990 ([Spence 90], [Spence 91]), les recherches sur les impulsions ultracourtes avaient déjà débuté depuis les années 1960 et 1970, quelques années après l'invention du premier laser à rubis par Théodore Maiman [Maiman 61]. En 1966, De Maria *et al.* réalisent le premier laser à blocage de modes passif en régime picoseconde avec un barreau de verre dopé Néodyme [DeMaria 66]. Dans les années 80, les lasers à colorant permettent grâce à leur large bande de gain de générer des impulsions sub 100 fs en régime à verrouillage de mode [Fork 81]. Cependant, ces systèmes ne sont pas très pratiques en comparaison aux systèmes Ti :Sa et restent peu efficaces. Ils sont alors principalement utilisés et étudiés dans les laboratoires mais ne sont pas élevés au rang de lasers industriels pour une production de masse. Il faudra alors attendre le milieu des années 80 avec l'arrivée du Ti :Sa et du KLM pour avoir des trains d'impulsions femtoseconde stables.

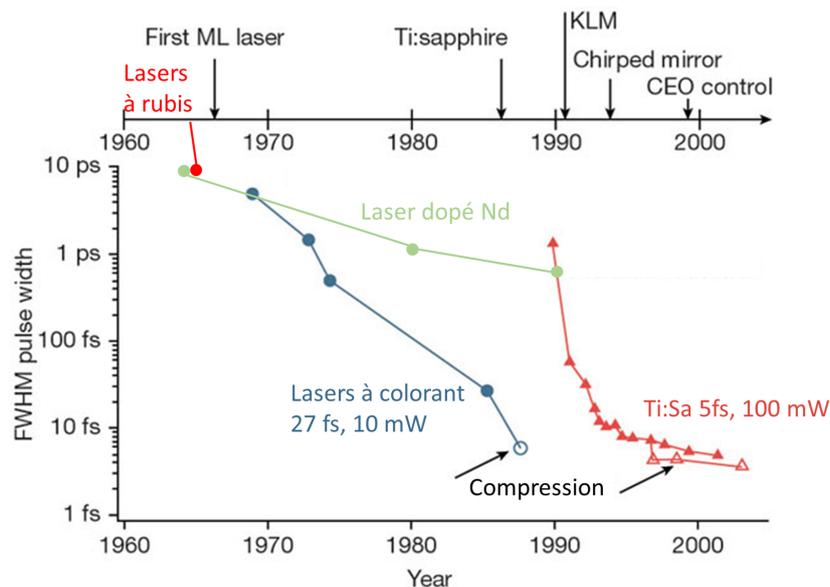


FIGURE I.1: Évolution de la durée d'impulsions depuis la démonstration du premier laser ML dans les années 1960 - Figure extraite de [Keller 03]

1.2 Les limites du Ti :Saphir

Actuellement, les lasers Ti :Sa sont les systèmes générant les impulsions les plus courtes au monde avec 5 fs et pour un spectre émis allant de 650 à 1100 nm (figure I.2) [Eli 01]. L'excellente conductivité thermique de ce matériau (d'une valeur de 34 W/m/K) permet en soit une évacuation efficace de la chaleur lors de la montée en puissance. Cependant, la principale limitation des Ti :Sa est le nombre limité des sources de pompage par diodes lasers dans la région visible verte du spectre I.2(a). Les sources de pompage du Ti :Sa existantes délivrent typiquement une puissance de quelques watts, voire même quelques dizaines de watts. Historiquement, le pompage est effectué au moyen d'un laser à argon à 514 nm, étant la source de pompage disponible délivrant les plus fortes puissances, mais dont l'efficacité et le coût limitent

l'utilisation. À présent, le pompage est plus souvent effectué par un laser Nd :YVO₄ doublé en fréquence à 532 nm. Celui-ci est lui même pompé par des diodes lasers à 808 nm. Cette méthode limite l'efficacité globale du système à cause d'un pompage indirect nécessitant deux étages entre la diode à 808 nm et le Ti :Sa. Bien que le développement des semiconducteurs ait permis d'améliorer l'efficacité électrique optique des diodes laser dans la gamme 800-900 nm, le manque de diodes de puissances dans la gamme spectrale verte/bleu limite le pompage direct du Ti :Sa. Depuis les années 2000, de forts progrès ont été faits sur les diodes lasers en GaN qui émettent des puissances de l'ordre du watt autour de 440-450 nm. Des oscillateurs Ti :Sa directement pompés par ce type de diodes ont démontré des puissances de quelques centaines de mW ([Gurel 15],[Roth 09],[Roth 12]) pour des durées atteignant 15 fs [Durfee 12]. Cependant la limite en puissance des diodes de pompe pour le Ti :Sa ne permettent pas de délivrer des systèmes de forte puissance moyenne.

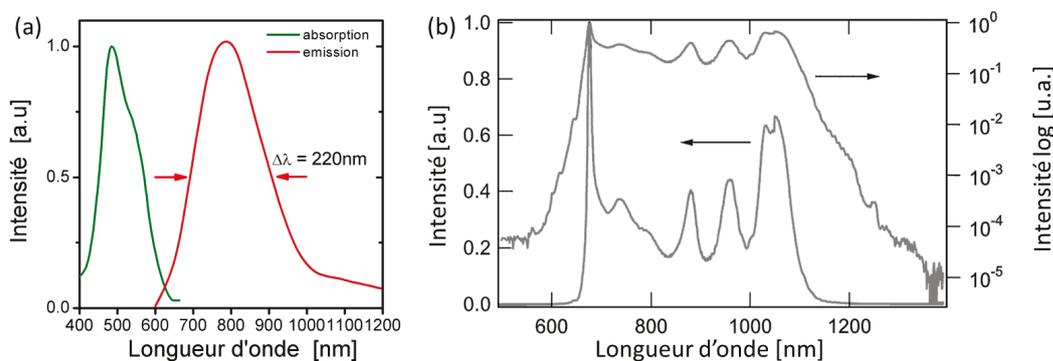


FIGURE I.2: Spectres d'absorption et d'émission du Ti :Saphir (a) - spectre (échelle linéaire et logarithmique) obtenu dans un oscillateur en régime à blocage de modes par effet Kerr générant des impulsions de 5 fs[Eli 01] (b)

1.3 Les lasers solides pompés par diode

Bien que la technologie dite "classique" du laser Ti :Sa en régime fs reste largement utilisée, le développement des diodes lasers dans le proche infrarouge est à l'origine de nouvelles recherches sur les lasers pompés directement par diode. C'est dans ce contexte qu'une nouvelle génération de lasers femtoseconde est apparue. Puisque le pompage direct par diode du Ti :Sa semble limité (par les raisons précédemment expliquées), les recherches sur les diodes lasers dans le proche/moyen infra-rouge s'accompagnent *de facto* d'un développement intense de nouveaux milieux à gain. Les lasers utilisant l'ion Cr³⁺ ont été une des premières tentatives d'alternative aux lasers Ti :Sa [Demirbas 09]. Ils sont pompés dans le rouge (670 nm) plutôt que le vert (500 nm pour le Ti :Sa) et peuvent ainsi être directement pompés par des diodes, disponibles dans cette gamme spectrale. L'émission des matériaux dopés Cr³⁺ est centrée autour de 0.8-0.9 μm et présente un spectre relativement large. Ainsi, des impulsions de 10 fs ont été générées avec ce type de cristaux dans des oscillateurs à verrouillage de modes [Wagenblast 03]. Malheureusement ces matériaux n'ont pas permis de remplacer le Ti :Sa à cause de graves problèmes thermiques tels que le déclin de fluorescence induit par thermique entravant le bon fonctionnement des lasers. De plus, les diodes lasers dans le rouge n'ont jamais été réellement développées à de fortes puissances.

Des matériaux tels que le Cr²⁺ :ZnSe ont été également développés pour permettre la génération d'impulsions à des durées inférieures à 100 fs dans le moyen infrarouge, autour de 1.9-3.5 μm . Ces matériaux peuvent être pompés par diode typiquement entre 1.5 et 1.9 μm et sont très intéressants pour des applications telles que la spectroscopie moléculaire à haute résolution

[Diddams 07] dans le moyen infra-rouge ($2.4 \mu\text{m}$). D'autres cristaux tels que les $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ont permis de générer des impulsions sub 50 fs dans la gamme spectrale $1.3 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$, idéal pour des applications biologiques [Bouma 96]. Des impulsions jusqu'à 20 fs ont également été démontrées dans un $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ à $1.45 \mu\text{m}$ [Ripin 02]. Cependant, bien que ces matériaux observent un maximum d'absorption autour de $0.75 \mu\text{m}$, très intéressant pour le pompage par diodes, ils sont plus souvent pompés par lampes ou par lasers tels qu'un $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ émettant à 1064 nm afin de réduire les effets thermiques induit par le défaut quantique¹. Ces matériaux dopés aux ions Cr^{2+} et Cr^{4+} ont principalement trouvé un intérêt pour la génération de longueurs d'ondes "exotiques" dans le moyen infrarouge, mais gardent les mêmes limitations thermiques que le Cr^{3+} et ne permettent pas la montée en puissance des matériaux dopés Chrome.

De manière générale, les matériaux dopés Chrome ont été une tentative infructueuse de remplacement des systèmes $\text{Ti}:\text{Sa}$ pour la montée en puissance. Ils offrent la possibilité d'un pompage direct par diodes, mais les puissances moyennes disponibles en sortie de ces oscillateurs restent relativement faibles, principalement à cause des mauvaises propriétés spectroscopiques et thermomécaniques de ces matériaux et des effets délétères tels que la relaxation croisée ou le temps de vie non radiatif, générés à hautes températures, entravant le bon fonctionnement des lasers.

La figure I.3 représente les gammes spectrales accessibles par un échantillon de matrices dopées avec différents ions.

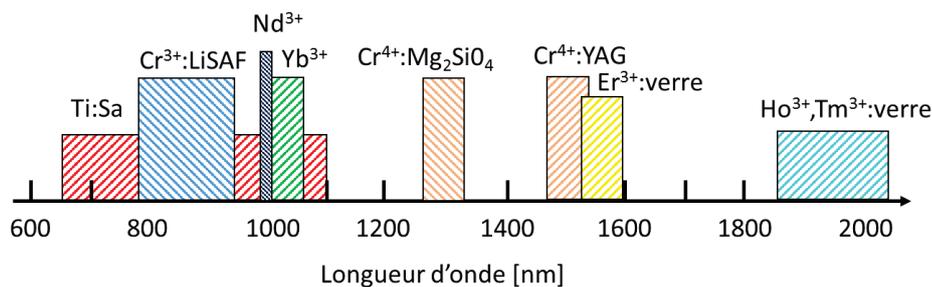


FIGURE I.3: Gammes spectrales accessibles pour différents matériaux solides

D'autres ions de la famille des terres rares ont également été étudiés, tels que le Nd^{3+} , l' Er^{3+} , l' Yb^{3+} , le Tm^{3+} , l' Ho^{3+} le Pr^{3+} etc... Parmi ces ions terres rares, l'ion Er^{3+} a trouvé sa place dans les systèmes fibrés pour les télécommunications. Les terres rares tels que le Tm^{3+} et l' Ho^{3+} sont également utilisés dans les systèmes fibrés pour atteindre d'autres longueurs d'onde dans le moyen infrarouge. Cependant, de manière générale, afin de monter en puissance, il est préférable d'éviter tout effets parasites, tels que des effets de réabsorption par les états excités, relaxations croisées etc... Ainsi, plus la structure électronique est simple, plus il sera facile de développer des sources laser de forte puissance. La figure I.4 présente les structures électroniques des différents ions. On remarque que la structure électronique la plus simple reste de loin celle de l' Yb^{3+} , ne présentant que 2 niveaux d'énergies. Les recherches se sont naturellement orientées vers les matrices cristallines dopées Yb^{3+} pour des systèmes de forte puissance et/ou la génération d'impulsions courtes. Ce sont les matériaux les plus adaptés pour ces problématiques.

1.4 L'intérêt de l'ion Ytterbium

Les cristaux dopés Yb^{3+} sont connus pour les applications laser depuis 1962 [Etzel 62] mais ont été délaissés au profit du Nd^{3+} , plus propice au pompage par lampe flash (technique de

1. Le défaut quantique est défini comme la quantité d'énergie cédée sous forme de chaleur : $\eta = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_s}$

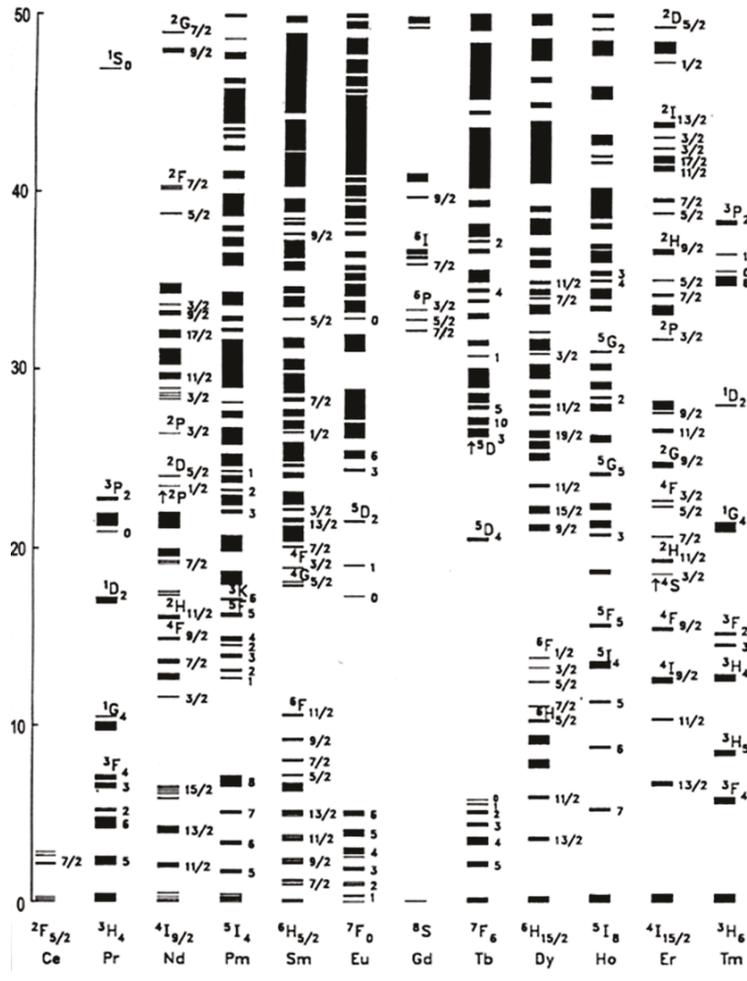


FIGURE I.4: Structures électroniques de différents ions de la famille des terres rares - Figure extraite de [Weber 00]

pompage la plus répandue à l'époque). Les nombreuses raies d'absorption des matériaux dopés Nd^{3+} les rendent plus adaptés au pompage large bande par lampe car ils permettent une absorption beaucoup plus efficace. Les cristaux dopés Yb^{3+} ont cependant connu un regain d'intérêt, fin des années 1980, grâce au développement des diodes lasers de puissance dans la gamme spectrale 900-980 nm [Fan 88]. L'émission de ces diodes sur des raies spectrales relativement fines rend l'absorption des matériaux dopés Yb^{3+} efficace. De plus, sa structure électronique simple redevient un avantage car elle lui permet également de supplanter les matrices dopées Nd^{3+} , ayant trop d'effets thermiques délétères.

De plus, contrairement au Nd^{3+} , l'ion Ytterbium a un très faible défaut quantique. De manière générale les matériaux dopés Yb^{3+} sont pompés à 940 nm ou 980 nm, générant un défaut quantique de moins de 10%. Pour les matrices dopées Nd^{3+} , le pompage est principalement effectué à 808 nm, entraînant un défaut quantique de 24 %. Bien que ces deux matériaux soient de ce point de vue, tout deux meilleurs que le $\text{Ti}:\text{Sa}$ (avec un défaut quantique proche de 40 %), et malgré les architectures où le Nd^{3+} est pompé à 888 nm pour réduire le défaut quantique à 17%, l'ion Yb^{3+} reste quoi qu'il en soit le plus adapté aux systèmes de forte puissance pompés par diode. L' Yb^{3+} a également un temps de vie plus long, permettant de stocker plus d'énergie pour les systèmes à basse cadence¹. Comme présenté sur la figure I.5, la structure

1. On peut considérer un système opérant à basse cadence lorsque le taux de répétition est plus petit que l'inverse du temps de vie du matériau. Ainsi on considèrera un système à haute cadence lorsque le taux de répétition est supérieur au temps de vie du matériau. Typiquement pour l'Ytterbium on parlera de basse

électronique de l' Yb^{3+} est beaucoup plus simple que celle de l'ion Nd^{3+} avec seulement deux niveaux électroniques, évitant ainsi de nombreux effets parasites tels que l'absorption d'état excité, le "quenching de fluorescence"... Ces différentes structures électroniques entre Yb^{3+} et Nd^{3+} influencent le fonctionnement laser. La transition laser Yb^{3+} entre le niveau fondamental F et le niveau excité ${}^2F_{5/2} - {}^2F_{7/2}$ est de type quasi-3-niveaux tandis que la transition laser $\text{Nd}^{3+} : {}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ est de type 4-niveaux¹ (figure I.5). Ces niveaux sont composés de sous-niveaux Stark dont la dégénérescence est levée par l'action du champ électrique des atomes environnants sur l'ion actif. La répartition énergétique des sous-niveaux est ainsi différente d'une matrice à une autre.

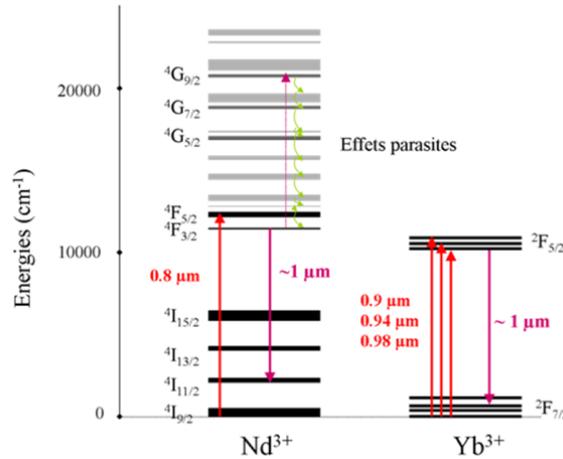


FIGURE I.5: Structures électroniques simplifiée d'une matrice dopée Nd^{3+} (a) et Yb^{3+} (b)

L'utilisation de l'ion Yb^{3+} a donc certains avantages en comparaison à l'ion Nd^{3+} , comme une large bande d'émission (pour une même matrice hôte), due à un fort couplage électron-phonon, ce qui permet la génération et l'amplification d'impulsions courtes. Le faible défaut quantique et la simplicité de la structure permettent également la réduction des effets thermiques et la suppression des effets parasites, ce qui permet de développer des systèmes de plus forte puissance moyenne. Cependant, cette différence de structure électronique entraîne également de nouveaux problèmes. Il existe une réduction de la section efficace d'émission entre le Nd^{3+} et l' Yb^{3+} par un facteur 10 typiquement I.1. La structure quasi-3-niveaux est à l'origine du phénomène de réabsorption, réduisant l'efficacité du laser ainsi qu'une limitation de l'inversion de population, et donc du gain lié au pompage sur la "zero-phonon-line" (ZPL). Le tableau I.1 résume les principales caractéristiques des ions Yb^{3+} et Nd^{3+} dans la matrice YAG.

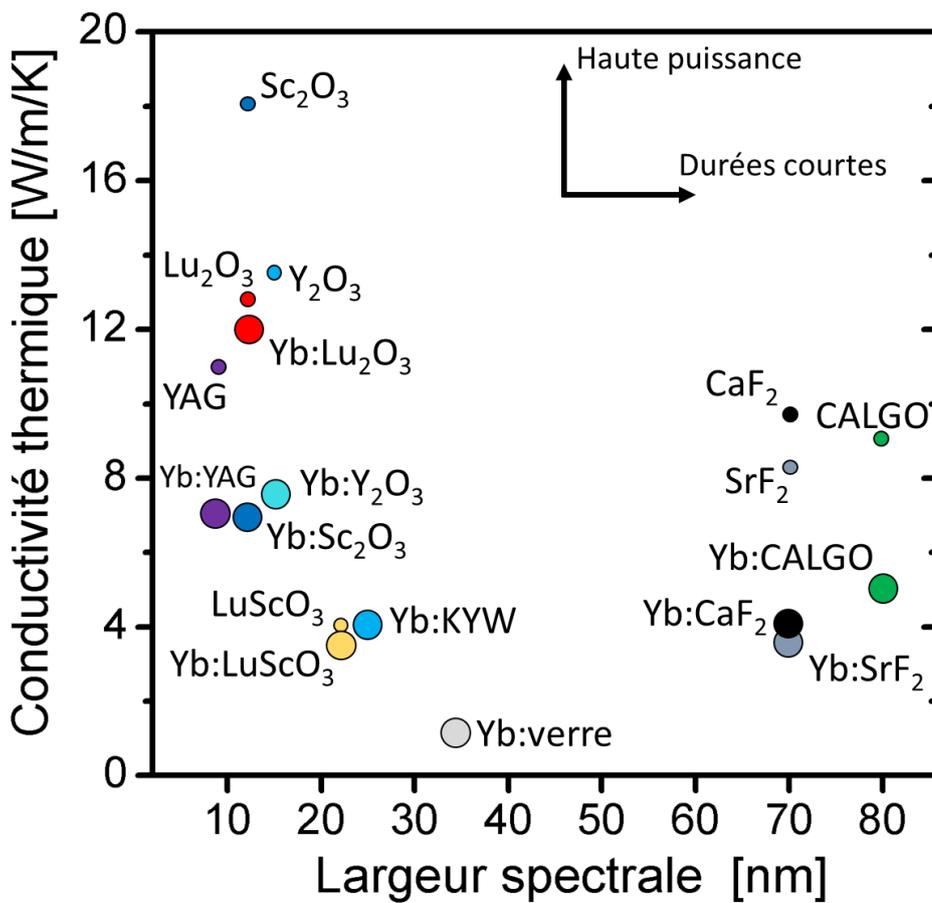
1.5 Critères de choix pour la matrice

Le choix de l'ion Yb^{3+} permet donc à la fois de générer/amplifier des impulsions courtes, mais également du fait de ses propriétés électroniques de réduire le défaut quantique permettant la montée en puissance des systèmes laser. Le choix de la matrice hôte va néanmoins être un élément crucial car, comme expliqué précédemment, c'est l'environnement atomique de l'ion dopant qui impacte sur l'élargissement spectral de la section d'émission du matériau. La figure I.6 représente les principales matrices utilisées dans le cas de l' Yb^{3+} avec pour critère de mérite la conductivité thermique, pour la montée en puissance, et la largeur de la section d'émission pour la réduction de la durée d'impulsions, dans le cas de matériaux dopés et non dopés.

cadence pour des taux de répétitions inférieurs à 1 kHz

1. Dans le cas d'un pompage du Nd^{3+} à 888 nm, la transition est de type quasi-3-niveaux. De même, lorsque l'on utilise des matériaux type $\text{Yb}:\text{YAG}$ à des températures cryogéniques, la transition devient alors de type 4-niveaux.

Paramètres	Nd :YAG	Yb :YAG	Yb > Nd
$\lambda_{pompe}(nm)$	808	940	+
$\sigma_{abs}(10^{-20}cm^2)$	6.7	0.7	-
$\lambda(nm)$	1064	1030	
$\sigma_{em}(10^{-20}cm^2)$	28	2.1	-
Largeur de bande (nm)	0.6	10	+
$\tau_{fluo}(ms)$	0.26	0.97	+
$\eta_{th}(\%)$	24	9	+

TABLE I.1: Paramètres spectroscopiques et laser des matériaux Yb^{3+} :YAG et Nd^{3+} :YAGFIGURE I.6: Conductivité thermique en fonction de la largeur spectrale pour différentes matrices non dopées et dopées Yb^{3+} (avec un taux de dopage de 6% atomique)¹

On observe une tendance générale : plus la matrice est ordonnée, plus sa conductivité est bonne, cependant moins elle permettra de conserver des impulsions courtes. On remarque par exemple que le YAG, cristal très ordonné, a une conductivité thermique élevée de 10 $W/m/K$, mais, en contrepartie, a une faible largeur spectrale de 9 nm qui ne lui permet pas la génération ou l'amplification d'impulsion très courtes. On peut prendre l'exemple du verre, qui contrairement au cas du YAG est un matériau amorphe ayant une très forte largeur spectrale de 35 nm, mais une très mauvaise conductivité thermique de 1 $W/m/K$. Ce matériau est parfaitement adapté pour la génération d'impulsions courtes, mais peu adapté à la forte puissance (dans le cas d'une géométrie de matériau massif). Il est aussi nécessaire de comprendre

1. Cette valeur de 6% est prise arbitrairement, mais est une valeur médiane et permet d'illustrer les effets du dopage sur la conductivité thermique. Généralement le dopage des ions Yb^{3+} varie entre 2% et 10%.

que l'introduction d'ions dans la matrice influence, non seulement, l'environnement et donc le spectre d'émission, mais également les propriétés thermiques. La valeur du dopage (c'est-à-dire le nombre d'ions dopants dans la matrice) est responsable d'une variation (chute) de la conductivité thermique de la matrice. Ceci a fait l'objet d'une étude dans la thèse de R. Gaumé [Gaumé 03]. L'expression développée par P.G Klemens [Klemens 60] donne l'évolution de la conductivité thermique en fonction de plusieurs paramètres propres à la matrice et au nombre d'ions. La différence de dopage entre la matrice dopée et non dopée est d'autant plus forte que la différence de masse entre l'ion dopant et l'ion substitué est grande (voir figure I.6). Parmi les sesquioxydes, on peut citer deux exemples illustrant deux situations opposées (figure I.6) :

- La matrice Lu_2O_3 semble très intéressante pour la montée en puissance car la faible différence de masse entre l'ion Yb^{3+} et l'ion substitué, d'une valeur de 1%, permet de conserver une excellente conductivité thermique de 12 W/m/K lorsque le matériau est dopé (pour une conductivité thermique de 12.8 W/m/K dans le cas non dopé) .
- La matrice Sc_2O_3 , dont la conductivité thermique est initialement de 18 W/m/K (bien plus élevée que celle du Lu_2O_3) , lorsque dopée avec des ions Yb^{3+} , voit cette valeur chuter drastiquement jusqu'à une valeur de 7 W/m/K pour un dopage de 6%, en deçà de celle du Lu_2O_3 .

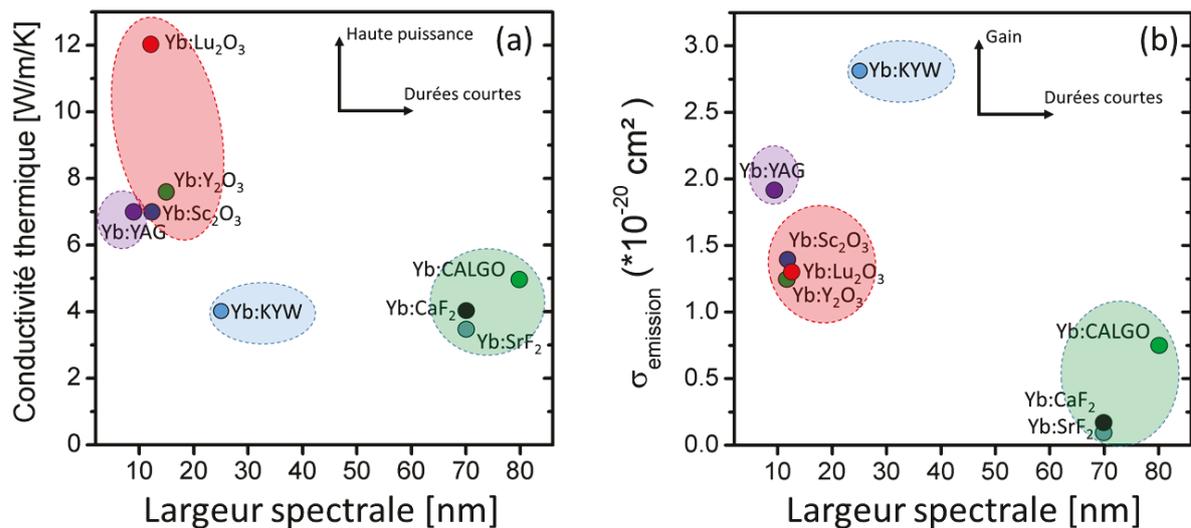


FIGURE I.7: Conductivité thermique (a) et section efficace d'émission (b) en fonction de la largeur spectrale pour les principaux cristaux dopés Yb^{3+} (dopage de 6%)

Malgré une pléthore de démonstrations avec différents cristaux dopés à l' Yb^{3+} , l' $\text{Yb}:\text{YAG}$ et les tungstates (KYW ou KGW) dopés Yb^{3+} sont les principaux cristaux utilisés (notamment pour l'industrie), car ils présentent de bonnes propriétés thermo-optiques et spectroscopiques. De plus, la croissance cristalline est maîtrisée, ce qui permet d'obtenir une large gamme de tailles et formes pour différents dopages avec une excellente répétabilité.

L' $\text{Yb}:\text{YAG}$

L' $\text{Yb}:\text{YAG}$ ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) fait partie de la famille des grenats. C'est un cristal isotrope dont les propriétés thermomécaniques sont relativement intéressantes pour les systèmes de forte puissance moyenne. La croissance par méthode Czochralski est très bien maîtrisée et permet d'obtenir des cristaux d'excellente qualité optique et de taille importante de manière industrielle. La conductivité de ce cristal (non dopé) est de 10 W/m/K , et tombe à une valeur proche de 7 W/m/K pour un dopage de 6%. D'un point de vue spectroscopique, il a de très

fortes sections efficaces d'émission [1.7](#) qui en font un excellent candidat pour les lasers de forte puissance moyenne, mais sa faible largeur de bande d'émission ne lui permet pas d'amplifier des impulsions très courtes. Les systèmes industriels, sont principalement basés sur des architectures d'oscillateurs amplifiés appelées MOPA (en anglais Master Oscillator Power Amplifier). Lorsque le milieu à gain de l'amplificateur est un cristal, l'Yb :YAG est généralement utilisé, pour les systèmes de forte puissance moyenne, typiquement entre 10 et 100 W. Cependant, les durées d'impulsions sont généralement autour de 800 fs en sortie de système ¹.

L'Yb :KYW

L'Yb :KYW (Yb :KY(WO₄)₂) fait partie de la famille des tungstates. Cette matrice présente un large spectre d'émission et des sections efficaces importantes le rendant très intéressant pour la génération et l'amplification d'impulsions courtes. Cependant, ses propriétés thermo-mécaniques ne sont pas très élevées (il présente une conductivité thermique de 3-4 W/m/K) limitant son utilisation pour la montée en puissance, et la méthode de croissance par flux doit être utilisée. Pour les systèmes industriels utilisant les matériaux tungstates dopés Yb³⁺, les durées d'impulsions sont inférieures à 400 fs, mais les puissances délivrées sont de l'ordre de quelques watts, voire exceptionnellement, de la dizaine de watts. De plus, les cristaux de la famille des tungstates sont des cristaux biaxes, présentant des propriétés thermo-optiques inhomogènes ce qui peut être un facteur limitant pour le développement de systèmes lasers ².

Parmi les cristaux alternatifs, on peut noter quelques cas intéressants :

Les Sesquioxydes

L'Yb :Lu₂O₃ et l'Yb :Y₂O₃ sont les deux sesquioxydes intéressants pour la montée en puissance et une nouvelle génération de lasers, mais leur croissance cristalline reste encore très délicate. En effet, leurs températures de fusion sont supérieures à 2000°C, ce qui nécessite une croissance par procédé HEM (Heat Exchanger Method) dans des creusets en rhénium. Cela ne permet malheureusement pas d'obtenir des cristaux de plus de quelques mm³. Des méthodes de croissance alternatives par flux ont été développées récemment permettant de travailler à des températures beaucoup moins élevées (1200°C) sous air [[Druon 13b](#)], cependant ces méthodes ne sont pas encore assez matures pour être utilisées de manière industrielle.

Le CaF₂ et Le CALGO

La famille des Fluorures avec le CaF₂ (voir section [3.1.1](#)) et la famille des aluminates avec le CALGO (voir section [3.1.1](#)) peuvent, malgré une conductivité thermique plus modeste, être très intéressantes car permettent la génération et l'amplification d'impulsions ultracourtes dans une gamme de puissance moyenne de l'ordre du watt voire de quelques dizaines de watts. Ces matériaux ont des sections efficaces d'émission relativement faibles comparées aux cristaux "standards" tels que l'Yb :YAG et l'Yb :KYW. Ces deux familles de cristaux sont très étudiées par la communauté scientifique internationale telle que le Laboratoire Charles Fabry (LCF).

1. En régime d'amplification, les impulsions sont fortement soumises à l'effet du rétrécissement spectral par le gain, ce qui limite la bande spectrale en sortie. En revanche, dans les oscillateurs à blocage de modes, il est possible de descendre à des durées jusqu'à 30-50 fs [[Zhang 15b](#)], car ces systèmes sont fortement non-linéaires.

2. L'asymétrie de la conductivité thermique engendre des lentilles thermiques asymétriques, ce qui pose des problèmes de stabilité et qualité spatiale du faisceau qui sont difficiles à résoudre.

2 Géométries pour la montée en puissance des lasers femtoseconde

Le choix de la matrice amplificatrice déterminant les propriétés thermo-optiques, est comme on l'a vu, l'une des clés de la montée en puissance des systèmes laser. Cependant, la géométrie du milieu à gain est également essentielle pour atteindre de fortes puissances moyennes. L'augmentation de la puissance des sources laser engendre de forts effets thermiques. Ces effets thermiques sont à l'origine de dégradations des performances laser telles que l'efficacité, la qualité spatiale du faisceau voire une fracture thermo-mécanique du milieu à gain. Depuis les années 90, de nouvelles technologies ont été développées afin de palier à ces problèmes via de nouvelles géométries. Une géométrie dont le rapport surface sur volume est fort, permet une bonne évacuation de la chaleur et prévient ainsi des effets thermiques. Plusieurs géométries ont ainsi été étudiées et développées. Il existe les fibres ainsi que 3 grandes évolutions pour le cristal dit "massif", qui sont le "rod", le "thin disk" et le "slab". Le rod est ici présenté sous une forme considérée comme très allongée, plus optimisée et connue sous le nom de Fibre cristalline. Pour les systèmes de forte puissance (à l'exception des fibres optiques), le matériau le plus utilisé quelque soit la technologie considérée est l'Yb :YAG. Dans cette partie nous présenterons le principe de ces technologies ainsi que les performances réalisées.

2.1 La technologie Fibre

2.1.1 Principe et avantages

La fibre optique n'a pas mis longtemps à voir le jour après la découverte du laser, en 1964 [Koester 64], avec un laser à fibre dopée Néodyme pompée par flash. La fibre permet le guidage du signal dans un cœur composé de Silice généralement, qui propage le signal sur de très grandes distances. Il faudra attendre le milieu des années 70 pour obtenir le premier pompage par diode des lasers à fibres [Stone 74] et 10 ans encore avant d'obtenir la première fibre monomode dopée Néodyme [Mears 85]. À l'époque ces fibres monomodes étaient relativement limitées en terme de puissance car elles nécessitaient des diodes de pompe monomode. C'est seulement 24 ans après le premier laser fibré que la technologie à fibres double gaine voit le jour [Snitzer 88]. Elle permet d'exploiter des diodes de pompe de forte puissance multimodes tout en conservant le signal confiné dans un cœur monomode (figure I.8(b)).

Dans les années 1990, les fibres dopées Yb^{3+} ont été proposées comme alternatives aux fibres dopées Nd^{3+} [Hanna 90] pour les raisons précédemment expliquées dans la partie 1.4. Le développement des sources fibrées en régime impulsionnel est principalement limité par les effets non-linéaires liés à l'utilisation de grandes longueurs de fibres pour palier la faible absorption linéique des fibres double gaine, où le recouvrement entre la pompe et le signal est faible.

Le développement des fibres à large air modale (LMA en anglais pour Large Mode Area) a permis par l'augmentation de la surface du cœur de réduire ces non-linéarités [Broderick 99]. Cette technologie a permis de passer de cœurs de quelques μm de diamètre à plusieurs dizaines de μm en réduisant l'ouverture numérique (nécessitant une réduction de la différence d'indice entre le cœur et la gaine). Cependant, le contrôle de la différence d'indice limité par la technologie actuelle, ne permet pas d'augmenter les diamètres au-delà de 40-50 μm . À cela vient s'ajouter l'effet du dopage rendant le contrôle de la variation d'indice encore plus délicat. Une solution a été proposée dans le groupe du Dr Phillippe Russel dans les années 1990, appelée fibres microstructurées (PCF en anglais pour photonic crystal fiber) ([Knight 96], [Birks 97]), permettant d'obtenir des diamètres allant jusqu'à 80 μm . Dans ces fibres, un indice équivalent est obtenu à l'aide d'une structure de trous (figure I.8(d)). Dans le cas de très gros diamètres (typiquement au-delà de 40 μm), les pertes par courbures deviennent alors très importantes et

il est nécessaire d'ajouter une gaine en verre autour de la fibre pour la rigidifier : ce sont les rod-type fibers (sortes de barreaux de verre rectilignes de longueur typique de 1 m).

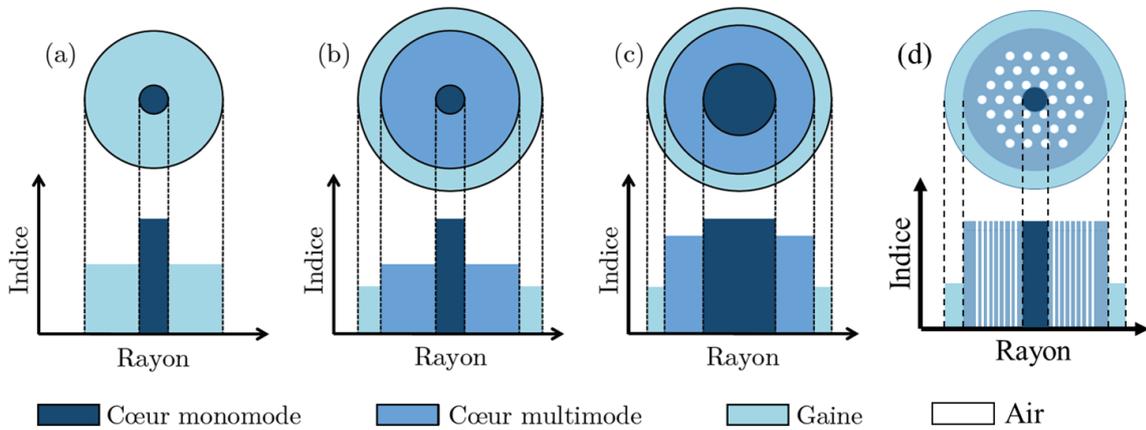


FIGURE I.8: Fibre monomode (a), Fibre double gaine (b), Fibre largeur cœur (c), Fibre microstructurée (d)

L'une des clés pour un développement industriel des lasers fibrés de forte puissance repose sur la fabrication de fibres optiques strictement monomodes dont la taille de cœur dépasse celle des fibres LMA standards ainsi qu'une intégration simple nécessitant une bonne compatibilité avec les outils classiques utilisés tels que les soudeuses standards. De multiples solutions ont été proposées à cette fin telles que les fibres à larges pas (LPF en anglais pour large pitch fibers) [Stutzki 11a], les rods à filtrage de modes distribués (DMF en anglais pour distributed mode filtering) ([Laurila 12],[Kashiwagi 12]), les fibres à cœurs chiraux couplés (CCC pour chirally-coupled-core) [Ma 14], les fibres à guidage par le gain ([Sudesh 08],[Marciante 10]) et les fibres à modes fuyants (LCF, pour Leakage Channel Fiber) [Dong 07].

2.1.2 Limitations

Si l'on occulte les limitations techniques telles que le clivage, les soudures, le nettoyage de ce type de fibres, la principale limitation reste encore et toujours les effets non-linéaires en régime impulsif, liés à la montée en énergie. Bien que les tailles de cœurs aient été améliorées jusqu'à des diamètres de $130 \mu\text{m}$, les diamètres standards utilisés aux alentours de $40 \mu\text{m}$) permettent l'amplification jusqu'à seulement quelques dizaines de μJ et ceux, dans le cas des fibres rigides (rod type) de $100 \mu\text{m}$, poussent les limites en énergie jusqu'au mJ seulement. Une autre limitation importante empêchant la montée en puissance moyenne de ces fibres, est l'apparition d'instabilités modales observées et expliquées par l'équipe de l'université de Jena ([Eidam 11b],[Stutzki 11b],[Jauregui 11]) et d'Albuquerque [Smith 11]. Lorsque la puissance de pompe excède un certain seuil, la qualité spatiale du faisceau en devient très fortement affectée et chute drastiquement. Ceci est lié au fait que les fibres amplificatrices ne sont pas strictement monomodes, mais supportent également un petit nombre de modes d'ordres supérieurs guidés. Au-delà de cette valeur de seuil, un couplage entre le mode fondamental et les modes supérieurs apparaît permettant un échange d'énergie et ainsi réduisant la quantité d'énergie dans le mode fondamental (figure I.9).

Le seuil de ces instabilités modales dépend fortement de la géométrie de la fibre optique employée. Plus le diamètre des fibres augmente, plus le seuil d'instabilités modales diminue. Ainsi on se retrouve rapidement confronté à un compromis énergie/puissance (voir figure I.10(a)). Pour atteindre des énergies de l'ordre de la centaine de μJ voire du mJ, il est nécessaire d'utiliser des fibres de larges diamètres afin de réduire les effets non-linéaires. Cependant la puissance moyenne est limitée à la centaine de watts à cause des instabilités modales. En re-

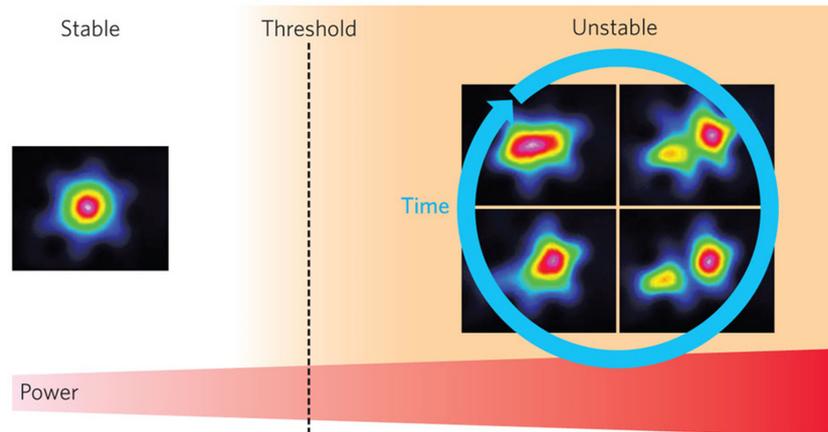


FIGURE I.9: Effet des instabilités modales dans les fibres - Figure extraite de [Jauregui 13]

vanche, lorsque l'on souhaite atteindre des énergies de l'ordre de la dizaine de μJ , des fibres de plus petits diamètres sont utilisables, permettant d'atteindre des puissances moyennes de l'ordre du kW.

S'ajoute à cela une dernière limitation qui est le seuil d'autofocalisation, indépendant de la taille du coeur de la fibre. Typiquement, 4 MW en polarisation linéaire et 6 MW en polarisation circulaire pour des lasers à $1 \mu m$ sont les puissances crêtes maximales avant autofocalisation. Utiliser des longueurs d'onde plus élevées permet de repousser ce seuil¹, mais l'autofocalisation reste tout de même un problème crucial pour les systèmes fibrés femtoseconde.

2.1.3 État de l'art

Comme décrit dans le paragraphe précédent, il existe deux types de systèmes fibrés : l'un pour la forte puissance (100 W-1 kW) et des énergies modérées ($< 50 \mu J$) et l'autre pour la forte énergie ($> 50 \mu J$) et des puissances limitées à la centaine de watts. En 2009, un laser fibré générant 830 W de puissance moyenne à $1 \mu m$ a été démontré pour une énergie par impulsion de $13 \mu J$ dans un fibre PFC de $30 \mu m$ de diamètre [Eidam 10]. Les impulsions étaient étirées à 800 ps pour éviter toutes non-linéarités et recomprimées à 640 fs pour une puissance crête de 12 MW.

1 kW a également été démontré [Wan 13] pour des impulsions recomprimées à 800 fs et une énergie de $15 \mu J$ par impulsion dans une fibre de $30 \mu m$ de diamètre². Une fibre "rod-type" d'un diamètre de $100 \mu m$ a également été utilisée pour générer des impulsions de 1 mJ à 700 fs pour une puissance moyenne de 105 W [Wan 13]. Des impulsions de 480 fs d'une énergie de 2.2 mJ ont été établies à l'aide de fibres LPF pour une puissance moyenne de 11 W [Eidam 11a]. Les impulsions ont été étirées à 3 ns pour minimiser les non-linéarités et éviter tout risque d'endommagement des composants optiques, puis propagées à travers un système de mise en phase spectrale afin de précompenser les non-linéarités et pouvoir comprimer les impulsions le plus possible (la technique de mise en forme sera détaillée dans la partie 3.2.1).

L'évolution des systèmes fibrés en régime continu depuis les années 1990 et femtoseconde depuis les années 2000 est présentée sur la figure I.10. Durant 10 ans, l'évolution de ces systèmes a été exponentielle laissant croire à une facile amélioration des fibres optiques délivrant des faisceaux monomodes. On observe une progression sur la puissance moyenne des sources en régime femtoseconde d'un facteur 100 en un peu moins de 10 ans atteignant le kW, et une montée en énergie extrêmement rapide jusqu'au mJ. Cette croissance semble ralentir ces

1. Le seuil d'autofocalisation est fonction de la longueur d'onde au carré

2. Les fortes non-linéarités générées dans cette fibre ont entraîné des profils temporels avec de larges piédestaux allant jusqu'à 10-15 ps relativisant l'intérêt de ce résultat

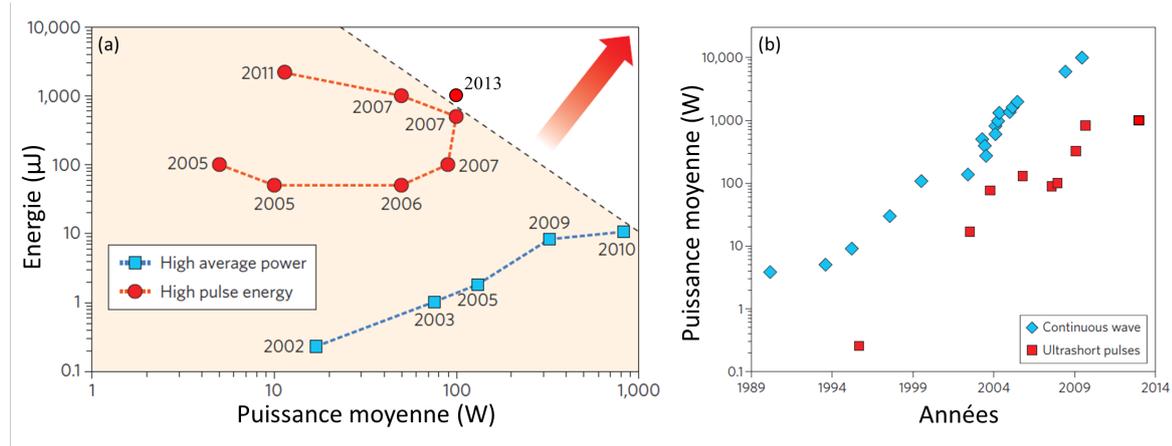


FIGURE I.10: Principaux résultats des systèmes fibrés femtoseconde (a) et évolution de la puissance moyenne des systèmes fibrés et continus depuis 1989 (b) - figures extraites de [Jauregui 13]

dernières années, principalement à cause des instabilités modales, nécessitant un compromis entre puissance moyenne et énergie. Une solution envisagée pour dépasser ces limites repose sur la combinaison cohérente de lasers fibrés, chacun en-deçà du seuil d'instabilités, mais qui, lorsque combinés, ont une puissance moyenne supérieure au seuil d'instabilités modales d'une fibre unique.

2.2 La technologie Fibre cristalline

2.2.1 Principe et avantages

Cette géométrie "hybride" entre le cristal massif et la fibre, a pour objectif de conserver les avantages de ces deux géométries : large mode pour augmenter l'énergie, longs cristaux cylindriques pour un refroidissement efficace et radial. Le principe de cette architecture repose sur un cristal cylindrique long permettant le guidage de la pompe fortement multimode et la propagation libre du faisceau signal (figure I.11). Le guidage permet de concentrer la pompe en zones de surintensités (figure I.12) permettant de répartir la puissance de pompe absorbée avec un bon recouvrement. De plus, cela permet d'utiliser des puissances de pompes élevées car la longueur du cristal permet une excellente évacuation de la charge thermique déposée de manière assez uniforme le long du cristal. Le rapport de forme est typiquement de quelques cm de long (entre 2 et 6 cm) pour un diamètre de 1 mm permettant d'amplifier des faisceaux de 400-500 μm de diamètre. La fibre cristalline dopée Yb^{3+} a été développée dans le cadre d'une collaboration entre la société Fibercryst et le Laboratoire Charles Fabry en 2005.

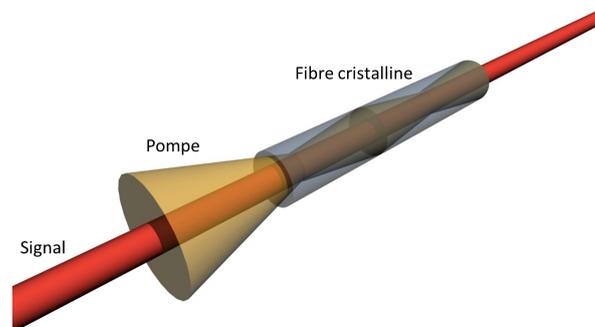


FIGURE I.11: Schéma de principe de la fibre cristalline

Avec le développement des diodes de pompe fibrées, la forte augmentation de la brillance a permis d'optimiser le recouvrement spatial entre signal et pompe sans nécessité de guider cette

dernière. Cependant, la grande longueur reste toujours très intéressante pour le refroidissement et l'évacuation de la chaleur.

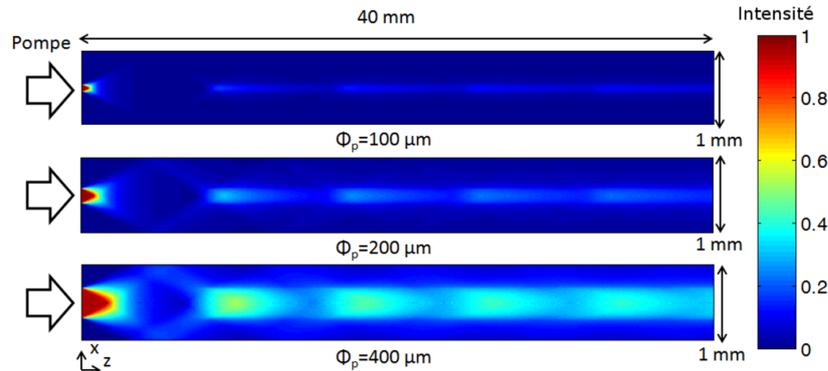


FIGURE I.12: Distributions d'intensité normalisées dans des fibres cristallines de 1 mm de diamètre, 4 cm de longueur, et des diamètres au waist du faisceau de 100 μm , 200 μm et 400 μm . Vue en coupe dans le plan (x,z) - Figure extraite de [Délen 13]

2.2.2 Limitations

La "grande" longueur pour un cristal massif permet une excellente évacuation thermique mais rend néanmoins l'architecture plus sensible aux effets non-linéaires. La montée en puissance avec les fibres cristallines est plus complexe que celle d'une thin disk ou d'un slab, à cause d'une lentille thermique de focale comparable à la longueur du cristal. Elle peut néanmoins être faite en cascasant plusieurs étages. Actuellement, cette architecture permet d'atteindre une centaine de watt, mais il est difficile d'envisager des systèmes atteignant le kW.

2.2.3 État de l'art

Cette architecture est exploitée depuis une dizaine d'années et a beaucoup été utilisée pour la démonstration d'oscillateurs continus, mais c'est seulement depuis la thèse de Xavier Délen [Délen 13] qu'elle est utilisée en configuration d'amplificateur d'impulsions femtoseconde. 1 mJ a été démontré en sortie de fibre cristalline pour des durées d'impulsions de 380 fs et 2.2 GW de puissance crête [Délen 13]. D'autres travaux encore plus récents sur la montée en puissance ont démontré 100 W dans un système à 3 étages, pour des impulsions de 750 fs et 7 MW de puissance crête [Lesparre 15]. Cette architecture a également démontré l'amplification d'impulsions ps jusqu'à 42 MW de puissance crête [Lesparre 16].

2.3 La technologie Thin Disk

2.3.1 Principe et avantages

L'architecture utilisant des cristaux minces, usuellement appelés "Thin-disk", a été démontrée par Dr. Adolf Giesen *et al.* en 1994 à l'université de Stuttgart. Le design du Thin disk permet de minimiser la lentille thermique et la biréfringence induite par la thermique, problèmes les plus fréquemment rencontrés dans les cristaux de type barreau. Cette architecture distribue la charge thermique sur une épaisseur de quelques centaines de microns (typiquement entre 100 et 300 μm) avec une large section transverse (5 à 20 mm de diamètre). Ainsi, le flux de chaleur est orienté colinéairement à la direction de propagation du faisceau. L'une des faces du milieu à gain est traitée anti-réflexion (AR) pour la longueur d'onde de pompe et de signal alors que l'autre face est traitée haute-réflexion (HR) pour ces deux longueurs d'onde (figure I.13(a)). Le contact thermique sur la face HR, peut être fait avec une interface en cuivre ou

en diamant, qui à son tour est refroidie par eau. La faible épaisseur des disques entraîne une faible absorption de la pompe. Ceci peut être résolue en recyclant la pompe non absorbée à l'aide d'une configuration multipassages en utilisant par exemple un miroir parabolique et des prismes rétro-rélecteurs. Il est alors possible avec cette technique de recycler la pompe jusqu'à typiquement 44 allers-retours (figure I.13(b)).

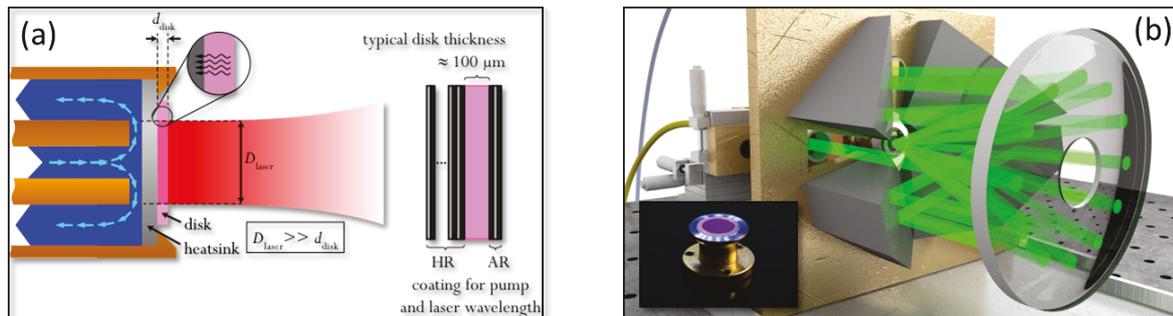


FIGURE I.13: (a) Schéma de l'architecture thin disk - (b) Arrangement multipassages de la pompe - Schéma extrait de [Saraceno 15] - Insert : photo d'un cristal thin-disk

Grâce à de larges diamètres de faisceaux, il est possible d'extraire des puissances importantes, de l'ordre de plusieurs kW ainsi que de fortes énergies jusqu'au Joule. La montée en puissance de ce type d'architecture est directement liée au diamètre du disque. Si l'on souhaite une pompe deux fois plus puissante, il suffit alors d'utiliser une surface deux fois plus large. L'optimisation du recouvrement entre la pompe et le signal ainsi que le recyclage de la pompe à l'aide de la configuration multipassages I.13(b) permet d'obtenir des systèmes atteignant des efficacités entre 40 et 70%.

2.3.2 Limitations

Pour la montée en puissance, la taille des cristaux sera limitante avant la puissance des diodes de pompe. En effet cette géométrie ne nécessite pas de fortes brillances, ce qui permet d'utiliser des diodes multi kW déjà existantes sur le marché. L'une des limitations majeures pour ce type de géométries est le faible gain disponible, causé par la fine épaisseur du cristal, rendant le système fortement sensible aux pertes de la cavité. Un bon candidat comme milieu à gain pour les systèmes utilisant l'architecture thin disk nécessite une bonne conductivité thermique, une grande section efficace d'absorption et la possibilité d'accéder à des dopages élevés. Le matériau largement dominant en terme d'utilisation est l'Yb :YAG. La technique de croissance de ce cristal permet d'obtenir des cristaux d'excellente qualité (voir partie 1.5) et qui peuvent être fabriqués avec de larges diamètres, nécessaires à la montée en puissance. D'autres matériaux couramment utilisés tels que l'Yb :KYW ont été essayés dans des configurations think disk. L'anisotropie de ce cristal et la faible conductivité thermique n'ont pas permis de retenir ce cristal comme candidat pour des lasers industriels. De même, lorsque des milieux à gains plus exotiques sont utilisés tels que le CaF_2 ou le CALGO, les propriétés thermomécaniques ne sont plus aussi bonnes et ces systèmes sont limités à des puissances beaucoup plus basses qu'avec l'Yb :YAG.

2.3.3 État de l'art

En configuration oscillateur, des puissances moyennes atteignant 270 W ont été réalisées pour des impulsions de 210 fs [Brons 14]. Les énergies les plus élevées ont été obtenues avec un cristal Yb :YAG. Il délivre $80 \mu\text{J}$ pour 242 W de puissance moyenne [Saraceno 14]. Les durées les plus courtes obtenues sont de 62 fs à l'aide d'un cristal Yb :CALGO [Diebold 14] et 49 fs dans un Yb :YAG thin disk à verouillage de mode par effet Kerr [Zhang 15a].

En cavité régénératrice, 200 mJ ont été générées pour 200 W de puissance moyenne [Klingebiel 15]. Les plus hautes puissances moyennes obtenues sont de l'ordre de 1.5 kW avec une configuration d'amplificateur multipassages. A l'IFSW, 1.4 kW (avec des impulsions de 7.7 ps) a été démontré pour une efficacité de 48% avec 40 réflexions du signal sur le disque [Negel 15]. Dans le cadre du projet FOKUS (Fraunhofer), 1.4 kW (avec des impulsions de 2 ps) a été démontré avec 32 réflexions sur le disque pour une efficacité de 33% [UKP 15]. Dans les deux cas les puissances crêtes obtenues sont de l'ordre de 0.6-0.7 GW. Une dernière configuration générant des impulsions de 710 fs a été démontrée pour 1.5 kW à 38 μJ . La figure I.14 représente les deux architectures multipassages utilisées pour atteindre des puissances moyennes de 1.5 kW.

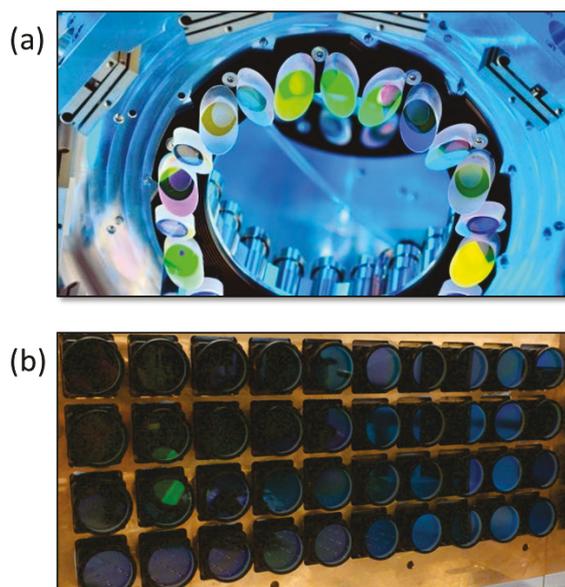


FIGURE I.14: Configuration des miroirs de la cavité multipassage permettant de faire 32 réflexions sur le disque (a) dans le projet Fokus, et 40 réflexions (b) dans le projet Razipol.

2.4 La technologie Slab

Le principe de cette technologie repose sur l'utilisation d'un milieu à gain de forme rectangulaire usuellement appelé "slab". Généralement le cristal est peu épais comparé aux deux autres dimensions. Historiquement cette géométrie était intéressante pour le pompage par flash exploitant les grandes faces. Le dopage devait être néanmoins élevé pour obtenir une forte absorption, rendant le système peu intéressant pour la montée en puissance. Avec le développement des diodes lasers, de géométrie asymétrique pour atteindre de fortes puissances, cette forme rectangulaire a permis une utilisation directe du pompage longitudinal (ou transverse) par diodes "nues" avec ou sans mise en forme.

Le pompage transverse permet de réduire le nombre de composants optiques et découple les optiques de pompe et de signal en supprimant les miroirs dichroïques. Cette méthode a cependant comme principal inconvénient d'entraîner une répartition inhomogène¹ du gain et de la charge thermique lorsque le faisceau à amplifier passe au travers.

Le pompage longitudinal permet *a contrario* de répartir de manière plus uniforme la charge thermique dans l'axe transverse et d'obtenir un très bon recouvrement entre signal et pompe.

1. Dans le cas du pompage transverse, la répartition de gain et de la lentille thermique n'est pas uniforme radialement, ce qui engendre une possible dégradation de la qualité de faisceau.

Une technologie basée sur ce principe est appelée InnoSlab (figure I.15) [Du 98], et consiste à venir pomper longitudinalement le cristal et exploiter une architecture zig-zag pour l'amplification du signal.

2.4.1 Principe et avantages de l'InnoSlab

Le concept InnoSlab a été développé et breveté à l'institut Fraunhofer ILT en 1996 utilisant des cristaux à base de Néodyme. Aujourd'hui cette technologie est adaptée aux cristaux dopés Ytterbium afin d'atteindre de très fortes puissances moyennes pour des impulsions femtoseconde.

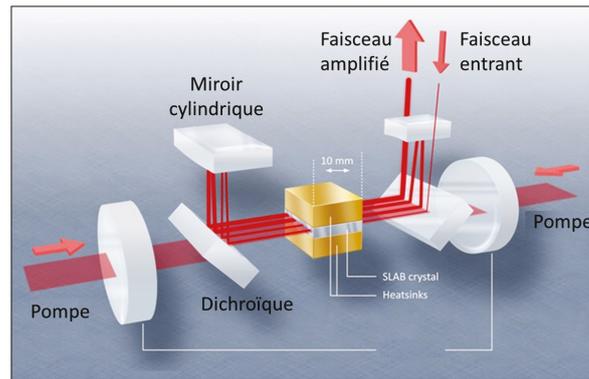


FIGURE I.15: Schéma de l'architecture InnoSlab - Figure extraite de [Amp 15]

Cette architecture combine un cristal rectangulaire, 4 optiques et un système de pompage optimisé. Seulement deux des faces du cristal sont polies afin d'éviter tout effet laser parasite. Le rapport de forme est généralement supérieur à 1 :10 entre la largeur du cristal et sa hauteur afin d'optimiser l'évacuation thermique et contrôler le comportement thermique du milieu à gain. Le cristal est contacté dans une boîte à eau qui permet l'évacuation de chaleur vers le haut et le bas. Le pompage est réalisé par des diodes de pompe mises en forme, permettant de pomper le cristal sur une ligne d'intensité homogène. L'amplification est effectuée au moyen de 4 optiques (2 dichroïques et 2 miroirs cylindriques) dans une "cavité" multipassage dont la longueur n'excède pas quelques cm, rendant le système stable et robuste. À chaque passage dans le cristal, le faisceau est agrandi sur un seul axe à l'aide des deux miroirs cylindriques de la cavité. Cette mise en forme permet de conserver la saturation du gain constante sur chacun des passages et maximiser l'efficacité d'amplification. Typiquement, entre 7 et 9 passages sont effectués et une amplification d'un facteur 1000 peut être réalisée avec cette architecture InnoSlab. En sortie de système le faisceau a une forme elliptique et nécessite une mise en forme par un télescope cylindrique.

Le principal avantage de cette architecture est qu'elle est en théorie évolutive pour atteindre de plus fortes puissances moyennes. En effet, le point fort de cette géométrie repose sur le rapport de forme du cristal. En augmentant la largeur du cristal on peut augmenter la puissance de pompe de manière linéaire. Ainsi il suffirait d'augmenter le nombre de passages dans la cavité afin d'exploiter un cristal plus large. En pratique la limitation repose sur les diodes de pompe, ne permettant pas d'atteindre des puissances suffisantes pour élargir le cristal au-delà de 10 mm (dans le cas de la technologie Yb :YAG).

2.4.2 Limitations

L'une des limitations de cette architecture est qu'elle est très dépendante de la lentille thermique. Ainsi, si l'on souhaite dimensionner un amplificateur de type InnoSlab de plus faible puissance moyenne ou de plus forte puissance moyenne, il faut adapter la cavité à la

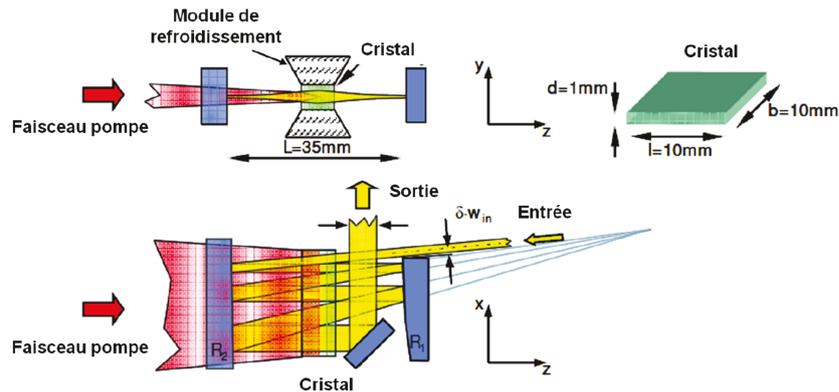


FIGURE I.16: Principe de l'architecture InnoSlab - Figure extraire de [Russbueldt 09]

nouvelle lentille thermique. Néanmoins, un système optimisé pour 500 W fonctionnera entre 50 W et 500 W, mais la qualité du mode ainsi que l'efficacité optique-optique ne seront optimaux seulement qu'au fonctionnement nominal.

Le profil spatial est aussi l'une des limitations de cette architecture. Il nécessite une remise en forme car elliptique en sortie, ce qui est toujours plus complexe qu'un faisceau circulaire. Au niveau de la caustique, les M^2 sont typiquement < 1.1 dans l'axe rapide (axe verticale, ou la pompe est en limite de diffraction) et proche de $M^2 = 1.4$ dans l'axe lent (axe horizontale du cristal). Cependant, avec des technologies de filtrage spatial utilisant un miroir diélectrique avec une fente [Russbueldt 15], le M^2 est réduit à < 1.2 pour une perte de 9-10% de puissance.

2.4.3 État de l'art

Plusieurs centaines de watts peuvent être générées proches de la limite de diffraction avec ce type d'architecture. En régime fs plus d'1 kW a été démontré avec un Yb :YAG InnoSlab [Russbueldt 10] en deux étages. En régime d'amplification à dérive de fréquence, 20 mJ ont été extraits pour une puissance moyenne de 200 W [Schulz 11].

Puissance	Energie	Durée	Puissance crête	M^2
160 W	12.8 mJ	830 fs	15.4 GW	1.4 x 1.1
320 W	3.2 mJ	936 fs	3.4 GW	1.2 x 1.04
375 W	37.5 μ J	< 170 fs	> 220 MW	1.38 x 1.33
540 W	53 μ J	830 fs	64 MW	1.17 x 1.06
930 W	46.5 μ J	800 fs	58 MW	1.42 x 1.09
1.1 kW	55 μ J	615 fs	90 MW	2.7 x 1.5

FIGURE I.17: Principaux résultats obtenus avec l'architecture InnoSlab en régime fs - Résultats extraits de [Russbueldt 15]

2.5 Synthèse sur ces technologies

Le développement des systèmes fibrés jusque-là croissant de manière exponentielle, a vu sa montée en puissance fortement ralentie car les tailles de modes actuelles sont aux limites technologiques et laisse entrevoir l'apparition des instabilités modales. Elle est pourtant l'une des technologies les plus "simples" car permet d'obtenir de forts gains, facile à mettre en place, bien que la gestion de la thermique ne soit pas aussi évidente¹ lors de la montée en puissance.

1. Principalement aux faces d'entrée et de sortie.

Du côté des architectures à cristaux, exploitant quasi exclusivement ¹ la matrice d'Yb :YAG, le développement des systèmes thin disk ou slab permettent de pousser les puissances moyennes au-delà du kW bien que la principale limitation reste les effets thermiques présents à ces fortes puissances. Ces technologies semblent relativement plus complexes et plus onéreuses que les systèmes fibrés, cependant l'intégration et la commercialisation des modules de pompe thin disk Yb :YAG rendent leur utilisation beaucoup plus simple (bien que le coût soit élevé). Du fait d'exploiter de larges tailles de modes, les rayons de courbure sont grands rendant les cavités généralement peu compactes. Du côté de l'architecture InnoSlab, cette technologie est relativement peu utilisée en dehors des entreprises et du laboratoire l'ayant développée car sa complexité *a posteriori* semble une limitation. Elle apporte néanmoins des systèmes délivrant plusieurs centaines de watts, relativement stables et robustes grâce à une cavité amplificatrice très courte, et des performances en énergie allant de plusieurs dizaines de μJ sans amplification à dérive de fréquence, jusqu'à plusieurs dizaines de mJ lorsque les impulsions sont étirées.

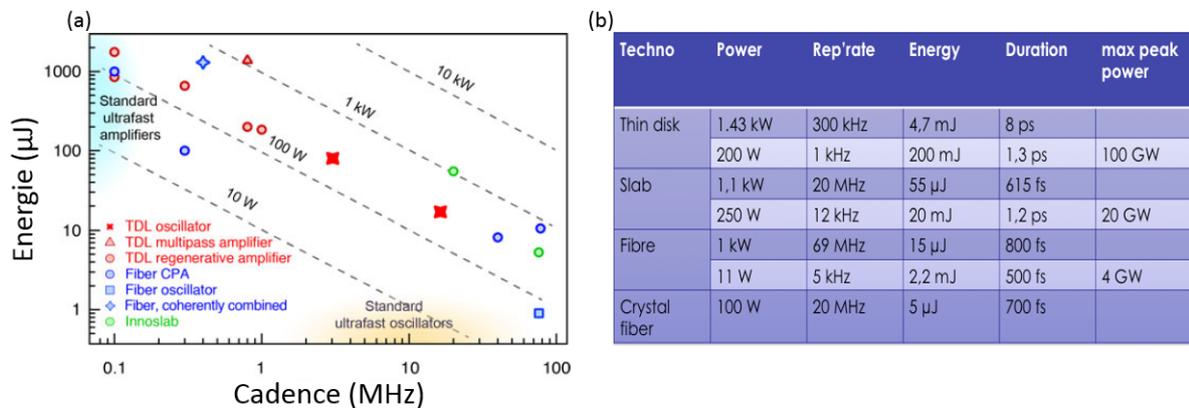


FIGURE I.18: (a) État de l'art des sources laser ultracourtes regroupant hauts taux de répétition et fortes énergies - (b) Résumé des performances obtenues avec les 4 géométries adaptées à la forte puissance - figure (a) extraite de [Saraceno 15]

Seules les architectures de types cristaux longs et fibres cristallines ne permettent pas à l'heure actuelle d'atteindre d'aussi fortes puissances moyennes, mais restent des géométries très intéressantes car peu onéreuses, compactes et simples à mettre en place pour des gammes de puissances jusqu'à la centaine de watts, ce qui reste attractif et utilisable pour de nombreuses applications.

2.6 Les nouvelles pistes actuelles avec l'ion Ytterbium

Les systèmes basés sur l'ion Ytterbium ont permis le développement de systèmes de fortes puissances grâce à ces propriétés thermiques bien meilleures que celles du Ti :Sa ou encore des matériaux dopés Nd^{3+} . Cependant, bien que ces systèmes Yb^{3+} aient de nombreux avantages supplémentaires tels que le pompage par diode, leur compacité et leur efficacité électrique-optique, certaines limitations en termes de performances restent néanmoins présentes.

De manière générale, les matériaux dopés Yb^{3+} ne permettent pas la génération d'impulsions aussi courtes qu'avec des systèmes Ti :Sa. De plus, comme les principaux résultats sont obtenus avec l'Yb :YAG, la faible largeur de bande d'émission de ce cristal ne permet pas d'atteindre des durées d'impulsions en deçà de 500 fs en sortie de système ². Dans le cas des fibres Yb :verre, la durée pourra être réduite jusqu'à 100-200 fs, mais difficilement moins.

La faible section efficace d'émission des matériaux dopés Yb^{3+} , est également une limitation quand au choix de l'architecture amplificatrice utilisable, rendant plus complexe les systèmes

1. Dans l'industrie, la montée en puissance n'est effectuée qu'avec ce matériau.

2. Comme expliqué dans la section 1.5, la durée des impulsions dépend de la matrice utilisée.

pour atteindre des facteurs de gain identiques à ceux obtenus avec des matériaux dopés aux ions Nd^{3+} . En revanche, des fluences de saturation plus grandes, permettant une extraction d'énergie plus importante.

Pour la montée en énergie, diverses solutions ont été envisagées, notamment pour les systèmes fibrés dont la limite est beaucoup plus basse que pour les cristaux. Des techniques de combinaison cohérente ont été mises en œuvre pour dépasser les limites à la fois en termes d'énergie mais également en termes de puissance moyenne.

Pour la réduction de la durée d'impulsions dans les systèmes Yb^{3+} , diverses techniques ont été utilisées, à la fois pour les systèmes fibrés, et pour ceux à base des cristaux.

Dans la partie 3, nous présentons une liste des techniques qui permettent de réduire la durée des impulsions générées.

3 Techniques pour dépasser les limites actuelles de durée

On peut diviser les méthodes pour atteindre des impulsions ultracourtes (≈ 100 fs ou moins avec l'Yb) en 3 sous-catégories :

- L'utilisation de matrices ayant une large bande d'émission spectrale, permettant intrinsèquement la génération d'impulsions ultracourtes,
- Les techniques linéaires basées sur des filtres spectraux, actifs ou passifs, placés avant ou durant l'amplification,
- Les techniques non-linéaires placées généralement durant l'amplification ou après l'amplification.

3.1 Le choix des matrices alternatives

De nouvelles matrices atypiques ont été développées ayant à la fois les propriétés thermo-optiques proches des cristaux ordonnés ainsi que des propriétés spectroscopiques proches des matériaux amorphes, les rendant intéressantes pour la génération et l'amplification d'impulsions très courtes. Parmi ces cristaux, deux sont maintenant à un stade quasi-industriel (et déjà commercialisés) ; ce sont l'Yb :CALGO et l'Yb : CaF₂.

3.1.1 l'Yb :CALGO et l'Yb :CaF₂

Yb :CALGO

Les cristaux d'Yb :CALGO (CaGdAlO₄) et CALYO (CaYAlO₄) font partie de la famille des aluminates. Ils combinent des spectres d'émission larges, à des propriétés thermomécaniques intéressantes pour leur utilisation en tant que milieu à gain pour des lasers de forte puissance à 1 μ m. Ces intéressantes sections d'émission sont dues à une structure cristallographique où un seul site est partagé aléatoirement par les ions Ca²⁺ et Gd³⁺ (ou Y³⁺ pour le CALYO). Le choix du cristal se fait le plus souvent sur le CALGO, tout d'abord car il a été historiquement le premier cristal étudiés parmi les aluminates. De plus, son spectre d'émission est un peu plus large que celui du CALYO et sa conductivité thermique diminue moins vite avec le dopage.

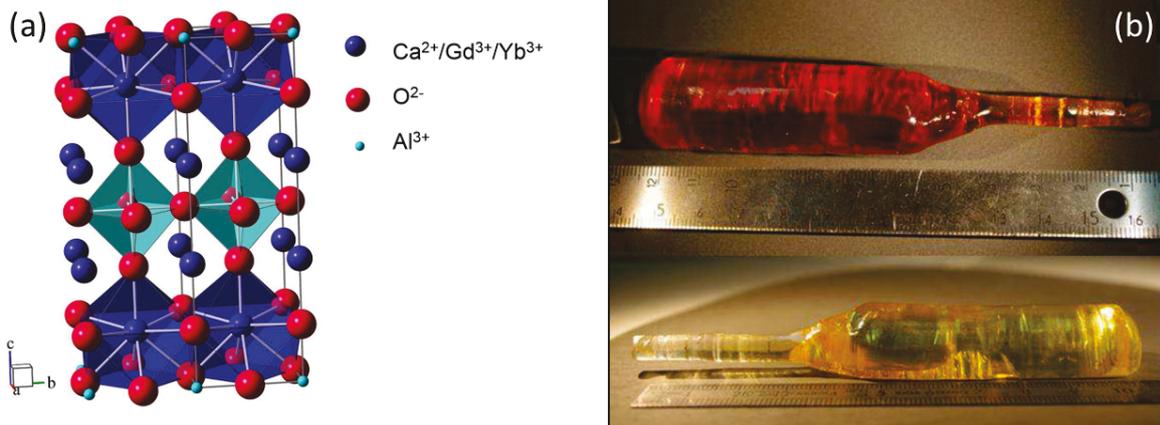


FIGURE I.19: (a) représentation schématique de la structure cristalline de CaGdAlO₄ perpendiculairement à \vec{a} - (b) Cristaux de CALGO avant recuit (haut) et après recuit réducteur (bas) - figures extraites de [Jaffrès 08]

Contrairement à l'Yb :YAG qui est isotrope, l'Yb :CALGO est un cristal uniaxe. La croissance de ce cristal peut être effectuée par méthode Czochralski. Les propriétés spectroscopiques sont intéressantes pour la génération d'impulsions courtes. Les spectres d'absorption et d'émission sont représentés sur la figure I.20.

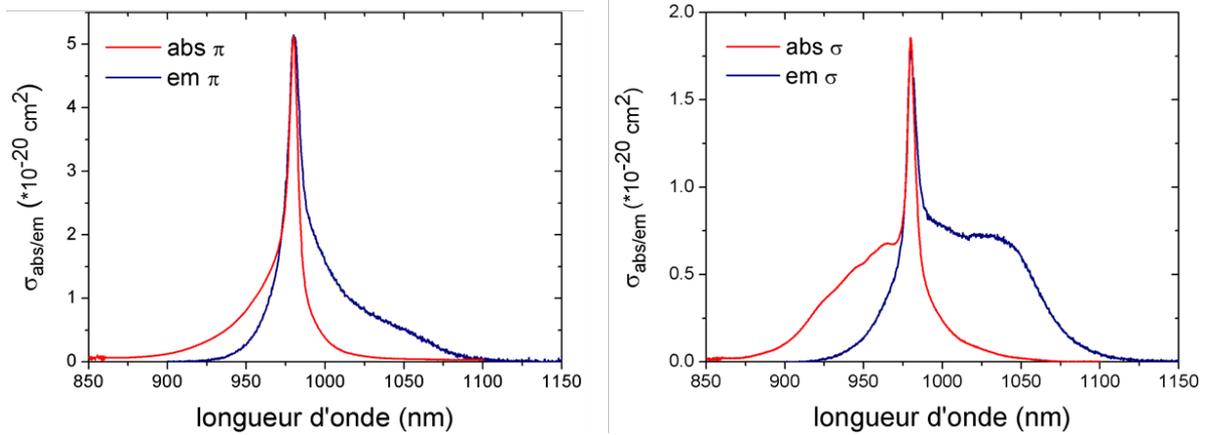


FIGURE I.20: Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb :CALGO (3%) π et σ à température ambiante - figures extraites de [Jaffrès 08]

La section efficace d'absorption en polarisation π (le champ électrique \vec{E} est parallèle à l'axe optique \vec{c}) est élevée ($5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$) à 980 nm. En polarisation σ (le champ électrique \vec{E} est perpendiculaire à l'axe optique \vec{c}), le spectre d'émission présente un plateau très large de 990 à 1060 nm avec une section efficace de $0.75 \cdot 10^{-20}$. Ce spectre relativement plat permet la génération d'impulsions courtes. De plus, le faible écart de longueur d'onde entre la pompe et le signal permet de réduire le défaut quantique et de limiter ainsi l'échauffement du cristal. Une forte anisotropie est présente dans le cristal CALGO avec des coefficients de dilatation de 10 et $16.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, et des conductivités thermiques de 6.9 et 6.3 W/m/K selon \vec{a} et \vec{c} respectivement ([Petit 06],[Druon 13a],[Loiko 14]). Actuellement les performances avec ce type de cristaux sont limitées par sa qualité cristalline, caractérisée par la présence de centres colorés et diffusants [Petit 10] - [Jaffrès 08].

Yb :CaF₂

Le cristal de CaF₂ (tout comme le SrF₂) est un cristal appartenant à la famille des fluorures. Il possède également un large spectre d'émission et des profils de gain relativement plats adaptés aux impulsions ultracourtes (figure I.21). Ceci est lié dans ce cas à la présence de plusieurs sites sous forme d'agrégats. Cependant, la conductivité thermique (initialement de 9.7 W/m/K pour le CaF₂ non dopé) chutent rapidement lorsque le dopage en ions Yb^{3+} augmente. Une description plus détaillée des matériaux de la famille des fluorures peut être trouvée sur ([Camy 07],[Boudeile 08],[Siebold 09],[Druon 11]).

3.2 Les techniques de filtrage linéaires

3.2.1 Mise en forme spectrale

La mise en forme spectrale a beaucoup été étudiée dans le cadre du développement de sources lasers ultracourtes avec les architectures Ti :Sa. Elle a logiquement été étendue aux laser pompés par diodes, principalement les architectures à cristaux massifs dans des configurations cavités régénératives et amplificateurs multipassages. Le principe est de venir introduire des pertes spectrales aux longueurs d'onde où le gain est le plus fort, afin de privilégier l'amplification des composantes spectrales voisines. On souhaite amplifier généralement les longueurs d'onde du bord du spectre et minimiser l'amplification des longueurs d'onde centrales.

Les filtres passifs

Il existe 4 principales catégories de filtres passifs qui sont : l'étalon, la paire de prismes intracavités, le filtre biréfringent (filtre de Lyot) et le miroir diélectrique. Les 3 premiers ont été

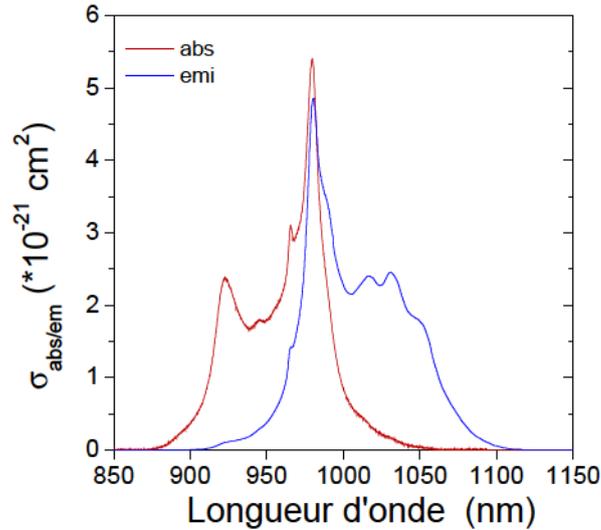


FIGURE I.21: Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb :CaF₂ à température ambiante

introduits en 1996 par Barty [Barty 96b]. Actuellement les deux techniques utilisées sont principalement le filtre biréfringent ([Barty 96a], [Bagnoud 00], [Roeser 12]) et le miroir diélectrique ([Takada 04], [Amani Eilanlou 08]). Le schéma de principe est présenté sur la figure I.22.

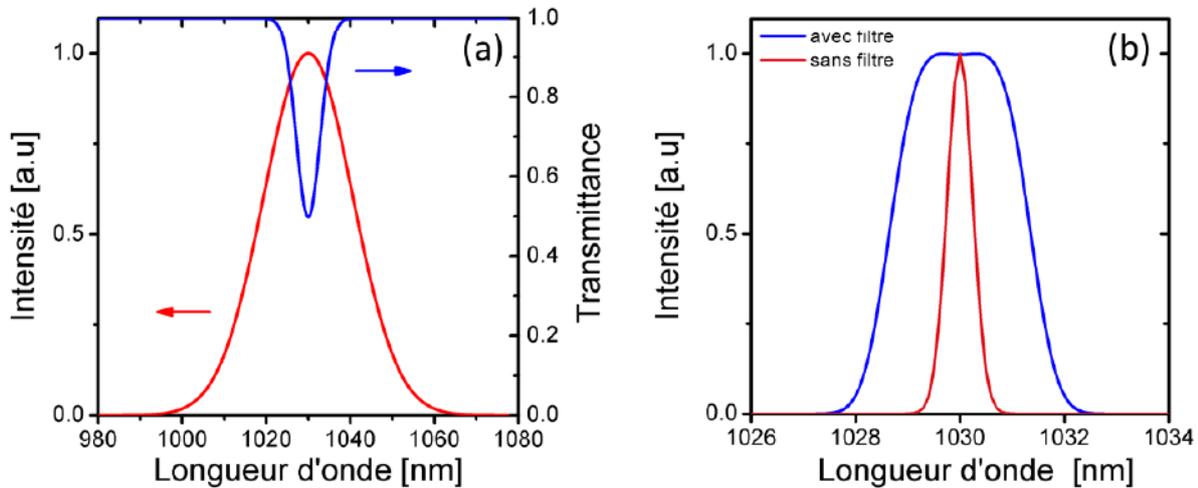


FIGURE I.22: Principe du filtrage spectral (a) et illustration du résultat obtenu sur les spectres amplifiés avec et sans filtrage spectral (b)

La valeur de transmittance du filtre spectral dépend fortement du gain spectral du matériau utilisé, mais dépend également de l'emplacement du filtre. Lorsque le filtre est placé en amont de cavité amplificatrice, le design de ce dernier doit prendre en considération le gain spectral total. Il sera alors nécessaire d'être capable de faire de grandes modulations afin de compenser le gain total. Dans le cas d'un composant placé intracavité, le gain par passage est beaucoup plus faible. Les modulations de transmittance seront beaucoup plus petites et ce sera la précision du design qui deviendra critique.

Les filtres actifs

La principale limitation des filtres passifs est qu'ils sont intrinsèquement non modifiables, ce qui peut, dans le cas d'un mauvais design ne pas permettre d'obtenir la durée d'impulsion escomptée. Pour cela, des technologies actives ont été mises en avant pour permettre un contrôle actif de l'amplitude et/ou de la phase avant/durant amplification. On peut citer :

- Le filtre acousto-optique programmables (AOPDF en anglais pour acousto-optic programmable dispersive filter) : Inventé par P. Tournois en 1997 [Tournois 97], l'AOPDF repose sur l'interaction d'une onde acoustique polychromatique longitudinale avec une onde optique polychromatique dans un cristal biréfringent. Cette technique est l'une des plus utilisées dans les systèmes TW ou PW afin de générer les impulsions les plus courtes ([Verluse 00],[Giambruno 11]) car bien adapté aux systèmes basse cadence. Ce filtre actif est commercialisé par la société Fastlite.
- Le filtre à cristaux liquides : Placé au centre d'une ligne à réseaux 4-f, permettant de jouer à la fois sur le profil d'amplitude et de phase du spectre initial. Ce système est déjà utilisé pour des sources à $1\mu\text{m}$ [Klenke 13], et 800 nm [Hou 12]. Ce type de technologie exploitant une matrice de cristaux liquides pour la mise en forme, a une résolution de quelques dizaines de pm sur une plage spectrale typiquement de 50-70 nm. La tenue au flux est généralement limitée au watt. On peut citer plusieurs produits commercialisés basés sur cette technologie tels que : le MIIPS (Biophotonic solutions), le Waveshaper (Finisar), Silhouette (Coherent).

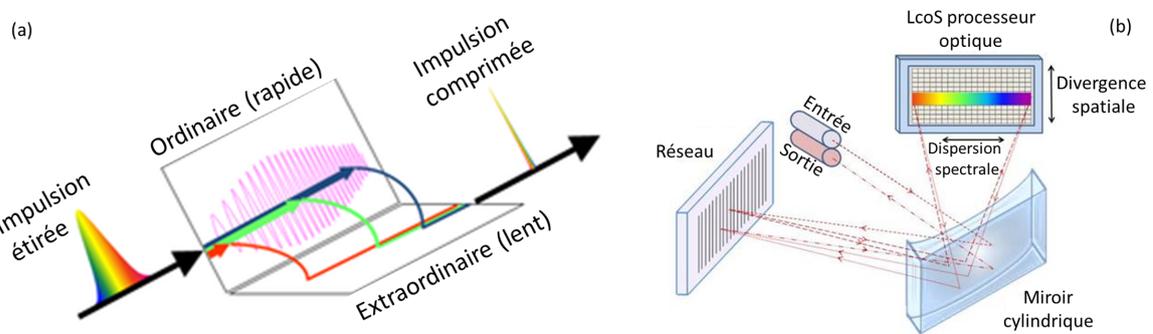


FIGURE I.23: Principes des différents technologies de filtres actifs : (a) AOPDF [Daz 15], (b) filtre programmable par SLM [Wav 15]

Ces systèmes permettent une rétroaction sur la mise en forme spectrale de l'impulsion pour optimiser la durée d'impulsions en sortie d'amplificateur. Cependant, ces technologies sont encore relativement onéreuses, mais tendent à être de plus en plus compactes.

3.2.2 Combinaison cohérente spectrale

Une autre technique consiste à amplifier individuellement différentes bandes spectrales pour pallier au rétrécissement spectral par le gain, puis de les recombinaison de manière cohérente en fin d'amplification ([Hänsch 90], [Shelton 01]). Le principe de la combinaison cohérente repose sur la séparation d'un faisceau initial en N faisceaux, que l'on vient amplifier de manière individuelle dans N amplificateurs, que l'on recombine de manière cohérente en sortie, c'est-à-dire par interférences constructives (figure I.24). La combinaison cohérente a historiquement été développée pour les systèmes continus [Fan 05] et s'est étendue au régime impulsif car très intéressante pour réduire la puissance crête et également combattre les effets de rétrécissement spectral par le gain en régime femtoseconde.

Contrairement au cas des lasers continus, il est nécessaire de prendre en compte la phase spectrale dans sa totalité lorsque le système fonctionne en régime femtoseconde. Cette technique est dite active car nécessite de corriger les variations de phase entre les $N-1$ différents bras (le bras $n=1$ sert de référence pour tous les autres). Cette technique a été étudiée dans le cadre de la thèse de Louis Daniault [Daniault 12a] et Florent Guichard [Guichard 16].

Synthèse d'impulsions

Dans le cas de la synthèse d'impulsions (combinaison cohérente spectrale), le séparateur et

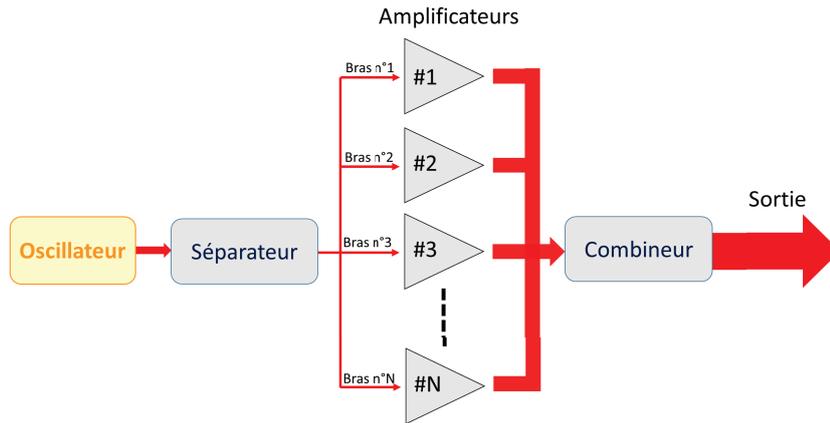


FIGURE I.24: Schéma général de la combinaison cohérente

le combineur sont des miroirs dichroïques. Plus la pente de ce dernier est raide (entre les composantes spectrales transmises et réfléchies), moins il y a de recouvrement entre les deux parties spectrales, rendant le système moins sensible aux variations d'amplification de la partie spectrale commune.

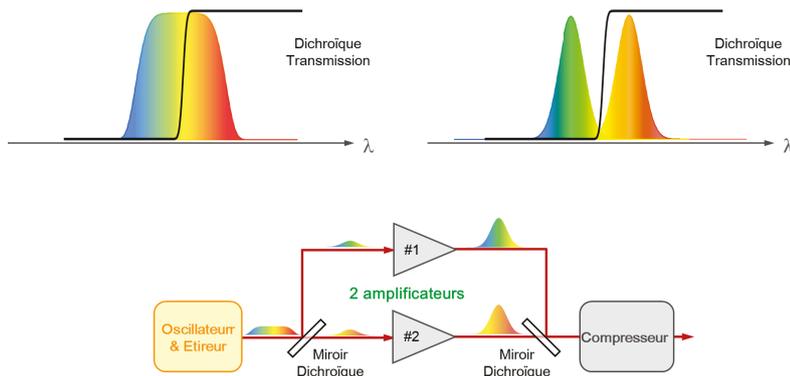


FIGURE I.25: Schéma de la synthèse d'impulsions

Cette technique est principalement utilisée avec des systèmes fibrés, dans des systèmes combinant plusieurs fibres individuelles ([Guichard 13a],[Chang 13]) mais également au sein d'une fibre multicœurs [Rigaud 15]. Des expériences de combinaison cohérente ont été également faites avec des amplificateurs à cristaux [Kienel 14].

Amplification en régime chirpé spatial dans un cristal large bande

Dans le cas des amplificateurs régénératifs, il est également possible d'amplifier chacune des composantes spectrales de manière individuelle en générant un étalement spatial (suivant l'axe horizontal par exemple) des composantes spectrales, au moyen d'un élément diffractif placé intracavité. Cette technique a été démontrée à l'aide d'un réseau diffractif par ([Danailov 89],[Christov 92]) dans un laser à colorant, puis a été reprise depuis dans des amplificateurs (Ti :Sa et Yb :KYW) à l'aide de prismes placés intracavité ([Hauri 04],[LI 08],[Chichkov 09]). Cette technique a également été utilisée pour amplifier des impulsions dans un amplificateur paramétrique optique (OPA en anglais pour Optical Parametric Amplifier) [Schmidt 14], générant des impulsions d'une énergie de 1.43 mJ pour une durée de 11.7 fs à 1.8 μm .

Combinaison de cristaux

Il est également possible d'utiliser plusieurs cristaux dans une même cavité ayant chacun un spectre d'émission suffisamment décalé pour générer un spectre de gain **global** plus large qu'un cristal seul, mais assez proche afin que les extrémités des spectres se recouvrent en phase. C'est le cas par exemple d'une cavité contenant un cristal de CaF_2 et un cristal de SrF_2 permettant des spectres d'une largeur à mi-hauteur de 18 nm en régime déclenché [Ricaud 12a].

Une autre solution consiste à utiliser un cristal (uniaxe ou biaxe) sur deux axes optiques, permettant d'obtenir deux spectres d'émission différents. Cette technique a été exploitée dans des amplificateurs régénératifs à bas d'Yb :KYW, utilisant deux cristaux sur deux axes différents ([Buettner 10],[Kim 12]) ou utilisant un seul cristal avec plusieurs passages à l'aide d'une lame quart d'onde [Bunting 09] pour changer la polarisation du faisceau incident.

3.3 Techniques non-linéaires

Outre les techniques linéaires précédemment présentées, il est également possible de réduire la durée des impulsions en exploitant des effets non-linéaires, tels que l'automodulation de phase (effet d'ordre 3) induisant un élargissement spectral, ou encore en utilisant des architectures de type OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) basées sur un effet non-linéaire d'ordre 2. Dans cette section nous présenterons seulement quelques exemples utilisant l'automodulation de phase.

3.3.1 Amplification non-linéaire

L'une des solutions consiste à maximiser les effets non-linéaires durant l'amplification afin d'élargir le spectre par automodulation de phase. Cette technique est relativement répandue dans les systèmes fibrés où les non-linéarités sont fortement présentes. Les limitations de ce type de systèmes qui généralement entraînent une dégradation de la compression de l'impulsion, seront présentées un peu plus en détail dans le chapitre II, mais il existe certains régimes tels que l'amplification parabolique qui permettent d'exploiter les non-linéarités tout en conservant une qualité temporelle optimale ([Zaouter 07],[Papadopoulos 07]). Ce principe d'amplification non-linéaire a été repris dans les amplificateurs à cristaux, cependant le régime parabolique reste peu exploitable, principalement à cause des faibles longueurs de cristaux qui limitent la quantité de dispersion nécessaire pour atteindre le régime parabolique [Kruglov 02].

3.3.2 La post-compression

La post-compression est également une technique très répandue permettant la génération d'impulsions ultracourtes en sortie d'amplificateurs. L'intérêt repose sur l'universalité des sources utilisables dans ces systèmes de post-compression. Différentes architectures sont présentées figure I.26.

À faible énergie, les fibres à cœur silice sont l'une des solutions les plus efficaces car simple à mettre en œuvre, et d'une transmission de 70-80 % (en prenant en compte l'efficacité de couplage dans la fibre et la compression). Cependant, à cause du seuil d'autofocalisation de quelques MW, il est très difficile avec les fibres monomodes actuelles de dépasser le μJ . Une nouvelle génération de fibres creuses appelées fibres Kagomé a permis de faire de la post-compression pour des impulsions d'énergies de quelques dizaines/centaines de μJ avec des efficacités de 80-90% ([Emaury 13], [Emaury 14], [Guichard 15], [Balciunas 15]).

Au delà de quelques dizaines de μJ , les capillaires gazeux sont une bonne solution, avec des diamètres pouvant aller jusqu'au mm, permettant des systèmes de post-compression d'impulsions dont l'énergie incidente est de plusieurs dizaines de mJ [Bohman 10]. La transmission moyenne de ce type de systèmes est de l'ordre de 40 à 70% typiquement. Il est possible de générer de la post-compression avec des capillaires de faibles diamètres pour des énergies de

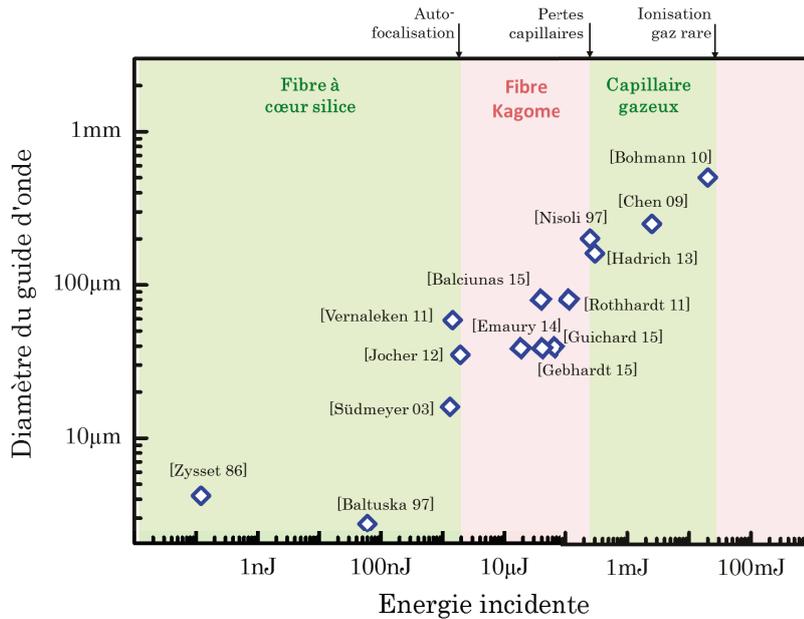


FIGURE I.26: Exemples d'architecture pour la post-compression en fonction de l'énergie incidente et du diamètre du guide d'onde - Figure extraite de [Guichard 16]

plusieurs dizaines de μJ , mais les pertes du capillaire deviennent alors relativement importantes limitant l'efficacité des systèmes. Au-delà de plusieurs dizaines de mJ, on atteint le seuil d'ionisation des gaz utilisés dans le capillaire creux.

Pour la compression non-linéaire d'impulsions dont l'énergie est de plusieurs centaines de mJ, d'autres méthodes n'utilisant plus des guides d'ondes mais des plasmas permettent de réduire la durée d'impulsion, au détriment d'une faible efficacité (de l'ordre de 20%) [Faure 05]. Une autre solution consiste à utiliser un cristal massif tel que du SiO_2 afin de générer l'élargissement spectral. Ce type de systèmes est relativement limité à cause d'une non uniformité de la répartition radiale du spectre généré. Un filtrage spatial est nécessaire entraînant des pertes allant de 25 à 50% ([Mével 03], [Pronin 15]) De plus, cette technique ne semble pas adaptée pour la très forte énergie en raison d'une mauvaise gestion des points chaud dans les matériaux.

4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les intérêts des lasers utilisant l'ion Yb^{3+} en comparaison avec d'autres ions. Nous avons montré que cet ion ne possède pas seulement des avantages, et que de nouvelles contraintes apparaissent par la même occasion. Ainsi, les architectures laser actuelles doivent prendre en considération des aspects de faible gain et de bande spectrale limitée. Bien que l' Yb^{3+} ait une structure relativement simple, les effets thermiques apparaissent de toute façon à forte puissance et il est nécessaire de développer de nouvelles géométries pour repousser les limites thermiques de ces systèmes. Nous avons également présenté les alternatives à la bande de gain limitée des matériaux Yb^{3+} pour générer des impulsions courtes. Afin de réduire la durée des impulsions, de nouveaux matériaux ont été développés, alliant les propriétés thermo-optiques des cristaux, et les propriétés spectrales des fibres. Différentes techniques ont également été décrites, basées sur des méthodes linéaires ou non-linéaires.

Dans le cadre de ma thèse, ces aspects de montée en puissance et réduction de la durée des impulsions dans les architectures à base de cristaux dopés Ytterbium sont présentés. Dans le chapitre suivant, nous présenterons un moyen de générer des spectres au delà de la bande de gain, permettant d'atteindre des impulsions courtes au moyens d'effets non-linéaires.

Nous parlerons également du développement de nouveaux systèmes pour la montée en puissance dans un second chapitre, dans des architectures exploitant la matrice Yb :YAG, afin de produire des sources lasers fs de plusieurs dizaines de watts, et de s'approcher de la "barrière" des 100 W pour les architectures à base de cristaux.

Chapitre II

Amplification d'impulsions courtes dans les amplificateurs régénératifs non-linéaires

Objectifs

Ce chapitre, divisé en deux parties, présente d'une part les notions de base nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu durant l'amplification d'impulsions courtes ainsi que la technique d'amplification régénérative, et étudie d'autre part l'amplification d'impulsions dans les amplificateurs régénératifs en régime non-linéaire.

Sommaire

1	Amplification d'impulsions courtes	43
1.1	Propagation d'impulsions courtes	43
1.1.1	Équation de Schrödinger non-linéaire	43
1.1.2	Méthodes numériques	44
1.1.3	Dispersion chromatique	44
1.1.4	Automodulation de phase	45
1.2	Amplification à dérive de fréquence	48
1.2.1	Techniques	49
1.2.2	Effets des non-linéarités en régime de dérive de fréquence sur la compression d'impulsion	51
1.2.3	Conclusion	52
1.3	Amplification régénérative à haute cadence	53
1.3.1	Principe de l'amplification régénérative	53
1.3.2	Amplificateur régénératif en pompage continu	56
1.4	Conclusion	59
2	Amplificateur régénératif en régime non-linéaire (ARNL)	61
2.1	Simulation des ARNLs à dispersion positive	61
2.1.1	Méthode de résolution numérique	61
2.1.2	Hypothèse de modélisation	61
2.1.3	Effet de la SPM en régime de dispersion positive	62
2.1.4	Le régime parabolique et ses limites	65
2.2	Principe des ARNLs à précompensation de dispersion	69
2.3	Simulation des ARNLs à précompensation de dispersion	70
2.3.1	Importance de la précompensation de dispersion	70
2.3.2	Comparaison entre ARNLs à précompensation de dispersion et ARNLs "classiques"	73
2.3.3	Sensibilité des ARNLs à la bande de gain	76

2.3.4	Limitation de l'architecture	80
2.3.5	Conclusion	80
2.4	Cas de l'amplificateur à base d'Yb :KYW	82
2.4.1	Dispositif expérimental pour la génération d'impulsions sub 150fs	82
2.4.2	Résultats expérimentaux	82
2.4.3	Conclusion et perspectives	87
2.5	Cas de l'amplificateur à base d'Yb :CALGO	89
2.5.1	Dispositif expérimental	89
2.5.2	Résultats expérimentaux	89
2.5.3	Conclusion et perspectives	95
2.6	Cas de l'amplificateur à base d'Yb :YAG	96
2.6.1	Résultats obtenus	96
2.6.2	Conclusion et perspectives	97
2.7	Conclusion sur les amplificateurs régénératifs non-linéaires	98

1 Amplification d'impulsions courtes

1.1 Propagation d'impulsions courtes

La propagation d'impulsions dans des milieux optiques tels que les fibres est généralement décrite par l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS) [Agrawal 07]. Cette équation régit l'évolution temporelle de l'enveloppe de l'impulsion $A(z, t)$. Cette équation est généralement utilisée dans les milieux tels que les fibres car les effets non-linéaires sont exacerbés en raison du fort confinement des impulsions, mais peut également être utilisée pour décrire la propagation d'impulsions courtes dans des milieux tels que les cristaux. Dans la plupart des cas, les longueurs de cristaux utilisés sont assez faibles. On peut donc faire l'hypothèse d'un faisceau de taille constante lors de sa propagation permettant une très forte analogie avec la propagation dans les fibres.

1.1.1 Équation de Schrödinger non-linéaire

Lorsque des impulsions courtes (typiquement entre 10 fs et 10 ns) se propagent dans un milieu, leur forme temporelle et spectrale est à la fois impactée par les effets de dispersion et les effets non-linéaires. En partant des équations de Maxwell, régissant la propagation d'un champ électromagnétique, la propagation d'une onde peut s'écrire de la forme :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{II.1})$$

Où \mathbf{P}_L et \mathbf{P}_{NL} représentent la partie linéaire et non-linéaire du vecteur la polarisation reliée au champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Sous certaines approximations, telles que \mathbf{P}_{NL} est une petite perturbation, que la polarisation est maintenue, et que le champ électrique est quasi monochromatique (valide pour des impulsions >10 fs), le champ électrique peut s'écrire, dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\bar{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.], \quad (\text{II.2})$$

Où $c.c.$ est le complexe conjugué, \hat{x} est le vecteur unitaire de polarisation et $\bar{E}(\mathbf{r}, t)$ une fonction du temps lentement variable. \mathbf{P}_L et \mathbf{P}_{NL} peuvent également être écrits de la même manière que le champ électrique. La propagation du champ électrique doit vérifier l'équation d'Helmoltz dérivée des équations de Maxwell :

$$\nabla^2 \tilde{E} + \epsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0, \quad (\text{II.3})$$

Avec $k_0 = \omega/c$ et $\epsilon(\omega)$ la constante diélectrique du matériau. Ainsi, en utilisant la méthode de séparation des variables et en utilisant une solution du champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ telle que :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [F(x, y) A(z, t) \exp(i(\beta_0 z - \omega_0 t)) + c.c.], \quad (\text{II.4})$$

L'équation II.3 mène à deux équations découplées. La première permet de déterminer la fonction $F(x, y)$ régissant la répartition spatiale transverse de l'impulsion lors de sa propagation :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left(\epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2(\omega) \right) F = 0 \quad (\text{II.5})$$

Avec $\beta(\omega)$ la constante de propagation qui sera décomposée en série de Taylor autour de la fréquence centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (\text{II.6})$$

La seconde qui régit l'évolution du profil spectro temporel du champ est appelée équation de Schrödinger non-linéaire [Agrawal 07] et s'écrit :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \left(\sum_{k=2}^{\infty} \beta_k \frac{i^{k-1}}{k!} \frac{\partial^k}{\partial t^k} \right) A - \frac{g}{2} A = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \quad (\text{II.7})$$

Avec $A(z, t)$ l'enveloppe temporelle de l'impulsion, g le gain linéique du milieu, γ le coefficient non-linéaire du milieu, et $R(t)$ la fonction de réponse non-linéaire du matériau. Les effets non-linéaires d'ordre 3 décrits par l'ENLs sont l'effet Kerr, l'auto raidissement de l'impulsion et l'effet Raman. L'équation de Schrödinger non-linéaire dans sa forme généralisée II.7 peut être simplifiée pour des durées d'impulsions supérieures à 100 fs afin de conserver les termes majoritaires dans la propagation de l'impulsion. Ainsi, l'équation II.8 modélise la propagation d'une impulsion en prenant en considération la dispersion jusqu'au 3ème ordre, le gain et l'effet Kerr (effet à l'origine de l'automodulation de phase) qui est l'effet non-linéaire prédominant dans la plupart des systèmes lasers à impulsions courtes.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{g}{2} = i\gamma |A|^2 A \quad (\text{II.8})$$

1.1.2 Méthodes numériques

L'équation de propagation II.8 est une équation différentielle non-linéaire qui n'a généralement pas de solution analytique. Une méthode numérique est alors un excellent moyen pour résoudre et comprendre les effets non-linéaires introduits lors de la propagation d'une impulsion dans un milieu. L'une des méthodes les plus employées pour résoudre ce type d'équations est la méthode de Split-Step Fourier ([Hardin 73],[Fisher 73]) consistant à séparer l'effet de la dispersion de celui des non-linéarités au moyen de deux opérateurs distincts opérant chacun dans l'espace de Fourier de l'autre. Bien que ces deux effets agissent ensemble, une solution approchée peut être calculée en faisant l'hypothèse que l'influence des effets non-linéaires et de la dispersion est infinitésimale sur le pas dz de propagation. Ainsi, la dispersion et les non-linéarités sont considérées comme découplées sur dz .

1.1.3 Dispersion chromatique

Origines de la dispersion

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons liés d'un diélectrique, la réponse du milieu dépend généralement de la fréquence optique ω de l'impulsion. Cette propriété, appelée dispersion chromatique se manifeste par la dépendance spectrale de l'indice de réfraction $n(\omega)$. Loin de la résonance, la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la fréquence, peut être approximée par l'équation de Sellmeier :

$$n^2(\omega) = + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (\text{II.9})$$

où ω_j la fréquence de résonance et B_j la force de cette résonance sont des constantes du matériau. L'effet de dispersion joue un rôle crucial dans la propagation d'impulsions courtes puisque les différentes composantes spectrales des impulsions traversent le milieu à différentes vitesses données par $c/n(\omega)$. Comme décrit dans l'équation II.6, l'effet de la dispersion est décrit en faisant l'expansion en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$ autour de la fréquence centrale ω_0 dont chacun des termes $\beta_n(\omega)$ à une signification physique simple et intuitive. Le paramètre β_0 est un terme de phase constant, la vitesse de groupe β_1 caractérise la vitesse de propagation de l'enveloppe de l'impulsion. La dispersion de vitesse de groupe (GVD) β_2 est à l'origine de l'évolution temporelle de l'impulsion et caractérise la dispersion

	CaF ₂	CALGO	YAG	KYW	BBO	verre
GVD (ps ²)/m	0.018	0.48	0.067	0.2	0.042	0.0192
TOD (ps ³)/m	2 10 ⁻⁵	4.8 10 ⁻⁴	6.7 10 ⁻⁵	1.28 10 ⁻⁴	6.6 10 ⁻⁵	4.1 10 ⁻⁵

TABLE II.1: Valeurs de dispersion pour différents matériaux

de vitesse des différentes composantes spectrales de l'impulsion. Dans le cas d'impulsions de plusieurs centaines de femtosecondes, les matériaux et éléments dispersifs introduisent une phase spectrale d'ordre supérieur qui nécessite d'être caractérisée jusqu'au troisième ordre de dispersion (TOD). Lorsque les impulsions sont très courtes (<50 fs), certains cas nécessitent également la prise en compte du 4ème ordre de dispersion (FOD). Dans le cas de cette thèse, nous arrêterons l'analyse à la TOD.

Effets de la dispersion

Si l'on considère l'équation de Schrödinger non-linéaire II.8 ne prenant en compte que la dispersion, on obtient l'équation II.10 :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (\text{II.10})$$

Alors la solution peut être exprimée dans l'espace de Fourier II.11 :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp \left[i \left(\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 + \frac{1}{6} \beta_3 \omega^3 \right) z \right] \quad (\text{II.11})$$

Une description détaillée des effets de la dispersion lors de la propagation d'une impulsion est présentée dans [Agrawal 07]. L'équation II.11 met en évidence les processus suivants :

- la GVD modifie la phase spectrale de l'impulsion en ajoutant un terme de phase quadratique. Cette valeur peut être positive (et sera appelée dispersion normale) ou négative (dispersion anormale). Autour de la longueur d'onde de 1 μm (qui nous intéresse dans notre étude), la dispersion introduite par les matériaux est normale, mais la valeur dépend du matériau utilisé. La dispersion introduite par une fibre optique classique (silice fondue) est de l'ordre de $\beta_2 \approx 0.025 \text{ps}^2/\text{m}$ alors que pour un cristal Yb :YAG elle est de $\beta_2 \approx 0.067 \text{ps}^2/\text{m}$
- la TOD modifie la phase spectrale de l'impulsion en ajoutant un terme de phase cubique.

Le tableau II.1 donne les valeurs de dispersion du second ordre et du troisième ordre pour quelques matériaux couramment utilisés dans les systèmes lasers.

Sur la figure II.2, sont présentés les effets des différents types de dispersion pour un spectre centré à $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$, de largeur $\Delta\lambda = 2.4 \text{ nm}$, pour une impulsion de durée $\tau = 500 \text{ fs}$. L'effet de la dispersion est plus prononcé en échelle logarithmique (figures du bas II.2). On remarque que la GVD tend à élargir l'impulsion de manière symétrique alors que la TOD introduit des pré-pulses (ou post-pulses dépendants du signe de la dispersion).

1.1.4 Automodulation de phase

Origine de l'automodulation de phase

Les matériaux diélectriques soumis à des champs électromagnétiques intenses présentent une réponse non-linéaire. La polarisation induite \mathbf{P} par les dipôles électriques n'est alors plus linéaire avec le champ électrique \mathbf{E} , mais satisfait l'équation générale :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (\text{II.12})$$

Avec ϵ_0 la permittivité du vide et $\chi^{(j)}$ ($j = 1, 2, \dots$) la susceptibilité d'ordre j . La dispersion provient donc de la dépendance spectrale de $\chi^{(1)}$, alors que les effets non-linéaires tirent leur

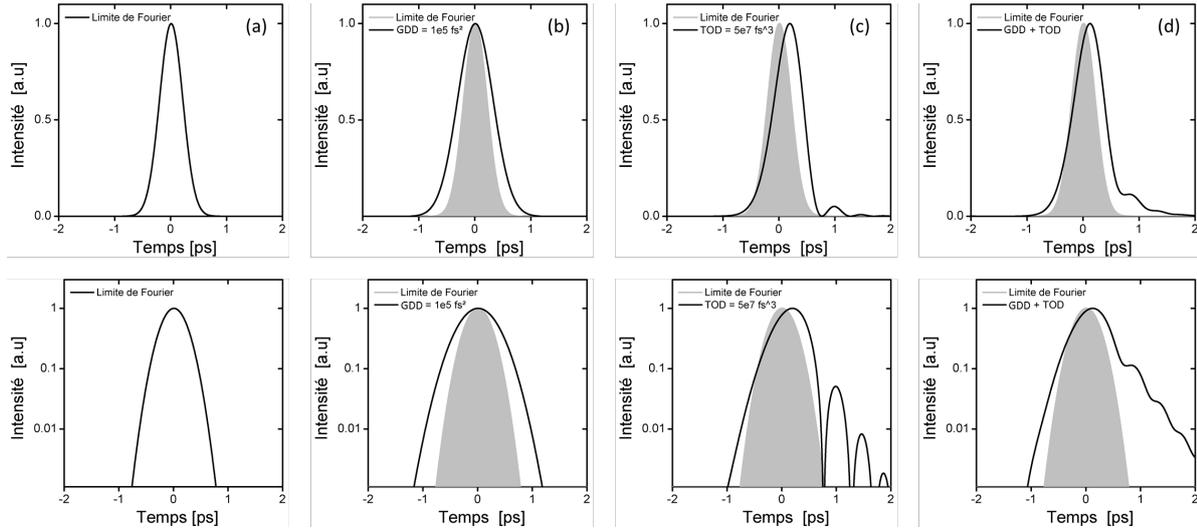


FIGURE II.1: Impact des différents ordres de dispersion. Profil gaussien en limite de Fourier sans dispersion (a), $GDD = 10^5 fs^2$ (b), $TOD = 5.10^7 fs^3$ (c) et les deux termes combinés (d)

	CaF ₂	CALGO	YAG	KYW	BBO	verre
n_2 (m ² /W)	$1.6 \cdot 10^{-20}$	$9 \cdot 10^{-20}$	$6.2 \cdot 10^{-20}$	$8.7 \cdot 10^{-20}$	$6 \cdot 10^{-20}$	$3 \cdot 10^{-20}$

TABLE II.2: Valeurs de l'indice non-linéaire de différents matériaux

origine des ordres supérieurs de la susceptibilité. L'un des effets non-linéaires prédominant dans les matériaux isotropes, est la réfraction non-linéaire, qui entraîne une variation de l'indice optique avec l'intensité du champ électrique au 3ème ordre : c'est l'effet Kerr.

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2 I \quad (\text{II.13})$$

où $n_0(\omega)$ est la partie linéaire donnée par l'équation II.9, I est l'intensité du champ électrique et n_2 l'indice non-linéaire du matériau tel que :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \chi_{(xxxx)}^{(3)}. \quad (\text{II.14})$$

Le tableau II.2 donne les indices non-linéaires pour quelques matériaux utilisés dans nos systèmes lasers.

L'un des effets engendrés par la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité du champ électromagnétique est l'automodulation de phase (SPM de l'anglais self phase modulation). Cet effet est défini par une variation de phase auto induite par l'impulsion durant sa propagation. Comme on le verra, l'automodulation de phase est à l'origine de l'élargissement (ou rétrécissement) spectral des impulsions ultracourtes. Une description détaillée est également décrite dans [Agrawal 07].

SPM seule

De même que pour l'étude de la dispersion, la compréhension du phénomène est plus simple si on le découple de la dispersion : on considère un milieu non-linéaire non dispersif ($\beta_k = 0 \forall k$) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A \quad (\text{II.15})$$

La solution temporelle de cette équation prend la forme :

$$A(z, t) = A(0, t) \exp(i\Phi_{NL}(z, t)), \quad (\text{II.16})$$

où $A(0, t)$ est l'amplitude du champ à $z = 0$ et Φ_{NL} est une phase non-linéaire accumulée dans le matériau, définie par :

$$\Phi_{NL}(z, t) = \gamma |A(z, t)|^2 z \quad (\text{II.17})$$

Avec

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c \pi \omega^2} \quad (\text{II.18})$$

Où c est la vitesse de la lumière, et $\pi \omega^2$ la surface du faisceau dans le matériau. L'équation II.16 montre que l'intensité temporelle reste inchangée au cours de la propagation et que seul le terme de phase varie. L'élargissement spectral induit par auto-modulation de phase est une conséquence de la variation temporelle de cette phase non-linéaire Φ_{NL} . La variation temporelle de phase implique un changement de la fréquence instantanée le long de l'impulsion. Cette différence de fréquence est donnée par :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial \Phi_{NL}}{\partial t} = -\frac{\partial |A(z, t)|^2}{\partial t} \gamma z \quad (\text{II.19})$$

La variation de fréquence est proportionnelle à la longueur de propagation et dépend également du profil de l'intensité temporelle de l'impulsion initiale. La figure II.2 représente la dépendance temporelle de la phase non-linéaire Φ_{NL} et de la variation de fréquence instantanée $\delta\omega$.

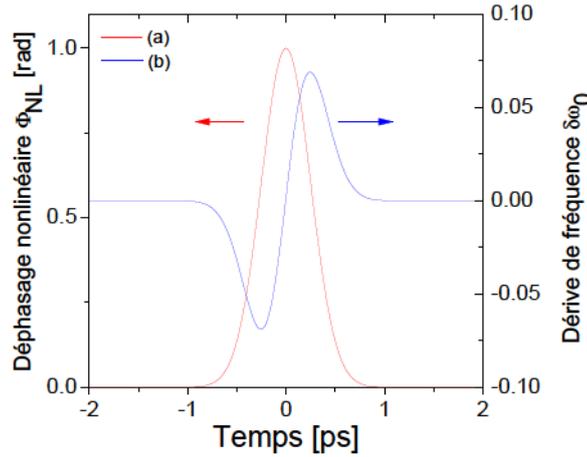


FIGURE II.2: Variation temporelle de la phase Φ_{NL} (a) et de la variation instantanée de fréquence $\delta\omega_0$ (b) induit par l'automodulation de phase dans le cas d'un profil temporel gaussien pour une intégrale de 1 radians

On définit ainsi l'intégrale B , exprimée en radians, utilisée pour quantifier les non-linéarités accumulées par une impulsion lors de sa propagation.

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz \quad (\text{II.20})$$

Typiquement on considère un système comme non-linéaire lorsque le paramètre B dépasse π radians. La figure II.3 présente l'élargissement spectral obtenu par SPM pour différentes valeurs d'intégrale B . Plus la valeur d'intégrale B est élevée, plus le spectre initial est déformé. Dans ce cas, on observe une augmentation de nombre de lobes et un élargissement spectral. Le profil spectral est obtenu par la transformée de Fourier de la solution temporelle II.16.

Impact du chirp initial sur l'effet de la SPM

Généralement l'effet de SPM est étudié sur des impulsions en limite de Fourier (c'est à dire avec une phase originale plate), cependant le profil spectral ne dépend pas seulement de la

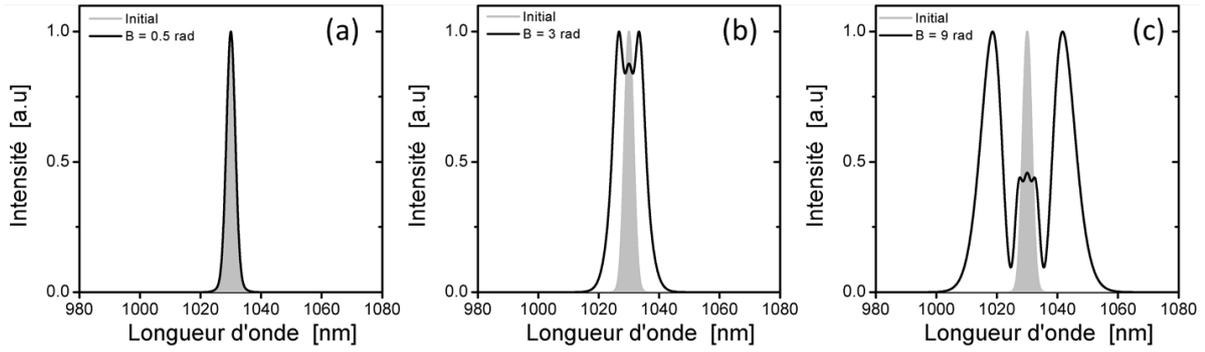


FIGURE II.3: Profil spectraux après élargissement par auto-modulation de phase pour des valeurs d'intégrale B de 0.5 rad (a), π rad (b) et 3π rad (c)

forme temporelle de l'impulsion, mais également du chirp initial de celle-ci. Comme présenté sur la figure II.2, une impulsion engendre un déphasage nonlinéaire Φ_{NL} et une dérive de fréquence instantanée $\delta\omega_0$ (dans les matériaux standards, où $n_2 > 0$). Le front avant de l'impulsion (front montant), génère une dérive de fréquence négative $\delta\omega < 0$. Ceci implique que les fréquences contenues dans le front avant seront décalées vers les basses fréquences (hautes longueurs d'onde). De même, le front arrière (front descendant) de l'impulsion génère une dérive de fréquence positive. Les composantes fréquentielles contenues dans le front arrière de l'impulsions sont décalées vers les hautes fréquences (basses longueurs d'onde).

Dans le cas d'une impulsion chirpée positivement, le front arrière de l'impulsion contient les basses longueurs d'onde, et le front avant les hautes longueurs d'onde. Il en résulte alors un élargissement spectral de l'impulsion (figure II.4(b)).

Dans le cas d'une impulsion chirpée négativement, le front arrière de l'impulsion contient les hautes longueurs d'onde, et le front avant les basses longueurs d'onde. Il en résulte alors une compression spectrale de l'impulsion (figure II.4(c)).

Ceci est illustré dans la figure II.4 présentant l'impact d'un chirp initial nul, positif ou négatif. Le paramètre C définit le facteur d'étirement de l'impulsion par rapport à la limite de Fourier. Ainsi, une impulsion de 500 fs limitée par transformée de Fourier aura un facteur $C = 1$, alors qu'une impulsion étirée à 2 ps, aura un facteur $C = 4$. Dans les trois cas, l'intégrale B est constante et fixée à 2π rad. On peut également définir le paramètre de chirp C' défini par [Agrawal 07] tel que :

$$C' = \sqrt{(\Delta\omega T_0)^2 - 1} = \sqrt{C^2 - 1} \quad (\text{II.21})$$

Avec, T_0 la durée de l'impulsion à mi-hauteur et $\Delta\omega$ la largeur fréquentielle du spectre à mi-hauteur. Lorsque l'impulsion est limitée par TF, $C'=0$. Les paramètres C et C' définissent la même chose, mais il est parfois plus simple d'avoir un paramètre $0 \leq C' < \infty$ plutôt qu'un paramètre $C \notin]-1;1[$.

1.2 Amplification à dérive de fréquence

Lorsque l'énergie ou la puissance crête d'une impulsion est élevée, cela peut entraîner un endommagement des composants optiques utilisés dans les systèmes laser. Les seuils de dommages en fluence et éclairement des composants sont typiquement de plusieurs J/cm^2 et GW/cm^2 respectivement. Pour des durées > 10 ps, l'absorption est linéaire et l'endommagement est principalement régi par une diffusion thermique. Ceci induit une déformation ou une casse du matériau. Les seuils d'endommagement suivent alors une loi en $\sqrt{\tau}$. Pour des impulsions d'une durée inférieure à quelques dizaines de 10 ps l'absorption est non-linéaire, et la diffusion thermique est négligeable.

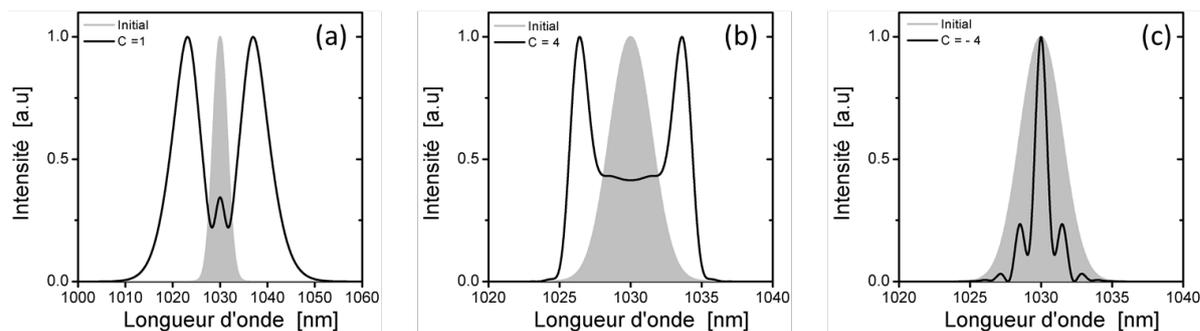


FIGURE II.4: Influence du chirp initial sur l'élargissement spectral pour des facteurs d'étirement de 1(a), 4(b) et -4(c) par rapport à une impulsion en limite de Fourier de 500 fs pour une intégrale B de 2π radians (par convention on met un signe (-) si l'impulsion est chirpée de manière anormale).

La technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification, CPA) a été utilisée afin de repousser le seuil d'endommagement des composants optiques. Elle permet d'augmenter la durée d'impulsion tout en conservant la même énergie, et de réduire ainsi la puissance crête durant l'amplification. Dans le cas de la silice fondue, le seuil d'endommagement est repoussé d'un facteur 5 lorsque la durée d'impulsion passe de 1 ps à 100 ps.

Cependant, il faut noter que l'endommagement n'est pas le seul effet délétère dû à l'éclairement. Les effets non-linéaires tels que l'effet Kerr apparaissent généralement bien avant les effets d'endommagement. L'effet Kerr spatial introduit une lentille de Kerr et une autofocalisation du faisceau qui peut également entraîner un endommagement des composants. L'effet Kerr temporel va lui introduire des modifications spectrales (en phase et en intensité) qui rendent généralement les impulsions difficiles à comprimer.

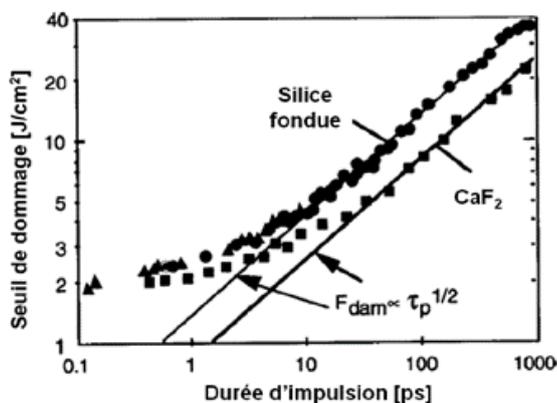


FIGURE II.5: Seuil d'endommagement de la Silice et du CaF_2 en fonction de la durée d'impulsion

La technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification, CPA) a été utilisée afin de repousser le seuil d'endommagement des composants optiques. Elle permet d'augmenter la durée d'impulsion tout en conservant la même énergie, et de réduire ainsi la puissance crête durant l'amplification ¹. Dans le cas de la silice fondue, le seuil d'endommagement est repoussé d'un facteur 5 lorsque la durée d'impulsion passe de 1 ps à 100 ps.

1.2.1 Techniques

L'amplification à dérive de fréquence a été introduite en 1960 par G.E. Cook afin d'augmenter la puissance disponible pour les radars [Cook 60]. Cette technique a par la suite été

1. L'énergie quant à elle n'est pas modifiée et reste un facteur d'endommagement potentiel.

appliquée aux lasers solides par G. Mourou et D. Strickland [Strickland 85]. Cette technique repose sur l'application d'une dispersion contrôlée à l'impulsion pour étirer temporellement cette dernière avec un facteur d'étirement compris typiquement entre 100 et 5000 avant l'amplification, puis d'amplifier l'impulsion dans un régime linéaire, et d'appliquer à nouveau une dispersion de signe opposé à l'impulsion afin de la recomprimer temporellement à sa durée initiale (figure II.6). Dans le cas général, c'est une dispersion positive ($GVD > 0$) qui est appliquée avec l'étireur, et on utilise un compresseur à dispersion négative ($GVD < 0$) pour comprimer l'impulsion¹

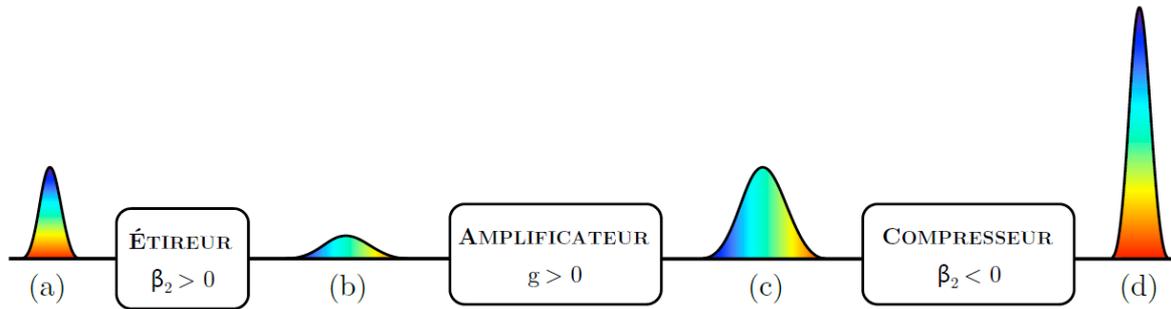


FIGURE II.6: Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA)

Design des étireurs/compresseurs

Le choix des composants utilisés pour l'étireur et le compresseur dépend principalement du facteur d'étirement souhaité. Dans le cas de faibles dispersions, les composants utilisés sont majoritairement : les prismes [Martinez 84], les miroirs GTI [F. Gires 64] et les miroirs chirpés [Szipöcs 94] (qui sont tous les deux des miroirs multi-couches à pas variables).

Pour les couples étireurs/compresseurs à forte dispersion, un compromis entre efficacité et tenue au flux² doit généralement être trouvé. Dans le cas des étireurs à forte dispersion, les techniques utilisées s'orientent vers :

- Des étireurs à fibre : leur avantage est d'être facilement disponibles, mais leur désavantage est le signe de la dispersion du 3ème ordre non compensable par les compresseurs classiques, qui entraîne une dégradation de la qualité de compression.
- Des étireurs à réseaux (type Martinez ou Offner) : ils permettent de fort facteurs d'étirement, mais ils sont principalement limités par la taille des optiques utilisées. Celle-ci peut de plus introduire des aberrations sur le faisceau étiré.
- Des étireurs fibrés à réseau de Bragg (CFBG - Chirped Fiber Bragg Grating [Litchinitser 07]). Cette technologie est relativement compacte et peu onéreuse. Le désavantage est qu'ils sont sensibles aux variations de température, qui peuvent induire des variations d'indice et de longueur, et modifier la dispersion initiale de l'étireur.
- Des étireurs à réseau de Bragg Volumiques (CVBG - Chirped Volume Bragg Grating). Technologie également très compacte et peu onéreuse. Le principal désavantage reste la largeur de bande limitant l'efficacité.

Pour la compression des impulsions après amplification, le choix est rapidement limité par l'énergie des impulsions qui peut facilement atteindre l'ordre du mJ. De ce fait, le confinement dans un compresseur fibré n'est pas envisageable. Les compresseurs classiquement utilisés sont basés sur :

1. Lorsque les facteurs d'étirements sont très grands et que le système est purement linéaire, étirer avec une dispersion positive ou négative ne fait absolument aucune différence sur la compression (dont le signe est opposé à celui de l'étirement)

2. Principalement au niveau du compresseur.

- Des compresseurs à réseaux de diffraction [Treacy 69] comme par exemple les réseaux métalliques en réflexion. Ils permettent des efficacités de compression jusqu'à 60-70%¹. Différentes technologies ont été développées afin d'améliorer l'efficacité des compresseurs, telles que les réseaux gravés, les réseaux holographiques, les réseaux diélectriques. Les efficacités typiques de ces systèmes sont autour de 80-90%. L'amélioration des performances des compresseurs est un axe important du développement des systèmes CPA afin d'améliorer l'efficacité totale. On peut citer les travaux effectués par Rumpel *et al.* augmentant l'efficacité des compresseurs jusqu'à 96% [Rumpel 14] pour des bandes spectrales de quelques nm. Plus le facteur d'étirement est important, plus on utilise des réseaux de larges dimensions. Typiquement les réseaux ont des largeurs allant jusqu'à plusieurs dizaines de cm² voir le m pour les systèmes PW.
- Des compresseurs à réseau de Bragg Volumique (VBG - Volume Bragg Grating [Liao 07]), très compact, mais dont l'efficacité chute rapidement avec l'augmentation de la largeur spectrale de l'impulsion. Typiquement, à 1 μ m, pour un spectre de 2nm, l'efficacité est de 85%, alors que pour un spectre de 10nm, l'efficacité chute à 74%.

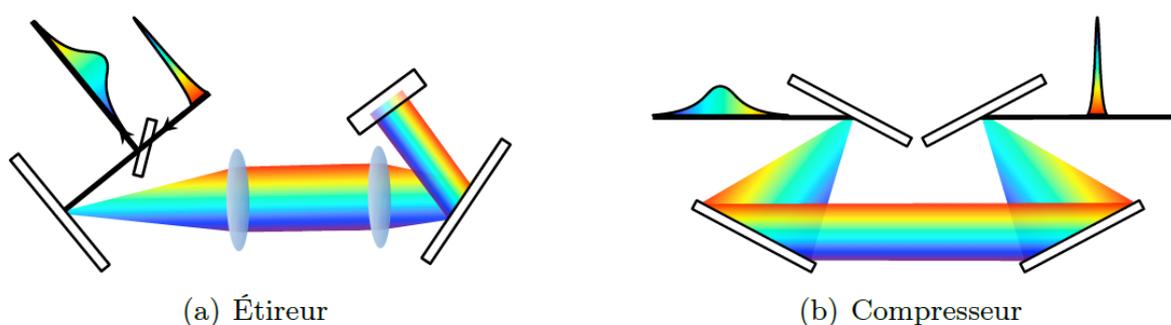


FIGURE II.7: Schéma d'un étireur de Martinez (a) et d'un compresseur à réseau de type Treacy (b) avec des réseaux en réflexion.

Dans les systèmes de forte puissance moyenne, les effets thermiques deviennent non négligeables au sein des éléments passifs exhibant des pertes. Ces systèmes nécessitent alors une excellente qualité de réseau pour éviter toute dégradation spatiale en sortie de système. À cause de fortes pertes par absorption ou diffusion, les réseaux de types métalliques ou CVBG ne sont généralement pas utilisés.

Dans le cas idéal combinant un étireur et un compresseur basés sur les mêmes composants (e.g réseaux identiques), il est possible de compenser parfaitement la dispersion initiale de l'impulsion. Cependant, il ne faut pas oublier que lors de l'amplification, l'impulsion accumule de la dispersion dans les différents matériaux traversés. Dans ce cas-là, il reste parfois un résidu de dispersion non compensable par le compresseur. Dans certains cas, il est possible de volontairement développer des couples étireur/compresseur avec un désaccord (e.g réseaux à nombre de traits différents), afin de compenser aussi la dispersion supplémentaire et les effets non-linéaires accumulés durant l'amplification [Zaouter 12].

1.2.2 Effets des non-linéarités en régime de dérive de fréquence sur la compression d'impulsion

Quand une impulsion est fortement étirée (cas de l'amplification à dérive de fréquence), et l'énergie suffisante pour générer des non-linéarités, l'impact de l'automodulation de phase n'est pas nécessairement visible sur le profil spectral de l'impulsion, mais peut néanmoins dégrader

1. Les efficacités présentées ici sont les efficacités **totales** du compresseur, après 4 passages

2. Ceci est valable dans le cas de systèmes CPA où le spectre des impulsions est de quelques nm de large et dont les facteurs d'étirements sont typiquement compris entre 100 et 2000.

la qualité de compression. Cela est illustré sur la figure II.8, montrant la puissance crête de l'impulsion après compression en fonction des non-linéarités, et pour de très grands facteurs d'étirement ($C = 100$ et 2000).

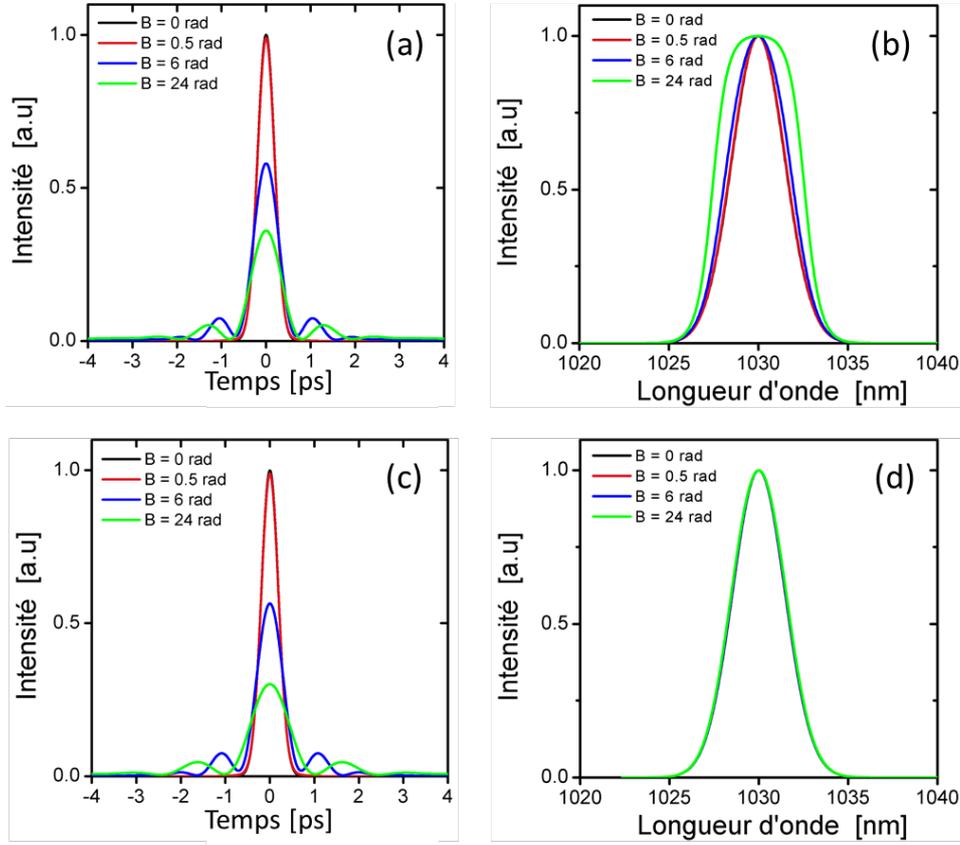


FIGURE II.8: Impact du chirp initial ($C=100$ (a,b) et $C=2000$ (c,d)) et de la phase non-linéaire sur la qualité de recompression de l'impulsion.

Les figures II.8(b) et (d) illustrent bien le fait que suivant le facteur d'étirement, l'intensité du spectre peut ne pas être affectée par les non-linéarités, alors que la compression des impulsions est dégradée (II.8(a) et (c)). On peut définir la qualité de recompression d'une impulsion par un paramètre que l'on nommera tout au long de la thèse le rapport de Strehl "temporel" :

$$S = \frac{|FT(E(\omega)\exp(i\Phi(\omega)))|^2}{|FT(E(\omega))|^2} \quad (\text{II.22})$$

Ce rapport S chute en fonction de l'intégrale B . Cependant, la variation de ce ratio dépend fortement du chirp initial. Ceci est illustré sur la figure II.9, présentant la qualité de compression pour différents chirps initiaux, en fonction de l'intégrale B .

On constate que pour de forts facteurs d'étirement, il est de plus en plus difficile de recomprimer proprement l'impulsion. En effet, pour les impulsions fortement étirées, le profil spectral s'imprime sur le profil temporel de l'impulsion [Galvanauskas 03]. Lors de l'automodulation de phase, la phase temporelle non-linéaire prend la forme du spectre.

1.2.3 Conclusion

Dans ces deux parties, nous avons présenté les différents effets (dispersion et SPM) présents lors de la propagation d'une impulsion. Nous avons également vu l'influence de ces effets sur la qualité de compression des impulsions. Les paramètres intégrale B et rapport de Strehl temporel seront utilisés dans la partie décrivant l'amplification non-linéaire pour quantifier les

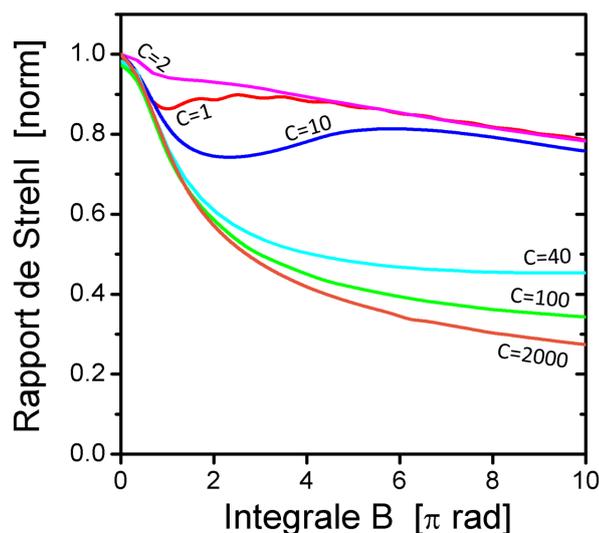


FIGURE II.9: Impact du chirp initial et de la phase non-linéaire sur la qualité de recompression de l'impulsion

non-linéarités et la qualité de compression. La section suivante va introduire les architectures utilisées ainsi que leur fonctionnement.

1.3 Amplification régénérative à haute cadence

1.3.1 Principe de l'amplification régénérative

Dans le cadre de cette thèse, les amplificateurs utilisés pour générer des impulsions courtes à haute cadence sont des amplificateurs régénératifs. Nous allons présenter le principe de l'amplification régénérative en pompage continu, pour des cadences élevées de quelques kHz jusqu'à plusieurs centaines de kHz. L'intérêt principal de ce type d'architecture est de pouvoir choisir facilement le nombre d'allers-retours que l'impulsion à amplifier fera dans le milieu à gain pour extraire le maximum d'énergie. Ainsi, l'impulsion passe dans le milieu à gain autant de fois que nécessaire (contrairement au cas des amplificateurs multipassages où le nombre de passages est fixé par la géométrie). Le principe de l'amplificateur régénératif repose sur le piégeage d'une impulsion dans une cavité laser, permettant son amplification avant son extraction. Ce mécanisme est possible grâce à l'intégration dans la cavité d'un élément actif tel qu'une cellule de Pockels (voir paragraphe **La cellule de pockels**). Celle-ci joue le rôle de porte optique rapide grâce à des jeux de polarisation, comme décrite dans le paragraphe **L'aiguilleur optique**. Le procédé d'amplification peut être divisé en deux étapes : une étape où il n'y a pas d'impulsion dans la cavité et où l'énergie est stockée dans le milieu à gain, une phase d'amplification où une impulsion est présente et amplifiée dans la cavité. Ces étapes seront décrites dans le paragraphe **Cycles : stockage et amplification**. Le piégeage d'une impulsion dans une cavité est très utile pour les matériaux à faible gain. La faible valeur de gain linéique est alors compensée par une grande longueur n effective z ainsi possible grâce à un grand nombre d'allers-retours. De plus, le profil spatial pour l'impulsion est imposé par la cavité laser, permettant l'obtention des modes spatiaux en sortie d'amplification de très bonne qualité.

L'aiguilleur optique

Afin d'injecter et d'éjecter une impulsion dans la cavité régénératrice, cette dernière traverse un aiguilleur composé d'un polariseur, d'un rotateur à 45° , et d'une lame demi-onde orientée à 22.5° . De ce fait, lorsqu'une impulsion entre avec une polarisation horizontale, elle traverse le polariseur, elle voit sa polarisation tournée de 45° par le rotateur, et après propagation dans la lame d'onde tournée afin d'atteindre une polarisation verticale, lui permettant de rentrer

dans la cavité régénératrice. Pour l'extraction, l'impulsion sortant verticale voit sa polarisation tournée de 22.5° par la lame d'onde, mais lorsqu'elle se propage en sens inverse dans le rotateur, elle voit sa polarisation redevenir verticale (celui-ci autorisant qu'un seul sens de rotation de polarisation). Ainsi, elle est réfléchiée par le premier polariseur et est séparée du faisceau incident. De plus, cet aiguilleur sert d'isolateur optique afin d'éviter tout retour dans l'oscillateur.

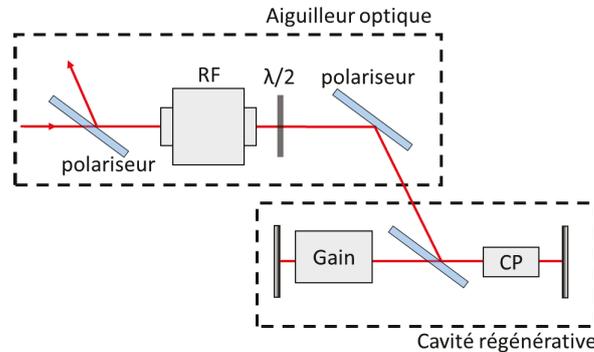


FIGURE II.10: Schéma d'une cavité régénératrice. RF : rotateur de Faraday, CP : Cellule de Pockels. Gain : milieu amplificateur

La cellule de pockels

Le piégeage de l'impulsion dans la cavité se fait au moyen d'une cellule de Pockels, composant basé sur l'effet électro-optique (EOM en anglais pour Electro Optic Modulator). Cet effet consiste en une déformation de l'ellipsoïde des indices du cristal sous l'action d'un champ électrostatique intense. La biréfringence du cristal, dans notre cas un cristal de BBO, change quasi instantanément. Cette dernière induite, qui s'ajoute à celle naturelle du cristal, dépend de l'orientation et de l'amplitude du champ électrostatique appliqué. Elle est directement proportionnelle à la tension appliquée et pour atteindre une biréfringence permettant au cristal d'agir comme une lame quart d'onde, elle nécessite typiquement plusieurs kV de tension. Nous décrirons cette étape dans le paragraphe **Cycles : stockage et amplification**. Dans les amplificateurs régénératifs à $1\mu\text{m}$, les cristaux utilisés pour les cellules de pockels sont le BBO, le RTP, le KDP ou le KD*P. Le KDP et le KD*P sont peut souvent utilisés dans les AR à haute cadence ou forte puissance à cause de leur absorption et de forts effets piezo-électriques créant des fréquences de résonances acoustiques appelées effet ringing¹, ceci pour des cadences supérieures à 10 kHz. Pour une ouverture et une longueur donnée de cristal, la tension à appliquer pour que le cristal de BBO agisse comme une lame demi-onde est typiquement 5 fois supérieure à celle du RTP, ceci étant dû aux coefficients électro-optiques des cristaux. Cependant, les architectures délivrant de fortes puissances moyennes (typiquement au-delà de 10 W) utilisent plus généralement des cristaux de BBO, car le RTP souffre d'une forte biréfringence induite par la thermique. De plus, le contraste obtenu est bien plus élevé avec le BBO que le RTP [Hornung 05]. Le choix du cristal se porte donc naturellement sur le BBO.

Dans le cas de cristaux dont le couplage piézoélectrique est faible, tel le BBO, l'effet de *ringing* n'est observé que sous forme de résonance à certaines fréquences discrètes. Avec l'amélioration de l'atténuation des fréquences de résonances des cristaux biréfringents, l'apparition du *ringing* est désormais fortement réduit, et observé à des cadences de l'ordre de 400-500 kHz (toujours pour le BBO). Cet effet de résonance entraîne une diminution du contraste et du

1. En présence d'un champ électrique, une onde acoustique est générée le long d'un cristal présentant un effet piézoélectrique. Cette réponse acoustique module l'intensité de la lumière passant au travers du cristal pour les cristaux à fort coefficient piézoélectrique.

ratio de polarisation. Dans l'expérience de Bergmann [Bergmann 15], le ratio initial supérieur à 1 :2000 chute à 1 :29 aux fréquences de *ringing*.

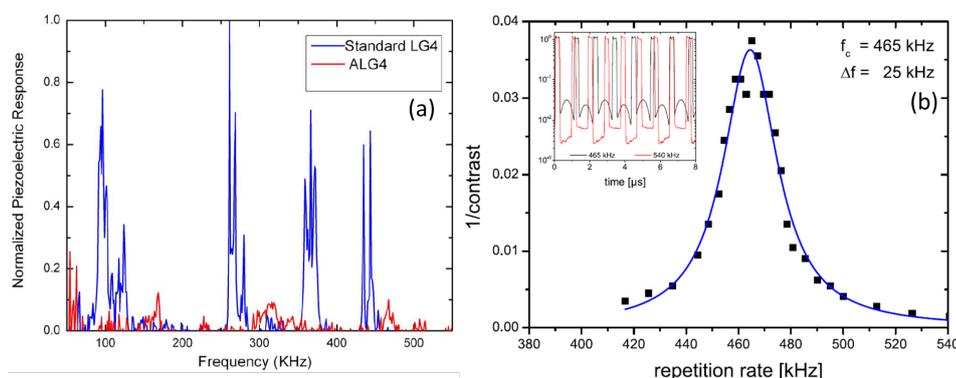


FIGURE II.11: (a) réponse piézoélectrique d'un cristal de BBO standard (en bleu), et réponse d'un cristal de BBO piézo dampé (en rouge)-(b) Impact de l'effet piézo-électrique sur le contraste de polarisation dans une cavité régénérative [Bergmann 15]

La montée en cadence des amplificateurs régénératifs utilisant un électro-optique reste actuellement limitée en deçà du MHz, à cause des effets de *ringing* précédemment cités. Une autre technique basée sur l'utilisation d'un modulateur acousto-optique (AOM en anglais pour Acousto Optic Modulator) peut être employée. Cependant, bien que la modulation puisse être effectuée jusqu'à la centaine de MHz, les temps de commutations sont limités par le temps nécessaire à l'onde acoustique pour traverser le faisceau. Ainsi, pour obtenir des modulations rapides, il est nécessaire d'avoir des faisceaux de petites tailles, fait limitant en termes d'intensité et de seuils de dommages. De plus, le contraste des AOMs tout comme leur efficacité sont plus faibles que pour les EOMs.

Cycles : stockage et amplification

Deux phases peuvent être identifiées pour l'amplification des impulsions. Une phase de stockage d'énergie dans le milieu à gain sans impulsion dans la cavité et une phase d'amplification où l'impulsion extrait l'énergie du milieu à gain. On peut décrire le fonctionnement de l'amplification régénératrice en 3 étapes :

- Dans la phase de stockage d'énergie, aucune tension n'est appliquée à la cellule de Pockels, qui est alignée de telle sorte à se comporter comme une lame quart d'onde statique. Ainsi, les impulsions entrent dans la cavité, font un aller-retour dans le cristal et sortent de la cavité sans impact pour le milieu à gain II.12(a).
- En régime d'amplification, dès qu'une impulsion est entrée dans la cavité, on applique la tension à la cellule de Pockels qui va passer d'une lame quart d'onde à une lame demi-onde (dynamique). Ainsi la cellule de Pockels agit comme une lame neutre. De ce fait, l'impulsion dans la cavité voit une lame neutre et reste piégée dans la cavité II.12(b). De l'autre côté du polariseur, les impulsions extra-cavité ne peuvent pas traverser le milieu à gain.
- Lorsque l'impulsion extrait toute l'énergie utile du cristal et que le gain est inférieur aux pertes totales de la cavité, l'impulsion doit être extraite. La haute tension sur la cellule de Pockels est coupée, celle-ci bascule en lame quart d'onde permettant la rotation de polarisation de l'impulsion et son éjection II.12(c).

La figure II.13 montre les profils d'intensités observés au travers d'un polariseur après un aller-retour dans le cristal de la cellule de Pockels dans le cas statique (a,c) et dynamique (b). Le profil d'intensité ressemble à une croix de malte dans le cas statique. Le point rouge représente la position du faisceau à amplifier dans le cristal. En statique, lorsque aucune haute tension n'est appliquée et que la cellule de Pockels agit comme une lame quart d'onde, la position du

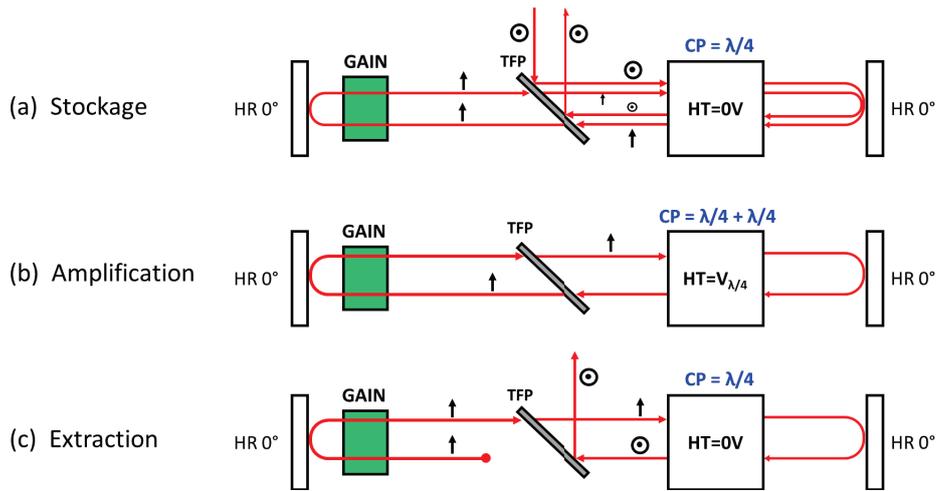


FIGURE II.12: Principe de fonctionnement de la cellule de Pockels pour les 3 cycles de l'amplification régénérative : (a) cycle de stockage, (b) cycle d'amplification et (c) cycle d'extraction.

faisceau est sur une zone d'intensité maximale car après un aller-retour, la cellule de Pockels agit comme une lame demi-onde.

En dynamique, lorsque la haute tension est appliquée et que la cellule de Pockels agit comme une lame neutre, la position du faisceau est sur une zone sombre car le faisceau ne change pas de polarisation.

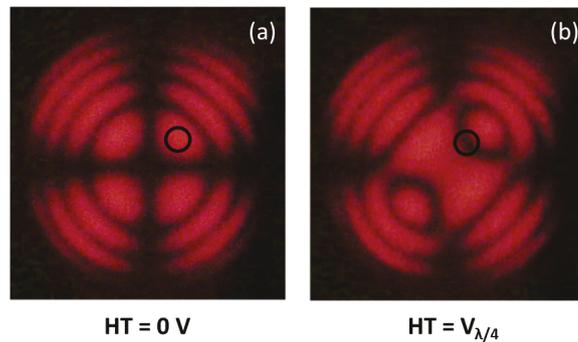


FIGURE II.13: Profils d'intensité au travers de la cellule de Pockels en statique (a) et dynamique (b) - figure extraite de [Las 15]

1.3.2 Amplificateur régénératif en pompage continu

Dynamique d'amplification

Dans le cas du pompage continu, le stockage d'énergie dans le cristal est régi par les équations dynamiques de populations qui aboutissent à l'expression :

$$n_2(t) = n_{2stat} - (n_{2stat} - n_2(0))e^{-t/\tau} \quad (\text{II.23})$$

Avec n_{2stat} l'inversion de population stationnaire¹ et $n_2(0)$ l'inversion de population à l'instant $t = 0$, que l'on peut approximer² par $n_2(0) = n_{2th}$. Cette inversion n'est pas nulle car quand on extrait l'impulsion, il reste une inversion de population dans le cristal.

1. Atteinte pour un pompage infiniment long.

2. On considère ici l'extraction au maximum.

L'amplification d'une impulsion brève ($\tau \ll \tau_{flu0}$) lors d'un passage dans le cristal, est décrite par l'équation de Frantz Nodvick [Frantz 63] et s'écrit :

$$J_{Lout} = J_{Lsat} \ln(1 + e^{J_{Lsto}/J_{Lsat}} (e^{J_{Lin}/J_{Lsat}} - 1)) \quad (\text{II.24})$$

Avec J_{Lsat} la fluence de saturation du matériaux vérifiant :

$$J_{Lsat} = \frac{h\nu_L}{\sigma_{eL} + \sigma_{aL}} \quad (\text{II.25})$$

Les variables J_{Lin} et J_{Lout} sont les fluences de l'impulsion incidente et amplifiée respectivement. On introduit la notion de fluence de stockage J_{Lsto} :

$$J_{Lsto} = h\nu_L (n_2 - n_{2trL}) L_{mat} \quad (\text{II.26})$$

Avec n_{2trL} , l'inversion de population de transparence et L_{mat} la longueur du milieu à gain.

Dans le cas de l'amplification régénérative, on reprend l'expression II.24 que l'on utilise de manière itérative, donnant pour le k^{ieme} passage dans le cristal :

$$J_{Lout,k} = J_{Lsat} \ln(1 + e^{J_{Lsto,k}/J_{Lsat}} (e^{J_{Lin,k}/J_{Lsat}} - 1)) \quad (\text{II.27})$$

$$J_{Lsto,k+1} = J_{Lsto,k} + J_{Lin,k} - J_{Lout,k} \quad (\text{II.28})$$

$$J_{Lin,k+1} = R J_{Lout,k} \quad (\text{II.29})$$

Avec R les pertes de la cavité (par aller-retour). La figure II.14 représente l'évolution de la fluence de l'impulsion amplifiée et de l'inversion de population en fonction du nombre d'allers-retours dans la cavité, pour différentes valeurs de pertes. Lorsque les pertes augmentent, le temps de création augmente, la fluence extraite diminue et les inversions finales augmentent. Plus les pertes sont faibles, plus l'énergie stockée est extraite de manière efficace.

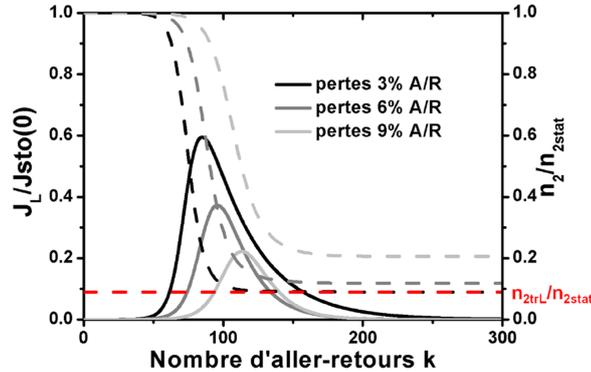


FIGURE II.14: Dynamique de construction de l'impulsion en fonction du nombre d'allers-retours dans une cavité amplificatrice. En traits pointillés, évolution de l'inversion de population du milieu à gain, pour des pertes de la cavité variables. Schéma extrait de la thèse de Sandrine Ricaud [Ricaud 12a]

On remarque que la fluence maximale extractible est très fortement dépendante des pertes de la cavité ainsi que le temps de création qui a tendance à s'allonger lorsque les pertes deviennent importantes. Le bon nombre d'allers-retours dans la cavité doit être choisi afin d'extraire l'énergie à son maximum. Au-delà, les pertes sont supérieures au gain, et l'impulsion diminue en énergie jusqu'à son annulation (énergie dissipée par les pertes).

Étude en cadence

Pour de très faibles cadences (ou $t \gg \tau_{flu0}$), l'inversion de population est proche de la valeur à l'état stationnaire $n_2 = n_{2stat}$ et l'énergie extraite est constante en fonction de la cadence.

Lorsque la cadence approche de l'inverse du temps de fluorescence, des régimes multi-périodiques, voire chaotiques, sont observés dans le cas des amplificateurs régénératifs (figure II.15). Ce phénomène a été étudié [Döring 04], mais reste inutilisable car chaotique et imprédictible. Il a été montré qu'un régime stable au delà de la zone de bifurcation était possible [Kroetz 15] en jouant sur différents paramètres tels que la température et le nombre d'allers-retours pour atteindre un régime de saturation du gain.

A très haute cadence, lorsque $t \ll \tau_{fluor}$, l'inversion de population ne varie que très peu autour d'une valeur moyenne (valeur qu'on obtiendrait en régime continu) et les impulsions sont de nouveau stables.

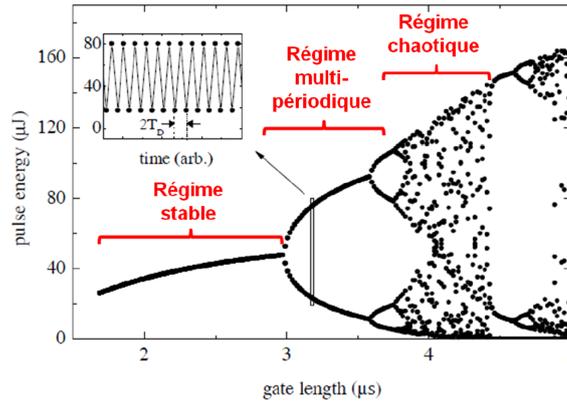


FIGURE II.15: Simulations numériques pour un amplificateur régénératif Yb : verre à la cadence de 10 kHz [Döring 04] présentant l'évolution de l'énergie de l'impulsion en fonction du temps d'amplification. On remarque dans un premier un régime stable, puis multi-périodique et enfin chaotique.

Effet du rétrécissement spectral par le gain

Les milieux amplificateurs ayant des bandes de gain spectrales limitées, la largeur du spectre de l'impulsion en sortie d'amplificateurs est souvent réduite par le phénomène de rétrécissement spectral par le gain [Raybaut 05]. En effet, si le gain n'est pas constant sur une bande spectrale plus large que le spectre de l'impulsion amplifiée, chaque composante spectrale de l'impulsion voit un gain différent¹. De plus, si le spectre de l'impulsion amplifiée n'est pas centré sur le spectre de gain du milieu amplificateur, il en résulte un décalage du profil spectral de l'impulsion vers le maximum de gain spectral du milieu amplificateur (figure II.16(a)). Pour un facteur de

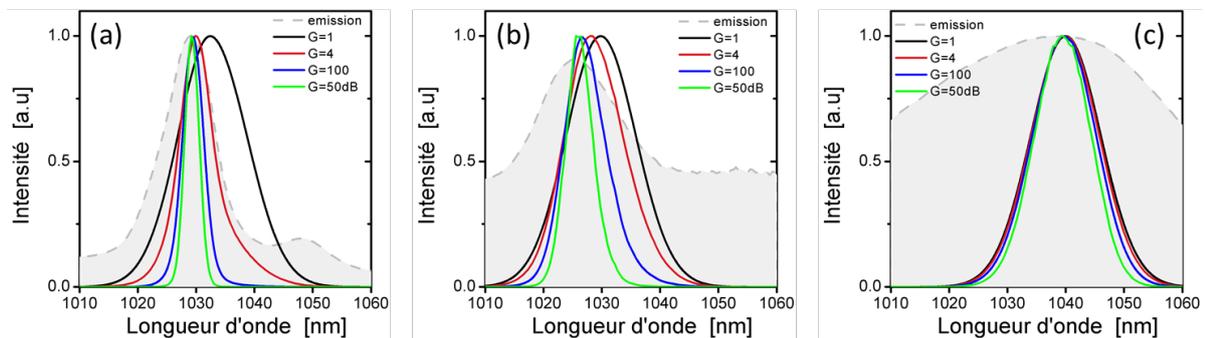


FIGURE II.16: Effet du rétrécissement spectral par le gain pour différentes valeurs d'amplification dans l'Yb :YAG (a), l'Yb :KYW (b) et l'Yb :CALGO (c). Le spectre de gain est défini par l'inversion de population qui est de 30 % pour chacun des cristaux. Les spectres injectés ont une largeur à mi hauteur de 20 nm et sont centrés respectivement à 1033 nm, 1030 nm et 1040 nm.

gain G donné, l'impact du rétrécissement spectral par le gain peut être quantifié. En considérant

1. Généralement moindre sur les bords du spectre amplifié. Il en résulte un affinement du spectre

une forme spectrale gaussienne, on obtient par la relation II.30 :

$$\tau_{out} = \tau_{in} \sqrt{\frac{1 + 4 \ln(2)G}{\pi^2 \Delta\nu^2 \tau_{in}}} \quad (\text{II.30})$$

Où τ_{in} et τ_{out} sont les durées d'impulsions (à mi-hauteur) avant et après amplification, et $\Delta\nu$ et la largeur spectrale de gain du milieu amplificateur. Un facteur de gain G important se traduit par une forte réduction de la largeur de la bande spectrale de l'impulsion amplifiée et conduit à des durées d'impulsions plus longues. Contrairement aux oscillateurs, où les effets non-linéaires permettent de générer des spectres plus larges que la bande de gain du milieu amplificateur, dans le cas des amplificateurs, il faut conserver la relation $\Delta\nu \gg \Delta\nu_{impulsion}$ pour minimiser l'effet du rétrécissement spectral par le gain. Cependant, on se retrouve généralement dans le cas où $\Delta\nu < \Delta\nu_{impulsion}$ (notamment avec l'Yb :YAG). C'est pourquoi les durées d'impulsions sont plus longues dans les amplificateurs que dans les oscillateurs. Le spectre d'émission du cristal Yb :YAG est de 9 nm autour de 1030 nm. La durée d'impulsions obtenue après amplification est typiquement entre 600 fs et 1 ps ([Hönninger 97], [Sueda 08]) et il est très difficile d'obtenir des durées inférieures à cause de l'effet de rétrécissement spectral par le gain dans les systèmes à fort gain (e.g amplificateurs régénératifs). Ainsi, l'intérêt d'utiliser des matériaux à large bande spectrale paraît évident.

Pour des cristaux à bande spectrale plus large tel l'Yb : KYW, les durées d'impulsions obtenues sont aux alentours de 300-500 fs ([Larionov 07],[Delaigue 06],[Buenting 09],[Kim 13a]). La figure II.16(b) montre un profil spectral de gain (courbe grise *emission*) plus large que celui obtenu avec l'Yb :YAG.

Le développement de nouveaux cristaux ayant des bandes spectrales encore plus larges (tels que l'Yb : CaF2 ou l'Yb : CALGO) permet atteindre des durées d'impulsions de l'ordre de 150-200 fs ([Ricaud 10],[Pugžlys 09],[Ricaud 12b],[Caracciolo 13]). La figure II.16(c) représente l'évolution spectrale pour différentes valeurs d'amplification dans un cristal d'Yb :CALGO. L'inversion de population est fixée à 30% et permet d'obtenir des spectres de gain relativement larges et constants. Dans le chapitre I, une description plus détaillée présente les propriétés spectroscopiques et thermo-optiques des différents cristaux employés dans ces études .

1.4 Conclusion

Les amplificateurs régénératifs sont l'une des solutions les plus intéressantes pour obtenir de très forts facteurs d'amplification (typiquement entre 40 et 60 dB) avec les cristaux Yb. Afin de générer des impulsions de haute énergie, typiquement pour aller jusqu'à plusieurs centaines de mJ¹, il est nécessaire d'utiliser la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA) pour éviter des effets délétères (effets non-linéaires ou même endommagement optique). Cependant, l'une des principales limitations de ces systèmes CPA à très fort gain, reste le rétrécissement spectral par le gain, limitant la largeur spectrale de l'impulsion durant l'amplification et induisant un allongement de la durée d'impulsion en sortie d'amplificateur.

L'une des solutions classiques pour contrôler cet effet, est l'utilisation de filtres (actifs ou passifs) intra-cavité². Ces solutions ont été présentées dans le chapitre I.

Une autre solution est d'exploiter les effets non-linéaires afin d'élargir le spectre de l'impulsion au-delà de la bande de gain.

1. Nous parlons ici de systèmes table-top. L'énergie extractible dépend du facteur d'étirement et peut atteindre le Joule dans des systèmes plus volumineux.

2. On peut également les utiliser extra-cavité.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'utilisation de techniques non-linéaires durant le processus d'amplification, techniques largement employées dans le cas de systèmes fibrés mais quasiment inexistantes pour les amplificateurs à cristaux. L'objectif est de pouvoir quantifier et contrôler ces non-linéarités afin de générer les impulsions les plus courtes possibles, tout en contrôlant la qualité temporelle de ces impulsions.

Après cette première partie sur l'amplification d'impulsions courtes qui décrit dans un premier volet les différents effets non-linéaires et dispersifs durant la propagation d'impulsions et dans un second volet l'architecture des amplificateurs régénératifs, la partie suivante de ce chapitre sera consacrée à l'étude de l'amplification non-linéaire au sein des amplificateurs régénératifs.

2 Amplificateur régénératif en régime non-linéaire (ARNL)

L'amplification d'impulsions sub-picoseconde ou femtoseconde est comme on l'a vu, principalement limitée en terme de durée par la bande de gain du milieu amplificateur. L'utilisation d'effets non-linéaires pour élargir le spectre et réduire la durée des impulsions amplifiées présente généralement des limites, en termes de qualité spatiale avec l'effet d'autofocalisation et de qualité temporelle avec la difficulté à recomprimer les impulsions à des durées limitées par transformée de Fourier (TF) ([Larionov 07], [Larionov 11],[Kim 13b],[Delaigue 06]).

2.1 Simulation des ARNLs à dispersion positive

2.1.1 Méthode de résolution numérique

A l'aide du logiciel FiberDesk [Fib 15b], nous avons pu modéliser la propagation d'impulsions durant l'amplification afin de prédire l'évolution des profils spectraux et temporels durant l'amplification. Le logiciel utilisé permet de résoudre l'équation de propagation Schrödinger non-linéaire au moyen d'un algorithme de split-step Fourier, permettant de simuler la propagation d'une l'impulsion dans la cavité amplificatrice.

2.1.2 Hypothèse de modélisation

Tous les phénomènes physiques ne peuvent être pris en compte avec cet outil. Néanmoins il est suffisant pour illustrer de manière claire et simple les différents aspects de l'amplification non-linéaire dans les amplificateurs régénératifs. Le modèle développé sous Fiberdesk repose sur les hypothèses suivantes :

- La taille du faisceau est constante dans chacun de ces composants : même si la propagation d'impulsions se fait dans des milieux non guidés, les longueurs utilisées ici sont relativement faibles devant le paramètre confocal d'un faisceau monomode.
- Aucun effet spatial, tel que la lentille de Kerr, la diffraction ou le filtrage par le gain n'est pris en compte, les matériaux traversés ont des ouvertures suffisamment grandes devant le diamètre du faisceau pour qu'il n'y ai pas d'effets de diffraction. Les cristaux utilisés ne présentent pas un gain suffisamment fort par passage pour qu'un effet de filtrage par le gain soit observable.

Ces deux premières hypothèses sont les plus simple. Grâce au filtrage de la cavité, on peut considérer le problème comme sans dépendance radiale.

- La saturation du gain n'est pas prise en compte : Le logiciel ne permet malheureusement pas de prendre en compte cet aspect. Cette hypothèse est plus discutable et nous reviendrons dessus au paragraphe suivant. Elle reste néanmoins acceptable jusqu'à l'extraction de l'impulsion hors de la cavité.
- Pour chacun des composants traversés, seules la dispersion de vitesse de groupe (GVD) et la dispersion d'ordre 3 (TOD) sont prises en compte : les ordres supérieurs de la dispersion (au delà de l'ordre 3) ne sont pas modélisés. Nous avons déjà discuté de ce point dans la partie précédente et cette hypothèse est valable.

L'impulsion se propage dans 3 composants qui sont : la cellule de Pockels, le milieu amplificateur et un polariseur à film mince (TFP - thin film polariseur). La propagation se fait en 10 étapes dans chacun de ces composants (il faut cependant noter que la traversée du polariseur est relativement fine et ne nécessite pas, a posteriori, une si grande résolution. Dans le cas de la cellule de Pockels et du polariseur, seuls les effets non-linéaires et la dispersion sont pris en compte. Dans le cas du milieu à gain, l'amplification est couplée aux effets non-linéaires et à la dispersion. L'impulsion fait un aller-retour et le processus est réitéré autant de fois qu'il y a d'allers-retours dans notre cavité.

Pour la description de l'impulsion initiale, on part d'un spectre gaussien d'environ 13 nm (correspondant à une impulsion limitée par TF de 120 fs), de 120 pJ. Ces valeurs ont été définies pour correspondre à celles fournies par nos oscillateurs. Afin d'ajuster l'étirement de l'impulsion, seule la GVD est utilisée pour l'impulsion initiale, ce qui signifie que tous les ordres supérieurs de la phase spectrale caractérisés en sortie d'amplificateur sont liés aux composants internes ainsi qu'aux effets NL.

Dans le milieu à gain, l'aspect spectroscopique est inclus, afin de modéliser la bande de gain du milieu dans les configurations expérimentales. Le gain spectral est soit modélisé à l'aide d'une fonction analytique (telle que la gaussienne ou la lorentzienne), soit ajouté par l'aide d'un simple calcul de gain spectral à petit signal z :

$$G(\lambda) = \exp(\Delta n \sigma_{gain} L) \quad (\text{II.31})$$

Avec

$$\sigma_{gain} = \beta \sigma_{em} - (1 - \beta) \sigma_{abs} \quad (\text{II.32})$$

La saturation du gain n'est pas prise en compte dans ces simulations, ce qui a pour effet de ne pas faire évoluer le gain spectral au cours de l'amplification. Cette approximation reste néanmoins valide jusqu'à l'extraction de l'impulsion et nous montrerons dans les parties 2.4, 2.5 et 2.6 que ces simulations sont assez proches de nos résultats expérimentaux.

2.1.3 Effet de la SPM en régime de dispersion positive

Dans la plupart des cas, la technique CPA est utilisée dans les amplificateurs régénératifs afin d'éviter les effets NL. Cependant certains systèmes d'amplificateurs régénératifs exploitent volontairement des non-linéarités afin de générer des impulsions courtes. Ces systèmes se limitent généralement à l'injection directe d'oscillateurs. En effet, il est plus simple et plus compacte de pouvoir directement injecter un oscillateur (sans étireur) dont les impulsions sont limitées par transformées de Fourier ou faiblement étirées (avec un chirp positif). Or, nous avons précédemment présenté avec la figure II.9 que plus une impulsion est étirée avant de subir des effets NL, plus il sera difficile d'obtenir une bonne qualité de compression. De plus, on comprend bien que si l'impulsion est initialement étirée positivement, la puissance crête durant amplification sera toujours inférieure à celle d'une impulsion injectée dont la durée est limitée par TF. Ceci entraînera une diminution de l'élargissement spectral et donc de la durée d'impulsion après compression. Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons donc surtout aux cas où l'impulsion injectée est limitée par TF, qui est le cas le plus favorable et le plus simple. Nous parlerons ainsi d'amplificateurs régénératifs à **dispersion nulle** pour les caractériser.

Durant une bonne partie des allers-retours dans la cavité, la puissance crête de l'impulsion n'est pas suffisante pour générer de forts effets non-linéaires. L'impulsion traverse plusieurs fois le milieu à gain et la cellule de Pockels, introduisant un chirp temporel. Ainsi, lorsque la puissance crête est suffisante pour que l'intégrale B soit de l'ordre de quelques dixième de radians¹, l'impulsion a déjà été bien étirée par la dispersion des matériaux dans la cavité. On se retrouve alors dans une configuration où la SPM est générée sur une impulsion chirpée (avec un paramètre $C > 20$ typiquement). La figure II.9 montre que dans ce cas la, la qualité de compression est dégradée (en comparaison avec le cas d'une impulsion dont le chirp est faible ($C < 10$) qui subirait une intégrale B équivalente).

Afin d'illustrer cet effet, nous avons modélisé un système utilisant un cristal d'Yb :CALGO. Pour simplifier le problème, on considère un milieu à gain dont la bande de gain est relativement grande devant la largeur spectrale de l'impulsion : $\Delta\nu_g \gg \Delta\nu_{pulse}$ pour s'affranchir

1. On considère que au dessus de quelques dizaines de mradians les non-linéarités sont non négligeables, et qu'au delà de π radians, le système devient non-linéaire

du rétrécissement spectral par le gain. Nous prendrons un spectre de gain gaussien de largeur spectrale de 70 nm et centré à 1040 nm. Les gains totaux obtenus sont typiquement de l'ordre de $10^5 - 10^6$ (pour des durées d'impulsions de 100 ps on atteint des énergies de $1 \mu J - 10 \mu J$). Le tableau II.3(a) présente les paramètres utilisés pour la modélisation de l'amplification de l'impulsion. Le tableau II.3(b) présente les paramètres de l'impulsion en entrée d'amplificateur.

(a)	L [mm]	w [μm]	n_2 [m^2/W]	λ [nm]	β_2 [ps^2/m]	β_3 [ps^3/m]	ν [1/W.m]	g [1/m]	$\Delta\lambda_c$ [nm]	N AR
Yb:CALGO	5	200	1.15e-19	1040	0.48	48e-5	5.58e-6	33	70	90
BBO	40	450	7e-20	1040	0.04	6.63e-5	6.71e-7	-	-	90

(b)	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	φ_2 [ps^2]	E [nJ]	E_{out} [μJ]	$\Delta\lambda_{out}$ [nm]
	1040	10	0	0.12	480	19

TABLE II.3: (a) Paramètres utilisés pour la modélisation de l'amplificateur régénératif non-linéaire à dispersion positive - (b) Paramètres de l'impulsion en entrée et sortie d'amplificateur

La figure II.17 montre le profil spectral et temporel en sortie d'amplificateur, après compression. Le spectre d'une largeur à mi hauteur de 19 nm présente des pics latéraux ainsi que des bords raides. Cette forme dite en "batman" est caractéristique typiques d'une SPM générée sur une impulsion déjà étirée. Ce spectre permet d'obtenir des impulsions de 193 fs après compression. On observe des piédestaux, liés à une mauvaise recompression de l'impulsion. Le qualité de compression est quantifiée et $S = 47\%$.

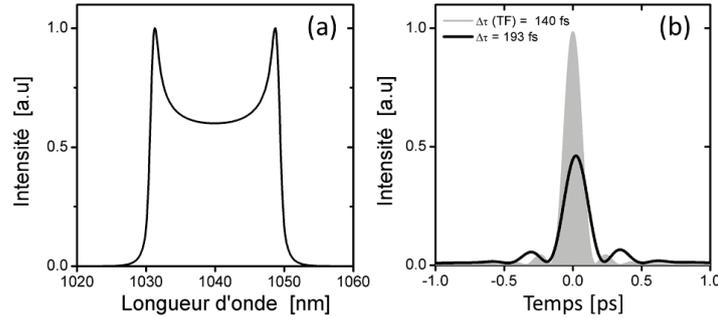


FIGURE II.17: Spectre (a) et profil temporel (b) de l'impulsion dans le cas d'une impulsion injectée faiblement étirée (positivement)

Le paramètre N , définit dans [Agrawal 07], permet de quantifier l'impact des non-linéarités et de la dispersion sur l'évolution de l'impulsion. Il est définit de la façon suivante :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_c T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{II.33})$$

Où L_D et L_{NL} sont les distances sur lesquelles l'impulsion est affectée par la dispersion et les non-linéarités respectivement. P_c est la puissance crête de l'impulsion, et T_0 la durée en limite de Fourier. Lorsque $N \ll 1$, la propagation est principalement dominée par la dispersion. Lorsque N est proche de 1, c'est un équilibre entre ces deux effets et lorsque $N \gg 1$, la SPM est prédominante. On peut calculer l'évolution de ce paramètre N au cours de la propagation de l'impulsion. La figure II.18(c) représente l'évolution de l'intégrale B et de ce paramètre N en fonction des allers-retours dans la cavité.

La figure II.18(a) présente la durée d'impulsion lorsque celle ci est limitée par TF. Durant les 60 premiers allers-retours, la durée d'impulsion et celle limitée par TF évolue de façon similaire, avec un décalage traduisant une petite dispersion initiale. C'est vers le 60ème passage que le spectre commence à s'élargir, et que l'on voit la durée limitée par TF subir un décrochage vers les durées plus courtes. Lorsque le spectre s'élargit, la durée d'impulsion étirée est

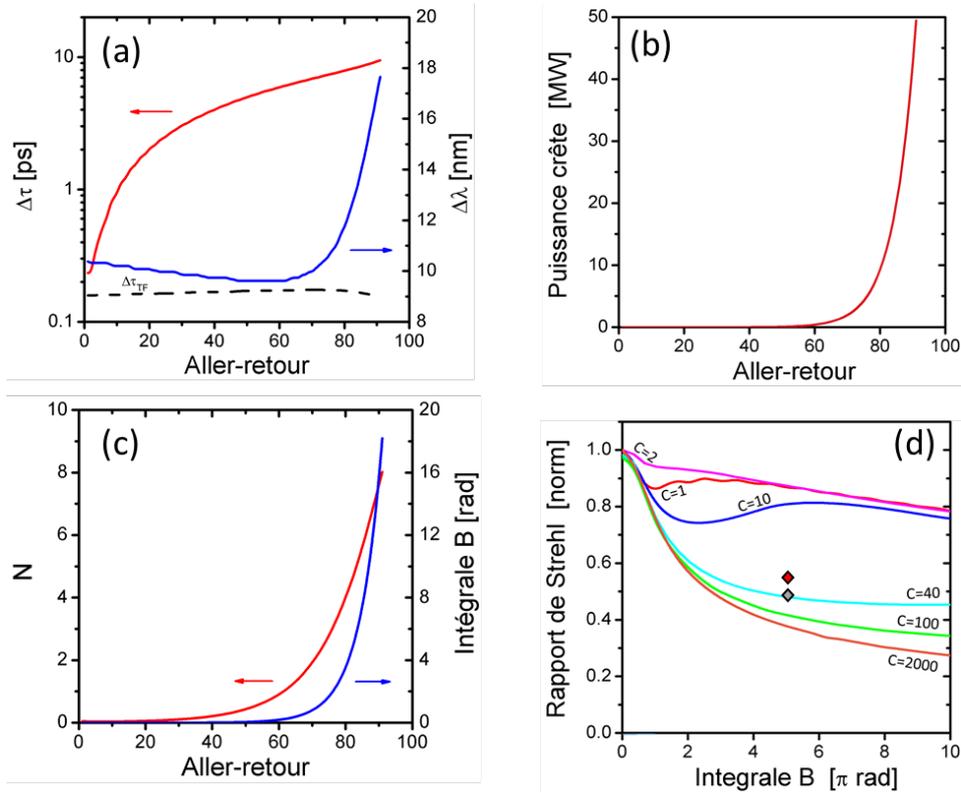


FIGURE II.18: Évolution de la durée d'impulsion/largeur spectre à mi-hauteur (a), de la puissance crête (b) et de l'intégrale B et du paramètre N (c) durant l'amplification en régime de dispersion positive - Rapport de Strehl théorique (rouge) et obtenu (gris) pour $C = 34$ et une intégrale B de 18 radians (d).

de 6 ps pour une durée limitée par TF d'environ 0.18 ps. Il est alors possible de remonter au facteur d'étirement qui, lorsque les non-linéarités apparaissent (proche du 60ème aller-retour), est aux alentours de $C=34$. L'intégrale B accumulée dans cette configuration est de 18 radians et le paramètre N évolue entre 1 et 10, ce qui traduit un couplage entre la dispersion et les non-linéarités. La qualité de compression vaut $S=47\%$ ce qui est moins bon que la valeur attendue si nous étions dans un cas sans couplage SPM/dispersion (II.18(d)). Il semble ressortir de cette simulation que la qualité de compression est dégradée lorsque l'impulsion injectée est faiblement étirée. Nous notons également une dégradation de cette qualité de compression liée à un couplage entre la dispersion et les effets NL. Ceci est traduit à la fois par une valeur de S plus faible que prédite ($S=61\%$), et également par le calcul du paramètre N qui reste inférieur à 10. On note également que la puissance crête finale est élevée (valeur de 50 MW) dans ces architectures. Afin de diminuer la puissance crête durant l'amplification et atteindre des valeurs plus raisonnables de 10-20 MW (pour éviter une lentille de Kerr), il faut soit réduire l'énergie de l'impulsion, soit augmenter la dispersion intracavité. Cependant, réduire l'énergie pose un problème fondamental d'énergie de sortie, et augmenter la dispersion intracavité augmenterait le paramètre C, ce qui réduirait le paramètre S traduisant la qualité de compression.

Bien que le couplage SPM et dispersion dégrade dans notre cas la qualité de compression en sortie d'amplificateur, il existe néanmoins un cas particulier où un subtil équilibre entre ces deux phénomènes peut être trouvé et amène à une bonne compression des impulsions théorique. C'est ce que l'on appelle le régime parabolique.

2.1.4 Le régime parabolique et ses limites

Lorsque la bande de gain est considérée comme infiniment large devant le spectre de l'impulsion et que seules la GVD et la SPM sont présentes, les profils spatiaux et temporels convergent alors vers une solution autosimilaire dont la forme est parabolique. Dans le cas idéal, ce régime permet d'obtenir des spectres dont la phase est parabolique, ce qui permet une excellente compression. Cependant, en réalité, la largeur finie du spectre de gain et les ordres supérieurs de la dispersion limitent la qualité de compression en fin d'amplification.

Ce régime est majoritairement exploité dans les lasers à fibres optiques car il bénéficie d'une bande de gain beaucoup plus large que dans des cristaux et la longueur des fibres permet d'ajuster la dispersion. La largeur spectrale en fin d'amplification parabolique peut être calculée analytiquement par la relation [Soh 06] :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \left[\frac{gE_{in}\gamma}{2\beta_2^2} \right]^2 \exp\left(\frac{gz}{3}\right) \quad (\text{II.34})$$

Avec g le gain linéique, E_{in} l'énergie en entrée, γ le coefficient non-linéaire, β_2 la dispersion, et z la longueur de propagation. On constate que beaucoup de paramètres du système entrent en compte pour le calcul de la largeur spectrale en sortie d'amplificateur parabolique, ce qui traduit des fortes contraintes sur le choix des paramètres du système pour atteindre le spectre souhaité. Dans les amplificateurs à bases de cristaux, ce régime est difficilement atteignable à cause de la quantité insuffisante de dispersion liée à la faible longueur de matériaux. À cela s'ajoute la bande de gain beaucoup plus étroite que celle de la matrice Yb : verre et une forte dépendance de la forme du spectre de gain avec l'inversion de population.

La matrice d'Yb :CALGO est un candidat potentiel pour développer un amplificateur régénératif en régime parabolique. Le large spectre d'émission, combiné à une très forte dispersion, permet d'obtenir ce régime sur des distances de propagation raisonnables pour un amplificateur régénératif. La longueur minimale de propagation nécessaire pour atteindre le régime parabolique est donnée par [Kruglov 02].

$$L_{parab} = \frac{3}{2g} \ln \left[\frac{2N(g\beta_2/2)^{1/3}}{3(\gamma E_{in})^{2/3}} \right] \quad (\text{II.35})$$

Nous nous sommes placés dans un cas où le cristal utilisé est un cristal d'Yb :CALGO pour les avantages précédemment cités, et nous avons déterminés les paramètres d'entrée (paramètre de l'oscillateur à amplifier) pour atteindre des énergies de plusieurs centaines de μJ avec une architecture d'amplificateur régénératif "standard"¹. Le tableau II.4 donne les paramètres de simulation nécessaires à l'obtention du régime parabolique dans l'amplificateur régénératif.

(a)	L [mm]	w [μm]	n_2 [m^2/W]	λ [nm]	β_2 [ps^2/m]	β_3 [ps^3/m]	γ [1/W.m]	g [1/m]	$\Delta\lambda_g$ [nm]	N AR
Yb:CALGO	20	200	1.15e-19	1040	0.48	48e-5	5.58e-6	1.06	70	90
BBO	40	450	7e-20	1040	0.04	6.63e-5	6.71e-7	-	-	90

(b)	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	φ_2 [ps^2]	E (nJ)	E_{out} [μJ]	$\Delta\lambda_{out}$ [nm]
	1040	1.5	0	500	450	24

TABLE II.4: (a) Paramètres utilisés pour la modélisation de l'amplificateur régénératif non-linéaire en régime parabolique - (b) Paramètres de l'impulsion en entrée et sortie d'amplificateur

Afin d'avoir une propagation totale inférieure au paramètre L_{parab} et d'être certain d'atteindre ce régime parabolique, nous avons ajusté l'énergie en entrée pour être compatible avec

1. Le choix du nombre d'allers-retours est compris entre 50 et 150, les longueurs de matériaux utilisées sont cohérentes avec ce que l'on peut trouver sur le marché.

l'énergie de sortie souhaitée. Pour une énergie voulue de $450 \mu J$ en sortie d'amplificateur, une énergie par impulsion en entrée de $500 nJ$ est nécessaire afin d'atteindre une longueur de propagation de $5.4 m$ qui est supérieure aux $4.7 m$ nécessaires. À titre de comparaison, si on remplace l'Yb :CALGO par l'Yb :KYW¹, la longueur nécessaire pour atteindre le régime parabolique est de $11.4 m$. Le gain total du régime parabolique, d'une valeur de 900 , est relativement faible en comparaison aux gains des ARs en configuration CPA. Ainsi, plus l'énergie de sortie est grande plus il faut que l'énergie en entrée soit importante également.

Cette combinaison de paramètres permet de remonter à la fois à la durée initiale optimale ainsi qu'à la largeur spectrale de sortie². Ainsi un spectre d'une largeur de $20 nm$ peut être généré dans cette configuration lorsque les impulsions injectées ont une durée d'environ $1.5 ps$. Cependant, ces paramètres d'oscillateurs ne correspondent pas aux sources mises à ma disposition durant cette thèse. Il est possible de faire la démarche inverse en partant de la durée de nos impulsions initiale et d'estimer l'énergie nécessaire en entrée afin d'atteindre le régime parabolique. Pour des impulsions de $200 fs$ (spectre typique de $8 nm$), une énergie par impulsion de $1.5 \mu J$ est nécessaire pour atteindre le régime parabolique dans la configuration présentée de notre amplificateur régénératif. Cependant le spectre en sortie est inférieur au spectre initial car les tailles de modes sont dans cette architecture trop grande et les non-linéarités trop faibles, il faudrait alors à nouveau redimensionner le système.

Or, un point limitant reste vrai même si nous optimisons les tailles de faisceaux. Le gain dans un régime parabolique est très modéré, ainsi même s'il est possible d'augmenter la largeur spectrale finale, l'énergie n'augmentera pas.

Du côté des longueurs de propagations de l'impulsion, il est intéressant de voir que la longueur nécessaire pour atteindre le régime parabolique avec ces paramètres d'entrée et les paramètres de l'amplificateur régénératif présentés dans le tableau II.4 est de $4.7 m$. Dans notre cas, la longueur totale de propagation est de $5.4 m$ ce qui nous permet d'atteindre le régime parabolique et le spectre souhaité.

Contrairement au cas des fibres où seul l'Yb :verre est présent, dans les amplificateurs régénératifs il y a généralement 2 (ou 3 lorsqu'on inclut les polariseurs) matériaux traversés par l'impulsion. Ainsi, afin d'utiliser les formules précédemment citées, nous avons calculé des valeurs moyennes par passage pour chacun des paramètres utilisés. La dispersion, le paramètre non-linéaire et le gain sont calculés de façon moyenne entre le milieu à gain et la cellule de Pockels, avec comme coefficient pondérateur, la longueur de chacun. La figure II.19 présente différents paramètres obtenus durant la simulation pour le régime parabolique.

Le premier point important que l'on peut remarquer lorsque l'on compare les résultats de simulations du régime parabolique à ceux du régime non-linéaire à dispersion nulle est la différence de l'évolution temporelle de l'impulsion limitée par TF durant la propagation. Les deux courbes (durée réelle et durée limitée par TF) ne se suivent plus, mais divergent dès le point de départ. Ceci traduit l'élargissement spectral régulier durant toute la propagation du régime parabolique. On note également que le paramètre N est très proche de 1 durant toute la propagation. Ceci traduit le fort couplage dispersion/SPM caractéristique du régime parabolique. De plus, pour des spectres de sortie de largeur et des non-linéarités plus importantes (avec une intégrale B de 15π rad contre 5π précédemment), on observe une réduction de la puissance crête (en passant de $50 MW$ à $25 MW$) dans les derniers aller-retours. Ceci permet d'être moins sensible à une lentille de Kerr. La figure II.20 donne le spectre et le profil temporel en sortie d'amplificateur parabolique après compression.

Pour des impulsions de $450 \mu J$, la durée d'impulsion obtenue est de $135 fs$ (pour une durée en limite de Fourier de $110 fs$) avec un spectre de largeur à mi-hauteur de $24 nm$. La qualité de compression de $S = 67 \%$ est meilleure que celle présentée dans le cas de l'amplificateur non-linéaire à dispersion nulle. On note cependant un fort résidu de TOD sur le profil temporel

1. On garde tous les autres paramètres identiques

2. Ces formules peuvent être trouvées dans [Kruglov 02] et [Soh 06].

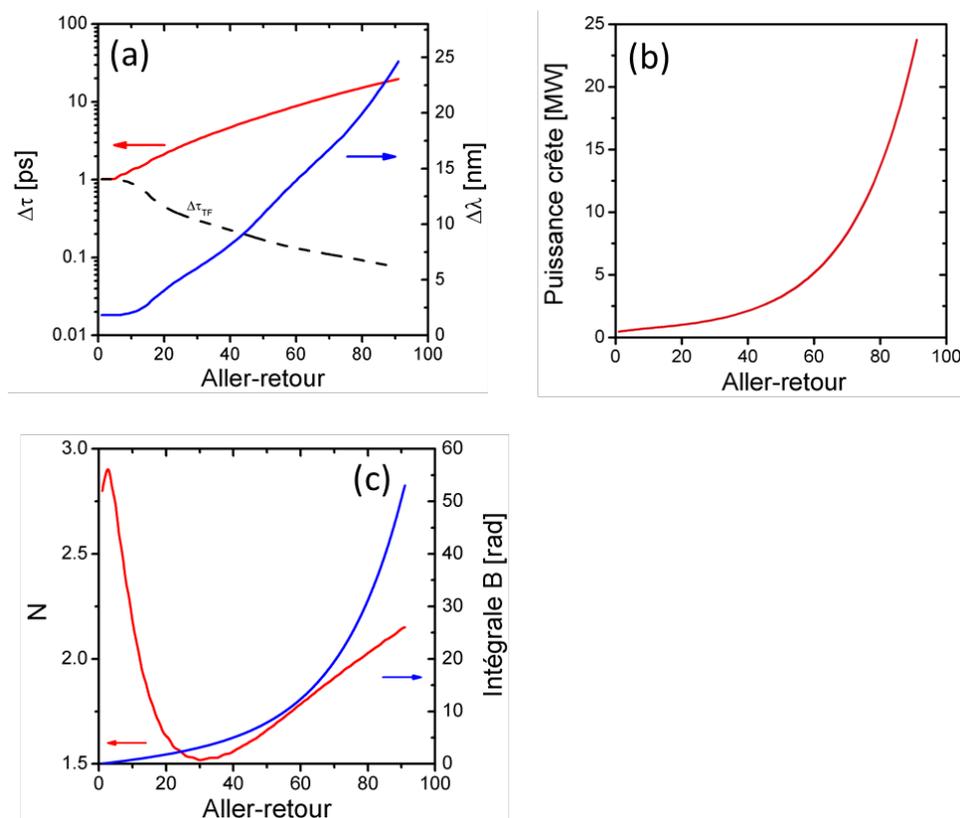


FIGURE II.19: Évolution de la durée d'impulsion/largeur spectre à mi-hauteur (a), de la puissance crête (a) et de l'intégrale B et du paramètre N (c) durant l'amplification en régime parabolique

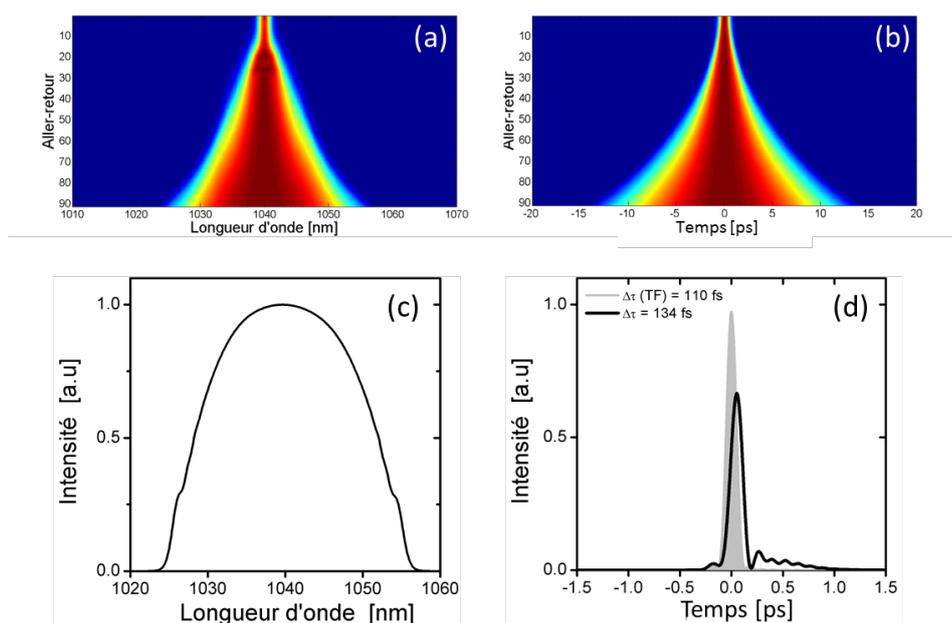


FIGURE II.20: Profil spectral (a,c) et temporel (b,d) durant la propagation et après compression de l'amplificateur régénératif parabolique. En gris est présenté le profil temporel limité par TF

de l'impulsion. Comme expliqué plus haut, la dispersion dans les matériaux à $1\mu\text{m}$ est positive pour la GVD et TOD alors qu'elle est de signe opposé avec les compresseurs à réseaux. Il est cependant possible d'utiliser un compresseur à Grism [Zaouter 07] pour compenser le 3^{ème} ordre de dispersion, d'optimiser le dimensionnement de l'amplificateur pour essayer d'obtenir

un TOD de signe opposé à celui du compresseur à réseau [Papadopoulos 07], ou enfin, de désigner un étireur CFBG avec seulement de la dispersion d'ordre 3 pour pré-compenser celle du compresseur et de l'amplificateur.

Pour conclure, bien que le régime parabolique semble permettre la génération d'impulsions relativement courtes, il impose des contraintes importantes sur les différents paramètres de l'oscillateur et de l'amplificateur. Les faibles gains disponibles limitent l'utilisation d'un tel régime dans les amplificateurs régénératifs à cristaux. En effet, l'utilisation de cristaux en comparaison aux fibres est intéressante lorsque l'on souhaite obtenir des énergies supérieures à la dizaine/centaine de μJ . Cependant, le régime parabolique fonctionne avec de faible gain. Ceci implique lorsque l'on utilise un oscillateur de faible énergie d'obtenir de faibles énergies en sortie. La solution du régime parabolique devient alors limitée en comparaison aux lasers à fibres. Pour atteindre des énergies élevées, il peut être intéressant d'aborder une solution utilisant un amplificateur régénératif, mais il est nécessaire d'avoir un oscillateur délivrant des impulsions de forte énergie ce qui peut être une limitation sur l'oscillateur. Pour les amplificateurs régénératifs, il faut de faibles gains pour être utilisés en régime parabolique. Ceci rend le système très sensible aux pertes et peu efficace. De plus, ce faible gain implique de faibles inversions de populations, limitant la bande spectrale de gain, qui doit être la plus large possible en régime parabolique. De plus, les faibles gains linéiques entraînent généralement l'obtention de spectre de gain "fini", moins larges que ceux de l'Yb :verre. Comme présenté plus haut, peu de cristaux ont une dispersion assez élevée et un gain suffisamment faible pour pouvoir être utilisés dans cette configuration, ce qui limite les applications. Il est donc difficile voire impossible d'utiliser les deux matériaux les plus courants qui sont l'Yb :YAG et l'Yb :KYW dans une configuration d'amplificateur parabolique.

Ainsi, bien que le principe de l'amplification parabolique semble intéressant à appliquer aux amplificateurs régénératifs, ce régime s'oppose "fondamentalement" au régime de fonctionnement des amplificateurs régénératifs.

2.2 Principe des ARNLs à précompensation de dispersion

L'amplification non-linéaire à précompensation de dispersion a pour objet de remédier aux limites présentées en 2.1, dans le cas des ARNLs à dispersion nulle. On verra qu'elle permet d'obtenir des impulsions de meilleure qualité temporelle.

Contrairement aux amplificateurs non-linéaires les plus "couramment" développés pour lesquels une impulsion en limite de Fourier ou très faiblement étirée est injectée en entrée d'amplificateur, cette méthode repose sur un contrôle précis de la dispersion initiale, cette fois négative, de l'impulsion à injecter en amont d'amplification. Les impulsions sont typiquement générées par un oscillateur à haut taux de répétition et faible énergie. Avant amplification, un élément dispersif est inséré afin de contrôler la dispersion (négative) initiale des impulsions. Ces impulsions sont ensuite amplifiées jusqu'à des niveaux d'énergies de plusieurs centaines de μJ . Dans un amplificateur régénératif, la taille de faisceau dans les différents composants est ajustée afin d'accumuler une quantité contrôlée de phase non-linéaire, tout en restant en dessous des seuils critiques de dommage optique dans les composants sensibles tels que la cellule de Pockels, les polariseurs, les miroirs dichroïques ou le milieu à gain. En sortie d'amplificateur, un compresseur est utilisé pour compenser la dispersion résiduelle de l'impulsion (cela sera expliqué par la suite) afin d'obtenir les impulsions les plus courtes possibles et atteindre les puissances crêtes les plus élevées.

L'optimisation du système se fait par un subtil équilibre entre la dispersion négative initiale, la bande de gain de l'amplificateur, la valeur du gain, la dispersion accumulée durant la propagation et l'automodulation de phase générée. On peut dissocier 3 étapes durant l'amplification, amenant à l'obtention d'impulsions courtes et d'excellente qualité temporelle.

Dans un premier temps, l'impulsion est étirée avant amplification au moyen d'un étireur en dispersion anormale (ou négative). Durant sa propagation dans l'amplificateur, l'impulsion accumule de la dispersion positive due à la propagation dans les différents éléments optiques à chaque aller-retour dans l'amplificateur régénératif. L'impulsion se recomprime petit à petit et la durée réduit. Ceci est couplé à une forte amplification et entraîne une augmentation de la puissance crête de l'impulsion.

Dans un second temps, alors que la dispersion de l'impulsion est encore négative, la puissance crête devient suffisamment importante pour générer des non-linéarités telles l'automodulation de phase. Ceci induit une compression spectrale et réduit la largeur spectrale de l'impulsion ([Agrawal 07], [Limpert 05]).

Pour finir, lorsque le chirp de l'impulsion a totalement été compensé (par la dispersion induite durant les allers-retours de la cavité), l'automodulation de phase et la dispersion positive de l'impulsion induisent un l'élargissement spectral. Les différentes étapes présentes durant l'amplification seront détaillées dans la partie 2.3.

D'autre part, la cavité joue le rôle de filtre spatial, permettant à l'impulsion de conserver une bonne qualité spatiale et une homogénéité en sortie d'amplificateur, contrairement à des architectures telles que la post-compression dans les cristaux qui génère en générale une distribution inhomogène du spectre (chirp spatial) [Mével 03]. Ceci sera illustré dans la partie 2.4 pour le cas de l'amplificateur régénératif Yb :KYW.

2.3 Simulation des ARNLs à précompensation de dispersion

Cette section présente la modélisation des ARNLs à précompensation de dispersion afin de mieux comprendre l'évolution spectro-temporelle de l'impulsion durant l'amplification. Pour montrer les avantages de cette technique, un comparatif sera également présenté avec les amplificateurs non-linéaires à dispersion nulle (impulsions non chirpées) [Pouysegur 15]. Les outils de modélisation sont exactement les mêmes que ceux présentés dans la partie 2.1.

Pour bien rendre compte de l'impact du rétrécissement spectral par le gain, présent dans la majorité des amplificateurs régénératifs¹ utilisant des cristaux standards tels que l'Yb :YAG ou l'Yb :KYW, on modélise le spectre de gain par une lorentzienne de largeur spectrale de 8 nm centrée à 1030 nm.

2.3.1 Importance de la précompensation de dispersion

Une quantité optimisée de dispersion

Le but de cette partie est de montrer que la précompensation de dispersion permet la génération d'impulsions de très bonne qualité temporelle et une réduction significative des piédestaux après compression. Une bonne gestion de la quantité de dispersion à appliquer sur l'impulsion en entrée d'amplificateur est nécessaire afin d'optimiser la qualité de compression.

Le tableau II.5 récapitule les paramètres utilisés pour la simulation de l'amplificateur régénératif à précompensation de dispersion. Les résultats sont présentés sur la figure II.21.

(a)	L [mm]	w [μ m]	n_2 [m^2/W]	λ [nm]	β_2 [ps^2/m]	β_3 [ps^3/m]	γ [1/W.m]	g [1/m]	$\Delta\lambda_g$ [nm]	N AR
cristal	1	200	8.7e-20	1030	0.2	12.8e-5	5.58e-6	164	8	90
BBO	80	550	7e-20	1030	0.04	6.63e-5	6.71e-7	-	-	90

(b)	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	ϕ_2 [ps^2]	E [nJ]	E_{out} [μ J]	$\Delta\lambda_{out}$ [nm]
	1030	13	-0.3	0.12	53	22

TABLE II.5: (a) Paramètres utilisés pour la modélisation de l'amplificateur régénératif non-linéaire à précompensation de dispersion - (b) Paramètres de l'impulsion en entrée et sortie d'amplificateur

La figure montre l'évolution de la largeur spectrale et de la durée à mi-hauteur de l'impulsion durant les différents allers-retours dans la cavité. L'énergie est de 120 pJ avant amplification, pour un spectre de 13 nm à mi-hauteur. A une cadence de 50 kHz, les impulsions sont amplifiées jusqu'à 53 μ J pour un spectre de 22 nm. Comme décrit dans la sous-section 2.2, l'amplification de l'impulsion est divisée en 3 parties observables sur la figure II.21. Durant les 70 premiers allers retours (ce qui correspond à environ 75-80% de l'amplification) on observe une compression temporelle de l'impulsion, due à l'accumulation de dispersion normale dans l'amplificateur compensant le chirp négatif initial. D'un point de vue spectral, les non-linéarités sont trop faibles pour générer de l'auto-modulation de phase, et le phénomène dominant est le rétrécissement spectral par le gain, avec une évolution de la largeur spectrale de 13 nm à 3 nm. Lorsque la puissance crête est assez importante, et est combinée à une dispersion de l'impulsion toujours négative, celle-ci génère de l'auto modulation de phase induisant de la compression spectrale. C'est ce qui se passe entre le 60ème et le 68ème aller-retour, où le spectre est réduit jusqu'à 3 nm. Ce phénomène ne dure que le temps où la dispersion de l'impulsion n'est pas totalement compensée, à savoir 5-10 allers-retours. Dans les derniers passages dans la cavité, typiquement une dizaine d'allers-retours, la puissance crête alliée à une dispersion positive de l'impulsion entraîne un fort élargissement spectral passant de 3 nm à 22 nm. Sur la figure II.21(a), la durée

1. C'est également vrai pour tout autres amplificateurs, mais ici les gains sont tellement élevés (gains de 10^5 - 10^6) que l'impact du rétrécissement spectral par le gain est très important.

d'impulsion limitée par TF est également présentée. On voit assez facilement la phase de rétrécissement spectral par le gain avec la durée limitée par TF qui augmente puisque le spectre s'affine. Vers le 70ème aller-retour, lorsque le chirp de l'impulsion est totalement compensé, nos deux courbes se rejoignent, traduisant le fait que notre impulsion est parfaitement comprimée. Ainsi l'élargissement spectrale commence sur une impulsion limitée par TF.

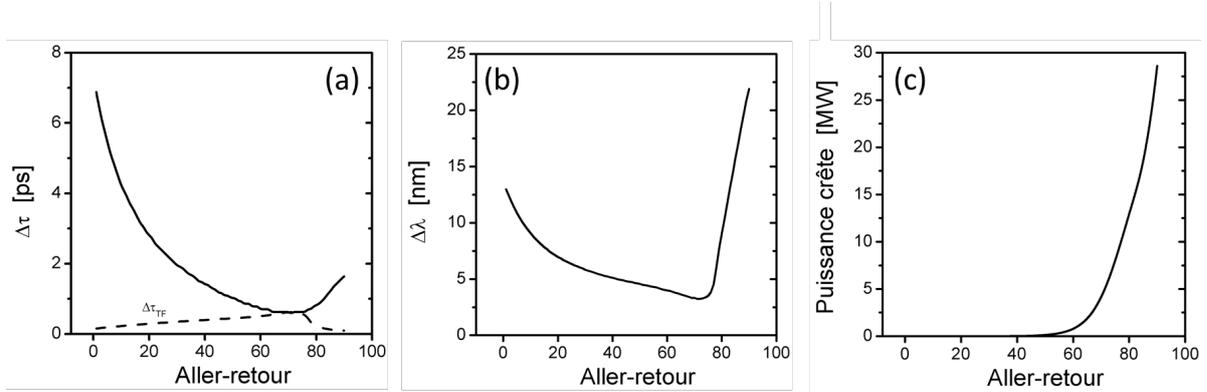


FIGURE II.21: Durée de l'impulsion (a) , largeur spectrale (b) et puissance crête (c) durant le cycle d'amplification pour un chirp initial de $-0.3 ps^2$

Dans nos cas de référence (cas $-0.3 ps^2$ sur la Figure II.21), l'intégrale B accumulée durant l'amplification est de l'ordre de 6 radians. Nous discuterons plus en détail l'impact de l'intégrale B sur la qualité temporelle des impulsions après compression dans la sous-section 2.3.4. Afin de déterminer à quel point la valeur de la dispersion négative initiale est critique, nous allons comparer les résultats à ceux obtenus avec différentes valeurs de dispersion initiales de part et d'autre de la valeur nominale de référence.

Une quantité trop faible de dispersion

Une quantité trop faible de dispersion entraîne une compression temporelle de l'impulsion plus tôt durant l'amplification comme présenté dans la figure II.22 (cas $0 ps^2$ et $-0.2 ps^2$). Ainsi l'impulsion se propage plus longtemps dans les matériaux après le point de compression ce qui implique une augmentation du chirp (cette fois positif) de l'impulsion. Comme la puissance crête diminue, on observe une réduction des effets NL et de l'élargissement spectral.

Une quantité trop forte de dispersion

A l'inverse, une quantité trop forte de dispersion entraîne une compression de l'impulsion après le point d'extraction, c'est-à-dire que le chirp de l'impulsion reste négatif durant toute l'amplification. Dans le meilleur des cas, la dispersion initiale de l'impulsion est très forte, ce qui a pour conséquence de ne générer aucuns effets non-linéaires et ainsi on observe simplement un effet de rétrécissement spectral par le gain. Le pire des cas, cas qui semble pourtant être le plus intuitif, est quand la dispersion négative initiale correspond exactement à la dispersion positive de l'ampli. Dans ce cas, l'impulsion ne fait que se comprimer durant la totalité de l'amplification, et approche la durée en limite de Fourier durant les 2-3 derniers allers retours dans la cavité. Dans ce cas, l'auto modulation de phase génère que de la compression spectrale, entraînant une réduction drastique du spectre en sortie très inférieure au spectre initial. C'est le cas présenté sur la figure II.22(courbe bleue).

La figure II.22 représente l'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion au cours de l'amplification, ainsi que l'évolution de la puissance crête pour différentes valeurs de dispersions initiales.

Six cas sont présentés, partant d'une dispersion initiale nulle, correspondant à une impulsion limitée par Fourier, jusqu'à une dispersion négative dépassant l'optimal correspondant au cas

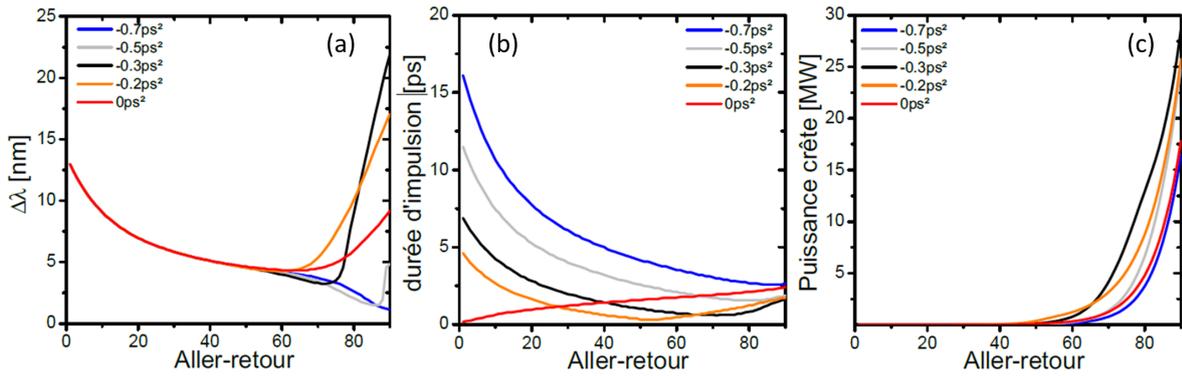


FIGURE II.22: Durée de l'impulsion (a), largeur spectrale (b) et puissance crête (c) durant le cycle d'amplification pour différentes valeurs de chirp initial

de référence -0.3 ps^2 . Lorsque l'impulsion initiale n'est pas étirée, on observe une croissante monotone de la durée d'impulsion (courbe rouge). D'un point de vue spectral, jusqu'aux alentours du passage 60-65, le phénomène dominant est le rétrécissement spectral par le gain du matériau car les non-linéarités sont trop faibles.

Lorsque la dispersion négative initiale est trop importante, on se retrouve dans le cas de figure de la courbe bleue, ou temporellement l'impulsion ne subit que de la compression car nous ne compensons jamais toute la dispersion, ce qui entraîne une compression spectrale en fin d'amplification.

Les simulations présentées sur la figure II.22 montrent que si l'on ajuste le chirp initial de l'impulsion de façon à ne pas avoir de compression spectrale (cas rouge ou orange), la puissance crête lorsque le chirp de l'impulsion devient nul durant l'amplification n'est pas suffisamment élevée et engendre un élargissement plus faible que dans le cas optimal (-0.3 ps^2). D'un autre côté, si la phase de compression spectrale est trop importante (causée par un chirp initial trop grand), la phase d'élargissement spectral n'est pas assez longue et le spectre résultant est également moins large que dans le cas optimal¹ (représenté par la courbe noire).

La figure II.23 représente l'image en deux dimensions de l'évolution spectrale de l'impulsion en fonction du nombre d'allers-retours dans la cavité pour différentes valeurs de dispersion négative initiale. Cette représentation est similaire aux graphes présentés ci-dessus, mais elle permet de visualiser le profil spectral au cours de la propagation.

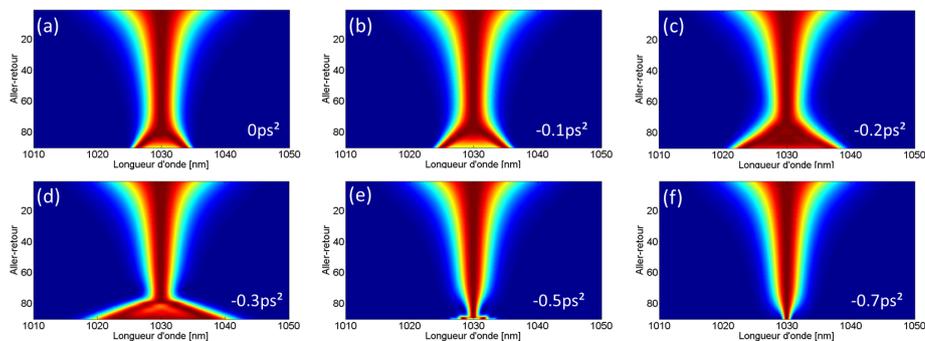


FIGURE II.23: Evolution spectrale de l'impulsion durant l'amplification pour différentes valeurs de dispersion initiale

1. Si les effets non-linéaires sont très importants et que le chirp de l'impulsion est encore négatif en fin de propagation, il est possible que la phase non-linéaire générée durant la phase de compression spectrale compense le chirp négatif de l'impulsion. Dans ce cas, le profil spectral est très dégradé.

2.3.2 Comparaison entre ARNLs à précompensation de dispersion et ARNLs "classiques"

L'architecture à pré compensation de dispersion permet de plus importants élargissements spectraux en comparaison au cas où l'on injecte directement une impulsion à limite de Fourier (comparaison des images (a) et (d) de la figure II.22). Cependant on pourrait objecter que la puissance crête n'est pas optimale pour le second cas. En effet les non-linéarités sont optimisées pour un de ces cas. Or il est possible d'ajuster le gain, les tailles de modes ou longueurs de matériaux afin d'obtenir un spectre de largeur quasi identique dans les deux configurations.

Nous avons voulu analyser deux cas de figure :

- Le premier où dans les deux amplificateurs (non-linéaire à dispersion nulle et non-linéaire à pré compensation de dispersion) l'impulsion accumule la même intégrale B.
- Le 2ème cas où le spectre de sortie fait la même largeur spectrale dans les deux amplificateurs, permettant en théorie de générer des impulsions de même durée.

Influence sur la qualité temporelle pour une intégrale B fixée

Afin d'ajuster les non-linéarités tout en conservant la même énergie, nous avons ajusté les tailles de modes dans la cellule de Pockels plutôt que dans le milieu à gain. Initialement la taille de mode dans la cellule de Pockels fait 1100 μm de diamètre (MFD), que nous réduisons à 700 μm de diamètre, afin d'obtenir dans les deux cas une intégrale B proche de 15 radians (voir figure II.24).

On note une nette différence de largeur spectrale, proche de 22 nm dans le cas optimisé et seulement 11.5 nm dans l'autre cas. Afin d'étudier la recompression, nous avons simulé un compresseur à réseau (compresseurs utilisés expérimentalement). Dans le cas du système à précompensation de dispersion, la dispersion de l'impulsion en sortie d'ampli étant relativement faible, un réseau de 500 tpm peut être employé (avec une distance inter réseau d'environ 9 cm). Dans le cas de l'amplificateur régénératif à dispersion nulle (impulsions injectées limitées par TF), les impulsions sortent étirées autour de 3 ps après amplification. Un réseau de 800 tpm permet dans ce cas de comprimer les impulsions. On obtient des durées de 120 fs pour un spectre de 22 nm dans le cas à précompensation de dispersion, contre 230 fs pour un spectre de 11.5 nm dans l'autre cas. La qualité de compression dans le cas à précompensation de dispersion est estimée à $S = 94\%$, contre $S = 90\%$ pour le cas à dispersion nulle. Pour ce dernier, on note également la présence de longs pieds temporels s'étalant sur 4 ps environ. Ces piédestaux ne sont pas dus à une mauvaise recompression de l'impulsion (rapport de Strehl de 90%) mais bien dus à la forme spectrale plus raide. Dans le cas où l'impulsion injectée est limitée par Fourier, la puissance crête obtenue est de 160 MW contre 362 MW pour le cas de la précompensation de dispersion.

Influence sur la qualité temporelle pour une largeur spectrale identique

Nous avons par la suite, réduit davantage le diamètre du faisceau dans la cellule de Pockels jusqu'à 400 μm de diamètre afin d'élargir le spectre jusqu'à 22 nm dans le cas à dispersion nulle comme présenté sur la Figure II.25. L'intégrale B atteint des valeurs proches de 35 rad.

L'intégrale B en fin d'amplification est estimée à 35 radians. Cette valeur est 2 fois plus élevée que dans le cas à précompensation de dispersion. Après compression, on constate également une détérioration de la qualité d'impulsion. Bien que la durée à mi-hauteur soit proche de 130 fs, on constate que la qualité de compression est de seulement $S = 63\%$. Il en résulte une puissance crête de seulement 175 MW, bien plus faible que pour le cas à précompensation de dispersion. La Figure II.26 représente l'évolution du spectre de l'impulsion durant l'amplification dans le cas d'un chirp initial négatif (a) et nul (b).

Synthèse

Pour montrer l'intérêt de la précompensation, nous avons étudié deux cas décrivant des im-

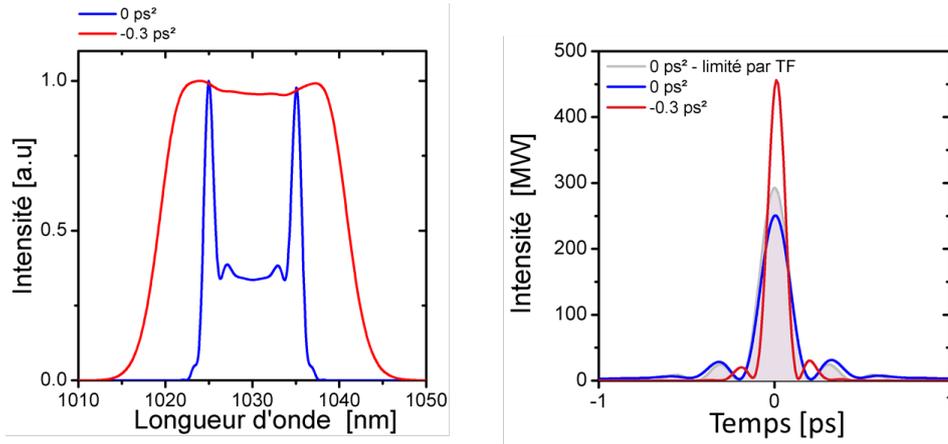


FIGURE II.24: Spectres en sortie d'amplificateur pour une valeur d'intégrale B de 15 rad pour une impulsion injectée limitée par transformée de Fourier (bleu) et pré étirée négativement (rouge) - Profils temporels correspondants, avec le profil temporel comprimé limité par TF (gris) dans le cas à dispersion nulle.

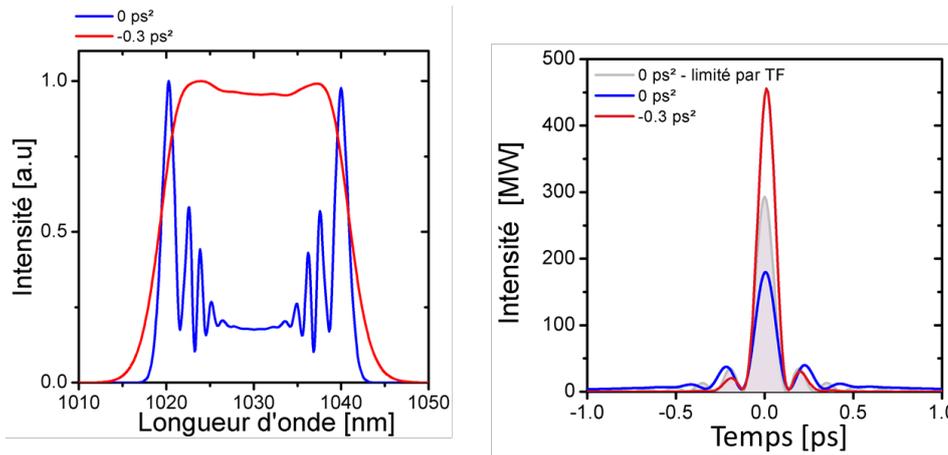


FIGURE II.25: Spectres de largeur 22 nm en sortie d'amplificateur dans le cas d'une impulsion injectée limitée par TF générant 35 rad d'intégrale B (bleu) et dans le cas d'une impulsion à précompensation de dispersion générant 15 rad d'intégrale B (rouge) - Profils temporels correspondants, avec le profil temporel comprimé limité par TF (gris) dans le cas à dispersion nulle.

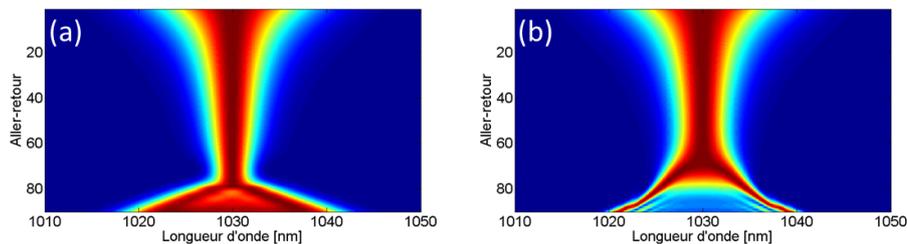


FIGURE II.26: Profil spectral au cours de l'amplification dans le cas d'une précompensation de dispersion de 0.3 ps^2 (a) et dans le cas d'une impulsion injectée en limite de Fourier (b), permettant dans les deux cas de générer un spectre de 22 nm de large.

pulsions injectées limitées par TF. Nous avons comparé ces deux cas à l'étude référence, à précompensation de dispersion (soit pour une intégrale B constante, soit pour un spectre de sortie de même largeur à mi-hauteur). Le tableau II.6 présente un récapitulatif des différents paramètres de ces 2 études.

	référence	int B = 15 rad	$\Delta\lambda = 22$ nm
intégrale B (rad)	15	15	35
$\Delta\lambda$ (nm)	22	11.5	22
$\Delta\tau_{comp}/\Delta\tau_{TF}$ (fs)	120/117	227/220	130/120
P^c/P_{TF}^c (MW)	362/382	160/178	175/276
S (%)	95	90	63
C'^1	0	6.2	6.2

TABLE II.6: Synthèse des différents résultats obtenus pour les deux cas de dispersion nulle comparés au cas de référence avec la précompensation de dispersion

Le premier cas, à non-linéarités constantes, montre que le spectre obtenu avec précompensation de dispersion est presque 2 fois plus large que dans le cas à dispersion nulle. La qualité de compression semble légèrement meilleur, ce qui implique des puissances crêtes bien supérieures. La forme spectrale (avec des bords beaucoup moins raides et moins de modulations que dans le cas à dispersion nulle) permet d'obtenir également des impulsions plus propres, avec une réduction significative des piédestaux. Lorsque les non-linéarités sont ajustées dans le cas à dispersion nulle afin d'obtenir la même largeur spectrale à mi-hauteur, on observe une dégradation du paramètre S, lié à la forte intégrale B. Ceci se répercute sur la puissance crête finale, qui chute, bien que la durée à mi-hauteur soit relativement proche dans les deux cas.

Le fait de conserver le paramètre C en dessous de 10 permet de conserver des qualités de compression relativement correctes. Bien évidemment, plus l'intégrale B augmente plus il est difficile de comprimer les impulsions. Pour 15 radians, il est possible de comprimer avec un paramètre $S > 90\%$. Alors qu'à 35 radians, la qualité de compression avec C valant 6.2, atteint 64%.

La figure II.27 représente l'évolution du paramètre N et de l'intégrale B durant l'amplification dans le cas avec précompensation de dispersion et sans précompensation de dispersion ainsi que le paramètre S pour différentes valeurs d'étirement et d'intégrale B (sans couplage dispersion/SPM). Jusqu'au 40^{ème} aller-retour (figure II.27(a)), le paramètre N est très inférieur à 1 car le régime est dominé par la dispersion. Entre le 40^{ème} et le 60^{ème} aller-retour, la dispersion et les effets non-linéaires sont fortement couplés, cependant l'intégrale B reste très faible (inférieure à 0.1 rad). Le spectre est jusqu'alors réduit par le rétrécissement spectral par le gain. Au delà du 60^{ème} passage, le paramètre N devient très important (supérieur à 10), ce qui traduit un régime dominé par les effets non-linéaires (SPM). C'est le moment où le spectre est réduit par la compression spectrale. La dispersion n'influence alors plus l'impulsion. Après le 70^{ème} passage, le spectre est élargi par les effets non-linéaires et l'impulsion redevient alors sensible à la dispersion. Le paramètre N diminue mais reste néanmoins bien supérieur à 1 (avec un valeur minimale de 6). On peut alors encore considérer que le régime est principalement dominé par les ENLs. Ceci explique que la qualité temporelle reste excellente pour des intégrales B de plusieurs radians car on génère de la SPM sur une impulsion en quasi limite de Fourier et il n'y a pas de fort couplage avec la dispersion lors de l'élargissement spectral. La figure 1.2.2 montre que c'est cette situation qui permet d'obtenir les qualités de compression les plus propres.

De l'autre coté, pour le cas de l'impulsion dans l'amplificateur à dispersion positive, bien que le comportement global soit similaire, le paramètre N ne dépasse pas quelques dizaines d'unités (figure II.27(b)). De plus, l'intégrale B est quasiment 2 fois plus forte ce qui implique une réduction de la qualité de compression. À cela s'ajoute le fait que lorsque le paramètre N augmente lorsque les effets non-linéaires débutent, 50 allers-retours ont déjà été effectués induisant un chirp sur l'impulsion. Ainsi, dans cette configuration, on génère de la SPM sur une impulsion chirpée, sur laquelle s'exerce un couplage non négligeable entre SPM et dispersion

durant les 40 derniers aller-retours, avec une forte intégrale B. La qualité de compression ne peut qu'en être dégradée.

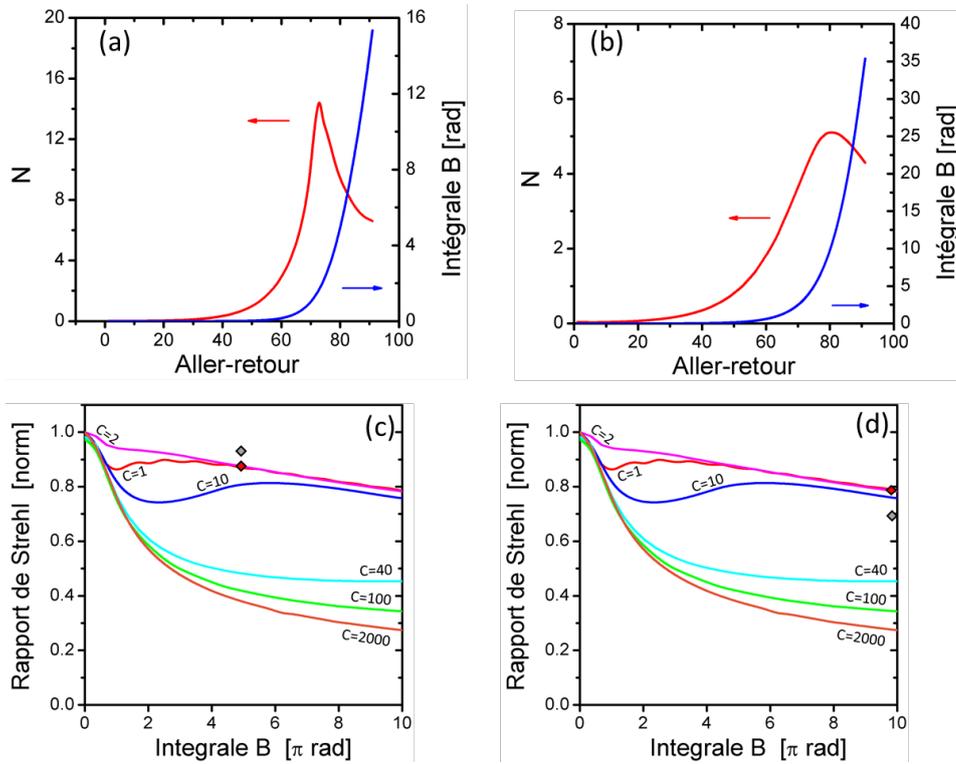


FIGURE II.27: Évolution du paramètre N (rouge) et de l'intégrale B (bleu) durant amplification dans l'amplificateur à précompensation de dispersion (a) et dans l'amplificateur à dispersion positive (b) - Rapport de Strehl théorique (rouge) et obtenu (gris) pour $C' = 0/6.2$ et une intégrale B de 15 et 35 radians (c,d)

On a essayé, à l'aide de toutes ces simulations de démontrer l'apport de la dispersion initiale sur le profil temporel de l'impulsion en sortie d'amplificateur, et pourquoi malgré une phase de compression spectrale, la précompensation de dispersion reste la meilleure méthode pour obtenir des impulsions propres temporellement.

2.3.3 Sensibilité des ARNLs à la bande de gain

L'influence de la forme spectrale initiale

On peut se demander si la forme initiale du spectre influence fortement son évolution dans le cas d'une propagation non-linéaire. Pour deux spectres de formes différentes (gaussien et parabolique par exemple), permettant d'obtenir la même durée d'impulsion mais pour des profils temporels différents, on s'attend à ce qu'après élargissement spectral, le spectre généré ne soit pas identique et génère des impulsions comprimées de durée et de qualité différentes. En effet, le profil temporel initial influence la forme de l'élargissement spectral comme décrit dans l'équation II.16. Cependant, ajouter un effet de réduction spectrale par le gain modifie cette évolution. Le gain spectral agit comme un filtre, d'autant plus fort que sa largeur spectrale est fine, imprimant sa forme au spectre de l'impulsion amplifié. Les figures II.28(a) et (b) présentent l'évolution spectrale pour deux spectres initiaux gaussien et parabolique, avec et sans effet de rétrécissement spectral par le gain.

Dans le cas d'une bande de gain finie, la phase de rétrécissement spectral par le gain vient donc filtrer le profil spectral de l'impulsion, et l'élargissement (ainsi que la forme spectrale) est similaire dans le cas d'une gaussienne et d'une impulsion parabolique. En revanche, la figure II.28(b) montre l'évolution des deux impulsions lorsqu'elles ne sont pas soumises à la bande de

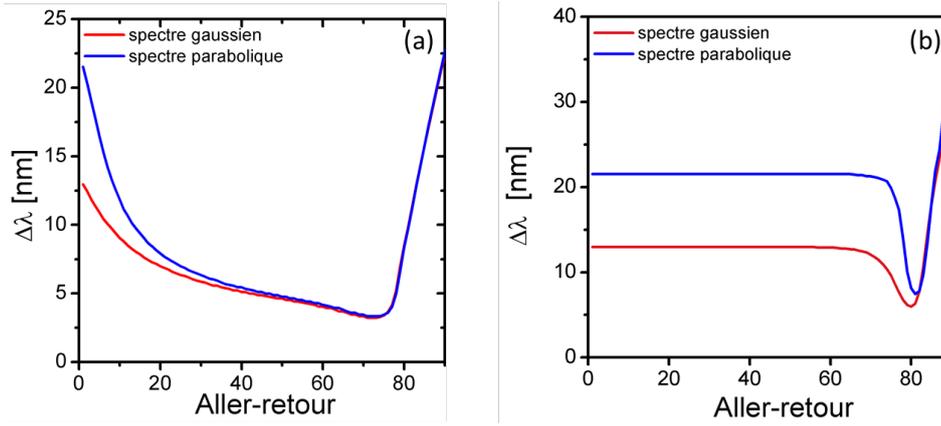


FIGURE II.28: Évolution de la largeur spectrale à mi-hauteur dans un cas avec effet de rétrécissement spectral par le gain (a) et sans (b) pour des impulsions gaussienne (rouge) et parabolique (bleue)

Sans rétrécissement spectral par le gain				
	$\Delta\tau / \Delta\tau_{TF}$ (fs)	P^c / P_{TF}^c (MW)	$\Delta\lambda$ (nm)	E (μJ)
Spectre gaussien	87/82	381/415	30.3	35
Spectre parabolique	82/78	383/426	35	35
Avec rétrécissement spectral par le gain				
	$\Delta\tau / \Delta\tau_{TF}$ (fs)	P^c / P_{TF}^c (MW)	$\Delta\lambda$ (nm)	E (μJ)
Spectre gaussien	112/110	458/490	24	57
Spectre parabolique	111/110	459/490	24	57

TABLE II.7: Paramètres obtenus après amplification avec et sans rétrécissement spectral par le gain

gain. L'influence du profil spectral initial devient alors plus importante sur l'évolution spectrale que précédemment. De plus, pour les mêmes paramètres d'amplification (hormis la répartition spectrale du gain), les spectres de la figure II.28(b) sont plus larges que ceux de la figure II.28(a). Sur la figure II.28(b), on observe plus clairement la phase de compression spectrale présentée précédemment. Généralement, elle est peu visible principalement à cause de l'effet du rétrécissement spectral qui a déjà réduit le spectre de l'impulsion.

Le tableau II.7 récapitule les résultats obtenus en après compression pour ces deux cas.

Sur le tableau II.7 on voit que lorsqu'un spectre est soumis à l'effet du rétrécissement spectral par le gain, la largeur spectrale en sortie est moins grande que sans effet de rétrécissement. Ceci implique des durées plus longues après compression. Cependant, dans ces deux cas, il semble que la durée d'impulsion et la puissance crête reste relativement similaire pour différents profils spectraux (et donc temporel). Il est également intéressant de noter que l'énergie de sortie n'est pas la même. Le gain spectral étant constant, plus les spectres générés sont larges, moins ils sont amplifiés. Pour des spectres injectés de largeur spectrale différentes, l'effet du rétrécissement spectral par le gain permet de faire converger vers le même spectre avant élargissement spectral. Ceci traduit que le système est relativement insensible dans une gamme raisonnable) à la largeur du spectre initial. A titre d'exemple, à même énergie d'entrée (120 pJ) et énergie de sortie (57 μJ), injecter des spectres de 7 nm ou de 20 nm donne le même spectre de sortie, d'une largeur de 23-24 nm permettant de générer des impulsions de 110 fs environ.

Pour des matériaux à bande de gain limitée, on peut conclure que l'architecture est très peu sensible à la forme spectrale initiale. Pour les matériaux à bande de gain très large, l'effet de filtrage par le gain est d'autant plus réduit que le spectre de gain est large.

L'influence des non-linéarités et du spectre de gain sur la compression des impulsions

Nous allons à présent étudier l'influence et la limite des ENLs sur la qualité temporelle de l'impulsion après compression. La taille de mode dans la cellule de Pockels est adaptée afin d'ajuster la quantité d'automodulation de phase. La figure II.29 présente les spectres obtenus pour différentes intégrales B ainsi que les profils temporels obtenus après compression. L'énergie en sortie du système dépend fortement de la largeur spectrale de l'impulsion (lorsque le spectre est plus large que la bande de gain). Les résultats vont de 70 μJ pour 6.4 rad d'intégrale B à 15 μJ pour 41 rad.

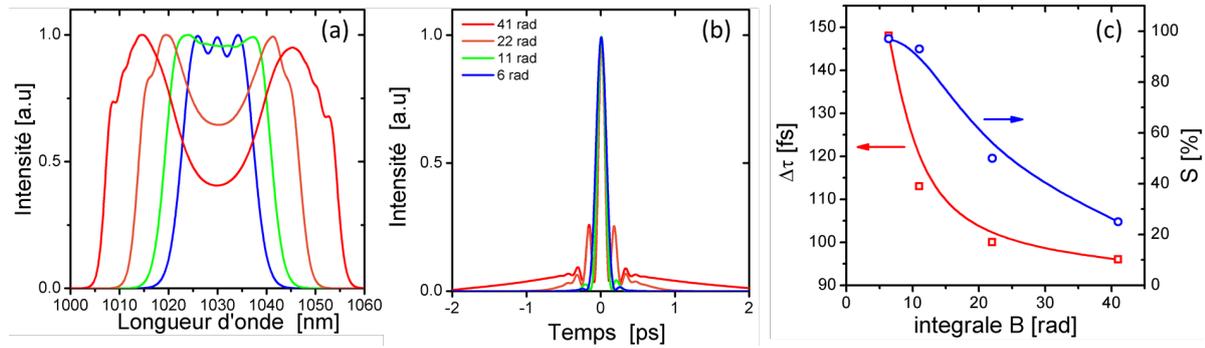


FIGURE II.29: Évolution du profil spectral (a), du profil temporel (b) d'une impulsion en sortie d'amplificateur pour différentes valeurs d'intégrale B - Les valeurs des durées temporelles et de la qualité de compression sont tracées en fonction de l'intégrale B (c).

Les spectres évoluent de 16 nm à 51 nm pour des intégrales B comprises entre 6 et 41 rad respectivement. Les profils temporels laissent apparaître des pieds pour $B > 11$ rad. Pour une intégrale B de 22 radians, le spectre a une largeur à mi-hauteur de 36 nm, et permet d'obtenir des impulsions d'une durée proche de 100 fs. Cependant bien que la durée en limite de Fourier soit de 80 fs, la qualité de compression obtenue est seulement de $S = 50\%$.

La diminution de la qualité de compression n'est pas seulement liée à l'augmentation des non-linéarités, mais également lié à la bande de gain. Lorsque la largeur spectrale de l'impulsion sort de la bande de gain (on peut prendre par exemple comme critère $\Delta\lambda_{pulse} > \Delta\lambda_{gain}$ à $1/e^2$), on observe une dégradation du profil spectral, avec l'apparition d'une forme "de batman" (forme présentée dans la section 2.3.2, dont la raideur des bords dépend plus ou moins de la forme du gain spectral) et une dégradation du profil temporel durant l'amplification.

Afin de mettre en évidence l'effet de la bande de gain sur la qualité temporelle de l'impulsion amplifiée, nous prenons comme exemple une forme de gain spectral parabolique. Cette forme a été choisie car elle permet de mieux visualiser cet effet (les bords du spectre de gain sont beaucoup plus raides que ceux d'une lorentzienne). Le tableau II.8 présente les résultats obtenus pour différentes bandes de gains.

Le premier cas présenté correspond à notre cas de référence précédemment présenté. Bien que la largeur à mi-hauteur du gain spectral soit de seulement 8 nm, la forme lorentzienne du spectre permet l'amplification de composantes spectrales sur une bande spectrale plus large que 8 nm. Pour cette étude, on prends comme critère la largeur spectrale à $1/e^2$ qui est plus pertinente.

Le cas n°2 représente une forme de gain parabolique de 10 nm de large (à $1/e^2$). On se place dans une configuration proche de notre cas de référence afin de générer des impulsions de même largeur spectrale pour un gain et des non-linéarités équivalentes. Le spectre finale est plus large que la bande de gain. Ceci se traduit par une dégradation de la qualité de compression avec une valeur de $S = 70\%$.

Dans le cas n°3, nous avons élargi la bande de gain à 40 nm et nous avons amplifié une impulsion en gardant le même facteur de gain. Puisque le spectre de gain est plus large, le spectre de l'impulsion l'est également. De plus on remarque que pour les mêmes non-linéarités que le cas précédent, il est possible d'obtenir une meilleure qualité de compression avec $S =$

cas	gain ($1/e^2$)	E (μJ)	$\Delta\lambda$ (nm)	$\Delta\tau / \Delta\tau_{TF}$ (fs)	P^c / P_{TF}^c (MW)	S (%)	B (rad)
nř1	lorentz 20 nm	57	24	112/111	458/490	93	15
nř2	parab 10 nm	57	22	131/114	307/440	70	20
nř3	parab 40 nm	57	30	94/93	563/578	97	18
nř4	parab 40 nm	390	55	70/56	3500/6150	57	64
nř5	parab 260 nm	390	62	50/49	6570/7500	88	52

TABLE II.8: Effet de la bande de gain limitée dans les ARNLs

97%.

Dans le cas nř4, nous avons gardé un spectre de gain de 40 nm, mais augmenté le gain total de l'amplification (en conservant les tailles de faisceaux identiques) afin d'augmenter les non-linéarités. On fixe arbitrairement le gain pour atteindre une énergie proche de 400 μJ . L'intégrale B atteint une valeur de 64 radians, et le spectre de l'impulsion est plus large que la bande de gain. Ces deux effets cumulés entraîne une mauvaise qualité de compression avec un facteur $S = 57\%$.

Pour terminer, le cas nř5 représente un cas où l'intégrale B est élevée, mais le spectre finale plus petit que la bande de gain. Pour cela un spectre de gain de 260 nm est modélisé. En sortie, bien que les non-linéarités soient proche de 52 radians, on est capable de comprimer l'impulsion avec un facteur $S = 88\%$.

Expérimentalement, les spectres de gain des matériaux ressemblent plutôt à une forme lorentzienne que parabolique. L'effet de la bande de gain est alors moins important (cas nř1), mais néanmoins présent. Nous avons modélisé deux cas qui se rapprochent des milieux à gain utilisés dans nos expériences : l'Yb:YAG et l'Yb:KYW. Le premier cas représente un spectre de gain lorentzien de 8 nm, et le second un gain lorentzien de 3 nm. Ces deux cas représentent respectivement l'Yb:KYW et l'Yb:YAG. Nous nous sommes placés dans un cas où le gain total de l'amplificateur est de plus de 50 dB, pour une impulsion injectée de 120 pJ avec un spectre de 13 nm. La dispersion initiale aux alentours de $-0.3 ps^2$.

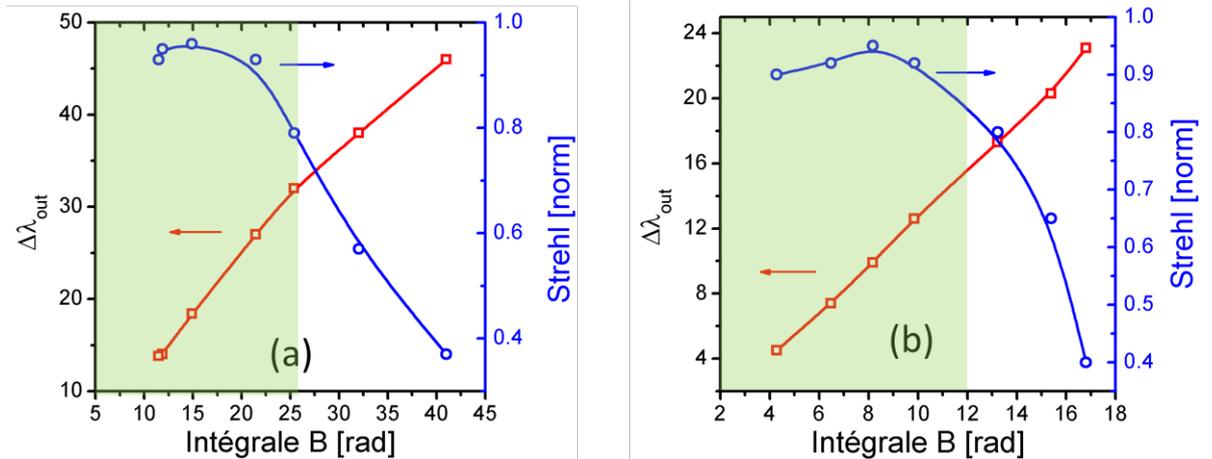


FIGURE II.30: Estimation de la largeur spectrale de l'impulsion après amplification non-linéaire et du rapport de Strehl temporel en fonction de l'intégrale B pour des bandes spectrales de gain de 8 nm lorentzienne (a) et 3 nm lorentzienne (b)

La qualité de compression en fonction de l'intégrale B présentée sur la figure II.30 pour ces 2 cas évolue avec une tendance identique. Comme décrit dans le paragraphe précédent, la dégradation de la compression est associée à un spectre de sortie plus large que la bande de gain. Plus la bande de gain est large, plus on peut augmenter les non-linéarités et élargir le spectre de sortie sans dégradations. Ceci est illustré avec la figure II.30(a) qui permet d'obtenir une qualité de compression de $S = 80\%$ pour une intégrale B d'environ 25 radians contre seulement

12 radians dans le cas d'un spectre de gain de largeur 3 nm.

2.3.4 Limitation de l'architecture

La largeur de gain n'est pas l'un des seuls facteurs limitants des ARNLs. Ce paragraphe présente les limites propres à l'architecture. Exploiter des non-linéarités durant l'amplification limite la plage de fonctionnement de notre architecture à une certaine gamme de paramètres. Dans un amplificateur régénératif, changer la cadence au moyen de la cellule de Pockels, permet de jouer sur l'énergie de sortie. Lorsque l'on réduit la cadence, l'énergie augmente ainsi que les ENLs, ce qui a pour conséquence d'augmenter la largeur spectrale, et de réduire la durée de l'impulsion après compression. Au contraire, lorsque l'on augmente la cadence, on réduit l'énergie par impulsion et le phénomène inverse se produit : les ENLs diminuent et le spectre est moins élargi, rendant la durée des impulsions après compression plus longues. La durée des impulsions en sortie d'ampli n'est donc pas constante en fonction de la cadence (ou énergie). Ceci sera illustré dans les parties expérimentales 2.4, 2.5 et 2.6.

D'autre part, plus la cadence est faible, plus on atteint rapidement la saturation de l'énergie, ce qui a pour conséquence de réduire le nombre d'allers-retours de l'impulsion dans la cavité. Contrairement aux amplificateurs régénératifs en régime CPA où il est possible de jouer sur le temps de création afin d'éviter des régimes tels que la bifurcation ou le régime chaotique ([Dörring 04], [Grishin 09]), le régime non-linéaire à précompensation de dispersion dépend de la dispersion durant amplification. Ainsi, si l'on réduit le temps de création, il en résulte une réduction de la dispersion totale introduite par l'amplificateur, entraînant une mauvaise compensation du chirp initial de l'impulsion lorsque l'étireur n'est pas ajustable (comme pour un CFBG typiquement).

En fin d'amplification, la puissance crête de l'impulsion est très élevée (plusieurs dizaines de MW jusqu'à la centaine de MW !) ce qui peut générer une lentille de Kerr, modifiant la stabilité de la cavité pouvant entraîner une dégradation du profil spatial voire dans un endommagement des optiques. Cette lentille non-linéaire ne peut être compensée car elle est dépendante de l'énergie de l'impulsion, elle évolue donc au cours de l'amplification. Néanmoins l'un des points forts de cette architecture est que les ENLs sont générés petit à petit à chaque aller-retour, ainsi la cavité agit comme un filtre spatial permanent, permettant de conserver dans une certaine mesure une bonne qualité de faisceau.

2.3.5 Conclusion

Les simulations nous ont permis de comparer et mettre en évidence les différences entre les amplificateurs non-linéaires à dispersion nulle et les amplificateurs non-linéaires à précompensation de dispersion. Nous avons montré que ces derniers permettaient d'obtenir de meilleurs résultats en terme de durée d'impulsion et surtout en terme de qualité de compression. L'ajustement du chirp initial est crucial pour l'obtention des spectres les plus larges. Nous avons vu que la qualité de compression dépend de l'intégrale B mais également de la forme et largeur spectral de gain du milieu amplificateur. Ainsi, si l'on connaît la répartition spectrale de gain d'un matériau, il est possible de remonter à la largeur spectrale maximale accessible sans dégradation du profil temporel après compression. Pour les matériaux standards, l'effet du rétrécissement spectral par le gain permet de générer des spectres identiques, peu importe la largeur spectrale initiale ¹, ce qui montre qu'il n'est pas nécessaire de développer des oscilla-

1. Les test ont été effectués pour des oscillateurs plus ou moins typique d'Amplitude-Systèmes, c'est à dire pour des spectre de 7 nm à 20 nm

teurs à spectres larges pour les amplificateurs régénératifs non-linéaires à précompensation de dispersion. On peut ainsi estimer la largeur du spectre final en fonction de l'intégrale B (pour un spectre de gain défini). Plus le spectre de gain sera large, plus il sera possible d'obtenir des impulsions courtes.

Dans la partie suivante nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus avec cette technique, dans des amplificateurs régénératifs à base de 3 différents matériaux :

- L'Yb :KYW, cristal permettant des impulsions initiales relativement courtes.
- L'Yb :CALGO, pour aller vers des impulsions encore plus courtes et démontrer le potentiel de ce régime non-linéaire.
- L'Yb :YAG, afin de tester de générer des impulsions courtes sur un système de forte puissance moyenne.

2.4 Cas de l'amplificateur à base d'Yb :KYW

Nous avons vu que la technique d'amplification non-linéaire à précompensation de dispersion permet d'obtenir des élargissements spectraux compatibles avec la génération d'impulsions bien plus courtes qu'en régime CPA, tout en conservant une bonne qualité temporelle et spatiale. Dans cette partie nous appliquerons cette architecture à des cristaux Yb : KYW, généralement utilisés pour la génération d'impulsion de durée proche de 350 fs dans les systèmes industriels notamment.

2.4.1 Dispositif expérimental pour la génération d'impulsions sub 150fs

Le cristal utilisé est un cristal commercial d'Yb :KYW de 250 μm d'épaisseur, dopé à 7% et traité anti-réflexion pour la pompe et pour le signal (AR 980 nm / 1030 nm). Il est utilisé en configuration de miroir actif. On représente la cavité régénératrice sur la figure II.31. Le cristal est pompé par une diode non polarisée, multimode et stabilisée en longueur d'onde. Sa puissance optique est de 17 W. La diode laser est ensuite couplée dans une fibre de 400 μm de diamètre dont la sortie est imagée avec un grandissement de 1 sur le cristal.

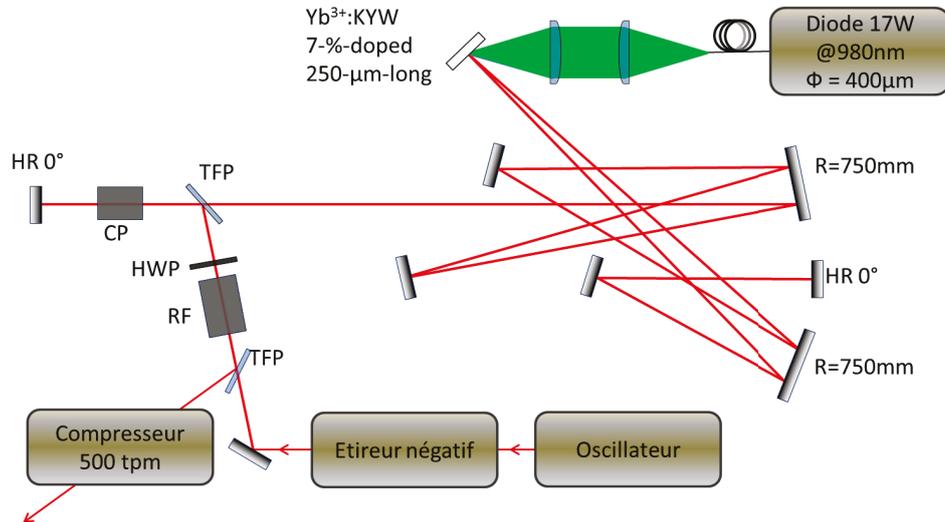


FIGURE II.31: Dispositif expérimental de la cavité régénératrice utilisée. HR :miroir haute réflectivité, CP : cellule de Pockels, TFP : polariseur à film mince (thin film polarizer), HWP : lame demi-onde (half wave plate), RF : rotateur de Faraday. Longueur de la cavité : 3 m

Une cellule de Pockels composée d'un cristal de BBO traité pour opérer à des longueurs d'onde proches de 1 μm ainsi que deux polariseurs à films minces sont utilisés pour la porte optique. Un compresseur à réseau de 500 traits/mm est utilisé afin de recomprimer les impulsions en sortie d'amplificateur.

2.4.2 Résultats expérimentaux

Régime continu et déclenché (Q-switch)

Le cristal de BBO est orienté de façon à optimiser la puissance en sortie de la cavité en régime continu. Pour une puissance de pompe de 17 W, 2.8 W sont obtenus en sortie de cavité laser (figure II.32). L'efficacité optique-optique mesurée est de 16% et la pente est d'environ 30%.

La figure II.32 (b) représente le spectre obtenu en régime déclenché. Il est centré à 1025 nm et a une largeur spectrale de 3.5 nm. Le spectre en régime déclenché nous donne une information sur le spectre à injecter. Ici, dans l'idéal, un oscillateur centré à 1025 nm serait le meilleur choix afin d'éviter de perdre des composantes spectrales que la bande de gain du cristal

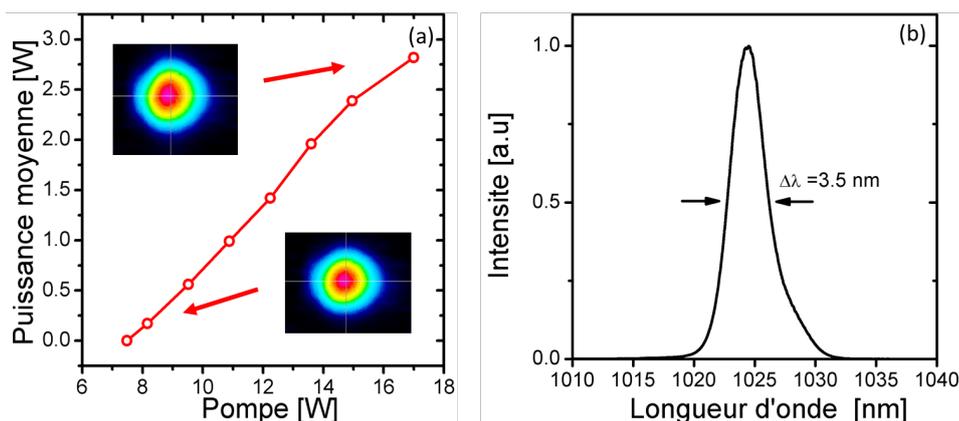


FIGURE II.32: Puissance obtenue en fonction de la puissance de pompe en régime continu dans la cavité régénératrice Yb :KYW (a) - Spectre en régime déclenché (b). Insert : Profils spatiaux pour 250mW et 2.8W de puissance laser

n'amplifie pas efficacement. Cependant, en pratique, nous n'avons pas d'oscillateur centré à cette longueur d'onde spécifique.

Régime d'amplification à dérive de fréquence

L'oscillateur utilisé pour produire des impulsions femtoseconde est un oscillateur fibré, générant des impulsions centrées à 1030 nm, d'une largeur spectrale de 10 nm à un taux de répétition d'environ 40 MHz. La puissance moyenne délivrée par l'oscillateur est de quelques milliwatts. Afin d'éviter tout retour dans l'oscillateur qui risquerait de l'endommager, un isolateur optique est placé en sortie de celui-ci.

Dans la configuration d'amplification à dérive de fréquence (amplificateur linéaire classique), les impulsions injectées dans l'amplificateur sont étirées avec une dispersion positive autour de 4 ps afin d'éviter toutes non-linéarités. Les impulsions font environ 90 allers-retours dans la cavité (correspondant à un temps de création de $1.8 \mu s$). La figure II.33 montre les résultats obtenus. On obtient en sortie d'amplificateur des impulsions de durées atteignant typiquement 370-400 fs pour des spectres de largeur à mi-hauteur de 7 nm. Cette largeur spectrale en sortie est difficilement améliorable car limitée par le rétrécissement spectral par le gain de l'Yb :KYW. Pour des facteurs d'amplification de l'ordre de 50 dB (gain typique dans les amplificateurs régénératifs), augmenter la largeur spectrale de l'oscillateur reste donc d'une utilité très limitée à cause du très fort rétrécissement spectral par le gain ¹.

Régime d'amplification non-linéaire

Afin de diminuer la durée d'impulsions, nous nous sommes placés dans la configuration d'amplification non-linéaire à précompensation de dispersion. Dans cette configuration, les impulsions sortant de l'oscillateur sont étirées négativement au moyen d'un étireur fibré (CFBG), générant des impulsions de 3 ps dont le chirp est négatif. Cette quantité est choisie de façon à compenser la dispersion positive que va accumuler l'impulsion dans l'amplificateur après 90 allers retours. La valeur de dispersion introduite par l'étireur est de $-0.2 ps^2$.

En sortie d'amplificateur et après compression, pour une puissance de pompe maximale (17 W), on obtient les résultats présentés sur la figure II.34. Les résultats présentés sont ceux pour différentes cadences entre 200 kHz (limitée par la cellule de Pockels) et 50 kHz (limitée pour éviter trop d'effets non-linéaires et le risque d'endommager les cristaux). L'énergie évolue entre $10 \mu J$ (200 kHz) et $32 \mu J$ (50 kHz). Lorsque l'énergie augmente, les non-linéarités augmentent également, ce qui génère un fort élargissement spectral, identifiable par les modulations dans

1. Augmenter la largeur spectrale de l'oscillateur est cependant utile dans le cas de matériaux à larges bandes de gain comme l'Yb :CaF₂ ou l'Yb :CALGO

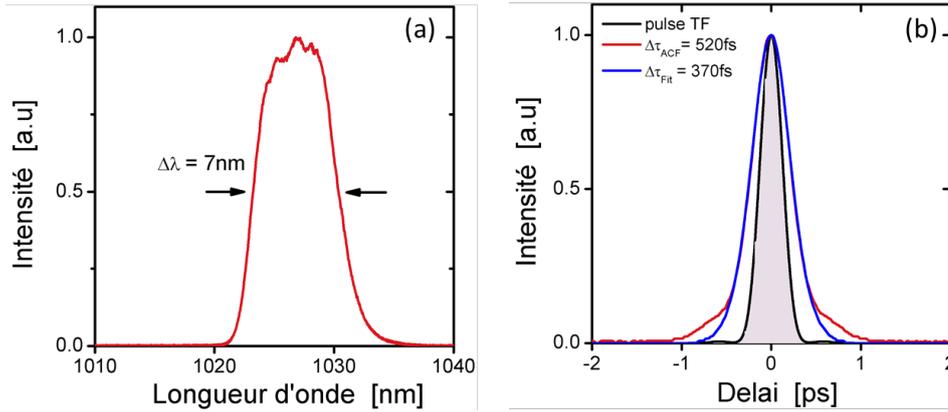


FIGURE II.33: Spectre (a) en sortie d'amplificateur régénératif Yb :KYW en régime d'amplification à dérive de fréquence et trace d'autocorrelation correspondante (b), à une cadence de 100 kHz pour une énergie de 20 μJ

le spectre. Ainsi, les largeurs spectrales générées vont de 8 nm (200 kHz) à 14 nm (50 kHz) à mi-hauteur.

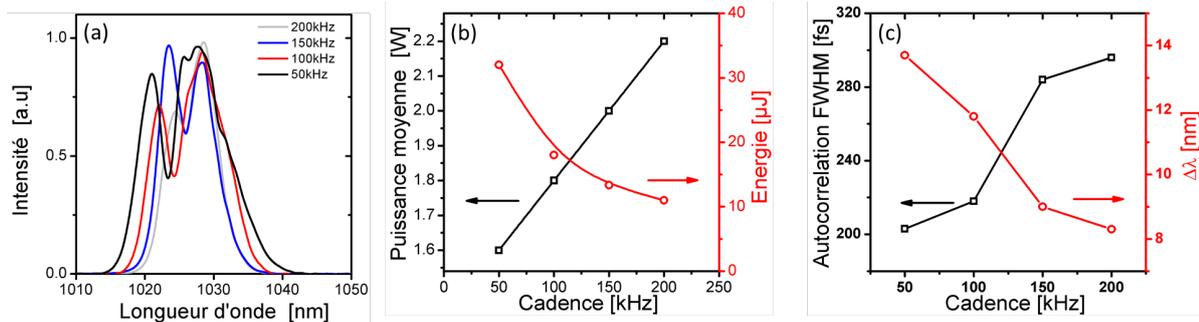


FIGURE II.34: Spectres (a), Énergie et Puissance (b), et Durée d'impulsions (c) après compression pour différentes cadences de 200 kHz à 50 kHz dans l'amplificateur Yb :KYW

Après compression, les autocorrélations mesurées sont comprises entre 200 fs pour la plus courte, et 290 fs pour la plus faible énergie (200 kHz, 10 μJ). Ces résultats sont présentés sur la figure II.34(c).

Une mesure spectrale en fonction du nombre d'allers-retours dans la cavité est présentée figure II.36 afin d'observer l'effet d'élargissement spectral durant l'amplification.

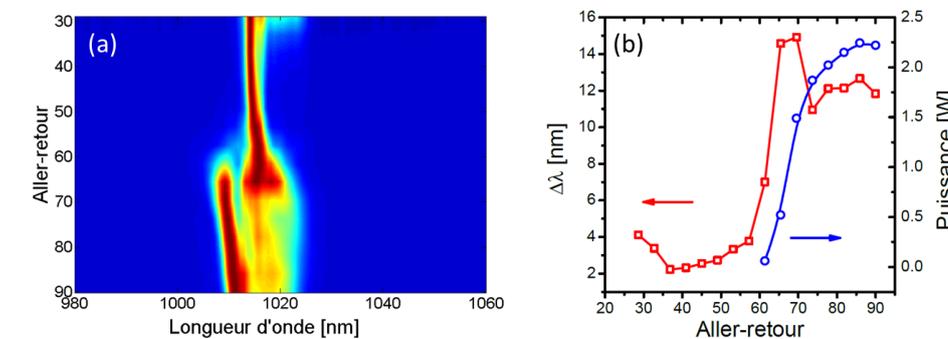


FIGURE II.35: (Évolution expérimentale du spectre au cours de l'amplification (a) - Largeur spectrale (rouge) et puissance moyenne (bleu) au cours de l'amplification (b)

La mesure spectrale a pu être effectuée seulement après une trentaine d'allers-retours dans la cavité. Avant, la puissance en sortie est trop faible pour être détectée par notre spectromètre.

Nous injectons 120 pJ pour un taux de répétition de 40 MHz dans la cavité amplificatrice, mais la cellule de Pockels vient moduler à une cadence de 50 kHz, correspondant à une puissance injectée de 6 μW . Après 30 allers-retours, la puissance est d'environ 400 μW , ce qui commence à être mesurable. Les tous premiers allers-retours présentés (30^{ème} sur la figure II.36(a)) laissent entrevoir la fin du phénomène de rétrécissement spectral par le gain, car la largeur à mi-hauteur est proche de celle mesurée en régime CPA. Du 30^{ème} au 40^{ème} aller-retour, le spectre en sortie est proche de 2-3 nm, correspondant à la phase de compression spectrale. Entre 60 et 70 allers-retours, la largeur spectrale passe de 4 nm à 12 nm. Durant les 20 derniers allers-retours, il semblerait que le spectre ne s'élargisse plus. La saturation du gain entraîne une faible évolution de l'énergie dans les derniers allers-retours. Ceci, combiné à une impulsion étirée, entraîne une diminution de la puissance crête, réduisant ainsi l'élargissement spectre.

En sortie de système, les meilleurs résultats ont été obtenus à 50 kHz. Le spectre généré a une largeur à mi-hauteur de 14 nm, pour une durée après compression de 146 fs (ajustement $sech^2$). Le produit durée bande spectral (TPB pour Time Bandwidth Product) pour ces impulsions est de 0.5 traduisant le fait que l'hypothèse d'une $sech^2$ n'est pas l'idéal. Les simulations effectuées sont présentées sur la figure II.37 et sont assez proches des résultats expérimentaux. La durée de la trace d'autocorrelation est de 212 fs, tout comme celle obtenue par simulation. On peut ainsi estimer la forme temporelle de l'impulsion et remonter au facteur de déconvolution. La simulation donne une durée temporelle de 156 fs pour un facteur de déconvolution de 1.36. La qualité de compression est estimée à l'aide de la simulation à $S = 95\%$ traduisant une excellente compression temporelle. Les différents paramètres utilisés pour la simulation sont les mêmes que les paramètres expérimentaux présentés plus haut. Bien que la durée donnée par la simulation soit légèrement supérieure à celle donnée par l'ajustement $sech^2$, ce dernier donne une approximation relativement correcte et comparable à la littérature.

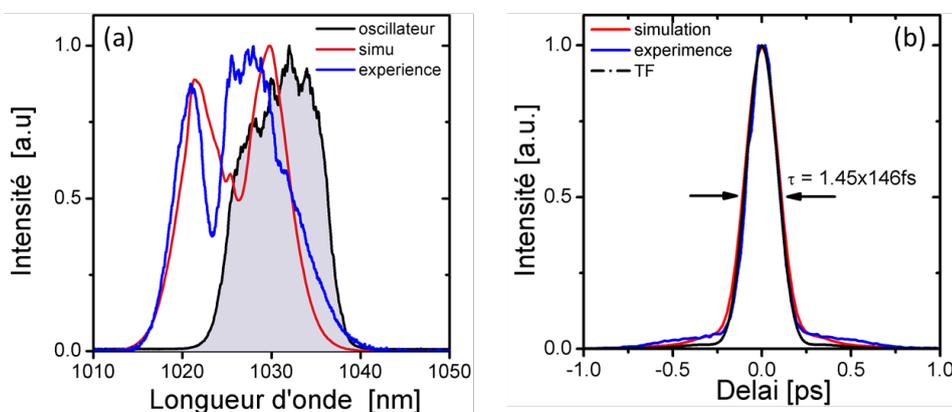


FIGURE II.36: Spectres (a) de l'oscillateur (noir), sortie d'amplificateur (bleu) et simulation (rouge) - Traces d'autocorrelations (b) des spectres de sortie (bleu), simulé (rouge) et d'impulsion limitée par transformée de Fourier (noir)

Lorsque l'on compare la largeur spectrale expérimentale à notre simulation au cours de l'amplification, on remarque que l'évolution spectrale mesurée augmente à partir du 60^{ème} aller-retour dans la cavité, et stagne du 70^{ème} au 90^{ème} alors que dans la simulation, elle augmente à partir du 80^{ème} et termine au 90^{ème}. Il faut rappeler que la simulation ne permet pas de prendre en compte la saturation du gain, observé expérimentalement (courbe bleue). La saturation a pour effet de ne plus faire évoluer l'énergie. Une énergie relativement constante combinée à une durée temporelle qui s'allonge à cause de la dispersion entraîne une réduction de la puissance crête et donc une diminution de l'élargissement spectral. Malgré cela, les simulations permettent de mettre à jour des résultats expérimentaux assez similaires : le spectre final est de l'ordre de 14 nm.

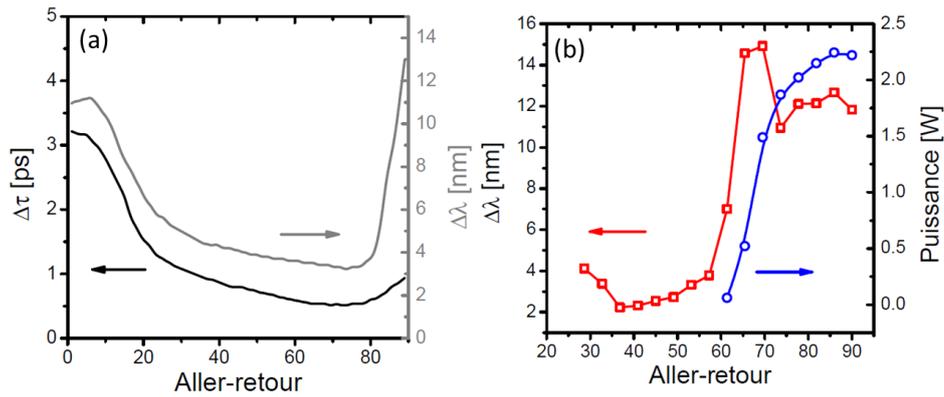


FIGURE II.37: (a) Simulations de l'évolution de la largeur spectre (noir) et de la durée d'impulsion (gris) au cours de l'amplification - (b) Largeur spectrale (rouge) et puissance moyenne (bleu) expérimentales au cours de l'amplification

La quantité d'intégrale B, présentée sur la figure II.38 est de l'ordre de 7 radians, et provient majoritairement du BBO (3-4 fois plus élevée que celle acquise dans le cristal de KYW). Dans le cas du BBO et de l'Yb :KYW, les indices non-linéaires sont très similaires ($n_2 = 6e - 20$ [m^2/W] pour le BBO et $n_2 = 8.7e - 20$ [m^2/W] pour l'Yb :KYW), mais la longueur du BBO est 40 fois plus élevée. Si l'on souhaite augmenter ou réduire de façon importante les effets non-linéaires, il est donc important de connaître précisément la taille de mode dans la cellule de Pockels.

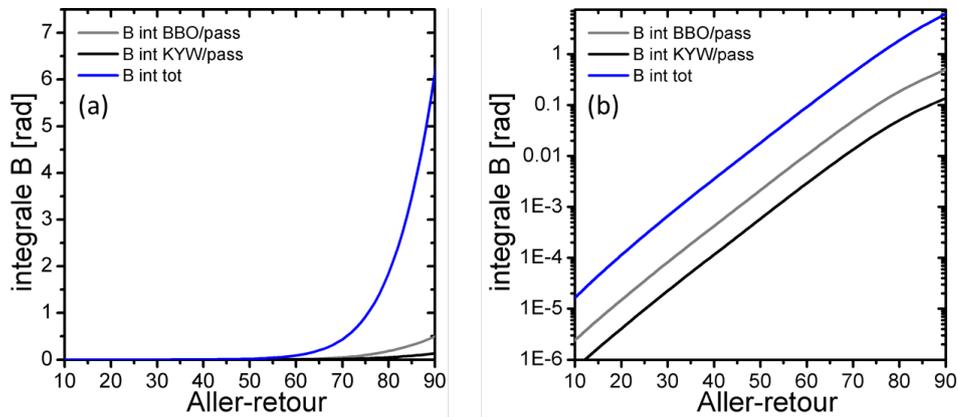


FIGURE II.38: Évolution de l'intégrale B dans le BBO (gris), l'Yb :KYW (noir) par passage et intégrée (bleu) en échelle linéaire (a) et logarithmique (b)

Couplage spatio-temporel

Une étude a été réalisée sur l'influence des non-linéarités pour évaluer une éventuelle dépendance spatiale du spectre des impulsions en sortie d'amplificateur. Pour cela nous avons placé une fente d'ouverture réglable en sortie du laser, et placé un spectromètre derrière. Pour les mesures nous avons ouvert la fente sur une largeur de $200 \mu m$. Nous l'avons déplacé par pas de $200 \mu m$ le long de l'axe horizontal du faisceau. La figure II.39(a) représente l'évolution spectrale pour chaque position de la fente le long de l'axe horizontal du faisceau. On note que le profil spectral est relativement uniforme le long du faisceau ce qui laisse entendre que le faisceau ne présente pas de chirp spatial. Le profil spatial en sortie d'amplificateur est également propre (figure II.39(b)) et monomode avec une caustique sans dégradation et un M^2 de 1.15-1.17 suivant les deux directions.

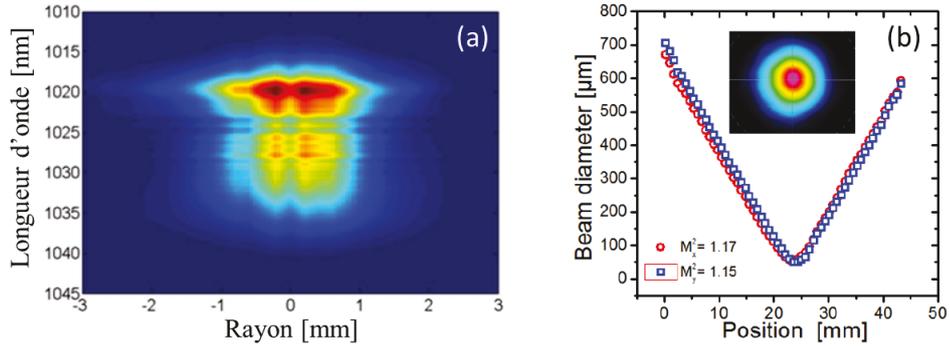


FIGURE II.39: (a) Répartition spatiale du spectre dans la coupe transverse du faisceau en sortie d'amplificateur. Mesures faites sur 44 points extrapolés à 256 - (b) Caustique du faisceau en sortie d'amplificateur à 50 kHz. Insert : Champ lointain.

2.4.3 Conclusion et perspectives

Cette expérience a démontré une technique permettant de générer des durées d'impulsions 2 fois plus courtes que dans les amplificateurs régénératifs Yb :KYW CPA standards. Les paramètres clés pour le contrôle et l'optimisation de la durée d'impulsions sont la gestion de la dispersion et des effets non-linéaires avant et durant l'amplification. Avec ce système expérimental, des impulsions de $32 \mu J$, 156 fs ont été obtenues permettant des puissances crêtes de 196 MW pour un gain de 50 dB [Pouysegur 14]. Nous avons également démontré l'excellente qualité temporelle avec une qualité de compression de $S = 95\%$ malgré une intégrale B de 2π radians.

Étude théorique des limites du système

Les résultats présentés dans cette section ne sont pas toujours des systèmes poussés au maximum des performances possibles (au regard de la théorie), mais plutôt des preuves de principe qui sont néanmoins absolument exploitables et viables industriellement. On peut se demander s'il est possible d'obtenir des impulsions encore plus courtes avec cette architecture utilisant un cristal d'Yb :KYW. Les simulations tendent à dire qu'il est possible de pousser ces architectures afin d'atteindre des durées proches de 100 fs pour des énergies plus élevées, typiquement plusieurs centaines de μJ . Dans le cas de l'amplificateur régénératif Yb : KYW, il serait possible en théorie d'atteindre $250 \mu J$ pour des modes de 0.6 mm de diamètre dans le cristal et 2 mm dans la cellule de Pockels, permettant de générer des spectres de 22 nm . L'intégral B de 7 radians est similaire à précédemment, mais l'énergie étant plus élevée, la puissance crête estimée est de 230 MW . En sortie d'amplificateur, il serait alors possible d'obtenir des impulsions de 107 fs avec un rapport de Strehl théorique de 0.95 pour une énergie de $250 \mu J$.

Augmenter l'énergie tout en ajustant les paramètres de l'amplificateur afin de conserver des durées de l'ordre de 100 fs entraînerait une dégradation du profil temporel avec une augmentation significative de l'énergie dans les pieds de l'impulsion. Pour des énergies de $400 \mu J$, des puissances crêtes de 350 MW seraient atteintes, et le rapport de Strehl chuterait à 0.74 .

Comme cette expérience a été développée pour une certaine application dans le cadre d'une collaboration, nous n'avons pas pris l'initiative de pousser les performances du système et de risquer de l'endommager.

Bien que la compression des impulsions semble similaire au cas démontré expérimentalement, la forte puissance crête durant l'amplification peut présenter une véritable limitation quant à la lentille de Kerr et l'autofocalisation. Il est difficile de prédire l'impact de cette puissance crête sur la dégradation spatiale du faisceau en sortie. Dans les expériences utilisant l'Yb :KYW, les non-linéarités sont principalement induites dans la cellule de Pockels, plutôt que dans le milieu à gain. Ainsi, il faut principalement augmenter la taille de mode dans la

Pockels pour modifier fortement les effets non-linéaires.

On comprend bien que plus la puissance crête augmente plus on cherche à grossir les modes. Cependant ceci influence la dynamique d'élargissement spectral. On note également que plus les modes sont gros, plus ils sont sensibles à une lentille de Kerr et risque de rendre la cavité instable.

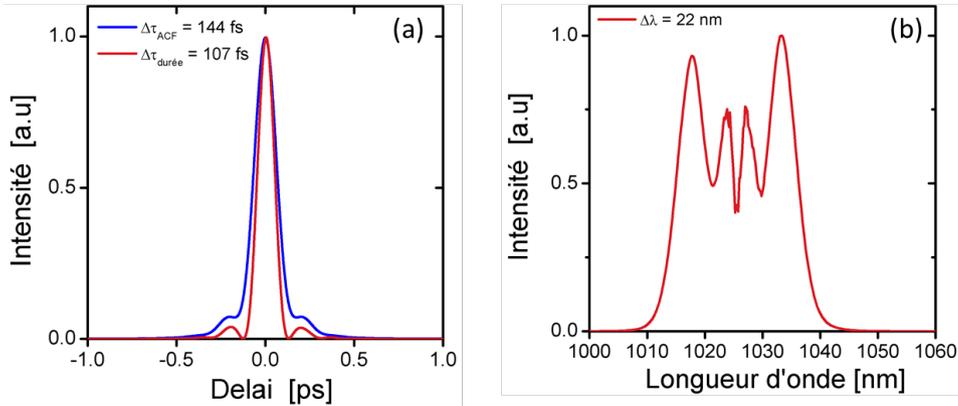


FIGURE II.40: Simulations de l'autocorrelation et de la trace temporelle après compression (a) ainsi que le spectre (b) correspondant pour des impulsions de $250 \mu J$ en sortie d'un ARNL à précompensation de dispersion utilisant un cristal d'Yb :KYW.

Pour conclure, nous avons démontrés la génération d'impulsion de 150 fs pour quelques dizaines de μJ . L'utilisation d'un amplificateur régénératif en régime non-linéaire à précompensation de dispersion permet une excellent qualité de compression, tout en conservant des profils temporels sans piédestaux. Dans cette architecture, atteindre des durées proches de 100 fs semble la limite, principalement à cause d'effets spatiaux liés à la forte puissance crête lorsque l'énergie des impulsions est de quelques centaines de μJ . Afin de générer des impulsions plus courtes, l'un des candidats intéressants semble être l'Yb :CALGO, qui permet grâce à une plus importante bande de gain de générer des spectres plus larges. Ceci est présenté dans la section suivante.

2.5 Cas de l'amplificateur à base d'Yb :CALGO

2.5.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental présenté sur la figure II.41, consiste en un oscillateur, un étireur à dispersion négative, un amplificateur régénératif avec un cristal d'Yb : CALGO et un compresseur à réseau. L'oscillateur délivre un train d'impulsions de 165 fs pour un spectre de 15 nm à mi-hauteur centré à 1045 nm. Le taux de répétition est de 46 MHz pour une puissance moyenne de 8 à 10 mW. Avant d'injecter les impulsions dans l'amplificateur régénératif, ces dernières sont étirées avec une ligne à dispersion négative. Ce dernier est composé d'un étireur à réseau en transmission de 800 traits/mm et permet d'étirer les impulsions à une durée d'environ 20 ps. Une cellule de Pockels composée d'un cristal BBO de 20 mm de long combinée à des polariseurs est utilisée comme porte optique pour piéger les impulsions dans la cavité. Le milieu à gain est un cristal d'Yb :CALGO, de 4 mm de long traité AR sur les deux faces. Il est dopé à 5% et coupé sur l'axe \vec{a} . Il est pompé par une diode fibrée non polarisée, centrée à 980 nm délivrant une puissance maximale de 12 W. Le faisceau de pompe est imagé à l'aide de deux lentilles de 50 mm de focale dans un afocal de grandissement de 1. Afin de minimiser les aberrations sur le faisceau de pompe d'ouverture numérique $O.N = 0.22$, des triplets sont utilisés. En sortie, un compresseur à réseau en transmission de 500 traits/mm permet de comprimer les impulsions sortant de l'amplificateur avec une efficacité de 60%.

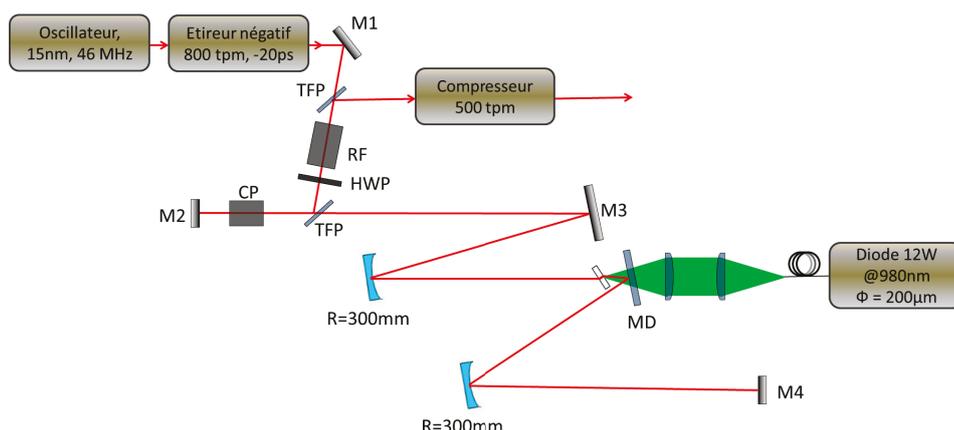


FIGURE II.41: Dispositif expérimental de la cavité régénératrice utilisée. HR : miroir haute réflectivité, CP : cellule de Pockels, TFP : polariseur à film mince (thin film polarizer), HWP : lame demi-onde (half wave plate), RF : rotateur de Faraday. Longueur de la cavité : 1.4 m

2.5.2 Résultats expérimentaux

Régime continu et Q-switch

En régime continu, lorsque la cellule de Pockels est ajustée pour minimiser les pertes, 3 W sont obtenus pour une efficacité optique-optique de 25%. En régime déclenché, 2.5 W sont obtenus à 80 kHz, et 1.1 W à 25 kHz. Tout comme pour l'ampli Yb :KYW, l'électronique et la cellule de Pockels, ne permettent pas d'aller au-delà de 80 kHz. Le temps de création d'impulsions est proche de $1.2 \mu s$, correspondant à un nombre d'allers-retours dans la cavité d'environ 130. Il est possible de mesurer le gain par passage grâce à une mesure temporelle de l'impulsion obtenue en régime déclenché. Pour cela on fixe la porte temporelle de piégeage volontairement trop longue par rapport à l'optimal d'extraction de l'impulsion. L'impulsion s'amplifie jusqu'à ce que le gain devienne inférieur aux pertes, puis son énergie décroît jusqu'à totale extinction. Au moyen d'une photodiode mesurant une fuite après l'un des miroirs de la cavité, on peut mesurer le profil temporel de l'impulsion ns générée dans la cavité. En mesurant le temps de descente, on remonte aux pertes (puisque'il n'y a plus de gain dans cette phase). Et en mesurant

le temps de montée, on peut remonter au gain effectif, connaissant déjà nos pertes. Le gain net mesuré dans notre amplificateur est de 1.09 par passage. C'est une valeur de gain relativement faible et il va falloir un grand nombre d'allers-retours dans la cavité pour extraire l'énergie. De plus, il y a une forte sensibilité aux pertes intracavités.

Le spectre en régime déclenché est centré autour de 1047 nm, pour une largeur spectrale de 10 nm. Dû au grand nombre d'allers-retours dans la cavité, la largeur spectral s'affine fortement à cause des pertes spectrales des composants, principalement celles du polariseur.

Régime d'amplification à dérive de fréquence

En régime d'amplification à dérive de fréquence, le spectre en sortie de l'amplificateur est drastiquement réduit par l'effet de rétrécissement spectral par le gain. La largeur mesurée à mi-hauteur est de 5.7 nm. Ceci conduit à des impulsions de durée plutôt longues, proche de 400 fs. La largeur spectrale de l'Yb :CALGO permet en pratique d'obtenir des impulsions bien plus courtes de l'ordre de 200-300 fs avec des largeurs spectrales proche de 9 nm [Caracciolo 13].

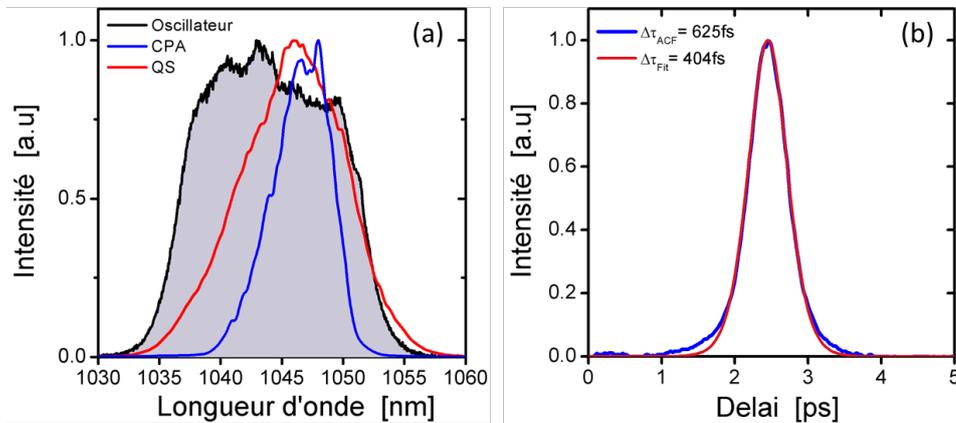


FIGURE II.42: Spectres (a) de l'oscillateur (noir), en régime déclanché (rouge) et en régime injecté en amplification à dérive de fréquence (bleu). Les largeurs spectrales à mi hauteur sont respectivement : 13 nm, 10 nm et 5.7 nm - Trace d'autocorrelation correspondante (b)

La bande de gain de l'Yb :CALGO est très dépendante de l'inversion de population car la ré-absorption est très élevée à cause du fort recouvrement des spectres d'absorption et d'émission du cristal. Il en résulte des spectres de gain différents du spectre d'émission. Caracciolo *et al.* [Caracciolo 13] ont démontré des impulsions de 200 fs dans des cristaux courts d'Yb :CALGO. Ils ont combiné un pompage sur l'axe cristallographique le plus absorbant afin d'utiliser des cristaux court et faiblement dopés. Ceci permet avec 100 W de pompe d'obtenir des inversions de populations de l'ordre de 40-50%. Dans notre cas, la longueur de cristal combinée à un dopage de 5 % et un pompage non polarisé sur les deux axes cristallographiques (\vec{a} et \vec{c}) du cristal, entraîne une inversion de population moyenne proche de seulement 15%. Il en résulte alors une plage spectrale disponible bien plus limitée, entraînant une augmentation de la durée d'impulsion en sortie d'amplificateur. Une autre hypothèse permettant d'expliquer ce fort rétrécissement spectral, est le fait que l'impulsion passe dans un étireur à réseau avant amplification. Si celui ci est mal aligné il peut en résulter un chirp spatial qui peut être filtré par la cavité régénératrice lors des différents allers-retours.

Régime d'amplification sans étireur

Nous avons par la suite directement injecté les impulsions (légèrement étirées positivement) pour tester le système en injection directe. Les impulsions ont alors une durée de 3 ps. On remarque nettement l'effet du rétrécissement par le gain, sur la figure II.44. Après propagation dans l'amplificateur, les impulsions ont une durée de 10-25 ps en fonction du nombre d'allers-retours (et du spectre de sortie). La dispersion de $0.48 \text{ ps}^2/\text{m}$ et $0.04 \text{ ps}^2/\text{m}$ de l' Yb :CALGO

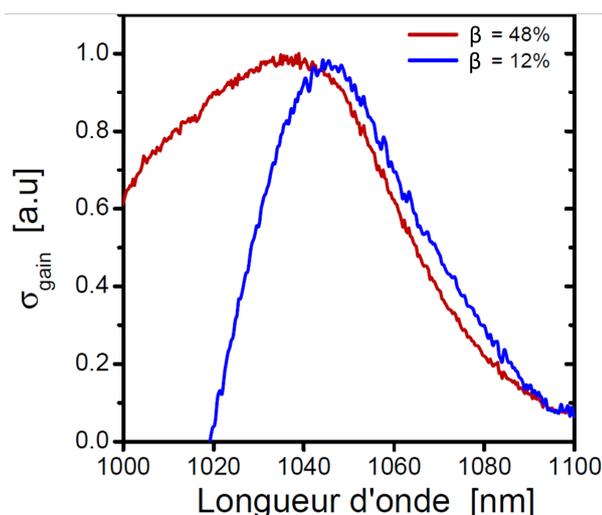


FIGURE II.43: Spectre de gain dans le cas d'une forte (rouge) et d'une faible (bleu) inversion de population

et du BBO induisent une dispersion positive d'environ 150 fs/nm par aller-retour. Dans le cas d'un temps de création de 1.2 μs (environ 130 allers-retours), la dispersion accumulée totale est de 0.69 ps^2 .

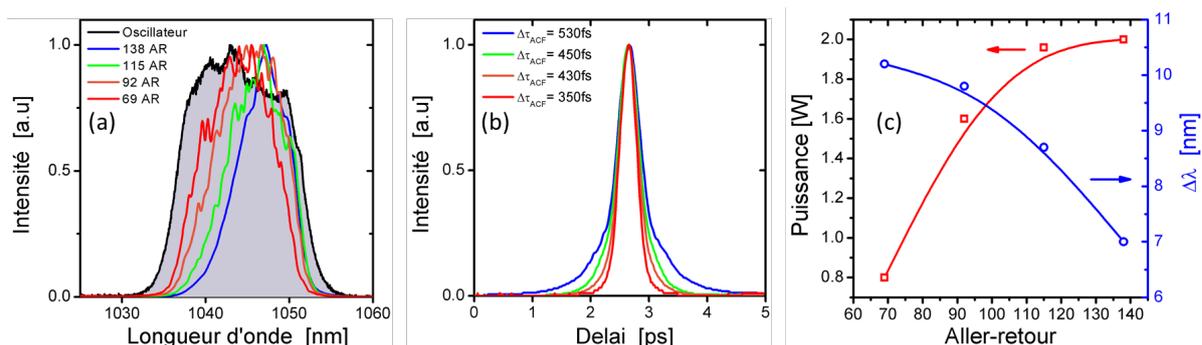


FIGURE II.44: Spectres (a), traces d'autocorrelation (b) et puissance (c) pour différents nombres d'allers-retours dans la cavité

Dans le cas nominal, avec 138 allers-retours, correspondant à 2 W en sortie d'amplificateur, l'autocorrélation montre de larges piédestaux, et est plus proche de la lorentzienne que de la gaussienne. À mi-hauteur, la largeur temporelle est proche de 250 fs, mais de par la forme du profil temporel, l'énergie n'est pas très localisée, et la puissance crête est relativement faible. Cette mauvaise compression est liée à une intégrale B proche de 4 radians, générant de la phase spectrale que l'on ne peut comprimer proprement. La durée limitée par transformée de Fourier est calculée à 210 fs. En réduisant le nombre d'allers-retours, proche de 115, l'énergie ne réduit pas énormément car le gain est encore proche de la saturation. La diminution du nombre d'allers-retours permet de réduire l'effet du rétrécissement spectral par le gain et d'avoir ainsi un spectre plus large, réduisant la durée après compression à 210 fs. Cependant, on observe encore des pieds assez forts. Réduire encore le nombre d'allers-retours jusqu'à 70 allers-retours permet de comprimer des impulsions proche de 220 fs avec un fit sech^2 dans le cas présent. Dans ce cas, la durée d'impulsion limitée par transformée de Fourier est de 192 fs. On peut estimer une qualité de compression de $S = 87\%$. Cependant la puissance en sortie n'est que de 0.5 W après compression.

Cette expérience a été faite pour démontrer l'influence des non-linéarités sur la qualité temporelle de l'impulsion après compression en régime de dispersion faiblement positive. À

mi-hauteur, la durée reste relativement courte, mais la puissance crête réduit très fortement à cause d'une répartition de l'énergie dans de longs pieds.

Régime d'amplification non-linéaire

En régime non-linéaire à précompensation de dispersion, on étire les impulsions à des durées proches de 20 ps avec une dispersion négative avant amplification. En pratique, la dispersion initiale des impulsions est ajustée *a posteriori*. On regarde le profil d'autocorrélation après compression afin de générer les impulsions les plus courtes et les plus propres possibles. Les durées d'impulsions les plus courtes ont été obtenues à une cadence de 50 kHz, pour une puissance après compression de 1.2 W, correspondant à une énergie par impulsion de 24 μJ . En sortie d'amplificateur, l'autocorrélation mesurée à mi-hauteur des impulsions est de 3 ps, et 141 fs après compression. La durée des impulsions et leur profil temporel est caractérisé par un SHG FROG (Second Harmonic Generation Frequency-Resolved Optical Gating). Le résultat est présenté figure II.45 et est en adéquation avec l'autocorrélation et le spectre mesurés indépendamment.

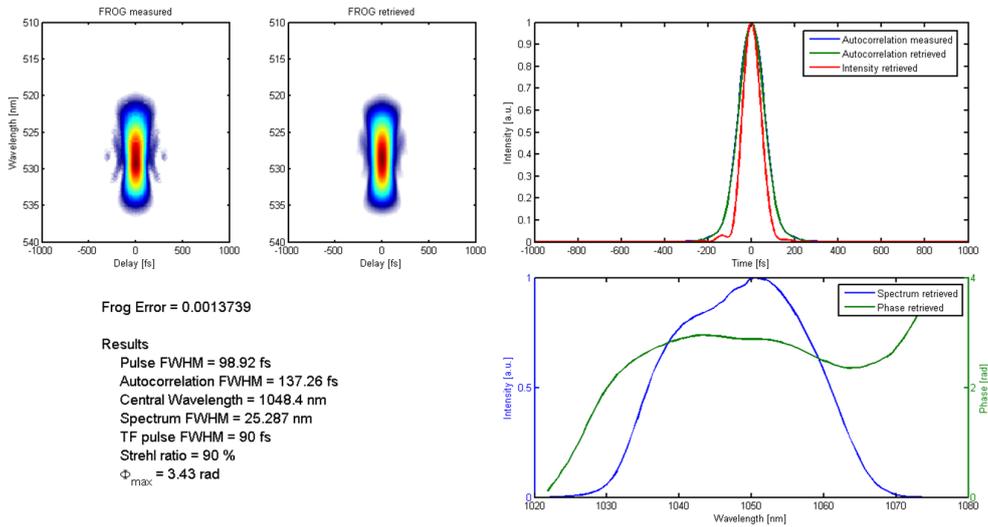


FIGURE II.45: Trace FROG obtenue pour des impulsions de 24 μJ après compression à 50 kHz, ainsi que le profil temporel et spectral de l'impulsion. Trace calculée sur une grille de 512x512 pour une erreur de 0.0014.

La durée d'impulsion retrouvée est de 99 fs à mi-hauteur. Une autocorrélation mesurée indépendamment donne également cette valeur. Le facteur de déconvolution calculé est de 1.38. La qualité temporelle de l'impulsion est relativement bonne avec de très légers piédestaux induits par une phase spectrale résiduelle non compensée. La largeur spectrale mesurée est de 25 nm à mi-hauteur correspondant à un TPB (time bandwidth product) de 0.66. La durée limitée par Fourier est de 90 fs, indiquant une très bonne qualité de compression de $S = 90\%$. L'intégrale B est estimée inférieure à 4 radians. L'efficacité de 60% du compresseur est limitée par les composants utilisés, mais peut être améliorée jusqu'à 80% d'efficacité globale. Différents spectres sont présentés sur la figure II.46. Le spectre en sortie d'amplificateur est bien plus large que le spectre initial. Certaines composantes spectrales sont atténuées voire coupées par les optiques du compresseur, principalement à cause des traitements optiques et du réseau qui sont centrés autour de 1030 nm. Ils ne sont pas aussi efficaces et uniformes jusqu'à 1070 nm.

Le profil spatial mesuré en sortie d'amplificateur est montré sur la figure II.47 et les M^2 mesurés sont inférieurs à 1.2. La cavité régénératrice agit bien comme un filtre spatial grâce à la

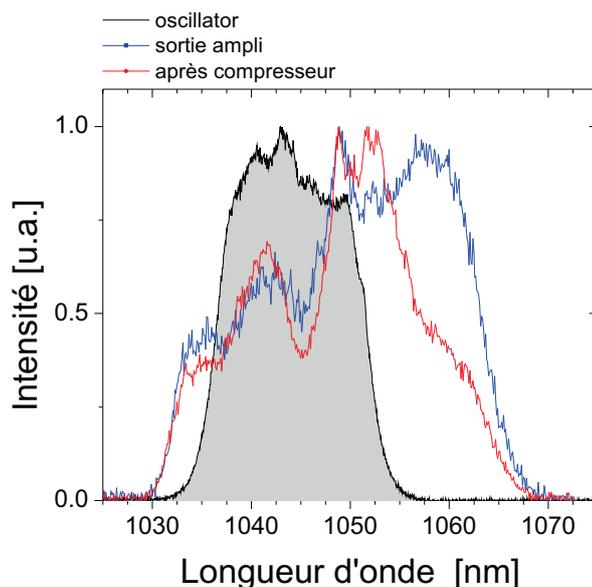


FIGURE II.46: Spectre en sorti d'amplificateur (bleu) et après compression (rouge)

condition de résonance favorisant le mode fondamental. Les effets modérés de couplage spatio-temporel induits par effet Kerr lors de chaque aller-retour dans la cavité sont ainsi réduits fortement. Ces effets ayant déjà été étudiés et caractérisés comme négligeables, nous n'avons pas refait ici l'étude. D'autant plus que le grand nombre d'allers-retours augmente l'effet de filtrage.

L'énergie a été mesurée pour différentes cadences, partant de 30 kHz jusqu'à 80 kHz. L'énergie par impulsion varie de $30 \mu J$ à $60 \mu J$ avant compression, soit entre $20 \mu J$ et $40 \mu J$ après compression. Ceci est illustré sur la figure II.47.

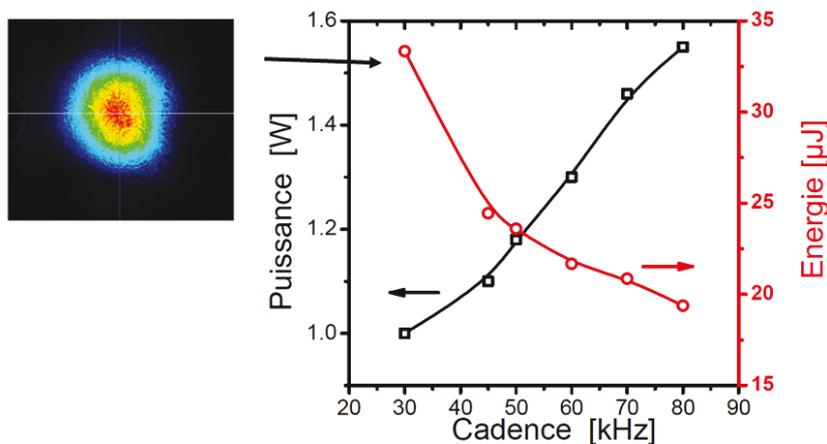


FIGURE II.47: Puissance (rouge) et énergie (bleu) en sorti d'amplificateur régénératif non-linéaire Yb:CALGO après compression.

La figure II.48 (a) montre l'influence de la dispersion initiale sur la compression des impulsions. Il est important de comprendre que l'ajustement de la dispersion introduite initialement est important afin d'obtenir les impulsions les plus propres possibles. Comme présenté dans le chapitre 2.3 sur les simulations numériques des RANLs, un mauvais ajustement de la dispersion ne permet pas d'atteindre les spectres les plus larges. L'ajustement de la dispersion est appliqué en jouant sur la distance réseau-lentille dans l'étireur pour une cadence de 50 kHz. Lorsque la dispersion est de $-0.63 ps^2$, l'impulsion en sortie présente de larges piédestaux. L'autocorrélation a une largeur à mi-hauteur de 215 fs. La durée correspondante est alors estimée à

155 fs (en se basant sur le facteur de déconvolution précédemment retrouvé de 1.38). Lorsqu'on optimise la dispersion, dans notre cas à -0.73 ps^2 , la durée minimale obtenue est de 99 fs. Si on continue à augmenter la dispersion, à -0.82 ps^2 , les effets non-linéaires ne sont plus assez efficaces et on obtient une durée de 105 fs.

Nous allons à présent étudier l'influence de l'évolution en cadence sur la durée des impulsions. Sur la figure II.48(b), on présente deux configurations d'étirement. La première consiste à laisser l'étireur fixe quelque soit la cadence. La position de l'étireur est optimisée pour un taux de répétition de 50 kHz. On constate que la durée d'impulsion augmente alors rapidement lorsque le taux de répétition de l'amplificateur s'écarte de l'optimum. On peut ainsi dire que l'étireur n'est plus optimisé pour compenser la dispersion de l'ampli combinée au changement de la phase non-linéaire induite par un changement d'énergie.

La seconde configuration consiste à optimiser le couple étireur/compresseur pour chaque énergie afin de retrouver la durée d'impulsion la plus courte pour tout niveau de non-linéarités. Ceci nous a permis d'obtenir des durées plus courtes sur une gamme de cadence plus grande. Cependant, dans les deux configurations, lorsque l'énergie devient trop importante, il n'est plus possible de conserver des durées d'impulsions aussi courtes. Ceci est dû à une phase non-linéaire trop importante et incompressible. À l'opposé, pour des cadences au-delà de 70 kHz, l'énergie par impulsion n'est plus suffisante pour générer un spectre assez large, entraînant la génération d'impulsions plus longues. Néanmoins dans ces deux configurations, la durée des impulsions reste inférieure à 130 fs, ce que l'on peut considérer comme court, en comparaison aux systèmes CPA.

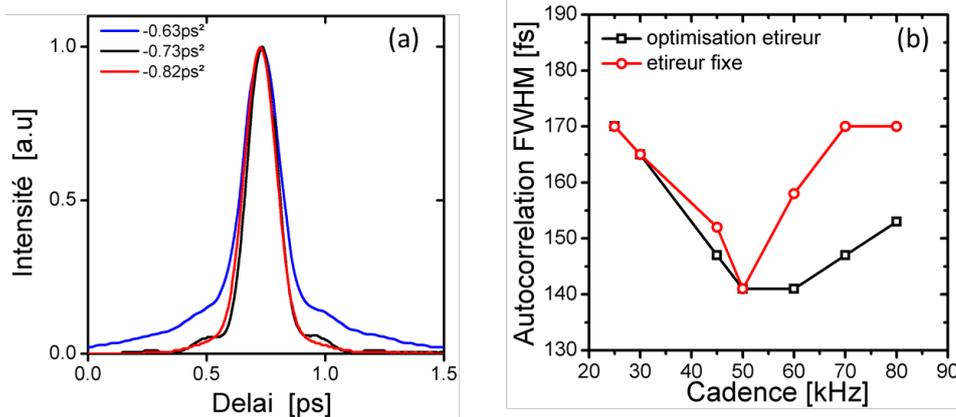


FIGURE II.48: Traces d'autocorrelations pour différentes dispersions initiales à 50kHz (a) - Durées des impulsions pour différentes cadences (b) dans le cas d'un étireur optimisé (noir), et fixe (rouge)

Ces résultats ont également pu être prédits par la simulation comme pour l'expérience précédente. Les résultats sont présentés sur la figure II.49 dans le cas optimisé à 50 kHz, et montrent un bon accord entre simulation et expérience.

La figure II.49(a) représente les spectres expérimentaux et simulés en sortie d'amplificateur. La simulation donne une trace d'autocorrelation de 136 fs pour une durée d'impulsion de 100 fs. Ces résultats sont très proches des résultats expérimentaux. Cela permet également de valider le facteur de déconvolution utilisé précédemment. En simulation, la qualité de compression est plus faible que celle mesurée à l'aide du FROG. Le paramètre S est estimé à 72%. Néanmoins, le profil temporel reste relativement propre avec de très faibles pieds. La figure II.49(c) représente l'évolution spectrale de l'impulsion dans la cavité régénératrice Yb:CALGO. On remarque assez clairement l'effet du rétrécissement spectral par le gain sur les 70 premiers allers-retours, puis une phase de compression spectrale qui, dans ce cas là est très faible, puis finalement un élargissement spectral sur les 25 derniers passages. Ceci illustre bien que la phase de rétrécissement spectral n'est alors plus une limitation dans les amplificateurs non-linéaires à précompensation de dispersion car la phase d'élargissement spectral permet d'obtenir des spectres plus larges

que le spectre de l'oscillateur. De plus, grâce à la bande de gain de l'Yb :CALGO qui est plus large que celle de l'Yb :KYW, il est possible de générer des spectres de plus de 20 nm tout en conservant une excellente qualité temporelle.

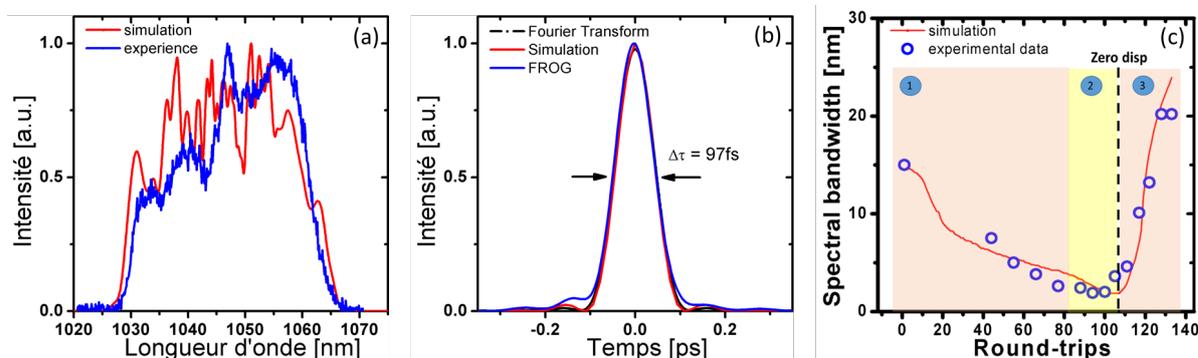


FIGURE II.49: (a) Spectre expérimental (bleu) et simulé (rouge) en sortie d'amplificateur - (b) Trace FROG (bleu) et profil temporel simulé (rouge) pour une cadence de 50 kHz - (c) Évolution théorique et expérimentale de la largeur spectrale durant l'amplification

2.5.3 Conclusion et perspectives

Dans cette partie nous avons démontré l'utilisation d'un amplificateur régénératif utilisant un cristal large bande d'Yb :CALGO. Nous avons démontré le potentiel d'un tel cristal afin de générer des spectres d'une largeur de 25 nm pour des énergies de 40 μJ en sortie d'amplificateur. Ceci nous a permis d'atteindre des durées inférieures à 100 fs pour une excellente qualité de compression temporelle [Pouysegur 13]. Une optimisation des traitements optiques des composants du compresseur permettrait d'améliorer l'efficacité du système.

La matrice Yb :CALGO est une matrice relativement large et il est possible qu'avec une optimisation de la bande de gain, l'obtention de spectres encore plus larges soit possible. La meilleure configuration afin d'atteindre de fortes inversion semble être l'utilisation de cristaux faiblement dopés et de longueur modérée. Pour des puissances de pompe pouvant aller jusqu'à 100 W afin de conserver un système délivrant des puissances moyenne de plusieurs dizaines de watts, l'utilisation de cristaux de 10 mm dopés à 2% semble un bon compromis entre évacuation thermique et inversion de population moyenne. Pour ce type de cristaux, l'utilisation de diodes de forte brillance devient un atout majeur, permettant d'exploiter de long cristaux favorables à la montée en puissance tout en conservant des inversions de population élevées. La brillance actuelles des diodes commerciales "standards" ne permet pas d'exploiter des cristaux plus longs. Une solution plus complexe consiste à utiliser deux cristaux plus petits dans une même cavité afin de refocaliser la pompe et de permettre une forte inversion.

L'une des limitations des amplificateurs à base d'Yb :CALGO risque d'être les traitements optiques des composants utilisés autour de 1030 nm dans le compresseur. Des traitements spécifiques peuvent néanmoins être utilisés, augmentant légèrement le coût du système.

2.6 Cas de l'amplificateur à base d'Yb :YAG

2.6.1 Résultats obtenus

L'amplification non-linéaire à précompensation de dispersion a permis à l'aide de l'Yb :KYW et de l'Yb :CALGO d'obtenir des impulsions inférieures à 200 fs voire même sub-100 fs. Nous avons présenté l'intérêt sur des matériaux "larges bandes", et il est intéressant de voir si cette technique apporte un véritable intérêt pour des matériaux tels que l'Yb :YAG dont le spectre d'émission est très fin. On rappelle que dans les amplificateurs régénératifs en configuration CPA utilisant l'Yb :YAG, les durées d'impulsions sont typiquement entre 800 fs et 1 ps pour des énergies pouvant dépasser le mJ. Comme déjà cité, la technologie thin-disk permet de monter à la fois en puissance moyenne et en énergie, car les tailles de modes sont généralement plus importantes que dans les cristaux plus massifs. La configuration non-linéaire a été appliquée à cette architecture afin de délivrer de plus fortes puissances moyennes (de l'ordre de plusieurs dizaines de watts) pour des énergies de plusieurs centaines de μJ .

L'oscillateur délivre des impulsions dont la bande spectrale de 10 nm à mi-hauteur est centrée à 1030 nm. Le taux de répétition de l'oscillateur est de 41 MHz délivrant une puissance moyenne de 10 mW. Une dispersion négative est initialement ajoutée aux impulsions délivrant des durées de 6 ps avant amplification. Dans l'amplificateur, le milieu à gain est un disque mince d'Yb : YAG dopé à 7%. Il est pompé par une diode de 140 W centrée à 940 nm. La figure II.50 présente les résultats obtenus en CPA. La puissance moyenne obtenue est de 33 W, pour des impulsions après compression d'une durée de 910 fs. Le spectre en sortie est centré à 1030 nm pour une largeur à mi-hauteur de 2 nm. L'énergie maximale obtenue est de 2 mJ pour un taux de répétition de 10 kHz (puissance moyenne de 20 W).

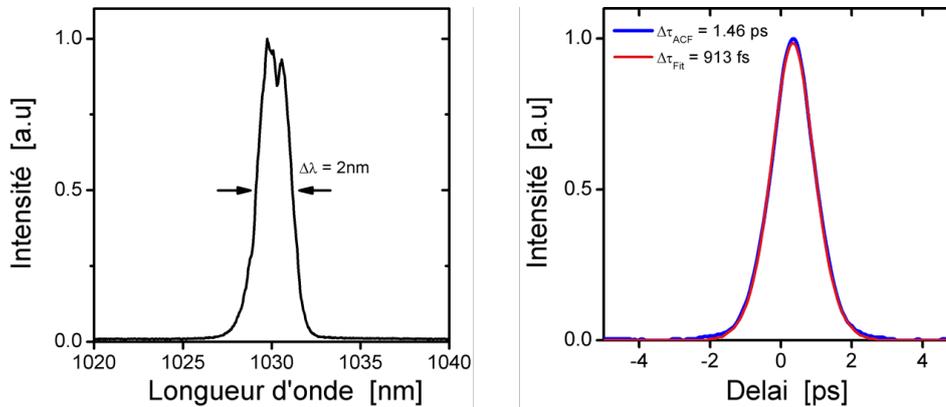


FIGURE II.50: Spectre (a) et autocorrelation (b) après compression mesurés (bleu) et fit (rouge)

Afin de réduire la durée d'impulsion, nous avons utilisé l'ampli thin disk en configuration non-linéaire. Les résultats obtenus dans cette configuration sont présentés sur la figure II.51. En sortie, l'amplificateur délivre une puissance moyenne de 36 W. A 100 kHz, des impulsions de $360\ \mu J$ sont générées pour une autocorrélation de 400 fs. Les simulations nous permettent d'estimer le facteur de déconvolution proche de 0.7, donnant des durées de 295 fs. L'intégrale B est estimée à 14 rad. Cette forte valeur d'intégrale B est visible sur le spectre, présentant 3 fortes modulations pour une largeur spectrale de 10 nm à mi-hauteur. La compression est effectuée par l'emploi de miroirs dispersifs GTI (Gires Tournois Interferometer), permettant une efficacité de compression supérieure à 95%. Cependant, nous pouvons observer quelques différences sur la compression temporelle de l'impulsion qui est attribuée à une compensation partielle de la dispersion par les GTIs. La durée reste néanmoins bien inférieure aux amplificateurs traditionnels Yb :YAG et très propre. C'est la première fois que des impulsions d'une énergie supérieure à $300\ \mu J$ avec des durées inférieures à 300 fs et un gain de 60 dB ont été obtenues avec un cristal d'Yb :YAG. À l'aide de la simulation, on peut estimer la qualité de

compression de l'impulsion et la durée minimale. On détermine $S = 92\%$ dans le cas où l'on comprime l'impulsion avec un compresseur. Il est en théorie possible d'atteindre une durée proche de 220 fs. Bien que l'intégrale B soit importante, il est néanmoins possible de recomprimer les impulsions correctement. L'une des limitations de ce système reste la puissance crête durant l'amplification qui atteint 270 MW. Cette puissance crête entraîne une lentille de Kerr non négligeable (principalement dans le BBO) dans les derniers allers-retours. Plus les tailles de modes sont importantes, plus la stabilité de cavité est sensible à une lentille de Kerr. Lorsque l'on part d'une configuration initiale avec de larges modes, il est difficile de les augmenter encore plus pour limiter les non-linéarités car on est souvent à la limite des ouvertures des composants optiques tels que la cellule de Pockels ou le cristal.

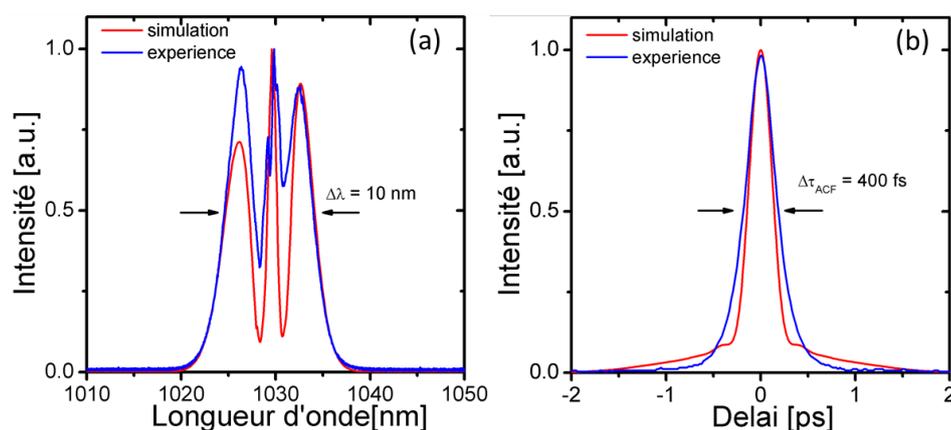


FIGURE II.51: Spectre (a) et autocorrelation (b) après compression mesurés (bleu) et simulés (rouge)

2.6.2 Conclusion et perspectives

Les expériences sur l'Yb :YAG ont permis une montée en puissance que pour les cristaux précédemment cités grâce à la géométrie thin-disk. La matrice Yb :YAG présente des propriétés thermo-optiques bien plus intéressantes que celles de l'Yb :KYW ou de l'Yb :CALGO pour être utilisée dans des systèmes de forte puissance moyenne. Cependant les durées d'impulsions obtenues seront toujours limitées à quelques centaines de femtosecondes car la bande spectrale de gain de ces matériaux est étroite. Cependant, la majorité des systèmes industriels utilisent l'Yb :YAG (dans le cas des architectures à cristaux). Nous avons montré le potentiel d'une telle technique pour des systèmes de forte puissance. Il est ainsi possible de développer des sources de durées courtes à forte puissance moyenne, tout en combinant des énergies de plusieurs centaines de μJ . La montée en énergie pour atteindre le mJ reste cependant difficile car il n'est pas simple d'augmenter les tailles de modes, surtout dans des architectures telles que le thin disk, où les tailles initiales sont déjà relativement importantes.

2.7 Conclusion sur les amplificateurs régénératifs non-linéaires

La technique d'amplification régénération non-linéaire à précompensation de dispersion a été testée pour différentes matrices comme l'Yb :YAG, l'Yb :KYW et l'Yb :CALGO, montrant un large potentiel de performances en termes de durée et d'énergie. Cette technique d'amplification s'adapte à tout type de matériaux, quelle que soit la bande de gain. Nous avons validé expérimentalement la possibilité d'utiliser des matrices à spectres larges tel l'Yb :CALGO, jusqu'aux matrices à spectres fins tel l'Yb :YAG. Il est ainsi possible de couvrir une large gamme de durée d'impulsions pour des énergies allant jusqu'à la centaine de μJ . Cette architecture permet de dépasser la limite de durée d'impulsions liée au rétrécissement spectral par le gain observé dans les amplificateurs régénératifs à très fort gain.

Lorsque l'on souhaite élargir le spectre de l'impulsion amplifiée dans un amplificateur régénératif, on injecte généralement une impulsion limitée par TF ou faiblement étirée. Ainsi, elle s'étire lors de sa propagation dans les matériaux de l'amplificateur. Mais cette dispersion entraîne une mauvaise recompression en sortie, lorsque les non-linéarités deviennent importantes. La qualité de recompression des impulsions dépend de l'ajustement de la dispersion initiale. Dans les ARNLs à précompensation de dispersion, le chirp négatif initial de l'impulsion précompense la dispersion des matériaux que l'impulsion traverse dans l'amplificateur ainsi que la phase non-linéaire accumulée. Ces non-linéarités sont principalement induites dans la cellule de Pockels et dans le milieu à gain et dépendent fortement du cristal utilisé. Suivant les matériaux utilisés, la majorité des non-linéarités peut être effectuée dans la cellule de Pockels plutôt que dans le milieu amplificateur. Ceci permet également de découpler l'amplification des effets non-linéaires et de pouvoir ajuster la taille de mode dans le milieu à gain seulement en fonction de l'énergie souhaitée.

Afin de valider l'hypothèse où le régime non-linéaire permet de délivrer des impulsions d'une meilleure qualité temporelle que les amplificateurs en régime de dispersion positive, nous avons présenté une comparaison entre les systèmes non-linéaires dits "standards" ou l'impulsion injectée n'est pas étirée, et les ARNLs à précompensation de dispersion. Dans le premier cas, il en résulte un élargissement spectral sur une impulsion chirpée, ce qui entraîne une dégradation de la qualité temporelle de l'impulsion. Pour une même configuration, les résultats obtenus avec la précompensation de dispersion sont bien meilleurs d'un point de vue de la durée d'impulsion et également de la qualité temporelle.

Cependant, c'est une architecture qui est relativement figée. Les non-linéarités sont dépendantes de l'énergie, ce qui entraîne une variation de durée d'impulsion après compression pour différentes énergies. Ainsi, il est préférable de faire fonctionner l'amplificateur régénératif non-linéaire à une cadence fixe, puis d'utiliser un modulateur externe en sortie afin d'ajuster la cadence souhaitée pour l'application visée. De plus, plus le spectre d'émission est étroit, plus il est difficile de générer des impulsions courtes, car lorsque le spectre élargi est plus large que la bande de gain, ceci entraîne une mauvaise recompression de l'impulsion. Ainsi, il sera impossible d'obtenir des durées de 100 fs avec un cristal tel que l'Yb :YAG.

La principale limitation de cette technique reste la puissance crête durant l'amplification. Contrairement au régime CPA, les puissances crêtes sont ici de l'ordre de plusieurs dizaines de MW, et peuvent atteindre la centaine de MW. Cela peut amener (lorsque le régime dépasse la centaine de MW), à une forte lentille de Kerr, bien que la cavité joue le rôle de filtre spatial. Dans les cas expérimentaux de l'Yb :KYW et Yb :CALGO (correspondant à des cas où la puissance crête est de seulement quelques dizaines de MW), nous avons montré que le profil spatial reste homogène. Dans le cas de l'Yb :YAG, la puissance crête est beaucoup plus importante et apporte une légère dégradation spatiale.

L'ARNL est une technique qui semble très adaptée pour des systèmes délivrant des impulsions d'énergie de quelques μJ jusqu'à la centaine de μJ , pour des durées d'impulsions pouvant descendre jusqu'à 100 fs. Cependant, développer des sources de ce type, pour des énergies par impulsion de l'ordre du mJ semble difficile principalement à cause de la forte puissance crête

durant l'amplification et de la difficulté à grossir indéfiniment les tailles de modes.

Pour terminer, cette technique peut être employée pour tout type de matériaux et sous tout type de géométrie. Il est envisageable d'utiliser des matrices telles que l'Yb :CaF₂, ou des sesquioxydes afin de générer des impulsions courtes dans des systèmes de forte puissance moyenne. Bien que relativement peu flexible elle peut absolument être considérée au titre industriel, car c'est l'une des techniques les plus simples permettant de délivrer des impulsions proches de 100 fs pour des énergies de plusieurs dizaines voir centaines de μJ . Contrairement au cas de la post-compression, cette technique permet également de ne pas utiliser de module supplémentaire en sortie d'amplificateurs et limite ainsi le nombre de composants et la complexité du système (tel que la stabilité de pointé dans le cas de la post-compression avec un couplage dans une fibre par exemple).

Chapitre III

Les amplificateurs à base d'Yb :YAG

Objectifs

Sommaire

1	Introduction	103
2	Dimensionnement des amplificateurs	104
2.1	Modélisation de l'amplification	104
3	Amplificateurs à gain modéré	107
3.1	Dimensionnement de l'amplificateur	107
3.1.1	Raisonnement général	107
3.1.2	Choix des paramètres du cristal	107
3.1.3	Choix des tailles de modes	110
3.1.4	Synthèse	111
3.2	Gestion de la thermique dans l'architecture	111
3.2.1	Répartition de la température	111
3.2.2	Dépolarisation	112
3.2.3	Synthèse	113
3.3	Résultats expérimentaux	113
3.3.1	Dispositif expérimental	113
3.3.2	Résultats expérimentaux	114
3.4	Conclusion et perspectives	116
4	Amplificateur de forte puissance	117
4.1	Dimensionnement et analogie avec le mini-slab	117
4.2	Montée en puissance moyenne	117
4.2.1	Dispositif expérimental	117
4.2.2	Les effets thermiques	118
4.2.3	Performances optiques du système	118
4.3	Le pompage à 969 nm	121
4.3.1	Mesures de fronts d'onde	123
4.3.2	Simulation des effets thermiques	127
4.3.3	Conclusion	130
4.4	Compression des impulsions en sortie d'amplificateur	130
4.5	Conclusion et perspectives	132
5	Amplificateur de forte énergie	132
5.1	Introduction	132
5.2	Expérience d'amplification de forte énergie	133
5.2.1	Résultats expérimentaux	133
5.2.2	Amplification à technique de séparation temporelle d'impulsions (DPA en anglais pour Divided Pulse Amplification)	133

5.2.3	Conservation des impulsions courtes et effet du "gain narrowing" (rétrécissement spectral par le gain)	138
5.3	Conclusion et perspectives	139
6	Conclusion générale sur les amplificateurs Yb :YAG	141

1 Introduction

Il existe aujourd'hui dans les lasers industriels, différentes technologies utilisées permettant de délivrer des impulsions femtoseconde, à des puissances moyennes supérieures à la dizaine de watts. Ces technologies présentées dans le chapitre I, sont le thin-disk, l'architecture InnoSlab et les fibres. Les deux premières architectures utilisent (dans l'industrie en tout cas) des cristaux d'Yb :YAG, et sont donc limitées par la bande spectrale de gain, ce qui entraîne des durées d'impulsions proches de 800 fs en sortie de système (dans les architectures MOPA¹). Afin d'obtenir des impulsions plus courtes, les systèmes à fibres sont alors les plus intéressants grâce à leur large bande de gain. L'énergie de sortie est alors généralement limitée à quelques centaines de μJ par les effets non-linéaires liés au fort confinement de la lumière dans la fibre.

On a donc, d'un côté, les architectures à cristaux permettant des énergies élevées, mais des durées d'impulsions longues; et, de l'autre côté, des lasers à fibres permettant des durées d'impulsions courtes, mais avec des énergies plus modérées. Une solution intéressante afin de concilier forte énergie et durées courtes à haut taux de répétition est la combinaison de ces deux architectures afin d'obtenir un système hybride. Le premier étage est fibré et permet de générer les impulsions les plus courtes possibles, puis on ajoute un dernier étage amplificateur utilisant des cristaux tel l'Yb :YAG, afin d'augmenter l'énergie de sortie. L'objectif est de faire la majorité du gain dans la fibre optique afin de limiter le gain, et de fait, l'effet du rétrécissement spectral par le gain dans le cristal.

Utiliser des cristaux à large bande tels que le CALGO ou le CaF₂ restent un choix possible. Mais il est contestable car il existe des difficultés liées au faible gain disponible et à la faible maturité de la croissance de ces cristaux. De plus, leurs conductivités thermiques un peu plus faibles que le YAG, limitent la montée en puissance. L'emploi d'un cristal tel que le YAG est un milieu à gain bien mieux maîtrisé d'un point de vue croissance, découpe et polissage et à l'avantage d'avoir des sections efficaces d'émission beaucoup plus élevées. Son spectre d'émission est relativement fin, mais dans le cas d'un amplificateur à gain modéré (gain typiquement inférieur à 20, ceci sera détaillé par la suite), on peut limiter l'effet du rétrécissement spectral par le gain et conserver des impulsions relativement courtes. D'un point de vue thermique, le cristal Yb :YAG est tout à fait adapté pour des systèmes de très forte puissance (voir chapitre 2) ce qui a été l'un des critères les plus importants pour l'utilisation comme milieu à gain dans nos amplificateurs industriels.

L'objectif a été de travailler sur des architectures compactes, simples à mettre en place, en partant d'une source fibré, technologie maîtrisée par la société Amplitude Systèmes, que l'on injecte dans un étage amplificateur à base d'Yb :YAG. Les systèmes fibrés délivrant des impulsions femtoseconde ont de très bonnes efficacités électrique-optique, et permettent de délivrer des impulsions dont l'énergie est comprise entre 200 pJ jusqu'à 200 μJ ² pour des puissances moyennes allant jusqu'à plusieurs dizaines de watts.

Les architectures hybrides composées d'un front-end³ fibré amplifié dans un amplificateur à cristaux s'avèrent donc être un choix relativement intéressant pour des sources de forte puissance moyenne et d'énergie supérieures à la centaine de μJ . Du point de vue de la géométrie de l'amplificateur, nous nous sommes focalisés sur des architectures simples, tels des amplificateurs en configuration simple ou double passage(s) plutôt que des architectures multipassages

1. L'architecture MOPA (Master Optical Power Amplifier), est la plus couramment utilisée. Elle consiste en un oscillateur directement amplifié dans un étage amplificateur et est la seule qui permette des impulsions de forte énergie

2. La complexité du système est adaptée en fonction de l'énergie souhaitée

3. On appellera Front-end fibré, un système constitué d'un oscillateur fibré combiné à un modulateur acousto-optique pour sélectionner les impulsions que l'on souhaite amplifier, et un pré-amplificateur fibré permettant de délivrer des impulsions de l'ordre du nJ jusqu'au μJ en sortie.

généralement plus complexes, ou régénératives, nécessitant un élément actif. Ce choix a été fait pour des raisons économiques et également pour des raisons de simplicité, compacité et robustesse du système.

Dans le cadre de la thèse, nous nous sommes intéressés à deux problématiques :

- Obtenir un gain modéré (gain de 10 à 100 environ) avec un injecteur de faible puissance moyenne : l'architecture est basée sur un étage amplificateur placé directement en sortie de petits oscillateurs afin de monter la puissance de ces sources à une dizaine de watts.
- Obtenir une amplification de faible gain (inférieures à 10) mais de plus forte extraction : l'architecture est basée sur un étage amplificateur placé après un système MOPA fibré afin de monter en puissance au delà de plusieurs dizaines de watts. Ce type d'amplification à faible gain sera appelé par la suite "booster" pour le dissocier du module à gain modéré.

2 Dimensionnement des amplificateurs

2.1 Modélisation de l'amplification

Afin d'optimiser le dimensionnement de nos amplificateurs, nous avons dans un premier temps souhaité les modéliser pour déterminer les paramètres optimaux, tels que la géométrie de notre milieu à gain, la source de pompage et les tailles de modes (de pompe et de signal). La simulation de nos amplificateurs a été faite sous Matlab. La structure principale du code a été développée durant la thèse de Xavier Délen [Délen 13]. Le modèle utilise une symétrie radiale. Le modèle de simulation résout les équations d'amplification en régime stationnaire. Ceci est valable dans notre cas puisque les cadences visées (typiquement supérieures à 10 kHz) sont largement supérieures au temps de vie du cristal et peuvent être ainsi assimilées à un régime continu. Voici les principales étapes effectuées dans le modèle utilisé :

- Calcul de l'inversion de population dans une tranche dz de cristal à partir des paramètres matériaux et des distributions d'intensité des faisceaux de signal I_s et de pompe I_p dans les deux sens de propagation (I_+ et I_-).
- Calcul de la distribution de température T et de la puissance dioptrique D de la lentille thermique locale à partir de la puissance absorbée dans la tranche.
- Actualisation des distributions d'intensité dans la tranche suivante (sens $+$) pour le faisceau laser et le faisceau de pompe.
- Calcul pas à pas en suivant la même démarche dans l'autre sens (sens $-$) de propagation.
- L'ensemble des étapes précédentes est répété jusqu'à ce que l'algorithme converge sur la valeur du gain G . À chaque itération, les résultats du calcul précédent sont utilisés comme connaissances a priori de l'état du système.

Le figure III.1 montre le schéma de principe du code de simulation de l'amplificateur en configuration double passage.

Afin de modéliser l'amplification d'impulsions femtoseconde, dont le spectre n'est pas monochromatique, nous avons ajouté à ce code la dépendance spectrale. Ceci permet de calculer l'effet du rétrécissement spectral par le gain, la variation de durée durant l'amplification et ainsi d'estimer les puissances crêtes et les non-linéarités durant l'amplification.

Définitions et notations

L'ensemble des paramètres utilisés dans le code d'amplification sont définis ci-dessous avec r et z les coordonnées radiales et longitudinales le long du cristal. Les cases vides sont les paramètres de nos simulations à définir.

Puissance de pompe co-propageante	$P_{p+}(z)$	W
Puissance de signal co-propageante	$P_{s+}(z)$	W
Puissance de pompe contra-propageante	$P_{p-}(z)$	W
Puissance de signal contra-propageante	$P_{s-}(z)$	W
Intensité de pompe co-propageante	$I_{p+}(r, z, \lambda)$	W/m^2
Intensité de signal co-propageante	$I_{s+}(r, z, \lambda)$	W/m^2
Intensité de signal contra-propageante	$I_{s-}(r, z, \lambda)$	W/m^2
Longueur d'onde du signal (1030nm)	λ_s	nm
Largeur spectrale du signal	$\Delta\lambda_s$	nm
Longueur d'onde de la pompe (940 ou 969 nm)	λ_p	nm
Largeur spectrale de la pompe	$\Delta\lambda_p$	nm
Rayon du faisceau signal ($1/e^2$)	$\omega_s(z)$	m
Rayon du faisceau de pompe ($1/e^2$)	$\omega_p(z)$	m
Rayon du faisceau signal au waist ($1/e^2$)	ω_{s0}	m
Rayon du faisceau pompe au waist ($1/e^2$)	ω_{p0}	m
Paramètre M^2 du faisceau signal	M_s^2	
Paramètre M^2 du faisceau de pompe	M_p^2	
Rayon de courbure complexe du faisceau signal	$q_s(z)$	m

TABLE III.1: Définitions et notations pour les faisceaux de laser et de pompe.

Longueur du cristal	L		mm
Rayon du cristal	r_0		mm
Densité de population du niveau i	$n_i(r, z)$		$ions/m^3$
Densité de population totale (1at.%)	n_t	$1,36 \cdot 10^{26}$	$ions/m^3$
Température dans le cristal	$T(r, z)$		K
Température de la monture	T_m	293	K
Section efficace d'absorption	$\sigma_{abs}(\lambda, T)$		cm^2
Section efficace d'émission	$\sigma_{em}(\lambda, T)$		cm^2
Temps de vie de fluorescence	τ	0.95	ms

TABLE III.2: Notations et valeurs pour les paramètres du milieu à gain.

Conductivité thermique	K_c	7.4	$W/m/K$
Coefficient de transfert thermique	h	3	$W/cm^2/K$
Part de la puissance absorbée convertie en chaleur	η_h	0.1	
Coefficient thermo-optique	χ	$9 \cdot 10^{-6}$	K^{-1}

TABLE III.3: Notations et valeurs pour les paramètres thermiques et thermo-optiques.

Gain calculé	G
Différentiel de gain entre deux itérations successives	ΔG

TABLE III.4: Notations pour le gain.

Pas d'échantillonnage radial	dr	16	μm
Pas d'échantillonnage longitudinal	dz	160	μm
Critère de convergence	$\Delta G/G$	<0.001	

TABLE III.5: Paramètres du calcul numérique.

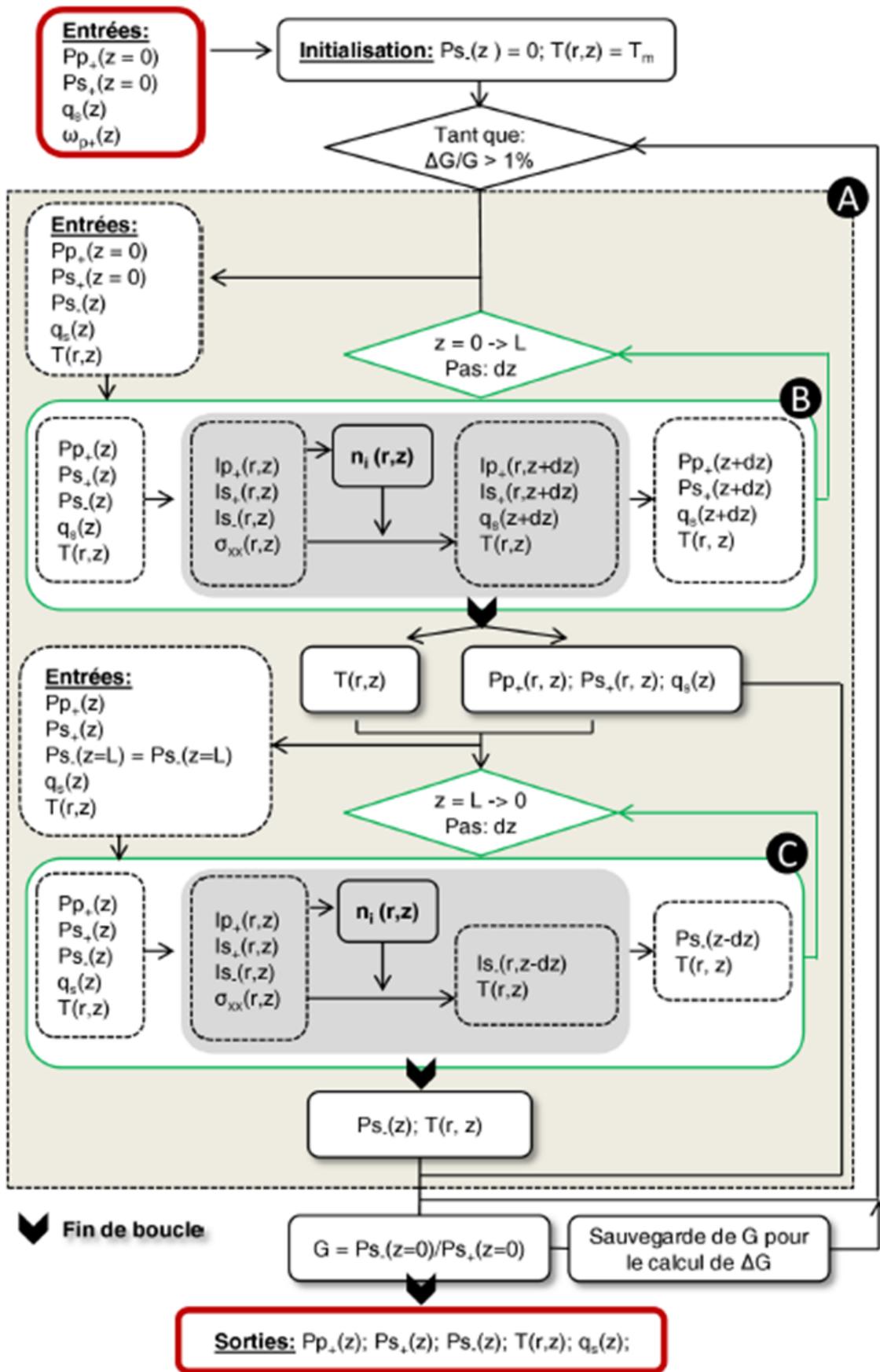


FIGURE III.1: Schéma de principe du code de simulation de l'amplification double passage - Figure extraite de [Délien 13]

3 Amplificateurs à gain modéré

3.1 Dimensionnement de l'amplificateur

3.1.1 Raisonnement général

Les performances souhaitées en sortie de système permettent de dimensionner correctement l'amplificateur. Afin d'obtenir des gains élevés, en se basant sur le gain petit signal $g_0 = \exp(\sigma_{em}L\Delta n)$, 3 paramètres sont à considérer :

- La section efficace d'émission σ_{em} .
- La longueur du milieu à gain L : nous avons opté pour des cristaux longs afin de maximiser le gain disponible dans le but de réduire la complexité du système (en comparaison avec les architectures multipassages thin disk par exemple). Cependant, plus le cristal est long, plus il est nécessaire d'avoir des diodes de haute brillance (usuellement appelées diodes brillantes afin de conserver un bon recouvrement entre la pompe et le signal).
- L'inversion de population Δn : de fortes inversions de populations nécessitent également des sources de pompage de forte puissances afin d'avoir une forte intensité le long du matériau.

Cependant, estimer le gain petit signal n'est pas suffisant. L'effet de saturation doit être pris en considération. Le gain peut être exprimé par la formule suivante :

$$g(\lambda, x, y, z) = \frac{g_0(\lambda, r, z)}{1 + \frac{I(\lambda, r, z)}{I^{sat}(\lambda)}} \quad (\text{III.1})$$

Avec

$$I^{sat} = \frac{hc}{\lambda[\sigma_{abs}(\lambda) + \sigma_{em}(\lambda)]\tau}, \quad (\text{III.2})$$

qui est l'intensité de saturation du matériau, où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, λ la longueur d'onde, σ_{abs} et σ_{em} les sections efficaces d'absorption et d'émission du matériau, et τ le temps de vie du matériau.

Afin de déterminer les différents paramètres tels que la puissance de pompe, la longueur et le dopage du milieu à gain et les tailles de modes, il est nécessaire de faire quelques hypothèses.

- Pour la puissance de pompe : on souhaite délivrer une source d'une puissance moyenne de l'ordre de 10 W basée sur un front-end de faible puissance moyenne (typiquement < 1 W). Pour cela, une estimation grossière de l'efficacité optique-optique de l'amplificateur de 20-30% permet d'estimer la puissance de pompe nécessaire. Ainsi dans le cas présent, une diode de 40-60 W de puissance moyenne semble adaptée.
- Pour les tailles de modes : on vise des énergies par impulsion de quelques centaines de μJ . Afin de conserver des fluences raisonnables et rester en dessous des seuils d'endommagement, on limite la fluence à $1 J/cm^2$. Ainsi le rayon optimal du faisceau à amplifier est autour de $100 \mu m$.

Comme précisé plus haut, il est intéressant d'avoir des diodes de forte brillance lorsque les matériaux sont longs pour optimiser le recouvrement pompe/signal. Les diodes actuelles disponibles sur le marché délivrant plusieurs dizaines de watts sont des diodes fibrées dont le diamètre fait $105 \mu m$ et d'ouverture numérique (O.N.) de 0.22. La valeur du M^2 correspondant est de 36¹.

3.1.2 Choix des paramètres du cristal

Puisque les propriétés de la diode de pompe sont définies, il est essentiel de correctement dimensionner le cristal amplificateur. Si l'on souhaite un système efficace, il est important d'avoir un bon recouvrement spatial entre le signal et la pompe. On décide de fixer la longueur

1. Valeur calculée pour une longueur d'onde de 940 nm

du cristal proche de la valeur du paramètre confocal de la pompe pour que la taille de pompe ne diverge pas trop et que le recouvrement soit efficace :

$$L_{cristal} \approx 2z_R = 2 \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda M^2} \quad (\text{III.3})$$

Avec $\pi \omega_0^2$ la surface de pompage et n l'indice du milieu. Dans le cas de l'Yb :YAG, pompé à 940 nm, si on définit le rayon au col du faisceau (usuellement appelé "waist") $\omega_0 = 150 \mu\text{m}$, alors la longueur du cristal $L_c \approx 8 \text{mm}$. Un recouvrement spatial de 70-80 % entre le signal et la pompe est généralement utilisé¹, et dans le cas d'un faisceau de $150 \mu\text{m}$ de rayon, le rayon du signal doit alors être proche de $100 \mu\text{m}$. Pour les expériences présentées par la suite de cette partie 3, les cristaux utilisés seront d'une longueur de 10 mm.

On peut effectuer un calcul rapide pour estimer le dopage nécessaire à notre système. En considérant la saturation de l'absorption de la pompe, un dopage de 3 % permet une absorption de 70-80 %. Ceci permet également, en régime d'extraction, d'atteindre des valeurs d'absorption plus élevées ($\eta_{abs} \approx 80\%-90\%$).

Pour un cristal de 10 mm de long et un diamètre de pompage de $300 \mu\text{m}$ au col, la divergence du faisceau donne un diamètre de $500 \mu\text{m}$ sur les faces d'entrée et de sortie du cristal. Afin d'avoir le refroidissement le plus efficace possible, on souhaite une épaisseur de cristal la plus fine possible. Le diamètre de $500 \mu\text{m}$ limite l'épaisseur minimale du cristal à 1 mm pour éviter tout effet de diffraction sur les bords du cristal, pouvant entraîner un échauffement voire un endommagement du cristal et de la monture. La figure III.2 présente l'évolution du gradient de température au sein du cristal, ainsi que l'évolution de la section efficace d'émission (par rapport à celle à 20 K) pour différentes épaisseurs. Plus l'épaisseur augmente, plus la température augmente réduisant ainsi les sections efficaces. Augmenter d'un facteur 2 l'épaisseur entraîne une chute du gain petit signal de 10%, et passer à 3 mm réduit de 23% le gain petit signal.

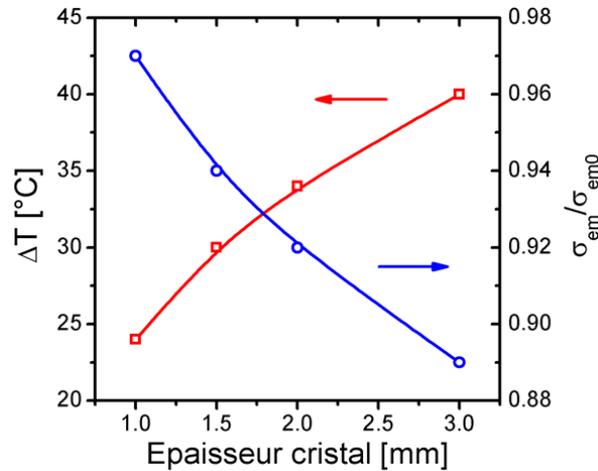


FIGURE III.2: Simulation de l'évolution du gradient de température et des sections efficaces d'émission relatives pour différentes épaisseurs de cristal pour 60 W de pompe sur un rayon de $150 \mu\text{m}$ dans un cristal de 10 mm dopé à 3%.

Les différents paramètres du cristal sont, à présent, définis. Il reste cependant la question de la forme du cristal. Généralement les cristaux utilisés sont de formes cylindriques, comme présentés dans la partie sur la fibre cristalline (voir 2.2). La symétrie radiale permet en effet un refroidissement homogène, et des lentilles thermiques sphériques. Cependant, il est nécessaire de maîtriser parfaitement le contact thermique entre le cristal et le système de refroidissement, ce qui est loin d'être trivial. Une première étude a donc été menée pour analyser de manière comparative le comportement thermique de différentes géométries de cristaux telles que :

1. Le recouvrement est estimé au col du faisceau de pompe

- le cas d'un cristal cylindrique
- le cas d'un cristal de type pavé
- le cas d'un cristal allumette

À l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics [COM 15], nous avons pu modéliser la répartition thermique pour les différentes géométries en résolvant l'équation de Fourier en régime stationnaire à l'aide de la méthode des éléments finis. Nous reviendrons sur cet aspect un peu plus en détail dans la partie 3.2. Afin de mettre en évidence les différences entre ces géométries, nous avons modélisé une source de chaleur de puissance égale à 5.3 W. C'est typiquement ce que nous aurions en pompant un cristal d'Yb :YAG avec une pompe de 60 W. La charge thermique est ici représentée par une fonction modélisant la propagation d'un faisceau gaussien de $M^2 = 36$. La figure III.3(a) représente la charge thermique longitudinale utilisée, et la figure III.3(b) le maillage dans le cas du cristal de type pavé (usuellement appelé "slab"). Afin de ne pas nécessiter des temps de calculs trop longs, le maillage est ajusté dans différentes zones du cristal. Il sera plus fin dans la zone de la charge thermique, et moins à l'extérieur de cette zone.

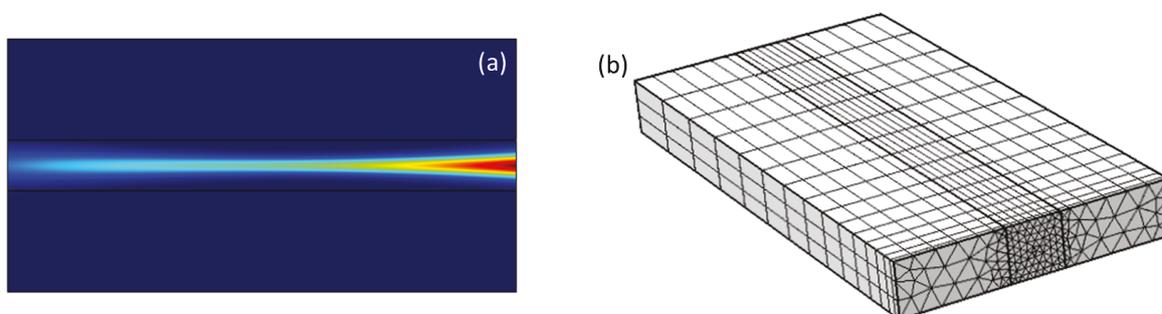


FIGURE III.3: Répartition de la charge thermique (vue en coupe du dessus) (a) et maillage (b) dans le cas du cristal pavé

La figure III.4 présente les résultats obtenus pour nos 3 géométries. La figure III.4 (a) représente un cristal cylindrique de 1 mm de diamètre. Les figures III.4(b) et (c) représentent un cristal en forme d'allumette de 1 mm de côté contacté sur 4 et 2 faces respectivement, et la figure III.4(d) un cristal d'épaisseur de 1 mm et de largeur de 5 mm. Dans les 3 cas, la longueur des cristaux est de 10 mm.

Dans le cas du cristal cylindrique, l'évacuation radiale permet des températures inférieures à 40°C ainsi qu'une symétrie cylindrique de la répartition de température. Dans le cas d'un cristal allumette parfaitement contacté sur les 4 côtés, la température est très similaire, tout comme la répartition radiale. Cependant, les contraintes sur le contact thermique restent également similaires à celle du cristal cylindrique et aussi très difficile à réaliser. La modélisation d'un cristal allumette refroidit sur 2 faces montre un cas plus réaliste. Cependant, cette géométrie montre une forte asymétrie entre les gradients horizontaux et verticaux. Ceci est dû au fait que la surface d'évacuation du cristal est trop faible et que la charge thermique ne peut pas être évacuée efficacement. De plus, la température maximale augmente de 7 W par rapport au cas de référence.

Le cas du pavé est un excellent compromis. La température maximale est légèrement supérieure à celle du barreau, le profil de température est beaucoup moins asymétrique que celui de l'allumette, mais surtout la méthode de contact thermique est bien plus simple avec cette géométrie. C'est ce critère qui nous a fait nous orienter vers un pavé plutôt qu'un barreau ou une allumette. Pour le choix de la largeur du cristal la simulation montre qu'au delà de 3 mm, la température maximale n'évolue plus, ce qui traduit une évacuation efficace de la charge thermique.

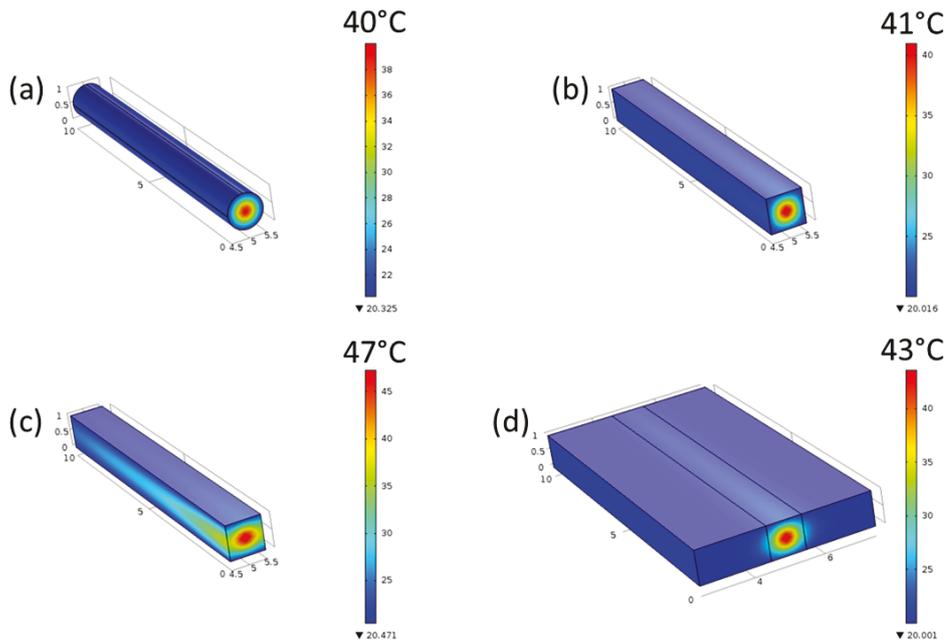


FIGURE III.4: Cartes de température pour différentes géométries : cristal cylindrique (a), allumette refroidi sur 4 faces (b), allumette refroidie sur 2 faces (c) et pavé refroidi par 2 faces (d) pour 5.3 W de charge thermique. Dans les 4 cas, l'épaisseur du cristal est de 1 mm.

3.1.3 Choix des tailles de modes

Dans la section précédente nous avons défini les paramètres de notre cristal en se basant sur quelques hypothèses telles que la taille de nos faisceaux et la puissance de pompe. Dans cette section, nous allons modéliser le processus d'amplification pour différentes tailles de modes autour des valeurs souhaitées. On rappelle que la diode utilisée est une diode 60 W, de diamètre $105 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0.22. À l'aide du code III.1 présenté, nous caractérisons le gain en simple et double passage pour plusieurs tailles de modes de pompe et signal. La figure III.5 montre l'évolution des gains relatifs obtenus en simple et double passage pour 1 W injecté et une puissance de pompe de 60 W. La pompe est focalisée après 4 mm de propagation dans le cristal.

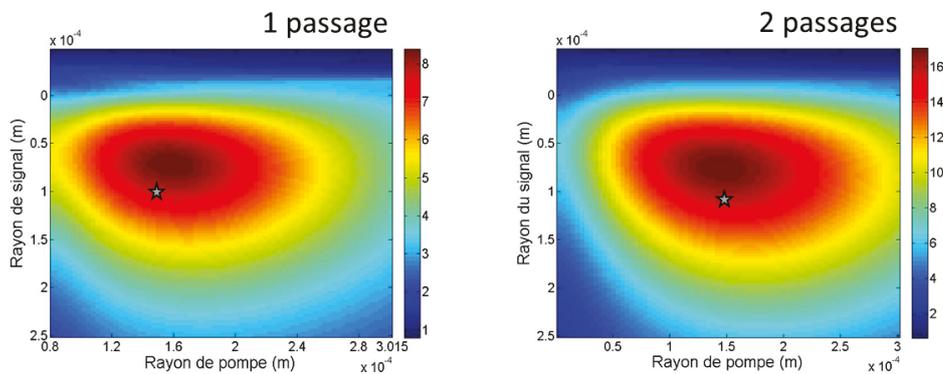


FIGURE III.5: Gains obtenus en simple (a) et double (b) passage(s) pour 1 W injecté et 60 W de pompe dans un cristal de 10 mm dopé à 3% en fonction de la taille de signal et de pompe. L'étoile représente le point de fonctionnement expérimental.

Le maximum de gain en configuration simple passage est obtenu pour des tailles de faisceaux pompe et signal de 159 et $70 \mu\text{m}$ respectivement. On constate que nos hypothèses de départ ne sont pas parfaitement optimisées mais que les tailles souhaitées permettent un gain théorique

dégradé de seulement 7 % par rapport à l'optimum. On peut également noter une légère variation de l'optimum des tailles de modes en deux passages du signal dans le milieu à gain. Néanmoins, la diminution du gain est là encore faible avec une valeur de 4 %.

3.1.4 Synthèse

Nous avons jusqu'alors présenté les différents paramètres optimisables pour le dimensionnement de l'amplificateur. Les tailles de modes ont été ajustées pour optimiser le gain en fonction des paramètres du cristal tels que la longueur et le dopage. Dans la partie suivante, nous présentons les effets thermiques pouvant apparaître dans ce type d'architectures, soumises à de fortes charges thermiques.

3.2 Gestion de la thermique dans l'architecture

3.2.1 Répartition de la température

Les effets thermiques que l'on considère pour l'Yb, principalement induits par le défaut quantique, influencent à la fois le gain, mais également la propagation du signal ainsi que les pertes (induites par dépolarisation liée aux contraintes thermiques). L'origine des effets thermiques et leur importance dans les lasers solides pompés par diodes sont très bien décrits dans la thèse de Sébastien Chénais [Chénais 02] et ceci ne sera pas détaillé dans cette thèse. Nous présenterons seulement les résultats des simulations obtenues. Les simulations effectuées sous le logiciel COMSOL nous ont permis d'obtenir la répartition de température au sein de notre cristal lorsque celui-ci est pompé par une diode de 60 W. La figure III.6 présente les profils transverses des gradients de température obtenus pour un pavé et un cristal cylindrique.

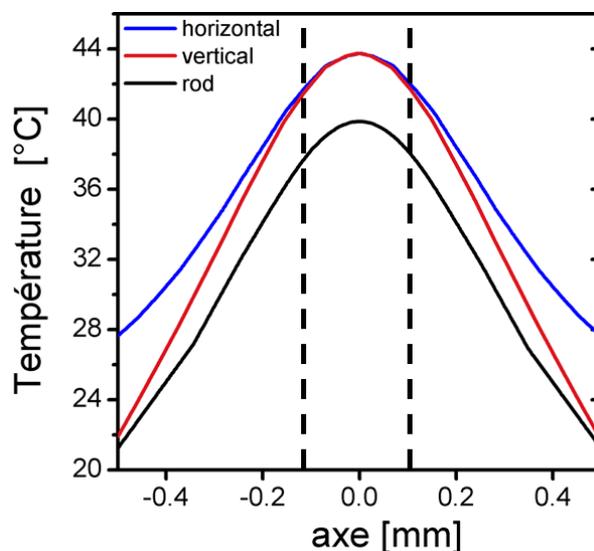


FIGURE III.6: Profils transverses de température dans un pavé et dans un barreau pour une charge thermique de 5.3 W, correspondant à une puissance de pompe de 60 W.

Dans l'axe horizontal du pavé, le gradient est identique à celui du barreau¹. Dans l'axe vertical, l'épaisseur du cristal étant plus fine, la température près de la monture est fixée à 20°C, ce qui entraîne un gradient thermique plus important. La zone délimitée par les deux traits noirs horizontaux en pointillés représente la zone où le signal traverse le cristal. On remarque que la différence de gradient entre l'axe vertical et l'axe horizontal sur cette zone n'est pas significative, ce qui montre que notre faisceau ne subira pas un fort astigmatisme et que la simulation utilisant une symétrie radiale est valable. Pour coller à l'expérience, on change

1. Au moins pour les 300 μm au centre du cristal.

les conditions aux limites définies par le coefficient d'échange thermique entre la monture et le cristal afin de retrouver les températures mesurées.

Afin d'avoir une estimation de la lentille thermique, on peut utiliser l'équation analytique suivante :

$$D_{thermique} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_{th}\chi}{2\pi K_c} \frac{P_{abs}}{\omega^2} \quad (\text{III.4})$$

où η_{th} est le défaut quantique, K_c la conductivité thermique, χ le coefficient thermo-optique, P_{abs} la puissance absorbée, et ω la taille de pompe. En prenant des valeurs typiques telles que $\eta_{th} = 0.1$, $\chi = 10^{-5}$, $K_c = 7 \text{ W/m/K}$, $\omega = 150 \mu\text{m}$, $L = 10 \text{ mm}$, $P_{abs} = 53 \text{ W}$, la lentille thermique est estimée à 4 cm.

En réalité les cristaux utilisés sont épais et il faut donc calculer une lentille thermique intégrée :

$$D_{th} = \int \frac{\eta_{th}\chi}{2\pi K_c} \frac{1}{\omega(z)^2} \frac{dP_{abs}}{dz} dz \quad (\text{III.5})$$

La carte de température obtenue à l'aide de ces simulations permet d'étudier les principaux effets délétères induits par les effets thermiques. Pour la modélisation de l'amplification (voir 2.1), il faut prendre aussi en considération l'évolution du gain avec la température. Pour analyser les pertes par dépolarisation, on couple la carte de température obtenue avec un code de propagation d'onde (BPM pour Beam Wave Propagation). Ceci sera détaillé dans le paragraphe suivant.

Enfin, pour étudier la dégradation du faisceau induite par les effets thermiques, nous couplerons à nouveau la carte de température avec un autre code de BPM. Ceci sera détaillé dans la partie 4.3.2.

3.2.2 Dépolarisation

Les effets thermiques dans le milieu à gain peuvent créer de fortes pertes par dépolarisation, surtout dans un milieu à gain sans biréfringence naturelle (comme le YAG ici, qui est isotrope). En effet, le gradient de température dans des cristaux induit un stress mécanique et une certaine biréfringence parasite. Les indices de réfraction induits sont orientés radialement et tangentiellement au gradient thermique et l'amplitude relative dépend de la position dans le cristal. Le principe de dépolarisation induit par effet thermique est présenté sur la figure III.7. De ce fait, lorsqu'un faisceau polarisé linéairement traverse le milieu à gain, sa polarisation observe un déphasage anisotrope. En sortie, le faisceau a alors une polarisation non uniforme, elliptique pour les parties du faisceau ayant traversé les axes biréfringents du cristal. Lorsque le faisceau traverse un élément polarisant tel qu'un polariseur, il en résulte des pertes par dépolarisation. Des études de dépolarisation dans le Nd :YAG ont été menées par Olivier Puncken et al. [Puncken 10].

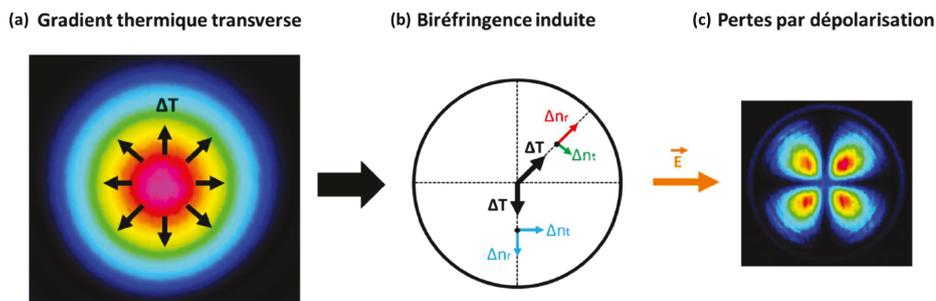


FIGURE III.7: Gradient thermique causé par le faisceau de pompe dans un milieu à gain (a) ; Biréfringence induite en 2 points du cristal (b). Pertes par dépolarisation en forme de nœud observé après transmission d'un polariseur - Figure extraite de la thèse de Loïc Deyra [Deyra 14]

Ces pertes par dépolarisation peuvent être cependant minimisées en utilisant par exemple un rotateur de Faraday ou une lame quart d'onde entre deux passages dans le même milieu à gain. Utiliser un élément qui permet de faire tourner la polarisation de 90° entre le premier et le second passage du faisceau dans le milieu à gain, permet de supprimer la différence de phase induite par dépolarisation entre les deux axes de la biréfringence induite. La lame quart-d'onde a tout de même certaines limitations et l'efficacité de compensation diminue lorsque la puissance thermique augmente.

Puncken et. al. [Puncken 10] présentent une description détaillée permettant de calculer la variation d'indice induite par biréfringence au moyen des coefficients elasto-optiques p ([Dixon 67],[Nye 85]) et des déformations élastiques ϵ liée à une expansion thermique. La modélisation sous COMSOL nous permet de déterminer ces déformations et ainsi de remonter aux cartes de variation d'indices. Il est possible ensuite de propager un faisceau polarisé dans ces cartes de variation d'indice afin de quantifier la dépolarisation induite par thermique. Le calcul des cartes de variation d'indice sera présenté dans la section 4.3.2.

Le champ après polariseur peut être défini tel que :

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(-\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{(i\Delta n_x L)} & 0 \\ 0 & e^{(i\Delta n_y L)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E0_x \\ E0_y \end{pmatrix} \quad (\text{III.6})$$

Avec θ l'angle de rotation du champ électrique, Δn_x et Δn_y les valeurs propres de la matrice de variation d'indice Δn , L la longueur du cristal, et $E0$ le champ incident projeté sur les polarisations horizontales (x) et verticales (y). Le calcul des cartes de variation d'indice ainsi que les pertes par dépolarisation seront présentés dans la section 4.3.2. On peut montrer que dans le cas d'un pompage de 60 W, la dépolarisation attendue est très faible avec une valeur inférieure à 0.3%.

3.2.3 Synthèse

Dans cette partie, nous avons présenté les principaux effets attendus liés à une forte charge thermique dans un cristal. Dans les cristaux longs, l'apparition d'une forte lentille thermique entraîne une focalisation du faisceau quelques *cm* après la sortie du cristal. De plus des effets de dépolarisation liés aux contraintes thermiques entraînent également des pertes en puissance. Dans le cas d'un pompage à quelques dizaines de watt, ces effets ne sont pas limitant mais néanmoins présents. Dans la prochaine partie, nous allons présenter le dispositif expérimental utilisé. Il est basé sur le dimensionnement précédemment décrit afin d'obtenir un système de 10 W de puissance moyenne.

3.3 Résultats expérimentaux

L'objectif, on le rappelle, est ici d'amplifier une source laser de faible puissance moyenne (typiquement <1 W) afin d'obtenir une puissance de l'ordre de 10 W pour des énergies dans la gamme de 10-100 μJ et délivrant des impulsions inférieures à 500 fs. Nous allons maintenant présenter le dispositif expérimental mis en place pour générer cette source.

3.3.1 Dispositif expérimental

Le milieu à gain est un cristal d'Yb :YAG dopé à 3%. Les dimensions sont de 10 mm de long, 5 mm de large et 1 mm d'épaisseur. Les faces avant et arrière sont traitées anti réflexion pour la pompe et le signal. Le cristal est pompé par une diode de 60 W couplée dans une fibre de 105 μm pour une ouverture numérique de 0.22, émettant à 940 nm. La pompe et le signal sont focalisés dans le cristal avec des diamètres de 260 μm et 200 μm respectivement. Le schéma expérimental est présenté sur la figure III.8.

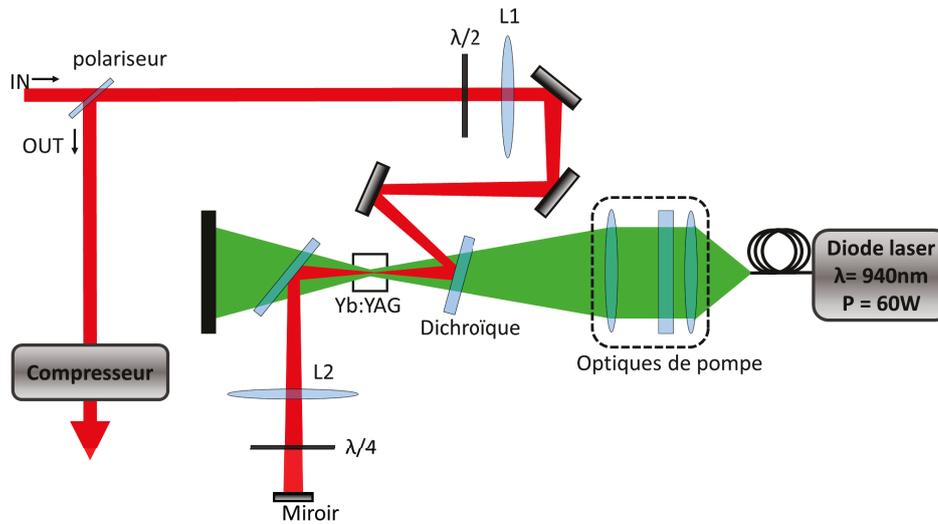


FIGURE III.8: Dispositif expérimental de l'amplicateur double passage

Le signal injecté est polarisé horizontalement et est focalisé par une lentille de 200 mm dans le cristal. Après un passage dans le cristal, le faisceau peut être à nouveau imagé pour un second passage à l'aide d'un système $f-2f$. Une lentille de focale 100 mm combinée à un miroir plan permettent de réimager le signal pour le second passage. Un aller-retour dans une lame quart d'onde permet de tourner la polarisation de 90° afin d'extraire le faisceau sur la réflexion d'un polariseur. Le faisceau est ensuite envoyé vers un compresseur.

La source utilisée est un front-end fibré de la société Amplitude Systèmes. On peut l'utiliser dans différentes configurations :

- Une configuration haute cadence variant typiquement de quelques dizaines de mW à 3.4 W à la cadence de 2 MHz
- Une configuration haute énergie, où le taux de répétition est réduit à 100 kHz, pour une énergie maximale par impulsion de $3.3 \mu J$.

Le spectre est centré à 1030 nm pour une largeur à mi-hauteur de 4 nm.

3.3.2 Résultats expérimentaux

Avant amplification, les impulsions sont étirées à quelques dizaines de ps pour éviter tout effet non-linéaire délétère. La figure III.9(a) présente les résultats obtenus en simple et double passage dans le cas d'une puissance injectée de 120 mW. La figure III.9(b) présente les résultats dans la configuration double passage pour différentes valeurs de signal.

Sur la figure III.9(b), le gain maximal obtenu est proche de 120. Il correspond à un signal injecté de 77 mW. La puissance en sortie est de 9.3 W. Afin d'obtenir une puissance moyenne de 10 W, il faut une puissance injectée minimale de 120 mW en configuration double passage. L'efficacité optique-optique obtenue est alors de 18% pour un gain de 80. On note qu'en configuration simple passage, la puissance de sortie n'est que de 4W, ce qui démontre un réel intérêt dans l'utilisation du double passage lorsque l'on n'est pas en régime de forte extraction ($\text{gain} > 10$). La puissance de sortie maximale a été obtenue en injectant l'oscillateur à 2 MHz afin d'avoir la puissance maximale délivrable. Pour 3.2 W injectés, une puissance de 24.3 W est obtenue après double passage pour une énergie de $12 \mu J$ par impulsion. L'efficacité optique-optique est alors de 38%.

Une caractérisation à 100 kHz a été effectuée pour obtenir les impulsions les plus énergétiques. Des impulsions de $3.3 \mu J$ ont été injectées pour une puissance moyenne de 330 mW. La puissance obtenue en sortie est de 14.5 W pour une énergie de $145 \mu J$. La largeur spec-

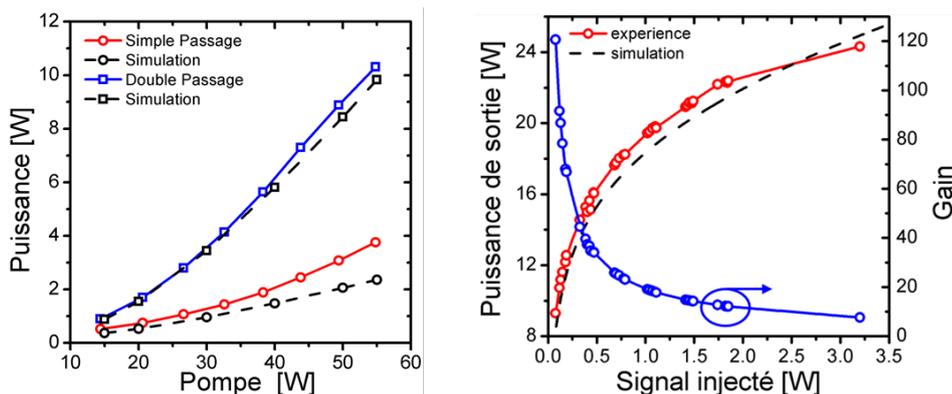


FIGURE III.9: Puissance obtenue en simple et double passage pour un injecteur de 120 mW (a) et puissance et gain en double passage obtenue en fonction de la puissance du signal injecté (b)

trale en sortie est réduite par le gain à 2.5 nm mais permet d'obtenir des impulsions de 630 fs après compression pour une énergie de 116 μJ . La figure III.11 montre le profil spectral de l'impulsions avant et après amplification ainsi que la trace d'autocorrelation obtenue.

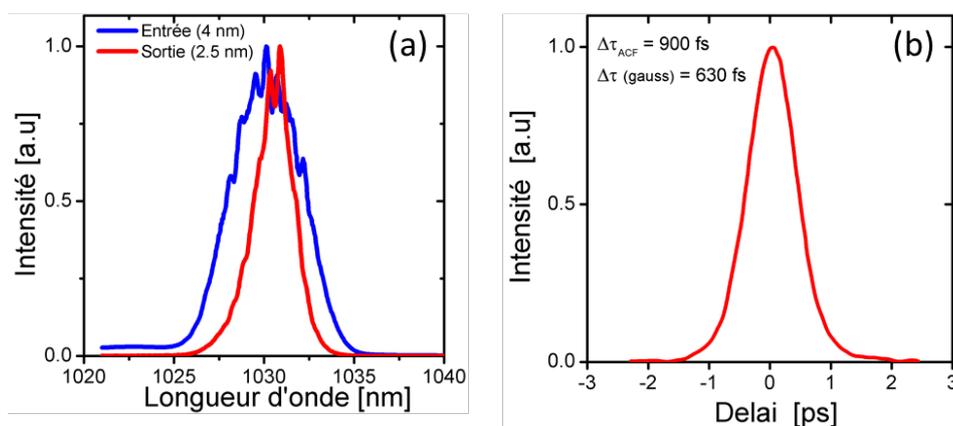


FIGURE III.10: Spectres avant et après amplification (a) et trace d'autocorrelation après compression (b)

Une mesure de qualité de faisceau montre un faisceau quasiment en limite de diffraction avec des valeurs de M^2 de 1.15 et 1.2. Il est intéressant de noter que malgré la géométrie de refroidissement asymétrique, l'astigmatisme obtenu est très faible avec une valeur de 25%¹. De plus, le faisceau présente très peu d'ellipticité. La légère dégradation de caustique de l'un des axes est attribuée au réseau du compresseur. Cette symétrie se comprend bien avec la figure III.6 présentée dans la partie 3.2 montrant que sur un diamètre de 200 μm , le gradient thermique est très similaire sur les axes horizontaux et verticaux.

1. Le standard industriel est plutôt aux alentours de 30%

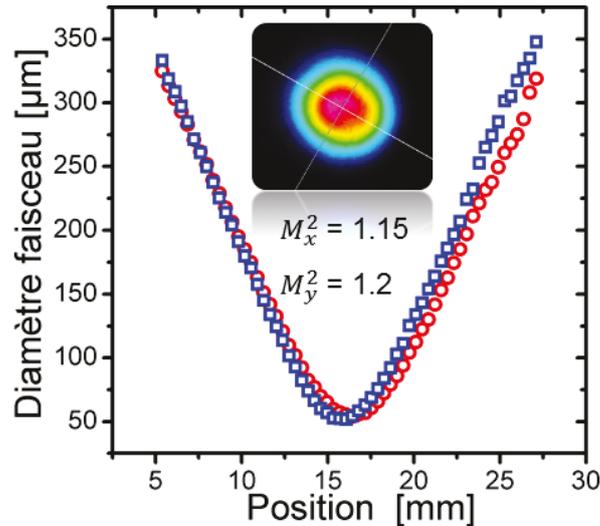


FIGURE III.11: Caustique du faisceau après compression pour une puissance de 11.6 W - Insert : champ proche

3.4 Conclusion et perspectives

Cette architecture, relativement simple et compacte permet de générer des sources laser de plusieurs dizaines de watt et supporte des énergies jusqu'à la centaine de μJ . Pour des facteurs de gains supérieurs à 10, la configuration double passage permet d'augmenter significativement l'efficacité optique-optique. Cependant, l'obtention d'un fort gain entraîne également un effet important du rétrécissement spectral qui limite la durée des impulsions généralement entre 500 et 700 fs. Cette architecture a permis le développement au sein de la société Amplitude Systèmes d'un laser compact et intégré permettant des puissances moyennes allant jusqu'à 10 W pour des énergies jusqu'à 100 μJ (figure III.12).



FIGURE III.12: Laser compact développé par la société Amplitude Systèmes

Le pompage avec des puissances de 60 W ne semble pas une limitation du système. Il est intéressant d'étudier les limites de cette architecture. Pour cela nous avons augmenté les puissances de pompes au delà de la centaine de watts. L'objectif est de délivrer des sources de puissance moyenne supérieures à 50 W pour des énergies dépassant la centaine de μJ .

4 Amplificateur de forte puissance

4.1 Dimensionnement et analogie avec le mini-slab

Dans cette partie nous présentons le développement d'un amplificateur afin de monter à des puissances moyennes de plus de 50 W. Avec le même raisonnement que dans la section 3, il est important d'optimiser le dimensionnement du système. Nous avons, pour cette architecture, utilisé une diode fibrée de 180 W à 940 nm afin d'atteindre une puissance de 50 W. La diode a un diamètre de 200 μm pour une ouverture numérique de 0.22. Nous avons choisi une taille de mode pour la pompe et le signal de 500 et 400 μm de diamètre respectivement afin d'atteindre des énergies de l'ordre du mJ tout en conservant une fluence de l'ordre de 1 J/cm^2 .

4.2 Montée en puissance moyenne

4.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental présenté sur la figure III.13 est très similaire au précédent (figure III.8). Les lentilles d'imagerie pour la pompe et le signal sont différentes afin d'obtenir un diamètre de 500 μm pour le faisceau de pompe et un diamètre de 400 μm pour le faisceau signal. La longueur du cristal est de 10 mm. Le dopage est augmenté à 5% afin d'augmenter l'absorption dans le but d'améliorer l'efficacité optique en comparaison au dispositif présenté dans la partie précédente.

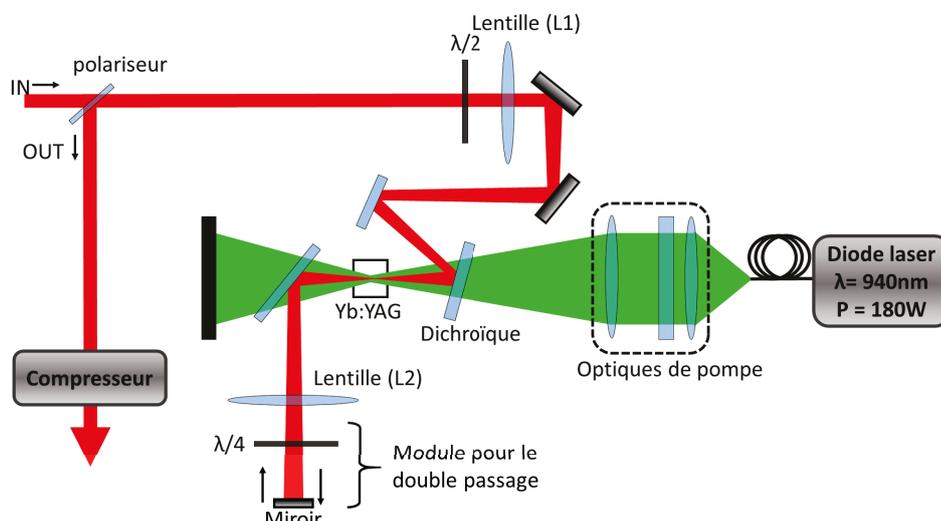


FIGURE III.13: Dispositif expérimental de l'amplificateur pompé par une diode de 180 W.

Afin d'atteindre de fortes puissances moyennes, nous nous plaçons en régime d'extraction. Pour cela nous utilisons des puissances injectées élevées. La source utilisée est un Tangerine, laser industriel de la société Amplitude-Systèmes. Il permet d'obtenir des puissances moyennes jusqu'à 20 W pour des cadences allant de 100 kHz à 2 MHz. Le spectre en sortie est centré à 1033 nm pour une largeur à mi-hauteur de 7 nm. Ceci n'est pas optimal pour l'Yb :YAG qui a son pic d'émission à 1030 nm, mais nous n'avons pas de source délivrant ces mêmes caractéristiques à la longueur d'onde souhaitée. Le laser peut typiquement générer des impulsions jusqu'à 300 fs, mais dans notre cas, la recompression n'est effectuée qu'après notre étage d'amplification "booster". La durée des impulsions étirées est d'environ 500 ps à l'entrée de l'amplificateur.

4.2.2 Les effets thermiques

Contrairement au système pompé avec une diode de 60 W, il est important maintenant de considérer les effets thermiques. Pour cela on peut modéliser la carte de température attendue dans le cristal en utilisant les paramètres du système expérimental. La figure III.14 présente la répartition de température dans le cristal, dans le cas d'un pompage à 180 W sur un diamètre de 500 μm . Une mesure expérimentale pour cette configuration est présentée sur la figure III.14(b). La température en face avant dépasse les 120°C. Cette température entraîne une chute des sections efficaces d'émission à 1030 nm de plus de 40%. Il est néanmoins intéressant de voir qu'à cette température, aucune fracture n'est observée.

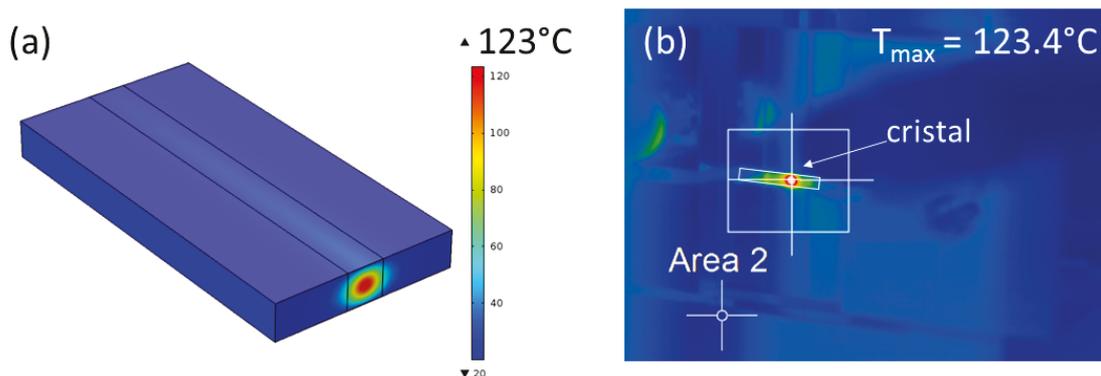


FIGURE III.14: Répartition de la température simulée (a) pour 180 W de pompe sur un diamètre de 500 μm dans un cristal de 10 mm dopé à 5%. - Mesure expérimentale de la température en face avant (b) pour la même configuration.

La simulation et la mesure expérimentale donnent des résultats identiques. On s'attend avec cette valeur de température élevée à une diminution du gain liée au fort effet thermique dans le cristal, ainsi qu'une augmentation de la lentille thermique et de possibles aberrations associées, ce qui risque d'entraîner des dégradations spatiales du faisceau amplifié.

4.2.3 Performances optiques du système

Les premières mesures effectuées ont été obtenues en amplification simple passage. La figure III.15 présente les puissances obtenues en fonction de la puissance de pompe pour 1.5 W et 10 W injectées. Les profils obtenus en champ proche sont également présentés à puissance de pompe maximale.

Lorsque l'on injecte 1.5 W, on atteint une puissance de sortie de 7 W (en simple passage) pour 180 W de pompe. Lorsque 10 W sont injectés, on est capable d'atteindre plus de 35 W (en simple passage). Malheureusement, dans les deux cas, la qualité spatiale, est dégradée. Un profil aplati est observé à faible signal injecté, et le profil devient même creusé au centre dans le cas d'un fort signal injecté de 10 W (cf. figure III.15). Ceci est attribué à une dégradation liée aux aberrations induites par la charge thermique dans le cristal. La forte température au sein du cristal entraîne une forte lentille aberrante qui dégrade le faisceau. Lorsque l'on injecte un signal de forte puissance moyenne, ceci entraîne une augmentation de l'absorption de la puissance de pompe, ce qui a pour effet d'augmenter la température dans le cristal. Ainsi, ceci entraîne des aberrations thermiques encore plus fortes et donc une dégradation spatiale plus prononcée. Afin de minimiser l'influence de ces aberrations sur la qualité spatiale et de réduire la température dans le cristal pour éviter une diminution du gain, nous avons utilisé un cristal plus long et moins dopé de 15 mm pour 3%.

Une étude de la qualité de faisceau en fonction de la taille du signal dans le cristal est présentée figure III.16. Ceci permet d'optimiser le recouvrement entre le signal et la pompe et comprendre l'influence des aberrations sur la dégradation spatiale du faisceau. La figure

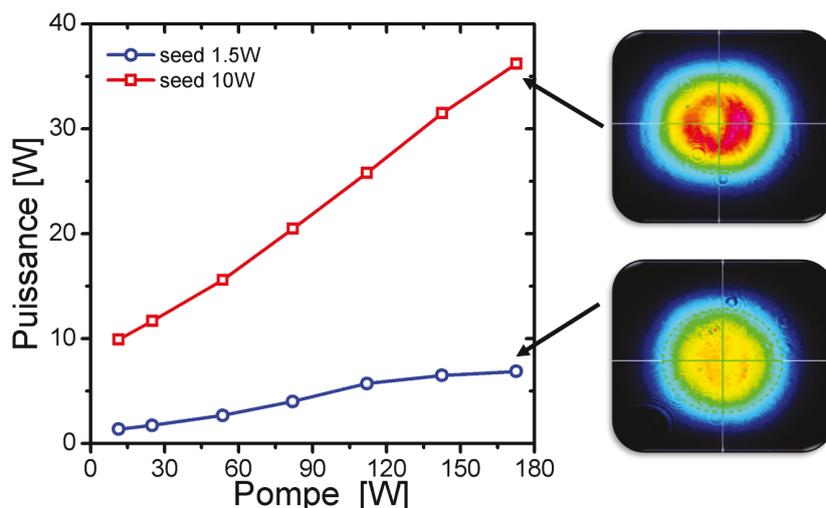


FIGURE III.15: Puissances obtenues pour 1.5 W et 10 W injectées en fonction de la puissance de pompe. Tailles du faisceau signal et du faisceau de pompe de 400 et 500 μm respectivement. Insert : profils en champ proche à puissance maximale

représente l'évolution de la qualité spatiale et de la puissance de sortie après un passage dans le cristal pour différentes tailles de modes lorsque un signal de 1 W est injecté .

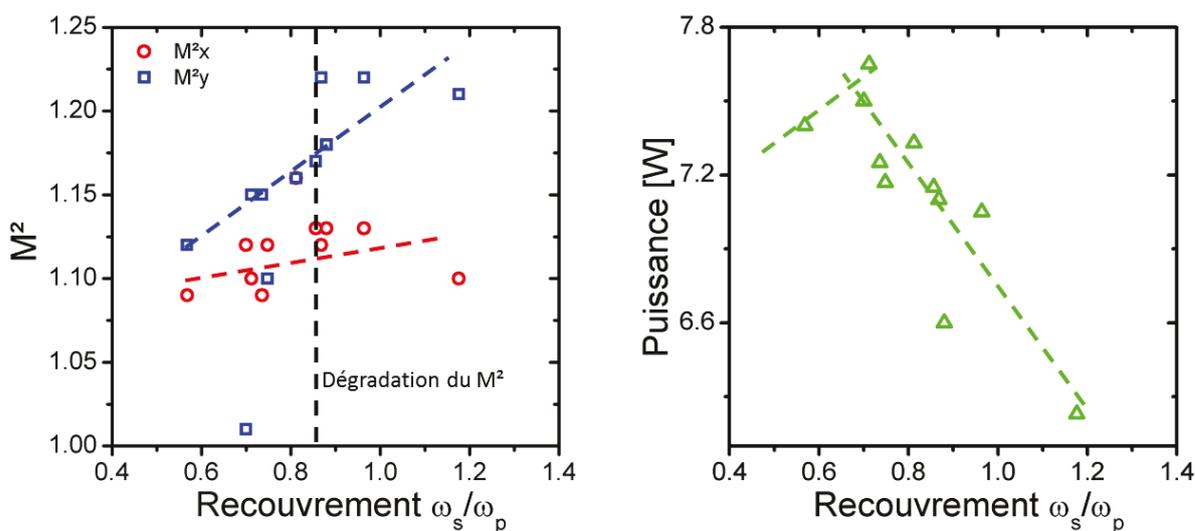


FIGURE III.16: Évolution du M^2 en amplification simple passage pour différentes tailles de signal et Puissances correspondantes pour 1 W injecté et pour une taille de pompe fixée à $\omega_p = 500 \mu\text{m}$.

Lorsque le recouvrement entre le signal et la pompe est supérieur à 1, la différence de M^2 entre les deux axes devient importante. C'est ce qu'on observe par exemple quand la taille de faisceau signal est de 590 μm (pour un recouvrement d'environ 1.2). Cette dissymétrie est liée à la géométrie du pavé. Sur l'axe verticale, dans le cas où le recouvrement est supérieur à 1, l'effet des aberrations induites par la thermique devient de plus en plus important car le gradient est très fort et très différent de celui obtenu sur l'axe horizontal. Ceci entraîne alors une dégradation du M^2 et du profil spatial. En champ lointain, on observe même un léger halo autour du faisceau, signature typique d'une aberration sphérique.

Lorsque le recouvrement est réduit à des valeurs proche de 0.7 (pour une taille de faisceau correspondante de 300-350 μm), les deux axes ont une caustique relativement proche avec un M^2 aux alentours de 1.1-1.15. Lorsque l'on réduit encore ce recouvrement (à 0.6), la qualité de faisceau semble encore s'améliorer avec un M^2 autour de 1.1. Cependant, lorsque le faisceau

est trop petit, la puissance de sortie semble diminuer légèrement (figure III.16). Ainsi nous nous sommes placés dans une configuration avec un recouvrement de 0.7 dans la suite de notre étude. Ceci permet une bonne qualité spatiale, et aussi le maximum de puissance.

Avec ces considérations, le choix s'est donc porté sur une taille de mode de $300 \mu\text{m}$, soit une réduction de 25% par rapport à la taille précédemment utilisée III.15 de $400 \mu\text{m}$. La figure III.17 présente les puissances de sortie obtenues en un passage et deux passages pour différentes puissances injectées en fonction de la puissance de pompe.

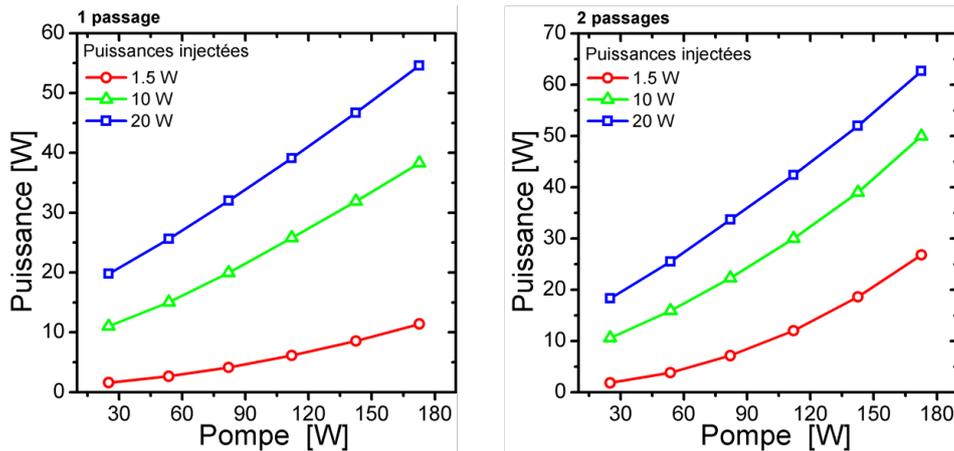


FIGURE III.17: Puissance de sortie en simple et double passage pour différentes valeurs de puissances injectées

Contrairement au cas précédemment III.15 où nous avons obtenu 7 W pour 1.5 W injectés, la puissance obtenue en simple passage est à présent supérieure à 10 W. En configuration double passage, le gain monte jusqu'à 18. On atteint alors une puissance de 28 W. Lorsque l'injection est de 20 W, 55 W sont obtenues en un passage et 62 W en deux passages. L'efficacité optique est alors de 25%. Cependant, cette architecture présente des limitations en terme de qualité spatiale. En configuration simple passage, il est possible d'obtenir des faisceaux dont la caustique est propre et ne présente pas trop de dégradations. En revanche, en deux passages dans le milieu à gain, on observe un fort astigmatisme et une dégradation du faisceau. Ceci est illustré sur la figure III.18. Les M^2 mesurés sont respectivement 1.09 et 1.18 en simple passage et 1.17 et 1.22 en double passage. L'optimisation de la position de la lentille (L2) et du miroir de renvoi est effectuée en regardant la qualité spatiale en sortie et non la puissance. En effet, il est possible d'extraire plus de puissance du système lorsque le mode est légèrement grossi au second passage, cependant les aberrations deviennent alors trop importantes et la dégradation du faisceau trop forte. D'un autre côté, il ne faut néanmoins pas trop réduire le faisceau lors du second passage pour des raisons de tenue au flux aux faces du cristal. En effet, la face avant qui correspond à la sortie pour le second passage à de fort risque d'être endommagée.

L'influence du recouvrement entre la taille de signal et la taille de pompe est très important. En simple passage nous avons montré une dégradation du faisceau lorsque celui ci n'est pas bien adapté. En double passage, il devient quasi impossible d'obtenir un faisceau exploitable en conservant une taille de mode identique entre le 1^{er} et le 2nd passage. Or, réduire la taille des modes n'est pas une solution intéressante pour la montée en énergie à cause des seuils de dommages. Une étude avec une diode à 969 nm a été effectuée afin de valider l'intérêt d'utiliser un pompage induisant un défaut quantique de 6% au lieu de 9% (dans le cas à 940 nm), soit une réduction de 30% de la charge thermique. Ceci permet de pouvoir utiliser à puissance de pompe fixée des faisceaux lasers plus gros, qui seront moins sensibles à la température.

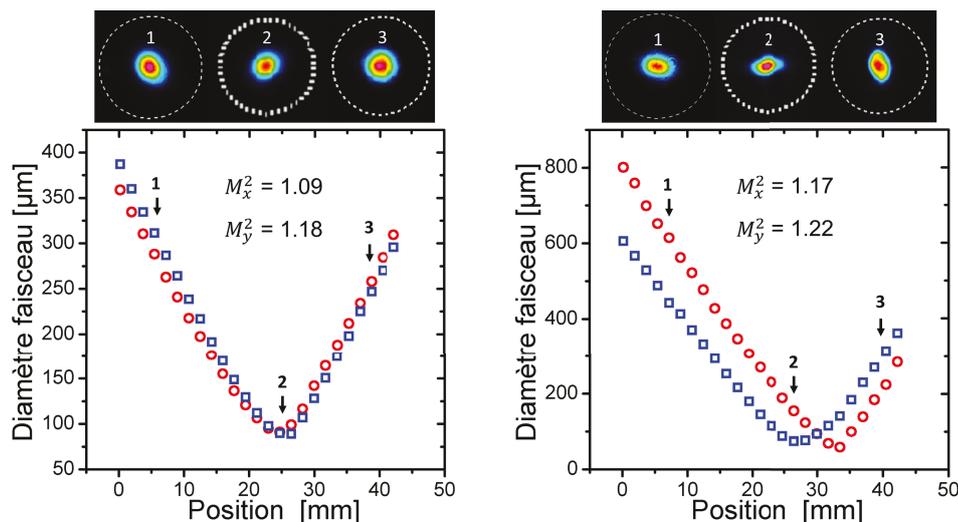


FIGURE III.18: Caustiques des faisceaux obtenues en 1 passage et 2 passages dans le cristal.

4.3 Le pompage à 969 nm

Le dispositif expérimental (figure III.19) reste le même que précédemment, mais la diode est remplacée par une diode fibrée délivrant 200 W pour un diamètre de fibre de $200 \mu\text{m}$, d'ouverture numérique 0.22 à une longueur d'onde de 969 nm et stabilisée en longueur d'onde. Les diamètres de faisceaux sont de $400 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$ pour le signal et la pompe respectivement. Les puissances de pompe présentées par la suite correspondent à la puissance incidente disponible à l'entrée du cristal.

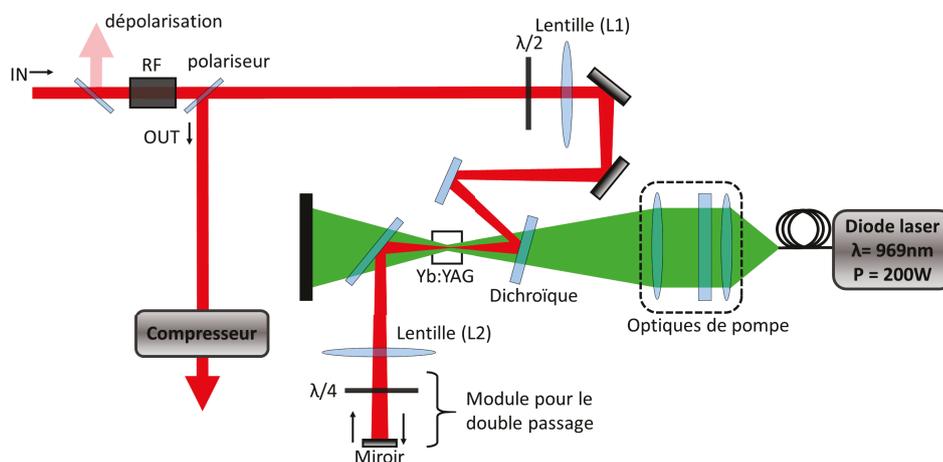


FIGURE III.19: Dispositif expérimental utilisé pour le pompage à 969 nm

La figure III.20 compare les puissances obtenues dans le cas d'un pompage à 940 nm et à 969 nm. À forte puissance, on observe une amélioration des performances en terme de puissance de sortie pour le pompage sur la ligne à zero phonons (ZPL en anglais pour Zero phonon line), c'est à dire à 969 nm pour l'Yb :YAG. À 180 W de puissance de pompe, on est capable d'extraire 10 W de plus que dans le cas du pompage à 940 nm.

Une caractérisation de la puissance de sortie pour différentes puissances injectées à été menée en un passage et deux passages dans l'amplificateur. La figure III.21 présente les résultats obtenus pour 1.5 W de signal injecté ainsi que pour 18 W injectés. Les courbes en pointillés noirs représentent les simulations effectuées avec le code matlab III.1 afin d'estimer la puissance

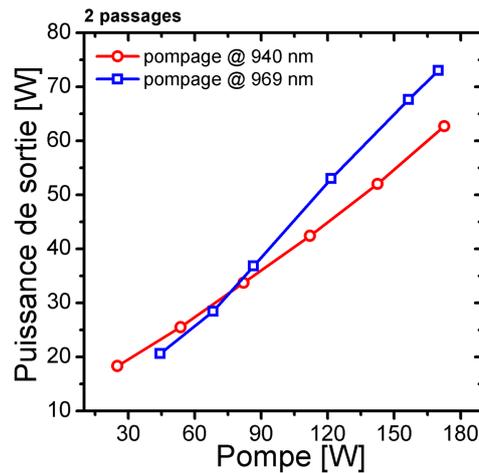


FIGURE III.20: Puissance de sortie dans le cas du pompage à 940 nm et à 969 nm pour 20 W injectés et une architecture double passage.

en sortie du système. Dans tous les cas, les prédictions données par la simulation semblent concorder avec nos résultats. Ceci permet de valider le code d'amplification et d'être capable de dimensionner d'autres systèmes par la suite. Il faut néanmoins noter qu'un léger ajustement est généralement effectué sur le diamètre de la pompe pour coller aux résultats expérimentaux. Cet ajustement est généralement effectué à puissance de pompe maximal (dans notre cas 180 W), et n'est plus touché pour aucune puissance de pompe ou signal. Il faut également noter que les spectres de la diode sont généralement caractérisés avant utilisation et lorsqu'on observe une dérive par rapport au point de fonctionnement (à savoir 940 nm ou 969 nm), il est possible de faire un ajustement dans la simulation.

En double passage, l'efficacité optique calculée ne dépasse pas 18% lorsque 1.5 W sont injectés, mais monte à 32% lorsque l'on injecte 18 W. Dans les systèmes utilisant des cristaux, des efficacités supérieures à 30% sont généralement définies comme bonnes.

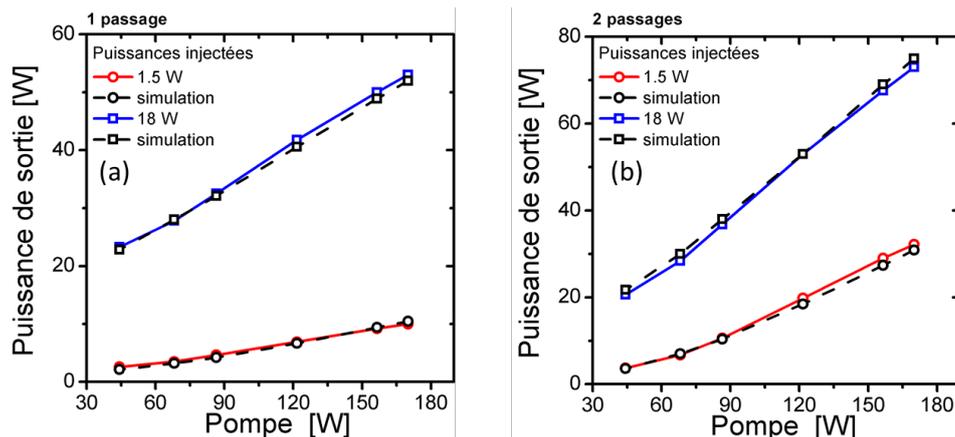


FIGURE III.21: Puissance obtenue en simple et double passage pour un injecteur de 1.5 W (a) et de 18 W (b)

Une étude de la qualité de faisceau a également été effectuée et la figure III.22 présente les caustiques obtenues pour 18 W injectés dans les configurations simple et double passage (utilisant une lame quart d'onde pour tourner la polarisation entre les deux passages). Comme pour le pompage à 940 nm, en simple passage on observe aucune détérioration du faisceau (figure III.22(a)). Dans le cas du double passage, on retrouve des profils elliptiques et un halo autour du faisceau principal. Cependant, cela arrive à une puissance de sortie supérieure à celle

obtenue en pompant à 940 nm (figure III.22(b)).

La lame quart d'onde utilisée pour tourner la polarisation du faisceau entre le premier et le second passage peut être remplacée par un rotateur. Nous allons comparer ces deux configurations. Les résultats sont identiques en terme de puissance de sortie totale, mais on observe une puissance rejetée (partie du faisceau dépolarisée) plus importante avec le rotateur. Avec la lame quart d'onde, la dépoliarisation en double passage à puissance de pompe maximale est de l'ordre de 3%. En utilisant un rotateur, on obtient une dépoliarisation plus proche de 5%. Ceci peut être expliqué par une charge thermique plus importante dans le rotateur (une puissance de 50 W traverse le rotateur), qui entraîne un échauffement de ce dernier. En effet, la constante de Verdet est dépendante de la température. Si la constante de Verdet change, alors l'axe des polariseurs alignés à température ambiante n'est plus optimisé car la rotation de polarisation lors de la propagation du cristal du rotateur a changé. Il en résulte ainsi une dépoliarisation supplémentaire.

Il est possible de jouer sur la qualité spatiale du faisceau après un double passage, en jouant sur l'état de polarisation initial du faisceau. En tournant cette lame de 13r , il est alors possible d'obtenir, après deux passages dans le cristal, un faisceau de forme circulaire sans quasiment aucun astigmatisme, ceci au détriment de seulement 4 watts de puissance. Il en résulte une augmentation de la dépoliarisation atteignant 9% mais pour un faisceau à présent circulaire (figure III.22(c)). La rotation de la lame demi-onde combinée au rotateur permet de compenser les effets thermiques induits dans le système. Ceci n'est pas possible dans le cas d'une lame quart-d'onde.

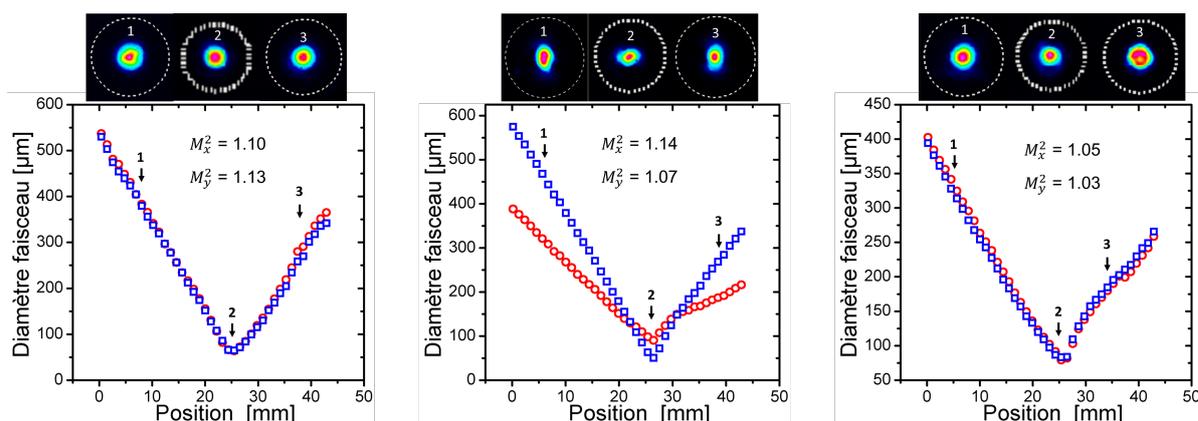


FIGURE III.22: Caustiques en amplification simple passage pour 53 W de puissance en sortie (a), en amplification double passage pour 73 W de puissance en sortie utilisant une lame quart-d'onde pour la rotation de polarisation entre les deux passages (b) et en amplification double passage pour 69 W de puissance de en sortie utilisant un rotateur pour la rotation de polarisation (c)

4.3.1 Mesures de fronts d'onde

La quantification des aberrations peut se faire à l'aide d'un analyseur de front d'onde. On détermine ainsi les variations de phase entraînant une dégradation spatiale du faisceau. Le Phasics (figure III.23) est un interféromètre à décalage quadrilatéral. Le faisceau incident se propage à travers un élément diffractif, d'où résultent quatre répliques du faisceau. Ces répliques spatiales interfèrent sur une caméra. L'interférogramme obtenu est déformé par le gradient du front d'onde, qui peut être retrouvé par analyse de Fourier.

On image la face arrière du cristal sur le Phasics afin de mesurer la phase accumulée le long du cristal après un simple passage. L'imagerie est effectuée avec un grandissement de 6 car les modes dans le cristal sont trop petits pour avoir une bonne résolution avec un grandissement unitaire. On peut quantifier les différents ordres de phase tels que le défocus (traduisant la lentille thermique) et les ordres supérieurs (tels que l'astigmatisme, l'aberration sphérique

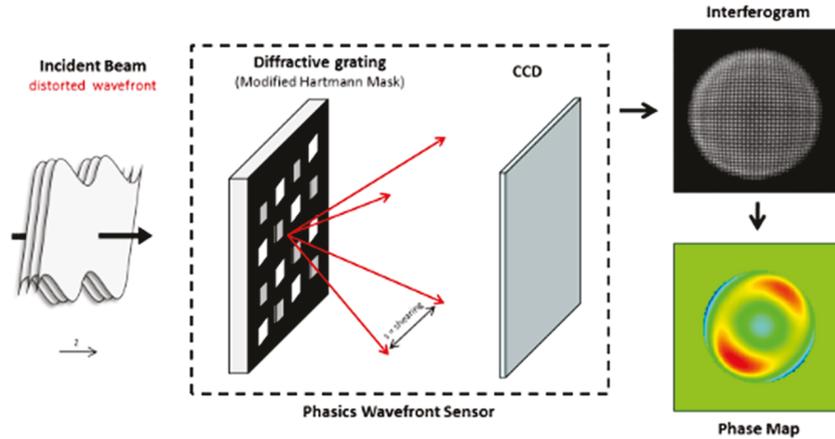


FIGURE III.23: Principe de fonctionnement du Phasics

etc...)). La base utilisée pour caractériser les aberrations est la base de Zernike. Elle est définie ici sur une pupille circulaire, dont le rayon est égal à celui mesuré à $1/e^2$ du faisceau incident. Dans notre expérience, les faisceaux utilisés sont circulaires, ce qui justifie l'utilisation de cette base, bien que l'illumination soit de forme gaussienne et non bornée. Une mesure de la puissance dioptrique permet de remonter à la lentille thermique. Ceci a été effectué dans le cas du pompage à 940 nm et 969 nm (voir figure III.24).

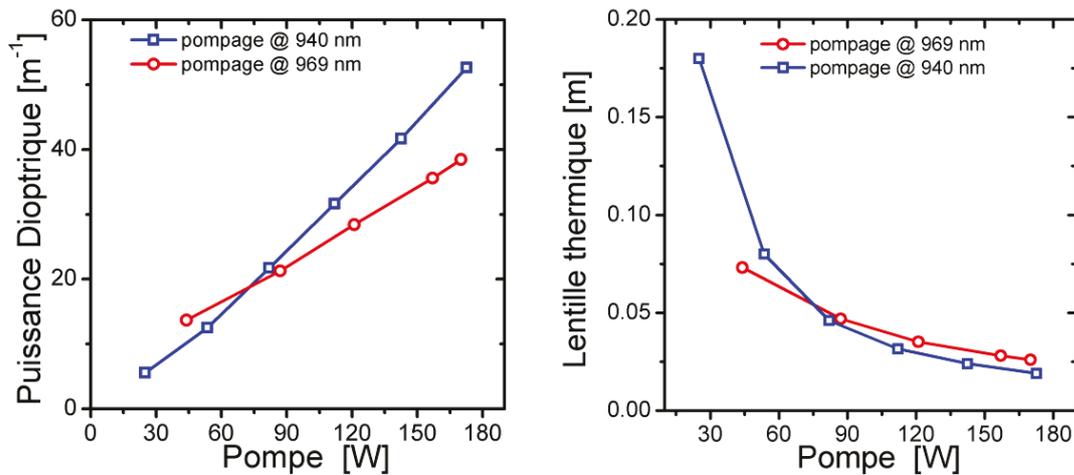


FIGURE III.24: Puissances dioptriques et lentilles thermiques mesurées pour le pompage à 940 nm et 969 nm pour différentes puissances de pompe

Lorsque la puissance de pompe atteint 180 W, le foyer de la lentille thermique peut être estimée à 2 cm après la face arrière du cristal lors du pompage à 940 nm. Dans le cas du pompage à 969 nm, le foyer de la lentille thermique est estimée autour de 3 cm. L'augmentation de la lentille thermique¹ de 3 cm à 2 cm (correspondant à une augmentation de la dioptrie de 38.5 m à 52.6 m) semble cohérent avec la réduction de la charge thermique de 30% lié à l'utilisation d'un pompage à 969 nm au lieu de 940 nm. À faible puissance de pompe, la lentille thermique à 940 nm devient plus faible car la diode se décale en longueur d'onde et le cristal absorbe beaucoup moins contrairement à la diode à 969 nm qui est stabilisée.

Une étude des aberrations d'ordres supérieurs a été menée afin de quantifier les aberrations responsables de la dégradation du faisceau. À l'aide du Phasics, il suffit de filtrer la phase parabolique, appelée *focus* afin d'avoir accès aux autres aberrations (figure III.25). Le diamètre du faisceau est de 360 μm (correspondant au cas (b) de la figure III.26). La variation de phase

1. Parler de lentille "forte" correspond à une lentille de focale courte.

maximale (PtV en anglais pour Peak to Valley) est estimée à 0.27λ dont une composante liée à l'aberration sphérique "pure" de 0.176λ (0.026λ RMS). Il semble que l'aberration sphérique soit la plus prédominante dans notre système. On peut utiliser l'approximation de Mahajan qui donne le rapport de Strehl par la formule suivante :

$$S \approx e^{(-4\pi^2\sigma^2)} \quad (\text{III.7})$$

Ainsi, on estime le rapport de Strehl proche de 0.97.

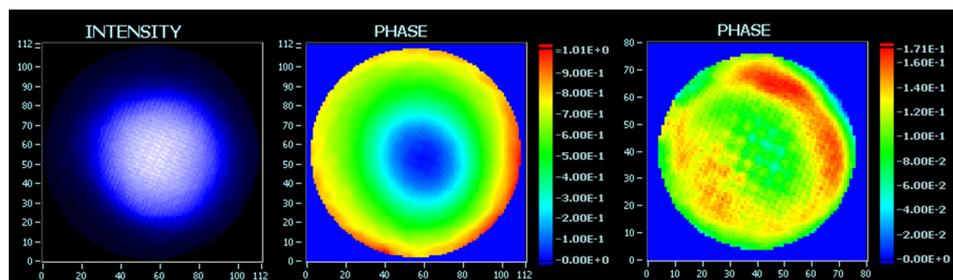


FIGURE III.25: Profils d'intensité et de phase mesurés avec et sans le défocus du faisceau après propagation dans le cristal de 15 mm, 3%, pompé avec 180 W à 969 nm.

Dans le cas d'un faisceau de $480 \mu\text{m}$ de diamètre pour une taille de pompe de $500 \mu\text{m}$ de diamètre, les aberrations sont estimées à 0.32λ (PtV) (correspondant au cas (c) de la figure III.26). Cette mesure correspond à une variation de front d'onde de 0.066λ RMS. Le rapport de Strehl correspondant est dans ce cas de 0.84. Il est difficile de quantifier avec précision les aberrations et de déterminer un critère permettant de dire si un faisceau se propage correctement ou non. Si on se base sur ces résultats préliminaires, il est peut-être possible de dire que pour un rapport de Strehl inférieur à 0.9, le faisceau commence à se dégrader.

La figure III.26 présente les caustiques mesurées pour différentes tailles de faisceau après un passage dans le milieu amplificateur. Lorsque le faisceau est inférieur à $400 \mu\text{m}$ de diamètre, il est possible de conserver une bonne qualité spatiale durant la propagation du faisceau sans observation de profils tels que des donuts ou des halos. Au delà, lorsque le diamètre du signal devient équivalent à celui de la pompe, la caustique devient difficile à ajuster par la caustique d'un faisceau gaussien, et on observe également une dégradation du faisceau dans certains plans. Lorsque la taille du signal est plus grande que celle de la pompe, les dégradations sont encore plus importantes et il n'est plus possible de comparer le faisceau à un faisceau gaussien.

Mettre en évidence l'impact des effets thermiques sur la qualité de faisceau permet d'orienter le dimensionnement du système et le choix de la taille des modes. Cependant, définir un facteur de qualité critique sur la forme de ces effets et définir des valeurs exactes pour lesquelles on peut qualifier un faisceau de gaussien ou non gaussien, est plus difficile. L'objectif de cette étude est de faire comprendre que le paramètre M^2 utilisé pour caractériser la propagation d'un faisceau laser a des limites. Les courbes de régression non-linéaire utilisées pour définir le M^2 partent en général de l'hypothèse que la référence est un faisceau gaussien. Or ici, dans les cristaux longs, il y a un fort couplage intensité-phase qui entraîne une modification du profil d'intensité et non pas seulement la divergence. C'est pour cela qu'on observe certains "décrochages" de la largeur à $1/e^2$ sur la caustique du faisceau. Il est peut être intéressant de définir un second paramètre "standard" servant à définir la qualité spatiale d'un faisceau dégradé, comme le rapport de Strehl par exemple.

De plus, en fonction de l'application visée, l'importance de la qualité spatiale d'un faisceau peut différer. Dans le cas d'une application utilisant un faisceau focalisé comme le micro-usinage, il se peut que seul le profil spatial au foyer soit important. Même si le rapport de Strehl ne vaut que 0.8, décrivant une intensité de seulement 80% en comparaison au cas idéal,

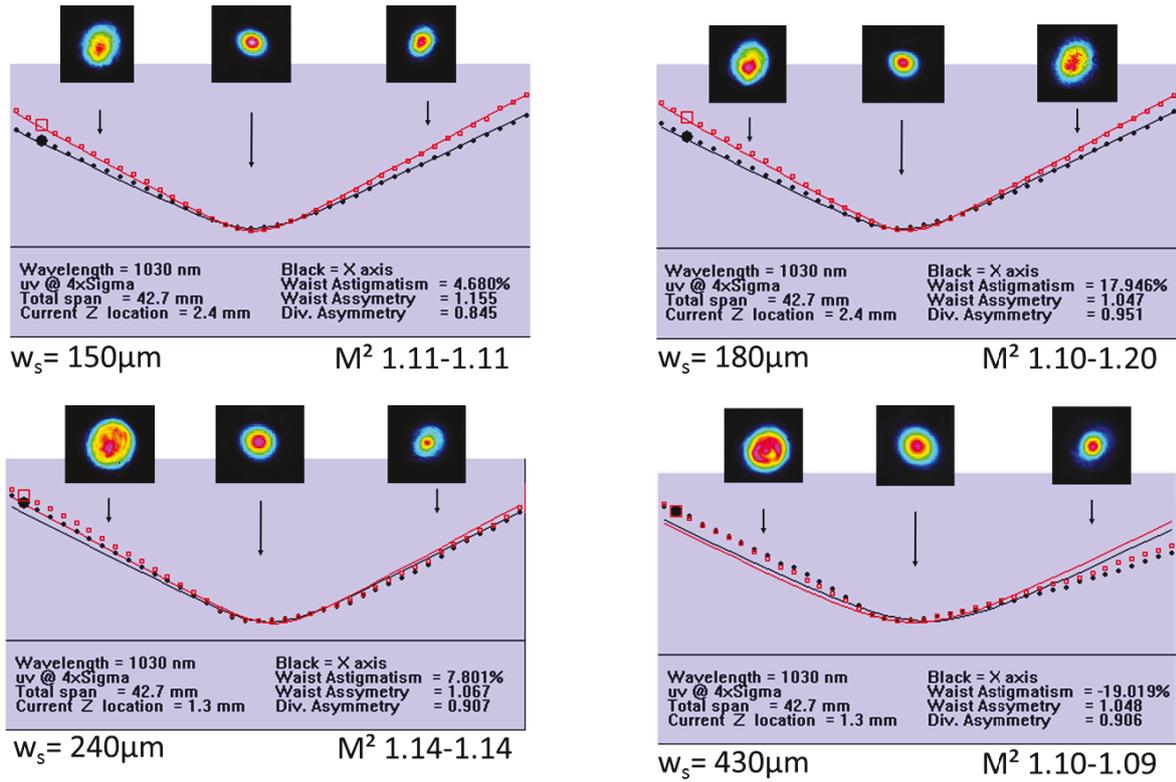


FIGURE III.26: Caustiques mesurée en simple passage pour différentes tailles de signal - rayon de la pompe au waist = $250\ \mu\text{m}$

il est possible d'ajuster la lentille de focalisation et d'ajuster la taille du faisceau. Dans d'autres cas, tel le pompage d'OPA, bien qu'on travaille autour du waist, la phase spatiale est essentielle à une bonne efficacité de conversion entre la pompe et le signal car le profil de pompe viendra s'imprimer sur celui du signal si on travaille proche de la saturation. En effet, dans le milieu non-linéaire, les trois ondes s'échangent de l'énergie de façon locale. De plus, comme la conversion non-linéaire est d'autant plus importante que l'intensité est grande, les points chauds de la pompe auront tendance à être amplifiés. Lors de l'amplification de la pompe si le faisceau acquiert une phase spatiale dégradée, l'efficacité de conversion voire le profil du signal sera dégradé.

Synthèse

Le pompage à 969 nm a permis d'améliorer les performances optiques de notre système de plus de 15% avec l'obtention de 73 W en sortie d'amplificateur contre 62 W dans le cas du pompage à 940 nm. La réduction de la charge thermique a diminué la puissance dioptrique d'un facteur de 30%, ce qui a également permis d'augmenter les tailles de modes dans le cristal.

Ceci permettra de monter en énergie par la suite. En configuration d'amplification simple passage, il est possible d'obtenir une qualité de faisceau sans dégradation avec des valeurs de M^2 inférieures à 1.20 lorsque l'on ajuste le recouvrement entre la pompe et le signal. Néanmoins, malgré la réduction du défaut quantique en pompant à 969 nm, il reste toujours difficile d'obtenir une excellente qualité spatiale en double passage, et l'ajustement de la taille de mode devient alors très critique et nécessite une réduction drastique de la taille de faisceau, limitant très fortement l'énergie accessible.

Dans le paragraphe suivant, nous présenterons une modélisation des effets thermiques limitant la montée en puissance de ce type d'architecture. Ce type de simulations est encore

préliminaire. Il permet actuellement de seulement reproduire grossièrement les dégradations spatiales observées expérimentalement, mais a pour objectif d'être utilisée afin de dimensionner grossièrement de nouveaux systèmes amplificateurs et d'anticiper une dégradation spatiale potentielle du faisceau après amplification.

4.3.2 Simulation des effets thermiques

Dégradation spatiale du faisceau

Nous avons expérimentalement observé des dégradations spatiales du faisceau lors de la montée en puissance. Une caractérisation a été effectuée à l'aide d'un analyseur de front d'onde et de mesures de caustiques. Cependant, il est difficile de définir un paramètre unique permettant de définir si un faisceau est dégradé. De plus, la définition d'un faisceau trop dégradé, ou utilisable, dépend également de l'application visée. La simulation peut alors servir à visualiser les effets délétères sur le profil transverse du faisceau lors de sa propagation. Il est intéressant d'utiliser un code d'amplification incluant la propagation spatiale (3D). Ceci permet de visualiser les effets de distorsions du faisceau induits par les effets thermiques dans les systèmes de forte puissance. Il est alors possible de mettre en évidence les différents aspects influent sur la qualité spatiale du faisceau, tels que les effets de saturation du gain, du guidage par le gain, de lentille thermique aberrante... Actuellement, le code développé ne prend pas en considération tous ces aspects liés à l'amplification, mais seulement ceux liés à la charge thermique dans le cristal amplificateur. Ceci permet néanmoins d'estimer l'influence de la lentille aberrante sur un faisceau monomode.

Lorsqu'un cristal est pompé de manière importante, on peut observer des distorsions optiques liées aux effets thermiques. Nous allons détailler les contributions de ces effets thermiques sur la phase traversée par le faisceau lors de la propagation dans le cristal. En considérant un cristal de longueur L et d'indice n_0 (cas de l'Yb :YAG qui est isotrope), on peut écrire l'écart de phase induit dans le cristal sous la forme :

$$\delta(x, y, dz) = \left(\frac{dn}{dT} T(x, y, dz) + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \epsilon_{ij}} \epsilon_{ij}(x, y, dz) + (n_0 - 1) \epsilon_z(x, y, dz) \right) \quad (\text{III.8})$$

En ne prenant pas en compte les effets photo-élastiques¹, les deux derniers termes disparaissent. Nous avons alors la phase locale qui est définie telle que :

$$\delta(x, y, dz) = \frac{dn}{dT} T(x, y, dz) \quad (\text{III.9})$$

A l'aide du code développé sous le logiciel COMSOL, on récupère la carte de phase calculée dans le cas d'un pompage à 969 nm avec les paramètres présentés dans la partie 4.3. On propage ensuite le faisceau au travers de cette carte de phase à l'aide d'un code de BPM développé sous matlab. Le code est en 3D et utilise deux opérateurs afin de modéliser la propagation du faisceau :

- L'opérateur propagation : défini dans l'espace de Fourier pour une tranche dz :

$$H(u, v, dz) = \exp(-i\pi\lambda dz(u^2 + v^2)) \quad (\text{III.10})$$

Avec (u, v) les fréquences spatiales correspondantes aux axes (x, y) .

- L'opérateur phase défini sur la tranche dz tel que :

$$\Phi(x, y, dz) = \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda} \delta(x, y, dz) dz\right) \quad (\text{III.11})$$

Paramètre M^2 du faisceau de pompe	M^2	76	
Longueur de rayleigh	z_R	$n_0\pi\omega_{p0}^2/(\lambda M^2)$	m
Rayon du faisceau de pompe au col ($1/e^2$)	ω_{p0}	250	μm
Rayon du faisceau de pompe ($1/e^2$)	$\omega(z)$	$\omega_{p0}\sqrt{1 + ((z)/z_R)^2}$	μm
Profil transverse du faisceau	$I(x, y)$	$e^{-((x/\omega(z))^2 + (y/\omega(z))^2)}$	
Profil longitudinal d'absorption	$abs(z)$	cf. texte	W/m

TABLE III.6: Définitions et notations pour la simulation thermique sous COMSOL.

Le tableau III.6 présente les paramètres utilisés pour la simulation des aberrations induites par les effets thermiques.

Le profil longitudinal d'absorption est précédemment calculé à l'aide du code d'amplification (voir 2.1). On applique un ajustement polynomial afin d'intégrer le profil dans le code d'analyse thermique. La figure III.27 montre la carte de phase obtenue lors de la simulation. La phase est intégrée suivant l'axe de propagation longitudinal z .

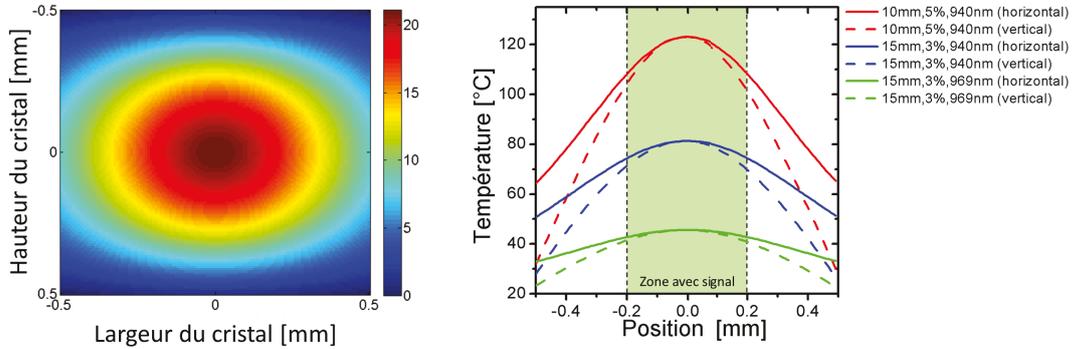


FIGURE III.27: (a) Carte de phase intégrée (en radians) obtenue en pompant avec 180 W à 969 nm dans un cristal de $1 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$ - Zone centrée sur une surface de $1 \times 1 \text{ mm}^2$. (b) Profils transverses de températures pour le cas du pompage à 940 nm dans un cristal de 10 mm (rouge), 15 mm (bleu) et cas du pompage à 969 nm dans un cristal de 10 mm (vert).

On remarque que, non seulement, la température est plus faible dans le cas du pompage à 969 nm que dans le cas du pompage à 940 nm, mais que le gradient de température dans les axes verticaux et horizontaux et également beaucoup plus faible. Ceci traduit une différence de phase accumulée entre le centre du faisceau et le bord beaucoup moins importante, entraînant une réduction des aberrations et de la dégradation spatiale du faisceau. Dans la zone où le signal se propage, la différence entre les gradients transverses horizontaux et verticaux n'est pas non plus significative, ce qui traduit un astigmatisme beaucoup moins fort que dans le cas du pompage à 940 nm, comme montré expérimentalement.

La figure III.28 présente les résultats obtenus dans la configuration du pompage à 969 nm pour 180 W de pompe dans le cas d'un faisceau signal de $200 \mu m$ de rayon. En simple passage, le faisceau reste relativement circulaire et présente peu d'astigmatisme ou d'ellipticité. En double passage, l'astigmatisme est prononcé et on observe même une dégradation du profil spatial du faisceau. Les profils de type "donut" commencent à apparaître, ce qui tend à confirmer la présence des aberrations thermiques.

Ces simulations valident l'apparition de profils transverses creusés induits par les effets thermiques, et confirment l'augmentation de la dégradation du faisceau en configuration double passage. Les résultats ne sont pas exactement comme ceux obtenus expérimentalement, mais

1. Ces effets seront intégrés au code dans le cadre du stage de Philippe Albrodt qui travaille sur les effets thermiques dans les systèmes amplificateurs à base de cristaux.

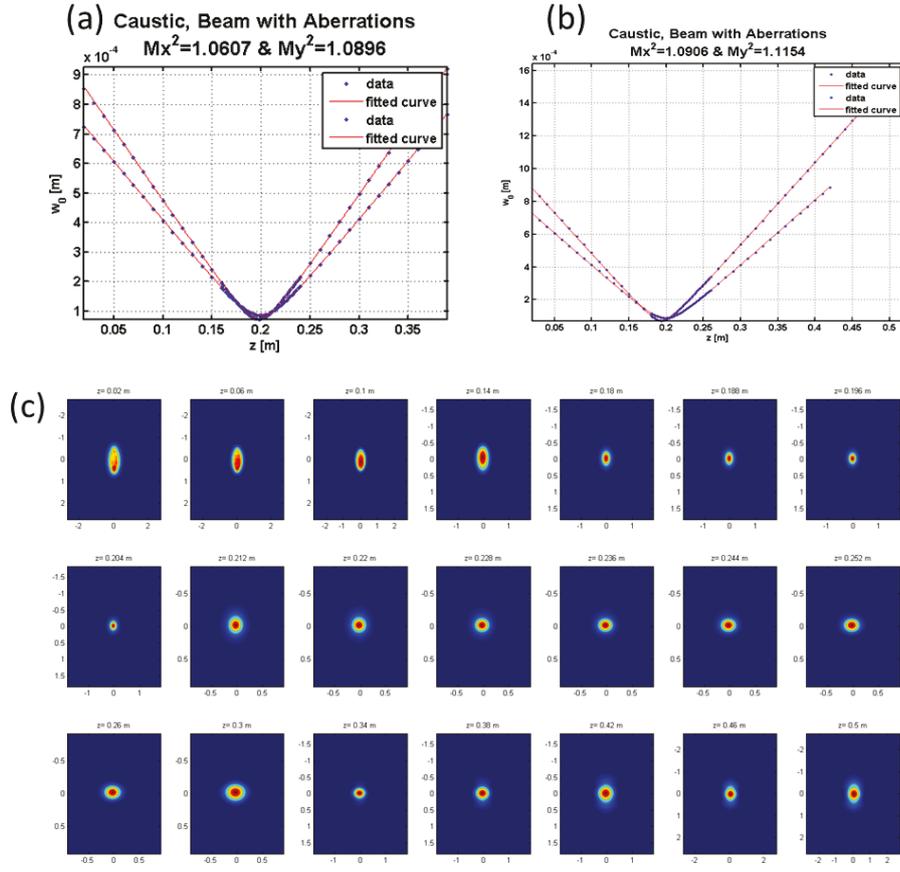


FIGURE III.28: Caustique du faisceau en simple (a) et double (b) passage. Evolution du profil transverse du faisceau en double passage (c) pour un pompage à 969 nm et un faisceau injecté de 20 W. Tailles de faisceaux de $400 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$ pour le signal et la pompe respectivement.

beaucoup de paramètres sont difficiles à quantifier, principalement dans le cas de la configuration en double passage. De plus, nous considérons dans nos simulations un profil de pompe gaussien, ce qui dans la réalité n'est pas tout à fait correct. La taille de mode du signal n'est peut-être pas parfaitement identique entre la simulation et l'expérience, surtout lors du second passage, où nous optimisons l'imagerie pour améliorer la qualité spatiale. Néanmoins, cet outil permet de valider des observations expérimentales mais peut être aussi utilisé - bien que incomplets - pour le dimensionnement de nouvelles architectures afin d'anticiper une trop forte dégradation du faisceau dans le cas d'un mauvais design d'amplificateur.

Les effets de la dépolarisation thermique

Induire une charge thermique dans un matériau isotrope entraîne également un effet de dépolarisation, comme présenté dans la partie 3.2.2. Le logiciel COMSOL est un outil puissant qui nous permet, par la méthode des éléments finis, de déterminer les différentes propriétés thermo-mécaniques de notre cristal lorsque celui-ci est pompé. Il est possible alors de remonter au tenseur de déformation ϵ en tout point de notre cristal qui, combiné aux coefficients élasto-optiques ρ , nous permet de remonter aux variations d'indices en tout point du milieu par la relation :

$$\Delta n_{1,2} = n_{1,2} - n_0 \approx -\frac{1}{2}n_0^3 B_{1,2} \quad (\text{III.12})$$

Avec $B_{1,2}$ les valeurs propres de la matrice transverse, définie telle que :

$$B = \rho \cdot \epsilon \quad (\text{III.13})$$

Dans notre cas il est important d'effectuer une rotation de la matrice élasto-optique, qui est généralement donnée pour une coupe cristalline [100]. Dans l'Yb :YAG la coupe utilisée est la coupe [111]. Ce changement d'orientation peut être trouvé dans [Puncken 10].

Après simulation de la propagation, on trouve une dépolarisation théorique de 1.7 % dans le cas d'un cristal de 15 mm, dopé à 3% pompé sur 500 μm de diamètre, si on considère un contact idéal.

Une étude expérimentale de la dépolarisation en simple passage a été effectuée pour différentes valeurs de force de contraintes appliquée sur le cristal. L'objectif de cette étude est de trouver la pression à exercer sur le cristal afin d'obtenir un bon contact thermique et de diminuer l'anisotropie par l'action d'une contrainte extérieure. La figure III.29 présente les résultats obtenus pour des couples allant de 0.6 N.m à 1 N.m. Lorsque le couple est trop faible, la dépolarisation mesurée est de plus de 10 %. Plus le couple est élevé, plus cette valeur diminue, jusqu'à converger vers une dépolarisation proche de 2%, valeur relativement similaire à celle obtenue par simulation. Entre 0.95 N.m et 1 N.m, on observe plus de différence sur la dépolarisation et augmenter le couple risquerait alors d'endommager le cristal.

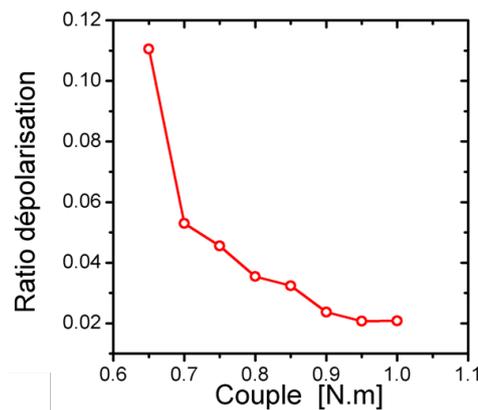


FIGURE III.29: Mesure de l'évolution de la dépolarisation après un passage dans le cristal contraint pour différentes valeurs de Couple.

Ces résultats semblent montrer que le contact thermique est relativement bon avec une faible valeur de dépolarisation. Bien que la géométrie de type pavé n'ait pas de symétrie radiale comme le cristal barreau, la dépolarisation reste faible lorsque le contact thermique est ajusté avec la bonne valeur de Couple. Ceci montre le potentiel d'un cristal de cette géométrie qui ne présente pas une forte dépolarisation malgré un pompage de plus d'une centaine de watts.

4.3.3 Conclusion

Les simulations thermiques nous ont permis de mettre en évidence l'intérêt du pompage à 969 nm lorsque l'on souhaite monter en puissance. Les analyses de température nous ont permis de montrer un plus fort gradient thermique et une plus forte dissymétrie dans le cas du pompage à 940 nm. Le pompage à 969 nm a alors permis de réduire les effets d'astigmatismes et d'améliorer les performances optiques de notre amplificateur.

4.4 Compression des impulsions en sortie d'amplificateur

Un critère important en régime impulsionnel après la qualité spatiale, est la qualité temporelle des impulsions. Le système fonctionne en régime étiré (typ. 500 ps), et les impulsions

doivent être recomprimées pour atteindre les durées les plus courtes. Après ajustement de la taille de mode à $400 \mu\text{m}$ de diamètre (afin d'éviter les problèmes d'endommagement lorsque l'énergie est élevée), la cadence de l'injecteur a été réglée à 100 kHz afin de délivrer des impulsions de l'ordre de $200 \mu\text{J}$ ¹. En sortie d'amplificateur, un réseau de 1750 traits/mm est utilisé pour comprimer les impulsions avec une efficacité proche de 80% . En amplification simple passage, la puissance de sortie après compression est de 40 W pour $400 \mu\text{J}$. Les durées d'impulsions sont mesurées à l'aide d'un SHG-FROG (Frequency Resolved Optical Gating). Les durées les plus courtes obtenues sont de 350 fs (figure III.30). On voit qu'en simple passage, le gain n'est que de 2.7 ce qui n'entraîne pas un fort rétrécissement spectral. Le spectre a une largeur à mi-hauteur de 3.5 nm , mais une largeur à $1/e^2$ de plus de 8 nm .

L'intégrale B calculée est de 1.7 rad ce qui montre que le système est faiblement non-linéaire. La durée en limite de Fourier attendue est de 310 fs et le rapport de Strehl temporel est estimé à 76% .

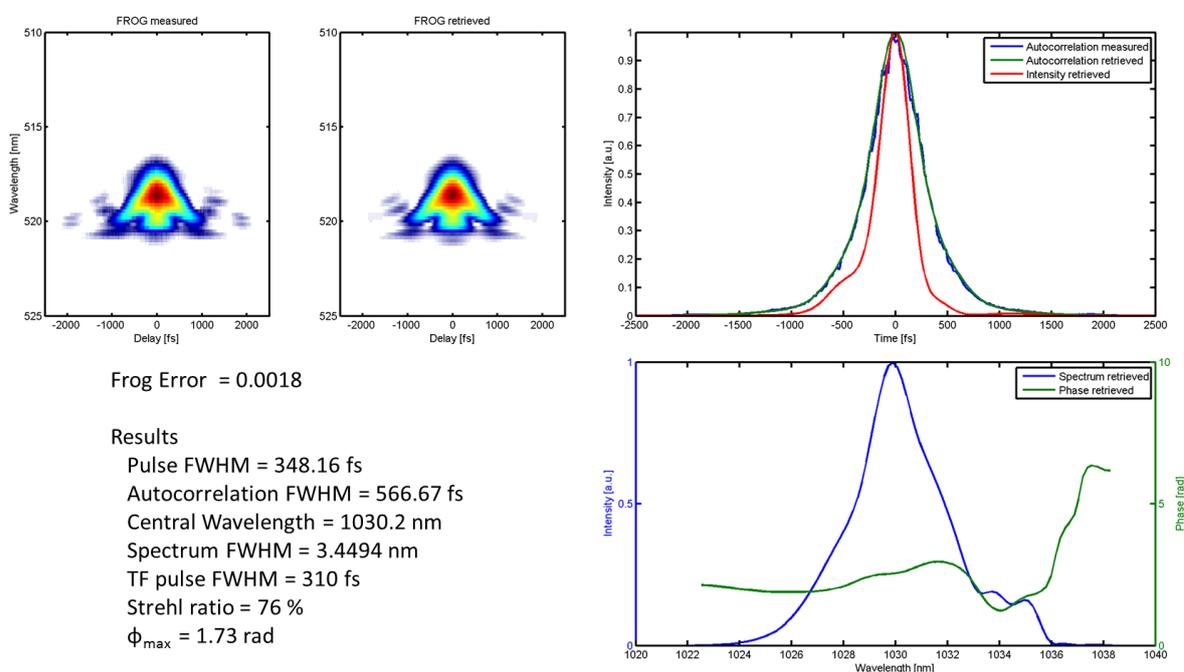


FIGURE III.30: Trace FROG pour une impulsion de $400 \mu\text{J}$ après compression, à 100 kHz . Trace calculée sur une grille de 512×512 pour une erreur de 0.0018 .

La figure III.31 montre la trace d'autocorrelation obtenue en amplification à deux passages pour $560 \mu\text{J}$, ce qui correspond à 56 W en sortie d'amplificateur. La largeur à mi-hauteur de l'autocorrelation est de 620 fs . On estime alors la durée à 400 fs . Les pieds présents sur une plage temporelle de 6 ps sont principalement liés à l'injecteur. Une phase résiduelle d'ordre supérieur provenant de l'injecteur n'est pas parfaitement compensée par le compresseur en fin de système. Cependant l'énergie contenue dans le pic principal est supérieure à 90% .

L'intérêt de ces architectures hybrides, injectées par un Tangerine délivrant des impulsions courtes, est de maintenir des durées inférieures à 500 fs . Ceci est possible car le gain dans le dernier étage est très faible. Le gain est néanmoins suffisant pour atteindre des énergies qu'un système fibré peut très difficilement atteindre².

1. La puissance moyenne de la source reste constante entre 100 kHz et 2 MHz , seule l'énergie varie.

2. Ces énergies sont accessibles avec les systèmes fibrés de type barreau, mais les architectures sont plus complexes. Ceci est présenté dans la thèse de Florent Guichard [Guichard 16].

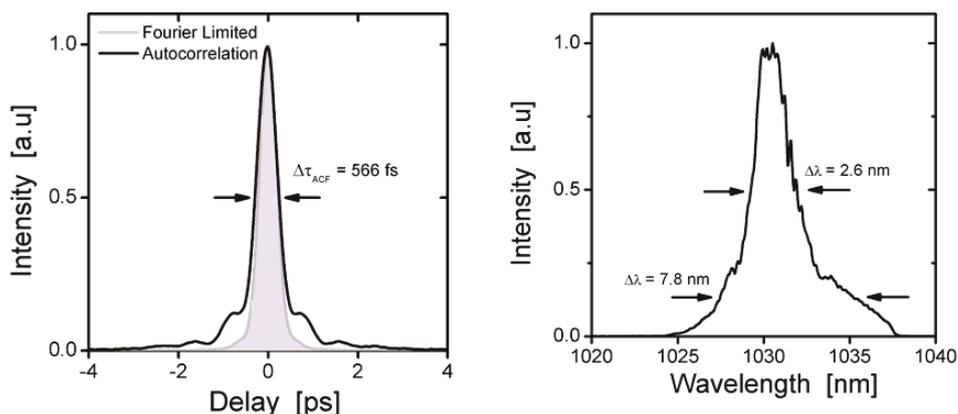


FIGURE III.31: Trace d'autocorrelation et spectre pour une impulsion de $560 \mu J$ après compression à 100 kHz . Durée déconvoluée de 400 fs .

4.5 Conclusion et perspectives

Dans cette section, nous avons présenté les travaux effectués pour le développement de sources de forte puissance. Afin d'atteindre plusieurs dizaines de watts, dans une architecture simple et compacte, nous avons utilisé un étage d'amplification basé sur un cristal d'Yb :YAG. Cette architecture à faible gain, permet en injectant 20 W de puissance moyenne d'atteindre jusqu'à 56 W après compression pour une énergie par impulsion de $560 \mu J$. Des durées d'impulsions inférieures à 500 fs ont été obtenues. L'énergie de sortie peut facilement être adaptée entre 100 kHz et 2 MHz sans avoir besoin de modifier l'architecture. La stabilité du système repose sur la compensation de la forte lentille thermique lors du second passage. Cependant, la principale limitation reste une très forte charge thermique qui provoque des aberrations, et la dégradation spatiale du faisceau après deux passages dans le milieu à gain. Nous avons montré l'importance du choix du recouvrement entre signal et pompe afin de minimiser ces effets tout en conservant des tailles assez grandes pour permettre des énergies de plusieurs centaines de μJ . Nous avons également présenté l'intérêt du pompage à 969 nm d'un point de vue de la puissance moyenne. Au-delà d'une centaine de watts de puissance de pompe, il devient intéressant d'utiliser un plus faible défaut quantique afin de réduire la charge thermique dans le cristal et d'améliorer la qualité du profil spatial.

Les tailles de modes utilisées permettent en théorie d'atteindre des énergies de l'ordre du mJ . Nous allons dans la partie suivante présenter les résultats obtenus à plus faible cadence.

5 Amplificateur de forte énergie

5.1 Introduction

Le développement de sources laser de forte énergie à haut taux de répétition trouve un fort intérêt à la fois pour les applications industrielles telles que le micro-usinage afin d'améliorer les vitesses de processus et permettre une réduction des coûts, mais également pour les applications scientifiques. Les forts taux de répétitions, généralement compris entre 50 et 100 kHz , permettent aux spectroscopistes des acquisitions élevées dans le cadre de la génération d'harmoniques d'ordres élevés (HHG) par exemple. Les sources utilisées sont des amplificateurs paramétriques optiques (OPA) qui nécessitent des pompes de plusieurs centaines de μJ voire du mJ ¹.

L'architecture présentée dans ce chapitre, combinant une source fibrée de forte énergie que l'on "boost" à l'aide d'un étage amplificateur à base de cristaux, a le potentiel de répondre à

1. L'OPA a également trouvé une place comme source pour les systèmes TW. Ces derniers nécessitent principalement des pompes entre 100 Hz et 1 kHz et des énergies de plusieurs dizaines de μJ .

plusieurs de ces applications. Cette architecture hybride combine une forte puissance moyenne, et elle permet déjà des énergies de plusieurs centaines de μJ et des durées d'impulsions comprises entre 300 et 600 fs typiquement. Dans cette partie, nous présentons les limites de ce type d'architecture, lorsque l'on souhaite atteindre des énergies de l'ordre du mJ .

5.2 Expérience d'amplification de forte énergie

5.2.1 Résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental est identique à celui précédemment utilisé, avec un rotateur entre le premier et le second passage dans le cristal. Le Tangerine délivre une énergie maximale de 200 μJ pour des cadences de 100 kHz jusqu'à quelques kHz. Ceci est possible grâce à un modulateur externe placé en sortie de fibre. Ceci permet de modifier la cadence du laser sans changer ni l'énergie par impulsion, ni la durée, ni la propagation du faisceau. La figure III.32 représente l'énergie de sortie obtenue après amplification dans l'amplificateur Yb :YAG pour différentes cadences. En un passage dans le cristal, les impulsions sont amplifiées jusqu'à 500 μJ à 100 kHz, et jusqu'à 1.5 mJ à 10 kHz. En deux passages dans le cristal, 700 μJ à 100 kHz et 2.5 mJ à 10 kHz sont obtenues. Lorsqu'on optimise le système à 10 kHz, on peut obtenir 2.9 mJ . Mais on observe alors un endommagement de certains composants optiques. Ce sont, généralement, le premier miroir dichroïque et la face avant du cristal qui cassent car ce sont les composants où la fluence est la plus élevée.

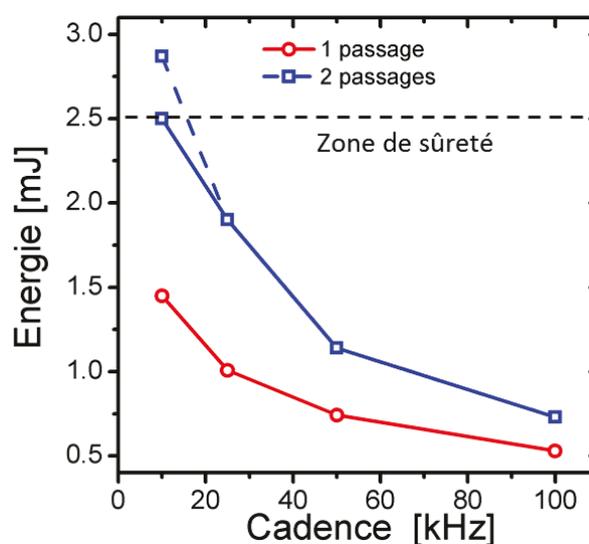


FIGURE III.32: Énergie de sortie en fonction de la cadence pour un passage et deux passages dans le cristal et pour 170 W de pompe @ 969 nm. Le point relié en pointillé présente le seuil d'endommagement.

5.2.2 Amplification à technique de séparation temporelle d'impulsions (DPA en anglais pour Divided Pulse Amplification)

Il existe différentes solutions afin de repousser les seuils de dommages observés. La première consiste à augmenter la taille de mode du signal, mais comme présenté précédemment, lorsque le signal est trop large, les aberrations sphériques induites par la thermique dégradent le profil spatial et la propagation du faisceau. Augmenter également le diamètre de pompe pour limiter cet effet thermique provoque une réduction du gain et donc des performances du système. Il est également possible d'étirer temporellement l'impulsion à des durées plus longues ($> ns$ par exemple), cependant ceci nécessite des réseaux volumineux et onéreux pour recomprimer les impulsions. Une autre solution consiste à implanter un système passif de division temporelle d'impulsions usuellement appelé DPA afin de réduire la puissance crête de chaque impulsion en

généralant deux répliques (ou plus) temporelles de l'impulsion (voir figure III.33). Cette technique passive et cohérente est très simple à mettre en place. Le faisceau est séparé et recombinaison à l'aide de deux polariseurs (TFP). Plusieurs miroirs placés entre ces deux TFP permettent de générer le délai temporel souhaité entre les deux répliques qui est dans notre cas de 1 ns. Ce délai est suffisant pour éviter tout recouvrement temporel entre les deux répliques dans le milieu à gain¹. La séparation temporelle peut également être effectuée à l'aide d'un élément biréfringent tel qu'un cristal de Nd :YVO₄ ou une lame de calcite lorsque les délais temporels souhaités sont petits (typiquement la dizaine de ps), mais ce n'est pas le cas ici où les impulsions étirées sont de l'ordre de la centaines de ps.

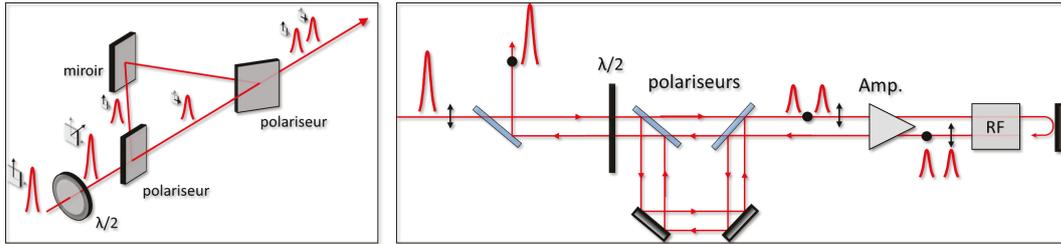


FIGURE III.33: Schéma de principe du DPA pour deux répliques utilisant des polariseurs pour séparer et recombinaison les répliques. RF : Rotateur de Faraday. Faisceaux séparés pour la lisibilité.

Une étude détaillée du DPA est présentée dans les thèses de Louis Daniault [Daniault 12a] et Florent Guichard [Guichard 16]. Le nombre de répliques ne se limite pas à deux, et il est possible de générer N répliques. Cependant, l'efficacité de recombinaison se dégrade lorsque N devient grand, et le compromis avantages/complexité peut devenir discutable. Afin de garder ce système passif, ce qui le rend beaucoup plus simple à mettre oeuvre, on peut faire passer les impulsions dans le même système de division temporelle, à l'aller et au retour. Pour cela, il faut que l'on effectue un aller-retour dans le DPA en tournant la polarisation de chacune des répliques de 90°. Ainsi, la polarisation horizontale à l'aller voit au retour l'axe vertical et il en est de même pour la polarisation verticale qui passe sur l'axe horizontal lors de son second passage. Ainsi, le trajet optique est parfaitement compensé et on peut recombinaison de manière cohérente les deux répliques. Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure III.34.

Un autre avantage de l'architecture à division temporelle est que l'on conserve notre architecture initiale. On ajoute simplement le bloc fonction de division temporelle en amont d'amplification. On place le système de division temporelle sur un faisceau collimaté afin que la différence de divergence du faisceau entre le bras long et le bras court reste la plus petite possible. Dans ces conditions, les tailles de modes dans le cristal sont identiques. On recombinaison alors également deux faisceaux de tailles identiques au retour, ce qui permet de maximiser l'efficacité de recombinaison. Après insertion du DPA, 3 mJ ont été obtenus (après recombinaison) à 10 kHz en deux passages sans observer aucun signe d'endommagements des composants optiques. Le système étant linéaire, la recombinaison est principalement limitée par la recombinaison spatiale des faisceaux provenant des deux bras. Ceci montre l'intérêt du DPA dans les systèmes à cristaux afin de repousser les limites des seuils d'endommagement. Le taux de répétition est réduit à 5 kHz ce qui permet d'obtenir 4.1 mJ en sortie d'amplificateur. Cependant, à cette énergie, le système est endommagé de nouveau après quelques secondes de fonctionnement.

On remarque que réduire la puissance crête d'un facteur 2 à l'aide du DPA ne permet pas ici d'atteindre des énergies deux fois plus élevées. L'endommagement a été observé à 4.1 mJ et non pas proche de 5.8 mJ comme on pourrait s'attendre si on multiplie l'énergie obtenue

1. Les deux répliques générées sont projetées sur deux polarisations différentes et n'interfèrent pas théoriquement, cependant dans les systèmes en présence de fortes non-linéarités, on peut observer des effets de polarisation croisée. Ceci est présenté dans la thèse de Florent Guichard [Guichard 16].

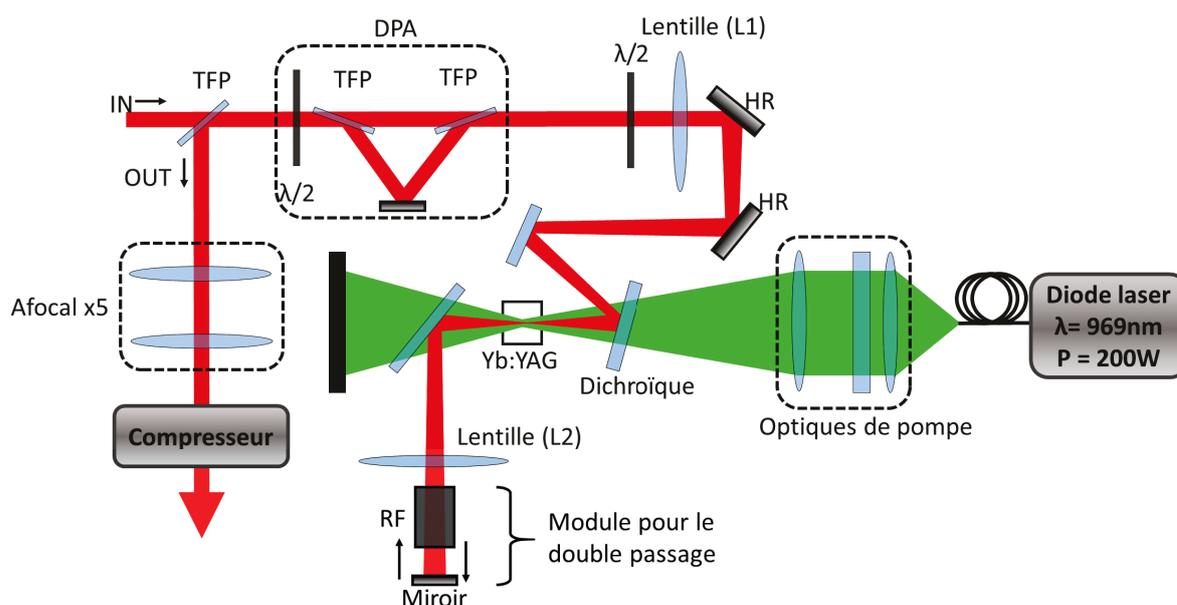


FIGURE III.34: Dispositif expérimental avec implantation du DPA

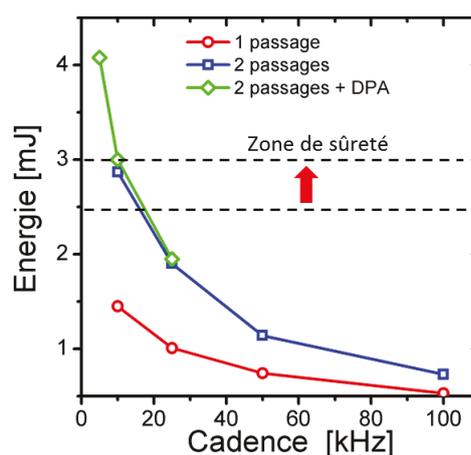


FIGURE III.35: Énergie de sortie en fonction de la cadence pour un passage et deux passages dans le cristal et pour 170 W de pompe @ 969 nm avec et sans DPA

sans DPA par le nombre de réplique (à savoir 2). Chaque réplique ne peut pas être considérée indépendante. Chaque composant voit deux impulsions consécutives, et non deux impulsions infiniment espacées. En effet, le délai temporel entre nos répliques est de 1 ns et la durée des impulsions étirées est proche de 500 ps. D'une certaine manière, le DPA agit comme si nous avions rallongé la durée de 500 ps à 1 ns (avec une forme temporelle de type chameau). Or, le LIDT (Laser Induced Damage Threshold) des matériaux évolue comme une loi en $\sqrt{\tau}$, avec τ la durée de l'impulsion. Ainsi, si l'on étire la durée de notre impulsion d'un facteur 2, on repousse le seuil de dommage d'un facteur $\sqrt{2}$. Quand on regarde les seuils de dommages obtenus on passe de 2.9 mJ à 4.1 mJ, ce qui est très proche de $\sqrt{2}$. Cette explication reste hypothétique, néanmoins, ce qui est sûr c'est que expérimentalement nous sommes loin du facteur 2 espéré ce qui confirme un comportement cumulatif.

Avec ce raisonnement, augmenter le délai temporel entre les deux répliques, ou générer 4 répliques, permettrait d'atteindre un seuil de dommage deux fois plus haut. Cependant, générer 4 répliques implique un délai temporel de 2 ns minimum. Ceci correspond à une différence de chemin optique de 60 cm. Cette étude à 4 répliques temporelles en régime CPA n'a donc pas

été effectuée pendant cette thèse.

Pour un système délivrant quelques mJ , générer un système interférométrique à 4 bras permettant d'améliorer les seuils d'endommagement d'un facteur 2 semble être une solution un peu trop complexe d'un point de vue industrielle en tout cas. Cependant, dans le cas d'architectures dimensionnées pour atteindre des énergies dans la gamme 10-100 mJ par exemple, où généralement la taille de mode devient un sérieux problème à cause de la dimension limitée des composants optiques, la solution DPA à 4 répliques pour augmenter d'un facteur 2 les seuils de dommages peut redevenir une solution pertinente. Il faut tout de même noter que plus le nombre de bras est important, plus l'efficacité de combinaison du système DPA est sensible aux fluctuations thermomécaniques, voire aux déséquilibre en intensité (et phase) des répliques en ce qui concerne le contraste.

Efficacité de combinaison et effet de la saturation de l'énergie

L'efficacité de combinaison est comprise entre 91% et 93% quelque soit l'énergie obtenue (voir figure III.37). Contrairement aux systèmes DPA utilisés dans les lasers à fibres où l'effet de saturation du gain sur l'efficacité de recombinaison est critique ([Daniault 11],[Daniault 12b],[Guichard 13b]), aucun signe de saturation d'énergie n'est observée dans notre système amplificateur à base de cristaux. En effet, la saturation de l'énergie n'est pas attendue à ce niveau d'extraction. L'énergie de saturation est de 26 mJ , et seulement quelques mJ sont extraits du milieu à gain. La figure III.36 présente les profils temporels pour deux répliques après amplification (a) et l'intégrale B correspondante (b) calculée dans notre amplificateur. Une différence de seulement 5% sur l'intensité entre les deux répliques est estimée avec en conséquence, une différence d'intégrale B de seulement 3 $mrad$. Ces variations d'amplitude temporelle et de phase non-linéaire mènent à une efficacité de combinaison théorique supérieure à 99.9%, ce qui indique clairement que la saturation n'est pas l'effet limitant de notre DPA dans une architecture à cristaux. C'est une indication positive pour une éventuelle montée en énergie des systèmes DPA dans les lasers à cristaux. De plus, aucun problème sur le contraste temporel n'est observé, car en DPA à deux répliques, la baisse d'efficacité de combinaison est seulement observée sur la voie rejetée du polariseur. Ceci est un réel avantage pour les systèmes industriels.

Dans notre expérience, les 7 à 9% de pertes sont principalement attribuées aux inhomogénéités spatiales du faisceau et un alignement non parfait du DPA.

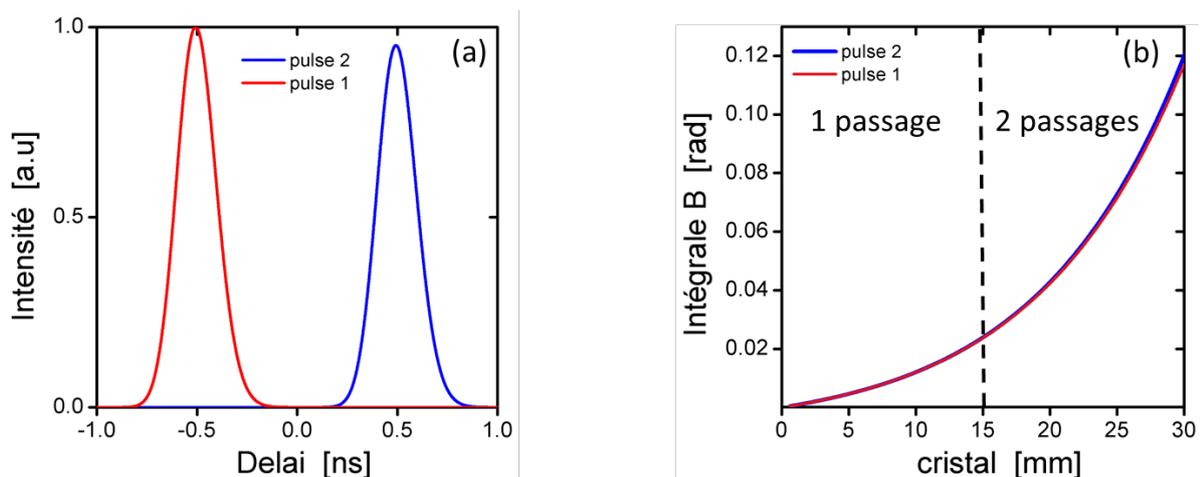


FIGURE III.36: Simulations d'impulsions amplifiées en tenant compte de la saturation du gain avant recombinaison (a) et intégrale B durant l'amplification pour les deux répliques (b)

La figure III.37 montre les résultats obtenus à une cadence de 10 kHz avec le DPA. Une énergie de 3 mJ est obtenue en sortie d'amplificateur. La qualité spatiale révèle un M^2 de 1.15 pour les deux axes de propagation. Il est important de noter que la qualité spatiale du

faisceau en double passage est meilleure à 10 kHz qu'à 100 kHz. Ceci est lié à la saturation de l'absorption qui est différente dans les deux cas.

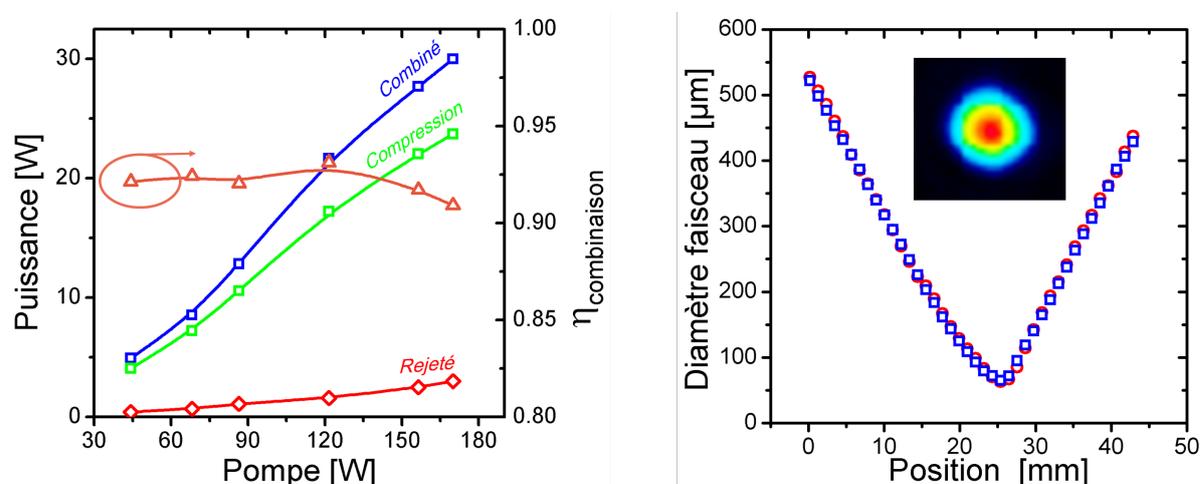


FIGURE III.37: Puissance combinée et rejetée, avant et après compression avec l'efficacité de combinaison correspondante en fonction de la puissance de pompe à 10 kHz (a). Caustique du faisceau à 30 W (3 mJ) en sortie de système (b) - Insert : champ lointain

Comportement thermique entre 10 kHz et 100 kHz

Les dégradations thermiques sont réduites à 10 kHz (en comparaison au cas à 100 kHz) grâce à une meilleure distribution de l'absorption le long du cristal. Ceci est lié à la faible puissance du signal injecté. Pour une puissance moyenne injectée de 1.3 W (comparée aux 18 W injectés à 100 kHz), on observe une réduction locale de l'absorption de la pompe grâce à un effet de saturation de l'absorption. Comme présenté sur la figure III.38(a), on observe clairement cet effet de saturation de l'absorption lorsqu'on injecte de faibles puissances de pompe. Ceci a pour conséquence de générer une charge thermique plus faible localement et de réduire l'absorption globale. La figure III.38(b) montre en effet une élévation du gradient de température de 24% entre le cas à 10 kHz et 100 kHz. La température maximale lorsque l'on injecte 1.3 W est de 45°C contre 51°C pour 18 W injectés. Lorsque la puissance injectée est de 18 W, on observe une réabsorption de la pompe augmentant la puissance absorbée et donc la charge thermique. Typiquement, l'élévation ici est de 6.5 %. La répartition de la puissance absorbée est également différente. Elle est plus importante dans les premiers mm du cristal dans le cas des 18 W injectés. L'augmentation de la température n'est pas seulement due à la contribution d'une plus importante charge thermique dans le cas des 18 W injectés, mais elle est également liée à une charge thermique locale plus forte à cause de la réabsorption de la pompe en entrée de cristal. La diminution de température en face avant du cristal à 10 kHz entraîne alors une réduction des aberrations et ainsi une meilleure qualité spatiale du faisceau en sortie.

Compression des impulsions

À 10 kHz, des impulsions d'une énergie de 2.3 mJ sont obtenues après compression (pour une énergie avant compression de 3 mJ), ce qui correspond à une puissance moyenne de 23 W. Les impulsions sont caractérisées à l'aide d'un FROG SHG. La durée mesurée est de 560 fs, ce qui donne une puissance crête par impulsion de 4.1 GW (figure III.39). On observe clairement le rétrécissement spectral par le gain avec un spectre en sortie de 2.1 nm à mi-hauteur. La durée en limite de Fourier est de 470 fs et le rapport de Strehl temporel obtenu est de 86%. L'effet de rétrécissement spectral par le gain, vient réduire le spectre de l'impulsion, mais filtre également la phase spectrale présente dans les pieds du spectre initial. Il en résulte une meilleure qualité de compression après amplification, cependant, la durée des impulsions reste plus longue.

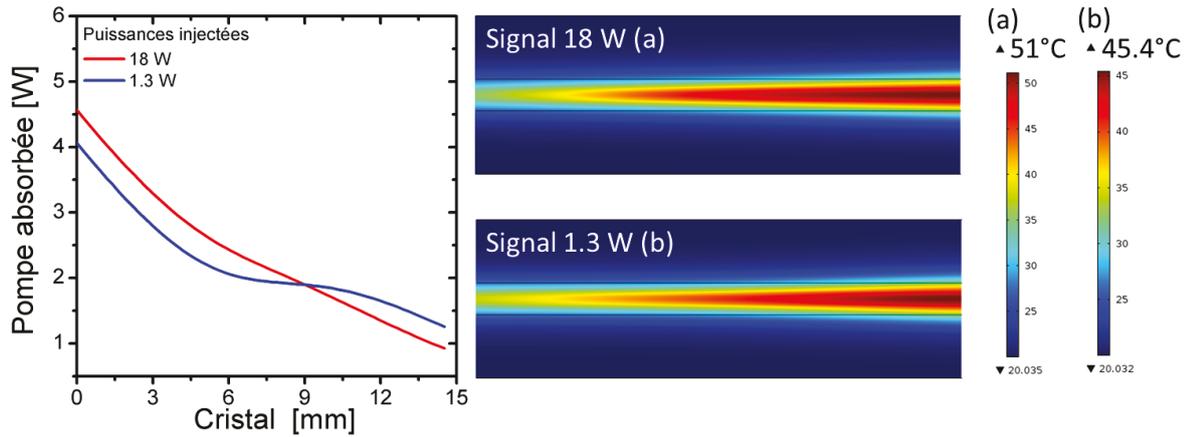


FIGURE III.38: Répartition longitudinale de l'absorption (a) et distribution thermique (b) dans le cristal pour une puissance injectée de 1.3 W et de 18 W

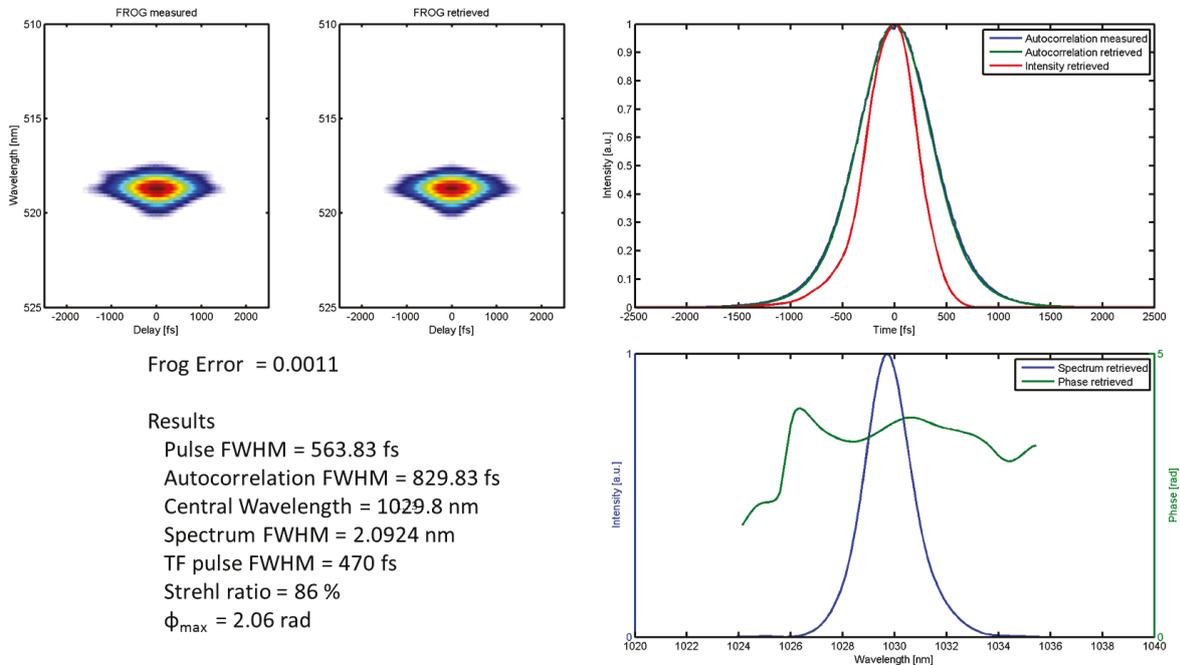


FIGURE III.39: Mesure FROG de l'impulsion de 2.3 mJ à 10 kHz.

La durée des impulsions à basse cadence (10 kHz) est donc plus longue que celle obtenue à haute cadence (100 kHz). Ceci est la conséquence attendue d'un gain plus important lorsque la puissance injectée est plus faible, entraînant un rétrécissement spectral par le gain plus important.

5.2.3 Conservation des impulsions courtes et effet du "gain narrowing" (rétrécissement spectral par le gain)

Une étude précise du rétrécissement spectral par le gain dans ce type de système a été menée afin de pouvoir prévoir les durées d'impulsions atteignables pour des gains compris entre 1 et 20. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III.40. Le spectre injecté est centré à 1033 nm pour une largeur à mi-hauteur de 7 nm. On observe une dissymétrie du spectre pour les faibles valeurs de gain car l'effet de rétrécissement spectral par le gain n'a pas encore gommé le décalage spectrale initial. En effet, le spectre initial est centré à 1033

nm, mais le pic d'émission de l'Yb :YAG est à 1030 nm, ce qui cause un décalage du spectre vers les basses longueurs d'onde. Lorsque le gain est suffisamment important, on retrouve une forme symétrique centrée sur 1030 nm. Il est important de noter que malgré un pic d'émission relativement fin de l'Yb :YAG, il est possible de conserver des durées d'impulsions inférieures à 600 fs lorsque le gain est relativement faible, ce qui est le cas dans notre étude. Généralement, le paramètre utilisé (pour définir une durée d'impulsion à l'aide du produit durée-bande passante (TBP)), est la largeur à mi-hauteur du spectre. Dans le cas de l'amplification dans l'Yb :YAG, le spectre d'émission a une forme leptokurtique (Kurtosis positive), c'est-à-dire une distribution dont la queue est généralement plus étalée que la gaussienne, de même largeur à mi-hauteur. Ceci a pour effet d'avoir une largeur à mi-hauteur piquée, mais une base relativement large. Ainsi, lorsque l'on mesure la largeur à $1/e^2$ de nos spectres, ils sont plus larges que dans le cas d'un spectre gaussien, ce qui permet d'obtenir des impulsions plus courtes.

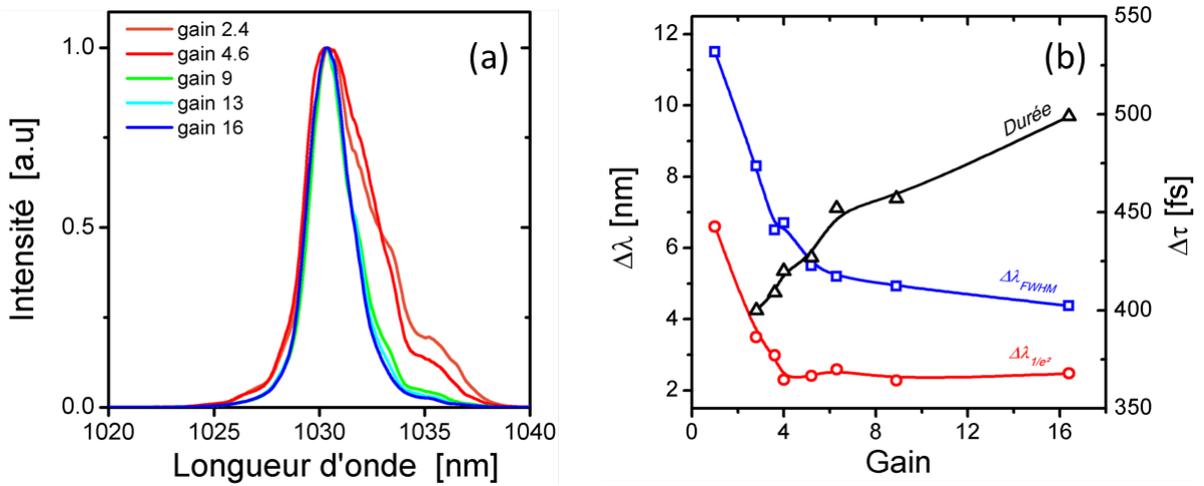


FIGURE III.40: Spectre après amplification pour différentes valeurs de gain (a) - Mesures spectrales FWHM, $1/e^2$ et durée d'impulsion en fonction du gain. Le spectre initial a une largeur à mi-hauteur de 7 nm.

5.3 Conclusion et perspectives

Bien que l'Yb :YAG ait une largeur de bande relativement étroite, l'utiliser dans des architectures à faible gain permet de conserver des impulsions relativement courtes (< 600 fs). De plus, la géométrie de type pavé utilisée dans cette thèse permet également d'obtenir des impulsions de forte énergie et de forte puissance moyenne. Bien que les tailles de modes soient plus faibles que dans des cristaux massifs ou des disques minces, la longueur du matériau utilisée permet de stocker de l'énergie et de délivrer des impulsions de plusieurs mJ en sortie de système. À cause des petites tailles de modes utilisées, de l'ordre de $500 \mu m$, il est difficile de dépasser quelques mJ pour des raisons de tenue au flux et de seuil d'endommagement des composants optiques.

L'utilisation de la technique de division temporelle d'impulsion (DPA) peut palier à ce problème et permet de repousser les seuils de dommages d'un facteur proche de 1.5 en utilisant deux répliques temporelles [Pouysegur 16]. On peut parfaitement envisager de générer quatre répliques, ou séparer les deux répliques avec un plus grand délai temporel, afin de repousser encore les seuils de dommages d'un facteur deux, ou plus. Un point important mis en avant sur l'utilisation du DPA dans des architectures amplificatrices à base de cristaux (en comparaison aux lasers à fibres), est que l'on n'observe pas une chute d'efficacité de la combinaison cohérente. En effet, les répliques temporelles ont une énergie bien plus faibles que l'énergie de saturation du milieu amplificateur, et ne subissent donc pas l'effet de saturation. Envisager un grand nombre

de répliques temporelles est donc tout à fait possible dans une configuration où les effets non-linéaires ne sont pas prédominants. Cependant, se pose alors le problème de la complexité de l'architecture et de sa stabilité du système.

6 Conclusion générale sur les amplificateurs Yb :YAG

Dans ce chapitre, nous avons mis en avant plusieurs expériences exploitant la matrice d'Yb :YAG dans des configurations simple et double passages avec l'utilisation de cristaux longs en forme de pavé. Une première expérience a mis en avant l'intérêt de ce cristal pour générer un amplificateur simple et compact permettant des gains suffisamment élevés pour obtenir des sources délivrant des puissances moyennes proches de la dizaine de watts pour des énergies allant jusqu'à la centaine de μJ . Grâce à ses propriétés thermo-optiques et thermo-mécaniques, aucun effet de dégradation n'a été observé pour des puissances de pompes de plusieurs dizaines de watts. La principale limitation reste l'effet du rétrécissement spectral par le gain, amenant à des durées d'impulsion proche de 600-700 fs en sortie de système.

Dans un second temps nous avons souhaité tester les limitations en puissance moyenne de cette architecture en utilisant des diodes de plus forte puissance. Cette partie a montré la forte influence des effets thermiques sur la qualité spatiale et mis en évidence l'importance du choix du recouvrement entre le signal et la pompe afin de trouver un bon compromis entre qualité spatiale et tenue au flux. Des simulations ont également été développées afin de confirmer l'effet des aberrations sur le profil spatial du faisceau amplifié. Ces simulations ont également été utilisées pour estimer les pertes par dépolarisation. Bien que l'utilisation d'une diode à 969 nm permette de réduire la charge thermique, pomper un cristal de 10-15 mm avec des puissances au-delà de la centaine de watts semble nécessiter une gestion trop critique des propriétés du faisceau à amplifier, tels que sa taille et sa divergence afin de conserver une bonne qualité spatiale tout en restant en dessous des seuils de dommage des matériaux.

Enfin, nous avons étudié la montée en énergie avec un tel système. Près de 2 mJ ont été obtenus en deux passages, mais les seuils de dommages apparaissent pour des énergies proches de 3 mJ, correspondant à des fluences de 1.6 J/cm^2 . Utiliser le DPA a permis de repousser ses limites et d'atteindre des énergies de 3 mJ sans problème. Les seuils de dommages ont été alors obtenus aux alentours de 4 mJ, repoussant la limite d'un facteur $\sqrt{2}$.

Ces trois expériences ont été basées sur la même architecture où le signal est amplifié dans une configuration simple ou double passage dans un seul cristal. La qualité spatiale du faisceau amplifié devient alors critique lorsque le cristal est pompé au-delà de la centaine de watts. La solution de réduire le recouvrement entre signal et pompe reste limitée pour des raisons de tenue au flux et d'extraction. Ainsi, une solution alternative et plus viable consiste à répartir la charge thermique en utilisant plusieurs cristaux. On peut alors conserver une excellente qualité spatiale de faisceau tout en obtenant des puissances moyennes très élevées. Ces architectures multi-étages ont déjà été utilisées à la fois dans les laboratoires ainsi que dans des produits industriels ([Fib 15a], [neo 15]).

Cette solution a été étudiée afin d'obtenir des qualités de modes sans dégradations pour nos architectures de 70 W. Une amplification utilisant 4 étages a été mise en place dans le cadre du projet FUI Star pour délivrer une source de 63 W à 100 kHz en sortie de système. Cette source laser est actuellement utilisée par la société Fastlite pour le pompage d'OPA générant des impulsions à faible nombre de cycles optiques à $3 \mu m$. L'intérêt de cette technique est qu'elle est adaptable pour la montée en puissance. Il suffit d'augmenter le nombre d'étages amplificateurs. Des travaux ont également été faits sur la montée en puissance, en utilisant 7 étages amplificateurs. Nous avons ainsi pu obtenir une source de 100 W de puissance moyenne pour des énergies de $340 \mu J$ par impulsion (figure III.41).



FIGURE III.41: Vue extérieure de la gamme d'amplificateur TANGOR 100 W.

Conclusion générale

L'ensemble de ces travaux de thèse a été réalisé dans le cadre d'une étroite collaboration entre le laboratoire Charles Fabry (LCF à Palaiseau) et l'entreprise bordelaise AMPLITUDE SYS TEMES. Ces travaux se sont focalisés sur la thématique des amplificateurs à base de cristaux dopés Ytterbium pour générer des impulsions femtoseconde, principalement sur l'augmentation de la puissance moyenne de ces sources et sur la réduction de la durée des impulsions. Ces travaux sont dans la ligne de développement du laboratoire commun DEFI¹, avec l'étude de nouveaux cristaux (tels que l'Yb :CALGO et l'Yb :CaF₂) dans des architectures amplificatrices pour la montée en puissance.

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés aux techniques permettant de générer des impulsions ultracourtes, permettant d'obtenir des durées ≈ 100 fs. Nous avons en particulier présenté une nouvelle technique d'amplification non-linéaire basée sur l'amplification régénérative. Nous avons mis en avant l'importance de la dispersion initiale des impulsions avant amplification afin d'optimiser la durée et la qualité temporelle en sortie. Un premier volet détaillant la propagation des impulsions lors de l'amplification dans les amplificateurs régénératifs non-linéaires à précompensation de dispersion (ARNL) a été présenté afin de mettre en évidence les avantages de cette technique.

Par la suite, nous avons appliqué cette technique à différents cristaux, ayant chacun des bandes spectrales d'émission très différentes. Cette technique est adaptée à tout type de matériaux, bien que les résultats finaux dépendent des propriétés spectroscopiques du milieu à gain utilisé. Nous avons montré qu'il était possible de réduire d'un facteur 2 ou 3 la durée d'impulsions par rapport aux impulsions en sortie d'amplificateurs régénératifs "classiques" (configuration CPA). Dans le cas de l'Yb :KYW, nous avons montré que l'obtention de durées d'impulsions proches de 150 fs était réalisable pour des énergies de plusieurs dizaines de μJ . Le système présenté, délivrant des impulsions de 150 fs, a déjà été utilisé pour la gravure de guides d'ondes dans le verre. Les sources laser ultracourtes actuelles permettent difficilement d'obtenir des impulsions aussi courtes pour cette gamme d'énergie. Les cristaux dopés à l'ion Ytterbium ne permettent pas des durées d'impulsions inférieures à 300-400 fs dans les systèmes industriels, avec un système aussi simple à mettre en place.

L'utilisation de cristaux à large bande spectrale tels que l'Yb :CALGO, a permis d'obtenir des durées d'impulsions encore plus courtes, inférieures à 100fs! Dans les matériaux dopés à l'ion Ytterbium, c'est la première fois qu'on est capable d'amplifier des impulsions aussi courtes pour des énergies de quelques dizaines de μJ et pour des gains de 50 dB. Il existe de nombreuses applications susceptibles d'utiliser des sources sub-100 fs, telles que le changement d'indice dans des milieux (comme le verre) pour écrire des guides d'ondes, la spectroscopie non-linéaire, la structuration de matériaux, le pompage d'OPA et bien d'autres.

Cette technique a également été testée dans des architectures plus industrielles, montrant son potentiel sur des systèmes de plus forte puissance moyenne et de plus forte énergie. Il a été possible de générer des impulsions de 300 fs pour des puissances moyennes de 30 W et des énergies de 300 μJ dans une matrice d'Yb :YAG. Ces performances sont difficilement

1. Laboratoire DEFI : DEveloppement Femtoseconde et Innovation, créé par la société Amplitude-Systèmes et le laboratoire Charles Fabry dans le but de développer des technologies innovantes dans le domaine des sources laser femtoseconde basées sur les matériaux dopés à l'ion Ytterbium.

réalisables avec des lasers à fibres, généralement limités en énergie, ou des lasers à cristaux, utilisant d'autres matrices, généralement limitées par leurs conductivités thermiques et leurs maturités.

Nous avons démontré que la technique d'ARNL est une solution alternative intéressante pour la génération d'impulsions sub-200 fs et pour des énergies de l'ordre de quelques dizaines de μJ voire centaines de μJ . Il semble que monter à plus haute énergie avec cette technique reste difficile, à cause des trop fortes non-linéarités durant l'amplification. Les tailles des faisceaux ne peuvent être augmentées indéfiniment afin de réduire les non-linéarités et deviennent de plus en plus sensibles à la lentille de Kerr.

Il est néanmoins possible d'envisager d'obtenir des impulsions encore plus courtes et de s'approcher des 50 fs, dans des gammes d'énergies précédemment citées. Les simulations développées dans cette thèse ont pour but d'aider à ces travaux futurs, et sont un outil puissant pour le dimensionnement de nouveaux systèmes de ce type. Il serait par exemple intéressant d'intégrer deux matrices ayant des spectres légèrement décalés dans l'ARNL afin d'obtenir des bandes spectrales plus larges. Une optimisation de l'architecture utilisant l'Yb :CALGO pourrait également être revue afin de générer des spectres plus larges que ceux obtenus jusqu'à présent.

Dans le dernier chapitre, nous nous sommes intéressés à l'autre thématique des lasers ultrabrefs qui a le vent en poupe, la montée en puissance. L'objectif était de générer une source laser délivrant des impulsions femtoseconde pour des puissances moyennes de plusieurs dizaines de watts jusqu'à la centaine de watts. Le but de ces travaux a été d'augmenter la puissance tout en conservant les durées d'impulsions les plus courtes possibles. Nous avons ainsi travaillé sur des architectures hybrides, combinant des sources fibrés à un dernier étage amplificateur à base d'Yb :YAG. L'intérêt de ces architectures hybrides est de générer le maximum de gain dans le laser à fibre afin de conserver les impulsions les plus courtes possibles, et d'utiliser un ultime étage d'amplification, en utilisant un cristal d'Yb :YAG afin d'augmenter l'énergie des impulsions au-delà de ce que pourrait délivrer une fibre optique. Ainsi, on minimise l'effet du rétrécissement spectral par le gain. Nous avons travaillé sur des architectures relativement simples, compactes et peu onéreuses. Ceci est une véritable problématique pour les lasers industriels. La géométrie de cristaux en forme de pavé (usuellement appelée "slab") a été retenue, principalement pour des raisons de simplicité du contact thermique et du fort gain. Nous nous sommes intéressés à une configuration où l'amplification est effectuée en simple et double passage, toujours dans l'optique de réduire la complexité du système (en comparaison avec les amplificateurs régénératifs qui sont des amplificateurs actifs, et avec les amplificateurs multipassages, plus complexes). Les premiers résultats ont démontré une source capable de délivrer 10 W, 100 μJ pour des durées d'impulsions de l'ordre de 600 fs, pour une puissance de pompe de seulement 60 W. Cette source compacte ne nécessite pas une injection de forte puissance moyenne, et a fait l'objet d'un développement industriel par la suite. J'ai participé à la conception d'une nouvelle gamme d'amplificateurs d'AMPLITUDE SYSTEMES (voir figure III.42(a)) délivrant des impulsions d'une énergie de 100 μJ pour une puissance moyenne de 10 W.

Afin de monter en puissance, nous avons également augmenté les puissances de pompe jusqu'à 200 W pour générer plusieurs dizaines de watts. Pour cela un TANGERINE de la société AMPLITUDE SYSTEMES a été utilisé comme source, afin de délivrer des impulsions de forte énergie. En configuration simple passage, il a été possible de doubler la puissance moyenne du laser en obtenant 40 W en sortie d'amplificateur pour une énergie de 400 μJ par impulsion. Ce type de "booster" est très intéressant pour pousser les performances des sources fibrées actuelles. Il a été mis en évidence que la configuration double passage devient très vite sensible aux aberrations induites par les effets thermiques. Ainsi, au-delà d'une centaine de watts de pompe, le double passage ne permet plus de conserver une très bonne qualité spatiale. Il a

également été démontré la possibilité d'obtenir des impulsions de plus de 2 mJ à l'aide de la technique DPA (Divided Pulse Amplification). Nous avons montré que cette technique ne présente pas les mêmes limitations que dans le cas des lasers à fibres, telles que la chute d'efficacité de combinaison en fonction de la saturation d'énergie. En effet, les tailles de modes étant plus importantes dans ces architectures à cristaux que dans les fibres, les énergies de saturation sont également plus grandes, repoussant aussi l'effet de saturation et donc les problèmes d'efficacité.

Cette limitation sur la dégradation de la qualité spatiale à cause d'une trop forte charge thermique, a donné naissance à des architectures (non présentées ici pour des raisons de confidentialité) cascades plusieurs étages amplificateurs pompés avec des puissances moins importantes, pour éviter les dégradations thermiques. Ce type d'architecture a permis d'obtenir des puissances moyennes de plus de 60 W après compression sans observer de dégradations spatiales. Ces travaux ne sont pas présentés dans cette thèse mais ont fait l'objet d'un long développement au sein de la société AMPLITUDE SYSTEMES. Cette technique a également été utilisée pour monter en puissance. Ces travaux ont mené à la conception d'une nouvelle gamme d'amplificateurs TANGOR d'AMPLITUDE SYSTEMES délivrant une puissance moyenne de 100 W pour des énergies supérieures à 300 μJ (voir figure III.42(b)).



FIGURE III.42: Vue extérieure de la gamme d'amplificateur compacte et intégrée (a) et TANGOR 100 W (b), introduits sur le marché par AMPLITUDE SYSTEMES

Les perspectives scientifiques et industrielles sont tout à fait prometteuses. Et de nombreux travaux sont encore en cours pour pousser les performances de ces sources à plusieurs centaines de watts. Nous pensons qu'il est possible de réaliser un système hybride délivrant des impulsions de plusieurs mJ d'énergie pour des puissances moyennes de plusieurs centaines de watts, avec des durées inférieures à 500 fs. Les études menées dans cette thèse ne sont donc pas terminées et suscitent un grand nombre d'idées pour les futurs développements de sources lasers ultracourtes.

Liste des Publications et conférences

Revue scientifique avec comité de lecture

Pouysegur, J., Delaigue, M., Zaouter, Y., Hönninger, C., Mottay, E., Jaffrès, A., ... Druon, F. (2013). Sub-100-fs Yb : CALGO nonlinear regenerative amplifier. *Optics letters*, 38(23), 5180-5183.

Pouysegur, J., Delaigue, M., Hönninger, C., Georges, P., Druon, F., Mottay, E. (2014). Generation of 150-fs pulses from a diode-pumped Yb : KYW nonlinear regenerative amplifier. *Optics express*, 22(8), 9414-9419.

(Invité) Pouysegur, J., Delaigue, M., Hönninger, C., Zaouter, Y., Georges, P., Druon, F., Mottay, E. (2015). Numerical and experimental analysis of nonlinear regenerative amplifiers overcoming the gain bandwidth limitation. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 21(1), 212-219.

Pouysegur, J., Guichard, F., Zaouter, Y., Hanna, M., Druon, F., Hönninger, C., ... Georges, P. (2015). Hybrid high-energy high-power pulsewidth-tunable picosecond source. *Optics letters*, 40(22), 5184-5187.

Ramirez, L. P., Hanna, M., Bouwmans, G., El Hamzaoui, H., Bouazaoui, M., Labat, D., ... Kermène, V. (2015). Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier. *Optics express*, 23(5), 5406-5416.

Congrès internationaux

Pouysegur, J., Delaigue, M., Hönninger, C., Mottay, E., Georges, P., Druon, F. P. *Femtosecond Yb : CALGO regenerative amplifier*. In *Advanced Solid State Lasers (ASSL)*, 2013, Poster.

Pouysegur, J., Delaigue, M., Hönninger, C., Georges, P., Druon, F. P., Mottay, E. *Gain-narrowing compensated regenerative amplifier based on diode-pumped Yb : KYW producing sub-150-fs pulses*. In *Advanced Solid State Lasers (ASSL)*, 2013, Poster.

Pouysegur, J., Delaigue, M., Zaouter, Y., Hönninger, C., Mottay, E., Jaffrès, A., ... Druon, F. *Generation of sub-100 fs pulses in a Yb : CALGO regenerative amplifier*. In *Advanced Solid State Lasers (ASSL)*, 2014, Poster.

Pouysegur, J., Delaigue, M., Zaouter, Y., Hönninger, C., Mottay, E., Jaffrès, A., ... Druon, F. *Génération of sub-100-fs pulses in an Yb :CaGdAlO₄ nonlinear régénérative amplifier*. In *Europhoton*, 2014, Oral.

Pouysegur, J., Delaigue, M., Zaouter, Y., Braunschweig, R., Hoenninger, C., Mottay, E., ... Druon, F. *Generation of sub-100-fs pulses in an Yb : CaGdAlO₄ regenerative amplifier by tailored control of linear and nonlinear phase*. In CLEO : Science and Innovations, 2014, Oral.

Ramirez, L. P., Hanna, M., Bouwmans, G., El Hamzaoui, H., Bouazaoui, M., Labat, D., ... Kermène, V. *Ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier*. In The European Conference on Lasers and Electro-Optics, 2015, Oral.

Pouysegur, J., Guichard, F., Weichelt, B., Delaigue, M., Zaouter, Y., Hoenninger, C., ... Druon, F. P. *Single-stage Yb : YAG booster amplifier producing 2.3 mJ, 520 fs pulses at 10 kHz*. In Advanced Solid State Lasers (ASSL), 2015, Oral.

Pouysegur, J., Guichard, F., Weichelt, B., Delaigue, M., Zaouter, Y., Hoenninger, C., Hanna, M., Georges, P., Druon, F. P., Mottay, E. *High energy pulsewidth tunable CPA free picosecond source*. In Photonics West, 2016, Oral.

Pouysegur, J., Hoenninger, C., Weichelt, B., Delaigue, M., Machinet, G., Morin, F., Guichard, F., Zaouter, Y., Hanna, M., Druon, F., Georges, P., Mottay, E. *High power and high energy femtosecond lasers based on hybrid architecture*. In Photonics West, 2016, Oral.

Congrès nationaux avec publication des actes

Pouysegur, J., Delaigue, M., Hoenninger, C., Georges, P., Druon, F. P., Mottay, E. *Amplificateur régénératif Yb : KYW non-linéaire générant des impulsions sur-150 fs*. Journée Nationale des Cristaux pour l'Optique (JNCO), 2014, Poster.

Pouysegur, J., Delaigue, M., Zaouter, Y., Hoenninger, C., Mottay, E., Jaffrès, A., ... Druon, F., *Génération d'impulsions de 100 fs dans un amplificateur régénératif à base d'Yb : CALGO*. Journée Nationale des Cristaux pour l'Optique (JNCO), 2014, Poster.

Bibliographie

- [Agrawal 07] G. P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.
- [Amani Eilanlou 08] A. Amani Eilanlou, Y. Nabekawa, K. L. Ishikawa, H. Takahashi, et K. Midorikawa. *Direct amplification of terawatt sub-10-fs pulses in a CPA system of Ti : sapphire laser*. *Optics express*, vol. 16, no. 17, pages 13431–13438, 2008.
- [Amp 15] *InnoSlab Amplification Technology website*. <http://www.amphos-usa.com/technology>, 2015.
- [Bagnoud 00] V. Bagnoud et F. Salin. *Amplifying laser pulses to the terawatt level at a 1-kilohertz repetition rate*. *Applied Physics B*, vol. 70, no. 1, pages S165–S170, 2000.
- [Balciunas 15] T. Balciunas, C. Fourcade-Dutin, G. Fan, T. Witting, A. Voronin, A. Zheltikov, F. Gerome, G. Paulus, A. Baltuska, et F. Benabid. *A strong-field driver in the single-cycle regime based on self-compression in a kagome fibre*. *Nature communications*, vol. 6, 2015.
- [Barty 96a] C. Barty, T. Guo, C. Le Blanc, F. Raksi, C. Rose-Petruck, J. Squier, K. Wilson, V. Yakovlev, et K. Yamakawa. *Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification*. *Optics letters*, vol. 21, no. 9, pages 668–670, 1996.
- [Barty 96b] C. Barty, G. Korn, F. Raksi, A.-C. Tien, K. Wilson, V. Yakovlev, C. Rose-Petruck, J. Squier, et K. Yamakawa. *Regenerative pulse shaping and amplification of ultrabroadband optical pulses*. *Optics letters*, vol. 21, no. 3, pages 219–221, 1996.
- [Bergmann 15] F. Bergmann, M. Siebold, M. Loeser, F. Röser, D. Albach, et U. Schramm. *MHz Repetition Rate Yb : YAG and Yb : CaF₂ Regenerative Picosecond Laser Amplifiers with a BBO Pockels Cell*. *Applied Sciences*, vol. 5, no. 4, pages 761–769, 2015.
- [Birks 97] T. A. Birks, J. C. Knight, et P. S. J. Russell. *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*. *Optics letters*, vol. 22, no. 13, pages 961–963, 1997.
- [Bohman 10] S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi, et K. Midorikawa. *Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression*. *Optics letters*, vol. 35, no. 11, pages 1887–1889, 2010.
- [Boudeile 08] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J.-L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges. *Thermal behaviour of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping*. *Optics express*, vol. 16, no. 14, pages 10098–10109, 2008.
- [Bouma 96] B. Bouma, G. Tearney, I. Bilinsky, B. Golubovic, et J. Fujimoto. *Self-phase-modulated Kerr-lens mode-locked Cr : forsterite laser source for optical coherence tomography*. *Optics Letters*, vol. 21, no. 22, pages 1839–1841, 1996.

- [Broderick 99] N. Broderick, H. Offerhaus, D. Richardson, R. Sammut, J. Caplen, et L. Dong. *Large mode area fibers for high power applications*. Optical Fiber Technology, vol. 5, no. 2, pages 185–196, 1999.
- [Brons 14] J. Brons, V. Pervak, E. Fedulova, D. Bauer, D. Sutter, V. Kalashnikov, A. Apolonskiy, O. Pronin, et F. Krausz. *Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators*. Optics letters, vol. 39, no. 22, pages 6442–6445, 2014.
- [Buenting 09] U. Buenting, H. Sayinc, D. Wandt, U. Morgner, et D. Kracht. *Regenerative thin disk amplifier with combined gain spectra producing 500 μ J sub 200 fs pulses*. Optics express, vol. 17, no. 10, pages 8046–8050, 2009.
- [Buettner 10] A. Buettner, U. Buenting, D. Wandt, J. Neumann, et D. Kracht. *Ultrafast double-slab regenerative amplifier with combined gain spectra and intracavity dispersion compensation*. Optics express, vol. 18, no. 21, pages 21973–21980, 2010.
- [Camy 07] P. Camy, J.-L. Doualan, A. Benayad, M. Von Edlinger, V. Ménard, et R. Moncorgé. *Comparative spectroscopic and laser properties of Yb³⁺-doped CaF₂, SrF₂ and BaF₂ single crystals*. Applied Physics B, vol. 89, no. 4, pages 539–542, 2007.
- [Caracciolo 13] E. Caracciolo, M. Kemnitzer, A. Guandalini, F. Pirzio, J. Aus der Au, et A. Agnesi. *28-W, 217 fs solid-state Yb : CaAlGdO₄ regenerative amplifiers*. Optics letters, vol. 38, no. 20, pages 4131–4133, 2013.
- [Chang 13] W.-z. Chang, T. Zhou, L. A. Siiman, et A. Galvanauskas. *Femtosecond pulse spectral synthesis in coherently-spectrally combined multi-channel fiber chirped pulse amplifiers*. Optics express, vol. 21, no. 3, pages 3897–3910, 2013.
- [Chichkov 09] N. B. Chichkov, U. Bünting, D. Wandt, U. Morgner, J. Neumann, et D. Kracht. *Spatially dispersive regenerative amplification of ultrashort laser pulses*. Optics express, vol. 17, no. 26, pages 24075–24083, 2009.
- [Chénais 02] S. Chénais. *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques*. Manuscrit de Thèse, Université de Paris-Sud XI, 2002.
- [Christov 92] I. Christov. *Amplification of femtosecond pulses in a spatially dispersive scheme*. Optics letters, vol. 17, no. 10, pages 742–744, 1992.
- [COM 15] COMSOL Multihysics website. <https://www.comsol.fr/>, 2015.
- [Cook 60] C. Cook. *Pulse Compression-Key to More Efficient Radar Transmission*. Proceedings of the IRE, vol. 48, no. 3, pages 310–316, March 1960.
- [Danailov 89] M. Danailov et I. Christov. *A novel method of ultrabroadband laser generation*. Optics communications, vol. 73, no. 3, pages 235–238, 1989.
- [Daniault 11] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers*. Optics letters, vol. 36, no. 20, pages 4023–4025, 2011.
- [Daniault 12a] L. Daniault. *Combinaison cohérente d'amplificateurs à fibre en régime femtoseconde*. Manuscrit de Thèse, Université de Paris-Sud XI, 2012.
- [Daniault 12b] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining*. Optics express, vol. 20, no. 19, pages 21627–21634, 2012.

- [Daz 15] *Fastlite Dazzler principle*. <http://www.fastlite.com/en/>, 2015.
- [Delaigue 06] M. Delaigue, I. Manek-Hönninger, F. Salin, C. Hönninger, P. Rigail, A. Courjaud, et E. Mottay. *300 kHz femtosecond Yb : KGW regenerative amplifier using an acousto-optic Q-switch*. Applied Physics B, vol. 84, no. 3, pages 375–378, 2006.
- [Délen 13] X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois, et P. Georges. *Yb : YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources*. Optics letters, vol. 38, no. 2, pages 109–111, 2013.
- [DeMaria 66] A. DeMaria, D. Stetser, et H. Heynau. *SELF MODE-LOCKING OF LASERS WITH SATURABLE ABSORBERS*. Applied Physics Letters, vol. 8, no. 7, pages 174–176, 1966.
- [Demirbas 09] U. Demirbas, D. Li, J. R. Birge, A. Sennaroglu, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejcki, F. X. Kaertner, et J. G. Fujimoto. *Low-cost, single-mode diode-pumped Cr : Colquiriite lasers*. Optics express, vol. 17, no. 16, pages 14374–14388, 2009.
- [Deyra 14] L. Deyra. *Développements et nouveaux concepts pour les lasers solides ultraviolets*. Manuscrit de Thèse, Université de Paris-Sud XI, 2014.
- [Diddams 07] S. A. Diddams, L. Hollberg, et V. Mbele. *Molecular fingerprinting with the resolved modes of a femtosecond laser frequency comb*. Nature, vol. 445, no. 7128, pages 627–630, 2007.
- [Diebold 14] A. Diebold, F. Emaury, C. Schriber, M. Golling, C. J. Saraceno, T. Südmeyer, et U. Keller. *62 fs Pulse Generation from a SESAM Modelocked Yb : CALGO Thin Disk Laser*. In CLEO : Science and Innovations, pages STu2E–2. Optical Society of America, 2014.
- [Dixon 67] R. Dixon. *Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners*. Journal of Applied Physics, vol. 38, no. 13, pages 5149–5153, 1967.
- [Délen 13] X. Délen. *Amplificateurs laser à cristaux massifs pompés par diode : fibres cristallines Yb : YAG et cristaux Nd : YVO₄*. Manuscrit de Thèse, Université de Paris-Sud XI, 2013.
- [Dong 07] L. Dong, X. Peng, et J. Li. *Leakage channel optical fibers with large effective area*. JOSA B, vol. 24, no. 8, pages 1689–1697, 2007.
- [Dörning 04] J. Dörning, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, et D. Kopf. *Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers*. Optics express, vol. 12, no. 8, pages 1759–1768, 2004.
- [Druon 11] F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, et P. Georges. *On Yb : CaF₂ and Yb : SrF₂ : review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance [Invited]*. Optical Materials Express, vol. 1, no. 3, pages 489–502, 2011.
- [Druon 13a] F. Druon, M. Olivier, A. Jaffrès, P. Loiseau, N. Aubry, J. DidierJean, F. Balembois, B. Viana, et P. Georges. *Magic mode switching in Yb : CaGdAlO₄ laser under high pump power*. Optics letters, vol. 38, no. 20, pages 4138–4141, 2013.
- [Druon 13b] F. Druon, M. Velázquez, P. Veber, S. Janicot, O. Viraphong, G. Buşe, M. A. Ahmed, T. Graf, D. Rytz, et P. Georges. *Laser demonstration with highly doped Yb : Gd₂O₃ and Yb : Y₂O₃ crystals grown by an original flux method*. Optics letters, vol. 38, no. 20, pages 4146–4149, 2013.

- [Du 98] K. Du, N. Wu, J. Xu, J. Giesekeus, P. Loosen, et R. Poprawe. *Partially end-pumped Nd : YAG slab laser with a hybrid resonator*. Optics letters, vol. 23, no. 5, pages 370–372, 1998.
- [Durfee 12] C. G. Durfee, T. Storz, J. Garlick, S. Hill, J. A. Squier, M. Kirchner, G. Taft, K. Shea, H. Kapteyn, M. Murnane, et al. *Direct diode-pumped Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser*. Optics express, vol. 20, no. 13, pages 13677–13683, 2012.
- [Eidam 10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power*. Optics letters, vol. 35, no. 2, pages 94–96, 2010.
- [Eidam 11a] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*. Optics express, vol. 19, no. 1, pages 255–260, 2011.
- [Eidam 11b] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers*. Optics express, vol. 19, no. 14, pages 13218–13224, 2011.
- [Ell 01] R. Ell, U. Morgner, F. KÄÄrtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, et al. *Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti : sapphire laser*. Optics letters, vol. 26, no. 6, pages 373–375, 2001.
- [Emaury 13] F. Emaury, C. F. Dutin, C. J. Saraceno, M. Trant, O. H. Heckl, Y. Y. Wang, C. Schriber, F. Gerome, T. Südmeyer, F. Benabid, et al. *Beam delivery and pulse compression to sub-50 fs of a modelocked thin-disk laser in a gas-filled Kagome-type HC-PCF fiber*. Optics express, vol. 21, no. 4, pages 4986–4994, 2013.
- [Emaury 14] F. Emaury, C. J. Saraceno, B. Debord, D. Ghosh, A. Diebold, F. Gêrôme, T. Südmeyer, F. Benabid, et U. Keller. *Efficient spectral broadening in the 100-W average power regime using gas-filled kagome HC-PCF and pulse compression*. Optics letters, vol. 39, no. 24, pages 6843–6846, 2014.
- [Etzel 62] H. Etzel, H. Gandy, et R. Ginther. *Stimulated emission of infrared radiation from ytterbium activated silicate glass*. Appl. Optics, vol. 1, 1962.
- [F. Gires 64] P. T. F. Gires. *Interféromètre utilisable pour la compression d’impulsions lumineuses modulées en fréquence*. C.R. Acad. Sc. Paris, 1964.
- [Fan 88] T. Y. Fan et R. L. Byer. *Diode laser-pumped solid-state lasers*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 24, no. 6, pages 895–912, 1988.
- [Fan 05] T. Y. Fan. *Laser beam combining for high-power, high-radiance sources*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 11, no. 3, pages 567–577, 2005.
- [Faure 05] J. Faure, Y. Glinec, J. Santos, F. Ewald, J.-P. Rousseau, S. Kiselev, A. Pukhov, T. Hosokai, et V. Malka. *Observation of laser-pulse shortening in nonlinear plasma waves*. Physical review letters, vol. 95, no. 20, page 205003, 2005.
- [Fib 15a] *FiberCryst website*. <http://www.fibercryst.com/>, 2015.
- [Fib 15b] *FiberDesk nonlinear pulse propagation website*. <http://www.fiberdesk.com/>, 2015.

-
- [Fisher 73] R. A. Fisher et W. Bischel. *The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation*. Applied Physics Letters, vol. 23, no. 12, pages 661–663, 1973.
- [Fork 81] R. Fork, B. Greene, et C. Shank. *Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking*. Applied Physics Letters, vol. 38, no. 9, pages 671–672, 1981.
- [Frantz 63] L. M. Frantz et J. S. Nodvik. *Theory of pulse propagation in a laser amplifier*. Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 8, pages 2346–2349, 1963.
- [Galvanauskas 03] A. Galvanauskas. *Ultrashort-pulse fiber amplifiers*. Marcel Dekker, New York, NY, 2003.
- [Gaumé 03] R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, J.-P. Roger, et D. Fournier. *A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals*. Applied physics letters, vol. 83, no. 7, pages 1355–1357, 2003.
- [Giambruno 11] F. Giambruno, C. Radier, G. Rey, et G. Chériaux. *Design of a 10 PW (150 J/15 fs) peak power laser system with Ti : sapphire medium through spectral control*. Applied optics, vol. 50, no. 17, pages 2617–2621, 2011.
- [Grishin 09] M. Grishin, V. Gulbinas, et A. Michailovas. *Bifurcation suppression for stability improvement in Nd : YVO₄ regenerative amplifier*. Optics express, vol. 17, no. 18, pages 15700–15708, 2009.
- [Guichard 13a] F. Guichard, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, C. Hönninger, F. Morin, F. Druon, E. Mottay, et P. Georges. *Two-channel pulse synthesis to overcome gain narrowing in femtosecond fiber amplifiers*. Optics letters, vol. 38, no. 24, pages 5430–5433, 2013.
- [Guichard 13b] F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining*. Optics letters, vol. 38, no. 21, pages 4437–4440, 2013.
- [Guichard 15] F. Guichard, A. Giree, Y. Zaouter, M. Hanna, G. Machinet, B. Debord, F. Gérôme, P. Dupriez, F. Druon, C. Hönninger, et al. *Nonlinear compression of high energy fiber amplifier pulses in air-filled hypocycloid-core Kagome fiber*. Optics express, vol. 23, no. 6, pages 7416–7423, 2015.
- [Guichard 16] F. Guichard. *Manuscrit de Thèse, Université de Paris-Sud XI*, 2016.
- [Gurel 15] K. Gurel, V. J. Wittwer, M. Hoffmann, S. Schilt, et T. Sudmeyer. *Diode-Pumped Kerr-Lens Modelocked Ti : Sapphire Laser Generating 450 mW in 58 fs Pulses and 350 mW in 39 fs Pulses*. In *Advanced Solid State Lasers*, pages ATh4A–8. Optical Society of America, 2015.
- [Hanna 90] D. Hanna, R. Percival, I. Perry, R. Smart, P. Suni, et A. Tropper. *An Ytterbium-doped Monomode Fibre Laser : Broadly Tunable Operation from 1.010 μm to 1.162 μm and Three-level Operation at 974 Nm*. Journal of modern Optics, vol. 37, no. 4, pages 517–525, 1990.
- [Hänsch 90] T. Hänsch. *A proposed sub-femtosecond pulse synthesizer using separate phase-locked laser oscillators*. Optics communications, vol. 80, no. 1, pages 71–75, 1990.
- [Hardin 73] R. Hardin et F. Tappert. *Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations*. Siam Rev, vol. 15, no. 1, pages 423–429, 1973.

- [Hauri 04] C. Hauri, M. Bruck, W. Kornelis, J. Biegert, et U. Keller. *Generation of 14.8-fs pulses in a spatially dispersed amplifier*. Optics letters, vol. 29, no. 2, pages 201–203, 2004.
- [Hönninger 97] C. Hönninger, I. Johannsen, M. Moser, G. Zhang, A. Giesen, et U. Keller. *Diode-pumped thin-disk Yb : YAG regenerative amplifier*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 65, no. 3, pages 423–426, 1997.
- [Hornung 05] M. Hornung, M. Siebold, J. Hein, R. Sauerbrey, et G. Hollemann. *High-average power diode-pumped amplification of picosecond-pulses*. In Advanced Solid-State Photonics (TOPS), page 745. Optical Society of America, 2005.
- [Hou 12] B. Hou, J. Easter, J. Nees, Z. He, A. Thomas, et K. Krushelnick. *Compressor optimization with compressor-based multiphoton intrapulse interference phase scan (MIIPS)*. Optics letters, vol. 37, no. 8, pages 1385–1387, 2012.
- [Jaffrès 08] A. Jaffrès. *Matériaux laser dopés terres rares impulsionnels dans la gamme spectrale 1 μm et 1.5 μm : efforts sur la montée en puissance et en cadence*. Manuscrit de Thèse, Université Bordeaux 1, 2008.
- [Jauregui 11] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers*. Optics express, vol. 19, no. 4, pages 3258–3271, 2011.
- [Jauregui 13] C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *High-power fibre lasers*. Nature photonics, vol. 7, no. 11, pages 861–867, 2013.
- [Kashiwagi 12] M. Kashiwagi, K. Saitoh, K. Takenaga, S. Tanigawa, S. Matsuo, et M. Fujimaki. *Effectively single-mode all-solid photonic bandgap fiber with large effective area and low bending loss for compact high-power all-fiber lasers*. Optics express, vol. 20, no. 14, pages 15061–15070, 2012.
- [Keller 03] U. Keller. *Recent developments in compact ultrafast lasers*. Nature, vol. 424, no. 6950, pages 831–838, 2003.
- [Kienel 14] M. Kienel, M. Müller, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Klenke, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Coherent beam combination of Yb : YAG single-crystal rod amplifiers*. Optics letters, vol. 39, no. 11, pages 3278–3281, 2014.
- [Kim 12] G. Kim, J. Yang, S. Chizhov, E. Sall, A. Kulik, V. Yashin, D. Lee, et U. Kang. *High average-power ultrafast CPA Yb : KYW laser system with dual-slab amplifier*. Optics express, vol. 20, no. 4, pages 3434–3442, 2012.
- [Kim 13a] G. Kim, J. Yang, D. Lee, A. Kulik, E. Sall, S. Chizhov, U. Kang, V. Yashin, et al. *Femtosecond laser based on Yb : KYW crystals with suppression of spectral narrowing in a regenerative amplifier by spectral profiling of the pulse*. Journal of Optical Technology, vol. 80, no. 3, pages 142–147, 2013.
- [Kim 13b] G. H. Kim, J. Yang, A. V. Kulik, E. G. Sall, S. Chizhov, V. E. Yashin, et U. Kang. *Power limitations and pulse distortions in an Yb : KGW chirped-pulse amplification laser system*. Quantum electronics, vol. 43, no. 8, page 725, 2013.
- [Klemens 60] P. Klemens. *Thermal resistance due to point defects at high temperatures*. Physical review, vol. 119, no. 2, page 507, 1960.
- [Klenke 13] A. Klenke, S. Breilkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann. *530 W, 1.3 mJ, four-*

- channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*. Optics letters, vol. 38, no. 13, pages 2283–2285, 2013.
- [Klingebiel 15] S. Klingebiel, M. Schultze, C. Y. Teisset, R. Bessing, M. Haefner, S. Prinz, M. Gorjan, D. H. Sutter, K. Michel, H. G. Barros, et al. *220mJ Ultrafast Thin-Disk Regenerative Amplifier*. In CLEO : Science and Innovations, pages STu4O–2. Optical Society of America, 2015.
- [Knight 96] J. Knight, T. Birks, P. S. J. Russell, et D. Atkin. *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*. Optics letters, vol. 21, no. 19, pages 1547–1549, 1996.
- [Koester 64] C. J. Koester et E. Snitzer. *Amplification in a fiber laser*. Applied Optics, vol. 3, no. 10, pages 1182–1186, 1964.
- [Kroetz 15] P. Kroetz, A. Ruehl, H. Cankaya, A.-L. Calendron, F. Kaertner, I. Hartl, R. Miller, et al. *High Energy and Low Noise Ho : YLF Regenerative Amplifiers : A Noise and Stability Analysis*. In CLEO : Science and Innovations, pages SF1F–3. Optical Society of America, 2015.
- [Kruglov 02] V. Kruglov, A. Peacock, J. Harvey, et J. Dudley. *Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers*. JOSA B, vol. 19, no. 3, pages 461–469, 2002.
- [Larionov 07] M. Larionov, F. Butze, D. Nickel, et A. Giesen. *High-repetition-rate regenerative thin-disk amplifier with 116 μ J pulse energy and 250 fs pulse duration*. Optics letters, vol. 32, no. 5, pages 494–496, 2007.
- [Larionov 11] M. Larionov et F. Dausinger. *50 W thin-disk laser with variable pulse duration*. In SPIE LASE, pages 79120A–79120A. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [Las 15] *Lasermetrics website*. <http://www.fastpulse.com/>, 2015.
- [Laurila 12] M. Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, et J. Lægsgaard. *Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292W with improved mode stability*. Optics express, vol. 20, no. 5, pages 5742–5753, 2012.
- [Lesparre 15] F. Lesparre, J. T. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallmann, B. Resan, M. Eckerle, T. Graf, M. A. Ahmed, et al. *High-power Yb : YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization*. Optics Letters, vol. 40, no. 11, pages 2517–2520, 2015.
- [Lesparre 16] F. Lesparre, J. T. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallmann, B. Resan, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges. *Yb : YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using divided pulse amplification technique*. Optics Letters, To be published - 2016.
- [LI 08] C. LI, Y.-X. LENG, C.-M. ZHANG, X.-Y. LIANG, R.-X. LI, et al. *An Ultra-Broadband Spatially Dispersed Regenerative Amplifier Free from Spatial Chirp*. Chin. Phys. Lett., vol. 25, no. 6, pages 2048–2050, 2008.
- [Liao 07] K.-H. Liao, M.-Y. Cheng, E. Flecher, V. I. Smirnov, L. B. Glebov, et A. Galvanauskas. *Large-aperture chirped volume Bragg grating based fiber CPA system*. Opt. Express, vol. 15, no. 8, pages 4876–4882, Apr 2007.
- [Limpert 05] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, T. Schreiber, A. Liem, F. Röser, H. Zellmer, A. Tünnermann, A. Courjaud, et al. *High-power picosecond fiber amplifier based on nonlinear spectral compression*. Optics letters, vol. 30, no. 7, pages 714–716, 2005.

- [Litchinitser 07] N. Litchinitser, M. Sumetsky, et P. Westbrook. *Fiber-based tunable dispersion compensation*. In *Fiber Based Dispersion Compensation*, pages 379–423. Springer, 2007.
- [Loiko 14] P. Loiko, F. Druon, P. Georges, B. Viana, et K. Yumashev. *Thermo-optic characterization of Yb : CaGdAlO₄ laser crystal*. *Optical Materials Express*, vol. 4, no. 11, pages 2241–2249, 2014.
- [Ma 14] X. Ma, C. Zhu, I. Hu, A. Kaplan, A. Galvanauskas, et al. *Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 μ m diameter cores*. *Optics express*, vol. 22, no. 8, pages 9206–9219, 2014.
- [Maiman 61] T. H. Maiman, R. Hoskins, I. d’Haenens, C. Asawa, et V. Evtuhov. *Stimulated optical emission in fluorescent solids. II. Spectroscopy and stimulated emission in ruby*. *Physical Review*, vol. 123, no. 4, page 1151, 1961.
- [Marciante 10] J. R. Marciante, R. G. Roides, V. V. Shkunov, et D. A. Rockwell. *Near-diffraction-limited operation of step-index large-mode-area fiber lasers via gain filtering*. *Optics letters*, vol. 35, no. 11, pages 1828–1830, 2010.
- [Martinez 84] O. E. Martinez, J. P. Gordon, et R. L. Fork. *Negative group-velocity dispersion using refraction*. *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 1, no. 10, pages 1003–1006, Oct 1984.
- [Mears 85] R. J. Mears, L. Reekie, S. Poole, et D. N. Payne. *Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers*. *Electronics Letters*, vol. 21, no. 17, pages 738–740, 1985.
- [Mével 03] E. Mével, O. Tcherbakoff, F. Salin, et E. Constant. *Extracavity compression technique for high-energy femtosecond pulses*. *JOSA B*, vol. 20, no. 1, pages 105–108, 2003.
- [Moulton 86] P. F. Moulton. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti : Al₂O₃*. *JOSA B*, vol. 3, no. 1, pages 125–133, 1986.
- [Negel 15] J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. A. Ahmed, et T. Graf. *Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm*. *Optics express*, vol. 23, no. 16, pages 21064–21077, 2015.
- [neo 15] *neoLASE website*. <http://www.neolase.com/>, 2015.
- [Nye 85] J. F. Nye. *Physical properties of crystals : their representation by tensors and matrices*. Oxford university press, 1985.
- [Papadopoulos 07] D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, et P. Georges. *Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit*. *Optics letters*, vol. 32, no. 17, pages 2520–2522, 2007.
- [Petit 06] J. Petit. *Monocristaux dopés ytterbium et matériaux assemblés pour lasers de fortes puissances*. Manuscrit de Thèse, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006.
- [Petit 10] P.-O. Petit. *Optimisation de matériaux dopés par les ions ytterbium pour applications laser de fortes puissances*. Manuscrit de Thèse, Paris 6, 2010.
- [Pouysegur 13] J. Pouysegur, M. Delaigue, Y. Zaouter, C. Hönninger, E. Mottay, A. Jaffrès, P. Loiseau, B. Viana, P. Georges, et F. Druon. *Sub-100-fs Yb : CALGO nonlinear regenerative amplifier*. *Optics letters*, vol. 38, no. 23, pages 5180–5183, 2013.

- [Pouysegur 14] J. Pouysegur, M. Delaigue, C. Hönninger, P. Georges, F. Druon, et E. Mottay. *Generation of 150-fs pulses from a diode-pumped Yb : KYW nonlinear regenerative amplifier*. Optics express, vol. 22, no. 8, pages 9414–9419, 2014.
- [Pouysegur 15] J. Pouysegur, M. Delaigue, C. Honninger, Y. Zaouter, P. Georges, F. Druon, et E. Mottay. *Numerical and experimental analysis of nonlinear regenerative amplifiers overcoming the gain bandwidth limitation*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 21, no. 1, pages 212–219, 2015.
- [Pouysegur 16] J. Pouysegur, B. Weichelt, F. Guichard, Y. Zaouter, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Simple Yb : YAG femtosecond booster amplifier using divided-pulse amplification*. Optics express, en cours de publication - 2016.
- [Pronin 15] O. Pronin, M. Seidel, F. Lücking, J. Brons, E. Fedulova, M. Trubetskov, V. Pervak, A. Apolonski, T. Udem, et F. Krausz. *High-power multi-megahertz source of waveform-stabilized few-cycle light*. Nature communications, vol. 6, 2015.
- [Pugžlys 09] A. Pugžlys, G. Andriukaitis, A. Baltuška, L. Su, J. Xu, H. Li, R. Li, W. Lai, P. Phua, A. Marcinkevičius, et al. *Multi-mJ, 200-fs, cw-pumped, cryogenically cooled, Yb, Na : CaF₂ amplifier*. Optics letters, vol. 34, no. 13, pages 2075–2077, 2009.
- [Puncken 10] O. Puncken, H. Tünnermann, J. J. Morehead, P. Weßels, M. Frede, J. Neumann, et D. Kracht. *Intrinsic reduction of the depolarization in Nd : YAG crystals*. Optics express, vol. 18, no. 19, pages 20461–20474, 2010.
- [Raybaut 05] P. Raybaut, F. Balembois, F. Druon, et P. Georges. *Numerical and experimental study of gain narrowing in ytterbium-based regenerative amplifiers*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 41, no. 3, pages 415–425, 2005.
- [Ricaud 10] S. Ricaud, F. Druon, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, M. Delaigue, Y. Zaouter, A. Courjaud, P. Georges, et al. *Short-pulse and high-repetition-rate diode-pumped Yb : CaF₂ regenerative amplifier*. Optics letters, vol. 35, no. 14, pages 2415–2417, 2010.
- [Ricaud 12a] S. Ricaud. *Lasers femtoseconde de forte puissance moyenne à base de cristaux dopés à l'ytterbium*. Manuscrit de Thèse, Université de Paris-Sud XI, 2012.
- [Ricaud 12b] S. Ricaud, P. Georges, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, et F. Druon. *Diode-pumped regenerative Yb : SrF₂ amplifier*. Applied Physics B, vol. 106, no. 4, pages 823–827, 2012.
- [Rigaud 15] P. Rigaud, V. Kermene, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, et A. Barthélémy. *Spectral division amplification of a 40 nm bandwidth in a multicore Yb doped fiber and femtosecond pulse synthesis with in-fiber delay line*. Optics express, vol. 23, no. 21, pages 27448–27456, 2015.
- [Ripin 02] D. Ripin, C. Chudoba, J. Gopinath, J. Fujimoto, E. Ippen, U. Morgner, F. Kärtner, V. Scheuer, G. Angelow, et T. Tschudi. *Generation of 20-fs pulses by a prismless Cr⁴⁺ : YAG laser*. Optics letters, vol. 27, no. 1, pages 61–63, 2002.
- [Roeser 12] F. Roeser, M. Loeser, M. Siebold, et U. Schramm. *Pulse Shortening by spectral gain modulation in a regenerative Yb : CaF₂ laser amplifier*.

- In High Intensity Lasers and High Field Phenomena, pages JT2A–59. Optical Society of America, 2012.
- [Roth 09] P. W. Roth, A. J. Maclean, D. Burns, et A. J. Kemp. *Directly diode-laser-pumped Ti : sapphire laser*. Optics letters, vol. 34, no. 21, pages 3334–3336, 2009.
- [Roth 12] P. W. Roth, D. Burns, et A. J. Kemp. *Power scaling of a directly diode-laser-pumped Ti : sapphire laser*. Optics express, vol. 20, no. 18, pages 20629–20634, 2012.
- [Rumpel 14] M. Rumpel, M. Moeller, C. Moormann, T. Graf, et M. A. Ahmed. *Broadband pulse compression gratings with measured 99.7% diffraction efficiency*. Opt. Lett., vol. 39, no. 2, pages 323–326, Jan 2014.
- [Russbueldt 09] P. Russbueldt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. Hoffmann, et R. Poprawe. *400 W Yb : YAG Innoslab fs-amplifier*. Optics express, vol. 17, no. 15, pages 12230–12245, 2009.
- [Russbueldt 10] P. Russbueldt, T. Mans, J. Weitenberg, H. Hoffmann, et R. Poprawe. *Compact diode-pumped 1.1 kW Yb : YAG Innoslab femtosecond amplifier*. Optics letters, vol. 35, no. 24, pages 4169–4171, 2010.
- [Russbueldt 15] P. Russbueldt, D. Hoffmann, M. Hofer, J. Lohring, J. Luttmann, A. Meissner, J. Weitenberg, M. Traub, T. Sartorius, D. Esser, et al. *Innoslab Amplifiers*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 21, no. 1, pages 447–463, 2015.
- [Saraceno 14] C. J. Saraceno, F. Emaury, C. Schriber, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer, et U. Keller. *Ultrafast thin-disk laser with 80 μ J pulse energy and 242 W of average power*. Optics letters, vol. 39, no. 1, pages 9–12, 2014.
- [Saraceno 15] C. J. Saraceno, F. Emaury, C. Schriber, A. Diebold, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer, et U. Keller. *Toward millijoule-level high-power ultrafast thin-disk oscillators*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 21, no. 1, pages 106–123, 2015.
- [Schmidt 14] B. E. Schmidt, N. Thiré, M. Boivin, A. Laramée, F. Poitras, G. Lebrun, T. Ozaki, H. Ibrahim, et F. Légaré. *Frequency domain optical parametric amplification*. Nature communications, vol. 5, 2014.
- [Schulz 11] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbueldt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, et al. *Yb : YAG Innoslab amplifier : efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification*. Optics letters, vol. 36, no. 13, pages 2456–2458, 2011.
- [Shelton 01] R. K. Shelton, L.-S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, et J. Ye. *Phase-coherent optical pulse synthesis from separate femtosecond lasers*. Science, vol. 293, no. 5533, pages 1286–1289, 2001.
- [Sibbett 12] W. Sibbett, A. Lagatsky, et C. Brown. *The development and application of femtosecond laser systems*. Optics Express, vol. 20, no. 7, pages 6989–7001, 2012.
- [Siebold 09] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J.-L. Doualan, P. Camy, et R. Moncorgé. *Yb : CaF₂ a new old laser crystal*. Applied Physics B, vol. 97, no. 2, pages 327–338, 2009.
- [Smith 11] A. V. Smith et J. J. Smith. *Mode instability in high power fiber amplifiers*. Optics express, vol. 19, no. 11, pages 10180–10192, 2011.

-
- [Snitzer 88] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, et B. McCollum. *Double clad, offset core Nd fiber laser*. In *Optical fiber sensors*, page PD5. Optical Society of America, 1988.
- [Soh 06] D. B. Soh, J. Nilsson, et A. B. Grudinin. *Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. II. Finite gain-bandwidth effect*. *JOSA B*, vol. 23, no. 1, pages 10–19, 2006.
- [Spence 90] D. Spence, P. Kean, et W. Sibbett. *Sub 100fs Pulse Generation from a Self-Modelocked Titanium : Sapphire Laser*. In *Conference on Lasers and Electro-optics, CLEO*, pages 619–620, 1990.
- [Spence 91] D. E. Spence, P. N. Kean, et W. Sibbett. *60 fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti : sapphire laser*. *Optics letters*, vol. 16, no. 1, pages 42–44, 1991.
- [Stone 74] J. Stone et C. Burrus. *Neodymium-doped fiber lasers : room temperature cw operation with an injection laser pump*. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 10, no. 9, pages 794–794, 1974.
- [Strickland 85] D. Strickland et G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. *Optics Communications*, vol. 55, no. 6, pages 447–449, 1985.
- [Stutzki 11a] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation*. *Optics letters*, vol. 36, no. 5, pages 689–691, 2011.
- [Stutzki 11b] F. Stutzki, H.-J. Otto, F. Jansen, C. Gaida, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers*. *Optics letters*, vol. 36, no. 23, pages 4572–4574, 2011.
- [Sudesh 08] V. Sudesh, T. McComb, Y. Chen, M. Bass, M. Richardson, J. Ballato, et A. Siegman. *Diode-pumped 200 μm diameter core, gain-guided, index-antiguidded single mode fiber laser*. *Applied Physics B*, vol. 90, no. 3-4, pages 369–372, 2008.
- [Sueda 08] K. Sueda, S. Kawato, et T. Kobayashi. *LD pumped Yb : YAG regenerative amplifier for high average power short-pulse generation*. *Laser Physics Letters*, vol. 5, no. 4, pages 271–275, 2008.
- [Szipöcs 94] R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz, et K. Ferencz. *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*. *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 3, pages 201–203, Feb 1994.
- [Takada 04] H. Takada, M. Kakehata, et K. Torizuka. *Broadband regenerative amplifier using a gain-narrowing compensator with multiple dielectric layers*. *Japanese journal of applied physics*, vol. 43, no. 11B, page L1485, 2004.
- [Tournois 97] P. Tournois. *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems*. *Optics communications*, vol. 140, no. 4, pages 245–249, 1997.
- [Treacy 69] E. Treacy. *Optical pulse compression with diffraction gratings*. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 5, no. 9, pages 454–458, 1969.
- [UKP 15] *High-Power Amplifier at Fraunhofer ILT*. http://www.ukp-laser.de/wp-content/uploads/2015/06/UKP_CLEO2015.pdf, 2015.
- [Verluisse 00] F. Verluisse, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, et P. Tournois. *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping*. *Optics letters*, vol. 25, no. 8, pages 575–577, 2000.

- [Wagenblast 03] P. Wagenblast, R. Ell, U. Morgner, F. Grawert, et F. X. Kärtner. *Diode-pumped 10-fs Cr³⁺ : LiCAF laser*. Optics letters, vol. 28, no. 18, pages 1713–1715, 2003.
- [Wan 13] P. Wan, L.-M. Yang, et J. Liu. *All fiber-based Yb-doped high energy, high power femtosecond fiber lasers*. Optics express, vol. 21, no. 24, pages 29854–29859, 2013.
- [Wav 15] *Finisar Waveshaper principle*. <https://www.finisar.com/optical-instrumentation>, 2015.
- [Weber 00] M. J. Weber. Handbook of lasers, volume 18. CRC press, 2000.
- [Zaouter 07] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, et P. Georges. *Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression*. Optics express, vol. 15, no. 15, pages 9372–9377, 2007.
- [Zaouter 12] Y. Zaouter. *Amplification d'impulsions ultra-courtes en régime non-linéaire dans les fibres dopées aux ions Ytterbium*. Manuscrit de Thèse, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012.
- [Zhang 15a] J. Zhang, J. Brons, M. Seidel, D. Bauer, D. Sutter, V. Pervak, V. Kalashnikov, Z. Wei, A. Apolonski, F. Krausz, et al. *Generation of 49-fs pulses directly from distributed Kerr-lens mode-locked Yb : YAG thin-disk oscillator*. In Advanced Solid State Lasers, pages AT4A–7. Optical Society of America, 2015.
- [Zhang 15b] J. Zhang, J. Brons, M. Seidel, V. Pervak, V. Kalashnikov, Z. Wei, A. Apolonski, F. Krausz, et O. Pronin. *49-fs Yb : YAG thin-disk oscillator with distributed Kerr-lens mode-locking*. In European Quantum Electronics Conference, page PD_A_1. Optical Society of America, 2015.