

THESE DE DOCTORAT

Présentée à :

Université des Sciences et Technologies de Lille

Ecole doctorale Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement

Pour obtenir le titre de :

Docteur de l'Université de Lille

Spécialité :

Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère

Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance

Par :

Laure LAGO

Soutenue le 17 novembre 2011, devant la Commission d'Examen :

M. Eric FREYSZ	Directeur de recherche CNRS, Université de Bordeaux	Rapporteur
M. Hervé MAILLOTTE	Directeur de recherche CNRS, Université de Franche-Comté	Rapporteur
M. Jens LIMPert	Professeur, Université de Jena	Examineur
M. François SALIN	Vice Président et CTO EOLITE System, Pessac	Président du jury
M. Marc DOUAY	Professeur, Université de Lille	Directeur de thèse
M. Arnaud MUSSOT	Maître de conférence, Université de Lille	Co-Directeur de thèse
M. Emmanuel HUGONNOT	Ingénieur Chercheur, CEA	Co-Encadrant de thèse

Thèse préparée en collaboration avec :

Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules

Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives, centre du CESTA

Remerciements

Trois années se sont (déjà) écoulées, pendant lesquelles j'ai eu la chance de pouvoir mener à bien ces travaux de thèse. Ils ont été réalisés au sein du Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA), sur le Centre Scientifique et Technique d'Aquitaine (CESTA), en collaboration avec le laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille. Aussi, je tiens tout d'abord à remercier mes responsables hiérarchiques au CEA et au laboratoire PhLAM de m'avoir accueillie et de m'avoir permis d'effectuer ces travaux.

Je remercie tout d'abord l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté de juger mon travail. Je tiens à exprimer plus particulièrement ma gratitude à Monsieur Eric Freyz et Monsieur Hervé Maillotte d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteur de cette thèse.

Je tiens à remercier chaleureusement mes directeurs de thèse, Monsieur Marc Douay, Monsieur Arnaud Mussot et Monsieur Emmanuel Hugonnot, pour leur encadrement et leur soutien de chaque instant. Vous m'avez transmis votre goût pour la recherche et permis d'évoluer dans un cadre sur lequel je pouvais m'appuyer. Au-delà des riches discussions scientifiques et techniques, j'ai beaucoup apprécié nos rencontres trimestrielles, parfois intenses, mais toujours sympathiques. Elles ont été pour moi une source de motivation indispensable, et c'est pourquoi je vous remercie de vous être systématiquement rendu disponibles, et encore plus à ces occasions-là. Entre autres, je tiens à remercier Emmanuel pour son suivi au quotidien, et pour m'avoir montré qu'une thèse était bien plus qu'une aventure professionnelle. Il t'en a fallu de la patience ! Merci également à Marc et Arnaud pour leur lecture très attentive de ce manuscrit, autre étape importante de la thèse, ainsi que pour leurs conseils avisés. Je vous suis reconnaissante à tous trois, formidable équipe dont j'avais le sentiment de faire partie. Merci de votre confiance, si précieuse, que j'espère avoir honorée. Je me souviendrai longtemps de ces réunions et autres soirées...

Cette thèse n'aurait pas eu la même saveur sans le soutien, ni les compétences, de mes collègues du laboratoire d'Opto-Electronique (LOE). Merci à ceux de la première heure, Eric et Alain, qui m'ont accueillie et encadrée lors de mon stage de fin d'études, également exercé à LOE, et qui m'ont encouragée à me lancer dans cette aventure. Merci à Damien, post-doc, qui est arrivé à LOE au début de ma thèse. Tu m'as appris mes premiers mots de ch'ti

qui me sont aujourd'hui bien utiles (qui l'aurait cru ?) ! Merci à mes collègues de bureau successifs pour les moments de décompression totale, Nico et sa fameuse Monique (« Dis donc, on te voit plus en soirée ?! »), Sébastien, Jean-Luc et Jessica, et puis Cyril (dit Lignac) qui faisait quasiment partie du bureau. Merci aux incontournables du labo, Babeth et Jacques, toujours de bon conseil. Merci aux stagiaires, tous partants pour la « DreamTeam », Laurianne, Damien, Yannick et Pierre (qui prend la suite), bonne continuation à tous ! Merci à Christelle, V1, V2 et Nathalie, nos soirées entre filles vont me manquer. Merci aux fondateurs du club de pétanque pour votre bonne humeur. Et merci pour vos petites attentions du quotidien, et autres grands coups de gueule, à Daniel, Lionel, Domini-que, Arnaud, Jeff, Nico, Claude, Philippe, Olivier, Dominique, Hervé, Jean-Paul, Bernard, Mireille et François.

Enfin, je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance à mes parents et ma très grande famille, merci pour votre soutien sans faille qui m'a portée et donnée une force à toute épreuve. Merci à mon frère Pierre, et bravo pour Apolline, sa petite merveille ! Je tiens également à remercier mes amis de m'avoir supportée (dans tous les sens du terme) et donné tous ces petits moments de bonheur, Vanessa, Manu, Brice, Cyril, Julien, Loïc, Guignol, Audrey, Canaille et Flora. J'ai aussi une pensée émue pour ceux qui n'auront pas vu la fin de cette thèse, Tonio et Germaine, j'espère un jour avoir votre courage. Mes derniers remerciements s'adressent à Logan qui a vécu au plus près cette aventure, mes joies et mes moments de doute, et qui a toujours su trouver les mots...

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 : Etat de l'art et généralités.....	11
1.1 Etat de l'art de l'amplification à fibre dopée Yb.....	11
1.1.1 Amplificateurs à fibre naturellement multimode.....	12
1.1.2 Amplificateurs à fibre naturellement monomode.....	14
1.1.3 Amplificateurs à fibre dopée Yb dans le domaine nanoseconde	17
1.2 Fibre microstructurée	20
1.2.1 La fabrication	20
1.2.2 La microstructure	22
1.2.3 Le dopage Yb	26
1.3 Mode de pompage	27
1.4 Conclusion	30
1.5 Bibliographie.....	31
Chapitre 2 : Modélisation d'un amplificateur haute énergie à fibre dopée ytterbium	37
2.1 Principe et équations	37
2.1.1 Définition et notations	38
2.1.2 Equations de taux	43
2.2 Modélisation numérique.....	45
2.2.1 Méthode de résolution.....	45
2.2.2 Algorithme de contre-réaction.....	47
2.2.3 Comparaison du modèle avec les résultats de la littérature	49
2.3 Effets non-linéaires dans les fibres optiques	51
2.3.1 Effet Kerr optique	52
2.3.2 Diffusion Brillouin stimulée.....	53

2.3.3	Diffusion Raman stimulée	54
2.3.4	Traitement numérique	55
2.4	Etude du comportement de l'amplificateur	56
2.4.1	Paramètres ajustables	56
2.4.2	Absorption de la pompe et taux d'inversion de population	57
2.4.3	Notion d'état stationnaire	60
2.4.4	Distinction des régimes de gain	60
2.4.5	Influence de la fréquence de répétition	63
2.4.6	Dimensionnement	64
2.5	Conclusion	68
2.6	Bibliographie.....	70
Chapitre 3 : Réalisation d'un système MOPA fibré de forte énergie		73
3.1	Contexte général	73
3.2	Dispositif et moyens expérimentaux	74
3.2.1	La source	74
3.2.2	Préparation des fibres	76
3.2.3	Injection en espace libre	79
3.2.4	Moyens expérimentaux de caractérisation	83
3.3	Résultats et discussions	87
3.3.1	Préamplificateur	87
3.3.2	Amplificateur de forte énergie	94
3.4	Intégration de l'architecture	110
3.5	Conclusion	112
3.6	Bibliographie.....	114
Chapitre 4 : Applications aux impulsions courtes.....		117
4.1	Amplification Yb d'impulsions à dérive de fréquence.....	117
4.1.1	Principe du CPA.....	118
4.1.2	Etat de l'art du CPA fibré.....	119
4.1.3	Dispositif expérimental	121
4.1.4	Amplification Yb	122
4.1.5	Compression.....	124
4.2	Amplification paramétrique fibrée d'impulsions à dérive de fréquence	129
4.2.1	Motivations	129
4.2.2	Principe du FOPCPA	130
4.2.3	Etat de l'art.....	133
4.2.4	Dispositif expérimental	133
4.2.5	Etude de la dynamique d'amplification.....	135
4.3	Conclusion	141

4.4 Bibliographie.....	143
Conclusion et perspectives.....	147
Annexe A : Rappels d'optique guidée.....	153
A.1 Condition de propagation.....	153
A.2 Guidage par réflexion totale interne (RTI).....	154
A.3 Guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM)	155
A.4 Guidage par bande interdite photonique (BIP).....	156
A.5 Comportement modal.....	156
A.6 Bibliographie.....	157
Annexe B : Etude sur fibre de Bragg.....	159
B.1 Motivations et état de l'art.....	159
B.2 Mise en œuvre expérimentale.....	160
B.2.1 Description de la fibre de Bragg.....	160
B.2.2 Préparation des faces	162
B.2.3 Injection en espace libre	162
B.2.4 Dispositif expérimental.....	164
B.3 Résultats d'amplification dans la gamme nanoseconde	164
B.3.1 Influence de la fréquence de répétition.....	165
B.3.2 Effets non-linéaires.....	166
B.3.3 Caractérisation du profil spatial.....	168
B.4 Conclusion.....	168
B.5 Bibliographie	169
Annexe C : Bibliographie de l'auteur	171

Liste des acronymes

	Signification anglaise	Signification française
AOM	<i>acousto-optic modulator</i>	modulateur acousto-optique
ASE	<i>amplified spontaneous emission</i>	émission spontanée amplifiée
AWG	<i>arbitrary waveform generator</i>	générateur de forme arbitraire
BIP	<i>photonic band gap</i>	bande interdite photonique
CW	<i>continuous wave</i>	onde continue
DFB	<i>distributed feed back</i>	oscillateur monofréquence fibré à réseau de Bragg
EOM	<i>electro-optic modulator</i>	modulateur électro-optique
FOPA	<i>fiber optical parametric amplifier</i>	amplificateur paramétrique à fibre optique
FWHM	<i>full width half maximum</i>	largeur totale à mi-hauteur
FWM	<i>four wave mixing</i>	mélange à quatre ondes
HOM	<i>higher order mode</i>	mode d'ordre supérieur
LP	<i>linear polarized</i>	polarisé linéairement
MFA	<i>mode field adapter</i>	adaptateur de mode
MFD	<i>mode field diameter</i>	diamètre de mode
MFT	<i>temporal pulse shaping</i>	mise en forme temporelle
MOPA	<i>master oscillator power amplifier</i>	oscillateur associé à un amplificateur de puissance
NLSE	<i>non-linear Schrödinger equation</i>	équation de Schrödinger non-linéaire

OSA	<i>optical spectrum analyzer</i>	analyseur de spectre optique
PCF	<i>photonic crystal fiber</i>	fibre microstructurée ou à cristaux photoniques
PER	<i>polarization extinction ratio</i>	taux d'extinction de la polarisation
PM	<i>polarization maintaining</i>	maintien de polarisation
PZ	<i>polarizing</i>	polarisant
RTI	<i>total internal reflection</i>	réflexion totale interne
RTIM	<i>modified total internal reflection</i>	réflexion totale interne modifiée
SBS	<i>stimulated Brillouin scattering</i>	diffusion Brillouin stimulée
SNR	<i>signal-to-noise ratio</i>	rapport signal sur bruit
SPM	<i>self-phase modulation</i>	auto-modulation de phase
SRS	<i>stimulated Raman scattering</i>	diffusion Raman stimulée
ZDW	<i>zero dispersion wavelength</i>	longueur d'onde de dispersion nulle

Introduction

Historique

L'histoire des lasers à fibre optique commence au début des années 1960, peu de temps après l'invention du premier laser par T. Maiman [1]. Cette source de lumière d'un nouveau genre, de par ses propriétés de cohérence temporelle et spatiale associées à une grande densité de puissance, initiera plus tard de grandes inventions technologiques du XX^{ème} siècle, notamment dans le secteur des télécommunications optiques. Le premier laser « à fibre optique », i.e. utilisant une fibre de verre dopé aux ions terre rare comme milieu amplificateur, est réalisé en 1964 par C.J. Koeter et E. Snitzer [2]. Cette fibre est fortement multimode et dopée aux ions néodyme. Le pompage s'effectue alors par lampe flash et le laser émet quelques mW à la longueur d'onde de 1,06 μm . Pendant plusieurs années, les difficultés technologiques liées à la pureté des matériaux [3], pour la fabrication de fibres optiques à faibles pertes, et la faible efficacité du pompage demeurent un obstacle majeur au développement des lasers à fibre. Ainsi, peu de travaux sont publiés dans les deux décennies suivantes.

Au milieu des années 1980, les avancées cruciales en matière de procédés de fabrication des fibres optiques [4] permettent de relancer l'intérêt de ces lasers et amplificateurs fibrés. Nous pouvons par exemple citer R.J. Mears *et al.* [5] qui réalisent le premier amplificateur à fibre monomode, ainsi que D.C. Hanna *et al.* [6] qui réalisent le premier amplificateur à fibre dopée aux ions ytterbium. Les fibres dopées se sont rapidement avérées être une excellente solution pour l'amplification optique, et seront intensivement déployées dans le domaine des télécommunications. L'usage de divers dopants aux ions terre rare (néodyme, erbium, ytterbium, thulium, holmium...) permet la réalisation de lasers à fibre couvrant une large gamme de longueur d'onde, en fonction des applications recherchées. Dans notre étude, les applications se situent dans la gamme en longueur d'onde autour de 1 μm . C'est pourquoi nous nous intéressons ici au dopage terre rare ytterbium.

Afin d'optimiser l'efficacité laser et d'accroître les interactions lumière-matière, les systèmes fibrés doivent délivrer des faisceaux énergétiques et focalisables. Cette problématique présente deux aspects technologiques :

les diodes de pompage et les fibres optiques elles-mêmes. Les efforts en matière de recherche sur les diodes lasers conduisent à des avancées remarquables au milieu des années 1990 [7]. Le secteur des télécommunications a été un moteur de recherche et de développement de diodes lasers. L'énorme potentiel de ce marché a permis par la suite de réduire considérablement les coûts de production.

Parallèlement, il est nécessaire d'arriver à exciter le cœur dopé de la fibre avec ces diodes lasers toujours plus puissantes et robustes. En cela, la fibre à double gaine [8] est un premier pas vers l'augmentation de la puissance de pompe injectée, relâchant par la même occasion les contraintes en termes de qualité spatiale des diodes de pompe. Contrairement au pompage par le cœur, le pompage par la gaine permet d'utiliser des pompes multimodes. La conséquence de l'augmentation des intensités dans les fibres optiques est notamment la génération d'effets non-linéaires [9], qui bien qu'utilisés dans de nombreuses applications, représentent une importante limitation au développement des lasers et amplificateurs à fibre de forte puissance. Pour repousser les seuils d'apparition de ces effets « néfastes », la taille du cœur des fibres optiques doit donc être étendue. Or, pour augmenter le diamètre du cœur sans provoquer la dégradation du caractère monomode du faisceau, il est indispensable de contrôler très finement les écarts d'indices de réfraction des matériaux. Ceci constitue un nouveau défi technologique.

En 1996, la première fibre à cristaux photoniques est réalisée par J. Knight *et al.* [10] à l'Université de Southampton, et ouvre de nouvelles perspectives. Cette invention s'inscrit dans une réflexion sur le guidage de la lumière par bande interdite photonique [11], (propriété de résonance ou d'antirésonance d'une onde avec un guide d'indice de réfraction plus faible que la gaine et possédant une structuration à l'échelle de la longueur d'onde, transverse et périodique). Ces travaux révèlent notamment la possibilité d'obtenir des fibres dont le caractère monomode transverse est « infini » [12]. Cette microstructure révolutionne le domaine des fibres optiques [13], et permet de décliner les possibilités de guidage de la lumière [14]. Ceci a été réalisable grâce notamment à l'évolution de la maîtrise des techniques de fabrication, toujours plus sophistiquées.

Dans le secteur des amplificateurs à fibre dopée ytterbium, cette rupture technologique permet de réaliser des fibres monomodes à large cœur (LMA). La structuration de la gaine par des trous d'air microscopiques devient un moyen pertinent pour contrôler très finement l'écart d'indice entre le cœur et la gaine microstructurée. Ainsi, grâce à ce nouveau procédé, le diamètre du mode fondamental des fibres optiques augmente rapidement. Il est multiplié par un facteur 10 au cours de la dernière décennie, atteignant récemment jusqu'à 105 μm [15]. Les records de puissance et d'énergie suivent également la même progression fulgurante. Bien que nos travaux se limitent à l'amplification en régime nanoseconde-kiloHertz, nous pouvons noter deux récentes performances impressionnantes : l'extraction de près de 10 kW de puissance continue en 2008 [16], et 3,8 GW de puissance crête en 2011 [15] obtenue au cours de l'amplification d'impulsions à dérive de fréquence. Grâce à un faible ratio volume de milieu actif sur surface extérieure, les fibres optiques présentent une excellente dissipation thermique, bien meilleure que celle des systèmes lasers solides. En plus de leur compacité, stabilité, robustesse et facilité d'alignement, cette propriété thermique des systèmes fibrés permet un accroissement des puissances moyennes. Ce sont autant d'arguments qui expliquent la forte progression des systèmes fibrés [17], en comparaison à d'autres types de lasers (solide, gaz, colorant...) dans les applications scientifiques et industrielles [18] utilisant les propriétés lasers.

Contexte de l'étude

Bien que très avancées, ces technologies fibrées n'apportent pas encore toutes les solutions à diverses applications. Le but de cette étude est donc d'explorer différentes possibilités permettant d'envisager l'utilisation des technologies fibrées aux lasers de puissance dédiés à la fusion par confinement inertiel [19], notamment au niveau des pilotes de ces chaînes laser.

L'invention du laser a ouvert la possibilité d'étudier des phénomènes nécessitant des dépôts d'énergie importants et localisés. Une application envisagée consiste à reproduire des conditions de température et de pression suffisantes afin de déclencher des réactions de fusion thermonucléaire à l'intérieur d'une cible et de générer de l'énergie. Dès 1962, plusieurs organismes lancent d'ambitieux programmes de développement de lasers de forte énergie conduisant à la réalisation d'installations toujours plus grandes et délivrant des faisceaux toujours plus énergétiques. Au milieu des années 1990, la ratification du traité d'interdiction des essais nucléaires marque le début de deux grands programmes en la matière : le NIF (National Ignition Facility) aux USA [20] conçu par le « Lawrence Livermore National Laboratory » (LLNL) et le LMJ (Laser MégaJoule) en France [21] conçu par le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA, sur le centre du CESTA).

A terme, ces installations composées de près de 200 faisceaux dans la gamme nanoseconde délivreront à la cible une énergie totale de l'ordre du MJ à la longueur d'onde de 351 nm (triplement en fréquence de l'émission laser à 1053 nm du verre phosphate dopé Néodyme). Tout juste 50 ans après l'invention du laser, la gamme du Méga-Joule par impulsion est atteinte pour la première fois grâce au tir simultané des 192 faisceaux lasers du NIF sur une capsule [22]. L'ignition d'une cible de Deutérium-Tritium à une énergie nominale de 1.8 MJ est espérée fin 2011. Pour sa part, le LMJ est en voie d'achèvement et les premières expériences d'interaction laser-matière sont attendues pour 2014.

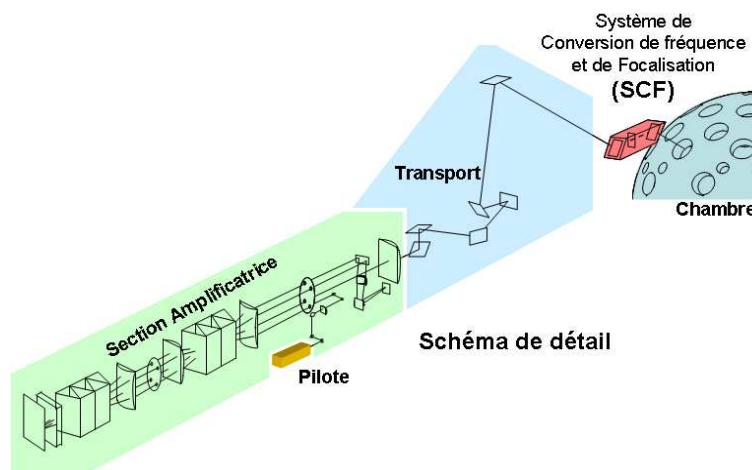


Figure 1 : Architecture d'un faisceau LMJ

Les différents faisceaux du LMJ et du NIF, fournissant sur cible une impulsion de près de dix kiloJoules chacun, possèdent des architectures proches. Le schéma d'un faisceau LMJ est représenté sur la Figure 1. L'impulsion initiale est délivrée par un système laser appelé pilote. En tant que premier élément du système, il a un rôle primordial. Il doit fournir l'impulsion (à la longueur d'onde de 1053 nm), la mettre en forme temporellement

(profil ajustable dans la gamme nanoseconde), spectralement (modulation de phase à 2 GHz pour éliminer la diffusion Brillouin stimulée et à 14.25 GHz pour le lissage optique) et spatialement (profil « top-hat » à section carrée) et enfin l'amplifier à quelques centaines de milliJoule. La section amplificatrice, (principalement composée de plaques amplificatrices au verre dopé néodyme, de filtrages spatiaux et d'un miroir déformable pour corriger le front d'onde) permet ensuite d'amener l'énergie du faisceau à quelques 20 kJ. L'impulsion est ensuite triplée en fréquence par des cristaux de KDP, puis elle est focalisée sur la cible placée dans la chambre d'expérience grâce à un réseau focalisant (qui sert également d'élément dispersif pour le lissage optique).

Une installation telle que le LMJ, doit avoir une durée de vie de plusieurs dizaines d'années. Son envergure rend les changements d'architecture extrêmement problématiques et il est inenvisageable actuellement de modifier la structure des chaînes déjà construites. Par contre, grâce à leur taille relativement modeste (comparativement aux autres structures), les pilotes conservent un réel potentiel d'évolution. De plus, dans une perspective d'augmentation de la cadence, d'autres projets, tels que LIFE ou HiPER, envisagent sérieusement d'utiliser des architectures radicalement différentes, comme par exemple la mise en réseau de 10^7 fibres amplificatrices à la fois dans le domaine nanoseconde et dans le domaine sub-picoseconde [23]. Les systèmes amplificateurs à base de fibres représentent donc un intérêt non seulement pour les évolutions à moyen terme des pilotes vers plus de compacité et une maintenance facilitée, mais également à plus long terme pour les projets de génération suivante réclamant une augmentation de la cadence.

Plan du manuscrit

L'objet de ces travaux est donc d'étudier les opportunités offertes par les systèmes fibrés dans le cadre des pilotes des lasers de puissance dans le domaine nanoseconde pour les pilotes type LMJ. L'énergie très faible à la sortie de la source fibrée, premier élément du pilote, implique de réaliser une architecture robuste d'amplificateur à plusieurs étages. Ceci nécessite un dimensionnement soigneux au préalable. En particulier, l'amplification fibrée doit répondre aux exigences suivantes : la longueur d'onde du signal à 1053 nm, la maîtrise de la forme temporelle, du profil spectral monofréquence et du profil spatial monomode, le maintien d'une polarisation linéaire, et un rapport signal sur bruit supérieur à 50 dB. Pour cela, le choix de la fibre est déterminant. Nous nous sommes attachés à utiliser des fibres optiques souples afin de permettre l'intégration ultérieure du dispositif, ainsi que des fibres disponibles commercialement. Afin d'atteindre des niveaux d'énergie importants, le diamètre de cœur de la fibre est de plus en plus important au fil des étages d'amplification, pour repousser l'apparition des effets non-linéaires. Les grands diamètres de cœur nécessaires à une densité de puissance admissible impliquent d'utiliser la technologie des fibres microstructurées. Cette microstructure implique dans un premier temps un pompage par les faces de la fibre. La fibre devra également posséder des barreaux de contrainte pour maintenir la polarisation du signal amplifié. D'autres paramètres sont nécessaires au design, comme la longueur de la fibre et la puissance de la pompe.

Le premier chapitre est consacré à un état de l'art des systèmes amplificateurs à fibre dopée ytterbium. Nous nous attachons à présenter tout d'abord les différentes avancées en matière d'amplification fibrée de forte énergie et de forte puissance. Puis nous faisons une description plus détaillée des amplificateurs fibrés dans le

domaine d'impulsion nanoseconde, ainsi que des solutions existantes en matière de mise en forme temporelle. Dans ce même chapitre, nous introduisons brièvement les problématiques liées aux fibres microstructurées pour la réalisation d'amplificateur fibré de forte énergie.

Dans le second chapitre, nous présentons la modélisation numérique de la dynamique de l'amplification à fibre dopée ytterbium dans le régime nanoseconde. La réalisation de ce modèle numérique s'inscrit dans une démarche de compréhension du comportement de ces amplificateurs, et doit permettre le dimensionnement des différents étages amplificateurs afin de répondre aux contraintes spécifiques de nos applications. Basé sur la résolution des équations de taux de l'inversion de population, ce modèle prend notamment en compte le développement des ondes d'émission spontanée amplifiée (ASE, acronyme anglais pour *amplified spontaneous emission*) co- et contra-propagatives. En effet, nous devons être particulièrement attentifs à la dégradation du rapport signal-sur-bruit liée à ces ondes d'ASE. Bien que nos besoins concernent une amplification de signal impulsionnel, la versatilité du modèle offre la possibilité de simuler une amplification d'un signal continu et d'un signal impulsionnel en régime de pompage continu co- et/ou contra-propagatif. Un algorithme de contre-réaction permettant de définir la forme optimisée à chaque type d'amplificateur afin de précompenser les effets de saturation par le gain est également détaillé. Après une introduction aux effets non-linéaires susceptibles d'être rencontrés dans nos fibres optiques, nous effectuons une étude de la dynamique de l'amplification à l'aide des simulations numériques.

Le troisième chapitre est tout d'abord consacré aux différents moyens expérimentaux. Nous avons notamment utilisé une source représentative des spécifications des pilotes de type LMJ. Puis, nous présentons la mise en œuvre de chacun des étages d'amplification selon une architecture de type MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) de forte énergie dans le domaine nanoseconde, en utilisant des fibres souples microstructurées. Nous montrons qu'en sortie du système amplificateur nous parvenons à atteindre la gamme milliJoule et multi-kiloHertz, avec la maîtrise des profils spectraux, temporels et spatiaux, ainsi qu'un excellent rapport signal-sur-bruit. Les résultats obtenus sont confrontés aux différentes simulations numériques, permettant ainsi de valider ce modèle d'amplification fibrée. Nous montrons un bon accord entre les simulations et les expériences, et nous discutons des limitations du modèle ainsi que celles du système expérimental. Puis, nous détaillons les différentes étapes à conduire et les difficultés que représente l'intégration de ces amplificateurs fibrés de forte énergie, pour aboutir à un système entièrement monolithique, compatible avec des applications de type pilote des chaînes lasers de puissance.

Le quatrième chapitre présente les travaux sur l'amplification fibrée d'impulsions dans le domaine sub-picoseconde et multi-kiloHertz. La première section est consacrée à l'amplification sur fibre optique dopée ytterbium d'impulsions à dérive de fréquence mettant en œuvre l'architecture amplificatrice développée dans le troisième chapitre. Nous montrons une extraction d'énergie dans la gamme milliJoule, et une compression des impulsions d'une durée inférieure à 600 fs, ce qui représente potentiellement une puissance crête de l'ordre du GW en utilisant une architecture à fibre souple. La seconde section est consacrée à l'amplification paramétrique sur fibre microstructurée passive d'impulsions à dérive de fréquence (appelée FOPCPA). Après l'introduction des principes théoriques de cette technique, nous présentons les différents résultats expérimentaux. Nous montrons des performances illustrant le potentiel de cette technique d'amplification de forte énergie sur des

impulsions courtes, avec notamment un rendement de conversion de la pompe de l'ordre de 30%, un gain énergétique de 30 dB et un contraste temporel après compression potentiellement supérieur à 65 dB.

Enfin, nous terminons ce document par une conclusion générale sur les différents objectifs atteints en matière d'amplification fibrée de forte énergie pour des applications aux lasers de puissance. Puis, nous discutons des perspectives qu'offre la réalisation de cette architecture amplificatrice, et des possibilités d'amélioration d'un tel système.

Bibliographie

- [1] T. H. Maiman, “*Stimulated optical radiation in ruby*,” *Nature* **187**, 493-494 (1960)
- [2] C.J. Koester and E. Snitzer, “*Amplification in a fiber laser*,” *Appl. Opt.* **3**, 1182-1186 (1964)
- [3] K.C. Kao and G.A. Hockham, “*Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*,” *Proc. IEEE* **113**, 1151-1158 (1966)
- [4] S.B. Poole, D.N. Payne and M.E. Fermann, “*Fabrication of low-loss optical fibres containing rare earth ions*,” *Electron. Lett.* **21**, 17, 737-738 (1985)
- [5] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole and D.N. Payne, “*Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers*,” *Electron. Lett.* **21**, 17, 738-740 (1985)
- [6] D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, J.E. Townsend and A.C. Tropper, “*Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser*,” *Electron. Lett.* **24**, 17, 1111-1113 (1988)
- [7] A. Tünnermann, H. Zellmer, W. Schöne, A. Giesen and K. Contag, “*New Concepts for Diode-Pumped Solid-State Lasers*,” in *High Power Diode Lasers*, R. Diehl, ed., (Springer-Verlag, Berlin, 2000) *Topics Appl. Phys.* **78**, 369-408 (2000)
- [8] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminell and B. C. McCollum, “*Double clad, offset core Nd fiber laser*“, *Proceedings PD5-1*, 1988
- [9] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Optics Photonics, New York, 3rd Edition (2001)
- [10] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell and D.M. Atkins, “*All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*,” *Optics Letters* **21**, 19, 1547-1549 (1996)
- [11] J.C. Knight, J. Broeng, T.A. Birks and P.St.J. Russell, “*Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers*,” *Science* **282**, 1476-1478 (1998)
- [12] T.A. Birks, J.C. Knight and P.St.J. Russell, “*Endlessly single-mode photonic crystal fiber*,” *Optics Letters* **22**, 13, 961-963 (1997)
- [13] P. Russell, “*Photonic Crystal Fibers*,” *Science* **299**, 358-362 (2003)
- [14] A. Cerqueira, “*Recent progress and novel applications of photonics crystal fibers*,” *Rep. Prog. Phys.* **73** (2010)
- [15] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8GW peak power*,” *Optics Express* **19**, 1, 255-260 (2011)
- [16] IPG Photonics, D. Gaponsev, “*6kW CW single mode ytterbium fiber laser in all-fiber format*,” in *Solid State and Diode Laser Technology Review* (Directed Energy Professional Society, 2008)
- [17] D.A. Belforte, “*Fiber lasers in the materials processing market*,” paper 7914-45, Technical program of Photonics West 2011 (San Francisco, 24-27 January 2011)
- [18] S.T. Hendow, J.R. Salcedo, P.T. Guerreiro, J.M. Sousa, “*Dynamic pulsing of a MOPA fiber laser for processing of thermally sensitive materials*”, paper 7914-95, Technical program of Photonics West 2011 (San Francisco, 24-27 January 2011)
- [19] J.D. Lindl et al: “*The physics basis for ignition using indirect-drive targets on National Ignition facility*”, *Phys. Plasmas* **11** (2004)
- [20] W. H. Lowdermilk, “*Status of the National Ignition Facility project*”, in *Solid state lasers for application to Inertial Confinement Fusion: Second Annual International Conference*, M. L. André, ed., *Proc. SPIE* **3047**, pp. 16-37 (1996)
- [21] M. L. André, “*Status of the LMJ project*”, in *Solid state lasers for application to Inertial Confinement Fusion: Second Annual International Conference*, M. L. André, ed., *Proc. SPIE* **3047**, pp. 38-42 (1996)]
- [22] S.H. Glenzer et al, “*Symmetric Inertial Confinement Fusion Implosions at Ultra-High Laser Energies*”, *Science* **327**, 1228 (2010)

- [23] C. Labaune, D. Hulin, A. Galvanauskas and G. Mourou, “*On the feasibility of a fiber-based inertial fusion laser driver*”, Opt. Comm. **281**, 4075-4080 (2008)

Chapitre 1

Etat de l'art et généralités

L'objectif de ce premier chapitre est de dresser un état de l'art de l'amplification à fibre dopée ytterbium (Yb), dans le domaine nanoseconde en particulier, afin de situer la problématique de notre étude dans un contexte technologique très développé. Ensuite, nous introduisons brièvement la thématique des fibres optiques microstructurées, leur mode de fabrication et les différentes spécificités associées à la microstructure de trous d'air et au dopage Yb. Enfin, dans la dernière section, nous présentons quelques techniques de pompage d'amplificateur à fibre, avant de conclure sur ces généralités.

1.1 Etat de l'art de l'amplification à fibre dopée Yb

Comme nous en avons fait rapidement état dans l'introduction générale, le domaine de l'amplification fibrée est un secteur en très forte progression, a fortiori ces deux dernières décennies. Cette thématique est notamment marquée par la difficulté à réaliser des lasers monomodes de forte puissance [1, 2]. L'aspect monomode est en effet primordial afin d'éviter le couplage inter-modal (néfaste en terme de rendement), mais aussi pour la facilité de transport et la focalisation du faisceau sans en altérer les caractéristiques. L'objectif premier est donc de réaliser un système utilisant des fibres où les modes d'ordre supérieur (HOM, acronyme anglais pour *higher order mode*) sont inexistantes en sortie de système, et possédant un large cœur (supérieur à 30 μm de diamètre) pour augmenter le seuil d'apparition des effets non-linéaires (très problématiques dans les lasers de forte puissance). Or, l'élargissement de la taille du cœur provoque en général une dégradation du caractère monomode des fibres optiques. Pour y remédier, de nouvelles techniques de sélection modale sont développées, de même que des procédés de fabrication permettant de réaliser un écart d'indice cœur/gaine très faible et parfaitement maîtrisé tout au long de la fibre optique. Dans cet état de l'art, nous distinguons tout d'abord les amplificateurs utilisant des fibres « naturellement **multimodes** » (i.e. où plusieurs modes transverses peuvent naturellement s'y propager), et faisons un récapitulatif succinct des différentes pistes étudiées pour obtenir un fonctionnement laser

monomode. Puis nous présentons une seconde approche, qui consiste à développer des amplificateurs à base de fibres « naturellement **monomodes** » (i.e. seul un unique mode transverse peut s'y propager), et plus particulièrement les fibres microstructurées à trous d'air que nous avons utilisées dans notre étude et dont nous détaillons les spécificités dans la seconde section. Il est à noter d'une part que la qualité spatiale du mode est communément caractérisée par la mesure de M^2 (défini dans le chapitre 3). Cette grandeur permet de donner un critère de focalisation d'un faisceau. Lorsque cette valeur est proche de 1, on peut supposer que le faisceau est quasiment en limite de diffraction, et donc monomode transverse. D'autre part, la taille du mode est souvent assimilée à la taille du cœur de la fibre. Or, lorsque le mode ne s'étend pas sur toute la surface du cœur, nous faisons la distinction entre la taille du cœur et l'étendue spatiale du mode. Enfin, des rappels sur l'optique guidée (principe de guidage et comportement modal) sont effectués en annexe A.

1.1.1 Amplificateurs à fibre naturellement multimode

Puisqu'il était difficile, voir impossible à une certaine époque, de fabriquer des fibres optiques monomodes à large cœur, la première approche « historique » consiste à utiliser des fibres multimodes dont les HOM sont faiblement excités et/ou à forte fuite. Pour cela, de nombreuses techniques sont imaginées dès la fin des années 1990, comme par exemple l'ajustement du profil d'indice de réfraction et de la distribution des dopants [3, 4]. Ces systèmes mettent en œuvre des fibres ayant des dimensions modestes (de l'ordre de 20 μm de diamètre de cœur), et sont peu efficaces en termes de rendement laser et de discrimination modale. Il est à noter que ce principe de filtrage modal par le gain demeure très étudié [5, 6], car il peut être associé à d'autres techniques de filtrage modal, comme évoquées plus loin.

Dans le même ordre d'idée, mais avec des résultats plus performants en termes de discrimination modale, Koplow *et al.* [7] présente en 2000 un amplificateur à fibre multimode où la sélection du mode fondamental est réalisée en courbant fortement la fibre optique. En effet, les HOM ont une plus grande sensibilité aux courbures [8] que le mode fondamental. Ces résultats montrent de fortes pertes des HOM, mais aussi une diminution de l'efficacité laser. Cette technique seule ne semble pas permettre d'atteindre des efficacités lasers très importantes, elle est donc peu adaptée aux lasers fibrés de forte puissance. Quelques années plus tard, ce procédé est amélioré en optimisant notamment l'injection et le maintien de fibre sans contrainte extérieure [9]. Les résultats en termes de comportement monomode sont intéressants ($M^2 \sim 1.1$ pour une fibre de diamètre de cœur 65 μm et $M^2 \sim 1.3$ pour une fibre de diamètre de cœur de 80 μm). Toutefois, le dispositif demeure contraignant et semble peu robuste.

A la même époque, d'autres types de fibres optiques font leur apparition avec toujours cette idée que la taille du cœur peut être étendue en créant de fortes pertes sur les HOM. En 2007, Galvanauskas *et al.* présente des résultats très intéressants sur des **fibres chirales** [10, 11]. Ces fibres consistent en un cœur dopé situé au centre de la fibre à géométrie cylindrique, autour duquel est enroulé un autre cœur en hélice. Les HOM sont fortement couplés dans ce cœur en hélice, qui présente d'importantes pertes à la propagation. Malgré les récentes démonstrations de ces fibres utilisées en cavité laser et délivrant des faisceaux en limite de diffraction [12, 13], la taille du mode demeure inférieure à 40 μm de diamètre. Toutefois, ces fibres sont potentiellement intégrables (car tout solide) et ouvrent la possibilité de designs différents, en ajustant par exemple les paramètres de l'hélice (période,

diamètre, espacement par rapport au cœur actif). Suivant le même concept, un autre type de fibre à cœur hélicoïdal, « **helical-core** », est également réalisée [14, 15]. Cette fois, c'est le cœur dopé Yb qui décrit une hélice dans le cœur de la pompe (appelée gaine interne). Au lieu de courber la fibre comme dans la référence [7], c'est le cœur dopé qui est courbé afin que les HOM qui s'y propagent rencontrent de très grandes pertes. Le diamètre du mode fondamental atteint alors jusqu'à 30 μm , avec une mesure de $M^2 \sim 1.4$ et une puissance laser de 60 W. Les pertes par courbure de telle fibre demeurent très critiques. La discrimination modale et les performances lasers sont insuffisantes pour de nombreuses applications lasers, et n'ont pas été améliorées depuis.

Dans ces exemples évoqués succinctement, le confinement du mode optique est classiquement réalisé sur le principe de **guidage par réflexion totale interne** (RTI), via le saut d'indice entre le cœur et la gaine optique. Au milieu des années 1990, un nouveau type de guidage dans les fibres optiques est inventé : le **guidage par bande interdite photonique** (BIP) dans un guide d'onde lumineuse. Seul le mode dont les caractéristiques, spectrale et spatiale, sont en accord avec les propriétés de résonance du guide d'onde, peut être confiné. Par analogie aux propriétés de certains matériaux à cristaux photoniques, il est alors possible de décrire des bandes de conduction-résonance et des bandes interdites à la propagation. Ceci ouvre de nombreuses possibilités, et notamment celle de réaliser une sélection du mode spatial par condition de propagation [16].

Dans cette catégorie de fibre à BIP, nous pouvons citer les **fibres de Bragg** qui représentent une opportunité intéressante pour les amplificateurs à fibre dopée Yb. La résonance du mode se fait par une structuration concentrique de l'indice de réfraction autour du cœur, avec des anneaux d'indices plus élevés, qui créent cette structure à BIP. Il est à noter que ces fibres appartiennent à la famille des fibres microstructurées tout solide. Ces fibres demeurent malgré tout faiblement multimodes (au moins 5 modes). L'aspect monomode est obtenu via un recouvrement optimal du mode fondamental sur les ions dopés. Il s'agit de filtrage modal par le gain. Ce type de fibres offre une géométrie flexible qui permet d'obtenir des propriétés telles qu'un large cœur monomode [17] ou la possibilité de maintenir la polarisation [18]. L'efficacité laser de ces fibres est démontrée expérimentalement, aussi bien en régime continu [19] qu'en régime picoseconde [20] ou femto-seconde [21]. Nous avons également étudié l'utilisation de cette fibre en régime d'amplification nanoseconde, et présentons les résultats obtenus dans l'annexe B. Les performances en termes d'extraction d'énergie sont très attrayantes, faisant de cette fibre une technologie très intéressante pour les amplificateurs fibrés à forte énergie. La géométrie même de la fibre permettrait une industrialisation via des procédés de fabrication « standards ». Néanmoins, la taille du mode reste modeste (26 μm de diamètre) et la grande sensibilité aux perturbations extérieures sont autant de caractéristiques qui doivent être améliorées pour réaliser des systèmes amplificateurs fibrés de forte énergie robustes.

Enfin, nous pouvons citer les fibres communément appelées « leaky-channel fiber » ou « **leakage fiber** ». Il s'agit également de fibres à BIP de la famille des fibres microstructurées, dans lesquelles tous les modes de propagation sont des modes à forte fuite [22]. Grâce à une structuration transverse de l'indice, par intrusion d'une unique couronne de plots d'indice (ou de trous d'air) généralement au nombre de six, ces fibres sont dimensionnées pour une longueur au bout de laquelle seuls les HOM rencontrent de fortes pertes. La difficulté réside dans la discrimination des HOM les plus proches du mode fondamental qui sont malgré tout guidés. Après

des débuts peu concluants en termes de performances lasers et de qualité spatiale du mode fondamental, les performances récemment atteintes par ces fibres solides [23] deviennent tout à fait comparables à celles des fibres microstructurées de trous d'air (présentées ci-après). En effet, la taille du mode atteint jusqu'à $62\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre sur un cœur de $80\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, avec une mesure de $M^2 \sim 1.35$; un design à maintien de polarisation ; une double-gaine en silice dopée fluor (améliorant les propriétés de dissipation thermique en comparaison à l'utilisation de gaine polymère) ; et la possibilité de courber la fibre sur un diamètre de 80 cm (avec une efficacité laser de 78%) jusqu'à 50 cm (avec une efficacité laser de 59 %). Néanmoins le taux de dopage reste faible, (absorption de 12 dB/m), en raison des difficultés de maîtrise de l'élévation de l'indice du cœur lors de l'ajout d'ions Yb. Ces technologies sont prometteuses, mais pas encore industrialisées.

1.1.2 Amplificateurs à fibre naturellement monomode

La seconde approche pour réaliser des lasers fibrés monomodes à forte puissance consiste à utiliser des fibres naturellement monomodes. Lorsque nous parlons de caractère monomode, implicitement nous pensons à un mode fondamental pseudo-gaussien, (dit gaussien par abus de langage). Pourtant, il existe une catégorie de fibre dont le mode préférentiel n'est pas gaussien. On parle de **fibre à mode d'ordre supérieur** [24]. Avec une conception adaptée, ces fibres supportent quelques HOM, dont un seul pourra se propager sans pertes. Additionné à une relative insensibilité aux courbures [25], l'intérêt d'utiliser un HOM est aussi de pouvoir abaisser l'intensité à énergie équivalente comparé à un mode gaussien, et donc augmenter le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Parallèlement, l'avantage d'avoir un seul mode de propagation en termes d'efficacité laser est conservé (i.e. pas de couplage inter-modal), mais aussi en termes d'imagerie (transport du faisceau sans altération). Ainsi, Ramachandran *et al.* propose en 2010 des fibres actives [26], de mode fondamental $\text{LP}_{0,10}$ sur une aire effective de $2700\text{ }\mu\text{m}^2$, (équivalent à un mode gaussien de $30\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre), et démontre un gain de 20 dB . Ces fibres ne présentent pas des caractéristiques compatibles avec nos applications, car nous nous intéressons uniquement au mode fondamental de type gaussien. D'autre part, l'utilisation d'un HOM soulève la difficulté de l'excitation de ce mode particulier. En effet, les sources lasers monomodes transverses sont classiquement de type gaussien. Dans les travaux cités, un réseau à longue période (LPG, acronyme anglais pour *long period grating*) est employé pour convertir le mode gaussien du laser à amplifier (LP_{01}) en celui d'ordre supérieur ($\text{LP}_{0,10}$). L'utilisation inverse est également possible (i.e. convertir un HOM en mode gaussien), mais la question du taux de conversion et de la tenue au flux du composant se pose dans le cas d'amplificateur de forte puissance. Cette caractéristique demeure une limitation forte au développement de systèmes fibrés de forte puissance à mode gaussien.

D'autres voies sont explorées afin d'augmenter la puissance délivrée par des systèmes lasers à fibres monomodes, et qui consistent à additionner plusieurs faisceaux monomodes pour n'en faire qu'un seul. Il s'agit de **combinaison de faisceaux** (« beam combining ») [27]. La problématique ici réside dans la façon d'additionner expérimentalement ces faisceaux. Il existe deux familles de combinaison de faisceaux : incohérente et cohérente. La technique de combinaison **incohérente** de faisceaux la plus répandue est dite spectrale [28]. Cela consiste à utiliser un élément dispersif (réseau, prisme...) pour superposer des faisceaux à des longueurs d'onde différentes, incohérents entre eux, et qui donc ne peuvent pas interférer. Cet élément dispersif est cependant très critique. En effet, il reçoit toute la puissance des canaux à combiner (problème de tenue au flux du composant) et doit

avoir un pouvoir séparateur suffisamment important (problème de diaphonie à la recombinaison des faisceaux). La résultante de ce dispositif est un faisceau ayant un spectre de raies discrètes, qui ne peut pas être étroit par définition. De plus, même si de nombreuses techniques sont développées pour améliorer la qualité spatiale de faisceaux, les systèmes sont d'une grande complexité d'alignement, perdant alors le premier intérêt d'utiliser des fibres optiques. La technique de combinaison **cohérente** consiste à faire interférer des faisceaux ayant une référence de phase commune, ainsi que la même longueur d'onde et la même polarisation. Quelles soient passives ou actives, les méthodes de mise en phase sont très diverses (modulateurs de phase, conjugaison de phase, ondes évanescentes, cavité commune...), mais nécessitent systématiquement un dispositif expérimental complexe. Une fois contrôlés en phase, il existe un grand nombre de possibilité pour réaliser ces interférences. Par exemple, les faisceaux de plusieurs fibres actives peuvent être superposés en utilisant la combinaison par polarisation [29]. Cette technique est très dépendante de l'uniformité de la phase spatiale et de la polarisation de chacun des canaux, ainsi que de leur recouvrement spatial. Là encore l'alignement du dispositif est critique. Pour remédier à cette problématique d'alignement, il est possible d'utiliser une seule **fibre multi-cœurs** [30, 31], dont un « super-mode » émerge. Le verrouillage en phase relative de chaque cœur peut être réalisé par diverses techniques, via le gain ou encore par couplage évanescent. Ces fibres, très complexes à dimensionner et à fabriquer, posent également la problématique de la coexistence de plusieurs « super-modes ». De plus, cette technique ne permet d'avoir que le profil spatial en champ lointain de type gaussien, ce qui n'est pas compatible avec nos applications. La thématique de combinaison de faisceaux représente donc à elle seule un domaine spécifique et complexe. Les démonstrations expérimentales montrent une cohérence temporelle et spatiale toute relative (en comparaison aux récentes performances des lasers à fibres microstructurées présentées ci-après), de même en termes de puissances délivrées. Les systèmes développés demeurent peu robustes car très complexes à mettre en œuvre. Malgré tout, ces solutions peuvent être très intéressantes pour certaines applications moins exigeantes en termes de cohérence et d'imagerie.

Finalement, l'augmentation de la taille du cœur en conservant le caractère strictement monomode, au sens de profil pseudo-gaussien, est rendue possible avec l'invention des **fibres microstructurées** à trous d'air [32] associée à des nouveaux procédés de fabrication (détaillés dans la section 1.2). En effet, la structuration de la gaine par des trous d'air microscopiques est un moyen pertinent pour contrôler très finement l'écart d'indice entre le cœur et la gaine, permettant ainsi de réaliser des fibres infiniment monomodes [33] à large cœur (LMA, acronyme anglais pour *large mode area*). Ces fibres guident la lumière par **réflexion totale interne modifiée** (RTIM). En effet, cette notion introduit le concept d'indice effectif de la gaine, qui reste inférieur à l'indice du cœur, par analogie au guidage par RTI dans les fibres à saut d'indice classiques. La première démonstration expérimentale de laser utilisant une fibre microstructurée de trous d'air et ayant un cœur dopé Yb est réalisée en 2000 [34]. Il ne s'agit que d'une démonstration de principe (avec 1.6 μm de diamètre de cœur, une puissance laser de 330 mW, et des pertes de 0.08 dB/m), ouvrant de nombreuses possibilités d'améliorations.

En trois ans, ce nouveau procédé technologique est de mieux en mieux maîtrisé, et permet une augmentation rapide du diamètre du mode fondamental : passant de quelques microns pour des fibres classiques à 21 μm en 2003 [35], 35 μm en 2004 [36], 50 μm en 2006 [37], 70 μm en 2008 [38] et jusqu'à 105 μm en 2011 [39].

Toutefois, dans ces nouvelles fibres à très large cœur, l'aspect monomode transverse au sens strict du terme, peut être discuté [40]. En effet, il est bien difficile de discriminer la contribution de chaque mode transverse présent dans un faisceau. La technique la plus couramment utilisée dans la communauté des lasers fibrés est celle dite du M^2 . Cependant, cette mesure ne caractérise pas réellement les différents modes de propagation. D'autres techniques permettant une discrimination quantitative des modes présents dans un faisceau issu d'un laser à fibre optique, sont étudiées [41]. Néanmoins, ces techniques restent complexes à mettre en œuvre et difficiles à interpréter, et par conséquent sont encore peu utilisées. Afin d'améliorer cet aspect monomode des fibres à très large cœur, leur conception devient de plus en plus sophistiquée, alliant les différentes approches présentées précédemment. Nous pouvons citer par exemple la référence [42] dans laquelle est présentée une fibre très large cœur (59 μm de diamètre de mode) dont les HOM sont couplés dans la gaine par guidage BIP, ou encore la référence [43] dans laquelle est présentée une fibre où seule la partie centrale du cœur est dopée (sur 47 μm) afin de filtrer les HOM par le gain.

A l'image de l'augmentation de la taille des cœurs monomodes, les records de puissance extraite en sortie de laser à fibre optique ont également suivi une progression fulgurante, comme illustrée sur la Figure 1-1.

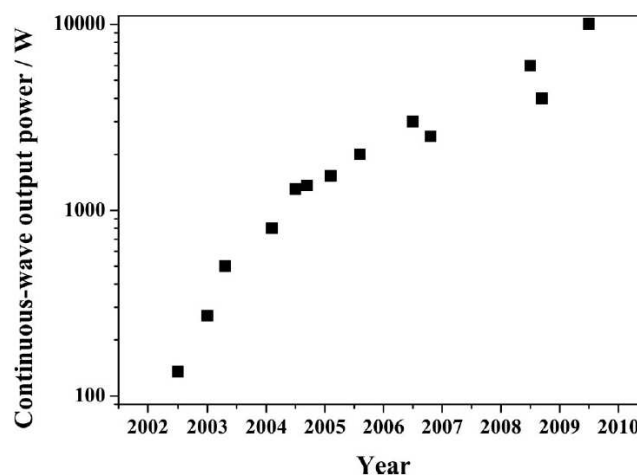


Figure 1-1 : Evolution de la puissance continue extraite de lasers à fibre double-gaine possédant un faisceau en limite de diffraction d'après [1].

L'extraordinaire capacité de dissipation thermique des fibres optiques en fait aujourd'hui un sérieux concurrent aux autres types de lasers. Contrairement aux lasers à solides, les fibres ont un faible ratio volume de milieu amplificateur sur la surface de dissipation thermique. Les lasers à fibre souffrent donc beaucoup moins de distorsion de faisceaux liée à la thermique (déformation mécanique du milieu amplificateur produisant de la biréfringence non maîtrisée, lentille thermique...). L'apparition des effets non-linéaires semble être l'ultime limite à ces systèmes. Ainsi, avec ces nouvelles fibres, il est devenu possible de repousser tous les records d'extraction d'énergie. Toutefois, il convient de nuancer ces résultats. En outre, la représentation en termes de puissance continue générée en sortie de laser à fibre ne fait pas état par exemple du caractère de cohérence temporelle du faisceau laser. Il est en fait très délicat de comparer tous les résultats obtenus cette dernière décennie, tant les configurations sont variées : régime continu, durée des impulsions, fréquence de répétition, forme temporelle, spectre étroit, spectre large, polarisation linéaire ou non polarisé. A titre d'exemple, pour un grand nombre d'applications comme le marquage ou l'usinage laser, il n'est pas nécessaire d'avoir un faisceau

doté d'une très grande cohérence temporelle. En revanche, cette caractéristique est très importante dans notre étude. Dans la suite de ce chapitre, nous orientons l'état de l'art en fonction des différentes caractéristiques importantes pour nos applications, et la première d'entre elles est le domaine temporel nanoseconde.

1.1.3 Amplificateurs à fibre dopée Yb dans le domaine nanoseconde

Afin d'avoir une vue générale des performances publiées ces dernières années, nous avons effectué un relevé des résultats représentatifs des avancées en matière d'amplificateurs à fibre dopée Yb délivrant des faisceaux monomodes proches de la gamme nanoseconde et milliJoule. Ces résultats sont classés dans le Tableau 1-1, avec les critères suivants :

- année de publication.
- type de configuration : système laser (généralement de type Q-Switch) ou configuration oscillateur + amplificateur (MOPA, acronyme anglais pour *Master Oscillator Power Amplifier*) ; longueur d'onde du signal ; type de fibre mise en œuvre.
- régime de fonctionnement : durée des impulsions, énergie extraite et fréquence de répétition.
- caractérisation du profil spatial : mesure de M^2 .
- caractérisation du profil spectral : largeur spectrale du signal et apparition ou non d'effets non-linéaires.
- caractérisation de la polarisation : utilisation de fibre à maintien de polarisation (PM ou non) et mesure du taux d'extinction (PER, acronyme anglais pour *polarization extinction ratio*, exprimé en dB).

Nous remarquons tout d'abord que, dans cette catégorie d'amplificateurs, les différentes configurations lasers mises en œuvre sont quasi systématiquement de type MOPA. En effet, celle-ci permet de dissocier les performances de l'oscillateur de celles de l'amplification. De plus, en ayant recours à plusieurs étages d'amplification, il devient possible de filtrer facilement l'ASE produit par chacun d'entre eux, améliorant ainsi le rapport signal-sur-bruit en sortie de système.

D'une manière générale, le développement de ces systèmes est orienté pour des applications essentiellement industrielles. Un effort particulier est apporté au niveau de l'énergie extraite, dans la limite de l'apparition des effets non-linéaires. Il est à noter que les énergies supérieures à 1 mJ sont systématiquement obtenues avec des fibres dont le diamètre de mode est supérieur à 50 μm . Nous constatons également que les fibres à maintien de polarisation ne font leur apparition dans ces systèmes que très récemment. En effet, les premiers designs de fibre monomode LMA à maintien de polarisation sont publiés en 2005 [53].

Les références [49] et [51] attirent particulièrement notre attention, car elles mettent en œuvre un système MOPA délivrant des impulsions dans la gamme mJ – dizaine(s) de kHz, avec des fibres à maintien de polarisation et une relativement « bonne » qualité spatiale de faisceau laser. Ces systèmes atteignent les limites d'apparition d'effets non-linéaires, et ont un spectre relativement étroit (quelques GHz). Ces caractéristiques se rapprochent de ce que nous recherchons à réaliser dans nos travaux. La durée des impulsions est néanmoins trop courte d'un ordre de grandeur pour nos applications, et la forme temporelle n'est absolument pas contrôlée.

Année	Référence	Configuration	Durée Energie Fréquence	M ²	Largeur Spectrale Effets non-linéaires	Pol.
2005	[44]	MOPA (Fibre _{sortie} ~ 40µm) λ _{signal} =1064nm	0.45ns 0.54mJ 13.4kHz	1.04	8GHz SRS (à 35dB) + SPM	non PM
2006	[45]	MOPA à deux étages (Fibre _{sortie} ~ 40µm) λ _{signal} =1062nm	1ns 1mJ 9.6kHz	1.05	9GHz FWM + SRS (à 55dB)	non PM
	[46]	MOPA à trois étages (MFD _{sortie} ~ 85µm) λ _{signal} =1062nm	1ns 4,3mJ 9.6kHz	1.3	20GHz SPM	non PM
2007	[47]	Q-Switch (Fibre ~ 50µm) λ _{signal} =1030nm	10ns 1.3mJ 20-50kHz	non mentionné	non mentionné	non PM
	[48]	Q-Switch (MFD _{sortie} ~ 58µm) λ _{signal} =1030nm	7,3ns 2mJ 1kHz	1.35	Spectre large (>10nm) NL non mentionné	non PM
	[49]	MOPA à deux étages (Fibre_{sortie} ~ 40µm) λ_{signal}=1062nm	0.5ns 0.81mJ 9.6kHz	1.2	8GHz SRS	PER 20dB
2009	[50]	MOPA (Fibre multicœur ~ 12µm) λ _{signal} =1064nm	1ns <1mJ 1kHz	non mentionné	non mentionné	non PM
2010	[51]	MOPA à deux étages (Fibre_{sortie} ~ 85µm) λ_{signal}=1064nm	0.78ns 1.1mJ 50kHz	1.16 1.09	1GHz NL non mentionné	PM
	[52]	MOPA Cœur rod type ~ 80µm λ _{signal} =1030nm	17.5ns 1.5mJ 50kHz	<1.2	non mentionné	PM

Tableau 1-1 : Etat de l'art des amplificateurs à base de fibre dopée Yb dans la gamme nanoseconde - milliJoule et délivrant des faisceaux en limite de diffraction.

Ce dernier point concernant la maîtrise de la forme temporelle est une spécificité forte de nos applications. En effet, s'agissant d'interaction laser-matière, la forme temporelle est une caractéristique tout aussi importante que peut l'être l'énergie délivrée. Or, les systèmes laser fibrés de forte énergie fonctionnent souvent à forte saturation, afin d'extraire le maximum d'énergie. Une conséquence à ce fonctionnement est que les impulsions sont fortement déformées par le processus de saturation par le gain (expliqué dans le chapitre 2). Cela provoque une élévation rapide de la puissance crête du front avant de l'impulsion, exaltant ainsi prématurément des effets non-linéaires, et surtout une distorsion non contrôlée de la forme temporelle.

Afin de maîtriser les effets de ce processus de saturation par le gain, une des techniques utilisées, notamment dans les pilotes de chaîne laser de puissance [54][55], est la pré-compensation de cette déformation via la forme temporelle d'entrée. Cela implique de mettre en place un dispositif qui permette de moduler l'amplitude de l'impulsion nanoseconde avant amplification, dans une dynamique et une précision de temps suffisantes, i.e. sub-nanoseconde. Dans un système amplificateur fibré de forte énergie, la première démonstration expérimentale de pré-compensation de la saturation par le gain en régime nanoseconde est réalisée en 2008 par Schimpf *et al.* [56]. La modulation d'amplitude est alors réalisée via une modulation électrique du courant de la diode laser injectant le premier étage d'un système amplificateur cascadié. La précision de cette modulation reste faible et le temps de montée est de plusieurs nanosecondes, agissant sur des impulsions d'une durée de 50 ns. Une autre approche consiste à moduler directement l'impulsion avant amplification, via un modulateur électro-optique comme c'est le cas dans nos pilotes de chaîne laser de puissance. Dans une configuration semblable à la référence [56], Malinowski *et al.* présente en 2009 un système MOPA incorporant un modulateur électro-optique sur la source signal permettant de sculpter des impulsions de durée 100 ns avec une précision de 4 ns [57]. Dans les deux références précédemment citées, les systèmes mesurent les performances expérimentales, et réajustent en temps réel la forme temporelle jusqu'à obtenir celle désirée en sortie. Pour nos applications, il est nécessaire de pouvoir contrôler la forme temporelle de façon prédictive, i.e. sans paramètre expérimental.

Pour conclure sur cet état de l'art, nous avons tout d'abord montré qu'il existait une très grande variété de fibres optiques et de dispositifs expérimentaux permettant de réaliser des amplificateurs fibrés monomodes de forte énergie et/ou de forte puissance. Ainsi, le secteur des amplificateurs à fibre dopée Yb est fortement développé et cela pour des applications très variées. Toutefois, de nombreuses caractéristiques primordiales pour nos applications spécifiques ne sont pas étudiées ou le sont par partie. C'est le cas par exemple du contraste temporel lié à la génération d'ASE, très importante dans les amplificateurs à terre rare. On peut également citer la maîtrise du profil temporel, spectral et spatial simultanément, le maintien d'une polarisation linéaire au cours de l'amplification, et enfin la robustesse et la stabilité des systèmes amplificateurs. Ce sont autant de critères auxquels nous sommes attentifs dans l'étude et la réalisation de l'architecture amplificatrice. Il semble que la technologie des fibres microstructurées de trous d'air soit le meilleur candidat pour répondre à toutes ces exigences. C'est pourquoi nous avons fait le choix d'utiliser ce type de fibre dans le développement de notre architecture amplificatrice.

1.2 Fibre microstructurée

Comme nous l'avons expliqué précédemment, l'invention des fibres optiques microstructurées à trous d'air est une rupture technologique importante, en particulier dans le domaine des amplificateurs fibrés de forte énergie. Bien que nous ayons utilisé quasi-exclusivement des fibres commerciales dans nos expériences, il semble nécessaire de présenter brièvement les procédés de fabrication de ces fibres particulières, afin de mettre en évidence les difficultés techniques et technologiques surmontées. Nous définissons ensuite les éléments constitutifs de cette microstructure de trous d'air dans le cas d'une fibre dopée, et terminons par une présentation rapide du dopage aux ions Yb.

1.2.1 La fabrication

Le premier élément de la fabrication est le matériau utilisé. Il doit être d'une très grande pureté afin de diminuer les pertes, et dans le cas de fibres actives favoriser une distribution homogène de l'amplification. Cette problématique de pureté des matériaux utilisés dans la fabrication des fibres optiques a été initiée à la fin des années 1960 par C.K. Kao, prix Nobel de Physique en 2009. A cette époque, les fibres optiques présentaient des pertes de l'ordre de 1000 dB/km. Depuis, les progrès dans le secteur des matériaux ont profité à toute la communauté scientifique et industrielle des fibres optiques. Aujourd'hui, les pertes en ligne des fibres télécoms se rapprochent des limites théoriques, inférieures à 0,15 dB/km [58]. Les techniques d'élaboration permettant de réaliser des pièces de grand volume avec une grande pureté, sont essentiellement basées sur les méthodes de déposition chimique en phase vapeur modifiées (MCVD : *Modified Chemical Vapor Deposition*, OVD : *Outside Vapor Deposition*, VAD : *Vapor Axial Deposition*). Le dopage de barreaux de silice aux ions terre rare demeure néanmoins une opération délicate. Récemment, l'utilisation de poudre de silice dopée [59] est une voie de plus en plus explorée comme alternative à ces méthodes connues. La tendance actuelle dans la fabrication de fibres actives est d'avoir une forte concentration d'ions actifs dans le cœur dopé, afin de réduire les longueurs de fibres utilisées et ainsi augmenter le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Comme il est difficile de réaliser des barreaux de grande dimension (pour des surfaces de cœur dopé supérieures à 25 μm de diamètre), la technique la plus couramment utilisée consiste à réaliser plusieurs barreaux assemblés conjointement, afin de réaliser une pseudo-surface dopée. L'homogénéité de cette zone dopée résultante demeure toutefois discutable, et cette technique est très complexe à mettre en œuvre. De plus, une forte concentration de dopant peut par exemple conduire à une agglomération d'ions sur un même site, favorisant des échanges énergétiques nuisibles pour les rendements de conversion à court et moyen terme [60]. Des techniques de co-dopages (aluminium, germanium, bore, phosphore...) permettent de réduire ces effets néfastes. Ainsi, un équilibre est à trouver dans l'adjonction de dopants pour contrôler à la fois l'indice de réfraction et la concentration en ions actifs tout au long de la fibre.

A partir de cette matière première, dont la maîtrise constitue un corps de métier à part entière, différentes méthodes de fabrication sont développées. La plus répandue, dite d'assemblage/étirage (« stack and draw »), est aussi celle utilisée pour réaliser la première fibre microstructurée à trous d'air [32]. Les étapes successives sont illustrées sur un exemple en Figure 1-2. Cela consiste tout d'abord à assembler manuellement des capillaires de diamètres millimétriques selon un motif géométrique précis. Cette étape d'empilement peut devenir très complexe en fonction du nombre de capillaires et de la structure géométrique désirée. Cet assemblage est ensuite

inséré dans un tube manchon, en prenant soin de conserver la structure géométrique. L'ensemble ainsi constitué est appelé préforme, et peut être tirée directement en fibre optique à l'aide d'une tour de fibrage conventionnelle. Il s'agit d'un four atteignant des températures de l'ordre de 2000 °C, autour desquelles la silice peut être étirée. A titre d'exemple, une préforme de 40 mm de diamètre et de longueur utile de 1 m, tirée directement en fibre, permet de réaliser plus de 100 km de fibre de 125 μm de diamètre.

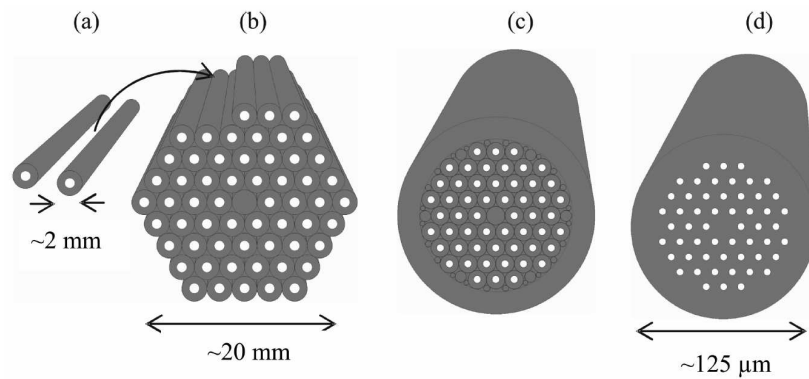


Figure 1-2 : Illustration de la technique d'assemblage/étirage : (a) assemblage de capillaires millimétriques, (b) formation du motif périodique, (c) un tube manchon permet de contenir cet assemblage, (d) une fois tiré en fibre, seul les trous correspondant à l'intérieur des capillaires sont maintenus ouverts.

Contrairement aux fibres conventionnelles dont les préformes sont entièrement solides, les préformes de fibres microstructurées contiennent des trous d'air qui ont naturellement tendance à se déformer (voir se refermer) lors du tirage. Tout le travail consiste donc à contrôler finement la vitesse de tirage, la température et les différences de pression appliquées à la préforme au cours du tirage, afin de réaliser les dimensions finales désirées.

Très versatile, cette méthode est malgré tout coûteuse en temps, notamment en main d'œuvre lors de l'assemblage, et induit de nombreuses interfaces entre les capillaires, ce qui peut être source de pertes en ligne. Pour réduire ces interfaces et tendre vers une industrialisation de ces procédés, d'autres techniques existent pour réaliser les préformes (le perçage, l'extrusion et le moulage), mais elles sont finalement peu utilisées.

D'une façon générale, le savoir-faire en matière de fabrication est une information très protégée et peu répandue aujourd'hui encore. Nous pouvons dénombrer à peine plus d'une vingtaine de laboratoires de recherche possédant leur propre tour de fibrage de fibre microstructurée dans le monde, concernant des applications très variées. Il est à souligner que durant plusieurs années le marché n'était pas encore assez suffisant pour que plusieurs sociétés lancent ce genre de produit commercialement. Au cours de la thèse, seule la société NKT Photonics (anciennement Crystal Fibre) était en mesure de commercialiser des fibres microstructurées LMA (supérieur à 30 μm de diamètre) monomodes dopées Yb. Les progrès dans la maîtrise des matériaux et le fort développement du marché des lasers à fibre permettent aujourd'hui à des sociétés industrielles, comme par exemple Nufern ou Liekki, de commercialiser des fibres LMA monomodes dopées Yb de 20 à 30 μm de diamètre de cœur en fibre à saut d'indice tout solide.

1.2.2 La microstructure

Les différentes méthodes de fabrication permettent de réaliser des fibres dont les géométries sont très variées, répondant à une multitude de problématiques [61]. Dans cette sous-section, nous décrivons la microstructure de trous d'air de fibre à cœur solide, dont la géométrie correspond à celle utilisée dans nos applications (assemblage de plusieurs couronnes de trous d'air en symétrie hexagonale).

Le cœur

La caractéristique la plus intéressante pour les applications aux amplificateurs fibrés de forte énergie est d'avoir un comportement monomode indépendamment de la taille du cœur, i.e. offrant la possibilité d'avoir un large cœur monomode. En effet, la fréquence normalisée (définie dans l'annexe A) est fonction de la géométrie du motif périodique [62]. En ajustant soigneusement les paramètres de la microstructure, i.e. le pas du réseau de trous noté Λ (« pitch ») et le diamètre des trous noté d , illustrés sur la Figure 1-3, il est possible de trouver un régime de propagation monomode sur une large plage de longueur d'onde [33].

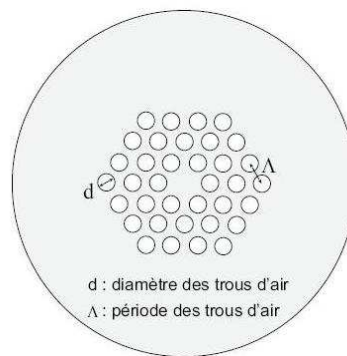


Figure 1-3 : Illustration des paramètres de la microstructure

Le cœur peut être décrit comme étant un certain nombre de trous manquants dans la structure périodique, situé(s) au centre de la fibre (ou pas d'ailleurs, pour d'autres applications). On parle alors de fibre ayant un défaut de 1 (un trou manquant au centre), un défaut de 7 (sept trous manquants au centre), etc. Cependant, pour conserver le caractère monomode de la fibre à la longueur d'onde de travail, plus le nombre de trous manquants est important, plus le rapport d/Λ doit être petit [63]. Ainsi, plus on cherche à avoir un cœur de grande dimension, plus les écarts au ratio théorique d/Λ sont critiques pour la conservation du guidage monomode.

D'une manière générale, il est donc difficile de fabriquer des fibres LMA ayant un caractère monomode robuste, même avec la technologie des fibres microstructurées à trous d'air. En effet, en augmentant la taille du cœur, la sensibilité aux contraintes extérieures est accrue, notamment la sensibilité aux rayons de courbure. Par exemple, une fibre ayant un cœur de diamètre 40 μm (monomode autour de 1 μm de longueur d'onde) ne supporte pas moins de 20 cm de rayon de courbure [64][65]. Pour des cœurs encore plus larges, la fibre doit même rester droite. C'est pourquoi, plus les fibres ont un diamètre de cœur important, plus elles sont rigidifiées pour les isoler au maximum de leur environnement. Dans le cas « extrême » de fibre dont la taille du cœur est supérieure à 50 μm , la fibre est complètement rigide, semblable à un barreau de verre, on parle d'ailleurs de fibre « rod-type ». Ce guide d'onde rigide semble à la frontière entre fibre optique et état solide, et son utilisation nécessite

une attention particulière. Pour conserver le potentiel de compacité et d'intégrabilité des fibres optiques, nous avons limité volontairement nos travaux à l'utilisation de fibres dite « souples », c'est-à-dire pouvant être courbées et intégrées à terme dans un système entièrement fibré.

La double-gaine

Le concept de double-gaine [66] consiste à entourer le cœur monomode, dans lequel se propage le signal à amplifier, par un autre cœur, lui multimode, dans lequel la pompe va se propager et exciter les ions actifs du cœur dopé par recouvrement spatial au cours de sa propagation, comme illustré sur la Figure 1-4. Là encore, il est question de guidage de la pompe par RTI. Dans ce second guide d'onde, (appelé gaine interne ou « inner-cladding »), des sources de pompe ayant une faible brillance peuvent facilement y être injectées. Le but étant d'exciter le cœur central dopé, il est donc très important de maximiser le recouvrement entre les modes de la pompe et les ions actifs.

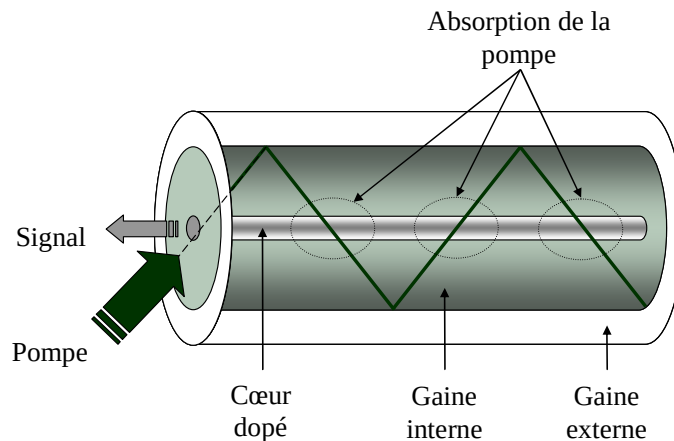


Figure 1-4 : Schéma de la structure d'une fibre à double-gaine

Pour éviter la propagation de rayons hélicoïdaux, qui ne recouvriraient pas le cœur dopé et donc seraient une perte en termes d'efficacité de pompage, des structures particulières sont imaginées (structure en D, géométrie rectangulaire, en pétale, hexagonal...). Toutes ont pour objectif de casser la symétrie transversale circulaire de la fibre optique. Des techniques de courbure périodique de la fibre (forme en haricot) permettent également d'améliorer l'absorption de la pompe dans des fibres à saut d'indice [67].

En utilisant un couronne de trous d'air de gros diamètres et très rapprochés les uns des autres, réalisant un « air-clad » comme illustré sur la Figure 1-5, pour confiner la pompe dans la gaine interne, il est possible de créer une dissymétrie suffisante pour éviter la propagation de ces rayons hélicoïdaux. L'ajout de tous les trous d'air (différentes couronnes pour le confinement du signal et l'air-clad pour le confinement de la pompe) contribue à cette inhomogénéité.

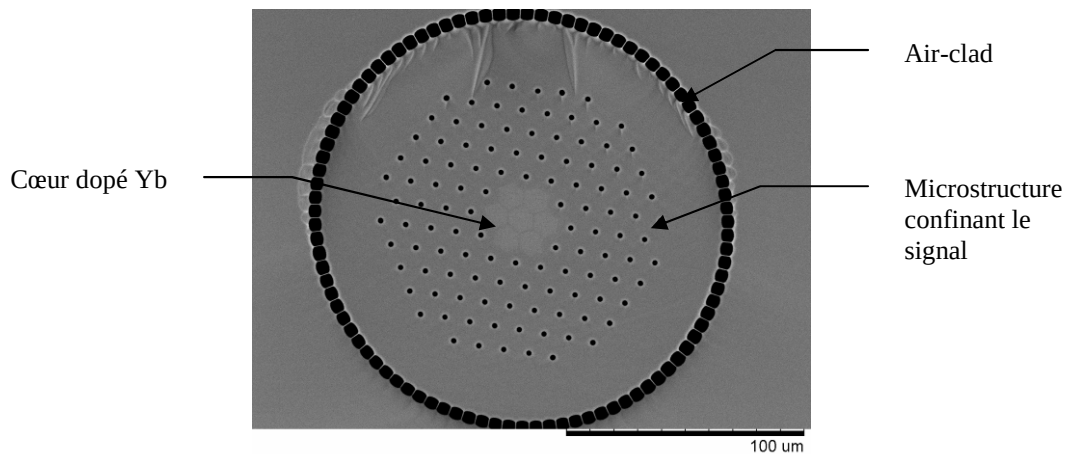


Figure 1-5 : Illustration (photo MEB) d'une fibre (NKT Photonics, DC-170/40-Yb) double gaine avec un cœur dopé Yb de 40 μm de diamètre et un air-clad de 170 μm de diamètre.

D'autre part, cet anneau d'air-clad présente aussi et surtout l'avantage de permettre une grande ouverture numérique de la gaine interne (typiquement 0,55 au lieu de 0,45). Il devient alors plus facile d'améliorer le coefficient de couplage de la pompe. Cette caractéristique est très importante, car à fort pompage, les résidus de pompe non confinés dans la gaine interne peuvent causer des dommages importants. Par exemple, si l'on souhaite injecter 200 W de pompe avec un couplage de 90 %, cela signifie que 20 W de pompe sont à dissiper sur des dimensions submillimétriques. Si le matériau utilisé n'est pas du verre, par exemple un polymère bas indice, il devient alors indispensable d'utiliser des techniques de dissipation rapide de ces fuites (« mode stripper »), sinon le polymère peut brûler. Il en est de même avec les éventuels résidus de pompe non absorbée. De plus, l'interface air-verre permet une meilleure dissipation thermique comparée à une fibre ayant une gaine à saut d'indice par une couche de polymère. L'air-clad est donc un sérieux atout en faveur de ce type de fibre.

En revanche, nous expliquons dans le chapitre 3 que pour la mise en œuvre expérimentale, l'air-clad représente une difficulté supplémentaire par rapport à des fibres tout solide, surtout lors de la préparation des faces de la fibre. De même pour des perspectives d'intégration du système développé, ils existent des difficultés inhérentes à la présence de ces trous d'air de gros diamètre, notamment dans la réalisation de combineur de pompe.

Le maintien de la polarisation

Dans une description idéale, la fibre peut être considérée comme étant un milieu isotrope à géométrie cylindrique parfaite. Le guide d'onde monomode confine deux états de polarisations orthogonales, qui ont la même constante de propagation. En pratique, les irrégularités de fabrication, aussi infimes soient-elles, perturbent cette homogénéité et la constante de propagation devient dépendante de l'état de polarisation. Ainsi, une onde incidente polarisée linéairement qui se propage dans un tel milieu, voit se mélanger ses deux composantes orthogonales au cours de sa propagation, et ce mélange peut s'accroître en fonction des différentes contraintes extérieures. A titre d'exemple, la biréfringence d'une fibre monomode standard est de l'ordre de 10^{-7} .

Dans de nombreuses applications, il est pourtant nécessaire de contrôler l'état de polarisation. Pour y remédier, les fibres sont volontairement fabriquées avec une forte biréfringence. En effet, cela consiste à introduire deux barreaux, dopés bore généralement, de part et d'autre du cœur, qui ont un coefficient d'expansion thermique plus

important que celui de la silice. En se refroidissant après tirage de la fibre, les barreaux vont se rétreindre plus rapidement que la silice et créer une contrainte mécanique autour du cœur. On parle alors de barreaux de contrainte, ce qui génère une biréfringence allant jusqu'à 10^{-4} . Les fibres possèdent alors deux axes privilégiés, appelés axe « rapide » et axe « lent », et sont dites à maintien de polarisation (PM). La sensibilité aux contraintes extérieures est alors beaucoup moins importante. En outre, si une onde polarisée linéairement est injectée selon un de ces deux axes, alors les échanges énergétiques entre axes seront très limités, et son état de polarisation sera inchangé au cours de sa propagation dans le guide d'onde. Le taux de transfert énergétique d'un axe vers l'autre, appelé aussi taux d'extinction de polarisation (PER, acronyme anglais pour *polarization extinction ratio*), est défini comme étant le rapport des puissances d'un axe sur l'autre au bout d'une certaine longueur de fibre. Par exemple, pour des fibres PM standards, le PER est typiquement de 20 à 25 dB après 100 m de propagation, soit moins de 1 % de transfert de puissance d'un axe sur l'autre.

Dans le cas de fibre microstructurée à trous d'air, double-gaine monomode à large cœur, l'ajout de barreaux de contraintes est effectué dans la gaine interne, au plus près du cœur monomode, comme illustré sur la Figure 1-6. Les barreaux de contrainte sont constitués eux-mêmes de plusieurs plots d'indice. Cette technique de discrétisation du barreau de contrainte permet de réaliser une zone dopée de grande dimension, (plus ou moins homogène). Dans la fibre considérée, on obtient un comportement polarisant en la courbant dans le plan de l'axe lent, qui présente (dans ce design) une moins grande sensibilité au rayon de courbure. On dit alors que la fibre est polarisante (PZ), car une seule composante de polarisation peut s'y propager sans pertes. Il convient alors d'injecter ce type de fibre selon l'axe lent.

Dans nos travaux, il est important de conserver une polarisation linéaire tout au long de l'architecture amplificatrice. C'est pourquoi, nous utilisons des fibres PM et/ou PZ. Nous expliquons dans le chapitre 3 au cours de la mise en œuvre de l'architecture, comment nous caractérisons le PER.

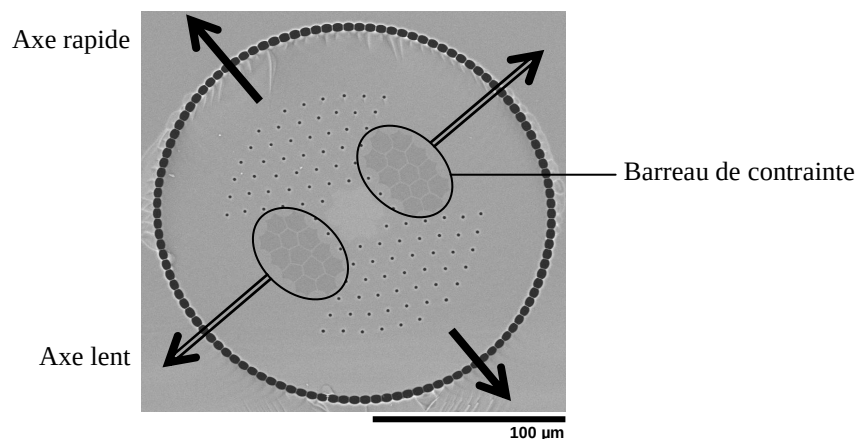


Figure 1-6 : Illustration (photographie MEB) d'une fibre (NKT Photonics, DC-200/40-PZ-Yb) microstructurée double-gaine à large cœur dopé Yb et polarisante.

1.2.3 Le dopage Yb

Plus connu sous le nom de terre rare, l'ion Yb appartient en fait à la famille des lanthanides, tout comme l'erbium et le néodyme par exemple. Les récents progrès réalisés sur les diodes semi-conductrices de forte puissance (de type InGaAs) possédant une longueur d'onde d'émission compatible avec une des bandes d'absorption de l'Yb (915 ou 975 nm), ont accru l'intérêt porté à cette terre rare. Aujourd'hui extrêmement répandu dans le domaine des lasers fibrés émettant dans le proche infrarouge (autour de 1 μm de longueur d'onde), l'ion Yb présente les meilleures performances grâce notamment à son très faible défaut quantique. Il s'agit du rapport entre la longueur d'onde de pompe et la longueur d'onde d'émission, traduisant ainsi la quantité d'énergie que le matériau réémet de façon non radiative, i.e. par effet thermique par exemple. Il est de l'ordre de 10 % pour l'ion Yb, ce qui permet de limiter l'échauffement de la matrice hôte, offrant la possibilité de pomper fortement le milieu amplificateur. D'autre part, l'ion Yb possède un temps de fluorescence relativement long (de l'ordre de la milliseconde), ce qui permet de stocker une grande quantité d'énergie à des cadences d'impulsion relativement basses.

Dans nos applications, le choix d'utiliser des fibres dopées Yb n'en était pas un réellement ; il apparaît comme une évidence. En effet, pour amplifier des longueurs d'onde autour de 1 μm , les fibres dopées Yb sont les plus répandues. Seul le dopage aux ions néodyme pourrait le concurrencer, car il possède également une bande d'émission à cette longueur d'onde [68]. Mais le néodyme présente certains inconvénients rédhibitoires pour les applications aux lasers fibrés de forte puissance, comme par exemple un défaut quantique supérieur par trois fois à celui de l'Yb, un temps de vie relativement court ou encore, dans une moindre mesure, une bande d'absorption plus étroite que celle de l'Yb.

Ne s'agissant pas de détailler ici les propriétés spectroscopiques de l'ion Yb [69], nous nous intéressons à certaines grandeurs caractéristiques, à savoir la concentration en ions Yb du cœur dopé (notée n_{tot}), le temps de fluorescence (noté τ_{flu}) et les sections efficaces d'absorption et d'émission (notées σ_a et σ_e respectivement). Ces données spectroscopiques sont essentielles pour déterminer le comportement du milieu amplificateur et donc indispensables pour la modélisation numérique. En revanche, comme elles sont intimement liées aux procédés de fabrication, elles ne sont bien souvent pas communiquées avec une grande précision. Pour s'affranchir de cette difficulté, il serait nécessaire de mesurer directement ces valeurs. Or, cette métrologie complexe requière des moyens spécifiques dont nous ne disposons pas au sein du laboratoire. Elle est d'autant plus complexe du fait des faibles dimensions du cœur dopé, et que nous ne disposons pas des préformes des fabricants de ces fibres. Il convient alors de tenir compte de certaines approximations et de faire quelques hypothèses que nous présentons succinctement dans ce qui suit et détaillons dans le chapitre 2.

Concernant le **taux de dopage**, i.e. la concentration en ions Yb par unité de volume, le fabricant de fibre donne une valeur estimative de l'absorption à la longueur d'onde de pompe par unité de longueur (noté α_p et exprimé en dB.m^{-1}), sans explications sur le procédé de mesure. Nous faisons l'hypothèse que cette absorption est mesurée en injectant la pompe dans la gaine interne et en faisant le ratio avec la puissance de sortie en fonction de la longueur de fibre parcourue. Or, il est possible que l'absorption soit mesurée sur la préforme directement avant étirage, car cette mesure est plus aisée du fait de sa plus grande dimension. Dans ce cas, nous ne possédons aucune information sur les variations et l'étendue spatiale de la concentration du dopant après étirage. De plus,

nous supposons que les dopants ont une distribution (transverse et longitudinale) uniforme. Or, lorsque l'on réalise une photographie au microscope électronique à balayage (MEB) de la face d'une fibre, voir Figure 1-5, il apparaît clairement que le cœur est constitué de plusieurs « pétales ». Cette technique couramment utilisée, comme pour les barreaux de contrainte, permet de réaliser des surfaces dopées de grande dimension (plusieurs dizaines de micromètres une fois tirées en fibre). Mais on peut se poser la question de l'homogénéité globale de la zone cœur, où se répartit le mode fondamental.

Concernant les **sections efficaces d'absorption et d'émission**, le fournisseur communique des valeurs standards qui ne sont pas mesurées sur chacune des fibres distribuées. Dans un article de Paschotta *et al.* [70], des mesures sur une matrice de verre germanosilicate dopé Yb sont réalisées, et deviennent par la suite des valeurs de référence de la littérature. L'article fait état de variations d'une fibre à l'autre allant jusqu'à 30% dans la plage en longueur d'onde de [900 ; 1200] nm. Les raisons de ces variations résident en particulier dans les concentrations relatives de dopants utilisés. Par exemple, des fibres ayant une concentration en germanium plus importante (dopant qui permet d'obtenir des ouvertures numériques plus grandes) auront des sections efficaces plus importantes. A contrario, un dopage Yb dans une matrice de silice pure ou dans une matrice phosphosilicate, produira des sections efficaces plus faibles. Une autre raison de ces fluctuations est que les sections efficaces fluctuent significativement avec des variations de température [71], ce qui est le cas lorsque la fibre est fortement pompée. Dans la suite de nos travaux, nous utilisons les valeurs de sections efficaces d'émission et d'absorption de la référence [70], bien qu'il n'y ait aucune raison pour que les fibres utilisées aient exactement les mêmes valeurs. Nous discutons dans le chapitre 2 de l'influence de ces variations probables sur les résultats de la modélisation numérique.

Enfin, le **temps de fluorescence** est calculé à partir de la section efficace d'émission sur la bande spectrale considérée [72]. Cette dernière valeur fluctue assez peu, car s'agissant d'une intégrale sur une grande plage en longueur d'onde, les variations sur les sections efficaces sont moyennées. Elle est donc plutôt indépendante du type de fibre étudiée, et reste systématiquement dans la gamme de la milliseconde.

1.3 Mode de pompage

Le mode de couplage de la pompe le plus ancien est celui dit de **pompage par le cœur** de la fibre. Cela consiste à injecter directement la pompe dans le cœur dopé de la fibre. Contrairement au laser solide pompé longitudinalement, les intensités sont guidées tout au long de la fibre, sans limitation par diffraction à la longueur de Rayleigh. Les pertes intrinsèques des fibres n'ont eu de cesse d'être améliorées, favorisant ainsi l'interaction entre la pompe et le signal au cours de la propagation. Toutefois, pour ce type de pompage, il est nécessaire de disposer des sources de pompe spatialement cohérente, afin de les coupler efficacement dans le cœur monomode. Pendant longtemps, ces diodes étaient limitées en puissance au watt. Il est à noter que très récemment, de nouvelles sources à 976 nm et à forte brillance ont été développées [73], et font leur apparition sur le marché avec plus de 10 W continu, ce qui ouvre actuellement de nouvelles possibilités.

Avec l'invention de la fibre à double gaine, les techniques de pompage se sont diversifiées, gagnant en efficacité. Plus ou moins exotiques, ces techniques sont souvent difficilement industrialisables. En revanche, nous pouvons

citer l'**injection transverse par une rainure en V** [74], comme illustré en Figure 1-7. Dans cette configuration, la pompe est couplée dans la fibre double gaine par l'intermédiaire d'une micro-lentille et par réflexion sur une rainure en V inscrite transversalement dans la fibre dénudée. Très efficace en termes de rendement optique (de l'ordre de 90 % de couplage de pompe), cette technologie offre la possibilité d'ajouter les sources de pompage tout au long de la fibre. Dans le développement des lasers fibrés de forte puissance, cette technique nécessite cependant un développement spécifique répondant aux problématiques de dissipation thermique. De plus, elle n'est pas adaptée pour des fibres à géométrie singulière ou à microstructure de trous d'air par exemple.

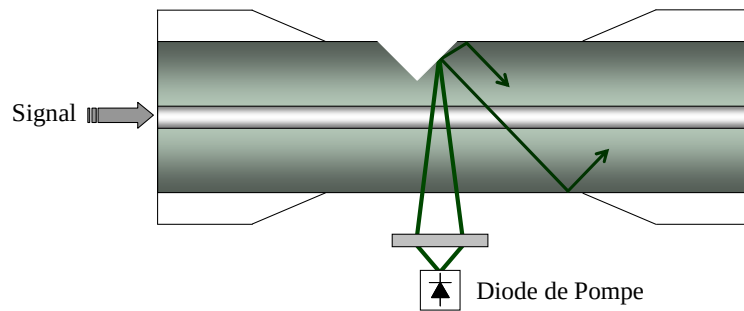


Figure 1-7 : Schéma du principe de couplage de la pompe transverse par un V

Dans le même ordre d'idée de couplage transverse via une partie de fibre dénudée, nous pouvons citer des techniques d'injection par voie externe avec l'utilisation de miroir [75] ou de prisme [76] collé sur la fibre, ou encore un réseau [77] réalisant l'injection de la pompe dans la gaine interne. Plus difficilement industrialisables, ces techniques sont délaissées au profit de l'utilisation du pompage par une rainure en V.

Une autre technique très adaptée au développement des lasers de forte puissance est celle du couplage par **combineur multimode** de pompe, comme illustré dans l'exemple sur la Figure 1-8. Cela consiste à étirer plusieurs fibres multimodes dans lesquelles sont injectées des faisceaux de pompe. Ces brins étirés sont ensuite fusionnés sur une fibre à cœur monomode dans laquelle se propage le signal. L'ensemble est ensuite soudé sur une fibre double gaine. Cette technique peut être déclinée en fusionnant et étirant autant de fibres de pompe que la géométrie de la fibre double gaine le permet, à condition de réaliser des transitions adiabatiques afin de limiter les pertes de couplage. Cela permet également d'atteindre de grandes efficacités de couplage, et d'être commercialisé dans des versions de fibre monomode de dimensions encore modestes (20 μm de diamètre de cœur, exemple Nufern ou Liekki).

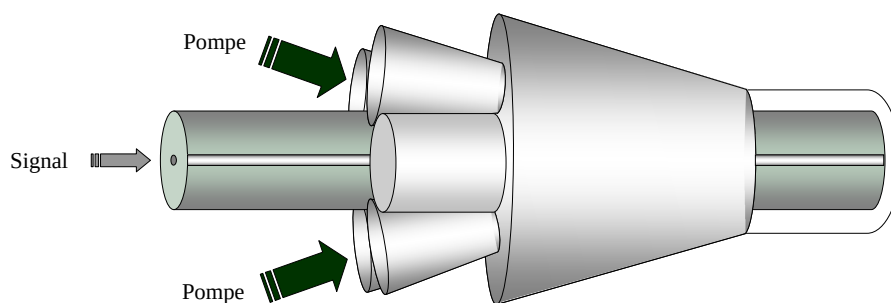


Figure 1-8 : Schéma du principe de couplage de la pompe par combineur multimode.

Cette technique est très complexe à mettre en œuvre avec des fibres microstructurées, en raison des trous d'air qui confinent les différentes ondes. Nous présentons dans le chapitre 3 les problématiques inhérentes à la réalisation de composant intégré à base de fibre microstructurée à trous d'air. Par exemple, les étapes de fusion et étirage sont très critiques à cause de la déformation, voire la fermeture, des trous lors de l'élévation en température. Il est possible de faire appel à des fibres de transition dimensionnées pour que les trous se réduisent parfaitement lors des étapes de fusion, et perdurent le confinement des ondes. Mais les démonstrations expérimentales se sont limitées à des fibres de diamètre de mode 15 μm [78].

Pour injecter des fibres microstructurées de plus grande dimension, une technique présentée récemment [79] consiste à souder sur la fibre active un cône de silice (appelé « taper »), mis en forme par trempage dans un bain d'acide fluorhydrique puis polissage via un laser CO_2 . Ce taper permet de guider la pompe dans la gaine interne. Toutefois, la démonstration expérimentale se heurte à une difficulté inhérente à ce procédé, qui est de souder les fibres de pompe sur le taper après réalisation de ce composant. Bien qu'efficace en termes de couplage de la pompe dans la gaine interne, cette technique est très complexe à réaliser et il semble extrêmement compliqué technologiquement de souder des fibres de pompe sur ce taper.

Il existe une autre solution intégrée, qui consiste en l'utilisation d'un miroir parabolique collé à une extrémité de la fibre double gaine et troué au niveau du cœur de la fibre pour l'extraction du signal. La pompe est alors injectée par réflexion sur ce miroir. Il s'agit de couplage en espace libre, mais en optique « intégrée ». Commercialisés par NKT Photonics (Patent Pending WO27006317), ces combineurs de pompe demeurent complexes et onéreux. D'autre part, la stabilité et la robustesse de ce type de combineur sont des sujets sur lesquelles nous avons peu d'informations.

Enfin, il est à noter qu'il existe d'autres approches de pompage, basé par exemple sur des designs de fibres à deux cœurs accolés [50] : un cœur monomode pour le signal et un cœur multimode pour la pompe très proche du premier. Le couplage de la pompe dans le cœur dopé est effectué par onde évanescente. Pour atteindre de grandes dimensions de cœur, cette technique nécessite le recours à plusieurs cœurs de pompe. Il est donc indispensable de disposer d'une fibre spécifiquement dimensionnée et fabriquée. De plus, la problématique du couplage de la pompe dans le cœur est là encore reportée sur le couplage de la diode de pompe dans le cœur de pompe. En effet, il apparaît délicat d'intégrer ce type de fibre, avec une soudure de la fibre de pompe sur le cœur multimode.

Dans le cadre de nos travaux, nous avons tout d'abord opté pour des **injections en espace libre**. Bien que très encombrante, cette solution nous permet d'avoir accès en permanence aux extrémités des fibres actives. Nous avons donc la possibilité d'intercaler ou de distribuer le faisceau sur autant de diagnostics que nécessaires, et également d'inter-changer aisément les fibres actives. Même si la réalisation d'un système tout intégré est l'objectif ultime, les systèmes intégrés figent d'une certaine manière l'architecture amplificatrice. C'est pourquoi nous avons choisi cette solution plus ouverte dans la phase d'étude. Les contraintes d'injection de fibres microstructurées à trous d'air en espace libre sont détaillées dans la mise en œuvre expérimentale du chapitre 3. Nous expliquons notamment les différentes étapes de préparation des faces de ces fibres particulières, la nécessité d'adapter la taille et l'ouverture numérique du faisceau avant injection, ainsi que le choix d'optiques de focalisation adaptées.

1.4 Conclusion

Pour conclure, nous avons présenté dans ce premier chapitre un état de l'art de l'amplification à fibre optique. Depuis les premiers lasers à fibre optique au début des années 1960, cette thématique a beaucoup évolué [1][2]. Toutefois, nous avons montré que la plus forte progression dans le domaine a eu lieu ces deux dernières décennies, entraînée par l'énorme potentiel du marché des télécommunications optiques. Nous avons fait état de l'amplification à fibre optique dopée Yb de forte énergie et/ou de forte puissance. Les différentes évolutions techniques et technologiques des procédés de fabrication ont ainsi permis d'inventer de nouveaux genres de fibre optique. Les fibres microstructurées à trous d'air marquent une vraie rupture technologique, apportant de nombreuses possibilités de conception. Ainsi, il est devenu possible de concevoir et de fabriquer des fibres optiques suivant une problématique précise (profil de dispersion, coefficient non-linéaire, taille de mode...).

Dans le domaine des amplificateurs fibrés de forte énergie et de forte puissance, les fibres microstructurées à trous d'air ont permis de réaliser des fibres monomodes à large cœur. En dix ans, la taille du cœur monomode est passée de quelques micromètres à plus d'une centaine actuellement. Très avancée, cette technologie présente toutefois des limitations en termes d'intégration, essentiellement en raison de la présence de trous d'air. D'autres technologies concurrencent très sérieusement les fibres microstructurées à trous d'air. Les plus prometteuses sont les « leakage-channel fiber » et les fibres de Bragg, appartenant également à la famille des fibres microstructurées, qui permettent aujourd'hui d'atteindre des cœurs de plusieurs dizaines de micromètres, dans des solutions tout solides. Nous avons aussi présenté quelques exemples de conceptions de fibres toujours plus sophistiquées, alliant les différentes approches pour répondre à diverses problématiques.

Nous avons ensuite montré que dans la gamme nanoseconde-milliJoule, les amplificateurs à fibre dopée Yb démontrés expérimentalement, ne présentent pas les caractéristiques, ou en partie seulement, requises pour nos applications. Les contraintes de notre étude sont en effet très spécifiques, avec : la maîtrise de la forme temporelle nanoseconde de façon prédictive, la conservation d'un spectre étroit au cours de l'amplification (i.e. limitation des effets non-linéaires), le maintien de la polarisation, la maîtrise de l'ASE (i.e. dimensionner soigneusement le système amplificateur) et l'utilisation de fibre souple et commerciale dans un souci d'intégration ultérieure du système, de compacité et de robustesse.

A la suite de cet état de l'art, nous avons présenté brièvement les spécificités des fibres microstructurées, avec tout d'abord le principe de fabrication d'assemblage/étirage, puis les différents éléments de la microstructure à savoir le cœur, la double-gaine, le maintien de la polarisation et le dopage Yb. Enfin, nous avons fait état de quelques modes de couplage de la pompe utilisés dans les lasers à fibre commerciaux, et expliqué brièvement qu'il était difficile de les adapter aux fibres microstructurées à trous d'air. Ainsi, nous avons choisi d'effectuer nos travaux avec des injections en espace libre, afin de permettre l'accès en permanence aux extrémités des fibres pour différents diagnostics.

1.5 Bibliographie

- [1] A. Tünnermann, T. Schreiber and J. Limpert, “*Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution*,” Appl. Opt. **49**, 25, F71-F78 (2010)
- [2] D.J. Richardson, J. Nilsson and W.A. Clarkson, “*High power fiber lasers: current status and future perspectives*,” JOSA B **27**, 11, B63-B92 (2010)
- [3] H.L. Offerhaus, N.G. Broderick, D.J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen and L. Dong, “*High-energy single-transverse-mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber*,” Optics Letters **23**, 1683 (1998)
- [4] J.M. Sousa and O.G. Okhotnikov, “*Multimode Er-doped fiber for a single-transverse-mode amplification*,” Applied Physics Letters **74**, 11, 1528-1530 (1999)
- [5] J.R. Marciante, “*Gain filtering for single-spatial-mode operation of large-mode-area fiber amplifiers*,” IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics **15**, 1, 30-36 (2009)
- [6] J.R. Marciante, R.G. Roides, V.V. Shkunov and D.A. Rockwell, “*Near-diffraction-limited operation of step-index large-mode-area fiber lasers via gain filtering*,” Optics Letters **35**, 11, 1828-1830 (2010)
- [7] J.P. Koplow, D.A.V. Kliner and L. Goldberg, “*Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*,” Optics Letters **25**, 7, 442-444 (2000)
- [8] D. Marcuse, “*Curvature loss formula for optical fibers*,” J. Opt. Soc. Am **66**, 216-220 (1976)
- [9] A. Galvanauskas, M.Y. Cheng, K.C. Hou and K.H. Liao, “*High peak power pulse amplification in large-core Yb-doped fiber amplifiers*,” IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics **13**, 3, 559-566 (2007)
- [10] C.H. Liu, G. Chang, N. Litchinister, D. Guertin, N. Jacobson, K. Tankala and A. Galvanauskas, “*Chirally coupled core fibers at 1550-nm and 1064-nm for effectively single-mode core size scaling*,” in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper CTuBB3
- [11] C.H. Liu, G. Chang, N. Litchinister, D. Guertin, N. Jacobson, K. Tankala and A. Galvanauskas, “*Effective single-mode chirally-coupled core fiber*,” in the conference of Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD), paper ME2 (2007)
- [12] H.C. Chen, T. Sosnowski, C.H. Liu, L.J. Chen, J.R. Birge, A. Galvanauskas, F.X. Kärtner and G. Chang, “*Chirally-coupled-core Yb-fiber laser delivering 80-fs pulses with diffraction-limited beam quality warranted by a high-dispersion mirror based compressor*,” Optics Express **18**, 24, 24699-24705 (2010)
- [13] S. Lefrançois, T.S. Sosnowski, C.H. Liu, A. Galvanauskas and F.W. Wise, “*Energy scaling of mode-locked fiber lasers with chirally-coupled core fiber*,” Optics Express **19**, 4, 3464-3470 (2011)
- [14] P. Wang, L.J. Cooper, J.K. Sahu and W.A. Clarkson, “*Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser*,” Optics Letters **31**, 2, 226-228 (2006)
- [15] Z. Jiang and J.R. Marciante, “*Mode-area scaling of helical-core, dual-clad fiber lasers and amplifiers using an improved bend-loss model*,” J. Opt. Soc. Am. B **23**, 10, 2051-2058 (2006)
- [16] J.M. Fini, “*Design of solid and microstructure fibers for suppression of higher-order modes*,” Optics Express **13**, 9, 3477-3490 (2005)

- [17] D.A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M.E. Likhachev, S.S. Aleshkina, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov and A.N. Guryanov, "Management of the high-order mode content in large (40 μ m) core photonic bandgap Bragg fiber laser," *Optics Letters* **35**, 13, 2233-2235 (2010)
- [18] M.E. Likhachev, A.D. Pramikov, D.A. Gaponov, M.M. Bubnov, M.Y. Salganskii, V.F. Khopin, A.N. Guryanov and S. Février, "Polarization-maintaining photonic bandgap Bragg fiber," *Optics Letters* **34**, 9, 1366-1368 (2009)
- [19] S. Février, D.D. Gaponov, P. Roy, M.E. Likhachev, S.L. Semjonov, M.M. Bubnov, E.M. Dianov, M.Y. Yashkov, V.F. Khopin, M.Y. Salganskii and A.N. Guryanov, "High-power photonic-bandgap fiber laser," *Optics Letters* **33**, 9, 989-991 (2008)
- [20] C. Lecaplain, A. Hideur, S. Février and P. Roy, "Mode-locked Yb-doped Bragg fiber laser," *Optics Letters* **34**, 18, 2879-2881 (2009)
- [21] L. Daniault, D.A. Gaponov, M. Hanna, S. Février, P. Roy, F. Druon, P. Georges, M.E. Likhachev, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov, "High power femtosecond chirped pulse amplification in large mode area photonic bandgap Bragg fibers," *Applied Physics B* **103**, 3, 615-621 (2011)
- [22] L. Dong, X. Peng and J. Li, "Leakage channel optical fibers with large effective area," *Journal of Optical Society of America B* **24**, 8, 1689-1697 (2007)
- [23] L. Dong, H.A. McKay, L. Fu, M. Ohta, A. Marcinkevicius, S. Suzuki and M. E. Fermann, "Ytterbium-doped all glass leakage channel fibers with highly fluorine-doped silica pump cladding," *Optics Express* **17**, 11, 8962-8969 (2009)
- [24] S. Ramachandran, J.W. Nicholson, S. Ghalmi, M.F. Yan, P. Wisk, E. Monberg and F.V. Dimarcello, "Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers," *Optics Letters* **31**, 12, 1797-1799 (2006)
- [25] J.M. Fini and S. Ramachandran, "Natural bend-distortion immunity of higher-order-mode large-mode-area fibers," *Optics Letters* **32**, 7, 748-750 (2007)
- [26] J.W. Nicholson, J.M. Fini, A.M. DeSantolo, E. Monberg, F. DiMarcello, J. Fleming, C. Headley, D.J. DiGiovanni, S. Ghalmi and S. Ramachandran, "A higher-order-mode Erbium-doped-fiber amplifier," *Optics Express* **18**, 17, 17651-17657 (2010)
- [27] T.Y. Fan, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **11**, 3, 567-577 (2005)
- [28] T. Schreiber, C. Wirth, O. Schmidt, T.V. Andersen, I. Tsybin, S. Böhme, T. Peschel, F. Brückner, T. Clausnitzer, F. Röser, R. Eberhardt, J. Limpert and A. Tünnermann, "Incoherent beam combining of continuous-wave and pulsed Yb-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 2, 354-360 (2009)
- [29] R. Uberna, A. Bratcher and B.G. Tiemann, "Power scaling of a fiber master oscillator power amplifier system using a coherent polarization beam combination," *Applied Optics* **49**, 35, 6762-6765 (2010)
- [30] G. Canat, S. Jetschke, S. Unger, L. Lombard, P. Bourdon, J. Kirchhof, V. Jolivet, A. Dolfi and O. Vasseur, "Multifilament-core fibers for high energy pulse amplification at 1.5 μ m with excellent beam quality," *Optics Letters* **33**, 22, 2701-2703 (2008)
- [31] X.H. Fang, M.L. Hu, B.W. Liu, L. Chai, C.Y. Wang and A.M. Zheltikov, "Generation of 150 MW, 110 fs pulses by phase-locked amplification in multicore photonic crystal fiber," *Optics Letters* **35**, 14, 2326-2328 (2010)
- [32] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell and D.M. Atkins, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters* **21**, 19, 1547-1549 (1996)

-
- [33] T.A. Birks, J.C. Knight and P.St.J. Russell, “*Endlessly single-mode photonic crystal fiber*,” Optics Letters **22**, 13, 961-963 (1997)
 - [34] W.J. Wadsworth, J.C. Knight, W.H. Reeves, P.St.J. Russell and J. Arriaga, “*Yb³⁺-doped photonic crystal fiber laser*,” Electronics Letters **36**, 17, 1452-1454 (2000)
 - [35] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson and C. Jakobsen, “*High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser*,” Optics Express **11**, 7, 818-823 (2003)
 - [36] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson and C. Jakobsen, “*Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier*,” Optics Express **12**, 7, 1313-1319 (2004)
 - [37] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault and F. Salin, “*Extended single-mode photonic crystal fiber lasers*,” Optics Express **14**, 7, 2715-2720 (2006)
 - [38] J. Bouillet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua and E. Cormier, “*High power ytterbium-doped rod-type three level photonic crystal fiber laser*,” Optics Express **16**, 22, 17891-17902 (2008)
 - [39] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8GW peak power*,” Optics Express **19**, 1, 255-260 (2011)
 - [40] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert and A. Tünnermann, “*The impact of the modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers*,” Optics Express **19**, 4, 3258-3271, (2011)
 - [41] J.W. Nicholson, A.D. Yablon, S. Ramachandran and S. Ghalmi, “*Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers*,” Optics Express **16**, 10, 7233-7243 (2008)
 - [42] T.T. Alkeskjold, M. Laurila, L. Scolari and J. Broeng, “*Single-mode ytterbium-doped large-mode-area photonic bandgap rod fiber amplifier*,” Optics Express **19**, 8, 7398-7409 (2011)
 - [43] T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, J. Rothhardt, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Preferential gain photonic-crystal fiber for mode stabilization at high average powers*,” Optics Express **19**, 9, 8656-8661 (2011)
 - [44] F. DiTeodoro and C.D. Brooks, “*1.1MW peak-power, 7W average-power, high-spectral-brightness, diffraction-limited pulses from a photonic crystal fiber amplifier*,” Optics Letters **30**, 20, 2694-2696 (2005)
 - [45] F. DiTeodoro and C.D. Brooks, “*1-mJ energy, 1-MW peak-power, 10-W average-power, diffraction-limited pulses from an Yb-doped photonic-crystal fiber amplifier*,” paper WA4, ASSP (2006)
 - [46] C. Brooks and F. DiTeodoro, “*Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μ m core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier*,” Applied Physics Letters **89**, 111119 (2006)
 - [47] R. Bello Doua, J. Saby, F. Salin, J. Bouillet and I. Hönninger, “*Energy storage saturation in large mode area fiber lasers*,” paper CTuS2 CLEO (2007)
 - [48] O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin and A. Tünnermann, “*Millijoule pulse energy Q-switched short-length fiber laser*,” Optics Letters **32**, 11, 1551-1553 (2007)
 - [49] C. Brooks and F. DiTeodoro, “*High peak power operation and harmonic generation of a single-polarization, Yb-doped photonic crystal fiber amplifier*,” Optics Communications **280**, 424-430 (2007)

- [50] A.V. Kir'yanov, S.M. Klimentov, I.V. Mel'nikov and A.V. Shestakov, "Specialty Yb fiber amplifier for microchip Nd laser: toward ~1mJ/1ns output at kHz range repetition rate," Optics communications **282**, 4759-4764 (2009)
- [51] F. DiTeodoro, M.K. Hemmat, J. Morais and E.C. Cheung, "High peak power operation of a 100 μ m-core, Yb-doped rod-type photonic crystal fiber amplifier," in Fiber Lasers III: Technology, Systems and Applications, Proc. of SPIE Photonics West 7580-06 (2010)
- [52] J. Saby, B. Coquelin, A. Meunier, S. Pierrot, P.J. Devilder, P. Deslandes and F. Salin, "High average and high peak power pulsed fiber lasers at 1030nm, 515nm and 343nm," in Fiber Lasers VII: Technology, Systems and Applications, Proc. of SPIE Photonics West 7580, 75800I (2010)
- [53] T. Schreiber, F. Röser, O. Schmidt, J. Limpert, R. Iliew, F. Lederer, A. Petersson, C. Jacobsen, K.P. Hansen, J. Broeng and A. Tünnermann, "Stress-induced single-polarization single-transverse mode photonic crystal fiber with low non-linearity," Optics Express **13**, 19, 7621-7630 (2005)
- [54] A. Jolly, J. F. Gleyze, J. Luce, H. Coïc and G. Deschaseaux, "Front-end sources of the LIL-LMJ fusion lasers: progress report and prospects," Opt. Eng. **42**, 1427-1438 (2003)
- [55] E. Hugonnot, J. Luce and H. Coïc, "Optical parametric chirped-pulse amplifier and spatiotemporal shaping for a petawatt laser," Applied Optics **45**, 377-382 (2006)
- [56] D.N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann and F. Salin, "Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers," Optics Express **16**, 22, 17637-17646 (2008)
- [57] A. Malinowski, K.T. Vu, K.K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. Lin and D.J. Richardson, "High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping," Optics Express **17**, 23, 20927-20937 (2009)
- [58] K.C. Kao and G.A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," Proc. IEEE **113**, 1151-1158 (1966)
- [59] M. Leich, F. Just, A. Langner, M. Such, G. Schötz, T. Eschrich and S. Grimm, "Highly efficient Yb-doped silice fibers prepared by powder sinter technology," Optics Letters **36**, 9, 1557-1559 (2011)
- [60] F. Auzel and P. Goldner, "Towards rare-earth clustering control in doped glasses", Opt. Mater. **16**, 93-103 (2001)
- [61] P.St.J. Russell, "Photonic-Crystal Fibers," Journal of Lightwave Technology **24**, 12, 4729-4749 (2006)
- [62] N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, M.D. Nielsen and K.P. Hansen, "Modal cutoff and V parameter in photonic crystal fiber," Optics Letters **28**, 20, 1879-1881 (2003)
- [63] K. Saitoh, Y. Tsuchida, M. Koshiba and N.A. Mortensen, "Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design," Optics Express **13**, 26, 10833-10839 (2005)
- [64] J.M. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area," Optics Express **14**, 1, 69-81 (2006)
- [65] <http://www.nktpotonics.com>
- [66] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminell and B. C. McCollum, "Double clad, offset core Nd fiber laser", Proceedings PD5-1, 1988
- [67] S. Bordais, « Etude des amplificateurs et lasers à 1 μ m de forte puissance à base de fibre double gaine dope Ytterbium », Thèse, Université de Rennes I (2002)
- [68] H. Po, J.D. Cao, B.M. Laliberte, R.A. Minns, R.F. Robinson, B.H. Rockney, R.R. Tricca and Y.H. Zhang, "High power neodymium-doped single transverse mode fibre laser, " Electronics Letters **29**, 17, 1500-1501 (1993)

-
- [69] S. Grot, « *Montée en puissance de lasers et d'amplificateurs à fibres dopées Ytterbium en régime continu et d'impulsions* », Thèse, Université de Rennes I (2006)
- [70] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper and D.C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *Journal of Quantum Electronics* **33**, 7, 1049-1056 (1997)
- [71] X. Peng and L. Dong, "Temperature dependence of ytterbium-doped fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 1, 126-130 (2008)
- [72] D.E. McCumber, "Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra," *Physical Review* **136**, 23, 954-957 (1964)
- [73] J. Bouillet Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua and E. Cormier, "High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser," *Optic Express* **16**, 22, 17891-17902 (2008)
- [74] D.J. Ripin and L. Goldberg, "High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded v-grooves," *IEEE Electronics Letters* **31**, 25, 2204-2205 (1995)
- [75] J.P. Koplow, S.W. Moore and D.V. Kliner, "A new method for side pumping of double-clad fiber sources," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**, 4, 529-540 (2003)
- [76] T. Weber, W. Lüthy, H.P. Weber, V. Neuman, H. Berthou and G. Kotrotsios, "A longitudinal and side-pumped single transverse mode double-clad fiber laser with a special silicone coating," *Optics Communications* **115**, 99-104 (1995)
- [77] R. Herda, A. Liem, B. Schnabel, A. Drauschke, H.J. Fuchs, E.B. Kley, H. Zellmer and A. Tünnemann, "Efficient side-pumping of fibre lasers using binary gold diffraction gratings," *Electronics Letters* **39**, 3, 276-277 (2003)
- [78] D. Noordegraaf, M.D. Maak, P.M.W. Skovgaard, S. Agger, T.T. Alkeskjold and J. Laegsgaard, "7+1 to 1 pump/signal combiner for air-clad fiber with 15 μm MFD PM single-mode signal feed-through," in *Fiber Lasers VII: Technology, Systems and Applications*, Proc. of SPIE Photonics West 7580, 75801A (2010)
- [79] C. Jauregui, S. Böhme, G. Wenetiadis, J. Limpert and A. Tünnemann, "Side-pump combiner for all-fiber monolithic fiber lasers and amplifiers," *Journal of Society of America B* **27**, 5, 1011-1015 (2010)

Chapitre 2

Modélisation d'un amplificateur haute énergie à fibre dopée ytterbium

Le dimensionnement d'une architecture amplificatrice à plusieurs étages performants, nécessite de maîtriser l'ensemble des paramètres avec précision. C'est dans cette démarche que nous avons développé un modèle numérique de la dynamique d'amplification fibrée. Ce dernier traite de l'amplification d'un **signal** impulsionnel (de durée quelques nanosecondes à une fréquence de répétition multi-kiloHertz) dans une fibre optique double-gaine ayant un cœur dopé aux ions ytterbium (Yb), en prenant en compte le processus d'**émission spontanée amplifiée** ou ASE (acronyme anglais pour *amplified spontaneous emission*) dans les deux directions de propagation. Cette fibre est pompée en sens inverse de propagation du signal, par une onde de **pompe** continue, ce qui facilite les injections et la discrimination du signal et de la pompe. L'objectif de ce second chapitre est de présenter les équations et la méthode de résolution utilisées. Nous procédons à une première comparaison du modèle avec des résultats numériques et expérimentaux de la littérature. Puis, nous faisons une brève présentation des effets non-linéaires susceptibles d'apparaître dans les fibres optiques, et de leurs impacts sur le dimensionnement de l'architecture amplificatrice. Enfin, nous étudions le comportement de ce type d'amplificateur, en mettant en avant les mécanismes importants dans le but de faciliter le dimensionnement et l'optimisation de notre dispositif.

2.1 Principe et équations

Dans cette section, nous détaillons les définitions et notations utilisées en fonction des paramètres opto-géométriques de la fibre optique, du signal et de la pompe. De plus, nous présentons les différentes hypothèses

simplificatrices que nous avons effectuées dans un modèle optimisé en termes de précision et de temps de calcul. Puis, nous présentons les équations de taux de l'inversion de population sur lesquelles se base cette modélisation.

2.1.1 Définition et notations

Considérons tout d'abord une fibre amplificatrice, illustrée sur la Figure 2-1, de longueur L et d'axe de propagation Oz . Il s'agit d'une **fibre double-gaine**, c'est-à-dire avec un cœur monomode, dopé aux ions ytterbium (Yb), entouré d'une gaine (dite interne) fortement multimode. La géométrie de l'ensemble est de type cylindrique avec des sections circulaires concentriques. Dans ce type de fibre, le signal à amplifier se propage dans le cœur et la puissance optique de la pompe se propage dans la structure cœur/gaine. Lors de sa propagation, une partie de la pompe est couplée dans le cœur assurant l'inversion de population des ions dopés. Le cœur a une surface notée $A_{\text{cœur}}$ et une ouverture numérique notée $ON_{\text{cœur}}$. Nous supposons que la surface du cœur est entièrement dopée et de façon homogène. La gaine interne est passive (non dopée) et possède une surface notée A_{gaine} et une ouverture numérique notée ON_{gaine} .

D'une manière générale, les grandeurs spectrales sont exprimées en fonction de la longueur d'onde centrale de l'onde considérée, notée λ et exprimée en nanomètres. Une intensité est associée à chacune des ondes considérées, notée I et exprimée en W.m^{-2} . Nous utilisons les indices P , L et ASE sur chacune des grandeurs qui a une dépendance avec la longueur d'onde de pompe, de signal et d'ASE, respectivement. Par convention, nous définissons un sens de propagation positif (selon les z croissants) et un sens négatif (selon les z décroissants).

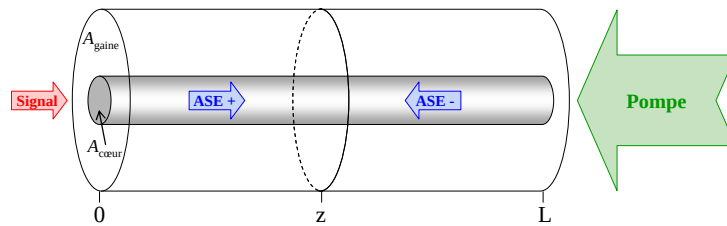


Figure 2-1 : Schéma d'une fibre amplificatrice double-gaine ayant un cœur dopé Yb pompée en sens inverse de propagation du signal.

Le signal et la pompe

Le **signal** à amplifier est aussi appelé onde laser. Il s'agit d'une onde monochromatique polarisée linéairement et fixée à la longueur d'onde $\lambda_L = 1053 \text{ nm}$. Nous verrons par la suite que sa largeur spectrale est de l'ordre d'une centaine de picomètres, en raison de la modulation de phase mise en place afin de s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée (détaillée dans le chapitre 3). Cependant, le spectre du signal est suffisamment étroit pour être considéré comme étant monofréquence. Ce signal est un train d'impulsions nanosecondes de durée T , de forme temporelle $I_L(t)$ (définie en fonction du régime d'amplification), à une fréquence de répétition $f_{\text{rép}}$ et d'énergie par impulsion E_L . Le signal est injecté en $z = 0$. Il se propage dans le sens positif et il est considéré comme étant monomode spatialement.

L'onde **pompe** est modélisée par une onde continue ou CW (acronyme anglais pour *continuous wave*), à la longueur d'onde $\lambda_p = 976$ nm, afin de s'affranchir expérimentalement de la synchronisation des signaux. Nous définissons alors le temps de pompage, noté t_{pompage} , comme étant la durée entre les impulsions de signal, soit $t_{\text{pompage}} = 1/f_{\text{rép}}$. Notons que la pompe ne peut être considérée comme une onde monochromatique, en accord avec les diodes utilisées. Afin de prendre en compte sa largeur spectrale, typiquement de quelques nanomètres de largeur totale à mi-hauteur ou FWHM (acronyme anglais pour *full width half maximum*), les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde de pompe sont moyennées sur la distribution spectrale de la pompe, supposée de type gaussienne. La pompe est injectée en $z = L$. Elle se propage dans le sens négatif, i.e. en sens inverse du signal, et elle est considérée comme fortement multimode spatialement.

L'émission spontanée amplifiée

L'**ASE** est une émission stimulée de photons issus de l'émission spontanée, qui est également appelée bruit de fluorescence. Comme nous l'expliquons dans la section 2.4, ce phénomène s'accroît avec l'absorption de la puissance de pompe, et tant que le signal amplifié ne sature pas la fibre amplificatrice. L'émission spontanée se produit en continu, tout au long de la fibre, et dans toutes les directions. Mais l'amplification de cette fluorescence est confinée dans le(s) mode(s) de propagation du cœur dopé. Ainsi, comme nous considérons que le signal est monomode transverse, l'ASE possède les mêmes propriétés de guidage. L'ASE est donc bi-directionnelle, et se propage suivant les deux axes de polarisation dans le cas d'une fibre à maintien de polarisation (dite PM, acronyme anglais pour *polarization maintaining*), ou sur un seul axe dans le cas d'une fibre polarisante (dite PZ, acronyme anglais pour *polarizing*). Lorsqu'il s'agit de dopage aux ions Yb, l'ASE se développe principalement dans la gamme en longueur d'onde comprise entre 1000 et 1100 nm, avec un maximum en général centré autour de 1030 nm. Pour la modélisation, l'ASE est discrétisée en une somme de K ondes monochromatiques de longueur d'onde $\lambda_k = c/v_k$ espacées de $\Delta\lambda_k$. Nous avons vérifié numériquement qu'une valeur de $K = 100$ est suffisante pour la précision des calculs. Au-delà, le temps de calcul augmente, sans modifications des résultats numériques.

Recouvrement spatial de la fibre avec les ondes en présence

Afin de simplifier les calculs, le modèle est résolu selon **une unique dimension** : l'axe de la fibre. Cependant, la distribution transverse des modes de propagation (du signal et de la pompe) et leur recouvrement avec les ions actifs ne sont pas parfaits. La dépendance radiale est prise en compte dans le modèle via le paramètre **facteur de recouvrement**, noté Γ . L'aspect de distribution modale est négligé dans la description numérique. Par conséquent, nous faisons deux hypothèses : la distribution en ions Yb est parfaitement uniforme (cas idéal de la fibre à saut d'indice), et le cœur de la fibre est strictement monomode, impliquant que les faisceaux qui s'y propagent possèdent une distribution transverse approximée gaussienne, comme illustrée sur la Figure 2-2.

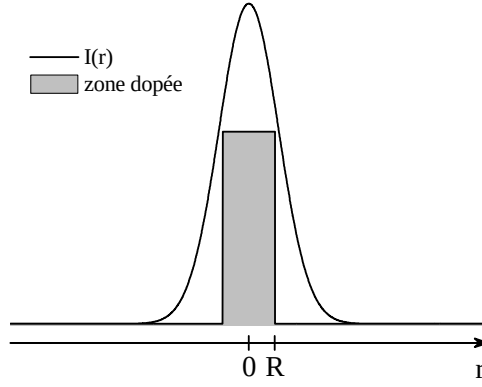


Figure 2-2 : Exemple du recouvrement d'un profil transverse d'intensité $I(r)$ de type gaussien sur une zone uniformément dopée, où r est la distance par rapport à l'axe de la fibre.

Le facteur de recouvrement est généralement calculé à l'aide des intégrales de recouvrements entre la partie dopée et le(s) mode(s) optique(s). Compte tenu des hypothèses précédemment énoncées, nous le définissons pour les ondes se propageant dans le cœur de la façon suivante [1] :

$$\Gamma_L = \left(1 - e^{-R^2/w^2}\right) \quad (2.1)$$

où R est le rayon du cœur dopé, et w représente la demi-largeur du mode gaussien à $1/e$. La taille du mode est souvent définie en termes de diamètre de mode à $1/e^2$, appelé *MFD* (acronyme anglais pour *mode field diameter*), d'où la correspondance suivante :

$$w = \frac{MFD}{2\sqrt{2}} \quad (2.2)$$

Cette définition du facteur de recouvrement, valable pour les ondes qui se propagent dans le cœur, i.e. le signal et les ondes d'ASE, ne l'est pas pour la pompe, qui est fortement multimode et se propage aussi dans la gaine interne. Ainsi, nous considérons que la pompe recouvre parfaitement la zone dopée au cours de sa propagation, car la structuration de la fibre permet d'éviter les rayons hélicoïdaux (ne recouvrant pas la zone dopée). Le facteur de recouvrement de la pompe est alors défini comme étant le rapport entre la surface de zone dopée et la surface de la gaine interne, tel que :

$$\Gamma_p = \frac{A_{\text{cœur}}}{A_{\text{gaine}}} \quad (2.3)$$

Dans le contexte des fibres à large aire effective de mode, les facteurs de recouvrement sont généralement proches de 1 pour les ondes se propageant dans le cœur et de l'ordre de quelques pourcents pour la pompe.

Paramètres spectroscopiques de l'ion Yb

L'ion Yb (noté aussi Yb^{3+}) est considéré comme un système quasi-deux-niveaux [1]. En outre, seulement deux niveaux (fondamental $^2F_{7/2}$ et excité $^2F_{5/2}$) participent au fonctionnement laser de l'ion Yb dans la silice. Tout comme les ions erbium et néodyme, les transitions inter-bandes de l'ion Yb^{3+} sont radiatives, et les transitions intra-bandes sont non-radiatives quasi-instantanées (thermalisation). Nous définissons alors n_1 et n_2 les **densités de population en ions Yb** du niveau inférieur et supérieur, respectivement. Il est important de souligner que bien que le taux dopage du cœur, i.e. la concentration en ions Yb, soit une donnée primordiale pour modéliser un amplificateur à fibre dopée, il s'agit d'une donnée relativement mal connue. La première raison en est qu'il est relativement délicat d'effectuer cette mesure précisément. Même si les fabricants de ce type de fibre fournissent une estimation de l'absorption à la longueur d'onde de pompe par unité de longueur (notée α_p et exprimée en m^{-1} ou dB.m^{-1}), on ne connaît pas exactement leur protocole expérimental. Il est possible que la donnée fournie corresponde à l'absorption de la préforme avant étirage, et non à celle de la fibre qui est bien plus complexe à déterminer, notamment en raison de ses dimensions. La valeur d'absorption serait alors rapportée au facteur de recouvrement de la pompe. Toutefois, l'impact du tirage de la fibre sur la valeur d'absorption est inconnu, et comme expliqué dans le chapitre 1, la zone dopée peut être réalisée à partir de plusieurs barreaux. L'uniformité de la distribution de dopant est néanmoins supposée, afin de simplifier les calculs. En conséquence de quoi, nous déduisons la densité totale d'ions Yb par unité de volume, notée n_{tot} et exprimée en m^{-3} , de la façon suivante :

$$n_{\text{tot}} = \frac{\alpha_p}{\sigma_{ap} \cdot \Gamma_p} = n_1 + n_2 \quad (2.4)$$

où σ_{ap} est la section efficace d'absorption de la fibre à la longueur d'onde de pompe.

Une autre grandeur caractéristique très importante est la courbe des **sections efficaces d'absorption et d'émission** de la fibre optique, notées σ_a et σ_e respectivement et exprimées en m^2 . Ces données sont caractéristiques du mode de fabrication des fibres, et donc protégées par les fabricants. La mesure de ces sections efficaces nécessite la mise en place d'un banc de métrologie sophistiqué. Ne disposant pas des préformes, cette métrologie est d'autant plus complexe en raison des faibles dimensions du matériau considéré. C'est pourquoi, nous utilisons dans la modélisation des mesures de la littérature [2], considérées comme étant la référence en la matière. Cette article fait cependant état de variations d'une fibre à l'autre, allant jusqu'à 30 % dans la plage en longueur d'onde de [900 ; 1200] nm. Les raisons de ces variations résident en particulier dans les concentrations relatives de dopants. En effet, des fibres ayant une concentration en germanium plus importante (dopant qui permet d'obtenir des ouvertures numériques plus grandes) ont des sections efficaces plus importantes. A contrario, un dopage Yb dans une matrice de silice pure ou dans une matrice phospho-silicate, produit des sections efficaces plus faibles. De plus, les sections efficaces fluctuent significativement avec des variations de température [3], ce qui est potentiellement le cas lorsque la fibre est fortement pompée. Cependant, nous n'avons pas accès à ce paramètre. Dans la modélisation, nous utilisons les données de la littérature [2] représentées sur la Figure 2-3, et qui sont introduites numériquement à l'aide d'une somme de gaussiennes [4].

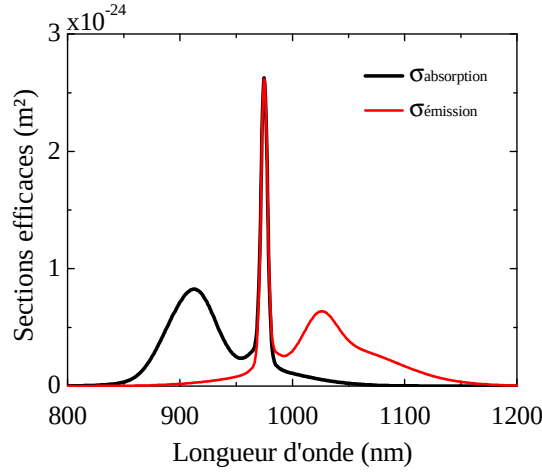


Figure 2-3 : Courbe des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Yb dans une matrice de silice à température ambiante, d'après [2].

De ces sections efficaces, nous en déduisons le **temps de fluorescence**, noté τ_{flu} , défini tel que :

$$\tau_{flu} = \left(\frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_e(\nu) d\nu \right)^{-1} \quad (2.5)$$

où $\sigma_e(\nu)$ est la section efficace d'émission à la fréquence optique considérée (ν), n est l'indice de réfraction de la fibre (de l'ordre de 1,45 pour la silice) et c la vitesse de la lumière dans le vide. Le temps de fluorescence est de 0.87 ms d'après le calcul basé sur les sections efficaces de [2], ce qui correspond à une fréquence équivalente de 1.15 kHz. Il représente le temps caractéristique que met un milieu pour passer d'un état fondamental à un état excité (et inversement). On comprend alors que ce paramètre joue un rôle clé concernant l'impact du taux de répétition du signal à amplifier sur la qualité d'amplification et la génération d'ASE. Une étude détaillée est présentée dans la sous-section 2.4.5.

Polarisation des ondes en présence

L'**état de polarisation** des ondes se propageant dans le cœur de la fibre doit être connu et maîtrisé dans nos expériences. Dans la modélisation, nous utilisons le paramètre noté pol qui caractérise le nombre de composantes de polarisation qui peuvent exister.

Le signal à amplifier est systématiquement polarisé linéairement et orienté par rapport à un axe de biréfringence de la fibre. Nous ne considérons pas les éventuels transferts d'énergie d'un axe sur l'autre, i.e. le taux de maintien de la polarisation n'est donc pas pris en compte. En revanche, les composantes des ondes ASE ne sont a priori pas polarisées. Elles sont donc décomposées selon les deux axes de biréfringence de la fibre. Nous distinguons alors deux types de fibre : les fibres PZ où $pol = 1$, une seule composante est considérée, et les fibres PM où $pol = 2$ car les deux composantes de la polarisation sont guidées, ce qui est notamment le cas de l'ASE.

Longueur de fibre

Etant donné que les longueurs de fibre sont relativement courtes (de l'ordre de quelques mètres), nous négligeons les **pertes intrinsèques** des fibres optiques mises en œuvre (pertes par défaut de confinement, par absorption d'impuretés ou encore par diffusion). Par conséquent, la longueur effective est directement la longueur physique de la fibre, $L_{eff} \approx L$.

Pour conclure cette sous-section, nous récapitulons les différentes notations utilisées dans la modélisation :

- λ_p et λ_L sont les longueurs d'onde centrales de la pompe et du signal à amplifier, respectivement.
- λ_k correspond à une longueur d'onde discrète (k) d'émission spontanée amplifiée.
- I_i désigne l'intensité laser à la longueur d'onde (i), exprimée en $W.m^{-2}$.
- Γ_i est le coefficient de recouvrement spatial de l'onde (i) avec les ions actifs.
- σ_{ai} et σ_{ei} désignent les sections efficaces d'absorption (a) et d'émission (e) à la longueur d'onde (i), et sont exprimées en m^2 .
- τ_{fluor} est le temps de fluorescence exprimé en s.
- n_1 et n_2 sont les densités de population du niveau 1/inférieur et du niveau 2/supérieur, exprimés en m^{-3} .
- n_{tot} est la densité de population totale d'ions Yb, telle que $n_{tot} = n_1 + n_2$, exprimés en m^{-3} .
- L est la longueur de la fibre, exprimée en m.
- $A_{cœur}$ et A_{gaine} désignent la surface du cœur et de la gaine interne, respectivement, de type circulaires, et exprimées en m^2 .
- $ON_{cœur}$ et ON_{gaine} sont les ouvertures numériques du cœur et de la gaine interne, respectivement.
- pol désigne le nombre de composantes de polarisation des ondes considérées, égal à 1 pour les fibres polarisantes (notées PZ) et à 2 pour les fibres à maintien de polarisation (notées PM).
- T est la durée de l'impulsion signal, exprimé en s.
- $f_{rép}$ désigne la fréquence de répétition du signal, exprimé en Hz.
- $t_{pompage}$ désigne le temps de pompage entre chaque impulsion de signal, exprimé en s, soit $t_{pompage} = 1/f_{rép}$.

2.1.2 Equations de taux

La modélisation numérique décrit l'évolution temporelle de la population du niveau supérieur en tout point d'un milieu de type quasi-deux-niveaux, en présence d'une onde laser, d'une onde pompe et des ondes d'ASE. Il s'agit des équations de taux de l'inversion de population du niveau supérieur, bien connues dans les systèmes lasers de type quasi-deux-niveaux [1]. Cette évolution est décrite avec l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} = & \left\{ \sigma_a(\lambda_L) n_{tot} - [\sigma_a(\lambda_L) + \sigma_e(\lambda_L)] n_2 \right\} \frac{I_L}{h\nu_L} + \left\{ \sigma_a(\lambda_p) n_{tot} - [\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p)] n_2 \right\} \frac{I_p}{h\nu_p} - \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \\ & + \sum_k \left\{ \sigma_a(\lambda_k) n_{tot} - [\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)] n_2 \right\} \frac{I_{ASE}^+(\lambda_k) + I_{ASE}^-(\lambda_k)}{h\nu_k} \end{aligned} \quad (2.6)$$

A l'état stationnaire, i.e. $\frac{\partial n_2}{\partial t} = 0$, la densité de population du niveau supérieur, notée n_{2stat} , est telle que :

$$n_{2stat} = n_{tot} \cdot \frac{\sigma_{aL} \frac{I_L}{h\nu_L} + \sigma_{aP} \frac{I_P}{h\nu_P} + \sum_k \sigma_a(\lambda_k) \frac{I_{ASE}^+(\lambda_k) + I_{ASE}^-(\lambda_k)}{h\nu_k}}{(\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \frac{I_L}{h\nu_L} + (\sigma_{aP} + \sigma_{eP}) \frac{I_P}{h\nu_P} + \sum_k (\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)) \frac{I_{ASE}^+(\lambda_k) + I_{ASE}^-(\lambda_k)}{h\nu_k} + \frac{1}{\tau_{fluo}}} \quad (2.7)$$

Lorsque nous nous situons dans le cas de l'amplification d'impulsion où le temps de pompage (c'est-à-dire la durée entre chaque impulsion laser) est inférieur ou du même ordre que le temps de fluorescence (qui est dans la gamme milliseconde), alors l'état stationnaire ne peut s'établir immédiatement. L'évolution de la population du niveau supérieur est par conséquent décrite telle que :

$$n_2 = n_{2stat} - (n_{2stat} - n_{20}) \cdot \exp \left\{ -t_{pompage} \left[\begin{aligned} &(\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \frac{I_L}{h\nu_L} + (\sigma_{aP} + \sigma_{eP}) \frac{I_P}{h\nu_P} \\ &+ \sum_k (\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)) \frac{I_{ASE}^+(\lambda_k) + I_{ASE}^-(\lambda_k)}{h\nu_k} + \frac{1}{\tau_{fluo}} \end{aligned} \right] \right\} \quad (2.8)$$

où n_{20} représente la densité de population initiale du niveau supérieur.

Enfin, la description de l'évolution des intensités le long de la fibre est régie par les équations suivantes :

$$\frac{\partial I_L}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_L}{\partial t} = \{[\sigma_{aL} + \sigma_{eL}]n_2 - \sigma_{aL}n_{tot}\} \Gamma_L I_L \quad (2.9)$$

$$-\frac{\partial I_P}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_P}{\partial t} = \{[\sigma_{aP} + \sigma_{eP}]n_2 - \sigma_{aP}n_{tot}\} \Gamma_P I_P \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial I_{ASE}^-(\lambda_k)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_{ASE}^-(\lambda_k)}{\partial t} &= \{[\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)]n_2 - \sigma_a(\lambda_k)n_{tot}\} \Gamma_L I_{ASE}^-(\lambda_k) \\ &+ pol \frac{\sigma_e(\lambda_k) h\nu_k \Delta\nu_k}{A_{cœur}} (\Gamma_L)^2 n_2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{ASE}^+(\lambda_k)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_{ASE}^+(\lambda_k)}{\partial t} &= \{[\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)]n_2 - \sigma_a(\lambda_k)n_{tot}\} \Gamma_L I_{ASE}^+(\lambda_k) \\ &+ pol \frac{\sigma_e(\lambda_k) h\nu_k \Delta\nu_k}{A_{cœur}} (\Gamma_L)^2 n_2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

où v_g est la vitesse de groupe.

2.2 Modélisation numérique

Nous détaillons dans cette section la méthode de résolution des équations de taux de l'inversion de population du niveau supérieur de l'ion Yb. Puis, nous présentons un algorithme de contre-réaction associé au modèle numérique, qui est mis en œuvre pour déterminer les formes temporelles optimales de pré-compensation des signaux lors de nos expériences, afin d'éviter les distorsions temporelle liées au processus de saturation par le gain.

2.2.1 Méthode de résolution

La méthode de résolution choisie consiste à résoudre pas à pas les équations d'ondes couplées, précédemment décrites. Pour cela, nous procédons à une discrétisation spatiale le long de l'axe de propagation z de la fibre en N_z tranches de longueur dz . De la même façon, nous procédons à une discrétisation temporelle, en N_t intervalles de longueur dt . Ainsi, nous avons choisis un pas temporel de 20 ps et un pas spatial de 4 mm, ce qui nous permet d'étudier des fibres de plusieurs mètres de longueur sur une fenêtre temporelle de 20 ns avec un temps de calcul de l'ordre de la minute. Ces valeurs ont été validées numériquement, afin de n'observer aucune variation liée à cette discrétisation.

D'autre part, nous nous plaçons dans le repère de l'impulsion, afin de dissocier la résolution en temps et en espace. L'impulsion est alors statique et nous faisons « défiler numériquement » la fibre optique. Cette considération nous permet également de séparer les aspects liés à l'amplification et ceux liés à la propagation (comme les effets non-linéaires par exemple).

Nous nous plaçons dans le cas d'un pompage quasi-continu et d'une amplification d'impulsion de durée très faible (nanoseconde) devant le temps de fluorescence (milliseconde). Cela se traduit par le fait que le milieu n'a pas le temps d'évoluer pendant la durée de présence de l'onde laser, et que par conséquent l'action de la pompe et de l'ASE sur le milieu est négligeable pendant le passage de l'impulsion. Nous distinguons ainsi deux phases successives : le pompage, puis l'amplification.

Au cours de la **phase de pompage**, de durée $t_{pompage} = 1/f_{rép}$, seules les ondes de pompe et d'ASE sont présentes dans le milieu. Les conditions aux limites sont donc les suivantes :

$$I_P(z = L) = I_{P0} = P_0 / A_{gain} \quad (2.13)$$

$$I_{ASE}^+(z = 0; \lambda_k) = 0 \quad (2.14)$$

$$I_{ASE}^-(z = L; \lambda_k) = 0 \quad (2.15)$$

$$I_L(z) = 0 \quad (2.16)$$

Pour calculer le développement de l'ASE bidirectionnelle de façon simultanée au développement de la pompe, nous avons opté pour une méthode de convergence décrite dans la référence [5]. Le calcul se déroule en trois étapes :

- étape 1 : le calcul du taux de population du niveau supérieur prend en compte uniquement l'onde pompe et les ondes ASE-. A partir des conditions initiales précédemment énoncées, nous résolvons, dans le sens négatif, les équations (2.10) et (2.11). L'équation (2.8) devient alors :

$$n_2 = n_{2stat} - (n_{2stat} - n_{20}) \cdot \exp \left\{ -t_{pompage} \left[(\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \frac{I_P}{h\nu_P} + \sum_k (\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)) \frac{I_{ASE}^-(\lambda_k)}{h\nu_k} + \frac{1}{\tau_{fluor}} \right] \right\} \quad (2.17)$$

- étape 2 : les valeurs calculées à l'étape 1 en $z = 0$ deviennent les conditions initiales pour résoudre, dans le sens positif, les équations (2.10), (2.11) et (2.12). L'équation (2.8) est réécrite de la façon suivante:

$$n_2 = n_{2stat} - (n_{2stat} - n_{20}) \cdot \exp \left\{ -t_{pompage} \left[(\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \frac{I_P}{h\nu_P} + \sum_k (\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)) \frac{I_{ASE}^+(\lambda_k) + I_{ASE}^-(\lambda_k)}{h\nu_k} + \frac{1}{\tau_{fluor}} \right] \right\} \quad (2.18)$$

- étape 3 : le calcul reboucle sur l'étape 1, en prenant en compte les ondes ASE+, avec pour condition initiale la valeur calculée en étape 2 pour $z = L$. Le calcul se poursuit à l'étape 2. Il reboucle sur l'étape 3 jusqu'à obtenir la convergence des résultats aux extrémités de la fibre.

Dans la modélisation, le paramètre de tolérance sur le calcul de convergence est un écart relatif de l'ordre de 0,01 % sur les valeurs aux extrémités de la fibre, soit entre 5 et 10 cycles d'itération dans la plupart des cas étudiés. D'une manière plus générale, la résolution des équations différentielles peut s'effectuer de différentes façons. Nous avons choisi une résolution simpliste par la méthode des pentes, qui est correcte à partir du moment où le pas de calcul est suffisamment petit pour être représentatif d'une petite variation. Nous n'avons pas noté de différence, en termes de précision numérique et de temps de calcul, avec d'autres méthodes d'intégration plus sophistiquées telle que « Runge Kutta ». A la fin du calcul de convergence, nous avons la connaissance de l'état d'inversion de population du niveau supérieur le long de la fibre $n_2(z)$, noté également n_{2z} , et des profils d'intensité de la pompe et des ondes ASE+ et ASE-. La phase de pompage est alors résolue pour la première impulsion.

Vient ensuite le calcul de la **phase d'amplification**, où seule l'onde signal est présente dans le milieu. Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$I_P(z) = I_{ASE}^+(z, \lambda_k) = I_{ASE}^-(z, \lambda_k) = 0 \quad (2.19)$$

$$I_L(z = 0) = I_L(t) \quad (2.20)$$

Le calcul de cette phase d'amplification se déroule de la même façon que pour la phase de pompage. Dans le sens positif cette fois-ci, nous résolvons l'équation (2.9), ainsi que l'équation (2.6) réécrite de la façon suivante :

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \{\sigma_{al} n_{tot} - [\sigma_{al} + \sigma_{el}] n_2\} \frac{I_L}{h\nu_L} - \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \quad (2.21)$$

A la fin de la phase d'amplification, l'impulsion a modifié la densité de population du niveau supérieur dans le milieu considéré n_{2z} , qui devient l'état initial de l'impulsion suivante : $n_{2z}(t=N_t ; \text{impulsion } N) = n_{20}(\text{impulsion } N+1)$. Une réitération des deux phases successives permet de faire passer plusieurs impulsions dans la fibre, jusqu'à atteindre un état stationnaire, à l'équilibre entre pompage, ASE et amplification du signal. Dans la suite, les résultats de la modélisation sont toujours évoqués à l'état stationnaire. Nous présentons cette notion d'état stationnaire dans la sous-section 2.4.3, ainsi que l'influence de l'ordre entre phase de pompage et phase d'amplification.

REMARQUE : Bien que nos besoins concernent une amplification de signal impulsionnel, la versatilité du modèle offre la possibilité de simuler une amplification d'un signal continu et d'un signal impulsionnel en régime de pompage continu co et/ou contra-propagatif. Le calcul d'amplification d'un signal continu est alors analogue au calcul de l'ASE+. En effet, le signal est une onde continue monochromatique, injectée en $z = 0$, et qui se développe à partir d'une intensité initiale $I_L = I_{L0}$. La résolution se déroule également en trois étapes :

- étape 1 : le calcul du taux de population du niveau supérieur prend en compte uniquement l'onde pompe et les ondes ASE-. A partir des conditions initiales précédemment énoncées, nous résolvons les équations (2.10), (2.11) et (2.17), dans le sens négatif.
- étape 2 : les valeurs calculées à l'étape 1 en $z = 0$ deviennent les conditions initiales pour résoudre les équations (2.8), (2.9), (2.10), (2.11) et (2.12), dans le sens positif.
- étape 3 : le calcul reboucle sur l'étape 1, en prenant en compte les ondes ASE+ et l'onde signal, avec pour condition initiale la valeur calculée en étape 2 pour $z = L$. Le calcul se poursuit à l'étape 2. Il reboucle sur l'étape 3 jusqu'à obtenir la convergence des résultats aux extrémités de la fibre.

Comme les ondes sont toutes continues, il n'est pas nécessaire de réitérer cette résolution. Une fois la convergence acquise, l'état stationnaire est établi. Nous obtenons alors les intensités de chacune des ondes considérées, ainsi que l'état de la densité de population du niveau supérieur le long de la fibre.

2.2.2 Algorithme de contre-réaction

Associé à la modélisation numérique, un algorithme de contre-réaction a été développé pour nous permettre de résoudre les équations en inverse [6], i.e. retrouver les paramètres à appliquer à l'amplificateur pour avoir un résultat donné. Cet algorithme est basé sur la méthode dite de « Gauss-Newton ». Cette méthode est une généralisation à n paramètres de la méthode de Newton, qui consiste à faire converger par itération successive une fonction mathématique au(x) paramètre(s) inconnu(s). On utilise la méthode de Gauss pour résoudre le système d'équations qui dérive de ces n paramètres, en minimisant une fonction d'erreur au sens des moindres carrés.

Une caractéristique très importante de cette architecture amplificatrice est la forme temporelle. Or, comme nous l'expliquons dans la section 2.4, ce type d'amplificateur fonctionne à forte saturation afin d'en extraire le maximum d'énergie, ce qui a pour effet de produire une distorsion du profil temporel par le processus de saturation par le gain. Cette distorsion est caractéristique d'un régime d'amplification particulier et de la forme

temporelle appliquée en entrée. Nous avons donc développé un algorithme de contre-réaction afin de déterminer quelle doit être la forme temporelle du signal à appliquer en entrée de l'amplificateur pour obtenir en sortie la forme temporelle désirée. Dans notre cas, nous avons choisi arbitrairement d'étudier des formes temporelles de type super-gaussiennes d'ordre élevé. Cependant cet algorithme permet de travailler sur des formes beaucoup plus complexes.

L'algorithme nous permet de retrouver des paramètres à partir d'une fonction donnée. Dans cette étude, la fonction numérique est le modèle d'amplification fibrée et les paramètres doivent correspondre à la forme temporelle désirée. Afin de réduire le nombre de paramètres, et augmenter la probabilité de convergence du processus, nous avons choisi de décrire chaque forme temporelle à l'aide d'une série de polynômes, dont les coefficients sont les paramètres à trouver. La série de polynômes est nécessairement exprimée dans une base orthonormée, comme par exemple les polynômes de Legendre. Pour des formes simples, 4 ou 5 coefficients sont nécessaires. Dans le cas de formes plus complexes, une astuce pour réduire le nombre de polynômes consiste à ajuster la forme temporelle par partie.

Le principe du calcul est illustré sur la Figure 2-4. A partir de la forme temporelle déformée par le processus de saturation par le gain, nous déterminons sa forme inverse et les coefficients de polynômes correspondant. Ces coefficients sont le point de départ de la boucle de contre-réaction. La forme inverse est appliquée en entrée de la fonction d'amplification. En sortie, nous calculons une fonction d'erreur, au sens des moindres carrés point à point, qui correspond à l'écart entre la forme désirée et la forme distordue. Cette fonction détermine ensuite l'impact de la variation de chaque coefficient de polynômes de la forme d'entrée sur la forme de sortie. Les coefficients sont ensuite ajustés, et la nouvelle forme est réinjectée dans la fonction d'amplification. Le calcul se réitère ainsi de suite, jusqu'à obtenir la forme optimisée (en entrée) permettant d'avoir la forme désirée (en sortie).

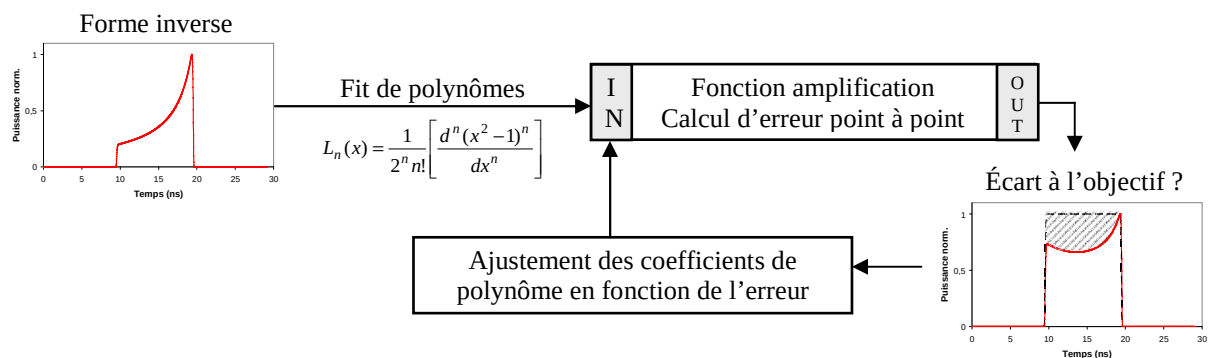


Figure 2-4 : Schéma de principe du calcul de contre-réaction afin de déterminer la forme temporelle optimisée permettant d'avoir une forme désirée en sortie de système amplificateur saturé.

2.2.3 Comparaison du modèle avec les résultats de la littérature

Dans une démarche de validation du modèle numérique, nous avons tout d'abord confronté les simulations à des résultats de la littérature. Nous présentons les comparaisons de nos simulations avec des études numériques. Puis, nous comparons les résultats expérimentaux publiés sur des systèmes que nous pouvions modéliser, avec les résultats de nos simulations.

Etudes numériques

La première comparaison concerne un article présentant des résultats numériques [7], à partir d'un code également basé sur les équations de taux de l'inversion de population du niveau supérieur. Nous constatons tout d'abord quelques incohérences dans l'article au niveau des données concernant les sections efficaces : elles ne correspondent pas avec la référence citée [2]. Nous avons reporté ces différences dans le Tableau 2-1.

Sections efficaces de la réf. [7]	Sections efficaces de la réf. [2]
$\sigma_{aL} = 5.0 \times 10^{-27} \text{ m}^2$	$\sigma_{aL} = 1.3 \times 10^{-26} \text{ m}^2$
$\sigma_{eL} = 3.4 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	$\sigma_{eL} = 3.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\sigma_{aP} = 8.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$	$\sigma_{aP} = 8.2 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\sigma_{eP} = 5.0 \times 10^{-26} \text{ m}^2$	$\sigma_{eP} = 3.0 \times 10^{-26} \text{ m}^2$

Tableau 2-1 : Comparaison des sections efficaces relevées dans les références [2] et [7].

Ces différences sont importantes, et a priori non expliquées. Nous comparons malgré tout les comportements étudiés dans l'article avec les sections efficaces de [7], dans les cas d'un pompage de 20 W et de 40 W sur la fibre décrite. Les résultats de cette comparaison sont présentés dans le Tableau 2-2 ci-dessous.

Résultats de [7], cas du pompage 20W		Notre modèle
$f_{\text{rép}} = 10 \text{ kHz}$	$E_L = 1,37 \text{ mJ}$	$E_L = 1,32 \text{ mJ}$
$f_{\text{rép}} = 40 \text{ kHz}$	$E_L = 0,37 \text{ mJ}$	$E_L = 0,39 \text{ mJ}$
$f_{\text{rép}} = 100 \text{ kHz}$	$E_L = 0,15 \text{ mJ}$	$E_L = 0,16 \text{ mJ}$

Résultats de [7], cas du pompage 40W		Notre modèle
$f_{\text{rép}} = 10 \text{ kHz}$	$E_L = 1,96 \text{ mJ}$	$E_L = 1,89 \text{ mJ}$
$f_{\text{rép}} = 40 \text{ kHz}$	$E_L = 0,74 \text{ mJ}$	$E_L = 0,82 \text{ mJ}$
$f_{\text{rép}} = 100 \text{ kHz}$	$E_L = 0,29 \text{ mJ}$	$E_L = 0,33 \text{ mJ}$

Tableau 2-2 : Comparaison du modèle avec les résultats numériques de la référence [7].

Ces comparaisons montrent un bon accord entre notre modèle et le modèle présenté dans l'article. L'origine du léger désaccord est probablement liée aux incertitudes sur les sections efficaces que nous avons constatées précédemment.

Etudes expérimentales

Nous avons ensuite effectué des comparaisons avec deux articles présentant des résultats expérimentaux. Il s'agit de configuration de type MOPA (acronyme anglais pour *master oscillator power amplifier*), mettant en œuvre des fibres microstructurées très similaires à celles que nous souhaitons utiliser dans nos expériences. Le Tableau 2-3 présente la comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux de la référence [8].

	Résultats de la référence [8]	Notre modèle
Energie de sortie	340 μ J	590 μ J
Puissance totale	4,9 W	8 W
Puissance ASE	400 mW	40 mW

Tableau 2-3 : Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux de [8]

Le calcul a été effectué avec les sections efficaces de la référence [2] bien qu'a priori il n'y ait aucune raison pour que la fibre utilisée dans l'article (dont on ne connaît pas la nature spectroscopique) ait des sections efficaces identiques.

Nous procédons de la même façon avec un second article de résultats expérimentaux [9].

	Résultats de la référence [9]	Notre modèle
Energie de sortie	540 μ J	1,3 mJ
Puissance totale	7,9 W	17 W
Puissance ASE	700 mW	760 mW

Tableau 2-4 : Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux de [9]

Nous observons près d'un facteur 2 sur l'extraction d'énergie en sortie de l'amplificateur. Ceci peut provenir par exemple des pertes du système et des effets non-linéaires non pris en compte dans le modèle. Il est également probable qu'il y ait des variations des données spectroscopiques liées à l'élévation en température de la fibre en raison du fort pompage. De plus, les écarts entre les sections efficaces réelles et celles considérées dans le calcul ont d'autant plus d'importance que le système fonctionne à forte énergie. C'est ce que semble montrer l'augmentation des écarts entre résultats expérimentaux [8, 9] et notre modèle, lorsque l'énergie extraite se rapproche de la gamme du milliJoule.

Enfin, d'autres hypothèses effectuées dans le développement du modèle (la distribution spatiale de dopant uniforme et homogène, et le caractère strictement monomode du cœur) s'ajoutent probablement à l'origine des écarts entre les simulations et les expériences. Cependant, nous montrons un bon accord d'ordre de grandeurs

entre notre modèle et les résultats expérimentaux présentés dans les références [8][9]. Ainsi, nous nous assurons que la modélisation représente correctement, i.e. pour les besoins de notre étude, le comportement d'un amplificateur à fibre double-gaine dopée Yb.

2.3 Effets non-linéaires dans les fibres optiques

Au cours du développement de l'architecture amplificatrice, nous avons observé l'apparition de certains effets non-linéaires, et avons donc cherché à comprendre leurs origines. L'objectif de cette section est tout d'abord de décrire brièvement les effets non-linéaires susceptibles d'être rencontrés dans nos expériences, ainsi que les seuils d'apparition en première approximation. Nous avons également établi un code de simulations numériques les incluant au modèle d'amplification, et dont nous présentons à la fin de la section la méthode de résolution utilisée.

Aujourd'hui bien connus [10], les phénomènes non-linéaires aux fréquences optiques sont très étudiés depuis l'invention du laser, grâce à cette nouvelle source lumineuse cohérente et très intense. Les effets non-linéaires dans la silice sont également largement étudiés [11], et utilisés dans de nombreux développements de systèmes fibrés (capteur, source laser, super-continuum...). En effet, en raison du fort confinement de l'onde dans une fibre optique, il est possible d'atteindre aisément des intensités lumineuses très importantes et donc d'exalter les non-linéarités. Ces effets non-linéaires sont parfois la cause de limitations aux performances lasers, ce qui est le cas dans les amplificateurs à fibre de forte énergie et/ou forte puissance.

Les phénomènes non-linéaires résultent de l'interaction d'un champ électromagnétique très intense avec un milieu transparent. Physiquement, il s'agit de la réponse du matériau : sa susceptibilité devient alors dépendante du champ en présence de façon non-linéaire. Le vecteur polarisation peut alors être décomposé en une partie linéaire et une partie non-linéaire du champ électrique, tel que :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} : \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right) \\ &\equiv \overset{\rightarrow(1)}{P}_L + \overset{\rightarrow(2)}{P}_{NL} + \overset{\rightarrow(3)}{P}_{NL} + \dots \end{aligned} \quad (2.22)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide, $\chi^{(n)}$ le tenseur de susceptibilité d'ordre n , les symboles $:$ et $:$ désignent les produits tensoriels de premier et deuxième espèces. Dans cette description mathématique, le tenseur de susceptibilité d'ordre 1, noté $\chi^{(1)}$, traduit les propriétés optiques linéaires, telles que l'indice de réfraction, l'absorption ou encore la biréfringence. Les tenseurs de susceptibilité d'ordre supérieur sont quant à eux liés à des effets d'optiques non-linéaires. L'ordre 2, noté $\chi^{(2)}$, est responsable d'effets tels que la génération de seconde harmonique, et de somme ou différence de fréquences. Cependant, le caractère centrosymétrique de la silice lui confère généralement une susceptibilité d'ordre 2 nulle. Ainsi, la silice est principalement le siège des effets non-linéaires du troisième ordre, tels que l'effet Kerr optique, et les diffusions stimulées Brillouin et Raman.

2.3.1 Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique se traduit par la dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu transparent avec l'intensité du champ optique. On parle communément de réfraction non-linéaire. Ce processus est issu de la déformation de la répartition de charge électronique des molécules de la silice. L'indice de réfraction peut être décomposé en un terme linéaire, noté $n(\omega)$, et un terme non-linéaire, noté n_2 et exprimé en $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, multiplié par l'intensité du champ optique appliqué, noté $I(t)$ et exprimé en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, tel que :

$$n_{NL}(\omega, I(t)) = n(\omega) + n_2 \cdot I(t) \quad (2.23)$$

Cette expression montre que pour que cet effet soit significatif, il faut que le terme $n_2 \cdot I(t)$ devienne non-négligeable devant le terme linéaire $n(\omega)$ à une fréquence angulaire optique ω donnée. Expérimentalement, nous mesurons en général des puissances optiques, et nous connaissons l'aire effective de la fibre. C'est pourquoi, nous définissons un **coefficient non-linéaire** d'une fibre optique, noté γ et exprimé en $\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$, qui permet de caractériser le « potentiel non-linéaire » d'une fibre, de la façon suivante :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2.24)$$

avec A_{eff} l'aire effective du mode optique à la pulsation de travail ω_0 .

Cette variation d'indice, i.e. en raison d'une forte intensité, peut produire une modulation de la phase de (ou des) onde(s) en présence. Cette phase non-linéaire peut être auto-induite, on parle alors d'**auto-modulation de phase** ou « SPM » (acronyme anglais pour *self phase modulation*). Le déphasage résiduel s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta\Phi_{SPM} = n_2 k_0 L I = \gamma P L \quad (2.25)$$

avec k_0 le vecteur d'onde, L la longueur de la fibre et P la puissance de l'onde optique. Cette expression traduit l'aspect cumulatif de l'effet Kerr. En effet, plus les longueurs de fibre considérées sont grandes, plus le déphasage non-linéaire s'accumule et devient important. Expérimentalement, la SPM se traduit par un élargissement symétrique du spectre optique.

L'effet Kerr optique est donc une conséquence « **non-contournable** » du fort confinement du guide d'onde. Ainsi, une fibre de dimension donnée (taille du mode et longueur effective) possède un seuil d'apparition intrinsèque de cet effet non-linéaire, ce qui constitue une limite fixe aux performances lasers. Dans le développement de notre architecture amplificatrice, seule l'onde signal est susceptible d'atteindre de fortes intensités. L'objectif est d'atteindre des impulsions de 1 mJ et de 10 ns, sur des aires effectives supérieures à $600 \mu\text{m}^2$, cela signifie des intensités (puissances) crêtes de l'ordre de $10 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ (100 kW). Or, l'indice non-linéaire dans une fibre standard est typiquement de l'ordre de $10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. Cela signifie donc qu'à ces niveaux d'énergie, il est tout à fait possible que le signal subisse de la SPM et voit ainsi son spectre s'élargir.

2.3.2 Diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée résulte d'un couplage entre une onde optique et une onde acoustique. On parle communément de processus de diffusion inélastique, car il s'agit de transfert d'énergie d'une partie de l'onde optique vers le milieu non-linéaire. En effet, une onde optique intense (appelée « pompe » ou excitatrice) peut générer une onde acoustique par un processus d'électrostriction, qui produit une modulation de l'indice de réfraction du milieu. Une partie de cette onde pompe peut être réfléchiée par ce réseau induit, et s'amplifier au cours de son trajet. Il s'agit de **rétrodiffusion**, car ce phénomène se produit en sens inverse de propagation de l'onde excitatrice. La lumière ainsi rétrodiffusée est décalée en fréquence par rapport à l'onde pompe, à cause du décalage Doppler associé au mouvement du réseau à la vitesse acoustique. Cette onde est appelée **onde Stokes**, et elle est décalée vers des fréquences plus basses, d'environ une dizaine de GHz, et de largeur spectrale intrinsèque $\Delta\nu_B^{\text{int}}$ à mi-hauteur environ 50 MHz dans la silice [11]. Autrement dit, la diffusion Brillouin stimulée ou SBS (acronyme anglais pour *stimulated Brillouin scattering*) peut être vue comme un processus dans lequel l'annihilation d'un photon pompe crée un photon Stokes et un phonon acoustique. La SBS apparaît lorsque la durée des impulsions devient du même ordre que la durée de vie du phonon acoustique (de l'ordre de 20 ns). Ce phénomène peut donc être négligé en régime d'impulsion picoseconde ou femtoseconde.

Expérimentalement, la SBS se traduit par une rétrodiffusion (partielle ou totale) de la puissance lumineuse injectée. Outre la diminution de transmission de la fibre optique, l'énergie rétrodiffusée peut causer de nombreux dommages en amont du système. De plus, dans le cas d'une fibre amplificatrice dopée Yb où le signal laser est susceptible générer de la SBS, l'onde Stokes peut être également amplifiée par la bande de gain de l'Yb (en raison du faible décalage en fréquence). Ces deux processus sont susceptibles de s'emballer à la moindre réflexion parasite, générant des impulsions très intenses par oscillations successives.

Une **puissance de seuil d'apparition** de la SBS est définie en régime continu et quasi-continu (i.e. impulsions nanosecondes dans une fibre de longueur quelques mètres) en tenant compte de la largeur spectrale de raie de l'onde optique [11], telle que :

$$P_{\text{SBS}}^{\text{seuil}} = \frac{21KA_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\nu_L \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B^{\text{int}}} \quad (2.26)$$

où $\Delta\nu_L$ et $\Delta\nu_B$ désignent respectivement les largeurs spectrales à mi-hauteurs de l'onde optique et du gain Brillouin accumulé au cours de la propagation (qui est identique à $\Delta\nu_B^{\text{int}}$ dans le cas d'une fibre homogène), g_B désigne le gain Brillouin ($5 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ dans la silice), la constante K est égale à $3/2$ pour une fibre standard lorsque la SBS est générée à partir du bruit, et l'opérateur $\otimes$ est le produit de convolution entre le profil spectral de l'onde pompe et celui du gain Brillouin.

Ainsi, dans le cas d'une fibre de 10 μm de diamètre de mode et de longueur 3 m, pour une raie laser de l'ordre de 44 MHz, la puissance seuil est de l'ordre de 10 W, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 0.1 μJ sur une durée de 10 ns. Cela signifie que la SBS est un **phénomène à prendre en compte** dès le début de l'architecture amplificatrice. Pour une fibre donnée et afin de lutter contre ce phénomène néfaste en termes

d'endommagement et d'efficacité laser, il est possible soit d'augmenter la largeur spectrale de la raie, soit de diminuer la longueur de fibre active. Nous avons choisi d'élargir expérimentalement la raie spectrale du laser à amplifier, via une modulation de phase, et détaillons dans le chapitre 3 la méthode de réalisation.

2.3.3 Diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman résulte d'un couplage entre une onde optique intense et les modes de vibration de la molécule de silice. Il s'agit également d'un processus de diffusion inélastique. Comme dans le cas de la diffusion Brillouin, la diffusion Raman stimulée ou SRS (acronyme anglais pour *stimulated Raman scattering*) peut être vue comme un processus à trois ondes couplées dans lequel l'onde pompe génère une **onde Stokes** décalée en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu non-linéaire. A la différence de la diffusion Brillouin, le réseau vibrationnel Raman se propage à une vitesse proche de celle de la lumière, et la diffusion se produit principalement dans le même sens que celui de l'onde optique excitatrice. Le décalage en fréquence par diffusion Raman est donc beaucoup plus grand que dans le cas de la diffusion Brillouin. Il est d'environ 13 THz dans la silice.

Expérimentalement, la SRS se traduit par une diminution de la puissance d'un signal en raison de la « fuite énergétique » vers d'autres fréquences. Ce processus est donc dommageable en termes d'efficacité laser. Toutefois, contrairement à la SBS, dans le cas d'une fibre amplificatrice dopée Yb où le signal laser est susceptible de générer de la SRS, l'énergie diffusée est généralement éloignée de la bande de gain de l'Yb en raison du fort décalage en fréquence. Par exemple, un décalage de 13 THz par rapport à un signal à la longueur d'onde de 1053 nm correspond à une longueur d'onde de 1101 nm, qui est bien moins amplifiée que l'onde signal excitatrice. Il est donc moins probable de voir apparaître un phénomène d'impulsion géante, par oscillations successives à cause de la ré-amplification dans le milieu à gain. De façon analogue à la SBS, il est aussi possible de définir une **puissance de seuil d'apparition**, telle que :

$$P_{SRS}^{seuil} = \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (2.27)$$

où g_R est le gain Raman, typiquement de l'ordre de $1 \times 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ dans la silice. Il apparaît dans cette expression que le seul moyen de lutter contre ce phénomène est d'agir sur les paramètres de la fibre (la longueur de fibre ou l'aire effective). Autrement dit, à une fibre donnée correspond un seuil « non ajustable » d'apparition de SRS. Par exemple, dans le cas d'une fibre d'aire effective de $600 \mu\text{m}^2$ et de longueur 3 m, la puissance de seuil d'apparition de SRS est 32 kW, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 320 μJ sur une durée de 10 ns. Dans le cas de fibre active, ce résultat doit néanmoins être nuancé au niveau de la longueur effective de fibre considérée. En effet, l'intensité du signal amplifié n'est pas constante au cours de sa propagation dans la fibre active. Si l'on obtient une énergie de 1 mJ en sortie de fibre avec un gain total de 20 dB type exponentiel, seul le dernier cinquième de la fibre est traversé par une énergie par impulsion supérieure à 400 μJ . La longueur de fibre à considérer est donc beaucoup moins importante que la longueur totale de la fibre active. Par conséquent, la dynamique de la SRS est une notion primordiale pour sa prise en compte et l'estimation de seuil d'apparition dans le cas de fibre active. Il semble **peu probable** que la SRS apparaisse de façon importante dans notre

architecture amplificatrice, étant donné les faibles longueurs de fibre actives considérées. Ce phénomène ne devrait donc pas être une limitation forte au développement de l'architecture amplificatrice.

2.3.4 Traitement numérique

Nous venons de montrer que les effets non-linéaires sont d'autant plus importants que les longueurs de fibre considérées sont grandes. Or, concernant le développement de notre architecture amplificatrice, nous sommes amenés à utiliser des fibres de quelques mètres de longueur, ce qui reste relativement court. La SBS étant éliminée à l'aide d'une solution expérimentale, seuls les effets se produisant dans le même sens que le signal, l'effet Kerr optique et la SRS, sont à prendre en compte.

Les effets combinés des non-linéarités optiques (précédemment énoncés), de la dispersion et de l'atténuation (caractéristiques exaltées dans le cas de fibre spécifique, très longue ou ayant un fort coefficient non-linéaire) d'un ou plusieurs champs optiques se propageant dans une fibre peuvent être traités simultanément en résolvant l'**équation de Schrödinger non-linéaire** ou NLSE (acronyme anglais pour *non-linear Schrödinger equation*) [11].

Au cours du développement de la modélisation numérique de l'amplification dans une fibre double-gaine dopée Yb, les possibilités d'intégrer la NLSE à l'ensemble du modèle sont étudiées. La méthode de résolution choisie est semblable à la méthode de Fourier itérative (*split-step Fourier* en anglais). Nous avons tout d'abord négligé les termes d'effets dispersifs et de pertes en ligne, en raison des faibles longueurs de fibre considérées, ainsi que l'impact du pompage sur le développement des non-linéarités. Puis, au cours de la phase d'amplification, deux étapes indépendantes se succèdent sur une même tranche spatiale dz :

- une étape d'amplification classique, où les variations de phase de l'onde signal sont négligées, seule la variation de l'intensité du champ optique est calculée.
- puis une étape de calcul des effets non-linéaires en résolvant la NLSE avec les termes de Kerr optique et de Raman, ce qui aboutit à la variation de la phase du champ optique.

L'implémentation des équations dans le code numérique est réalisée. Les premiers essais sur des cas tests (exaltant les effets non-linéaires sur de courtes longueurs de fibres) semblent montrer que cette méthode fonctionne. Une étude numérique approfondie est cependant indispensable à la validation définitive des résultats de calculs. Toutefois, cette méthode est très coûteuse en capacité et en temps de calcul, comparativement à la modélisation de l'amplification seule. Les effets que l'on cherche à modéliser provoquent notamment des décalages fréquentiels de paquet de photons sur une plage supérieure à 13 THz. Or, nous modélisons des impulsions nanosecondes voir dizaine de nanosecondes. Un grand nombre de points est donc nécessaire afin d'avoir une résolution acceptable simultanément en temps et en spectre. A titre d'exemple, pour un gain Raman étudié sur une plage de ± 30 THz, avec une impulsion de 1 ns, le calcul nécessite un nombre de points en temps de 2^{20} , soit un intervalle temporel $dt = 17$ fs, et un intervalle en fréquence optique $df = 57$ MHz. Le calcul de l'amplification prend alors une dizaine d'heures, au lieu de quelques minutes. En conclusion, étant donné que ces effets sont difficilement compensables et qu'un rapide calcul d'ordre de grandeur nous renseigne suffisamment sur les seuils d'apparition, nous n'avons pas poursuivi l'optimisation de cet algorithme par manque de temps. La

démarche expérimentale a donc consisté à évaluer les limites potentielles du système liées aux effets non-linéaires.

2.4 Etude du comportement de l'amplificateur

L'objectif de cette section est de comprendre comment fonctionne un amplificateur à fibre double-gaine dopée Yb en régime d'impulsion nanoseconde multi-kiloHertz, à partir de la modélisation numérique de l'amplification présentée dans la section précédente. Nous identifions tout d'abord quels sont les degrés de liberté pour réaliser le dimensionnement de l'architecture en fonction des performances visées. Puis, nous présentons les différents régimes de fonctionnement de ce type d'amplificateur, avec notamment les différents régimes d'amplification et le processus de saturation. Nous étudions plus particulièrement l'influence de la fréquence de répétition et du développement de l'ASE sur le rendement énergétique et le rapport signal sur bruit de l'amplificateur.

2.4.1 Paramètres ajustables

Pour dimensionner l'architecture amplificatrice, nous disposons d'un certain nombre de degrés de libertés, qui sont les paramètres ajustables du système. En effet, nous devons tout d'abord choisir la fibre amplificatrice. Il est question ici de d'utiliser des fibres disponibles commercialement. Les dimensions cœur-gaine sont donc fixées par le fabricant, ainsi que le taux de dopage. Nous sommes dans une logique de montée progressive en énergie, afin de permettre un contrôle précis des caractéristiques, en particulier le développement du bruit de fluorescence (ASE) et le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Ainsi, nous choisissons des fibres dont la taille du cœur augmente d'un étage d'amplification à l'autre. L'objet de l'étude numérique qui suit consiste à déterminer quelle est la **longueur de fibre active** optimale pour chacun des étages, qui est le seul paramètre ajustable de la fibre optique.

Par ailleurs, nous avons choisi un pompage avec une onde continue et en configuration contra-propagative au signal, pour des considérations pratiques de mise en œuvre (facilité d'injection, de discrimination de la pompe du signal amplifié et l'absence de synchronisation en durée et fréquence entre la pompe et le signal). Néanmoins, nous avons comme degrés de liberté la **puissance de pompe**, ainsi que la **longueur d'onde**. Concernant la longueur d'onde, il existe deux gammes de diode de forte puissance disponibles commercialement dans la gamme d'absorption de l'Yb : à 915 nm et 976 nm. A 915 nm, le rapport entre l'absorption et l'émission est plus favorable qu'à 976 nm, comme illustré sur la courbe des sections efficaces en Figure 2-3. En revanche, la section efficace d'absorption est beaucoup plus faible à 915 nm qu'à 976 nm, ce qui signifie qu'il est nécessaire de pomper plus fortement pour atteindre un même niveau d'inversion, (voir la sous-section 2.4.2). Une fois la diode choisie, le paramètre réellement ajustable de la pompe est sa puissance, qui est fonction du gain que l'on souhaite atteindre et du bruit acceptable généré.

Enfin, comme nous l'expliquons dans le chapitre 3, nous disposons d'une **source signal versatile** qui nous permet d'ajuster indépendamment l'ensemble des paramètres du signal, à savoir la **durée d'impulsion** (dans la gamme [1 ; 28] ns), la **fréquence de répétition** (dans la gamme monocoup jusqu'à 20 kHz), et la **forme**

temporelle (par pas de 100 ps avec un temps de montée de 200 ps). Tous ces paramètres nous permettent d'optimiser le gain et les caractéristiques du signal amplifié en sortie du système.

2.4.2 Absorption de la pompe et taux d'inversion de population

Nous présentons maintenant les conséquences de différentes propriétés lasers d'un milieu amplificateur dopé Yb, qui ont été largement étudiées ces dernières années. Il n'est pas question ici de reprendre toutes les équations et leurs comportements aux limites, comme dans les références [12][13], mais plutôt d'introduire certaines notions essentielles à la compréhension du comportement de ce type de système amplificateur.

REMARQUE : Nous choisissons d'étudier dans cette section une **fibre** de type **DC-105/11-PM-Yb** (du fabricant NKT Photonics) de **longueur 3 m**, pompée dans le sens négatif (i.e. de $z = L = 3$ m à $z = 0$) par une onde continue avec $t_{pompage} = 100$ μ s.

Nous étudions tout d'abord la **phase de pompage**, pendant laquelle nous considérons uniquement l'injection de l'onde de pompe durant $t_{pompage}$, correspondant à l'intervalle entre deux impulsions. La Figure 2-5 illustre l'évolution de l'intensité de la pompe, et donc son absorption par les ions actifs, à une longueur d'onde de 976 nm et de largeur 3 nm FWHM, pour différentes puissances injectées (P_0) pendant la phase de pompage.

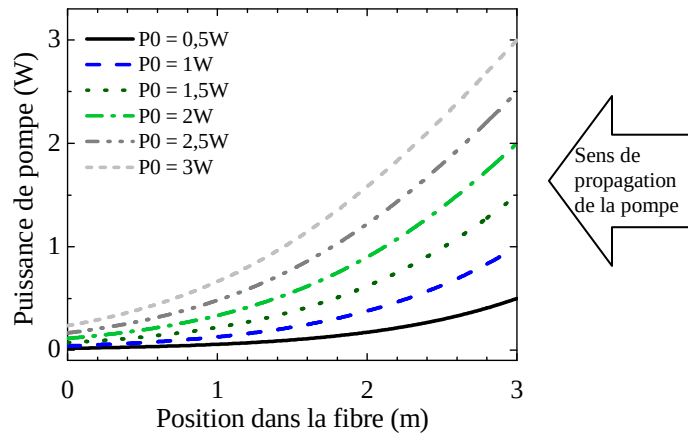


Figure 2-5 : Evolution de l'intensité de la pompe à 976 nm de longueur d'onde, pour différentes puissances, en fonction de la position dans la fibre.

L'ion Yb peut être considéré comme étant un système quasi-deux-niveaux. Par conséquent, la longueur d'onde de pompe peut être réémise après avoir été absorbée. Nous introduisons alors la **notion de transparence**. Lorsque la population du niveau excité atteint le niveau de population de transparence à une longueur d'onde donnée, alors cette longueur d'onde n'est plus absorbée. On définit une intensité de pompe $I_{P_{trL}}$ permettant d'atteindre l'inversion de transparence à la longueur d'onde du signal, telle que :

$$I_{P_{trL}} = \frac{h \cdot \nu_p}{\left(\frac{\sigma_{aP} \cdot \sigma_{eL}}{\sigma_{aL}} - \sigma_{eP} \right) \tau_{fluo}} \quad (2.28)$$

Dans notre exemple, l'intensité de pompe vaut $I_{ptrL} = 5.7 \text{ MW.m}^{-2}$ lorsque le signal est monochromatique à la longueur d'onde de 1053 nm. Ceci signifie qu'il est nécessaire d'avoir une puissance de pompe supérieure à 50 mW sur toute la longueur de la fibre (en considérant la surface cœur/gaine). Autrement dit, injecter 0,5 W de pompe dans la fibre est suffisant pour atteindre l'inversion de transparence à la longueur d'onde du signal, d'après la Figure 2-5, et donc ne pas réabsorber le signal.

D'autre part, l'absorption de la pompe sature pour de très grandes valeurs d'intensités de pompe. On parle de saturation de la pompe. On définit alors une **inversion de population maximale** accessible à une longueur d'onde de pompe donnée, notée n_{2trP} , et définie telle que :

$$n_{2trP} = n_{tot} \frac{\sigma_{aP}}{\sigma_{aP} + \sigma_{eP}} \quad (2.29)$$

Cette définition est applicable à toutes longueurs d'onde considérées. Dans notre exemple, le taux d'inversion de population maximale accessible en l'absence d'émission stimulée (comme par exemple les ondes d'ASE) est de $n_{2trP}/n_{tot} = 50 \%$. On définit également l'**intensité de saturation** de la pompe, notée I_{Psat} , selon laquelle le milieu atteint la moitié du niveau d'inversion de population maximale, (au cours d'un temps de pompage supérieur au temps de fluorescence), telle que :

$$I_{Psat} = \frac{h \cdot \nu_P}{(\sigma_{aP} + \sigma_{eP}) \tau_{flu}} \quad (2.30)$$

Dans notre exemple, l'intensité de saturation de la pompe vaut 47 MW.m^{-2} , ce qui correspond à une puissance de pompe supérieure à 400 mW tout au long de la fibre (en considérant la surface cœur/gaine). Cette intensité de saturation n'est jamais atteinte à des puissances de pompe de quelques watts, du fait d'un temps de pompage (100 μs) trop court. Cela signifie que l'on n'est pas limité par la saturation de la pompe.

Nous illustrons maintenant l'impact de la longueur d'onde de pompe sur le taux d'inversion de la population, au cours d'une phase de pompage, sur la Figure 2-6. L'intérêt de pomper à 976 nm pour une amplification d'un signal à 1053 nm apparaît donc clairement. Cela permet d'atteindre une inversion de population plus importante avec une puissance de pompe plus basse.

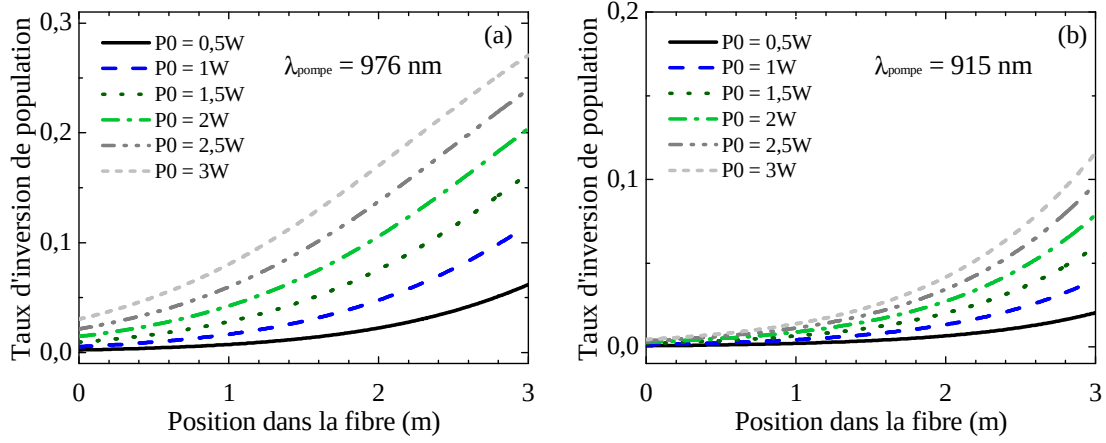


Figure 2-6 : Evolution du taux de l'inversion de population (n_2/n_{tot}), pour différentes puissances de pompe, en fonction de la position dans la fibre, dans le cas d'un pompage à 976 nm (a) et à 915 nm (b).

Au cours de la phase de pompage, les ondes d'ASE sont générées à partir du bruit de fluorescence. Nous illustrons sur la Figure 2-7 l'évolution en puissance de ces ondes ASE+ et ASE- en fonction de la position dans la fibre. Il est à noter que l'ASE+ est légèrement plus important que l'ASE-, à chacune des extrémités de la fibre. Ce phénomène résulte d'une compétition entre ces différentes ondes se propageant en sens inverse les unes des autres. La pompe est de forte intensité en fin de fibre ($z = L = 3$ m), produisant une inversion de population plus importante en fin de fibre. En conséquence, les ondes ASE- bénéficient à leur départ d'une forte inversion de population, puis si cette inversion n'est pas conservée tout au long de la fibre, ces ondes ont tendance à être réabsorbées en début de fibre. En revanche, les ondes ASE+ sont confrontées à une inversion de population de plus en plus importante au cours de leur propagation et sont donc continuellement amplifiées.

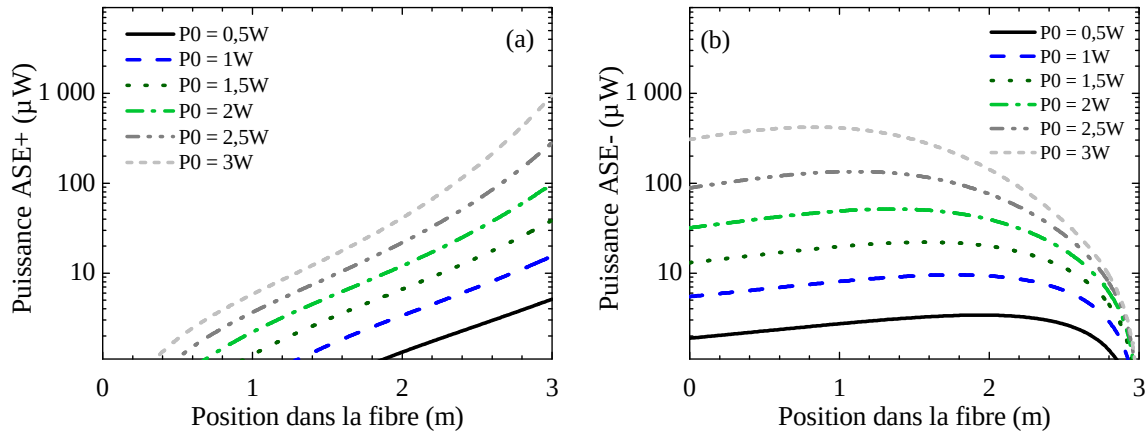


Figure 2-7 : Evolution de la puissance d'ASE+ (a) et d'ASE- (b), pour différentes puissances de pompe, à 976 nm de longueur d'onde, en fonction de la position dans la fibre.

2.4.3 Notion d'état stationnaire

Au cours de l'amplification, il y a tout d'abord une phase transitoire, qui est d'autant plus longue que le système est saturé et que la fréquence de répétition est importante. Ceci provient du fait que le temps de pompage est plus court que le temps de fluorescence. Puis, le système se stabilise, on dit qu'il atteint un état stationnaire. Cet équilibre est atteint lorsque les variations des grandeurs du milieu amplificateur deviennent négligeables au passage d'une impulsion à l'autre. D'une manière générale, nous nous intéressons uniquement au résultat d'un système stabilisé.

Il est à noter que l'ordre d'injection du signal et de la pompe peut provoquer des comportements différents, comme le montre la Figure 2-8. Si le signal est injecté avant ou en même temps que la pompe, on observe une phase transitoire de l'amplification progressive, Figure 2-8 (b). En revanche, si la pompe est injectée avant le signal, et pendant un temps lui permettant de saturer le milieu, alors la première impulsion injectée dans le milieu est considérablement amplifiée, provoquant un phénomène d'impulsion géante qui peut être très dommageable, Figure 2-8 (a). C'est pourquoi, nous préférons expérimentalement injecter systématiquement le signal avant la pompe. Cependant, la modélisation permet de prendre en compte tous les types de comportements.

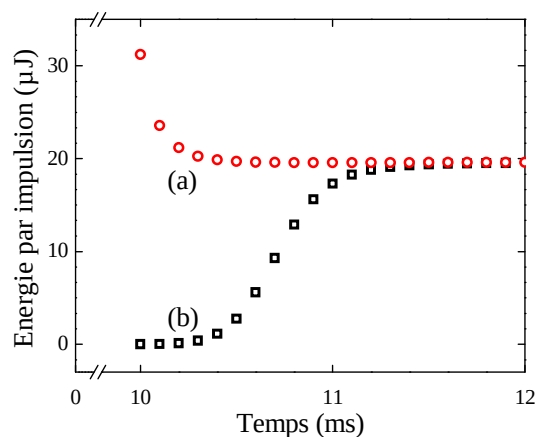


Figure 2-8 : *Energie extraite en fonction du temps, sur un amplificateur pompé à 1 W et à 976 nm, pour un signal d'entrée de 10 nJ et de profil temporel super-gaussien d'ordre 20 de durée 10 ns à 10 kHz. (a) La pompe est injectée à $t = 0$ et le signal à $t = 10$ ms. (b) La pompe et le signal sont injectés à $t = 10$ ms.*

2.4.4 Distinction des régimes de gain

Nous définissons le gain comme étant le rapport entre l'énergie par impulsion signal réellement injectée en entrée du système amplificateur et l'énergie extraite en sortie. Cette définition ne tient pas compte du coefficient d'injection du signal, qui est déterminé au préalable expérimentalement. De même concernant l'extraction du signal, il est important de prendre en compte, lors des mesures expérimentales, les fonctions de transmission des différentes optiques que traverse le signal amplifié. Par exemple, le miroir dichroïque permettant d'injecter la pompe et d'extraire le signal possède une transmission du signal de l'ordre de 95%, ce qui est indépendant du gain de l'amplificateur.

Pour décrire le gain d'un système amplificateur (quel qu'il soit, optique ou électrique), il est courant de faire la distinction entre deux régimes de fonctionnement. On distingue tout d'abord le **régime de gain « petit signal »**, (appelé également régime linéaire). Dans ce mode de fonctionnement, le système amplificateur peut être assimilé à une fonction homothétique, où seule l'énergie par impulsion est augmentée au cours de l'amplification. Ainsi, toute modification sur le signal est retransmise par le système amplificateur, à condition de ne pas atteindre les seuils d'apparition d'effets non-linéaires. Ce comportement est illustré sur la Figure 2-9, qui représente l'évolution du gain en fonction de l'énergie d'entrée. On constate que le gain demeure constant jusqu'à environ 10 pJ, ce qui constitue la limite de la zone linéaire de fonctionnement.

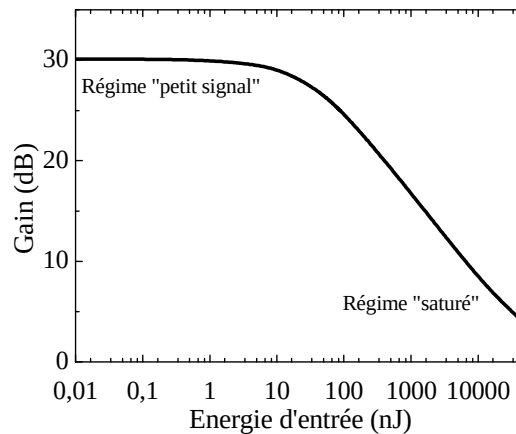


Figure 2-9 : Etude du gain en fonction de l'énergie du signal d'entrée, dans un système amplificateur, pompée à 1 W et à 976 nm en sens inverse du signal qui est injecté avec un profil temporel super-gaussien d'ordre 20, de durée 10 ns à une fréquence de répétition de 10 kHz.

Lorsque l'énergie du signal d'entrée devient plus importante, le gain diminue, traduisant ainsi le phénomène de saturation de l'amplificateur. On parle de **régime de gain « saturé »**. Le système continue à délivrer de l'énergie, pour autant que le milieu puisse en contenir, mais le gain n'est plus aussi important. On peut également comprendre ce phénomène par analogie à la saturation de la pompe où le système ne peut emmagasiner une énergie infinie. En régime saturé, les petites variations du signal ne sont pas traduites sur le signal amplifié. A forte saturation, le système délivre toujours la même énergie (maximale). Autrement dit, le régime de gain saturé est obtenu lorsque le passage de l'impulsion, au travers d'un système préalablement pompé, va produire une désexcitation significative. On parle également de déplétion du milieu.

Dans le cas d'un amplificateur d'impulsion, cette saturation produit une distorsion temporelle de l'impulsion amplifiée. Ce processus est appelé la « saturation par le gain », et se traduit par une amplification plus importante du front avant de l'impulsion par rapport au front arrière. Ce phénomène est illustré sur la Figure 2-10, où l'on observe deux impulsions en sortie du même système amplificateur présenté précédemment, avec pour la première une énergie de 0,1 nJ en entrée (i.e. cas du régime de gain petit signal, trait en pointillés noirs sur la Figure 2-10) et pour l'autre une énergie de 1 μ J en entrée (i.e. cas du régime de gain saturé, trait continu rouge sur la Figure 2-10). Toutes deux possèdent un profil temporel d'entrée de type super-gaussien d'ordre 20. On peut comprendre le phénomène de distorsion temporelle de la façon suivante : le front avant de l'impulsion perçoit un réservoir d'énergie très important et il est « capable » d'en extraire suffisamment pour diminuer

l'énergie stockée dans le milieu amplificateur. Ainsi le front arrière de l'impulsion perçoit un réservoir d'énergie moins important, et il est donc moins amplifié.

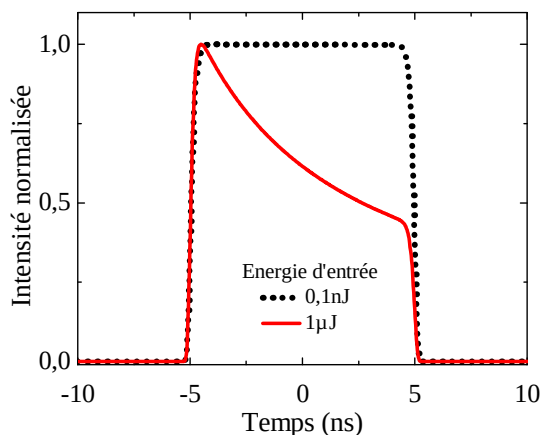


Figure 2-10 : Illustration de la saturation par le gain. Deux impulsions à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 en entrée avec une énergie de 0,1 nJ (pointillé, régime petit signal) et une énergie d'entrée de 1 μ J (ligne continue, régime saturé), et issues d'un même amplificateur.

Cette distorsion a donc pour effet d'augmenter de façon très importante la puissance crête de l'impulsion, avec le risque d'une exaltation prématurée des effets non-linéaires. Il est donc très important de pouvoir contrôler cette forme temporelle. Pour cela, il existe des méthodes de compensation, via une modulation d'amplitude de la forme temporelle. On détermine au préalable une forme temporelle volontairement déformée avant injection, afin que le processus de saturation par le gain redresse la forme temporelle permettant en sortie d'obtenir la forme désirée. Cette détermination est réalisée dans nos expériences numériquement, à l'aide de l'algorithme de contre-réaction précédemment présenté. Nous rappelons toutefois qu'il existe d'autres méthodes pour déterminer la forme temporelle permettant de pré-compenser cette saturation par le gain, comme expliqué dans l'état de l'art du chapitre 1. Ces méthodes sont basées sur un calcul de résolution dite de Frantz&Nodvik inverse [14, 15], mais nécessitent des données expérimentales et/ou une rétroaction expérimentale. De plus, ces méthodes négligent le développement des ondes ASE dans leur mode de calcul.

Enfin, le fonctionnement en régime de gain petit signal ou saturé est un réel choix, qui se résume à extraire du gain ou de l'énergie. En effet, en régime petit signal, il est possible d'atteindre de forts gains et il peut être important de ne pas modifier le signal en sortie d'amplificateur. En revanche, le système conserve une énergie stockée très importante, après le passage de l'impulsion. Cela n'est pas optimal en termes de rendement optique, et a également pour conséquence de produire de l'ASE, surtout à faible fréquence de répétition. Le choix de fonctionnement en régime saturé permet d'extraire beaucoup d'énergie, voir quasiment toute celle stockée, ce qui est très favorable en termes de rendement optique. Le développement de l'ASE est de surcroît bien moins important. Dans ce contexte, les gains atteints ne sont pas très forts, ce qui implique le recours à plusieurs étages d'amplification, (au détriment de la robustesse et de la fiabilité).

2.4.5 Influence de la fréquence de répétition

Lorsque la fréquence de répétition diminue, le temps entre chaque impulsion augmente, i.e. le temps de pompage. Ce temps de pompage est à comparer avec le temps de fluorescence du milieu amplificateur. Dans une fibre dopée Yb, ce temps de fluorescence est de 0.87 ms, ce qui correspond à une fréquence équivalente de 1.15 kHz. Il caractérise la rapidité d'un milieu à passer d'un état fondamental à un état excité (et inversement). Nous pouvons utiliser l'image d'un condensateur (équivalent du milieu actif), qui se charge sous l'action de l'onde pompe et se décharge au passage de l'onde signal. Autrement dit, si le temps de pompage est plus grand que le temps de fluorescence, alors le milieu a le temps d'atteindre l'inversion de population maximale, et inversement.

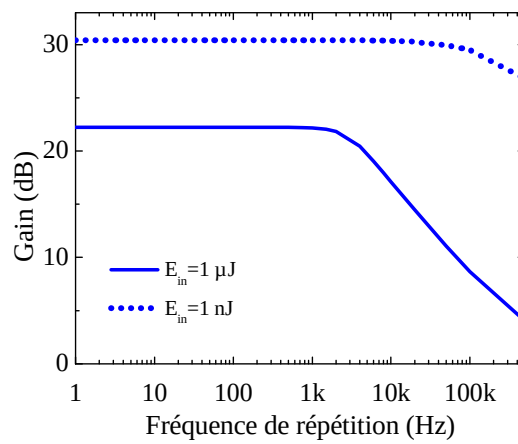


Figure 2-11 : Evolution du gain en fonction de la fréquence de répétition du signal d'entrée, dans un amplificateur pompée à 1 W et à 976 nm en sens inverse du signal de 1 µJ (ligne continue, régime saturé) ou de 1 nJ d'énergie d'entrée (pointillé, régime petit-signal) un profil temporel super-gaussien d'ordre 20 et de durée 10 ns.

En régime petit signal, les variations de la fréquence de répétition n'ont un effet sur le gain qu'à partir de 100 kHz, soit un temps de pompage 100 fois plus court que le temps de fluorescence, comme illustré sur la Figure 2-11 avec la courbe en pointillé. Cela traduit le fait que l'énergie stockée est très importante par rapport à celle du signal. En régime de gain saturé (ligne continue sur la Figure 2-11), le gain diminue de façon très importante dès lors que la cadence de répétition du signal devient plus rapide que le temps de fluorescence. Dans le cadre de nos études, nous cherchons à travailler à des cadences de 1 à 10 kHz. A ces gammes, la fréquence de répétition a donc une grande influence sur le gain du système.

REMARQUE : Cette zone de fonctionnement est définie d'une part car le système source du pilote n'est pas conçu pour fonctionner à plus haute cadence, et d'autre part car en dessous de 1 kHz, i.e. un temps de pompage très grand devant le temps de fluorescence, le système devient insensible aux variations de fréquence de répétition.

De la même façon, nous nous sommes intéressés à l'impact du taux de répétition sur le niveau d'ASE. La Figure 2-12 représente la puissance des ondes ASE+ (P+, courbe noire) et ASE- (P-, courbe rouge) pour deux niveaux d'énergie du signal d'entrée, correspondant au régime linéaire (1 nJ, en traits pointillés) et saturé (1 µJ, ligne

continue). Comme nous l'avons déjà évoqué, lorsque le temps de pompage est supérieur au temps de fluorescence, alors l'ASE se développe librement et de façon maximale, et cela quelque soit le régime de fonctionnement de l'amplificateur. En augmentant la fréquence de répétition, l'ASE est de moins en moins important, jusqu'à devenir négligeable pour des cadences supérieures à 100 kHz. Dans la zone qui nous intéresse (multi-kiloHertz), nous remarquons que le régime de fonctionnement, saturé (lignes continues sur la Figure 2-12) ou linéaire (courbes en pointillés sur la Figure 2-12), a un fort impact sur le développement des ondes ASE. Il est donc plus favorable de ce point de vue de fonctionner à hautes fréquences de répétition et en régime de gain saturé.

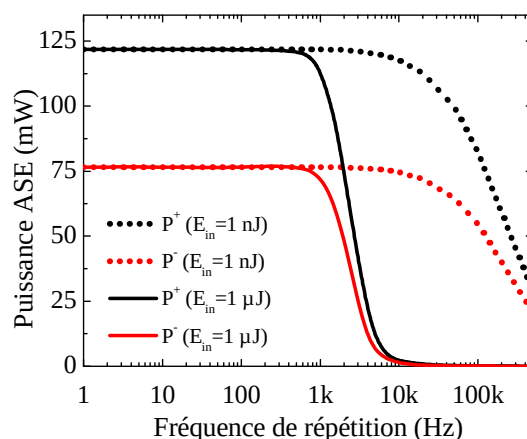


Figure 2-12 : Evolution de la puissance des ondes ASE+ (P^+) et ASE- (P^-), en fonction de la fréquence de répétition du signal en régime linéaire (1 nJ en entrée d'amplificateur, traits pointillés) et en régime saturé (1 µJ en entrée d'amplificateur, ligne continue). La pompe est à 976 nm, et injectée en sens inverse du signal, qui lui possède en entrée un profil temporel super-gaussien d'ordre 20 de durée 10 ns.

D'autre part, il est à noter que ces paramètres de fonctionnement ne sont pas accessibles dans des configurations de système de type oscillateur Q-Switch. En effet, ces lasers ne permettent pas de régler indépendamment la durée des impulsions (et donc l'énergie) et la fréquence de répétition. Il est alors délicat d'optimiser le système à faible fréquence de répétition. Ceci n'est pas le cas dans nos expériences, car nous distinguons clairement la fonction oscillateur de l'amplificateur. De plus, nous disposons d'un oscillateur nous permettant de régler indépendamment ces différents paramètres.

Enfin, nous venons de voir que de travailler dans la gamme multi-kiloHertz implique une forte influence du régime de fonctionnement (saturé ou linéaire/petit signal) sur les performances de l'amplificateur. En outre, lorsque le temps de pompage est proche du temps de fluorescence, la saturation de l'amplificateur diminue fortement la génération d'ASE, au prix d'une diminution du gain escompté. C'est pourquoi, nous avons eu recours à plusieurs étages d'amplification.

2.4.6 Dimensionnement

Nous cherchons à dimensionner une architecture amplificatrice à base de fibre optique double-gaine dopée Yb, répondant aux exigences du cahier des charges. L'utilisation du modèle numérique nous a permis d'étudier le

comportement de ce type d'amplificateur, et d'identifier les différents régimes de fonctionnement possibles. Une fois identifiés, nous pouvons alors procéder au dimensionnement des paramètres ajustables. Cette démarche se résume à trouver le meilleur compromis entre gain et rapport signal-sur-bruit, pour répondre aux exigences du cahier des charges.

Outre les performances lasers, que nous détaillons dans le chapitre 3, les considérations de matériel, de robustesse et de fiabilité nous amènent à limiter volontairement le nombre d'étages d'amplification. Ceci implique que le gain visé doit être réparti sur un nombre restreint d'amplificateurs. De plus, le processus de saturation par le gain est limitant pour nos applications, car nous cherchons à contrôler parfaitement la forme temporelle. Bien que la pré-compensation par modulation d'amplitude de la forme temporelle nous permette de fonctionner en régime de saturation, il est préférable de limiter ce processus dans la mesure du possible. En effet, plus le système est saturé, plus il est compliqué de compenser cette saturation.

D'autre part, le développement de l'ASE est le plus gros contributeur dans la dégradation du rapport signal-sur-bruit dans des amplificateurs à terre rare (en raison du stockage d'énergie). Nous définissons le rapport signal-sur-bruit ou SNR (acronyme anglais pour *signal-to-noise ratio*), exprimé en dB, comme étant le contraste temporel entre la puissance de l'impulsion du signal monochromatique (i.e. la puissance crête du signal) et la puissance du fond continu à spectre large d'ASE (i.e. la puissance moyenne d'ASE sur la plage spectrale de 1µm à 1,1µm), tel que :

$$SNR = 10 \log_{10} \frac{P_L^{crête}}{\langle P_{ASE} \rangle} \quad (2.31)$$

Cette définition approxime le développement de la puissance d'ASE à sa valeur moyenne entre les impulsions. Nous avons montré que le fonctionnement dans la gamme de 1 à 10 kHz de fréquence de répétition n'est pas favorable au SNR, puisque l'ASE se développe de façon importante entre les impulsions dans ce régime de fonctionnement. En revanche, nous montrons expérimentalement dans le chapitre 3 qu'avec un dimensionnement adapté, la génération d'ASE peut être limitée, et que cette approximation est tout à fait justifiée dans notre étude.

Il convient alors de déterminer le couple longueur de fibre et puissance de pompe, qui permette d'obtenir le meilleur compromis gain/qualité d'amplification. Dans cet objectif, nous avons tracé sur la Figure 2-13 l'évolution de la courbe de gain en fonction de la longueur de fibre, pour différentes puissances de pompe.

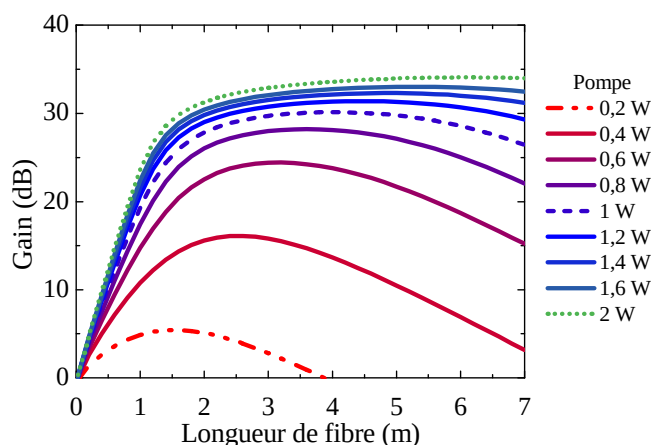


Figure 2-13 : Evolution du gain en fonction de la longueur de fibre, pour différentes puissances de pompe (à 976 nm), injectée en sens inverse d'un signal à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 de durée 10 ns, à 10 kHz et 10 nJ.

Pour chaque puissance de pompe, il apparaît que le gain atteint une valeur maximale, qui correspond à la longueur optimale. Au-delà de cette longueur, la fibre devient trop longue et le signal est réabsorbé. Dans cet exemple, on remarque également qu'il n'est pas nécessaire d'augmenter la puissance de pompe au-delà de 2 W sur une fibre supérieure à 3 m de longueur, car au-delà la courbe de gain sature.

De la même façon, nous représentons l'évolution du SNR en fonction de la longueur de fibre sur la Figure 2-14. Ce graphique montre que plus la longueur de fibre est importante, plus le SNR est dégradé. En effet, le signal est réabsorbé (voir Figure 2-13), alors que l'ASE continue de se développer. En d'autres termes, la puissance de pompe n'est plus utilisée pour le signal mais pour l'ASE. Ce phénomène finit par saturer, lorsque la fibre est excitée au maximum de ses capacités, i.e. que l'inversion de population maximale est atteinte, alors toute la puissance de pompe injectée supplémentaire est transmise à la sortie, et les puissances de signal et d'ASE stagnent.

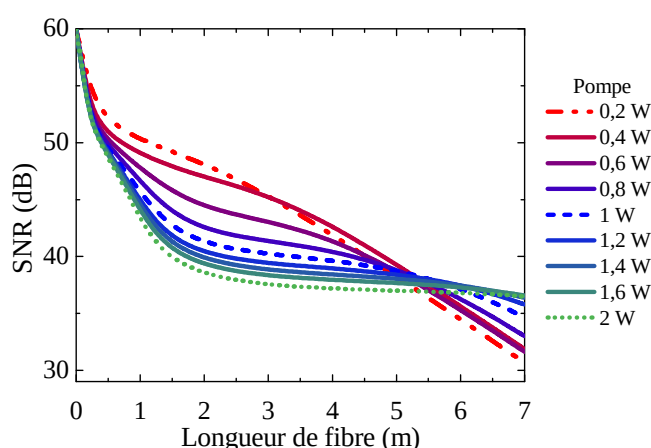


Figure 2-14 : Evolution du SNR en fonction de la longueur de fibre, pour différentes puissances de pompe (à 976 nm), injectée en sens inverse d'un signal à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 de durée 10 ns, à 10 kHz et 10 nJ.

Outre la dégradation du SNR et des performances d'amplification, le développement de l'ASE pose également le problème du « lasage parasite ». En effet, lorsque le gain est très important, la moindre réflexion parasite d'une

partie de l'ASE (sur une optique et/ou des faces de la fibre) va permettre leur oscillation dans le milieu amplificateur. La fibre amplificatrice devient alors un laser instable, émettant aux longueurs d'onde qui ont pu osciller. Ceci est catastrophique pour l'amplification du signal, mais aussi peut provoquer des endommagements sur d'autres composants en amont et en aval de la fibre, étant donné que des ondes potentiellement puissantes sont émises aux extrémités de la fibre. Par conséquent, il est très important d'une part de ne pas injecter trop d'ASE d'un étage d'amplification vers le suivant, et d'autre part de limiter au maximum le gain à ces longueurs d'onde en diminuant autant que possible la puissance de pompe.

Enfin, nous n'avons pas abordé la problématique du rendement énergétique de l'amplificateur. Il est possible de déterminer plusieurs types de rendement : opto-optique (quelle puissance lumineuse est nécessaire au système par rapport à la puissance lumineuse effectivement extraite) ou électro-optique (quelle puissance globale, y compris en alimentation électrique, doit-on amener au système pour qu'il génère la puissance lumineuse utile en sortie). Il s'agit d'une notion très importante, notamment dans le développement d'un système commercial. Nous intéressons ici au rendement opto-optique de rapport entre la puissance de pompe injectée dans la fibre et l'énergie du signal amplifié en sortie du système. Si le rendement est faible, alors cela signifie qu'il y a de la puissance de pompe non utilisée pour l'amplification du signal. Cela peut être sous forme de pompe non-absorbée par la fibre, d'ASE et/ou de chaleur. La dissipation de ces « résidus » est problématique, surtout lorsqu'il s'agit d'intégrer un système compact. Même s'il n'y a pas de contraintes particulières d'intégration, ce qui peut être le cas par exemple d'un démonstrateur, la gestion de la dissipation thermique (liée à tous ces résidus) est primordiale. Ainsi, nous nous sommes toujours attachés à obtenir un rendement opto-optique le plus élevé possible.

Dans ce type d'amplificateur, le rendement est lié au rapport cyclique du signal (durée de l'impulsion par rapport à la fréquence de répétition). Plus ce rapport cyclique est important, i.e. régime quasi-continu, plus le rendement est important. Ceci est illustré sur la Figure 2-15 où l'on a représenté l'évolution du rendement énergétique (i.e. le rapport entre la puissance moyenne du signal amplifié sur la puissance de la pompe injectée) en fonction de la fréquence de répétition du signal de durée 10 ns. Lorsque le temps de pompage est supérieur au temps de fluorescence, le système conserve une grande partie de son énergie stockée, et le rendement énergétique est donc très faible. Dès lors que le temps de pompage est inférieur au temps de fluorescence, alors le système se décharge de plus en plus de son énergie stockée, jusqu'à tendre vers le rendement maximal accessible qui correspond au régime d'amplification d'un signal continu.

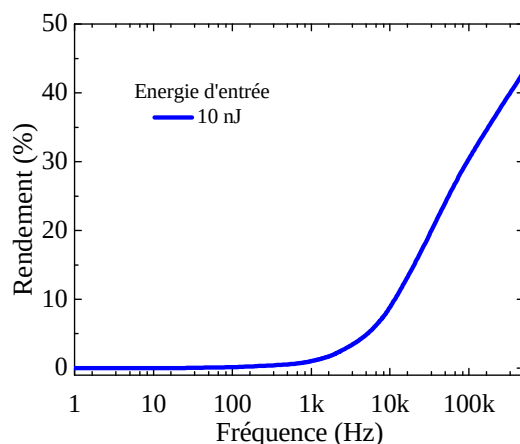


Figure 2-15 : Evolution du rendement énergétique (signal par rapport à la pompe), pour différentes fréquences de répétition, dans un système pompé à 1 W et à 976 nm en sens inverse d'un signal injecté avec à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 du durée 10 ns et d'énergie 10 nJ.

Dans notre étude, le rapport cyclique est un paramètre ajustable grâce à la source délivrant le signal qui est très versatile. La plage de fonctionnement est restreinte, de part le cahier des charges, à un rapport cyclique de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} . En conséquence de quoi, l'optimisation du rendement se résume à privilégier de faibles puissances de pompe, ce qui est compatible avec les discussions précédentes sur le SNR.

Pour résumer, l'étude numérique du comportement de l'amplificateur nous renseigne sur les degrés de liberté que nous avons pour dimensionner l'architecture amplificatrice. Nous avons montré qu'il s'agit de trouver le meilleur compromis entre le gain et le SNR, mais aussi entre puissance de pompe et longueur de fibre, afin de tendre vers les performances d'amplification visées.

2.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté le modèle numérique que nous avons mis en place pour cette étude, ainsi que les hypothèses que nous avons effectuées pour y parvenir. A ce titre, nous rappelons que le milieu est considéré comme étant un système quasi-deux-niveaux, ce qui nous permet de se baser sur les équations de taux de population du niveau supérieur, très répandues. Le calcul est réalisé sur une unique dimension, l'axe de propagation de la fibre. Ainsi, la distribution transverse des modes optiques est réduite au facteur de recouvrement des ondes avec les ions dopés. Nous supposons également que la fibre est monomode, avec une distribution spatiale homogène et localisée des ions dopés.

Nous avons ensuite présenté la méthode numérique que nous avons mise en place pour résoudre les équations que nous avons établies. Ce modèle est également complété par un algorithme de contre-réaction, nous permettant notamment de déterminer la forme temporelle optimisée pour chaque régime d'amplification, afin de compenser numériquement (i.e. sans paramètre expérimental) le processus de saturation par le gain. Une première comparaison des résultats du modèle avec les données de la littérature nous a permis de nous assurer que la modélisation représente correctement le comportement d'un amplificateur à fibre double-gaine dopée Yb, et de valider nos hypothèses. L'essentiel des difficultés à modéliser ce type d'amplificateur réside dans la

méconnaissance des paramètres spectroscopiques de la fibre. Cette problématique connue tient tout d'abord du fait que les données spectroscopiques sont fortement liées aux procédés de fabrication de ces fibres actives, et sont très protégées par leur fabricant. A cela s'ajoute le fait que la métrologie permettant de retrouver ces valeurs est très complexe à mettre œuvre, d'autant plus en raison des faibles dimensions du matériau à disposition.

D'autre part, nous avons effectué un bref rappel sur les effets non-linéaires que nous étions susceptibles de rencontrer dans ces fibres optiques. L'implémentation dans notre modèle numérique de certains de ces effets non-linéaires n'a pas abouti par manque de temps. Toutefois, il est montré qu'avec de rapides calculs de seuil d'apparition, il est possible d'estimer l'ordre de grandeur. Certains effets, comme la diffusion Brillouin stimulée, peuvent être contournés. Nous étudions dans le chapitre suivant les éventuelles limitations que les effets non-linéaires représentent dans le développement de l'architecture amplificatrice.

Enfin, nous concluons ce chapitre par l'étude numérique du comportement d'un système amplificateur similaire à celui que nous cherchons à développer. Après avoir identifié les paramètres ajustables de notre étude, nous avons fait la distinction entre les différents régimes de fonctionnement. Nous démontrons que le dimensionnement de l'architecture se résume à trouver le meilleur compromis entre le couple longueur de fibre et puissance de pompe, et entre le gain et le rapport signal-sur-bruit, afin de répondre aux spécifications de performances d'amplification visées.

2.6 Bibliographie

- [1] P.C. Becker, N.A. Olsson and J.R. Simpson, *Erbium-doped fiber amplifiers, Fundamentals and Technology*, Academic Press, Optics and Photonics (1999)
- [2] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper and D. C. Hanna, "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electron.* **33**, 1049-1056 (1997)
- [3] X. Pend and L. Dong, "Temperature dependence of ytterbium-doped fiber amplifiers," *Journal of Optical Society of America B* **25**, 1, 126-130 (2008)
- [4] J. R. Marcianite and J. D. Zuegel, "High-gain, polarization-preserving, Yb-doped fiber amplifier for low-duty-cycle pulse amplification," *Applied Optics* **45**, 6798-6804 (2006)
- [5] B. Pedersen, A. Bjarklev, J. H. Polvsen, K. Dybdal and C. C. Larsen, "The Design of Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *Journal of Lightwave Technology* **9**, 1105-1112 (1991)
- [6] A. Tarantola, *Inverse Problem Theory*. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier, 1987
- [7] Y. Wang and H. Po, "Dynamic Characteristics of Double-Clad Fiber Amplifiers for High-Power Pulse Amplification," *Journal of Lightwave Technology* **21**, 2262-2270 (2003)
- [8] C. D. Brooks and F. Di Teodoro, "High peak power operation and harmonic generation of a single-polarization Yb-doped photonic crystal fiber amplifier," *Opt. Commun.* **280**, 424-430 (2007)
- [9] F. Di Teodoro and C. D. Brooks, "1.1 MW peak-power, 7 W average-power, high-spectral-brightness, diffraction-limited pulses from a photonic crystal fiber amplifier," *Optics Letters* **30**, 2694-2696 (2005)
- [10] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, World Scientific, 4^e Edition (1996)
- [11] G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, Optics and Photonics, 2nd Edition (1995)
- [12] A. Courjaud, « Sources lasers femtosecondes pompées par diode basées sur l'ion Ytterbium », Thèse, Université de Bordeaux I (2001)
- [13] N. Deguil-Robin, « Propagation et amplification d'impulsions femtosecondes dans des fibres exotiques », Thèse, Université de Bordeaux I (2005)
- [14] D.N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann and F. Salin, "Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers," *Optics Express* **16**, 22, 17637-17646 (2008)
- [15] A. Malinowski, K.T. Vu, K.K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. Lin and D.J. Richardson, "High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping," *Optics Express* **17**, 23, 20927-20937 (2009)

Chapitre 3

Réalisation d'un système MOPA fibré de forte énergie

Nous présentons dans ce troisième chapitre l'étude et la réalisation d'un système de type MOPA (acronyme anglais pour *master oscillator power amplifier*) fibré de forte énergie dans la gamme d'impulsion nanoseconde, multi-kiloHertz et d'énergie milliJoule. Nous présentons tout d'abord dans le contexte général dans lequel nous avons développé cette architecture, qui concerne la thématique de fiabilisation des pilotes de chaînes lasers de puissance des études scientifiques et techniques de base (ESTB) du CEA/CESTA. Puis, nous détaillons l'ensemble du dispositif expérimental utilisé pour le développement de l'architecture amplificatrice. Dans la section suivante, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sur chaque étage amplificateur, et les comparons avec les simulations numériques. Et enfin, nous terminons ce chapitre par les problématiques d'intégration d'une telle architecture pour aboutir à un système monolithique.

3.1 Contexte général

Nous rappelons brièvement dans cette section le contexte général de ces travaux. Dans le cadre des ESTB du CEA/CESTA sur la thématique « fiabilisation des pilotes de chaîne laser de puissance », nous développons un système amplificateur de type MOPA dans la gamme mJ, ns et kHz, devant permettre l'extension des composants fibrés de la source (actuellement entièrement fibrée) vers le module préamplificateur (en optique espace libre) des pilotes de chaîne laser de puissance.

L'impulsion initiale à amplifier est délivrée par une source fibrée semblable à celle de type LMJ (acronyme pour laser mégajoule). Son énergie est de l'ordre de 0,1 nJ et peut être délivrée à une fréquence de répétition du monocoup à quelques 20 kHz. Un élément extrêmement important de cette source est la mise en forme temporel-

le, ou MFT, qui offre la possibilité de définir très précisément la forme temporelle de l'impulsion. L'énergie très faible à la sortie de cette source fibrée implique de réaliser une architecture robuste d'amplificateur à plusieurs étages. Ceci nécessite un dimensionnement soigneux au préalable. En particulier, l'amplification fibrée doit répondre aux exigences suivantes : la longueur d'onde du signal à 1053 nm, la maîtrise de la forme temporelle, un profil spectral étroit, un profil spatial monomode, le maintien d'une polarisation linéaire (avec un taux de polarisation supérieur à 25 dB), et un rapport signal sur bruit supérieur à 40 dB. Pour cela, le choix de la fibre est déterminant. Afin d'atteindre des niveaux d'énergie importants, le diamètre de cœur de la fibre est de plus en plus important au fil des étages d'amplification, pour repousser l'apparition des effets non-linéaires. Les grands diamètres de cœur nécessaires à une densité de puissance admissible impliquent alors des ouvertures numériques impossibles à réaliser dans des fibres monomodes à saut d'indice classiques. Afin de remédier à ce problème, la technologie des fibres microstructurées offre la possibilité de contrôler finement la différence d'indice. Cette microstructuration implique, dans un premier temps, un pompage par les faces (comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1). La fibre doit également posséder des barreaux de contrainte pour maintenir la polarisation du signal amplifié. Enfin, l'étude du comportement dynamique réalisée dans le chapitre 2 montre que le dimensionnement de cette architecture passe par un ensemble de compromis sur des paramètres spécifiques, comme par exemple la longueur de fibre et la puissance de pompe, ou encore entre le gain désiré et le rapport signal-sur-bruit.

Dans le cadre de ces études, l'objectif général est d'explorer la potentialité de ces fibres particulières pour l'application aux pilotes de chaînes lasers de puissance. En outre, les fibres optiques présentent de nombreux intérêts en termes de robustesse, de stabilité, d'alignement naturel du guide d'onde, mais aussi d'augmentation de la puissance moyenne délivrée (grâce à leur excellente dissipation thermique), propriété très attrayante pour les différents diagnostics présents dans la chaîne laser. Nous étudions donc le développement d'une architecture amplificatrice, et déterminons quelles sont les limitations de ce type de système.

3.2 Dispositif et moyens expérimentaux

Nous présentons dans cette section le dispositif expérimental utilisé dans le développement de l'architecture amplificatrice, dont le premier élément est la source. Nous détaillons ensuite la mise en œuvre des fibres optiques à microstructure de trous d'air, avec la préparation des faces et l'injection en espace libre. Enfin, nous décrivons les moyens expérimentaux utilisés pour caractériser le système.

3.2.1 La source

Pour des applications dans la gamme nanoseconde où la forme temporelle est importante, il est indispensable de disposer d'un système permettant de contrôler la forme de l'impulsion injectée avec une précision inférieure à la nanoseconde. Pour cela, nous avons utilisé un système de mise en forme temporelle à grande dynamique (12 bits) et excellent rapport signal-sur-bruit (60 dB) ou SNR (acronyme anglais pour *signal-to-noise ratio*), qui a été développé pour les pilotes de chaîne laser de puissance [1, 2]. Cette source versatile est illustrée sur la Figure 3-1, et détaillée dans ce qui suit.

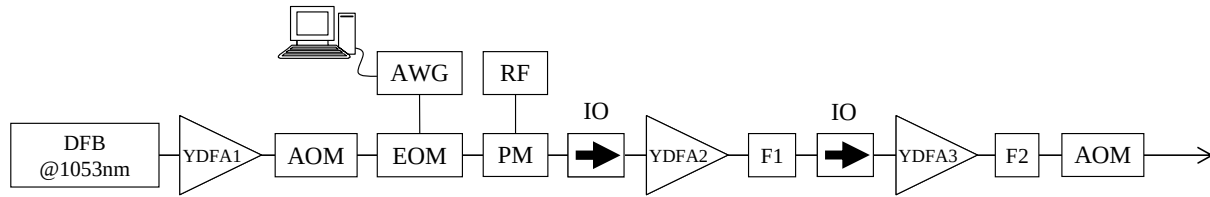


Figure 3-1 : Schéma de la source utilisée pour injecter le système amplificateur fibré, d'une architecture comparable aux pilotes de chaîne laser de puissance.

L'onde initiale est délivrée par un oscillateur monofréquence à réseau de Bragg (noté DFB, acronyme anglais pour *distributed feed-back*) sur une fibre monomode dopée ytterbium (Yb) et pompée par le cœur à 976 nm de longueur d'onde. Par ajustement de la température à l'aide d'un élément Peltier, le système délivre un faisceau monomode à la longueur d'onde de 1053 nm. Un amplificateur fibré double-gaine, opérant à forte saturation de manière à réduire le bruit de fluorescence ou ASE (acronyme anglais pour *amplified spontaneous emission*), amplifie l'onde continue jusqu'à 400 mW avec une largeur spectrale de raie de l'ordre de 10 kHz et un SNR de l'ordre de 60 dB. Afin de diminuer la puissance moyenne et d'éviter d'endommager les composants situés en aval, un modulateur acousto-optique ou AOM (acronyme anglais pour *acousto-optic modulator*) découpe ensuite une porte de 100 ns au même taux de répétition que le système de MFT qui suit. Celui-ci est composé d'un modulateur électro-optique ou EOM (acronyme anglais pour *electro-optic modulator*), de type interféromètre Mach-Zehnder, de taux d'extinction 35 dB et de 12 bits de dynamique. L'association de l'AOM et l'EOM garantit une conservation du SNR à 60 dB.

L'EOM est piloté par un générateur électrique de formes arbitraires ou AWG (acronyme anglais pour *arbitrary waveform generator*), possédant une résolution de 100 ps sur une enveloppe de 28 ns et un temps de montée de 200 ps. La fréquence de répétition peut être ajustée du monocoup à quelques 20 kHz via une synchronisation externe, ayant 6 ps de gigue temporelle. Grâce à ce système entièrement fibré et à maintien de polarisation, il est donc possible d'obtenir des impulsions ajustables temporellement (durée, forme, fréquence de répétition) avec une grande précision.

Afin de s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée ou SBS (acronyme anglais pour *stimulated Brillouin scattering*), une modulation de phase monotone sinusoïdale à une fréquence de 2 GHz et de 28 GHz de bande passante (notée PM sur la Figure 3-1) est ajoutée à l'aide d'un modulateur électro-optique. A la suite de ces éléments, deux amplificateurs Yb successifs, précédés d'isolateurs optiques (noté IO sur la Figure 3-1) et de filtres ASE (pour limiter la dégradation du SNR), permettent de passer de 10 mW à 4 W crête. Le premier filtrage spectral (noté F1 sur la Figure 3-1) est centré à 1053 nm avec une largeur totale à mi-hauteur de 2 nm. Le second (noté F2 sur la Figure 3-1) est composé d'une fibre à réseau de Bragg ayant une forte réflectivité à 1053 nm, associé à un circulateur, ce qui permet d'obtenir un filtrage fin (inférieur au nm) avec seulement 4 dB de pertes. Nous ajoutons enfin un dernier AOM qui découpe une porte temporelle au plus près de l'impulsion, éliminant ainsi les résidus de fond continu entre les impulsions. A ce stade, l'impulsion est confinée dans un système entièrement fibré à maintien de polarisation, et possède un SNR supérieur à 55 dB.

A la suite de cette source (appelée aussi injecteur), nous ajoutons successivement les étages d'amplification à base de fibre microstructurée dopée Yb, ayant des dimensions de cœur de plus en plus importantes.

3.2.2 Préparation des fibres

Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre 1, les fibres amplificatrices sont utilisées dans un premier temps avec une injection en espace libre via les faces des fibres. Or, la préparation de ces faces nécessite un soin particulier. En effet, afin d'injecter et d'extraire les faisceaux sans les altérer, il est primordial de garantir un état de surface plan et de bonne qualité, i.e. sans fissure apparente. Il en est de même pour extraire de fortes intensités à l'interface verre/air afin d'éviter tout dommage de la silice. La technique présentée ici est celle dite du clivage, c'est-à-dire de « coupe » de la fibre dans le plan transverse. Pour ce faire, nous avons utilisé essentiellement une cliveuse (modèle LDC200 de Vytran) et une soudeuse (modèle FFS2000 de Vytran). Nous ne disposons pas de moyen de mesures de planéité (de type interférométrique, par exemple) ou d'état de surface. L'inspection des faces est donc effectuée via un microscope optique.

REMARQUE : Il est à noter que pour des fibres possédant un diamètre extérieur important et donc des fibres rigides, il est plus intéressant de polir les faces, plutôt que de les cliver. En effet, le polissage permet d'obtenir de meilleurs résultats sur des fibres rigides et de très grandes dimensions (i.e. supérieures à 600 μm de diamètre extérieur). Toutefois, cette technique nécessite un réel savoir-faire et un matériel spécifique, que nous n'avons pas développé, car le clivage nous a semblé plus aisé à mettre en œuvre et totalement approprié au type de fibre utilisée.

Le principe du clivage consiste à amorcer une fracture dans le plan transverse de la fibre à l'aide d'une lame. Par suite, cette fracture se propage grâce à une tension appliquée à la fibre. Pour que le plan de clivage soit parfaitement orthogonal à l'axe de la fibre, il est nécessaire d'appliquer cette tension dans l'axe de la fibre optique. S'agissant de matériaux amorphes, plus les dimensions des fibres en silice sont importantes, plus il est difficile de conserver un clivage plan. De même que la propagation de la fracture est d'autant plus critique que la fibre est structurée transversalement, que ce soit par des éléments contraints (tels que les barreaux permettant le maintien de la polarisation qui sont mécaniquement contraints dans la silice) ou des éléments creux (tels que les trous d'air d'une microstructure). Ainsi, ces sauts de contrainte mécanique ont tendance à générer des fissures dans la face de la fibre au cours du clivage. Pour y remédier, une technique consiste à appliquer une tension progressive à la suite de l'amorce de la fracture, ce qui permet une propagation plus homogène. D'autre part, lorsqu'il s'agit d'une microstructure de trous d'air, il est possible de réduire la dimension de ces trous (jusqu'à ce qu'ils soient typiquement inférieurs à 1 μm de diamètre) en chauffant localement la fibre. Cette fusion partielle des trous permet de réduire les contraintes, facilitant le procédé de clivage. Toutefois, il est à noter que la fermeture des trous altère les conditions de guidage. Un compromis est donc à trouver entre facilité/qualité de clivage et confinement des ondes.

Il est possible de réaliser des clivages droits (i.e. plan orthogonal à l'axe de la fibre) ou à angle. L'intérêt de cliver les faces d'un amplificateur avec un angle, noté ρ , est de limiter les réflexions « parasites » à l'interface verre/air (les 4 % de réflexion de Fresnel classiques) qui pourraient être réinjectées dans le cœur de la fibre. Plus la fibre possède un diamètre de mode important, et donc une ouverture numérique faible (voir l'annexe A), plus l'angle de clivage nécessaire pour éviter les réflexions parasites est faible. Il est possible d'estimer les pertes [3], notée RL et exprimées en dB, à la réinjection de la partie réfléchie à l'interface en fonction de la taille du mode de cœur :

$$RL_{dB} = -14 - 4.34 \left(MFD \frac{\pi}{\lambda} \rho \right)^2 \quad (3.1)$$

avec MFD le diamètre du mode fondamental (acronyme anglais pour *mode field diameter*) et λ la longueur d'onde de travail. Nous avons tracé l'évolution de ces pertes en fonction de l'angle de clivage pour trois tailles de mode différentes sur la Figure 3-2.

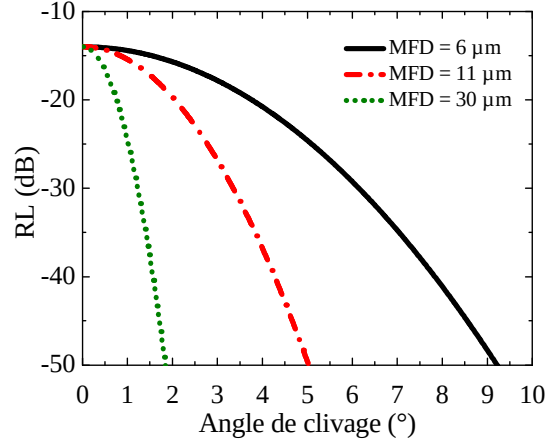


Figure 3-2 : Pertes (RL) à l'interface d'une fibre (4 % de réflexion de Fresnel) en fonction de l'angle de clivage, pour une longueur d'onde de 1053 nm, d'après l'équation (3.1)

Expérimentalement, pour réaliser un clivage à angle, il suffit d'appliquer une torsion à la fibre, en plus de la tension longitudinale, avant l'amorce la fracture. Pour une meilleure reproductibilité, la cliveuse dispose d'un bras de rotation motorisé. Il est à noter que l'angle de rotation appliquée à la fibre est différent de l'angle de clivage résultant. Nous avons constaté que plus la fibre possède un diamètre externe important, moins l'angle de rotation est important pour réaliser un angle de clivage identique.

Il existe donc de nombreux paramètres à prendre en compte (nombre de coups et avance de la lame, tension et/ou torsion, vitesse de chaque étape...) lorsqu'il s'agit de cliver des fibres non standards. Le développement d'un procédé spécifique à chaque fibre est nécessaire afin d'obtenir une bonne reproductibilité (supérieure à 75% de réussite). De plus, un soin particulier est à apporter lorsqu'il s'agit d'une fibre fusionnée. La reproductibilité du procédé est très dépendante de la capacité à cliver toujours dans la même zone de fusion partielle des trous d'air, i.e. pour des trous de dimension identique.

Enfin, dans les amplificateurs de forte énergie et/ou de forte puissance, les fibres sont soumises à des intensités très importantes (typiquement 10 GW.cm⁻²), ce qui peut générer des dommages aux interfaces verre/air. En outre, cette problématique est d'autant plus critique à l'extraction des impulsions en sortie de système amplificateur. Pour y remédier, une technique répandue consiste à souder un embout en silice, appelé *end-cap*, à la sortie de la fibre amplificatrice, afin d'étendre suffisamment le mode pour diminuer l'intensité lumineuse à l'interface verre/air et ainsi augmenter le seuil de dommage pour une impulsion d'énergie équivalente. Pour souder un embout sur une fibre, il est nécessaire de chauffer (i.e. fondre) les deux parties, fibre et embout, afin qu'elles puissent former un ensemble solide mécaniquement, qui pourra ensuite être clivé à angle. Cependant, la soudure

d'embout sur fibre à microstructure de trous d'air soulève la difficulté de la fusion des trous lors de la soudure. De plus, lorsqu'il s'agit de fibre à maintien de polarisation, le mode ne doit pas s'étendre au-delà des barreaux de contrainte, pour conserver le maintien de la polarisation et ne pas déformer le profil spatial de l'onde. Ainsi, l'ouverture numérique du cœur définit la limite de longueur de la zone fusionnée. Par exemple, pour un diamètre de mode de 40 μm , sur un cœur d'ouverture numérique 0.03 et ne devant pas s'étendre au-delà d'un diamètre de 46 μm , la zone fusionnée doit être inférieure à 100 μm . De la même façon, la longueur de l'embout est limitée par l'étendue du mode sur sa section transverse et par notre capacité à y injecter la pompe sans qu'il y ait guidage. La longueur typique de l'embout est de l'ordre de 1.5 mm. Un compromis est donc à trouver entre robustesse de la soudure (interface fibre/embout homogène et parfaitement fusionnée) et condition de guidage (zone fusionnée la plus courte possible). La Figure 3-3 représente un exemple de soudure d'un tel embout, où l'on voit clairement que la zone où les trous sont fusionnés s'étend sur une longueur d'environ 70 μm . La présence des trous d'air produit un zone légèrement plus « opaque » sur le profil transverse. Dans la partie solide, i.e. en l'absence de trous d'air, la fibre est transparente, et l'on distingue les barreaux de contrainte de la fibre amplificatrice (eux-aussi structurés transversalement). Enfin, il apparaît que l'embout en silice est homogène, i.e. aucun saut de contraste apparent.

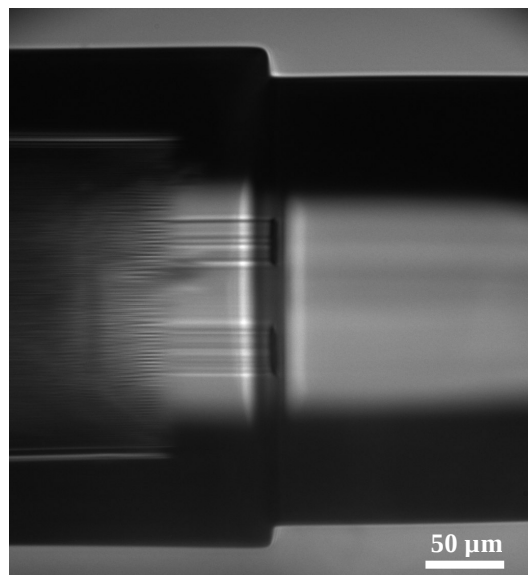


Figure 3-3 : Photographie de profil de la soudure d'un embout de silice (à droite) sur une fibre microstructurée à trous d'air (à gauche). L'air-clad est ici fusionné sur une longueur de 70 μm .

Pour conclure cette sous-section, le développement de ces procédés de préparation des faces de chacune des fibres microstructurées (fusion, clivage et soudure d'embout silice) constitue une étape importante dans mes travaux de thèse. Sans une préparation minutieuse des faces des fibres, il est impossible d'extraire de fortes intensités de ce type de système amplificateur. La maîtrise de ces techniques constitue donc un réel savoir-faire, que j'ai dû développer et maîtriser.

3.2.3 Injection en espace libre

Nous présentons dans cette sous-section les techniques utilisées pour injecter la pompe et le signal dans la fibre optique active, de type guidage par réflexion totale interne modifiée. D'une manière générale, la problématique de l'injection d'une onde dans une fibre optique est identique, qu'il s'agisse de la pompe ou du signal. En effet, pour injecter correctement une onde dans une fibre optique, à supposer que cette onde soit autorisée à s'y propager, il est nécessaire de satisfaire deux conditions : la dimension du (ou des) mode(s) à injecter doit être inférieure à celle du guide d'onde, et ce faisceau doit avoir une ouverture numérique inférieure à celle du guide d'onde. Ces deux conditions se traduisent via la grandeur physique appelée étendue géométrique, notée G , et qui est définie dans le cas d'une source uniforme de la façon suivante :

$$G = \pi A_{eff} ON^2 \quad (3.2)$$

où A_{eff} désigne l'aire effective de la source, possédant une ouverture numérique ON . Ainsi, pour atteindre un couplage efficace de la source, le faisceau à injecter doit présenter une étendue géométrique inférieure ou égale à celle de la fibre optique. Etant donné les dimensions micrométriques et les faibles ouvertures numériques des fibres optiques considérées, on utilise généralement des lentilles de focale millimétrique à centimétrique pour coupler le faisceau à injecter dans la fibre. Or, par conservation de l'étendue géométrique, toutes les sources ne correspondent donc pas obligatoirement à toutes les fibres. Par conséquent, il est important de choisir la source et le système optique (lentilles d'injection, afocal...) en fonction du type de fibre à injecter. Il est à noter qu'afin de limiter les aberrations, nous avons choisi des lentilles moulées asphériques.

Nous distinguons trois caractéristiques : l'aspect modal (cœur de fibre et faisceau, monomode ou multimode), la géométrie en double-gaine et l'absorption des ions actifs aux longueurs d'ondes considérées. Nous présentons dans un premier temps **l'injection du signal**, supposé monomode transverse, approximé à un faisceau de type gaussien. Nous pouvons alors définir la relation suivante :

$$w_0' \approx \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (3.3)$$

où w_0 et w_0' désignent le rayon du faisceau à focaliser et le rayon de la tache focale, respectivement, f représente la focale de la lentille, et λ la longueur d'onde de travail, soit 1053 nm. De la même façon, on peut approximer l'ouverture numérique d'un faisceau gaussien après passage de la lentille, telle que :

$$ON_{faisceau} = \frac{w_0}{f} \quad (3.4)$$

Ces deux relations nous permettent de déterminer quelle modification de la taille du faisceau signal est à apporter avant l'injection, pour un couple donné lentille - fibre optique. En effet, nous disposons d'un faisceau collimaté de dimension millimétrique en sortie de la source signal. Nous avons donc adapté la taille de ce faisceau à l'aide d'un montage afocal, dimensionné en fonction du choix de lentille, parmi les focales suivantes : 13.9 mm,

15.3 mm et 18.4 mm. Nous avons répertorié les propriétés géométriques de cœur des fibres à injecter dans le Tableau 3-1.

	Fibre 1 : préamplificateur DC-105/11-PM-Yb (NKT Photonics)	Fibre 2 : amplificateur forte énergie DC-200/40-PZ-Yb (NKT Photonics)
MFD (μm)	11	30
A_{eff} (μm^2)	95	707
ON_{fibre}	0.07	0.03
G_{fibre} (μm^2)	1.5	2.0

Tableau 3-1 : Propriétés géométriques des cœurs des fibres utilisées pour la réalisation du pré-amplificateur et de l'amplificateur de forte énergie.

A partir de ces propriétés et des deux conditions d'injection (i.e. la taille du faisceau focalisé, calculée d'après l'équation (3.3), doit être inférieure à la taille du cœur de la fibre, et l'ouverture numérique du faisceau focalisé, calculée d'après l'équation (3.4), doit être inférieure à celle du cœur de la fibre), nous en avons déduit les deux valeurs extrêmes de taille de faisceaux avant focalisation, pour chacune des lentilles. Ces valeurs sont reportées dans le Tableau 3-2, et nous permettent de choisir les montages afocaux nécessaires pour mettre en forme la taille du faisceau signal avant l'injection.

f (mm)	$w_{0\text{min}} = \frac{2\lambda f}{\pi \cdot \text{MFD}}$ (mm)		$w_{0\text{max}} = f \cdot ON_{\text{fibre}}$ (mm)	
	Fibre 1	Fibre 2	Fibre 1	Fibre 2
13,9	0,85	0,31	0,97	0,42
15,3	0,93	0,34	1,07	0,46
18,4	1,12	0,41	1,29	0,55

Tableau 3-2 : Dimensions du faisceau signal avant injection.

Expérimentalement, le réglage de l'injection du signal dans le cœur est facilité par l'utilisation d'un couple de miroirs (pour le « centrage - pointage »), ce qui est d'autant efficace lorsque les fibres sont clivées à angle car l'incidence du faisceau n'est pas parallèle à l'axe de la fibre. D'autre part, il est à noter que les fibres actives ont une absorption non négligeable à la longueur d'onde du signal. D'après les données du fabricant, les fibres 1 et 2 ont une absorption de 5 dB.m^{-1} et 10 dB.m^{-1} à la longueur d'onde de 976 nm, respectivement. Ces absorptions, notées α_p , peuvent également être exprimées en m^{-1} , avec la relation suivante :

$$\alpha_{\text{dB.m}^{-1}} = 4,343 \times \alpha_{\text{m}^{-1}} \quad (3.5)$$

Ainsi, les fibres 1 et 2 ont une absorption de $1,15 \text{ m}^{-1}$ et $2,30 \text{ m}^{-1}$ à 976 nm. Nous déduisons de ces valeurs l'absorption, notée α_L , à la longueur d'onde du signal, avec la relation suivante (déduite de l'équation (2.4)) :

$$\alpha_L = \alpha_P \frac{\sigma_{aL}}{\sigma_{aP}} \frac{\Gamma_L}{\Gamma_P} \quad (3.6)$$

où σ_{aL} et σ_{aP} désignent les sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde signal et de pompe, respectivement, Γ_L et Γ_P sont les facteurs de recouvrement des ondes signal et pompe, respectivement, avec les ions dopés. Ainsi, nous obtenons une absorption des ions dopés à la longueur d'onde signal pour la fibre 1 de $0,76 \text{ m}^{-1}$, et pour la fibre 2 de $0,47 \text{ m}^{-1}$.

D'autre part, il convient de tenir compte également de la géométrie double-gaine de la fibre. Rappelons qu'il s'agit d'un cœur monomode de très faible ouverture numérique entouré d'un cœur multimode (i.e. la gaine interne) à très grande ouverture numérique. De fait, les défauts d'injection (et/ou de confinement) du signal dans le cœur actif sont aisément guidés par la gaine interne. Par conséquent, lorsque l'on cherche à injecter le signal dans le cœur (sans ajout de pompe), la mesure de la transmission totale de la puissance à l'autre extrémité de la fibre n'est pas une méthode suffisante. Expérimentalement, il est possible de chercher le pic d'absorption. En effet, notre signal est à une longueur d'onde où les ions Yb du cœur l'absorbent légèrement. Un signal parfaitement injecté dans le cœur est donc globalement plus absorbé qu'un signal où une partie est guidée dans la gaine. On peut également s'aider d'une caméra pour minimiser l'éclairement sur la gaine interne. Une optimisation fine est ensuite effectuée en injectant de la pompe pour maximiser le gain du signal amplifié.

Le coefficient de couplage du signal dans le cœur dopé, noté η_L , peut être estimé en supposant que la puissance de signal non absorbée par les ions actifs est entièrement guidée dans la gaine interne. Ainsi, la partie de signal guidé dans le cœur possède une puissance égale à $\eta_L P^{in}$, (où P^{in} est la puissance en entrée de la fibre), et sera atténuée d'un coefficient α'_L qui représente l'absorption du signal pour la longueur de fibre considérée (soit $\alpha_L L$). La partie guidée dans la gaine possède alors une puissance égale à $(1-\eta_L)P^{in}$. Ces deux composantes s'additionnent en sortie de fibre. Et en mesurant la puissance de sortie, (notée P^{out}), nous pouvons en déduire le coefficient de couplage du signal dans le cœur dopé, de la façon suivante :

$$\eta_L = \frac{(P^{out}/P^{in} - 1)}{\alpha'_L - 1} \quad (3.7)$$

Expérimentalement, ce coefficient de couplage du signal dans le cœur dopé est typiquement de l'ordre de 75% pour la fibre 1 et 60% pour la fibre 2. En outre, plus l'ouverture numérique est faible, plus il est délicat d'injecter une onde dans la fibre, même si le cœur est de relativement grande dimension.

Concernant l'**injection de la pompe** maintenant, la problématique est un peu différente, car il est question d'injecter une source multimode dans un cœur multimode. La pompe ne peut pas être considérée comme étant un faisceau gaussien. Nous pouvons noter trois difficultés : trouver des sources de pompe puissantes d'étendue géométrique compatible avec la gaine interne de la fibre considérée, mettre en forme ce faisceau multimode si la sortie de la diode de pompe n'est pas directement injectable dans la gaine interne, et obtenir une tache focale de l'ordre de 100 à 200 μm de diamètre.

Pour des sources délivrant jusqu'à la dizaine de watts, il est commun de trouver des diodes à sortie fibrée de type 105/125/0.15 (c'est-à-dire diamètre de cœur (en μm)/diamètre de gaine optique (en μm)/ouverture numérique). Ce type de source, appelé diode 1, possède une étendue géométrique de $612 \mu\text{m}^2$, ce qui est tout à fait compatible avec la fibre 1, dont la gaine interne est de diamètre $105 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0,55. Il n'est alors pas indispensable de modifier la taille du faisceau en sortie de ce type de diode de pompe, car les diamètres de fibre sont directement compatibles. Concernant des diodes plus puissantes, il est plus courant de trouver des diodes à sortie fibrée de type 400/440/0,22 et délivrant plusieurs dizaines de Watts (voire centaines de Watts). Ce second type de source, appelé diode 2, possède une étendue géométrique de $19107 \mu\text{m}^2$, compatible avec la fibre 2, dont la gaine interne est de diamètre $200 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0,55. En revanche, il est nécessaire de mettre en forme le faisceau, et de le réduire d'au moins un facteur 2.

Expérimentalement, nous avons utilisé des sources connectées (de type FC pour la diode 1 et de type SMA pour la diode 2), ainsi que des collimateurs à connecteur fibré. Nous avons ensuite utilisé des lentilles de courte focale, 4 mm pour la fibre 1 et 8 mm pour la fibre 2, afin d'obtenir des taches focales les plus petites possibles avec une ouverture numérique en limite d'acceptance de la gaine interne. De la même façon que pour le signal, l'optimisation fine de l'injection de la pompe est réalisée en mesurant le gain du signal amplifié. Nous prenons soin de n'injecter la pompe seule qu'à condition que la fibre ne se mette pas à laser. Au-delà d'une certaine puissance (fonction du gain et des pertes que rencontrent les ondes d'ASE), il est nécessaire d'injecter systématiquement du signal avant l'injection de la pompe.

L'estimation du coefficient de couplage de la pompe est plus difficile que pour le signal. En effet, il demeure une partie de la pompe difficilement quantifiable, qui est guidée par la gaine externe (défaut d'injection et/ou de confinement). De plus, l'absorption des ions dopés à la longueur d'onde de pompe est très importante. D'autre part, dès lors que l'on injecte de la pompe dans le milieu actif, l'ASE se développe. Il est donc difficile de réaliser une mesure de puissance transmise ou absorbée. Nous avons tout d'abord essayé de procéder à une estimation sur une très courte longueur de fibre, environ 5 cm, et avec une faible puissance de pompe, afin de négliger l'absorption des ions dopés et la génération d'ASE. De cette façon, nous avons estimé un coefficient de couplage de la pompe de l'ordre de 75 à 79%, sur chacune des deux fibres, en considérant que la puissance non-transmise est liée à un défaut d'injection. Une seconde tentative est effectuée sur une fibre de 2 m, à plus fort pompage. La part d'ASE généré est alors prise en compte à l'aide d'une estimation au travers d'un miroir dichroïque. Nous avons ainsi fait le ratio entre la puissance réellement transmise et la puissance théoriquement absorbée, (i.e. en tenant compte de l'absorption des ions actifs). Nous trouvons un coefficient de couplage de 80 à 82% sur chacune des deux fibres. Nous en avons donc conclu que le couplage optimal est de l'ordre de 80% sur chaque fibre. La similitude entre les deux fibres provient du fait qu'elles possèdent une très grande ouverture numérique de la gaine interne. De plus, nous nous sommes restreints à des injections de puissance de pompe relativement faible, ce qui limite les éventuels défauts de couplage liés à la thermique (dilatation des supports, courbure de l'extrémité de la fibre...).

3.2.4 Moyens expérimentaux de caractérisation

Nous présentons dans cette sous-section les différents moyens expérimentaux utilisés au cours des travaux pour caractériser le système amplificateur fibré. Nous avons effectué un ensemble de mesures permettant de valider le comportement du dispositif et de démontrer le potentiel de ces systèmes fibrés dans la fiabilisation des pilotes. Il n'a pas été question dans cette étude de mener des campagnes de métrologie avec des diagnostics permettant d'atteindre les précisions exigées par un projet tel que le LMJ. Nous rappelons que l'objectif demeure d'évaluer tout le potentiel qu'offrent les architectures à base de fibres microstructurées.

Energie et puissance

Nous avons classiquement eu recours à des détecteurs de puissance (type calorimétrique, tel que le modèle 3A-P-V1 ou L50(300)A d'Ophir) et d'énergie (type pyroélectrique, tel que le modèle PE9-F d'Ophir). Nous avons notamment déterminé la puissance totale, notée P_{tot} , en sortie de chaque étage amplificateur, qui comprend la puissance moyenne de signal amplifié et la puissance continue d'ASE se propageant en sens positif. Le détecteur d'énergie peut fonctionner à haute cadence (jusqu'à 20 kHz) et il est insensible au continu. Il nous a permis de mesurer directement l'énergie par impulsion de signal amplifié, et d'en déduire le gain de l'amplificateur.

REMARQUE : Les mesures sont réalisées en direct le plus souvent possible. Lorsque les détecteurs ne le permettent pas, nous avons utilisé des lames séparatrices étalonnées pour n'effectuer la mesure que sur un prélèvement du faisceau.

Profil spatial

Une façon aisée et très répandue de mesurer la qualité spatiale d'un faisceau en sortie de fibre optique est d'avoir recours à la mesure dite du M^2 [4]. Il s'agit d'un nombre sans dimension qui permet de caractériser le degré d'imperfection d'un faisceau laser supposé gaussien. Il est défini comme étant le rapport entre la divergence du faisceau à caractériser, notée Θ , et la divergence théorique qu'aurait un faisceau gaussien de même dimension limité par transformée de Fourier, notée θ , de la façon suivante :

$$M^2 = \frac{\Theta}{\theta} \quad (3.8)$$

La divergence théorique d'un faisceau gaussien peut être approximée de la façon suivante :

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (3.9)$$

où w_0 désigne le rayon de col du faisceau ou « waist », et λ la longueur d'onde de travail. Ainsi, le M^2 peut être réécrit de la façon suivante :

$$M^2 = \frac{\pi}{2\lambda} \Theta w_0 \quad (3.10)$$

Plus le M^2 se rapproche de la valeur 1.0, plus il peut être focalisé dans la limite de diffraction. Au contraire, une valeur importante de M^2 signifie que le faisceau ne se focalise pas correctement et qu'il est probable qu'il contienne des modes d'ordre supérieur. La précision de cette mesure est toutefois à nuancer. Tout d'abord, les fibres optiques monomodes n'ont pas des modes de propagation gaussiens. Il s'agit de fonctions de Bessel approximées à des fonctions gaussiennes. On parle d'ailleurs de profil pseudo-gaussien. Ainsi, certaines fibres ont un mode fondamental qui s'approche plus ou moins bien à une fonction gaussienne, ce qui peut entraîner une valeur de M^2 supérieur à 1, même si le faisceau est monomode. De plus, la mesure de M^2 ne quantifie pas la présence des éventuels modes d'ordre supérieurs. Si la proportion des modes d'ordre supérieur est relativement faible par rapport au mode fondamental, la mesure peut donner une valeur de M^2 proche de 1. Alors que ce même système peut expérimenter, à forte puissance, des instabilités liées aux battements intermodaux par exemple.

Il est généralement difficile de quantifier la contribution de chaque mode présent dans un faisceau. Une méthode permettant de caractériser la proportion des modes d'ordre supérieur d'une fibre faiblement multimode est appelée imagerie S^2 [5] ou interférométrie spectrale résolue spatialement (en anglais *spatially resolved spectral interferometry*). Cette méthode est indépendante du type de fibre et permet d'optimiser en temps réel les injections en configuration laser et/ou amplificateur. Cependant, elle demeure complexe à mettre en œuvre et à interpréter, et elle est encore assez peu répandue.

Outre le M^2 , une autre façon simple de vérifier si un faisceau est limité par transformée de Fourier, est de comparer les profils spatiaux en champ proche et en champ lointain. Si le champ proche est la transformée de Fourier du champ lointain, (ce qui est facilement mesurable avec des faisceaux de type gaussien), alors le faisceau se propage en limite de diffraction. Il est également possible de mesurer le profil du front d'onde, pour révéler d'éventuels résidus de phase spatiale.

REMARQUE : Toutes ces techniques sont développées pour caractériser des faisceaux à profil gaussien. Il est plus complexe de caractériser l'aspect modal d'un faisceau à profil non-gaussien. Bien qu'elle ne permette pas de quantifier les modes, la mesure en champ proche et champ lointain semble être la méthode de caractérisation la plus simple et efficace, quelque soit le type de mode. La technique du S^2 telle que définie dans la référence [5] peut être déclinée aux faisceaux non gaussien, mais nécessite une modification des calculs numériques pour tenir compte des modes potentiellement présents dans la fibre.

Profil spectral

Pour caractériser le profil spectral de la sortie du système amplificateur, nous avons utilisé un analyseur de spectre optique ou OSA (acronyme anglais pour *optical spectrum analyzer*). Cet appareil permet d'acquérir des densités spectrales de puissance ou DSP. Autrement dit, il s'agit de mesures de puissance moyenne sur un échantillon spectral. Ces DSP nous ont notamment permis de discriminer la part de signal de l'ASE, et de valider les autres diagnostics. Pour réaliser cette mesure sur un signal à composantes continues (ASE) et pulsées (signal amplifié), il est nécessaire de prêter attention aux paramètres d'échantillonnage.

Par exemple, la résolution spectrale et le nombre de points de l'appareil sont deux grandeurs différentes, comme illustré Figure 3-4. Si l'intervalle entre les points est supérieur ou du même ordre de grandeur que la résolution

spectrale de l'appareil (Figure 3-4 a), alors cela peut poser des problèmes de sous-échantillonnage. L'aire sous la courbe est égale à l'amplitude du point multipliée par l'intervalle entre les points. En revanche, si l'intervalle entre les points est très inférieur à la résolution spectrale de l'appareil (Figure 3-4 b), alors le calcul de l'aire sous la courbe est effectué avec la résolution spectrale de l'appareil, (soit la somme des points multipliés par l'intervalle entre les points).

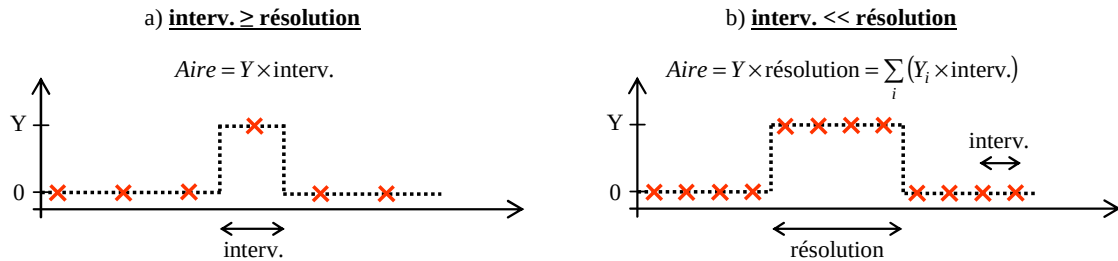


Figure 3-4 : Illustration d'une réponse percussionnelle d'un OSA, et de la différence entre l'intervalle entre les points de l'appareil et résolution spectrale.

De plus, lorsque la résolution de l'appareil est très supérieure à l'intervalle entre les points, le contraste en puissance entre les composantes spectrales de l'impulsion et le fond continu d'ASE ne peut être déduit directement sur l'affichage de l'OSA. En effet, l'ASE se comporte comme un bruit blanc : sa DSP est constante quel que soit la résolution de l'appareil, et s'étend sur une large gamme spectrale (de 1000 nm à 1100 nm). Le signal possède un spectre étroit (inférieur au nanomètre), ce qui signifie que plus la résolution de l'appareil est grande, plus l'amplitude des points autour de la longueur d'onde du signal est diminuée (l'aire sous la courbe étant constante). Ceci est illustré sur la Figure 3-5, où l'on a représenté un spectre typique de sortie d'amplificateur, avec une résolution spectrale de 1 nm (courbe grise) et de 5 nm (courbe noire). Il apparaît clairement que le contraste entre le signal (à la longueur d'onde 1053 nm) et le maximum d'ASE (autour de 1040 nm) est modifié en fonction de la résolution de l'OSA. Pour calculer le contraste « réel » entre le signal et l'ASE, dans le cas où la résolution spectrale est très grande devant la largeur spectrale du signal, il est donc nécessaire de tenir compte de la résolution de l'appareil.

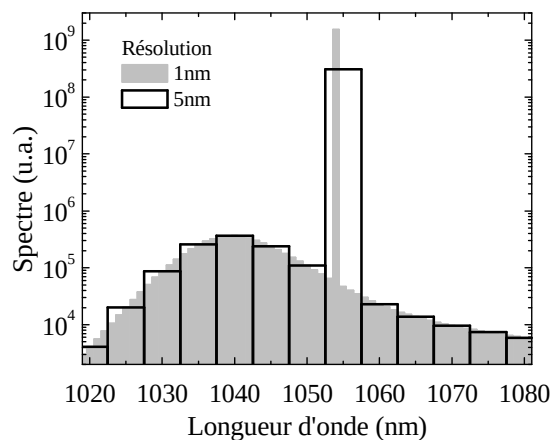


Figure 3-5 : Illustration de l'influence de la résolution de l'OSA sur la lecture du contraste entre les composantes spectrales de l'impulsion (autour de la longueur d'onde 1053 nm) et le fond continu d'ASE, dans le cas d'une résolution d'appareil 1 nm (gris) et 5 nm (noir).

Ainsi, les mesures à l'OSA nous permettent d'accéder aux puissances moyennes du signal (notée $\langle P_{signal} \rangle$ à 1053 nm +/- 50 pm, la résolution d'appareil) et de l'ASE (notée P_{ASE} sur la plage [1000 ; 1100] nm). Nous nous intéressons au rapport signal-sur-bruit (noté SNR) défini comme étant le contraste temporel entre le sommet de l'impulsion et le fond continu d'ASE, d'après l'expression (2.31). De la puissance moyenne du signal, nous en déduisons la puissance crête à l'aide de la durée des impulsions T (car elles sont supposées à profil temporel super-gaussien d'ordre 20) et de la fréquence de répétition $f_{rép}$. Ainsi, le SNR peut s'écrire de la façon suivante :

$$SNR = \frac{\langle P_{signal} \rangle}{P_{ASE}} \frac{1}{T \cdot f_{rép}} \quad (3.11)$$

Enfin, un autre paramètre important est le temps d'intégration, appelé en général *video bandwidth* ou VBW. S'agissant de phénomène impulsionnel, le temps d'intégration doit être supérieur d'au moins un ordre de grandeur à la période de répétition, afin d'éviter des problèmes de sous-échantillonnage. Ainsi, nous choisissons un VBW de 100 Hz pour des impulsions à 10 kHz. Dans le cas d'impulsions possédant une fréquence de répétition plus lente ou peu énergétiques par rapport au fond continu, il est préférable de ne plus acquérir les données en continu, mais plutôt en déclenchant l'appareil sur le train d'impulsion.

Profil temporel

Pour la caractérisation du profil temporel dans la gamme d'impulsion dizaine de nanosecondes, nous avons utilisé une photodiode rapide (70 ps de temps de montée et 5 GHz de bande passante) de type SiR5 de Thorlabs, associée à un oscilloscope de 1 GHz de bande passante.

REMARQUE : La bande passante de l'oscilloscope n'est cependant pas assez grande pour caractériser la présence éventuelle de modulations d'amplitude liées à la modulation de phase appliquée pour s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée. Ce phénomène de conversion est appelé FM-AM [6]. Nous ne l'avons donc pas caractérisé. Ce processus de conversion est difficile à quantifier, sa mesure pouvant elle-même en générer. L'utilisation de fibre polarisante pourrait toutefois limiter ses conséquences. Il s'agit d'une thématique à part entière, très importante pour les expériences d'interaction laser-matière et en termes d'endommagement sur chaîne laser de puissance [7]. En vue d'une application aux pilotes, cette problématique devra être étudiée.

Taux de polarisation linéaire

Le taux de polarisation linéaire ou PER (acronyme anglais pour *polarization extinction ratio*) est le rapport entre la composante de polarisation majoritaire et celle minoritaire. Il s'exprime généralement en dB, et renseigne sur la linéarité de polarisation d'un faisceau. Pour caractériser cette grandeur, nous avons utilisé un polarimètre, sur un prélèvement du faisceau amplifié. La mesure est réalisée sur une durée arbitraire de 30 minutes, et sur un système statique. En effet, nous n'avons pas modifié l'environnement de la fibre optique amplificatrice lors de la mesure du PER. Nous faisons la supposition qu'il existe des solutions pour isoler la fibre des contraintes extérieures. Dans le cas de développement de système commerciaux, il peut y avoir des contraintes spécifiques : variation de température, vibration, choc... Or nous évaluons ce système dans un environnement de laboratoire.

3.3 Résultats et discussions

Nous présentons dans cette section le développement de l'architecture amplificatrice. Elle se compose en deux étages : un préamplificateur et un amplificateur de forte énergie. Nous détaillons les résultats expérimentaux pour chacun des étages d'amplification et discutons des performances obtenues. Nous effectuons également des comparaisons entre les expériences et les simulations numériques, avec notamment une étude paramétrique sur le préamplificateur qui nous a permis de valider le modèle. Enfin, nous discutons des caractérisations du système et des possibilités d'intégration de chacune des parties.

3.3.1 Préamplificateur

Le préamplificateur est le premier étage d'amplification. Nous visons un gain de 30 dB, en conservant au maximum les performances de la source en termes de rapport signal-sur-bruit (supérieur à 40 dB), de maintien de la polarisation (supérieur à 25 dB), de maîtrise de la forme temporelle, de profil spatial monomode et l'absence d'effets non-linéaires, qui pourraient causer par exemple des modifications du profil spectral.

Choix de la fibre 1

Le choix de la fibre du préamplificateur, appelée fibre 1, est essentiellement basé sur trois critères. Tout d'abord, elle doit posséder un diamètre de cœur supérieur aux fibres standards (6 μm) afin d'augmenter le seuil d'apparition des effets non-linéaires, mais rester strictement monomode. Etant donné le niveau d'énergie visé en sortie du préamplificateur (gamme 10 μJ), il n'est pas nécessaire d'avoir une fibre possédant un diamètre supérieur à 15 μm , car comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2, il est préférable d'avoir une énergie en entrée d'amplificateur suffisamment importante devant la quantité d'énergie que peut stocker la fibre pour des raisons de qualité d'amplification, (autrement dit de fonctionner en régime de gain plutôt saturé). Elle doit ensuite être double-gaine pour l'injection de la pompe, et si possible avec un air-clad pour favoriser une grande ouverture numérique. Elle doit enfin être à maintien de polarisation, pour conserver un état de polarisation linéaire au cours de l'amplification. Nous avons cherché une fibre disponible commercialement, et avons opté pour la fibre de NKT Photonics de référence DC-105/11-PM-Yb, illustrée sur la Figure 3-6 et dont les propriétés géométriques sont reportées dans le Tableau 3-1.

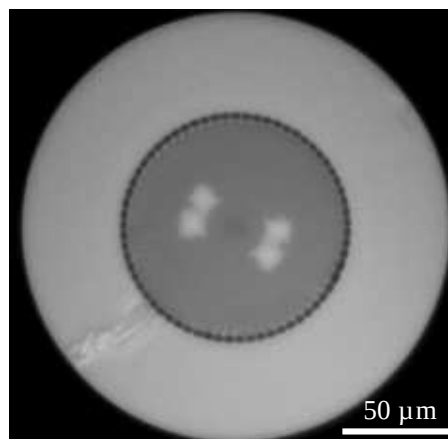


Figure 3-6 : Photographie au microscope optique de la face de la fibre 1.

Description du montage expérimental

Cette fibre est fusionnée partiellement aux deux extrémités et clivée à angle d'environ 7° sur chacune des faces. Nous avons représenté sur la Figure 3-7 le schéma du dispositif expérimental. Le préamplificateur est isolé optiquement de la source (noté OI sur le schéma), et une lame d'onde permet d'injecter la fibre selon son axe lent. La diode de pompe est injectée en sens inverse du signal, via un miroir dichroïque (noté DM sur le schéma) qui possède une grande réflectivité à la longueur d'onde de la pompe et une grande transmission à la longueur d'onde du signal.

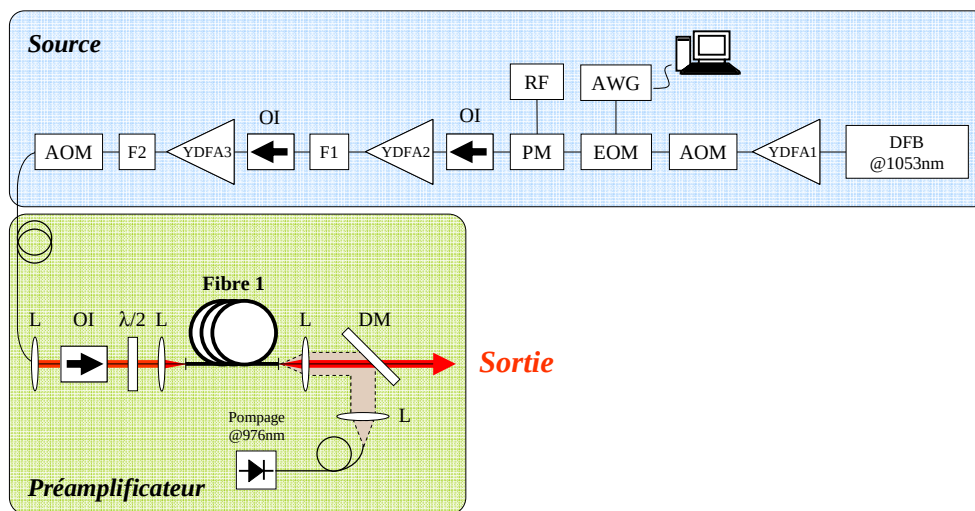


Figure 3-7 : Schéma du dispositif expérimental du préamplificateur.

Nous avons utilisé des lentilles moulées asphériques (notées L sur le schéma), ainsi que des platines de translations micrométriques pour injecter le signal et la pompe. Deux paires de miroirs non représentés sur le schéma sont également utilisés pour faciliter l'injection du signal et de la pompe (centrage – pointage).

Etude paramétrique

Nous avons effectué une étude paramétrique du préamplificateur, afin de confirmer la validité du modèle numérique. Nous avons donc mesuré le gain et le SNR sur plusieurs longueurs de fibres et à différentes puissances de pompe, pour un signal injecté de durée 10 ns avec un profil temporel super-gaussien d'ordre 20, à 10 kHz, et d'énergie 10 nJ. Les résultats sont présentés sur la Figure 3-8.

REMARQUES : Pour ces mesures, la diode de pompe est utilisée avec un point de fonctionnement identique (i.e. courant/température), afin d'assurer une longueur d'onde de pompe constante. L'ajustement de la puissance de pompe a été réalisé en utilisant un couple polariseur et lame demi-onde. D'autre part, nous rappelons que les simulations numériques sont basées sur les équations présentées dans la sous-section 2.1.2, suivant la méthode de résolution présentée dans la sous-section 2.2.1.

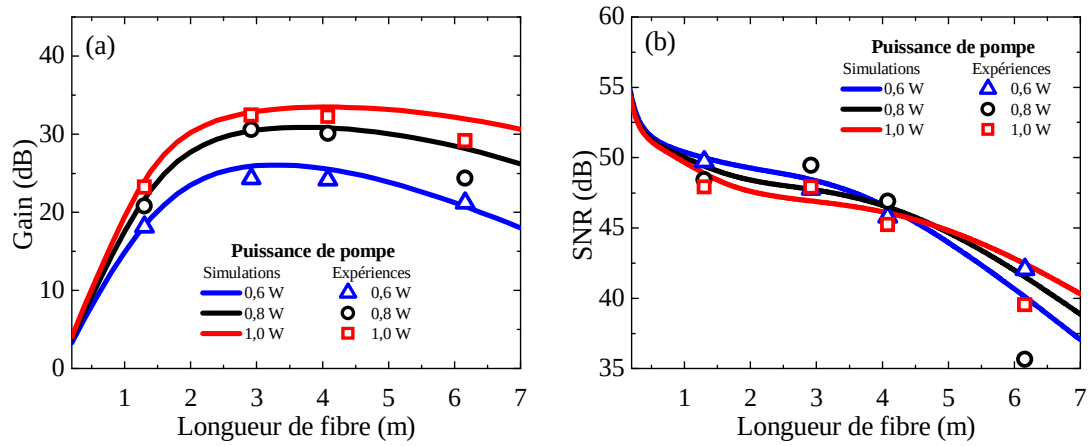


Figure 3-8 : Etude du gain (a) et du rapport signal-sur-bruit (b) en fonction de la longueur de fibre 1, pour différentes puissances de pompe. Les symboles représentent les résultats expérimentaux, et les traits continus représentent les simulations numériques.

Ces résultats montrent un bon accord entre les simulations et les mesures expérimentales. Nous observons un léger désaccord entre les simulations et les expériences pour de grandes longueurs de fibre et à plus forte puissance de pompe. Nous pensons que ce léger désaccord peut avoir deux origines. Tout d'abord, nous avons calculé le seuil d'apparition du SBS dans une fibre passive, d'après l'équation (2.26) avec une longueur effective de fibre de 5 m (correspondant à des impulsions de durée 10 ns). Nous trouvons un seuil de 6.5 kW, ce qui correspond à une énergie de l'ordre de 65 μ J. Ce niveau d'énergie est supérieur aux énergies mesurées, mais du même ordre de grandeur. Il est donc probable que l'élargissement spectral appliqué au signal via une modulation de phase ne soit pas suffisant pour de telles longueurs de fibre active. La chute d'efficacité pourrait être liée au démarrage du SBS, bien que nous ne sommes pas parvenus à le mesurer expérimentalement.

Ensuite, une autre explication probable est au niveau des sections efficaces. Au cours de cette étude paramétrique, nous avons diminué l'amplitude du maximum de la section efficace d'émission de 19% pour nos simulations, afin que l'ensemble des séries de mesures soient en meilleur accord avec les résultats numériques, et ce quel que soit le cas d'amplification considéré. Pour ajuster ce paramètre, nous avons considéré l'ensemble des mesures et fait varier les coefficients du fit de gaussiennes [8] basé sur les mesures de la référence [9]. Cette diminution seule ne correspond pas nécessairement à la réalité. D'ailleurs, lorsque l'on compare un relevé de spectre de signal amplifié avec les simulations, voir Figure 3-9, il apparaît un écart autour du maximum de la bosse d'ASE (i.e. 1030 à 1040 nm). Néanmoins, cet ajustement, bien que ne représentant pas précisément la réalité, permet d'obtenir de bons accords sur une large gamme de fonctionnement.

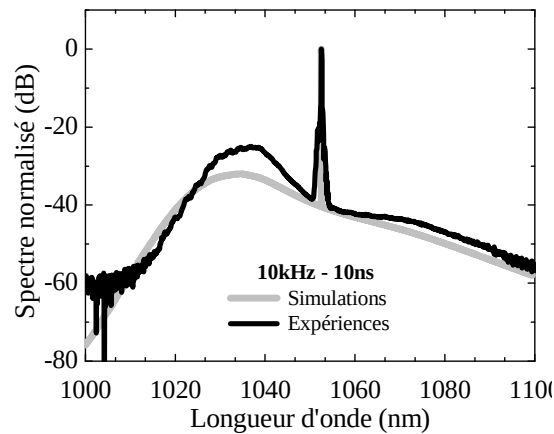


Figure 3-9 : Relevé de spectre normalisé en fonction de la longueur d'onde, en sortie de fibre 1 de longueur 3 m, pour un signal de durée 10 ns à 10 kHz, amplifié à 10 μ J et non filtré.

REMARQUE : L'élargissement observé au pied de la longueur d'onde de signal (sur la Figure 3-9) est lié aux résidus d'ASE des précédents étages d'amplifications. Il ne s'agit pas de composantes de signal. Par la suite, nous avons optimisé le filtrage de l'ASE inter-étage pour améliorer le contraste et les performances d'amplification.

Bien qu'un léger désaccord subsiste entre les simulations et les résultats expérimentaux, cette étude paramétrique nous permet de valider la modélisation numérique, et de déterminer qu'une longueur de fibre d'environ 3 m pompée autour de 1 W est suffisante pour atteindre les performances requises en termes de gain. Concernant le SNR, les mesures représentées sur la Figure 3-8 (b) sont effectuées sans filtrage spectral en sortie d'amplificateur. Le SNR est donc amélioré après filtrage jusqu'à atteindre des valeurs supérieures à 50 dB, tout en conservant des énergies par impulsion supérieures à 10 μ J, ce qui est compatible avec les spécifications du besoin. Notons enfin, qu'un accord parfait entre les simulations et les résultats expérimentaux n'est jamais possible, d'autant plus compte tenu du nombre de paramètres et des incertitudes sur chacune des valeurs.

Compensation de la saturation par le gain

Dans le cas d'une fibre de 3 m de longueur pompée autour de 1 W, il apparaît de la saturation par le gain, via une distorsion de la forme temporelle. En effet, lorsque l'on injecte une impulsion à profil temporel de type super-gaussien d'ordre 20 (Figure 3-10 (a)), le front avant de l'impulsion est d'avantage amplifié que le front arrière (Figure 3-10 (b)). Nous montrons sur ces deux exemples un excellent accord entre les simulations (courbes grises sur la Figure 3-10) et les résultats expérimentaux (courbes noires sur la Figure 3-10).

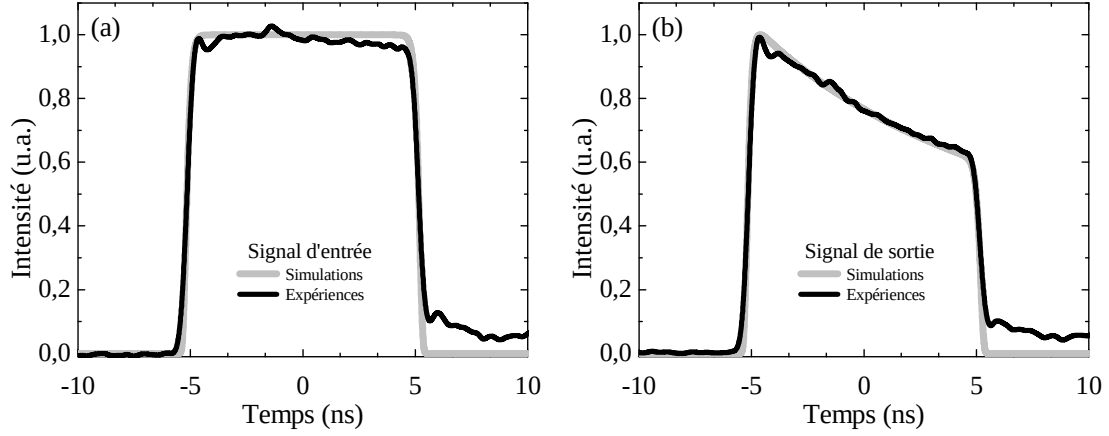


Figure 3-10 : Illustration de la saturation par le gain (b), lorsqu'un signal à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 (a) est injecté en entrée de la fibre 1.

REMARQUE : Sur ces relevés de photodiode, nous observons une « traîne » en fin d'impulsion. Il s'agit d'un phénomène lié au détecteur, qui n'est donc pas réel. Cet artéfact de mesure a été corrigé expérimentalement au cours des expériences menées sur l'amplificateur forte énergie présentées dans la sous-section suivante.

Pour compenser cette distorsion temporelle, il est possible d'ajuster la forme temporelle du signal d'entrée, comme nous l'avons expliqué dans la sous-section 2.2.2. Dans cet exemple, nous avons déterminé numériquement la forme temporelle pré-compensée (Figure 3-11 (a)) pour obtenir en sortie d'amplificateur le profil temporel désiré, qui est ici une impulsion de type super-gaussienne d'ordre 20 (Figure 3-11 (b)).

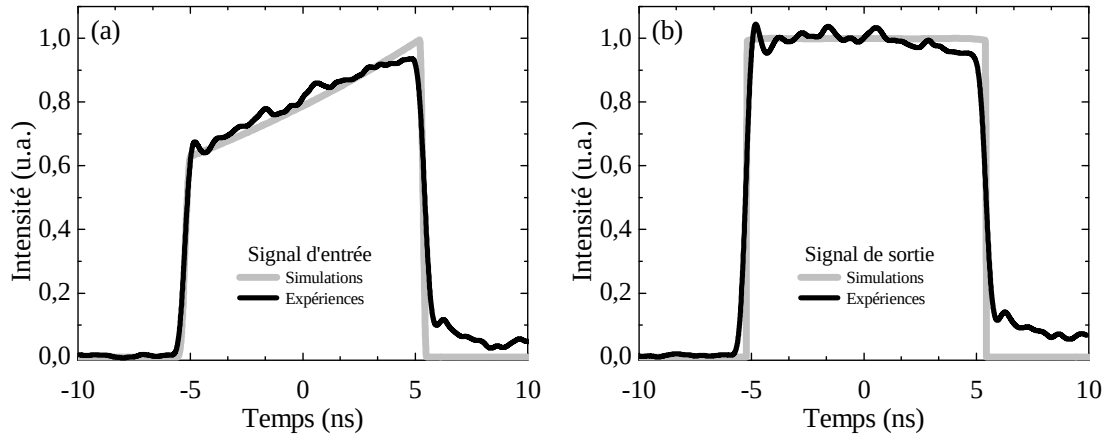


Figure 3-11 : Illustration de la pré-compensation de la saturation par le gain, déterminée numériquement (a), pour obtenir en sortie de fibre 1 (b) un signal à profil temporel super-gaussien.

Caractérisation du profil spatial

Nous avons caractérisé le profil spatial, afin de vérifier s'il est monomode transverse. Pour cela, nous avons vérifié que le profil spatial en champ proche du faisceau, i.e. dans le plan de la face de sortie de la fibre, (Figure 3-12 a) correspond à la transformée de Fourier (TF) du profil spatial en champ lointain (Figure 3-12 c). Le profil en champ lointain est obtenu dans le plan image d'une lentille de longue focale, c'est-à-dire 1.2 m. Nous avons tracé les coupes transverses (Figure 3-12 b-d), et comparé la TF du champ proche (courbe grise sur la Figure

3-12 d) avec le champ lointain (courbe noire sur la Figure 3-12 d). Il apparaît donc que le faisceau issu de la fibre 1 se propage en limite de diffraction.

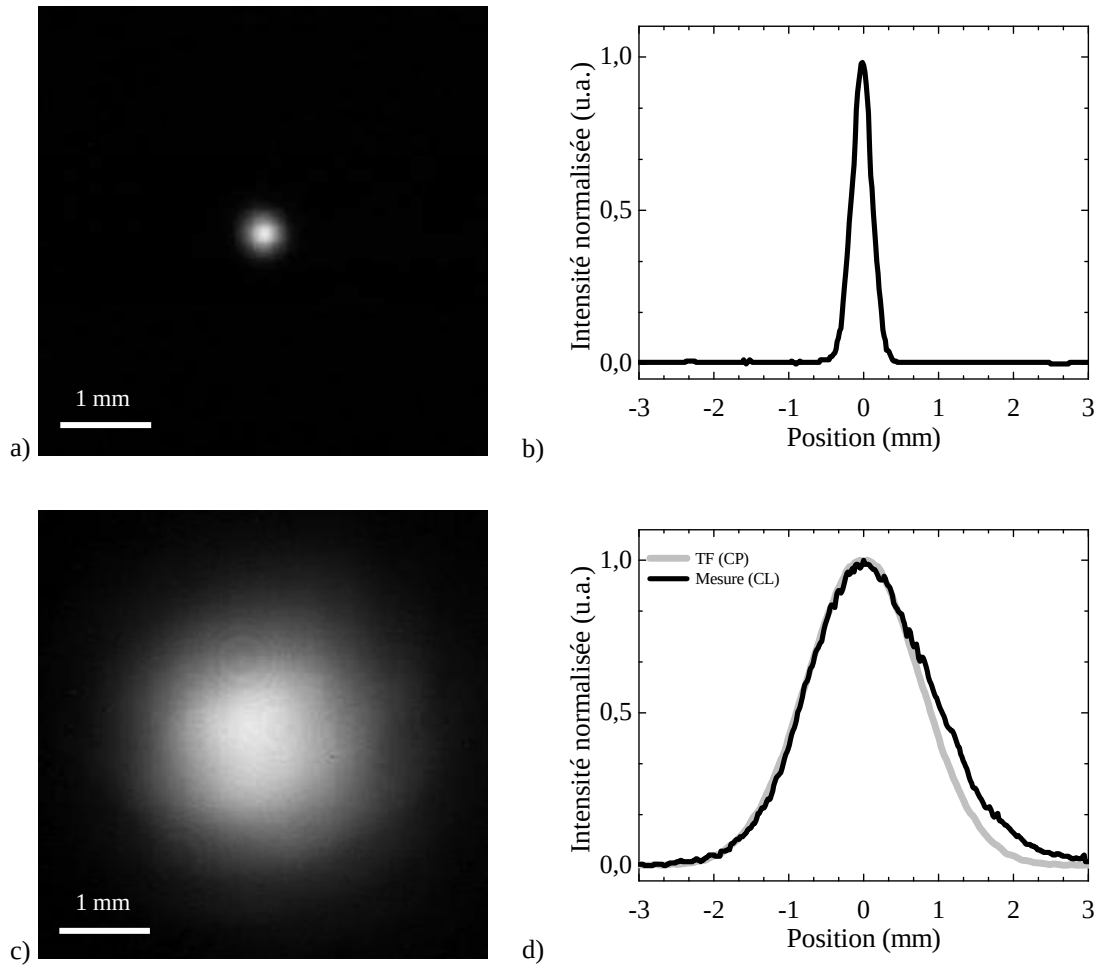


Figure 3-12 : Caractérisation du profil spatial en champ proche (a) et en champ lointain (c) en sortie de la fibre 1, avec les coupes transverses correspondantes (b) et (d).

Pour confirmer cette mesure, et vérifier que le faisceau ne comporte pas de phase d'ordre 2, nous avons effectué une mesure du front d'onde du faisceau signal amplifié, à l'aide d'un analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann (HASO), représentée sur la Figure 3-13. Nous avons mesuré une distorsion du front d'onde de $\lambda/26$ rms et $\lambda/14$ peak-to-valley. Ces valeurs confirment donc l'absence d'autres modes que le fondamental dans le faisceau de signal amplifié.

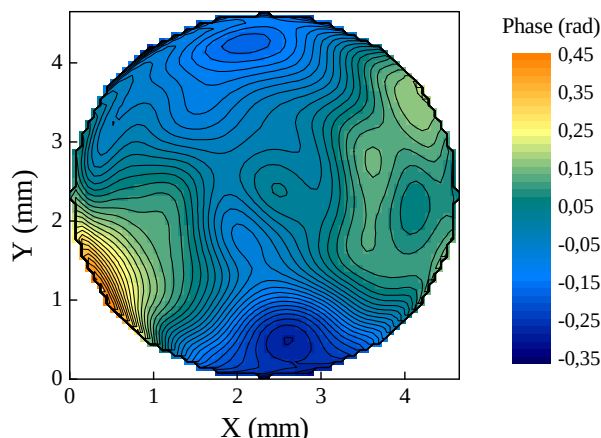


Figure 3-13 : Mesure HASO de la phase spatiale en sortie de fibre 1.

Caractérisation du taux de polarisation

Nous avons mesuré le PER sur 30 minutes et 1000 échantillons, et représenté sur l'histogramme de la Figure 3-14 leur répartition. Il apparaît que le PER est supérieur à 25 dB, ce qui est tout à fait en accord avec les performances visées.

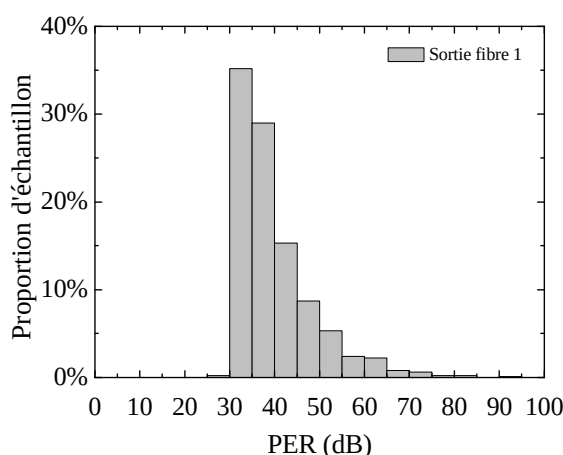


Figure 3-14 : Histogramme de mesures du taux de polarisation en sortie de fibre 1, sur une durée de 30 minutes et 1000 échantillons.

Stabilité du préamplificateur

Nous avons caractérisé la stabilité du préamplificateur, en mesurant tout d'abord la stabilité spatiale du pointé au cours de l'amplification. Cette mesure est réalisée à l'aide d'une fonction de l'HASO. Nous avons trouvé 10 μ rad rms de fluctuation selon chacun des axes. Ensuite, nous avons caractérisé la stabilité de l'amplification en mesurant l'énergie pulse-à-pulse sur 30 minutes, et avons trouvé une fluctuation de 0.2% rms et 1% crête-à-crête. Cette stabilité est en accord avec les performances visées.

L'ensemble de ces résultats numériques et expérimentaux ont été publiés [10].

3.3.2 Amplificateur de forte énergie

L'amplificateur de forte énergie constitue le second étage d'amplification. Nous visons un gain de l'ordre de 20 dB, en conservant au maximum les performances du préamplificateur, afin d'atteindre la gamme d'énergie du milliJoule par impulsion de durée 10 ns, soit des puissances crêtes de l'ordre de 100 kW.

Choix de la fibre 2

Le choix de la fibre de l'amplificateur de forte énergie, appelée fibre 2, est basé sur des critères identiques à ceux de la fibre 1. Elle doit posséder un diamètre de cœur supérieur à celui du préamplificateur afin d'augmenter le seuil d'apparition des effets non-linéaires, mais rester strictement monomode et souple. Elle doit également être double-gaine pour l'injection de la pompe, et si possible avec un air-clad afin d'avoir une grande ouverture numérique de la gaine interne. Enfin, elle doit maintenir la polarisation linéaire du signal au cours de son amplification. Le choix dans les fibres disponibles commerciales et correspondant à ces critères est assez restreint. Nous avons donc opté pour la fibre de NKT Photonics de référence DC-200/40-PZ-Yb, illustrée sur la Figure 3-15 et dont les propriétés géométriques sont reportées dans le Tableau 3-1.

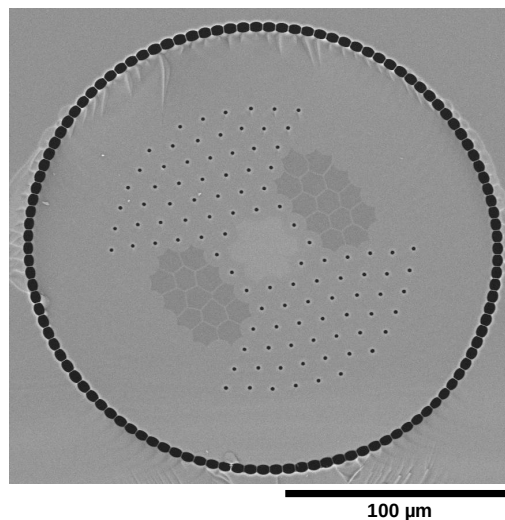


Figure 3-15 : Photographie au microscope électronique à balayage de la fibre 2.

Description du montage expérimental

Côté injection du signal, la fibre est fusionnée sur une longueur de 30 µm et clivée à angle d'environ 5°. Côté injection de la pompe, (et donc extraction du signal amplifié), nous avons soudé un embout en silice, d'une longueur de 1.5 mm et clivé à angle d'environ 3.5°, semblable à celui de la Figure 3-3. La fibre est enroulée sur elle-même de façon à ce que l'axe des barreaux de contrainte soit orienté dans le plan horizontal, sans forcer l'éventuelle torsion naturelle de la fibre. Le rayon de courbure est de l'ordre de 25 cm, pour des facilités expérimentales. Le soin apporté à cette courbure permet notamment de favoriser un meilleur taux de maintien de la polarisation du signal. Nous avons représenté sur la Figure 3-16 le schéma du dispositif expérimental. Nous avons placé un filtre spectral en sortie du préamplificateur (noté F3 sur le schéma), de bande passante 1 nm de largeur totale à mi-hauteur, centré à 1053 nm de longueur d'onde et une transmission maximale de 70%. Ce filtre permet de ne pas injecter les résidus d'ASE du préamplificateur dans l'amplificateur de forte énergie. Nous avons ensuite isolé optiquement les deux étages d'amplification (noté OI sur le schéma), et une lame d'onde

permet l'injection la fibre selon son axe lent. La diode de pompe est injectée en sens inverse du signal, via un miroir dichroïque (noté DM sur le schéma) qui possède une grande réflectivité à la longueur d'onde de la pompe et une grande transmission à la longueur d'onde du signal. Nous avons utilisé des lentilles moulées asphériques (notées L sur le schéma), ainsi que des platines de translations micrométriques pour injecter le signal et la pompe.

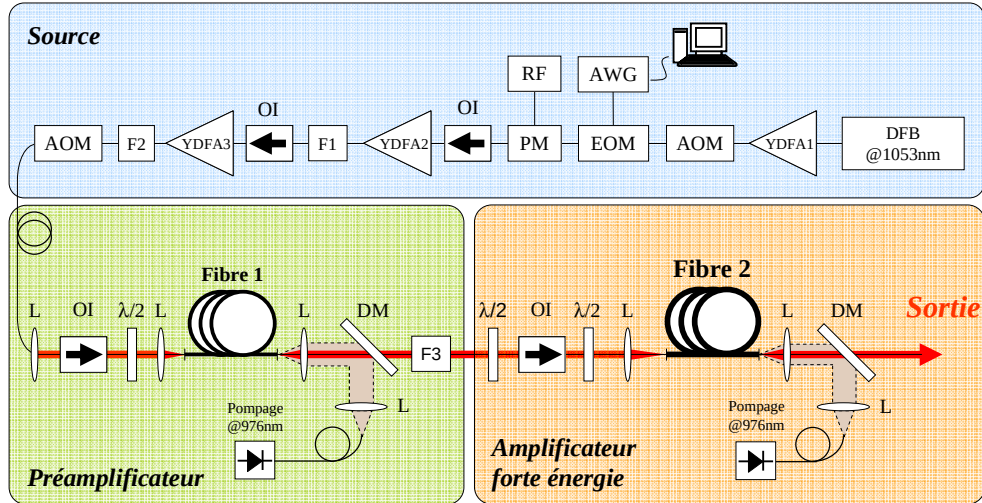


Figure 3-16 : Schéma du dispositif expérimental de l'amplificateur de puissance.

Deux paires de miroirs non représentés sur le schéma sont également utilisés pour faciliter l'injection du signal et de la pompe (centrage – pointage). Nous avons choisi d'utiliser uniquement des miroirs dichroïques pour transporter le faisceau pompe, afin d'isoler au maximum la diode de pompe d'éventuels retours de signal amplifié. Ainsi, trois miroirs dichroïques en cascade permettent de minimiser ces retours potentiels à 0,2% dans la diode de pompe.

Dimensionnement

Rappelons tout d'abord qu'en sortie du préamplificateur, nous avons obtenu un signal de durée 10 ns sur un profil temporel super-gaussien d'ordre 20, d'énergie 10 μ J, et de fréquence de répétition sur la plage 1 kHz à 10 kHz, avec un rapport signal-sur-bruit supérieur à 50 dB. Nous avons alors simulé numériquement le comportement en amplification de cette fibre 2, en injectant un signal de type sortie du préamplificateur, afin de déterminer quel est le meilleur couple longueur de fibre et puissance de pompe pour atteindre un gain de l'ordre de 20 dB tout en conservant un rapport signal-sur-bruit supérieur à 50 dB. Nous avons tracé le gain et le SNR correspondant sur la Figure 3-17.

Nous remarquons tout d'abord que le gain semble saturer pour des longueurs de fibre supérieures à 3 m, pour une fréquence de répétition de 10 kHz (Figure 3-17 (a)), et pour des longueurs de fibre supérieures à 4 m, pour une fréquence de répétition de 1 kHz (Figure 3-17 (b)). Au-delà de ces longueurs, le SNR se dégrade également de façon significative (Figure 3-17 (c) et (d)). Ces simulations montrent donc que la longueur de fibre ne doit pas excéder 3 m, en raison de la saturation du gain et de la dégradation du SNR pour des fibres plus longues. D'autre part, concernant la puissance de pompe, il semble nécessaire d'injecter une puissance supérieure à 10 W, quelque soit la gamme de fonctionnement, pour atteindre un gain de l'ordre de 20 dB. Ainsi, des énergies proches du

milliJoule sont accessibles à partir de 12 W de pompe pour une fréquence de répétition de 1 kHz. Lorsque la fréquence augmente jusqu'à 10 kHz, il est nécessaire d'atteindre des puissances de l'ordre de 24 W.

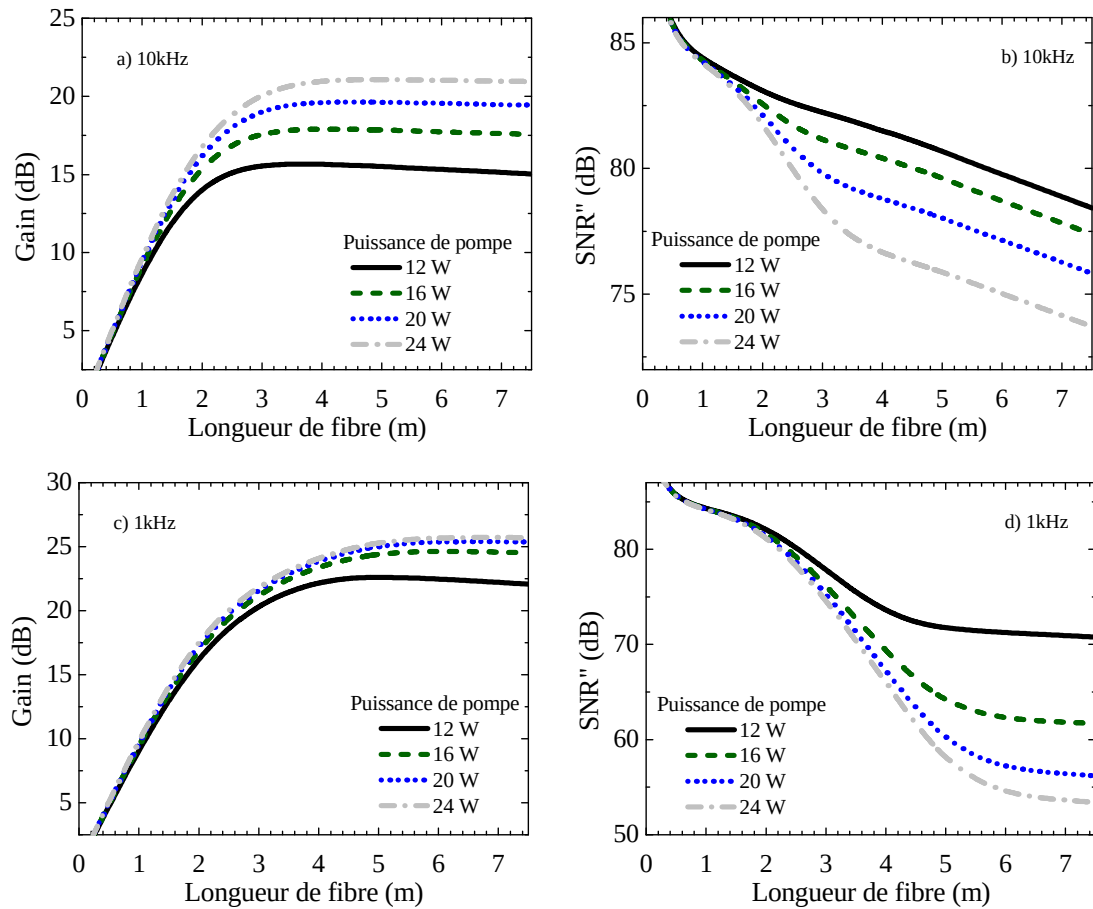


Figure 3-17 : Simulations numériques du gain (a)(c) et du rapport signal-sur-bruit (b)(d), pour un signal injecté de durée 10 ns, avec un profil temporel super-gaussien d'ordre 20 et d'énergie 10 μ J à 10 kHz (a)(b) et 1kHz (c)(d), en fonction de la longueur de fibre 2.

REMARQUES : Les simulations sont effectuées avec les valeurs de sections efficaces que nous avons fixées pour le préamplificateur, les deux fibres étant issues du même fabricant. D'autre part, nous n'avons pas tenu compte dans ces simulations des résidus d'ASE du préamplificateur réinjectés dans l'amplificateur de forte énergie, et qui sont donc amplifiés dans la fibre 2. Par conséquent, le SNR calculé ici ne correspond pas au SNR réel. Il doit être interprété comme étant une dégradation relative du SNR sur le signal amplifié. C'est pourquoi nous l'avons noté SNR''. Enfin, nous avons remarqué au cours des différentes expériences, que l'absorption de la pompe est inférieure à celle théorique. De façon empirique, nous avons déterminé que les calculs sont en meilleur accord avec les mesures lorsque le facteur de recouvrement de la pompe sur les ions dopés est deux fois plus grand ($\Gamma_p = 2 \cdot A_{\text{cœur}} / A_{\text{gaine}}$). Deux hypothèses peuvent expliquer ce phénomène. La première est que la pompe se propage uniquement dans la gaine de silice (i.e. pas dans la microstructure, les barreaux de contrainte, et le cœur dopé). C'est d'ailleurs ce qui semble être le cas lorsque l'on image la face d'entrée de la fibre sur une caméra. Seule une couronne hors microstructure semble transmettre la pompe. L'aire de la gaine interne est alors divisée par 2. La seconde hypothèse est que la valeur d'absorption est mesurée sur une préforme dont la distribution de dopant n'est pas constante dans la section transverse et qui est modifiée au cours du tirage.

L'assemblage et l'étirage de plusieurs plots de dopant forment alors une zone globalement moins dopée que le centre de la préforme initiale. Il est enfin à noter que nous n'avons pas remarqué ce phénomène sur la fibre 1, qui a un cœur constitué d'un unique plot et qui n'est pas microstructuré de trous d'air.

Etude en fonction de la fréquence de répétition

Dans un premier temps, nous avons utilisé une diode qui délivre jusqu'à 20 W continu, centrée à 976 nm, avec une largeur spectrale totale à mi-hauteur de 3 nm. Nous avons effectué une étude de l'énergie extraite en fonction de la fréquence de répétition. Le signal injecté dans la fibre 2 possède un profil temporel super-gaussien d'ordre 20 et de durée 10 ns, avec une énergie de 14 μJ (soit un coefficient de couplage de 56%) et un SNR supérieur à 50 dB. Nous avons représenté les résultats en fonction de la puissance de pompe injectée sur la Figure 3-18. Comme attendu, à puissance de pompe équivalente, l'énergie extraite est d'autant plus importante que la période de répétition est proche du temps de fluorescence (de l'ordre de la milliseconde).

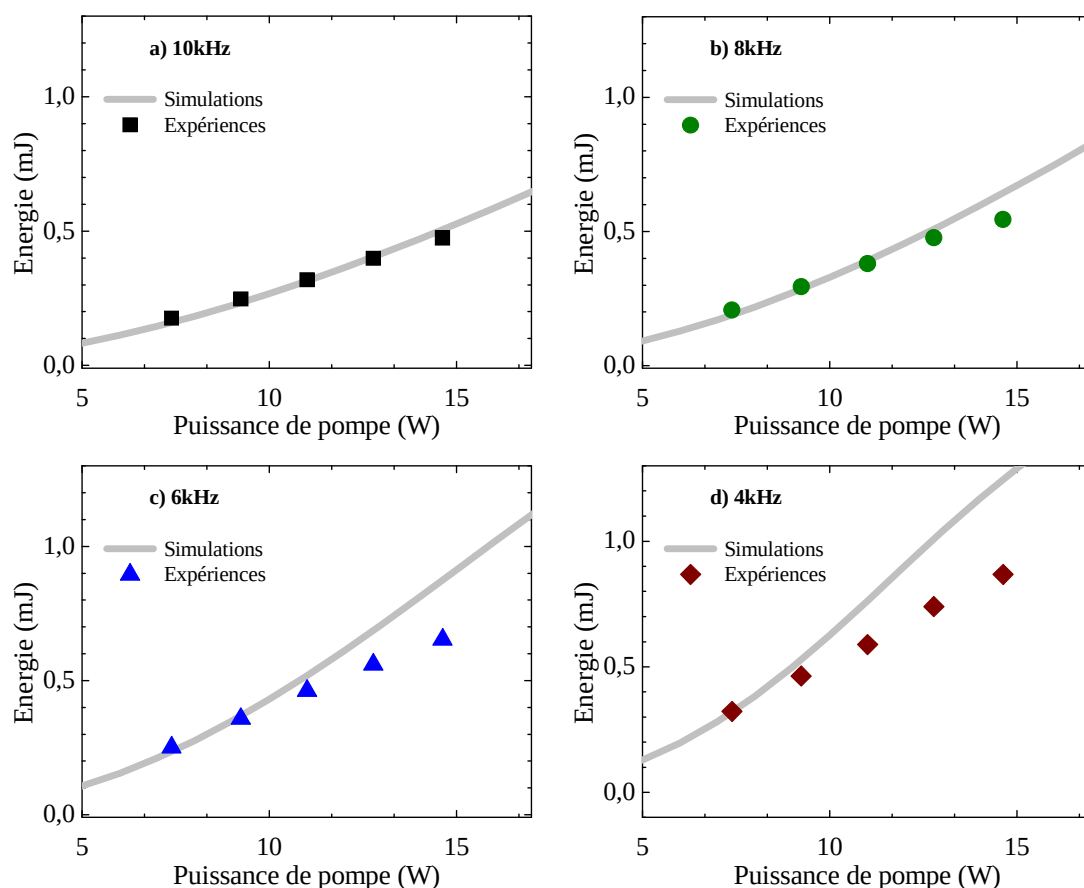


Figure 3-18 : Etude de l'énergie extraite en sortie de fibre 2 en fonction de la puissance de pompe injectée, à différentes fréquences de répétition d'un signal à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 en entrée de fibre 2.

Ces résultats expérimentaux sont comparés aux modélisations numériques (courbes continues grises sur la Figure 3-18). Nous remarquons un bon accord en simulations et expériences, avec une augmentation du désaccord lorsque les énergies extraites sont supérieures à 600 μJ . Ces écarts peuvent avoir plusieurs origines. Tout d'abord, l'impact de l'erreur sur les sections efficaces est exacerbé lorsque le système est saturé. Nous avons déjà évoqué au cours des études sur le préamplificateur, qu'il était difficile de déterminer avec précision

les sections efficaces, sans les mesurer directement. De plus, la modélisation ne prend pas en compte les effets non-linéaires. Il est probable que de telles énergies commencent à en générer, et c'est ce que nous expliquons plus loin.

Nous avons représenté sur la Figure 3-19 les formes temporelles correspondant aux énergies maximales extraites avec 14.6 W de pompe injectée d'après la Figure 3-18.

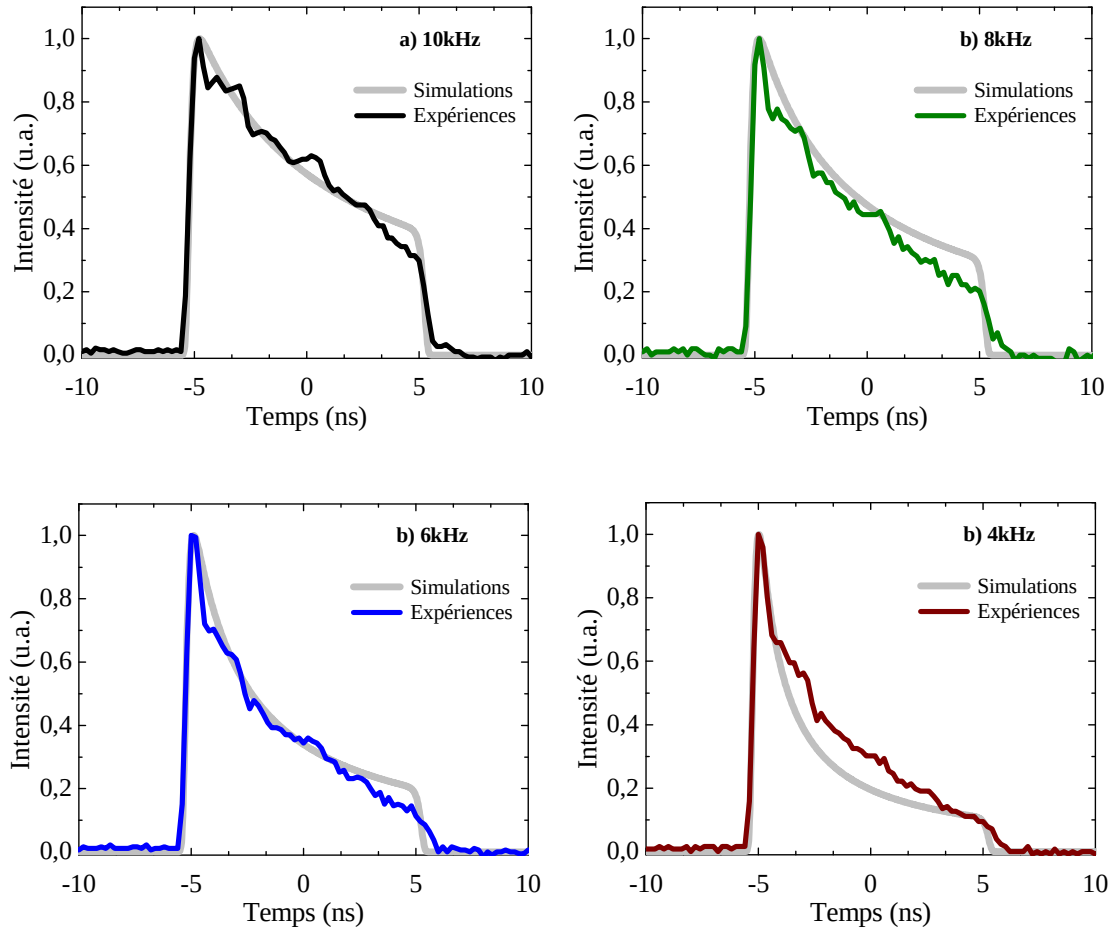


Figure 3-19 : Etude de la déformation temporelle liée à la saturation par le gain en sortie de fibre 2, à différentes fréquences de répétition et pour un signal à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 en entrée de fibre 2.

Il y a un bon accord sur la répartition temporelle de l'intensité des impulsions avec les simulations numériques. Il apparaît à 4 kHz que l'impulsion est moins déformée expérimentalement par la saturation par le gain que le prévoit le modèle. Ce dernier point est à nouveau discuté dans les paragraphes suivants.

La caractérisation se poursuit avec les relevés des spectres, représentés sur la Figure 3-20, pour chacune des fréquences de répétition étudiées. Ces mesures nous permettent de vérifier, en tenant compte du rapport cyclique, que nous obtenons un SNR supérieur à 50 dB, pour toutes les fréquences de répétition du signal considérées.

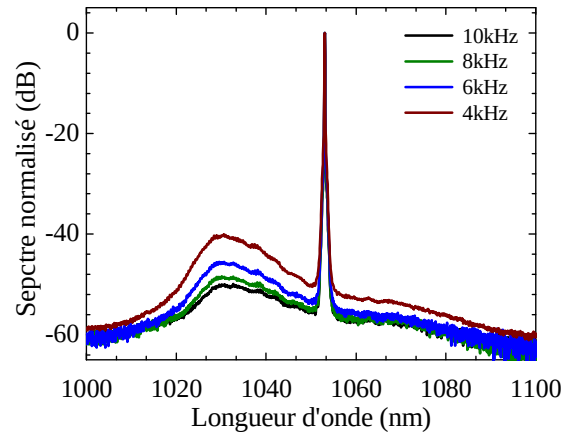


Figure 3-20 : Etude du spectre en sortie de fibre 2, pompée à 14.6 W, avec un signal injecté de durée 10 ns à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 et à différentes fréquences de répétition.

Compensation de la saturation par le gain

Nous avons déterminé numériquement quelle forme temporelle à appliquer au préamplificateur pour obtenir en sortie d'amplificateur de forte énergie une forme temporelle de profil super-gaussien d'ordre 20. Nous présentons les résultats des profils temporels obtenus avec une puissance de pompe de 14.6 W sur la Figure 3-21. Nous observons des modulations d'amplitude plus importantes que pour le préamplificateur. Ces fluctuations sont liées aux incertitudes de mesure de la fonction de transfert de la MFT, qui sont exacerbées lorsque le système est saturé. En effet, la fonction d'appareil de la MFT est caractérisée de façon préalable aux expériences, et prise en compte dans le calcul numérique de pré-compensation. Elles peuvent donc être compensées simplement en amont du système. D'autre part, nous observons que la fin de l'impulsion n'est pas parfaitement pré-compensée. Afin de s'affranchir de ce désaccord entre les simulations et les résultats expérimentaux, il est possible de mettre en place une contre-réaction expérimentale (automatisée comme dans la référence [11] ou manuellement en modifiant la forme temporelle point-à-point). Notre méthode de contre-réaction numérique nous permet donc d'obtenir de bons accords entre les simulations et les résultats expérimentaux, qui peuvent être optimisés via une optimisation de la fonction de transfert de la MFT ou une contre-réaction expérimentale.

La pré-compensation de la forme temporelle nous permet de diminuer la puissance crête des impulsions, tout en conservant l'énergie extraite. Ce dernier point est un atout pour le développement des sources lasers fibrés de forte énergie, car cela permet d'augmenter le seuil d'apparition des effets non-linéaires pour une énergie et une durée d'impulsion équivalente.

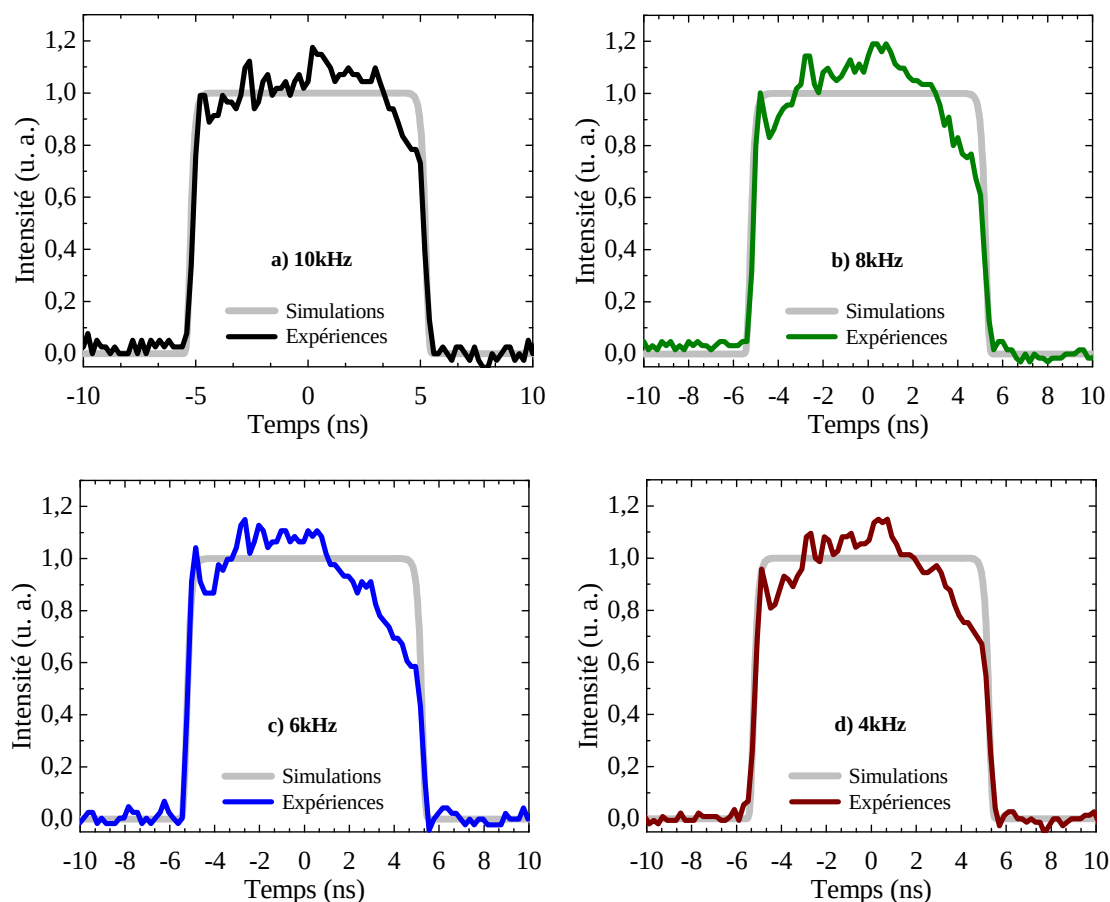


Figure 3-21 : Etude de la pré-compensation de la saturation par le gain en sortie de fibre 2, à différentes fréquences de répétition, pour un signal mis en forme par détermination numérique.

En diminuant la fréquence de répétition jusqu'à 1 kHz, nous avons extrait jusqu'à **1.51 mJ**, ce qui est un record sur ce type de fibre avec des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanoseconde. Nous avons représenté sur la Figure 3-22 l'évolution de l'énergie extraite en fonction de la fréquence de répétition, pour une puissance de pompe de 14.6 W.

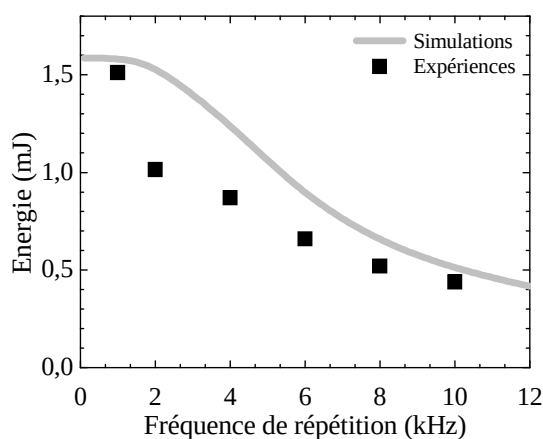


Figure 3-22 : Etude de l'énergie extraite de la fibre 2, pompée à 14.6 W, en fonction de la fréquence de répétition du signal pré-compensé temporellement.

Nous observons une tendance à l'augmentation de l'écart entre les simulations et les expériences lorsque la fréquence de répétition du signal diminue. Or, à 1 kHz, l'énergie extraite est très proche de celle simulée. Nous avons vérifié que cette mesure est bien identique quel que soit le diagnostic. La puissance totale est de 1,79 W, et le SNR calculé à l'aide du relevé OSA est supérieur à 50 dB. Ceci implique que le fond continu d'ASE est de l'ordre de 180 mW. Il reste donc 1,61 W de signal, ce qui est tout à fait cohérent avec la mesure du joulemètre insensible au continu de 1,51 mJ.

REMARQUE : Les simulations montrent un comportement globalement concordant avec les expériences. Un meilleur accord serait obtenu en décalant la courbe des simulations vers la gauche, ce qui correspond numériquement à un ajustement des paramètres spectroscopiques de la fibre.

Nous avons relevé la forme temporelle de l'impulsion à 1 kHz, sur la Figure 3-23. Nous observons une distorsion de la forme temporelle non-maîtrisée, malgré la pré-compensation déterminée numériquement. L'impulsion est réduite temporellement, équivalent à 5 ns. Elle possède une très forte puissance crête, atteignant jusqu'à **280 kW**. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication [12].

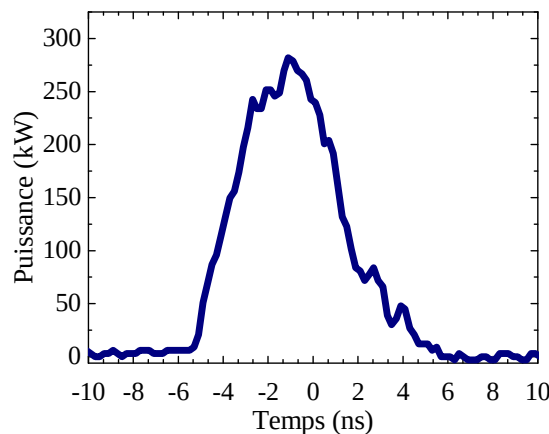


Figure 3-23 : Profil temporel d'une impulsion à 1 kHz et d'énergie 1.51 mJ, mise en forme temporellement pour obtenir un profil super-gaussien d'ordre 20.

Il apparaît clairement une limitation de la pré-compensation numérique, pour des systèmes très fortement saturés. L'optimisation de ces formes temporelles avec une contre-réaction expérimentale semble accessible, grâce à la versatilité de la source. Néanmoins, nous obtenons des niveaux d'énergie jamais atteints avec ce type de fibre, sur des impulsions de plusieurs nanosecondes à quelques kHz, sans endommagement des fibres. Au cours de ces expériences, nous avons remarqué l'apparition de nouvelles fréquences, phénomène que nous détaillons dans ce qui suit.

Effets non-linéaires

Lors de la montée en énergie, nous avons observé l'apparition de nouvelles couleurs sur la fibre, comme illustré sur la photographie de la Figure 3-24. Il est classique pour des fibres dopées aux ions Yb d'observer une fluorescence de couleur verte à bleue lorsqu'elles sont fortement pompées, en raison des transitions coopératives de l'Yb avec les impuretés présentes dans la matrice hôte (comme par exemple de l'erbium ou du thulium) [13]. En revanche, il est tout à fait inhabituel d'observer de la couleur rouge. Nous n'avons pas trouvé mention de

telles observations dans la littérature. Cette fluorescence « rouge » est apparue de façon très visible au niveau de l'injection du signal, (partie de fibre moins pompée, et donc ayant moins de fluorescence « verte »), et semble se propager dans la gaine interne de la fibre.

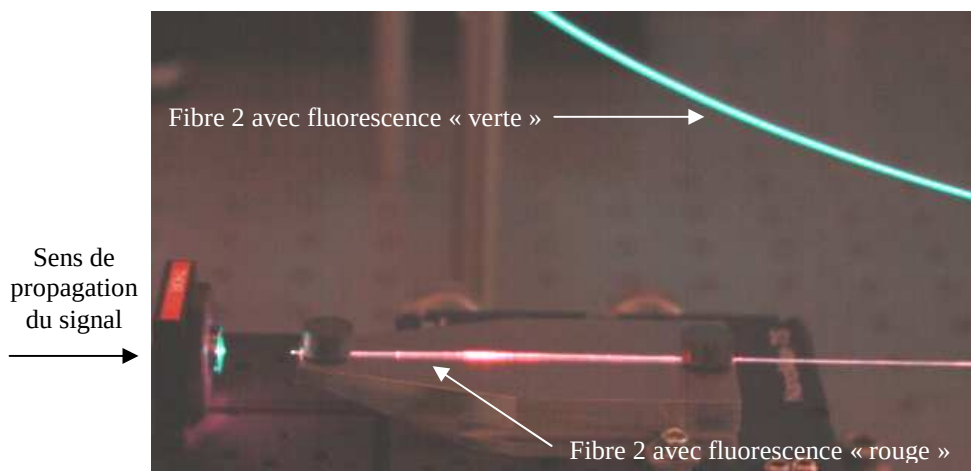


Figure 3-24 : Photographie de la fibre 2 (côté injection du signal) lors de l'excitation de fluorescences classique (couleur verte) et non-linéaire (couleur rouge).

Nous avons alors tenté de mettre en place des diagnostics pour analyser ces nouvelles fréquences, qui apparaissent uniquement en présence de signal amplifié (i.e. absentes avec seulement de la pompe), sur le retour côté injection du signal, comme illustré sur le schéma de la Figure 3-25.

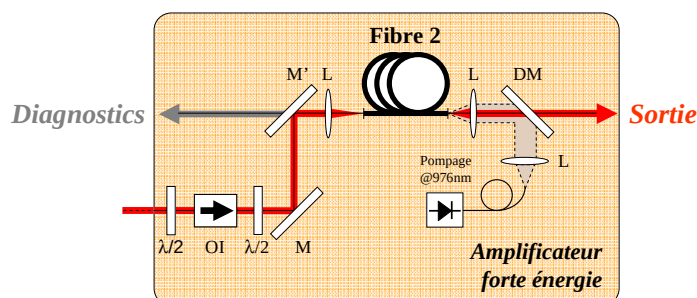


Figure 3-25 : Schéma de positionnement des diagnostics pour la caractérisation des fluorescences non-linéaires.

Dans l'alignement du miroir d'injection M' , nous avons placé deux miroirs dichroïques permettant de filtrer d'éventuels résidus de pompe, d'ASE et de signal, puis un puissancemètre. Nous n'avons cependant pas réussi à mesurer correctement la proportion de cette fluorescence, qui semble être de faible intensité par rapport aux réflexions parasites de l'environnement à proximité de l'amplificateur.

Nous avons alors placé une photodiode sensible aux longueurs d'onde visibles, qui nous a permis de détecter ces fluorescences qui semblent être pulsées. Nous avons relevé le niveau d'énergie du signal amplifié au seuil d'apparition de ces fluorescences, en faisant varier la durée des impulsions et la fréquence de répétition. Les résultats sont représentés sur la Figure 3-26. Nous avons également fait la comparaison entre des impulsions pré-compensées temporellement (symboles ronds bleus sur la Figure 3-26) et non pré-compensées (symboles carrés

noirs sur la Figure 3-26). Le seuil d'apparition semble plutôt lié à l'énergie des impulsions, et non dépendantes de la fréquence de répétition.

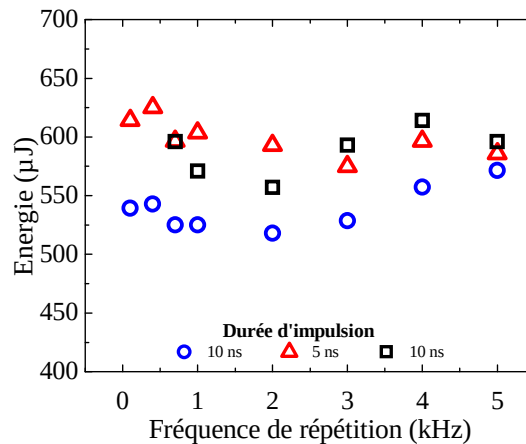


Figure 3-26 : Relevé en énergie par impulsion extraite de la fibre 2 du seuil d'apparition de la fluorescence « rouge » à différentes fréquence de répétition du signal et durée d'impulsion. Les symboles ronds (bleus) et triangles (rouges) sont pour des impulsions pré-compensées et les symboles carrés (noirs) sont pour des impulsions déformées

Nous avons ensuite placé un spectromètre visible (Ocean Optics modèle USB4000, possédant une faible dynamique) à la place de la photodiode, et avons observé l'apparition de trois « pics » à 868.6 nm, 739.5 nm et 643.6 nm, ayant une largeur de l'ordre de 10 nm, correspondant au seuil d'apparition de la fluorescence « rouge » (Figure 3-27). Ces pics semblent tout d'abord d'intensité de plus en plus importante (comme illustré sur la Figure 3-27), puis lorsque l'énergie extraite se rapproche de la gamme milliJoule, ils semblent devenir très instables (« clignotement »).

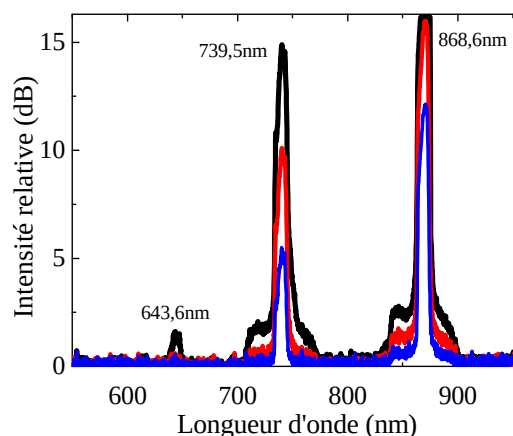


Figure 3-27 : Relevé de spectre sur le prélèvement de fluorescence « rouge », pour un signal à 1 kHz et une puissance de pompe de 12 W (courbe bleue), 12.5 W (courbe rouge) et 13 W (courbe noire).

Nous avons remplacé le spectromètre visible par un prélèvement OSA permettant d'observer les composantes à plus hautes longueurs d'onde, et avons relevé les spectres à différents niveaux d'énergie sur la Figure 3-28. Il apparaît tout d'abord deux composantes à 868.4 nm (comme observées précédemment) et à 1337.4 nm, ainsi que

des résidus (et/ou des réflexions) de pompe, de signal et d'ASE non filtrés. D'autre part, dès lors que l'on atteint la gamme du milliJoule extrait, il semble y avoir une génération de fréquences étendues au-delà de 1100 nm.

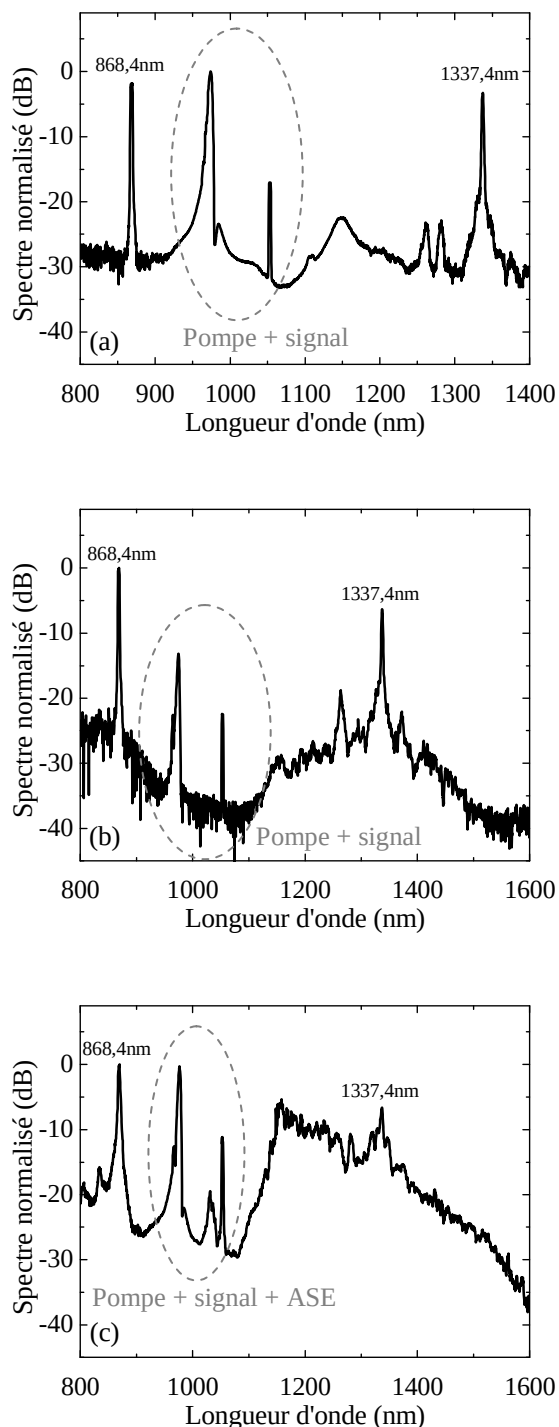


Figure 3-28 : Relevé de spectre sur le prélèvement de fluorescence « rouge », pour un signal à 1 kHz et une énergie par impulsion de 0,65 mJ (a), 0,75 mJ (b) et 1,5 mJ (c).

REMARQUE : Les mesures de la Figure 3-28 sont effectuées sur un prélèvement à l'entrée de la fibre. Ces ondes se propagent donc dans le sens inverse du signal. Nous n'avons pas observé ces nouvelles fréquences en sortie de la fibre amplificatrice, i.e. dans le sens de propagation du signal, car le signal amplifié est en comparaison

beaucoup trop intense. Cela signifie que si ce phénomène se produit dans le sens de propagation du signal, il possède une amplitude inférieure à celle du signal amplifié, d'une valeur supérieure à la dynamique de la mesure, soit environ 70 dB.

Il semble très difficile de comprendre l'origine de ces nouvelles fréquences, qui ne sont pas des sommes de fréquences. Sur la Figure 3-28 (a), nous relevons un écart fréquentiel de 22,5 THz entre la longueur d'onde de pompe et celle du signal, et la longueur d'onde du signal et une composante à 1143 nm. De plus, nous observons un écart de 38 THz entre la longueur d'onde de pompe et la composante à 868,4 nm, mais aussi entre la composante à 1143 nm et à 1337,4 nm. D'autre part, concernant les « pics » identifiés, nous avons reporté dans le Tableau 3-3 les écarts en fréquence par rapport à la longueur d'onde de signal. Il apparaît un décalage fréquentiel constant entre chaque composante spectrale, de l'ordre de 60 THz, par rapport à la longueur d'onde de signal. Toutes ces observations semblent indiquer un processus de mélange d'ondes, couplé ou non.

Longueur d'onde (nm)	Fréquence optique (THz)	Décalage par rapport à la fréquence voisine (THz)
643.6	465.8	
739.5	405.4	60.4
868.5	345.2	60.2
Signal → 1053.0	284.7	60.5
1337.4	224.2	60.5

Tableau 3-3 : Décalage en fréquence des « pics » de fluorescence

Enfin, lorsque nous observons le spectre du signal amplifié à 1.51 mJ et 1 kHz, il apparaît un élargissement autour de la longueur d'onde de signal, typique de l'automodulation de phase, illustré sur la Figure 3-29. En revanche, nous n'observons pas de SRS. Le décalage fréquentiel Raman de 13 THz (valeur classique dans la silice) par rapport à la longueur d'onde du signal produirait de nouvelles longueurs d'onde autour de 1103 nm.

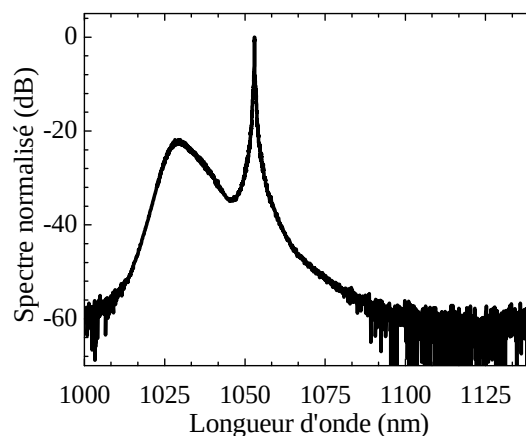


Figure 3-29 : Relevé de spectre en sortie de fibre 2, pour un signal amplifié à une énergie de 1.51 mJ et une fréquence de répétition de 1 kHz.

Ces observations sont confirmées à d'autres fréquences de répétition, dès lors que l'on atteint la gamme d'énergie du mJ (Figure 3-30 b). En effet, nous avons injecté une diode de pompe plus puissante par la suite, et avons extrait jusqu'à 1.23 mJ à 10 kHz (Figure 3-30 a), ce qui constitue également un record d'extraction d'énergie sur ce type de fibre souple avec des impulsions de durée 10 ns. Nous observons le même élargissement spectral autour de la longueur d'onde de signal, caractéristique de l'automodulation de phase, ainsi qu'une déformation temporelle de la fin d'impulsion (Figure 3-30 c), théoriquement pré-compensée pour délivrer un profil de type super-gaussien d'ordre 20.

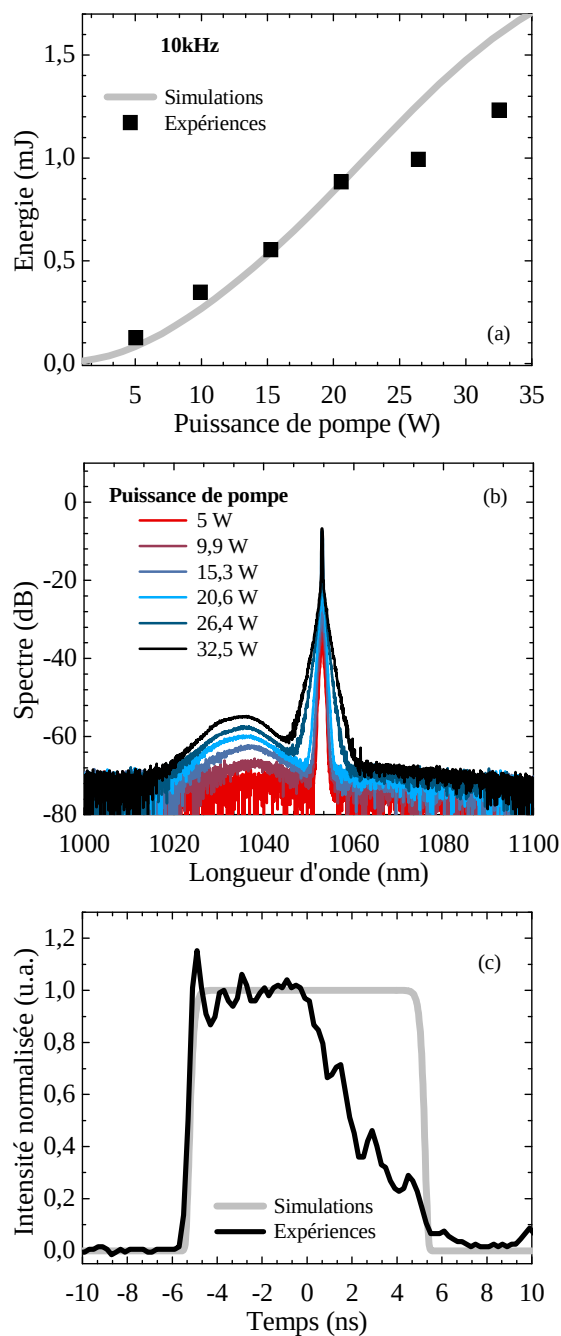


Figure 3-30 : Etude de l'énergie extraite en sortie de fibre 2 en fonction de la puissance de pompe injectée (a), pour un signal à profil temporel pré-compensé de durée 10 ns à 10 kHz, les relevés de spectre correspondants (b), et forme temporelle à une énergie de 1.23 mJ.

Il semble donc que l'on atteigne le seuil d'apparition des effets non-linéaires pour des énergies de l'ordre du milliJoule par impulsion. Le processus d'automodulation de phase identifié à la longueur d'onde du signal, se manifeste essentiellement par un élargissement spectral symétrique, (significatif à -40 dB en dessous du signal). Nous n'avons pas observé de SRS sur les relevés de spectre. Cependant, l'apparition de nouvelles fréquences relativement discrètes et espacées entre elles d'un décalage fréquentiel de 60 THz (soit 38 THz + 22 THz) semble montrer la présence d'autres phénomènes non-linéaires, de type battement fréquentiel. Elles ont été mesurées en sens inverse du signal pour des raisons pratiques, mais sont également présentes à l'autre extrémité de la fibre. La présence de SPM montre que les intensités (de l'ordre de 30 GW.cm⁻²) sont susceptibles d'exalter d'autres effets non-linéaires, et le décalage fréquentiel relativement régulier semblent en faveur d'un processus de type mélange à quatre ondes ou FWM (acronyme anglais pour *four wave mixing*), pouvant mettre en jeu deux photons de signal intenses et deux autres de pompe. En revanche, ce processus nécessite qu'il y ait une relation de phase entre les quatre ondes. Ne connaissant pas la dispersion de ce type de fibre, il est difficile de trouver l'origine de ce battement de fréquence. Une hypothèse, non vérifiée, est que ce processus soit amorcé par l'excitation d'un défaut du cœur dopé, comme par exemple la formation de centre colorés, d'agglomérat d'ions ou d'autres transformations structurales photo-induit dans la matériau de silice dopé [13]. Ces défauts sont liés à la composition et aux inhomogénéités du matériau dopé, ce qui est caractéristique par exemple d'un fort dopage Yb [14] et peut être à l'origine d'un vieillissement prématuré de la fibre.

Cette génération de nouvelles fréquences ne semble pas perturber l'amplification, car de beaucoup plus faible intensité que le signal amplifié. L'élargissement spectral par SPM est un phénomène à proscrire pour les applications aux pilotes de chaînes lasers de puissance. Cela constitue donc une limitation à la montée en énergie sur ce type de fibre dans nos applications.

Caractérisation de la polarisation.

Nous avons mesuré le PER sur 30 minutes et 1000 échantillons, et représenté sur l'histogramme de la Figure 3-31 leur répartition. Il apparaît que le PER est supérieur à 25 dB, ce qui est tout à fait en accord avec les performances visées. On remarque un déplacement (par rapport à la Figure 3-14) de la répartition des valeurs de PER dans la tranche 30 à 40 dB, ce qui peut être expliqué par le fait que la fibre 2 est polarisante, et non à maintien de polarisation comme l'est la fibre 1. Ceci semble permettre d'améliorer la stabilité de l'état de polarisation après amplification, car les éventuels transferts d'un axe de polarisation sur l'autre rencontrent de fortes pertes, et sont donc par conséquent moins amplifiés.

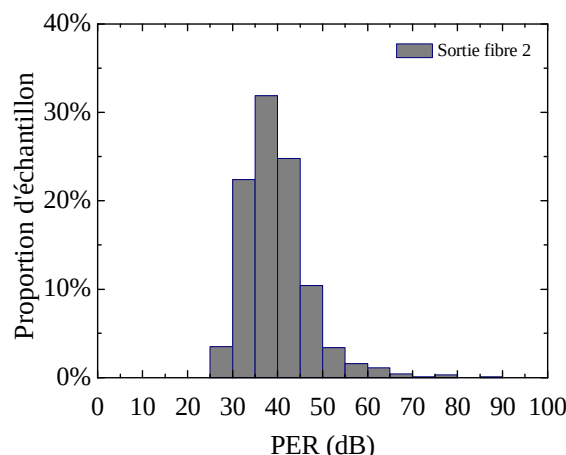


Figure 3-31 : Histogramme de mesures du taux de polarisation en sortie de fibre 2, sur une durée de 30 minutes et 1000 échantillons.

Caractérisation du profil spatial.

Afin de caractériser le profil spatial en sortie de fibre 2 à un régime d'amplification de très forte énergie, nous avons effectué une mesure de M^2 , reportée sur la Figure 3-32. Nous avons mesuré 1.10 et 1.15 selon les deux directions, ce qui est très correct pour une fibre de cette dimension.

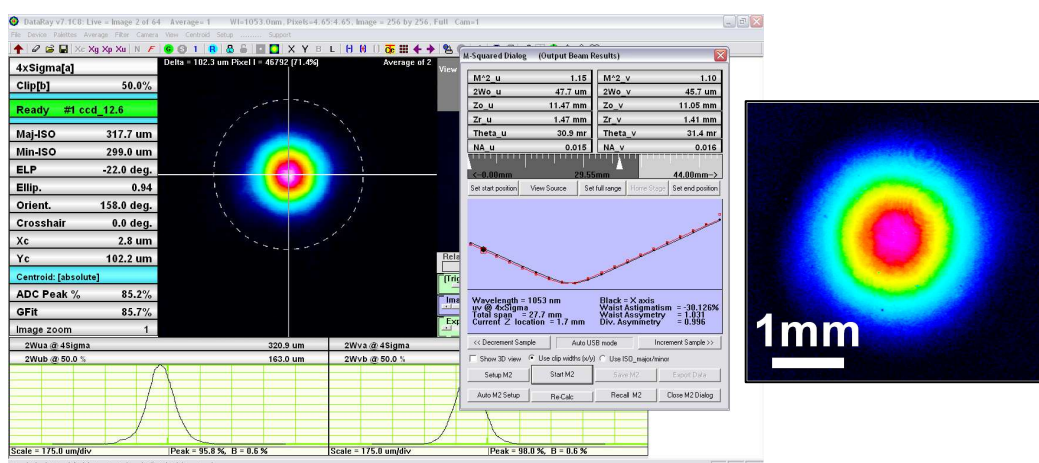


Figure 3-32 : Mesure de M^2 en sortie de fibre 2 opérant à 15 W de puissance de pompe (à gauche), et zoom sur le relevé du profil spatial en champ lointain (à droite).

Afin de s'assurer que cette mesure n'est pas surestimée en raison d'un mode non-approximable à une fonction gaussienne, nous avons tracé la coupe transverse du profil spatial en champ lointain (partie gauche de la Figure 3-32), ainsi que le fit de cette courbe par une gaussienne, sur la Figure 3-33. Nous remarquons que la coupe est symétrique et semblable à une forme gaussienne.

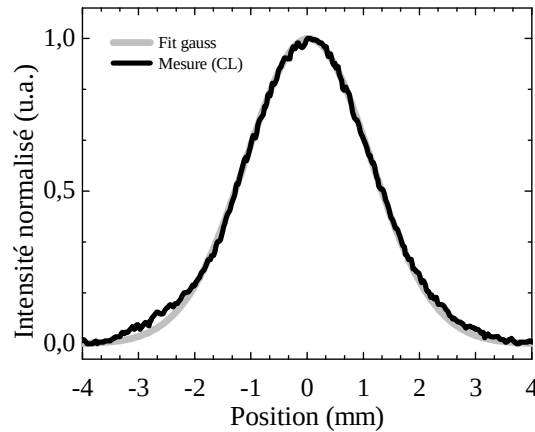


Figure 3-33 : Coupe transverse du profil spatial en champ lointain, issue de la fibre 2 au cours de l'amplification de forte énergie (courbe noire), et fit par une gaussienne (courbe grise).

Nous concluons à une bonne qualité du mode spatial. L'éventualité de la présence d'autres modes en faible proportion n'est pas complètement exclue, en raison de la nature même de la mesure de M^2 . Il serait nécessaire pour cela d'effectuer une caractérisation plus approfondie [5].

Stabilité de l'amplificateur de forte énergie

Nous avons caractérisé la stabilité de l'ensemble du système en mesurant les fluctuations pulse-à-pulse du signal amplifié sur une durée de 30 minutes. Lorsque le système fonctionne sans effets non-linéaires, par exemple à 10 kHz et 14.6 W de pompe, nous avons mesuré une fluctuation de 1.1% rms et 8.8% crête-à-crête. Lorsque le système délivre des énergies exaltant des effets non-linéaires, par exemple à 1 kHz et 14.6 W de pompe, nous avons mesuré une fluctuation de 2.3% rms et 14.1% crête-à-crête. Ces mesures montrent une relativement bonne stabilité de l'amplification, sans dérive dans le temps. Nous attribuons l'augmentation des fluctuations par rapport au préamplificateur au fort pompage et les effets thermiques qui en résultent. L'apparition des effets non-linéaires semble également jouer un rôle, bien qu'il soit difficile de dissocier les fluctuations d'origine thermique, d'amplification et non-linéaire.

Cette stabilité peut être améliorée pour des applications aux pilotes de chaîne laser de puissance, mais demeure compatible en l'état avec d'autres applications de laser à fibre.

Rendement énergétique

Bien que le rendement optique ne soit pas une priorité dans notre étude, il est à noter que l'efficacité de conversion de la puissance de pompe en signal amplifié n'est pas très bonne, de l'ordre de 30% à 10 kHz et de 10% à 1 kHz. Ceci a pour origine le faible rapport cyclique du signal, qui n'est pas favorable à l'amplification stimulée par essence. D'autre part, le résidu de pompe non convertie est non-absorbé, ou mal confinée dans la gaine, ou encore convertie en ASE. Il y a également d'autres phénomènes non radiatifs, comme la thermique, qui sont difficilement quantifiables, mais non négligeable lors de fort pompage. D'autres configurations, avec l'utilisation de deux pompes à chacune des extrémités par exemple, sont envisageables pour améliorer l'aspect thermique. Enfin, les processus non-linéaires jouent également un rôle dans la diminution du rendement optique.

Amélioration des performances

Ce système peut encore être amélioré, avec notamment un travail supplémentaire sur la forme temporelle. Il est possible d'optimiser la précision de la prise en compte des réponses électriques des composants de la MFT. Il est également envisageable pour d'autres applications d'appliquer une contre-réaction expérimentale pour améliorer en direct la forme temporelle (de façon automatisée comme dans la référence [11], ou encore manuellement en modifiant la forme temporelle point-à-point).

D'autre part, il apparaît que la méconnaissance des sections efficaces est critique pour la modélisation de l'amplification dans de tels systèmes fortement saturés. Ce point est également un axe de progrès envisageable en ayant recours à des mesures directement sur la fibre dopée.

Enfin, la prise en compte des effets non-linéaires dans la modélisation peut permettre une meilleure compréhension de ces phénomènes. Ils semblent ne pas être contournables, et à ce titre constituent une limitation forte à la montée en énergie dans ce type de fibre souple pour des applications aux pilotes de chaîne laser de puissance. En revanche, des techniques de filtrage spectral pourraient par exemple être une solution pour éliminer ces nouvelles fréquences, ce qui est en accord avec d'autres applications de laser à fibre de forte énergie.

3.4 Intégration de l'architecture

L'intégration d'une telle architecture, pour aboutir à un système monolithique, passe par la fabrication de composants fibrés et/ou intégrés tels que les éléments de filtrage spectral, d'isolation optique et de couplage de la pompe dans la fibre active double-gaine. En effet, bien que la compacité du système ne soit pas une contrainte restrictive pour nos applications, l'intérêt d'utiliser des fibres optiques est aussi de pouvoir profiter de leurs avantages en termes de robustesse et d'alignement. Ces deux caractéristiques sont indissociables de l'intégration du système. Or, ce type de composant existe pour des fibres standards (i.e. à saut d'indice avec un diamètre de cœur de 6 μm), mais demeurent encore peu communs lorsque le diamètre de mode augmente (plusieurs dizaines de microns). Ainsi, jusqu'à l'injection du signal dans le préamplificateur, le dispositif est entièrement fibré et à maintien de polarisation.

Les éléments de filtrage spectral et d'isolation optique entre les deux étages d'amplification sont envisageables via de l'optique intégrée, en ayant recours à des fibres passives de 10 μm de diamètre de mode et un passage en espace libre. Ainsi, la tenue au flux de ces composants peut être contournée en ayant recours par exemple à un agrandisseur de faisceau dans la partie en espace libre. D'autre part, l'adaptation de mode ou MFA (acronyme anglais pour *mode field adapter*) de 10 μm vers 40 μm de diamètre de cœur peut être réalisée sur une (ou plusieurs) fibre(s) permettant une transition adiabatique, i.e. sans perte. La zone de transition de la taille du mode peut être réalisée par la méthode de diffusion de dopant et/ou d'étirage physique d'une fibre solide [15-17], qui est ensuite soudée sur la fibre active. Les MFA sont disponibles commercialement (par exemple Liekki ou ITF) dans des versions allant de 6 μm vers 10, 20 à 30 μm , et semblent tout à fait adaptables à nos besoins.

La fonction de couplage de la pompe dans la gaine interne de la fibre active est la plus critique à intégrer. En effet, nous cherchons à injecter et extraire de fortes intensités lumineuses, dans des fibres à microstructure de trous d'air et de grande dimension. Les méthodes standards de couplage (expliquées dans le chapitre 1) ne sont donc plus adaptées. La première approche consiste alors à fusionner et étirer physiquement plusieurs fibres (pompe et signal) entre elles [18], de façon à ce que les ondes de pompe puissent être couplées dans la gaine interne de la fibre active. Cette technique implique une modification des dimensions de chacune des fibres. Dans le cas de fibre solide, il est démontré des performances compatibles avec des applications de haute puissance [19]. Des versions commerciales sont d'ailleurs aujourd'hui disponibles avec une fibre standard d'injection du signal, de 2 à 6 fibres de pompe, et cela sur une fibre active solide possédant jusqu'à 20 μm de diamètre de mode. D'autre part, il est également possible d'avoir recours à un manchon externe [20], de type conique par exemple, au lieu de fusionner les fibres de pompe sur la fibre active. La réalisation technique de ce type de composant est cependant assez délicate, notamment pour souder les fibres de pompe sur ce manchon [21].

Ces techniques ne sont toutefois pas compatibles avec des fibres microstructurées à trous d'air. La problématique est en effet plus complexe en raison de la tendance naturelle des trous à se refermer lors d'un apport de chaleur. Sur ce principe de fusion et étirage physique des fibres du combineur, une voie explorée est la réalisation d'une fibre intermédiaire à microstructure dimensionnée pour guider le mode progressivement du saut d'indice au guidage par la microstructure partiellement fusionnée [22]. Cette technique permet de ne pas modifier les dimensions du mode fondamental au travers du combineur. Mais elle n'est pas compatible avec une fibre active dont le cœur est microstructuré. De plus, très complexe à réaliser, cette technique nécessite d'avoir recours à une fibre intermédiaire dimensionnée spécifiquement pour le combineur.

Il est enfin possible d'utiliser des éléments d'optique soudés ou accolés sur une face de la fibre active pour coupler le(s) faisceau(x) pompe dans la gaine interne. Il peut s'agir d'un miroir parabolique collé à une extrémité de la fibre double-gaine et troué au niveau du cœur de la fibre pour l'extraction du signal [23]. La pompe est alors injectée par réflexion sur ce miroir. Ce type de composant spécifique, aujourd'hui commercialisé par NKT Photonics [24], permet des injections sur fibres microstructurées de grande dimension. Selon le même principe, l'élément d'optique peut être un miroir dichroïque en verre soudé sur la fibre active, réalisant par la même occasion la fonction d'embout en sortie d'amplificateur [25]. Dès lors que la procédure de soudure est maîtrisée, cette technique est également applicable aux fibres microstructurées de grande dimension. Elle est applicable à notre architecture sur le dernier étage d'amplification, car l'injection de la pompe par un élément d'optique externe assure l'extraction du faisceau en espace libre.

Concernant l'intégration du système présenté dans ce chapitre, nous avons fait réaliser par le fabricant ITF un combineur à deux pompes sur la fibre 1 du préamplificateur, qui rappelons-le possède un air-clad. Ce combineur permet de pomper la fibre dans le même sens que le signal. Cette réalisation est une adaptation de leurs produits existants de combineur sur fibres solides de dimensions similaires. Les premiers essais montrent que l'on conserve les performances en termes de gain et de SNR. Il est cependant nécessaire de poursuivre la caractérisation pour valider les autres spécifications.

Concernant l'amplificateur de forte énergie, les différentes possibilités d'intégration du système ont été étudiées, mais aucune réalisation technique n'est effectuée. Il semble qu'une solution de type soudure d'élément optique

soit la plus séduisante, car elle ne modifie pas la microstructure et sont compatibles avec des fibres de grande dimension. Cependant, la tenue aux flux des éléments et l'assemblage (fibres pompe, signal et fibre active) sont des questions en suspens. En effet, les composants optiques doivent être de très bonne qualité, de même que l'assemblage des éléments (collage ou soudure) parfaitement maîtrisé. D'autre part, une solution en optique intégrée est également prometteuse. Toutefois, la mécanique utilisée doit être d'une grande précision. Et cette solution soulève la problématique du maintien et du positionnement de ces fibres microstructurées très fragiles.

3.5 Conclusion

Rappelons tout d'abord que ces travaux font partie des ESTB du CEA/CESTA sur la thématique « fiabilisation des pilotes de chaîne laser de puissance ». Dans ce cadre, nous avons développé un système amplificateur de type MOPA dans la gamme mJ, ns et kHz, devant permettre l'extension des composants fibrés de la source (actuellement entièrement fibrée) vers le module préamplificateur (en optique espace libre) des pilotes de chaîne laser de puissance. Ces travaux ont pour objectif d'explorer le potentiel qu'offrent les fibres à microstructure de trous d'air pour ces applications.

Nous avons présenté les différents éléments expérimentaux à disposition, à commencer par une source semblable à celle d'un pilote de type LMJ. Les méthodes de caractérisation ainsi que le matériel utilisé sont également détaillés. La mise en œuvre de ces fibres particulières est une étape importante de ces travaux, car indispensable pour le développement de système de forte énergie. Nous avons donc exposé la préparation des faces de ces fibres (clivage et soudure d'embout) et les difficultés que cela représente. Dans un premier temps, les fibres sont utilisées avec des injections en espace libre, dont nous avons évoqué les mises en œuvre.

Un préamplificateur est développé à la suite de la source. Nous avons effectué une étude paramétrique visant d'une part à valider le modèle numérique de l'amplification, et d'autre part à dimensionner ce type d'amplificateur. Les performances obtenues sont les suivantes : une énergie supérieure à 10 μ J (correspondant à un gain supérieur à 30 dB), un rapport signal-sur-bruit optique supérieur à 50 dB (après filtrage spectral), un profil spatial monomode transverse, un profil spectral étroit, l'absence d'effets non-linéaire, une excellente stabilité d'amplification et la maîtrise de la forme temporelle (compensation du processus de saturation par le gain).

Un amplificateur de forte énergie est ensuite développé à la suite du préamplificateur. Nous avons utilisé le modèle numérique pour dimensionner cet étage d'amplification. L'ensemble du système délivre des impulsions d'énergie 0.5 mJ à une fréquence de répétition de 1 à 10 kHz (correspondant à un gain de 17 dB), avec des performances semblables au préamplificateur et compatibles avec des applications aux pilotes de chaîne laser de puissance. Cette énergie peut être augmentée jusqu'à 1.5 mJ à 1 kHz et 1.2 mJ à 10 kHz (correspondant à un gain supérieur à 20 dB), avec un rapport signal-sur-bruit optique supérieur à 50 dB (sans filtrage spectral), mais au prix d'une dégradation des autres performances. En effet, à ces gammes d'énergie, le système atteint le seuil d'apparition des effets non-linéaires, avec tout d'abord un élargissement spectral symétrique à la longueur d'onde du signal, caractéristique de l'automodulation de phase. Nous avons également observé l'apparition de nouvelles fréquences, espacées chacune de ~ 60 THz, par rapport à la longueur d'onde du signal. Des tentatives de caractérisation ont montré que cet effet semble lié à l'énergie présente dans l'impulsion. Bien que ce

processus ressemble à du mélange à quatre ondes, les relations de dispersion et d'accord de phase ne sont pas établies. La modélisation numérique atteint ces limites dans ces régimes de fonctionnement ultimes. La forme temporelle nécessiterait une contre-réaction expérimentale pour être contrôlée parfaitement. L'efficacité d'amplification est également surestimée à ces régimes de fonctionnement. Outre l'apparition des effets non-linéaires, les sections efficaces sont mal connues, et l'impact de cette erreur dans la modélisation est d'autant plus important que le système est saturé.

Pour conclure, les énergies extraites sur des impulsions de 10 ns sont des records pour ce type de fibre souple microstructurée, possédant un diamètre de cœur de 40 μm de diamètre. La maîtrise de la forme temporelle est probablement un fort atout de ce système, car elle permet d'accroître l'énergie en repoussant le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Il est important de souligner que la qualité spatiale du mode en sortie de système ($M^2 = 1.1$) est également remarquable pour les niveaux d'énergie atteints. Le potentiel d'un tel système est cependant lié à la capacité d'intégration des éléments. Nous avons obtenu de bons résultats pour le préamplificateur. L'intégration de l'amplificateur de forte énergie reste à faire. Nous avons montré que des solutions accessibles existent.

3.6 Bibliographie

- [1] A. Jolly, J.F. Gleyze, J. Luce, H. Coïc and G. Deschaseaux, “*Front-end sources of the LIL-LMJ fusion lasers: progress report and prospects*,” Opt. Eng. **42**, 1427-1438 (2003).
- [2] A. Jolly, J.F. Gleyze, D. Penninckx, N. Beck, L. Videau and H. Coïc, “*Fiber lasers integration for LMJ*,” CR Phys. **7**, 198-212 (2006).
- [3] Application note “*Fiber handling, stripping, cleaving and coupling*”, www.nktphotonics.com.
- [4] A.E. Siegman, “*Defining, measuring, and optimizing laser beam quality*,” in Proceeding SPIE **1868**, 2-12 (1993).
- [5] J. Bromage, J.M. Fini, C. Dorrer and J.D. Zuegel, “*Characterization and optimization of Yb-doped photonic-crystal fiber rod amplifiers using spatially resolved spectral interferometry*,” Applied Optics **50**, 14, 2001-2007 (2011).
- [6] S. Hocquet, D. Penninckx, E. Bordenave, C. Gouédard and Y. Jaouën, “*FM-to-AM conversion in high-power lasers*,” Applied Optics **47**, 18, 3338-3349 (2008).
- [7] J.E. Rothenberg, D.F. Browning and R.B. Wilcox, “*Issue of FM-to-AM conversion on the National Ignition Facility*,” Proc. SPIE **3492**, 51-61 (1999).
- [8] J. R. Marciante and J. D. Zuegel, “*High-gain, polarization-preserving, Yb-doped fiber amplifier for low-duty-cycle pulse amplification*,” Applied Optics **45**, 6798-6804 (2006).
- [9] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper and D. C. Hanna, “*Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers*,” IEEE Journal of Quantum Electron. **33**, 1049-1056 (1997).
- [10] L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, “*Single-mode narrow-bandwidth temporally shaped nanosecond-pulse ytterbium-doped fiber MOPA for a large-scale laser facility front-end*,” JOSA B **27**, 11, 2231-2236 (2010).
- [11] A. Malinowski, K.T. Vu, K.K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. Lin and D.J. Richardson, “*High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping*,” Optics Express **17**, 23, 20927-20937 (2009).
- [12] L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, “*High-energy temporally-shaped nanosecond-pulse master-oscillator power amplifier based on ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber*,” Optics Letters **36**, 5, 734-736 (2011).
- [13] F. Auzel and P. Goldner, “*Towards rare-earth clustering control in doped glasses*,” Optical Materials **16**, 93-103 (2001).
- [14] J.J. Koponen, L.J. Söderlund and H.J. Hoffman, “*Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers*,” Optics Express **14**, 24, 11539-11544 (2006).
- [15] K. Lyytikäinen, “*Dopant diffusion during optical fiber drawing*,” Optics Express **12**, 972 (2004).
- [16] T.A. Birks and Y.W. Li, “*The shape of fiber tapers*,” Journal of Lightwave Technology **10**, 4, 432-438 (1992).
- [17] J.S. Harper, C.P. Botham and S. Hornung, “*Tapers in single-mode optical fiber controlled core diffusion*,” Electronics Letters **24**, 4, 245-244 (1988).
- [18] B. Wang and E. Mies, “*Review of fabrication techniques for fused fiber components for fiber lasers*,” in Fiber Lasers VI: Technology, Systems and Applications, Proc. of SPIE Photonics West 7195 (2009).

-
- [19] A. Braglia, M. Olivera, A. Neri, G. Perrone, “*Fabrication of pump combiners for high power fiber lasers,*” in Fiber Lasers VIII: Technology, Systems and Applications, Proc. of SPIE Photonics West 7914, 79142V-1 (2011).
 - [20] F. Gonthier, “*Novel designs for pump and signal fiber combiners,*” in Fiber Lasers VII: Technology, Systems and Applications, Proc. of SPIE Photonics West 7580, 758019 (2010).
 - [21] C. Jauregui, S. Böhme, G. Wenetiadis, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Side-pump combiner for all-fiber monolithic lasers and amplifiers,*” Journal of Optical Society of America B **27**, 5, 1011-1015 (2010).
 - [22] D. Noordegraaf, M.D. Maak, P.M.W. Skovgaard, S. Agger, T.T Alkeskjold and J. Laegsgaard, “*7+1 to 1 pump/signal combiner for air-clad fiber with 15 μ m MFD PM single-mode signal feed-through,*” in Fiber Lasers VII: Technology, Systems and Applications, Proc. of SPIE Photonics West 7580, 75801A (2010).
 - [23] O. Lumholt, S. Agger, T.T. Alkeskjold, K. Bing, M. Denninger and T. Nicolaisen, “*High power fused pump/signal combiner for reverse pumping of active double clad fibers,*” Post-deadline paper in Fiber Lasers V: Technology, Systems and Applications, SPIE Photonics West 6873 (2008)
 - [24] NKT Photonics, *Patent Pending WO27006317*
 - [25] J.K. Kim, C. Hagemann, T. Schreiber, T. Peschel, R. Eberhardt and A. Tünnermann, “*Monolithic all-glass device combining pump coupling and end cap scheme for high-power fiber lasers,*” in Fiber Lasers VII: Technology, Systems and Applications, Proc. of SPIE Photonics West 7580, 75802F (2010).

Chapitre 4

Applications aux impulsions courtes

Ce chapitre présente les travaux réalisés sur l’amplification d’impulsions dans la gamme temporelle sub-picoseconde à large spectre. Nous présentons dans la première section, l’utilisation de l’architecture MOPA (acronyme anglais pour *master oscillator power amplifier*) fibrée, dont la réalisation est détaillée dans le chapitre précédent, pour l’amplification d’impulsions à dérive de fréquence [1]. Ces travaux dans le domaine des impulsions courtes illustrent le potentiel de l’architecture MOPA dans la réalisation de systèmes fibrés de forte intensité. Dans la seconde section, nous présentons les travaux sur l’amplification paramétrique d’impulsions à dérive de fréquence dans des fibres optiques microstructurées. Ces travaux s’inscrivent dans la continuité des études menées sur la fiabilisation des pilotes de chaînes lasers de puissance, tels que ceux du projet PETAL [2] (acronyme pour *petawatt aquitaine laser*) dont le CEA centre du CESTA est l’acteur principal.

4.1 Amplification Yb d’impulsions à dérive de fréquence

Nous détaillons dans cette section l’application de l’architecture MOPA présentée précédemment pour l’amplification d’impulsions à dérive de fréquence. Nous présentons tout d’abord le principe d’une technique d’amplification d’impulsions courtes, appelée CPA (acronyme anglais pour *chirped pulse amplification*). Puis, nous dressons un état de l’art de cette technique utilisant des fibres optiques dopées comme milieu amplificateur, dans le domaine d’impulsions sub-picosecondes. Et enfin, nous présentons le dispositif expérimental et discutons des résultats obtenus.

4.1.1 Principe du CPA

Le CPA est une technique, aujourd'hui bien connue, qui permet d'amplifier des impulsions temporellement courtes [1]. La problématique d'amplification des impulsions courtes est liée à leur très forte intensité crête, qui génère rapidement des effets non-linéaires dans les milieux amplificateurs. Le principe de cette technique, illustré sur la Figure 4-1, consiste à étirer dans le temps ces impulsions courtes, de façon à diminuer leur intensité. Cet étirement temporel est réalisé à l'aide d'un ensemble optique, appelé étireur, qui applique un terme de dispersion aux impulsions. L'étireur est donc constitué d'un ou plusieurs éléments dispersifs. Dans notre étude, il s'agit de réseaux qui permettent d'étaler spatialement les différentes longueurs d'onde contenues dans le spectre des impulsions, de façon à ce que chaque longueur d'onde ne parcoure pas le même chemin optique. Il existe alors un retard de propagation entre les composantes du spectre, ce qui aboutit à un étalement temporel de l'impulsion en sortie de l'étireur. L'intensité de l'impulsion est diminuée d'un facteur égal au facteur d'étirement. Les impulsions, maintenant moins intenses, sont amplifiées par des techniques classiques. Et enfin, les impulsions sont comprimées temporellement dans un dispositif optique, appelé compresseur, par l'application d'un terme de dispersion compensant tous ceux appliqués en amont. Il est à noter que la durée des impulsions comprimées est d'autant plus proche de la durée initiale que la somme de tous les termes de phase appliqués aux impulsions, y compris ceux générés au cours de l'amplification, s'annule.

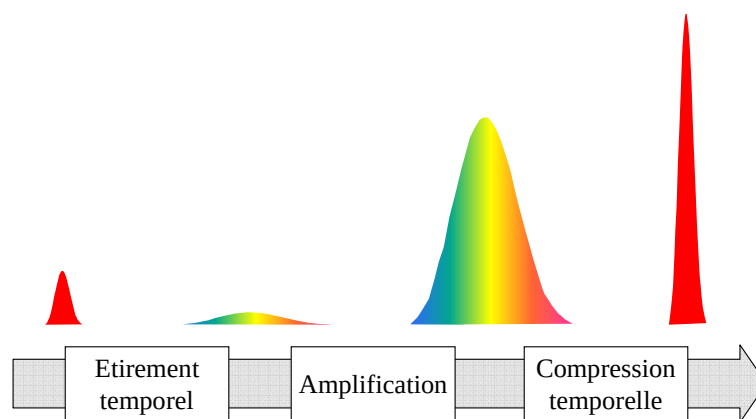


Figure 4-1 : Schéma de principe de la technique CPA.

La technique CPA consiste donc à amplifier les impulsions dans un domaine temporel où les impulsions sont peu intenses afin de limiter la génération d'effets non-linéaires et/ou de dommages optiques (au cours de l'amplification). Elle permet ainsi de générer des lasers très courts et très intenses.

C'est sur cette technique qu'est basé le projet PETAL [2]. Ce projet est dédié au processus d'allumage rapide [3] de la fusion par confinement inertiel, qui consiste à réaliser la compression et le chauffage de la cible par deux lasers différents. La compression est effectuée par un laser nanoseconde, et le chauffage par un laser d'ultra-haute intensité fournissant une très grande puissance crête dans la gamme picoseconde. Destiné initialement à être couplé à la LIL (acronyme pour *ligne d'intégration laser*, prototype du LMJ), le projet PETAL est actuellement en cours de construction sur l'installation LMJ. PETAL est un projet permettant de délivrer une impulsion d'énergie 3.6 kJ en 500 fs à la longueur d'onde de 1053 nm. La section amplificatrice de ce faisceau est identique à celle d'un faisceau de type LMJ [4]. Les plus grandes différences entre les deux projets laser se

situent au niveau du pilote, et en fin de chaîne d'amplification (compresseur et parabole de focalisation). A terme, l'objectif visé par PETAL est d'obtenir sur cible un éclairement laser de 10^{21} W.cm⁻², ce qui nécessite un contraste avant impulsion de l'ordre de 80 dB, afin de ne pas volatiliser la cible avant l'arrivée de l'impulsion.

Les travaux présentés dans cette section ne sont pas directement reliés au projet PETAL, car l'amplification sur fibre dopée ytterbium (Yb) n'est pas compatible avec la problématique du contraste. En effet, le contraste requis pour le projet PETAL est inaccessible avec des amplifications basées sur un processus d'émission stimulée (i.e. à stockage d'énergie), car il génère un bruit de fluorescence trop important. Ces travaux sont motivés par le besoin d'une source dans la gamme temporelle sub-picoseconde et très énergétique (de l'ordre du milliJoule) pour des études sur la tenue au flux et l'endommagement des optiques du projet PETAL. Le banc d'endommagement actuel délivre des impulsions de durée 500 fs et d'énergie 2 mJ à 10 Hz, avec une architecture en optique espace libre, qui implique notamment des difficultés de maintenance et de robustesse qu'une architecture fibrée pourrait résoudre. De plus, l'intérêt des systèmes fibrés est de pouvoir accroître la cadence de tir, ce qui représente un gain de temps dans les études d'endommagement. Nous étudions donc le potentiel qu'offre l'architecture MOPA fibrée pour l'amplification d'impulsion sub-picoseconde basée sur la technique CPA.

4.1.2 Etat de l'art du CPA fibré

L'intérêt majeur d'utiliser des fibres optiques comme milieu amplificateur dans les techniques CPA est de pouvoir accroître les puissances moyennes, i.e. le taux de répétition, grâce à leur excellente dissipation thermique (rapport surface sur volume actif important). Elles permettent également d'obtenir des systèmes compacts et robustes. Ainsi, le développement de sources fibrées délivrant de grandes puissances crêtes à haute cadence [5] trouve de nombreuses applications scientifiques, mais aussi médicales et industrielles. Il est devenu possible d'envisager des performances se rapprochant de la gamme 10 GW [6], grâce à des fibres dont les aires effectives de mode sont de plus en plus importantes (voir chapitre 1).

Nous avons reporté, dans le Tableau 4-1, les récentes performances relevées dans la littérature avec des systèmes fibrés utilisant la technique CPA, sur des impulsions dans la gamme sub-picoseconde. Les critères de classement sont les suivants :

- année de publication ;
- type de fibre utilisée dans le dernier étage d'amplification : souple ou rigide ;
- caractéristiques de l'impulsion étirée et amplifiée : durée (largeur totale à mi-hauteur ou FWHM, acronyme anglais pour *full width half maximum*), énergie, fréquence de répétition, puissance moyenne ;
- caractéristiques de l'impulsion après compression : durée (FWHM), énergie, fréquence de répétition, puissance crête ;
- valeur de l'intégrale B (notion détaillée dans la sous-section 4.1.5).

Année	Réf.	Type de fibre	<i>Impulsion étirée</i>	<i>Impulsion comprimée</i>	Intégrale B
			Durée Energie Fréquence Puissance moyenne	Durée Energie Fréquence Puissance crête	
2007	[7]	Fibre souple $\Phi_{\text{mode}} = 35 \mu\text{m}$	1 ns --- 900 kHz 90 W	500 fs 100 μJ 900 kHz 120 MW	3π
	[8]	Rod-type $\Phi_{\text{mode}} = 71 \mu\text{m}$	2 ns 1.45 mJ 50 kHz 71 W	800 fs 1 mJ 50 kHz 1 GW	7 rad
2008	[9]	Rod-type $\Phi_{\text{mode}} = 70 \mu\text{m}$	280 ps 143 μJ 300 kHz 43 W	270 fs 100 μJ 300 kHz 340 MW	11.5 rad
2010	[10]	Fibre souple $\Phi_{\text{mode}} = 27 \mu\text{m}$	800 ps 12.6 μJ 78 MHz 950 W	880 fs 10.6 μJ 78 MHz 12 MW	11 rad
2011	[11]	Rod-type $\Phi_{\text{mode}} = 105 \mu\text{m}$	3 ns 3 mJ 5 kHz ---	480 fs 2.2 mJ 5 kHz 3.8 GW	6 rad

Tableau 4-1 : Etat de l'art de l'amplification fibrée d'impulsions à dérive de fréquence dans la gamme temporelle sub-picoseconde.

Nous remarquons tout d'abord que ces résultats mettent en œuvre quasi-systématiquement des systèmes à base de fibre rigide (« rod-type ») dans le dernier étage d'amplification. Nous avons effectué le même constat lorsque nous avons dressé l'état de l'art des architectures fibrées dans la gamme nanoseconde (voir Tableau 1-1). De la même façon, ces fibres rigides sont complexes à intégrer, et ne sont pas compatibles avec la réalisation de systèmes compacts. D'autre part, les éléments étireur et compresseur sont systématiquement en espace libre. Bien que cela ne fasse pas partie de cette étude, il est à noter que la thématique d'étirement et compression dans les fibres optiques est très intéressante, et peut permettre à terme d'aboutir à un système fibré monolithique.

De plus, les puissances crêtes démontrées dans ces articles atteignent la gamme du GW sur des impulsions comprimées, ce qui est tout à fait remarquable. Les niveaux d'énergie sont dans la gamme du milliJoule, qui est compatible avec notre architecture MOPA. Toutefois, les durées d'impulsions étirées dans ces articles sont de

l'ordre de la nanoseconde voire sub-nanoseconde. Notons qu'un étirement plus important peut permettre d'accroître considérablement la puissance crête après compression (si l'on est capable d'amplifier les impulsions à un niveau d'énergie équivalent).

Enfin, nous remarquons dans ces démonstrations que les impulsions sont comprimables dans la gamme sub-picoseconde pour des valeurs d'intégrale B allant jusqu'à 3π , sans dispositif extérieur d'optimisation et/ou compensation de la phase non-linéaire acquise au cours de l'amplification. Ce dernier point est à nouveau discuté dans la sous-section 4.1.5.

A la vue de cet état de l'art actuel, nous pensons que l'architecture amplificatrice MOPA haute énergie devrait permettre d'obtenir d'excellentes performances, comparables avec celles obtenues dans des systèmes basés sur des fibres rigides.

4.1.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure 4-2. Ainsi, pour réaliser ces expériences, nous avons tout d'abord remplacé l'oscillateur monofréquence utilisé pour les travaux nanosecondes (présentés dans le chapitre 3, Figure 3-16), par une source à spectre large. Il s'agit de la source étirée du pilote PETAL [12]. Les impulsions sont générées par un oscillateur à blocage de modes Ti:Sa (MIRA) qui délivre un train d'impulsions de durée 90 fs à une fréquence de répétition de 77.76 MHz et avec une puissance moyenne de 400 mW. La bande spectrale est centrée à 1053 nm et possède une largeur totale de 18 nm à -20 dB.

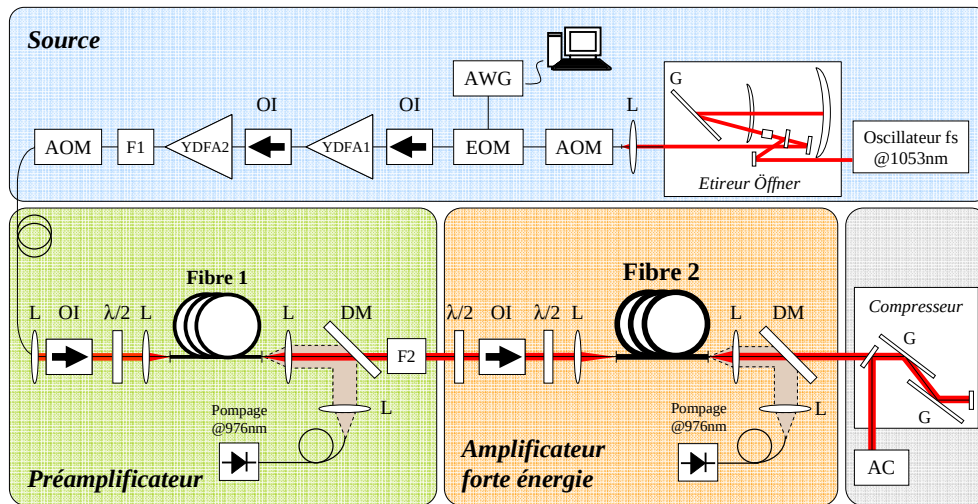


Figure 4-2 : Schéma du dispositif expérimental de l'amplification Yb d'impulsions à dérive de fréquence.

En sortie d'oscillateur femtoseconde, les impulsions sont étirées temporellement par un étireur de type Öffner. Il est composé d'un miroir concave de diamètre 360 mm et de 3 m de rayon, d'un miroir convexe de 1.5 m de rayon et de section rectangulaire de dimension 150 mm par 40 mm, ainsi que d'un réseau (noté G sur le schéma) qui possède 1810 traits/mm et une dimension de 420 mm par 210 mm. Après les deux allers-retours, les impulsions sont alors étirées jusqu'à 9 ns de largeur totale à -20 dB, ce qui représente un étirement de 0.5625 ns/nm, tout à fait remarquable. La Figure 4-3 représente le spectre en sortie d'étireur, avec la correspon-

dance temporelle sur l'échelle supérieure. On remarque une coupure spectrale sur les deux extrémités du spectre, liée aux dimensions du réseau de l'étireur. Le spectre de la source étirée s'étend donc sur la plage 1045 à 1061 nm en longueur d'onde, soit une durée d'impulsion courte de l'ordre de 100 fs au pied.

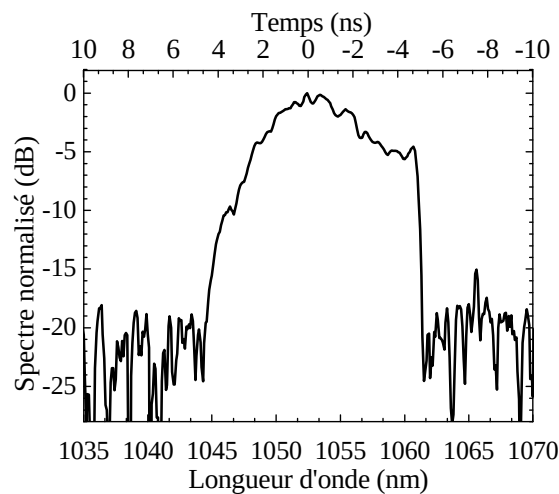


Figure 4-3 : Profil spectral de la source étirée, avec la correspondance temporelle sur l'échelle supérieure.

Les impulsions sont ensuite injectées dans le système fibré et à maintien de polarisation, semblable à celui du système développé dans l'architecture MOPA nanoseconde (détaillée dans le chapitre 3). Notons que la modulation de phase (fonction anti-Brillouin) est retirée, étant donné que le signal à amplifier possède maintenant un spectre large, et que les filtres spectraux (notés F1 et F2 sur le schéma) sont remplacés par des filtres possédant une bande passante spectrale de 10 nm FWHM, et centré à 1053 nm de longueur d'onde. Il est à noter que cette coupure spectrale réduit la durée de l'impulsion à environ 5.6 ns FWHM. En sortie de l'amplificateur de forte énergie, nous avons utilisé un compresseur à réseaux (notés G sur le schéma) de 1740 traits/mm, avec un encombrement de 420 mm x 200 mm et 350 mm x 190 mm. Dimensionné pour une autre application, ce compresseur fonctionne en double passage (grâce à deux dièdres non représentés sur le schéma), et n'est pas en parfait accord avec notre étireur. En raison de ce désaccord et de la coupure spectrale, la phase résiduelle ainsi générée, nécessiterait une correction. Enfin, un autocorrélateur du second ordre [13] (noté AC) nous permet de mesurer la durée des impulsions comprimées.

4.1.4 Amplification Yb

La mise en œuvre des étages d'amplification est similaire aux travaux effectués dans la gamme nanoseconde. Nous avons obtenu en sortie de préamplificateur une énergie de l'ordre de 10 μ J, après filtrage spectral. Ensuite, nous avons poursuivi ces expériences d'amplification Yb sur des impulsions à dérive de fréquence, en mesurant l'énergie extraite de l'amplificateur de forte énergie en fonction de la puissance de pompe injectée dans ce dernier étage d'amplification. Nous avons choisi de travailler à une fréquence de répétition de 10 kHz et une forme temporelle de type super-gaussienne d'ordre 20. Nous avons reporté ces mesures sur la Figure 4-4.

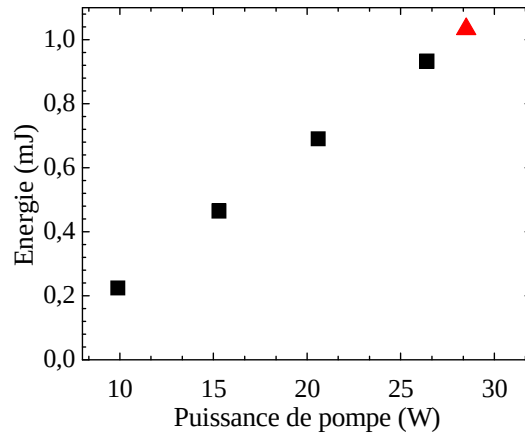


Figure 4-4 : Evolution de l'énergie par impulsion en fonction de la puissance de pompe injectée en sortie d'amplificateur de forte énergie. Le symbole triangle rouge correspond à la rupture d'amplification de la fibre.

A partir de 10 W de puissance de pompe injectée, la progression de l'extraction d'énergie est linéaire. A 28.5 W de puissance de pompe injectée, nous avons mesuré une énergie extraite de 1.03 mJ, puis elle a chuté brutalement, sans dommages apparents des faces de la fibre. Ce point est repéré sur la Figure 4-4 par le symbole triangle rouge. La fibre n'amplifie alors plus, (même à plus faible puissance de pompe), le faisceau signal est toujours transmis sans amplification, et les différents éléments du montage ne semblent pas être endommagés (diode de pompe, optiques...). Nous n'avons pu expliquer ce phénomène, et nous avons remplacé la fibre par une nouvelle. Dans la suite de ces expériences, nous avons limité la puissance de pompe injectée à 26.4 W, pour éviter de rencontrer à nouveau ce problème.

Nous avons relevé le spectre correspondant à 26.4 W de pompe, soit une extraction d'énergie de 0.93 mJ, et l'avons comparé avec le spectre en entrée de l'étage d'amplification de forte énergie, sur la Figure 4-5. Il apparaît un élargissement spectral symétrique autour des longueurs d'onde du signal, caractéristique de l'automodulation de phase ou SPM (acronyme anglais pour *self phase modulation*), ainsi qu'une déformation caractéristique du processus de saturation par le gain où les hautes longueurs d'onde sont plus amplifiées que les basses longueurs d'onde.

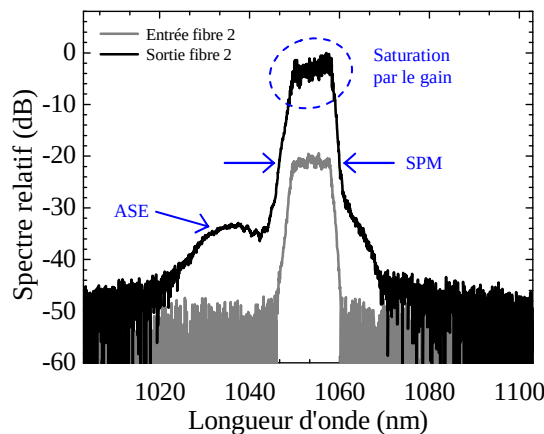


Figure 4-5 : Profil spectral expérimental en entrée (courbe grise) et en sortie (courbe noire) de l'amplificateur de forte énergie pompé à 26.4 W.

Nous avons relevé le profil temporel correspondant sur la Figure 4-6. La saturation par le gain apparaît clairement, (i.e. le front arrière de l'impulsion est moins amplifié que le front avant), ce qui augmente la puissance crête par rapport à une impulsion de même énergie possédant un profil de type super-gaussien d'ordre élevé. D'autre part, l'impulsion est modulée, de la même façon que le spectre initial. Ces modulations d'amplitude sont pré-compensables par la suite à l'aide de la mise en forme temporelle en amont du système. Nous montrons dans la sous-section suivante que cette mise en forme temporelle est également très importante pour limiter l'impact de la phase non-linéaire. Ces travaux d'optimisation de la MFT sont actuellement en cours.

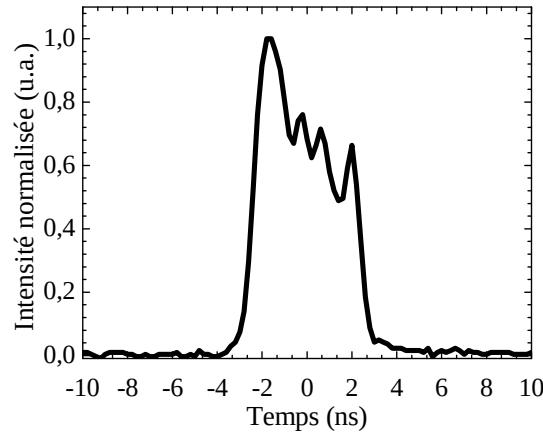


Figure 4-6 : Profil temporel normalisé en sortie d'amplificateur de forte énergie pompé à 26.4 W.

Pour conclure, nous avons obtenu des impulsions étirées à 5.6 ns FWHM, d'énergie de l'ordre de 1 mJ à une fréquence de répétition de 10 kHz. Ce qui signifie qu'avec un compresseur plus adapté nous pouvons obtenir des impulsions comprimées ayant une puissance crête de l'ordre du GW avec, pour milieu amplificateur, des fibres souples potentiellement intégrables. Ce niveau de puissance crête représenterait une amélioration d'un facteur 10 par rapport aux résultats de la littérature [7, 10], à une fréquence de répétition moins importante.

4.1.5 Compression

Lorsque l'impulsion ne subit aucune modification de phase en cours de la propagation dans le milieu amplificateur, il est possible de la comprimer dans sa limite de transformée de Fourier, en utilisant un compresseur qui compense parfaitement le terme de phase appliqué par l'étireur. Dans notre cas, le compresseur et l'étireur, dont nous disposons au laboratoire, ne sont pas en parfait accord. Il existe par conséquent un terme de phase résiduelle qui nécessiterait compensation. De plus, en raison du fort confinement du champ électrique dans les fibres optiques, il est fréquent d'atteindre le seuil d'apparition des effets non-linéaires, comme par exemple la SPM, qui vont générer une phase non-linéaire susceptible de dégrader l'efficacité de la compression.

Nous proposons tout d'abord d'évaluer l'impact de la SPM pour la compression des impulsions. L'intégrale B est utilisée comme indicateur de la phase non-linéaire accumulée par l'impulsion au cours de la propagation dans la fibre. L'intégrale B ou phase non-linéaire, notée φ_{NL} , est définie avec la formule suivante d'après [14] :

$$\varphi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \int_0^L I(z) dz \quad (4.1)$$

avec n_2 l'indice non-linéaire du matériau (typiquement $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ dans la silice [14]), λ la longueur d'onde de travail, L la longueur du milieu de propagation (ici la longueur de fibre active) et $I(z)$ l'intensité de l'impulsion au cours de sa propagation selon l'axe z .

Nous avons calculé, à l'aide du modèle numérique de l'amplification dans les fibres dopées Yb (présenté dans le chapitre 2), l'évolution de l'intégrale B dans l'amplificateur de forte énergie, de longueur de fibre active 3.5 m, pour une impulsion monochromatique centrée à 1053 nm, de durée 10 ns à profil temporel super-gaussien d'ordre 20, avec une fréquence de répétition de 10 kHz, et avec une énergie de 10 μJ injectée en entrée d'amplificateur. Ainsi, pour une impulsion amplifiée jusqu'à 1 mJ, l'intégrale B vaut 24.0 rad (soit 7.6π rad), et pour une énergie de 0.5 mJ, l'intégrale B est réduite à 10.8 rad (soit 3.4π rad). Nous avons tracé cette intégrale B calculée en fonction de l'énergie extraite en sortie d'amplificateur, sur la Figure 4-7. Les résultats de la littérature, présentés dans le Tableau 4-1, montrent que les impulsions sont comprimées dans la gamme sub-picoseconde avec une intégrale B allant jusqu'à 3π rad. Il semble donc possible de comprimer les impulsions jusqu'à une gamme d'énergie de 0.5 mJ, sans dispositif d'optimisation et/ou de compensation de la phase non-linéaire accumulée dans l'amplificateur de forte énergie. Ce niveau d'énergie correspond potentiellement à une puissance crête de 1 GW après compression.

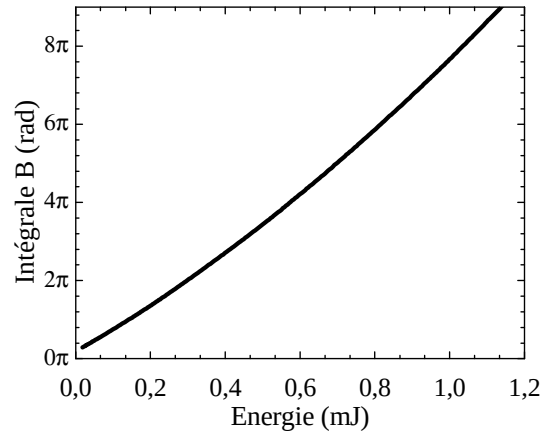


Figure 4-7 : Calcul de l'intégrale B en fonction de l'énergie extraite en sortie de fibre 2, pour une impulsion monochromatique à 1053 nm de longueur d'onde, de durée 10 ns à 10 kHz et d'énergie 10 μJ à l'entrée de la fibre 2.

Cette notion d'intégrale B ne rend toutefois pas compte de l'aspect temporel de la phase non-linéaire. En effet, la phase non-linéaire générée par SPM possède un profil temporel proportionnel à celui de l'impulsion [14], et d'amplitude maximale égale à la valeur de l'intégrale B. Par conséquent, au cours de la compression des impulsions, la phase non-linéaire est d'autant plus néfaste (au sens qu'elle réduit la compression temporelle des impulsions) que les variations temporelles sont rapides. Autrement dit, ce phénomène est proportionnel à la dérivée de la phase non-linéaire, donc à la dérivée du profil temporel de l'impulsion. C'est pourquoi, une impulsion qui possède un profil temporel super-gaussien d'ordre élevé est moins impactée par la SPM que pour un ordre faible. Ce dernier point est illustré sur la Figure 4-8. Nous avons calculé la trace d'autocorrélation d'une

impulsion possédant un profil spectral gaussien (Figure 4-8 (a)) et super-gaussien d'ordre 20 (Figure 4-8 (b)), de largeur totale au pied 16 nm et centré à 1053 nm, et pour des valeurs de l'intégrale B allant de 0 à 10π rad. Il est à noter d'une part que la phase appliquée par l'étireur est parfaitement compensée par celle du compresseur dans nos calculs, et d'autre part le profil temporel de l'impulsion étirée est semblable à celui du profil spectral.

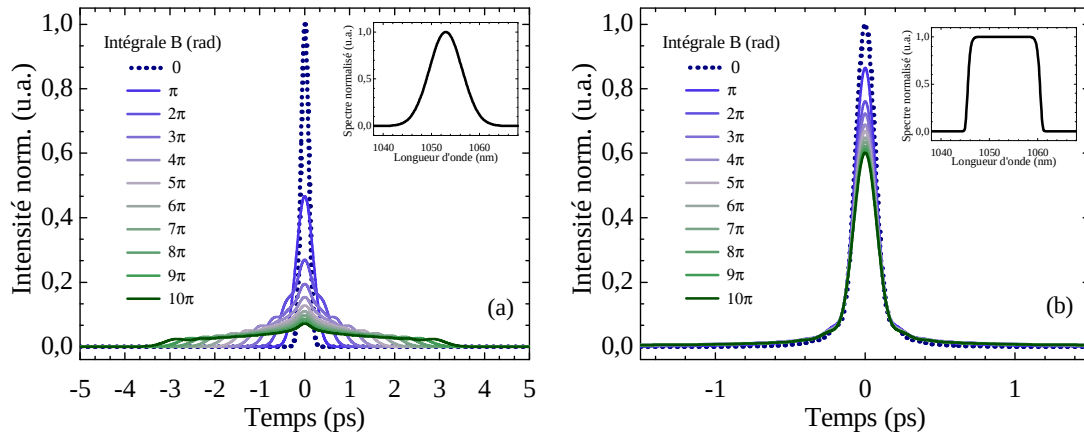


Figure 4-8 : Simulations de la trace d'autocorrélation (normalisée par rapport à une impulsion limitée par transformée de Fourier, i.e. $B=0$) pour différentes valeurs de l'intégrale B, avec un signal ayant un spectre à profil gaussien (a) et super-gaussien (b), centré à 1053 nm et 16 nm de largeur totale au pied, qui est représenté dans l'encadré supérieure (a) et (b) respectivement.

Nous observons sur les Figure 4-8 (a) et (b) qu'une forte intégrale B limite la compression, i.e. augmente la durée de l'impulsion comprimée et diminue la puissance crête. On remarque que pour un profil parfaitement super-gaussien d'ordre 20, la durée de l'impulsion n'est élargie que de 20% pour une intégrale B de 10π rad, par rapport à une intégrale B nulle. Les formes temporelles de type super-gaussiennes d'ordre élevé sont donc une voie très intéressante pour limiter l'impact de la SPM, dans les amplificateurs fibrés basés sur la technique CPA. De plus, il est à noter qu'en dessous d'une valeur de π rad, la propagation peut être considérée comme étant quasi-linéaire, et la compression des impulsions n'est pas impactée par SPM.

Dans le cas d'une saturation par le gain modérée, c'est-à-dire semblable à celle que l'on a observée expérimentalement, la forme temporelle peut être approximée à une super-gaussienne multipliée par une pente. La dérivée de cette « pente » est une constante, ce qui se traduit par un retard temporel à la compression. L'ajout d'une pente sur le profil temporel n'a donc aucun impact sur la durée de l'impulsion comprimée. En revanche, l'ajout de terme de phase d'ordre supérieur, comme par exemple des modulations rapides, a un impact important à la compression des impulsions. Afin d'illustrer ce phénomène, nous avons calculé la trace d'autocorrélation d'une impulsion avec un profil spectral super-gaussien d'ordre 20, de largeur totale au pied 10 nm, centré à 1053 nm, et modulé en amplitude par une fonction cosinus. La Figure 4-9 (a) correspond à un cas où l'amplitude de la modulation est faible (5% par rapport au sommet du spectre), et la Figure 4-9 (b) correspond à un cas où la profondeur de modulation est plus forte (15% par rapport au sommet du spectre). Le résultat de ces calculs est que la modulation provoque des « rebonds » sur le profil d'autocorrélation de part et d'autres de l'impulsion. En l'absence de phase non-linéaire (intégrale B nulle), ces rebonds ont une amplitude inférieure à 5% par rapport au maximum de l'impulsion jusqu'à une profondeur de modulation de l'ordre de 45%. L'impact des modulations observées expérimentalement est donc négligeable en l'absence de phase non-linéaire. En revanche, ces effets

sont exaltés dès lors que l'impulsion possède une phase non-linéaire, même dans le cas d'une faible modulation d'amplitude (Figure 4-9 (a)). Il est à noter que l'écart temporel entre l'impulsion principale et les rebonds dépend de la période des modulations : plus elles sont rapides, plus les rebonds sont éloignés de l'impulsion principale sur le profil d'autocorrélation.

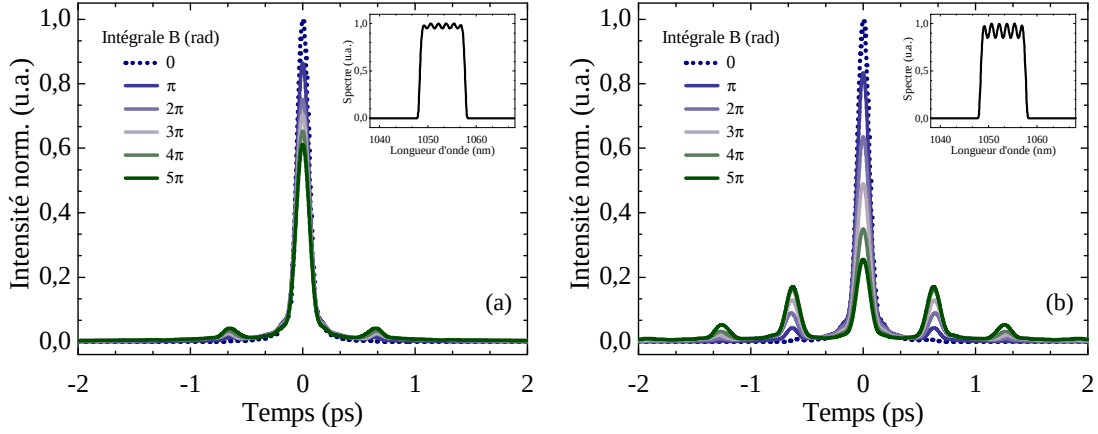


Figure 4-9 : Simulations de la trace d'autocorrélation (normalisée par rapport à une impulsion limitée par transformée de Fourier, i.e. $B=0$) pour différentes valeurs de l'intégrale B , avec un signal ayant un spectre à profil super-gaussien d'ordre 20 faiblement modulé en amplitude (a) et fortement modulé en amplitude (b), centré à 1053 nm et 10 nm de largeur totale au pied, qui est représenté dans l'encadré supérieur (a) et (b) respectivement.

L'intérêt de la mise en forme temporelle dans la limitation de l'impact de la SPM au cours de la compression est donc évident. Les travaux se poursuivent actuellement pour optimiser la MFT en fonction du régime d'amplification. C'est pourquoi nous présentons dans ce qui suit les premiers résultats de compression, en l'absence d'optimisation de la MFT.

Nous avons tout d'abord procédé aux réglages à bas flux (soit 10 W de puissance de pompe correspondant à une énergie extraite de 0.22 mJ). Il est important de noter que le compresseur présente une faible transmission, de l'ordre de 15%, en raison de la faible efficacité de transmission de chacun des réseaux que le faisceau rencontre sur huit passages successifs. Cette mauvaise caractéristique nous pénalise fortement, mais pourrait être améliorée en ayant recours à des réseaux plus adaptés (typiquement une transmission de 98% par réseaux nous permettrait d'atteindre une transmission en sortie de compression de 85%).

Nous avons trouvé une durée de 520 fs FWHM, reporté sur la trace d'autocorrélation de la Figure 4-10 (a), ce qui représente potentiellement une puissance crête de 423 MW. Or, en raison de la faible transmission du compresseur et des pertes sur les différentes optiques de transport, la puissance crête de l'impulsion comprimée est de 53 MW, ce qui est déjà très intéressant en comparaison avec les résultats de la référence [10]. Puis, pour un réglage identique du compresseur, nous avons augmenté la puissance de pompe, et avons relevé le profil d'autocorrélation correspondant à une énergie en sortie de fibre de l'ordre de 0,46 mJ, représenté sur la Figure 4-10 (b). Nous mesurons alors une durée de 532 fs FWHM, soit une puissance crête d'impulsion comprimée en sortie de compresseur de 108 MW. Avec une énergie extraite de 0.69 mJ en sortie de fibre amplificatrice, nous avons réussi à comprimer les impulsions jusqu'à 567 fs, comme le montre le profil d'autocorrélation en Figure

4-10 (c), ce qui représente une puissance crête en sortie de compresseur de l'ordre de 152 MW. Et enfin, pour une énergie extraite à 0.93 mJ, nous n'avons pu comprimer les impulsions à mieux que 1.19 ps, comme le montre le profil d'autocorrélation en Figure 4-10 (d). Cette mesure est très structurée. On peut supposer que le défaut de compression est ici lié à la phase non-linéaire et aux distorsions temporelles importantes à ces niveaux d'énergie.

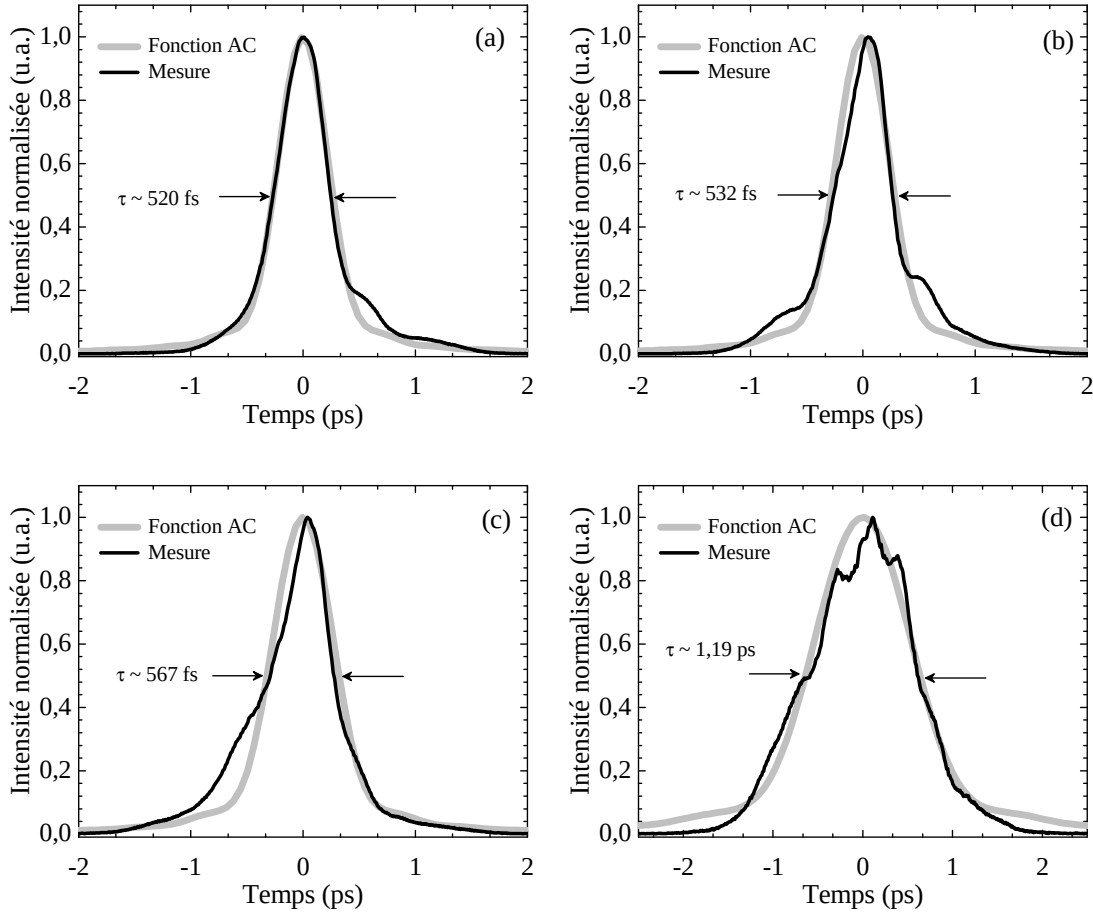


Figure 4-10 : Profils d'autocorrélation d'une impulsion comprimée, d'énergie 0.22 mJ (a), 0.46 mJ (b), 0.69 mJ (c) et 0.93 mJ (d), en sortie de la fibre amplificatrice (courbe noire), et courbe de la fonction d'autocorrélation ajustée temporellement (courbe grise).

REMARQUE : Pour déterminer une durée d'impulsion à partir d'un profil d'autocorrélation du second ordre, il est nécessaire de présupposer la forme temporelle de départ. Dans notre étude, nous avons approximé la forme temporelle de l'impulsion à un profil carré, ce qui correspond à un profil de type sinus cardinal après compression (i.e. la transformée de Fourier). La fonction d'autocorrélation du second ordre pour une impulsion de type sinus cardinal est définie dans la référence [12], notée G_2 , telle que :

$$G_2(\tau) = -\frac{3}{2} \frac{\sin(\tau/t_0) \cos(\tau/t_0) - \tau/t_0}{(\tau/t_0)^3} \quad (4.2)$$

De cette équation (4.2) est déduit le facteur de déconvolution dans la référence [12], noté K , utilisé pour déterminer la durée des impulsions d'après le profil d'autocorrélation. Il vaut 1.331.

Ces travaux sont donc actuellement en cours d'optimisation. Nous avons montré que la mise en forme temporelle des impulsions est une voie très intéressante pour limiter l'impact de la SPM dans la compression des impulsions. D'autre part, les mesures après compression sont effectuées pour un même réglage du compresseur. Il est possible de réduire légèrement l'impact des phases résiduelles en ajustant par exemple l'écartement entre les réseaux du compresseur. Bien que la compression puisse encore être améliorée, nous avons obtenu des impulsions comprimées à 567 fs pour une énergie de 0.69 mJ en sortie de fibre amplificatrice à une cadence de 10 kHz. Cela représente une puissance crête de 152 MW, qui pourrait être facilement multiplié par un facteur 5 en utilisant un compresseur possédant une meilleure transmission. Différentes configurations sont également envisageables pour compenser activement la phase non-linéaire et ainsi diminuer la durée des impulsions de fortes énergies [15]. Nous avons donc montré que ce système à base de fibre souple (donc intégrables) permet de délivrer potentiellement des impulsions comprimées avec une puissance crête se rapprochant de la gamme du GigaWatt.

4.2 Amplification paramétrique fibrée d'impulsions à dérive de fréquence

Nous présentons dans cette seconde section l'utilisation de systèmes fibrés dans une technique d'amplification paramétrique d'impulsion à dérive de fréquence ou OPCPA (acronyme anglais pour *optical parametric chirp pulse amplification*), d'où la dénomination suivante : FOPCPA. Nous détaillons tout d'abord les motivations et le contexte général de ces travaux, ainsi que le principe du FOPCPA. Nous dressons ensuite un état de l'art. Et enfin, nous présentons les résultats expérimentaux et discutons des simulations numériques de la dynamique d'amplification. Il est à préciser que mon implication se situe principalement au niveau des travaux expérimentaux, et que les simulations numériques présentées ici sont effectuées en collaboration avec le laboratoire PhLAM (à Lille), suite à de nombreux échanges.

4.2.1 Motivations

Le contexte général porte sur la thématique de fiabilisation des pilotes de chaîne laser de puissance, des études scientifiques et techniques de base (ESTB) du CEA/CESTA. Ainsi, de façon analogue au développement de l'architecture MOPA nanoseconde (présentée dans le chapitre 3), nous cherchons également à étendre la part des composants fibrés dans les pilotes actuels, afin de bénéficier des avantages des fibres optiques notamment en termes de stabilité, de compacité et de maintenance. Il est ici question du pilote de type projet PETAL [12]. L'idée générale est de développer un préamplificateur fibré entre l'étireur et le premier étage d'amplification paramétrique optique ou OPA (acronyme anglais pour *optical parametric amplification*) afin qu'il puisse fonctionner à saturation. Or, les amplificateurs à fibres dopées terre rare, comme ceux présentés dans le chapitre précédent, ne sont pas compatibles avec les contraintes de contraste (80 dB) des chaînes laser de type PetaWatt [16], car ils sont basés sur un processus d'amplification stimulée à stockage d'énergie générant un bruit de fluorescence trop important. C'est pourquoi, nous nous intéressons à la possibilité de réaliser un système OPA, dans lequel le cristal non-linéaire est remplacé par une fibre passive en silice. Le processus d'amplification paramétrique est toujours possible, mais contrairement aux OPA basés sur la non-linéarité d'ordre deux, il résulte de la non-linéarité d'ordre trois et la condition d'accord de phase implique alors quatre ondes. Un autre

avantage d'utiliser des fibres optiques pour de l'amplification paramétrique est de pouvoir bénéficier de grandes longueurs d'interaction et du fort confinement des ondes dans le cœur, ainsi que de la possibilité de dimensionner la fibre en fonction des applications recherchées. Par conséquent, nous avons étudié le potentiel de l'utilisation de cet effet non-linéaire reposant sur un processus de mélange à quatre ondes dans les fibres optiques pour l'amplification d'impulsions à dérive de fréquence, et l'application aux pilotes d'une chaîne laser de puissance de type PETAL.

4.2.2 Principe du FOPCPA

Le FOPCPA consiste à utiliser des fibres optiques dans la technique d'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence ou OPCPA [17]. Le concept d'OPCPA est démontré en 1992 [18], et a beaucoup évolué depuis [12, 19-25], permettant ainsi de générer des impulsions très énergétiques et/ou très intenses dans différentes configurations. Ce processus d'amplification est généralement basé sur la non-linéarité d'ordre 2 dans des cristaux non-linéaires. Or, le caractère centrosymétrique de la silice lui confère une susceptibilité d'ordre 2 nulle. Ainsi, les fibres optiques en silice sont principalement sujettes à des effets non-linéaires du troisième ordre. Il est alors question d'un processus d'ordre trois appelé le mélange à quatre ondes ou FWM (acronyme anglais pour *four wave mixing*). Ce type d'amplification est aussi connu sous le nom de FOPA (acronyme anglais pour *fiber optical parametric amplifier*) [26, 27]. La technique FOPCPA résulte donc de l'association du FOPA et de l'OPCPA. Dans cette sous-section, nous présentons le principe du FOPCPA, mais ne résolvons pas les équations associées. Pour cela, le lecteur intéressé pourra se reporter à la référence [26].

Physiquement, le FWM peut être perçu comme étant un battement entre plusieurs ondes se propageant dans une fibre optique, et dont la figure d'intensité résultante peut générer une modulation de l'indice de réfraction dans la fibre par effet Kerr optique (défini dans la section 2.3). L'amplification paramétrique correspond alors à une diffraction temporelle sur ce réseau d'indice, permettant un transfert énergétique de deux ondes de forte intensité (appelées pompe) vers une onde signal et une onde complémentaire (appelée communément « *idler* »). Le FWM met donc en jeu deux ondes pompe de pulsation ω_{p1} et ω_{p2} , une onde signal de pulsation ω_s , et une onde complémentaire de pulsation ω_I .

Notons que lorsque les deux ondes pompe ont des pulsations différentes, on parle de configuration « non-dégénérée », et quand elles sont identiques ($\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$) on parle de configuration « dégénérée ». Nous nous plaçons ici dans le cas dégénéré, et où la pompe et le signal sont co-polarisés.

Ce phénomène ne peut avoir lieu efficacement (i.e. avec du gain) que si les relations d'accord de phase sont respectées, i.e. conservation de l'énergie et des moments entre les différentes ondes en présence. Ces conditions se traduisent par les équations suivantes :

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_I \quad (4.3)$$

$$\Delta\beta_L = 2\beta_p + \beta_s + \beta_I = 0 \quad (4.4)$$

où $\beta_{p,s,I}$ désignent les constantes de propagation des ondes pompe, signal et idler, et $\Delta\beta_L$ correspond à la différence de phase linéaire. Le désaccord de phase total, noté κ , est défini comme étant la somme de la différence de phase linéaire et non-linéaire, notée $\Delta\beta_{NL}$, de la façon suivante :

$$\kappa = \Delta\beta_L + \Delta\beta_{NL} \quad (4.5)$$

$$\Delta\beta_{NL} = 2\gamma P \quad (4.6)$$

où γ désigne le coefficient non-linéaire de la fibre, et P désigne la puissance de la pompe. D'après l'équation (4.3), le signal et l'idler sont répartis symétriquement de part et d'autre de la pulsation de la pompe. D'autre part, il apparaît clairement dans l'équation (4.6) que ce phénomène non-linéaire est une fonction de la puissance de la pompe. L'efficacité du mélange d'ondes est donc dépendante de la puissance de pompe.

En se plaçant dans une configuration où la puissance de pompe est quasi-constante au cours de sa propagation, i.e. non-déplétée lors de l'amplification, nous pouvons déterminer l'expression du gain paramétrique, noté g et exprimé en m^{-1} , de la façon suivante :

$$g^2 = (\gamma P)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2 \quad (4.7)$$

Ainsi, les notions d'accord de phase et de gain paramétrique peuvent être vues comme étant la période du réseau d'indice de réfraction et le contraste associé à ce réseau, respectivement. Par conséquent, la cohérence partielle de l'onde pompe peut réduire le contraste des franges d'interférence, et donc celui du réseau, ce qui conduit à une diminution du gain paramétrique.

D'autre part, on détermine l'expression analytique du gain spectral du signal (en régime de gain petit signal), noté G_s , qui désigne le rapport entre la puissance de sortie et d'entrée du signal, telle que [26, 27] :

$$G_s = 1 + \left[\frac{\gamma P}{g} \sinh(gL) \right]^2 \quad (4.8)$$

Nous avons tracé ce gain en fonction du décalage spectral entre la longueur d'onde de signal notée λ_s et la longueur d'onde de pompe notée λ_p , sur la Figure 4-11, dans le cas d'une fibre de 200 m de longueur, possédant un coefficient non-linéaire $\gamma = 12 \text{ W.km}^{-1}$, et pompée à 1 W.

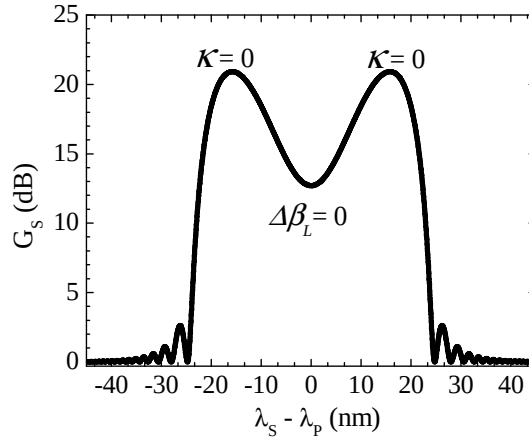


Figure 4-11 : Courbe de gain du signal en fonction du décalage spectral entre la longueur d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p .

Nous observons que lorsque la longueur d'onde de signal est proche de celle de la pompe, l'accord de phase linéaire est parfait ($\Delta\beta_L \approx 0$). Le gain évolue alors de façon parabolique, et on peut approximer l'expression analytique (4.8) de la façon suivante :

$$G_s \approx 1 + (\gamma.P.L)^2 \quad (4.9)$$

En revanche, lorsque l'accord de phase total est nul ($\kappa \approx 0$), cela signifie que l'automodulation de phase de la pompe compense parfaitement la différence de phase linéaire. Le gain évolue alors de façon exponentielle jusqu'à atteindre son maximum. De même, l'expression analytique (4.8) peut être approximée telle que :

$$G_s \approx 1 + \frac{1}{4} \exp(2\gamma PL) \quad (4.10)$$

L'écart spectral entre la longueur d'onde de la pompe et du signal pour lequel l'accord de phase est parfait, correspond à la position du maximum du lobe de fluorescence [26]. Ce décalage est généralement exprimé en fréquence et noté $\Delta\nu_{PF}$ de la façon suivante :

$$\Delta\nu_{PF} = \frac{1}{2\pi} \left(-\frac{2\gamma P}{\beta_2} \right)^{1/2} \quad (4.11)$$

où β_2 représente la dispersion de vitesse de groupe, qui est négative. En effet, la dispersion au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle ou ZDW (acronyme anglais pour *zero dispersion wave-length*) doit être négative, pour que la différence de phase linéaire compense la différence de phase non-linéaire. Pour que le processus d'amplification soit efficace, il est donc nécessaire de travailler en zone de dispersion anormale, proche de la ZDW. De plus, cette condition d'accord de phase doit être remplie tout au long de la propagation dans la fibre optique. En pratique, ceci signifie que la courbe de dispersion de la fibre doit être maîtrisée et adaptée pour un couple longueur d'onde de pompe et de signal. Dans notre cas, nous cherchons à amplifier un signal à une longueur d'onde fixée autour de 1 μm . La technologie des fibres microstructurées nous permet alors d'obtenir une fibre possédant une courbe de dispersion adaptée à cette application. Enfin, il est possible de

fabriquer des fibres optiques microstructurée permettant d'atteindre un fort coefficient non-linéaire, dont le gain paramétrique dépend, via une réduction de l'aire effective du mode fondamental ou un dopage (par exemple avec du germanium) du cœur pour accroître l'indice non-linéaire.

4.2.3 Etat de l'art

Bien que les deux techniques d'amplification FOPA et OPCPA aient été très largement étudiées ces dernières années, que ce soit pour des applications, respectivement, dans le domaine des télécommunications [27] et dans les lasers d'ultra-haute intensité [17], elles n'ont été associées pour la première fois que très récemment. En effet, la possibilité d'amplifier un signal à dérive en fréquence dans un FOPA est étudiée pour la première fois numériquement en 2006 par Hanna *et al.* [28], mais sans réalisation expérimentale. Ils démontrent alors que ce type d'amplificateur est compatible avec de l'amplification CPA, et permet une grande flexibilité dans les paramètres d'amplification (puissance de pompe, longueur et dimensionnement de fibre, plage en longueur d'onde...).

La première démonstration expérimentale est effectuée en 2010 quasi-simultanément par Caucheteur *et al.* [29] et Zhou *et al.* [30], aux longueurs d'onde des télécommunications, dans une configuration en pompage continu et dans le domaine temporel picoseconde, sur un système entièrement fibré. Le gain démontré est de l'ordre de 25 dB et les impulsions sont comprimées sans distorsions temporelles ou spectrales significatives.

L'application de cette technique aux longueurs d'onde autour de 1 μm est ensuite réalisée dans nos laboratoires. La suite de cette section présente notamment les travaux publiés [31] et en cours de publication (voir l'annexe C), et les expériences menées depuis sur cette thématique.

4.2.4 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure 4-12. Détaillons tout d'abord la pompe, qui possède une architecture semblable aux amplificateurs développés dans le chapitre 3. Elle est générée par un laser accordable en longueur d'onde (noté TL sur le schéma) autour de $1060 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$, qui délivre un faisceau continu de faible largeur spectrale (inférieure au nm FWHM). Un modulateur électro-optique de type Mach-Zender (noté EOM) permet ensuite de découper un train d'impulsions à profil temporel super-gaussien d'ordre 20, ajustables en durée et fréquence de répétition, typiquement de 10 ns à 10 kHz. Puis, une succession d'isolateurs optiques (noté IO), d'amplificateurs à fibre dopée Yb (notés YDFA1 et YDFA2) et de filtres spectraux (noté F1 et F2) accordables et passe-bandes (de 2 nm FWHM), nous permettent d'obtenir une onde pompe de quelques Watts de puissance crête. L'ensemble est entièrement fibré et à maintien de polarisation, et peut être ajusté en longueur d'onde, par rapport au ZDW de la fibre amplificatrice.

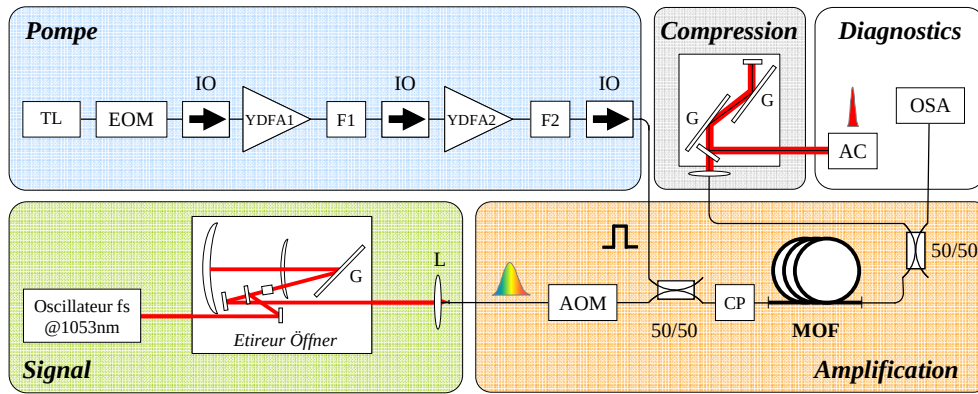


Figure 4-12 : Schéma du dispositif expérimental de l'amplification paramétrique fibrée d'impulsion à dérive de fréquence.

L'encadré signal sur le schéma est la source étirée décrite dans la section précédente. Les impulsions sont générées par un oscillateur à blocage de modes Ti:Sa (MIRA), qui sont ensuite étirées temporellement par un étireur de type Öffner jusqu'à 9 ns de largeur totale au pied, ce qui représente un étirement de 0.5625 ns/nm. Le spectre s'étend sur la plage 1045 à 1061 nm en longueur d'onde, soit une durée d'impulsion de l'ordre de 100 fs au pied. Un dispositif de synchronisation temporelle est mis en place entre la pompe et le signal. Les impulsions signal sont ensuite injectées dans une fibre à maintien de polarisation. Un modulateur acousto-optique (noté AOM) permet de sélectionner les impulsions à une cadence de 10 kHz, avec une énergie de l'ordre de 6 pJ.

Puis, nous utilisons un coupleur à maintien de polarisation où les voies sont équilibrées à 50% chacune. Nous plaçons un contrôleur de polarisation (noté CP), sur une jonction de fibre monomode sans barreaux de contrainte, entre la fibre microstructurée (notée MOF) et le coupleur. Ce CP nous permet d'orienter la polarisation linéaire de la pompe et du signal par rapport à la biréfringence de la fibre amplificatrice [32]. Cette fibre est microstructurée, comme illustrée sur la Figure 4-13.

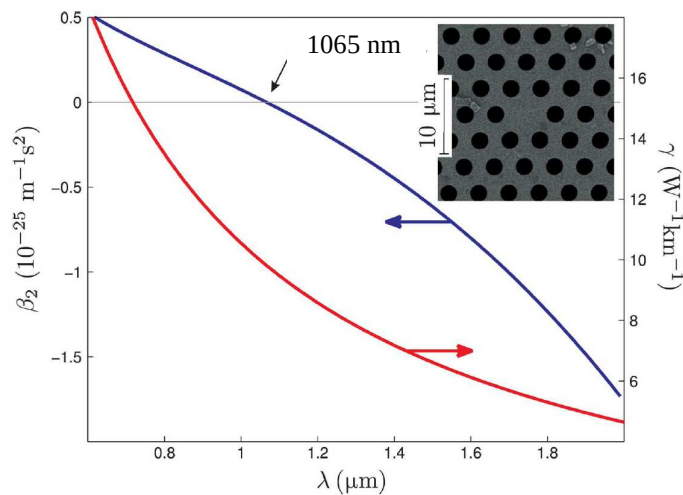


Figure 4-13 : Dispersion du mode fondamental (courbe bleue) et du coefficient non-linéaire (courbe rouge) en fonction de la longueur d'onde, et image SEM de la section transverse de la fibre microstructurée, d'après [32].

Elle possède un ZDW autour de 1065 nm de longueur d'onde, un diamètre de trous de 2.61 μm avec une période de 4.14 μm , et un coefficient non-linéaire de l'ordre de 10 W.km^{-1} . Cette fibre est dimensionnée pour une

amplification paramétrique efficace à la longueur d'onde de signal de 1053 nm, (i.e. le maximum de la bande de gain correspondant au maximum du signal).

En sortie de la MOF, nous avons réparti le faisceau à l'aide d'un autre coupleur fibré, identique à celui utilisé pour l'injection de la pompe et du signal. Le premier bras est envoyé dans un compresseur à réseaux identiques à celui présenté dans la section précédente. Un autocorrélateur du second ordre (noté AC) nous permet de mesurer la durée des impulsions en sortie de compresseur. L'autre bras du coupleur permet de réaliser une mesure du spectre de l'impulsion étirée et amplifiée, sur un analyseur de spectre optique (noté OSA). Nous avons ajouté un modulateur acousto-optique (noté AOM) en amont de l'OSA, afin de sélectionner uniquement l'impulsion amplifiée dans le FOPCPA, et avoir un meilleur contraste par rapport aux impulsions de la source étirée qui n'ont pas été amplifiées (taux d'extinction de 50 dB).

REMARQUE : Le schéma du dispositif expérimental ne fait pas apparaître le système de synchronisation temporel permettant d'avoir un recouvrement temporel optimisé entre la pompe et le signal. L'EOM de la pompe est ainsi synchronisé sur le train d'impulsion de la source femtoseconde.

4.2.5 Etude de la dynamique d'amplification

Dans ces expériences, nous réalisons tout d'abord l'application de la technique FOPCPA à la longueur d'onde 1 μm , avec notamment la démonstration d'un gain paramétrique sur une large gamme spectrale. Puis, nous étudions la mise en forme temporelle de la pompe pour compenser le profil spectral du signal étiré. Et enfin, nous effectuons une étude numérique et expérimentale en fonction de la longueur de fibre.

Démonstration à la longueur d'onde 1 μm

Les premières expériences sont réalisées sur une fibre de 400 m de longueur. Bien que cette fibre soit dimensionnée spécifiquement pour l'amplification paramétrique autour de 1053 nm de longueur d'onde, la position du ZDW peut varier de quelques nanomètres par rapport à ce qui est visé, en raison des défauts de fabrication. Nous avons donc ajusté la longueur d'onde de pompe à 1065.67 nm. Pour cela, nous avons fait varier expérimentalement la longueur d'onde de pompe, et avons observé l'apparition des lobes de fluorescence de part et d'autre de la longueur d'onde de pompe (courbe noire sur la Figure 4-14 (a)). L'origine de ces lobes de fluorescence correspond à l'accord de phase réalisé entre la pompe et des photons de bruit présents dans la fibre. On parle de fluorescence paramétrique ou de bruit de fluorescence. Leur allure est identique au profil spectral du gain paramétrique, en régime de fonctionnement linéaire. Plus la longueur d'onde de pompe est proche du ZDW, plus les lobes de fluorescence sont larges et moins le gain paramétrique est efficace. Il est alors nécessaire de trouver un compromis entre la largeur de bande et leur position spectrale relative par rapport à la longueur d'onde du signal.

Les lobes sont ici positionnés à ± 12.7 nm par rapport à la longueur d'onde de pompe, et la bande de gain est estimée à 4.2 nm FWHM, ce qui est deux fois inférieur à la largeur de la source étirée. Ceci signifie que pour limiter le rétrécissement spectral par le gain du signal amplifié, il est préférable de fonctionner à saturation. Ainsi, lorsque l'on injecte le signal simultanément à la pompe, (courbe rouge sur la Figure 4-14 (a)), on observe

que le signal est amplifié sur une bande de 5.1 nm FWHM. Cette plage spectrale peut être améliorée en optimisant la courbe de dispersion (lors de la fabrication) et/ou la longueur de fibre mise en œuvre [26].

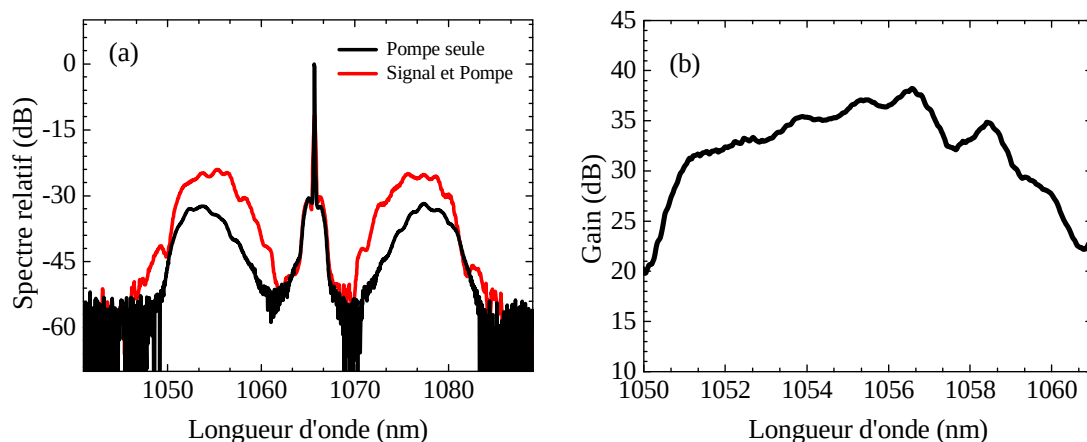


Figure 4-14 : (a) Spectre normalisé de fluorescence quand la pompe est injectée seule (courbe noire) et spectre de sortie lorsqu'un signal de 6 pJ est injecté dans la fibre microstructurée (courbe rouge). (b) Profil spectral du gain correspondant.

La puissance de pompe est ajustée afin de limiter la part de la fluorescence paramétrique dans le processus d'amplification. Il est à noter qu'il est difficile de discriminer ce bruit de fluorescence du signal amplifié, car ils se recouvrent parfaitement (en temps et en spectre) en sortie de fibre amplificatrice. C'est pourquoi nous avons choisi de placer un filtre spectral centré à 1053 nm de longueur d'onde (i.e. où le gain paramétrique est le plus important) et de largeur 2 nm FWHM, en sortie de MOF, et d'observer ce prélèvement sur une photodiode. La part de signal ainsi filtrée possède une durée de 1.1 ns, en raison de son étirement temporel, alors que la fluorescence paramétrique est un phénomène instantané qui est généré sur toute la durée de la pompe (i.e. 10 ns). De cette façon, nous avons optimisé la puissance de pompe à 7 W de puissance crête, et le rapport signal étiré sur le bruit de fluorescence est estimé supérieur à 15 dB.

Nous avons donc obtenu dans cette configuration un profil spectral de gain paramétrique supérieur à 30 dB sur une plage de 9 nm, de 1050.9 à 1059.2 nm, comme on peut le voir sur la Figure 4-14 (b). Il est à noter que le spectre n'est pas correctement amplifié sur la partie basses longueurs d'onde. Ce qui produit un rétrécissement spectral de 5 nm.

Nous avons ensuite comprimé les impulsions, et mesuré leur durée à l'aide de l'AC du second ordre. La durée d'autocorrélation est de 1 ps FWHM, (symbole carré noir sur la Figure 4-15), ce qui correspond à une durée d'impulsion de 658 fs, estimée à partir d'un fit par une fonction sécante hyperbolique (courbe grise sur la Figure 4-15). Nous avons calculé le profil AC à partir du relevé de spectre (courbe pointillé bleue sur la Figure 4-15), pour ne pas tenir compte du désaccord entre l'étireur et le compresseur. Nous trouvons un facteur 1.5 par rapport à la limite de diffraction, soit une durée d'impulsion de 440 fs. La présence des ailes au pied de l'impulsion peut être expliquée par le désaccord entre l'étireur et le compresseur et/ou par de la présence de phase résiduelle d'ordre 3 intrinsèque à la fibre amplificatrice.

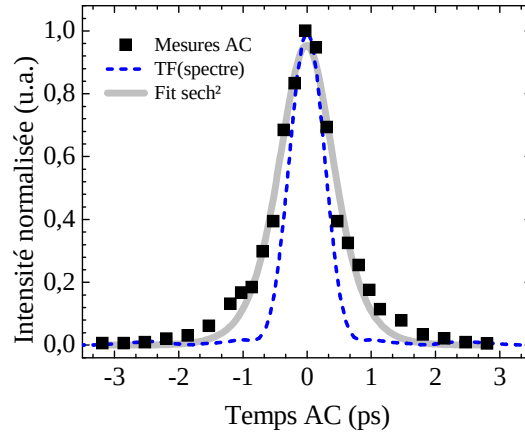


Figure 4-15 : Mesure d'autocorrélation du signal amplifié (symbole carré noir), et fit par une fonction sécante hyperbolique (courbe grise)

Nous avons donc démontré la technique FOPCPA à la longueur d'onde autour de $1\ \mu\text{m}$, avec un profil spectral de gain paramétrique supérieur à 30 dB sur une plage de 8.3 nm, pour des impulsions comprimées à 658 fs. Nous ne sommes pas encore parvenus à notre objectif, à savoir un FOPCPA tout fibré délivrant des énergies dans la gamme microJoule, notamment en raison de la petite aire effective de la fibre. De plus, les parties étireur et compresseur sont encore en espace libre, et il y a un rétrécissement spectral par le gain. Encouragés par ces résultats prometteurs, le dimensionnement d'une fibre à plus grande aire effective de mode a été réalisé, et sa fabrication est actuellement en cours. D'autres améliorations sont possibles, avec par exemple l'utilisation d'un étireur fibré [29] ou encore d'autres configurations de pompage [33].

REMARQUE : Dans la suite des expériences, nous avons préféré utiliser un tronçon de fibre possédant une microstructure identique, mais avec une plus courte longueur, à savoir 240 m, afin de s'affranchir d'éventuel résidus de phase d'ordre 3 au cours de la propagation.

Mise en forme temporelle de la pompe

L'utilisation d'impulsion à dérive de fréquence nous donne directement accès à la mise en forme spectrale dans le domaine temporel. De plus, nous bénéficions d'une source suffisamment étirée temporellement (i.e. gamme quelques nanosecondes) pour pouvoir utiliser le dispositif de mise en forme temporelle (MFT), présenté dans la sous-section 3.2.1, sur la forme temporelle de l'impulsion pompe. Ainsi, nous étudions la possibilité de mettre en forme le profil spectral de gain paramétrique via la forme temporelle de la pompe, afin d'obtenir par exemple un profil spectral de signal amplifié plat.

Cependant, la variation de la puissance de la pompe modifie la condition d'accord de phase pour chacune des longueurs d'onde du signal. La fonction de transfert à appliquer n'est donc pas directe. Nous avons alors relevé le profil spectral du gain paramétrique en fonction de la puissance de pompe (Figure 4-16 (a)). Nous avons ensuite déterminé quel profil spectral de gain doit être appliqué au signal pour obtenir en sortie d'amplificateur un signal à profil spectral plat (Figure 4-16 (b)), ce qui peut avoir un intérêt pour diminuer l'impact de l'intégrale B comme nous en avons discuté dans la sous-section 4.1.5. Enfin, pour chaque composante spectrale, nous avons déterminé la puissance de pompe à appliquer pour obtenir le gain paramétrique désiré. Les points de mesure

(symbole carré noir sur la Figure 4-16 (c)) sont fittés par une fonction parabolique (courbe grise sur la Figure 4-16 (c)), de laquelle nous déduisons la forme temporelle à appliquer à la MFT.

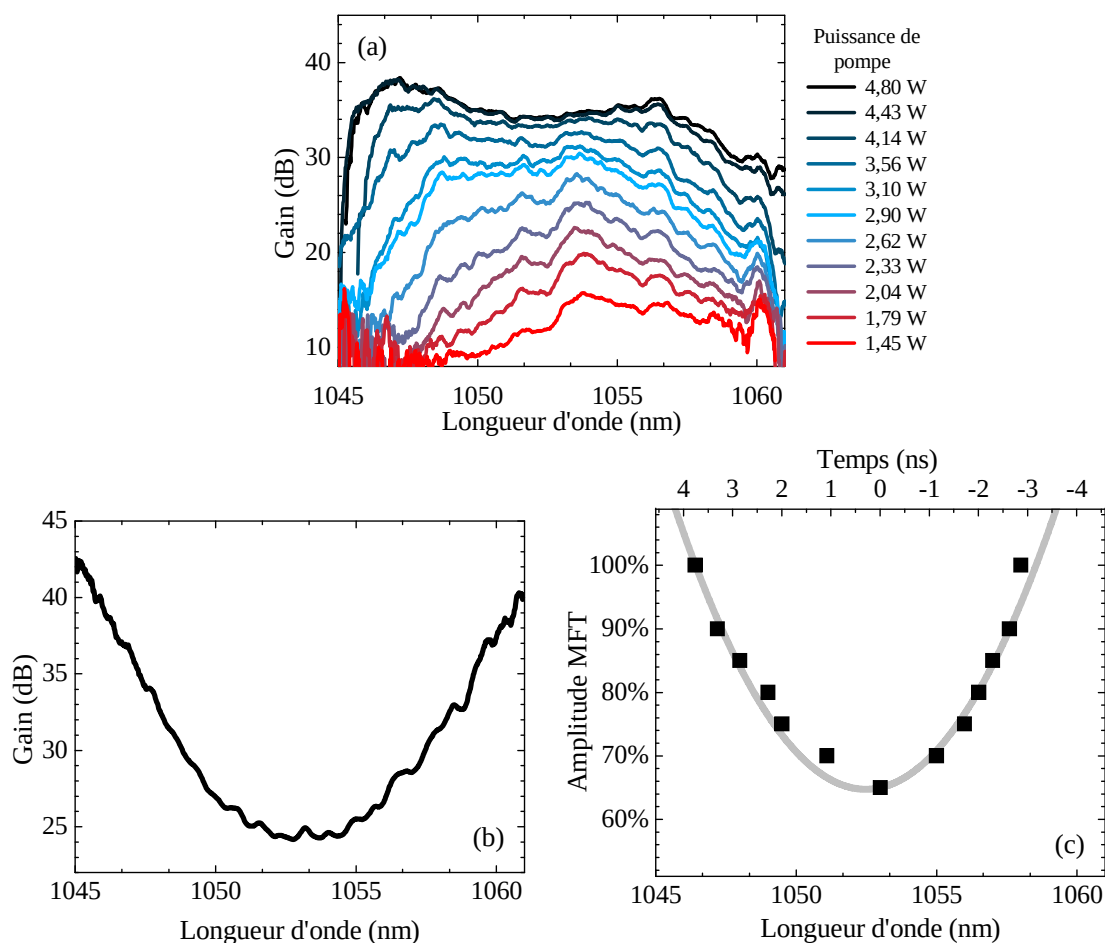


Figure 4-16 : Profils spectraux : (a) du gain à différentes puissances de pompe, (b) du gain à appliquer au signal pour obtenir un profil spectral plat en sortie d'amplificateur, (c) correspondance avec l'amplitude à appliquer à la MFT.

Nous avons relevé sur la Figure 4-17 (a) les profils spectraux en entrée et en sortie de l'amplificateur, lorsque nous appliquons une forme temporelle à la pompe de type super-gaussienne d'ordre 20, avec une puissance crête de 4.8 W. Dans ce régime de fonctionnement linéaire, il apparaît que le spectre de sortie (courbe noire sur la Figure 4-17 (a)) est semblable à celui en entrée (courbe rouge sur la Figure 4-17 (a)). Nous avons ensuite représenté sur la Figure 4-17 (b) le profil spectral du signal en sortie d'amplificateur (courbe noire) lorsque l'on applique la forme temporelle parabolique à la pompe. Il apparaît des modulations autour des longueurs d'onde centrales, mais surtout un redressement en intensité significatif des longueurs d'onde aux extrémités du spectre du signal amplifié. Nous avons donc démontré le potentiel de cette technique, qui peut être encore améliorée avec par exemple une contre-réaction expérimentale sur la mise en forme temporelle permettant de modifier point à point la MFT. Ceci est réalisable grâce au fort étirement du signal et au dispositif de MFT à très grande précision.

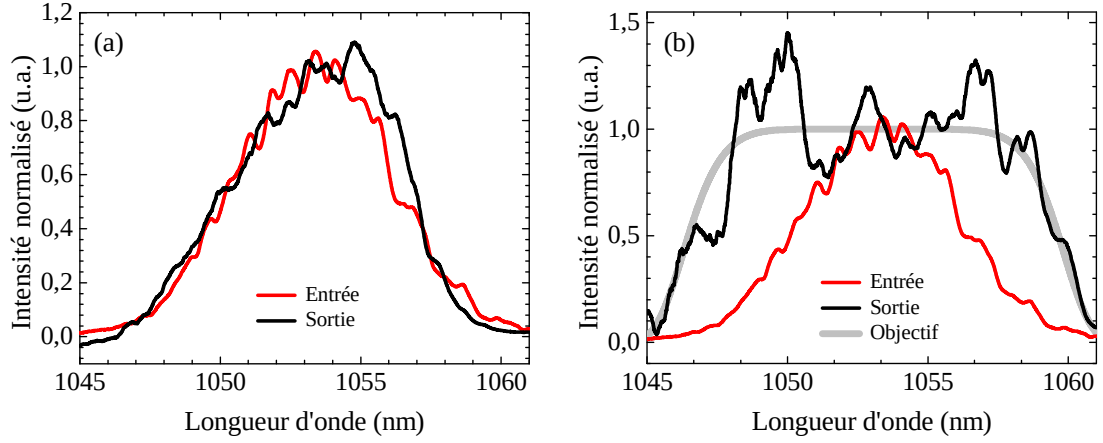


Figure 4-17 : Profils spectraux normalisés du signal injecté en entrée (courbe rouge) et en sortie (courbe noire) de fibre amplificatrice, par une pompe à profil temporel super-gaussien d'ordre 20 (a) ou mise en forme temporellement (b) pour atteindre un profil spectral plat de signal amplifié (courbe grise).

Etude en fonction de la longueur de fibre

La dernière étude est réalisée en fonction de la longueur de fibre. Nous avons effectué des mesures en coupant la fibre tous les 25 m, à partir du tronçon de 240 m de longueur initiale. Nous avons tout d'abord observé la position du maximum des lobes de fluorescence (en l'absence de signal injecté), à une puissance de pompe de 5 W. Nous avons tracé sur la Figure 4-18 l'écart spectral, $\Delta\lambda_{PF}$, entre la longueur d'onde de pompe et la position du maximum des lobes de fluorescence, aux différentes longueurs de fibre étudiées, défini d'après l'équation (4.11). Il en ressort une variation de cet écart spectral, i.e. de la dispersion de vitesse de groupe, de 4.75 nm sur une longueur de 175 m. Cela correspond à une variation de la dispersion de vitesse de groupe de $0.1 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$, ce qui est tout à fait concordant avec les fluctuations liées aux procédés de fabrication, d'après nos collègues du laboratoire PhLAM.

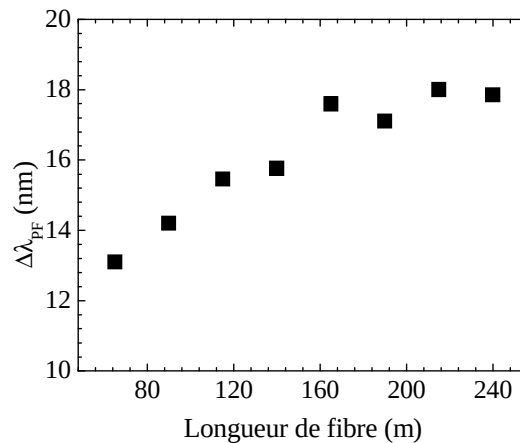


Figure 4-18 : Ecart spectral entre la pompe et la position du maximum du lobe de fluorescence à différentes longueurs de fibre étudiées.

Nous avons ensuite calculé le gain intégré à chaque longueur de fibre à partir des profils spectraux mesurés à une puissance de pompe constante de 5 W. Il s'agit du profil spectral du gain paramétrique intégré sur toute la plage en longueur d'onde du signal, autrement dit le rapport entre l'énergie du signal en sortie et en entrée de la fibre

amplificatrice. Les résultats sont présentés sur la Figure 4-19. Il apparaît que le gain intégré sature à partir de 160 m de longueur de fibre. Cette constatation montre que les fibres utilisées jusqu'à présent n'avaient pas une longueur optimale.

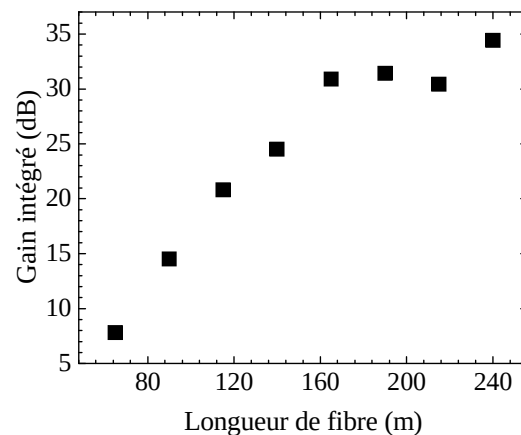


Figure 4-19 : Mesures du gain intégré en fonction de la longueur de fibre microstructurée.

Des simulations sont effectuées pour comprendre le comportement de cette dynamique d'amplification (voir l'article en cours de publication dans l'annexe C). Elles sont basées sur la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire [14], associées aux paramètres de la configuration expérimentale précédemment exposée. Ces simulations portent tout d'abord sur l'évolution du gain intégré en fonction de la longueur de fibre, illustrées sur la Figure 4-20. Le gain augmente de façon exponentielle pour les faibles longueurs de fibre, ce qui est typique d'un régime de fonctionnement linéaire. Il apparaît ensuite que le gain sature à partir d'une longueur de fibre de 140 m, ce qui est concordant avec les résultats expérimentaux qui montre une saturation à partir d'une longueur de fibre de 160 m. Puis, l'augmentation de la puissance du signal amplifié par rapport à la pompe produit une modification des conditions d'accord de phase, ce qui a pour effet de dégrader l'efficacité de l'amplification (i.e. diminution du gain). Ce processus est caractéristique d'un régime de saturation des systèmes FOPA [26]. Ainsi, à la différence des amplificateurs à terre-rare que nous avons étudié tout au long de ce document, la saturation dans les systèmes FOPA n'est pas liée à une diminution de la quantité d'énergie stockée, mais à la modification des conditions d'accord de phase.

Afin d'éviter ce processus de saturation, il convient soit de diminuer l'énergie du signal injecté (avec la problématique du contraste lié à un niveau de bruit intrinsèque trop proche du niveau de signal injecté), soit de diminuer la longueur de fibre pour ne pas atteindre la saturation. Notons qu'en limite du régime de fonctionnement linéaire, le gain intégré est de l'ordre de 30 dB.

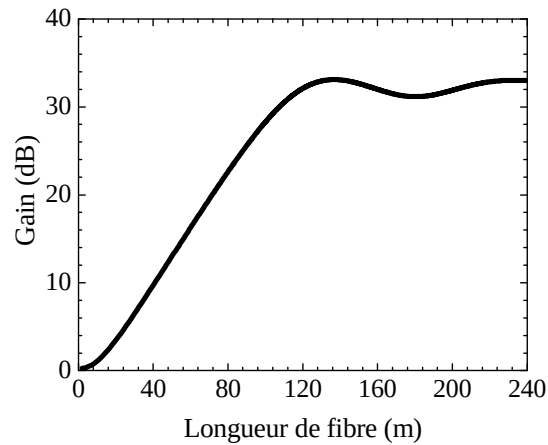


Figure 4-20 : Simulations du gain intégré en fonction de la longueur de fibre.

D'une façon générale, les simulations numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les conséquences de ce processus de saturation en termes de profil spectral du gain paramétrique et de contraste temporel après compression des impulsions sont discutées dans la référence présentée en annexe C. Il est montré numériquement que le fonctionnement en régime de saturation dégrade les performances du FOPCPA, et produit notamment plus de bruit de fluorescence qu'en régime linéaire. Cette observation est à l'inverse des amplificateurs à terre-rare, dans lesquels le niveau d'ASE diminue à saturation (comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2). Le fonctionnement en régime d'amplification linéaire est alors obtenu en ayant une fibre possédant une aire effective plus grande et/ou une longueur plus courte.

Nous avons donc montré le fort potentiel de cette technique d'amplification d'impulsions à dérive de fréquence, avec un gain énergétique supérieur à 30 dB sur une plage spectrale de 9 nm. Les simulations numériques montrent qu'un contraste temporel après compression supérieur à 65 dB est accessible en régime de fonctionnement linéaire. Ces résultats très encourageants se poursuivent actuellement avec le dimensionnement et la fabrication d'une fibre possédant une aire effective de mode plus grande.

4.3 Conclusion

En conclusion, nous avons abordé les applications de l'amplification fibrée aux impulsions courtes, avec tout d'abord la technique CPA. Comme nous l'avons montré dans ce chapitre et dans les précédents, les fibres dopées Yb sont de très bons candidats comme milieu amplificateur de forte énergie, notamment en raison de leur excellente dissipation thermique. Elles permettent également d'obtenir des systèmes compacts et robustes compatibles avec de nombreuses applications scientifiques, médicales et industrielles. Grâce à notre source étirée jusque dans la gamme d'impulsion de plusieurs nanosecondes, nous pouvons utiliser directement l'architecture MOPA (présentée dans le chapitre 3) dans la technique CPA. Ainsi, nous avons montré que cette architecture permet d'amplifier les impulsions à dérive de fréquence jusque dans la gamme d'énergie du milliJoule à un taux de répétition de 10 kHz, et donc potentiellement une puissance crête de l'ordre du GigaWatt sur les impulsions comprimées. Nous avons montré que la mise en forme temporelle des impulsions est une voie très intéressante pour limiter l'impact de la phase non-linéaire accumulée au cours de l'amplification (par SPM) lors de la

compression des impulsions, en ayant recours à des profils de type super-gaussien d'ordre élevé. Nous avons comprimé les impulsions de 0.69 mJ jusqu'à une durée de 567 fs, soit une puissance crête en sortie de compresseur de 152 MW, réalisée avec un système à fibre microstructurée souple. Ces résultats peuvent encore être améliorés, en optimisant la forme temporelle par exemple. Ce dernier point est en cours d'optimisation. De plus, nous avons montré qu'avec l'utilisation d'un compresseur possédant une meilleure transmission, la gamme du GigaWatt en puissance crête est accessible avec notre système amplificateur.

Bien que très performants, ces systèmes d'amplificateur à terre rare ne sont malgré tout pas compatibles avec des chaînes lasers de type PétaWatt, en raison de leur faible contraste. C'est la raison pour laquelle des études ont débuté sur une technique d'amplification paramétrique dans les fibres sur des impulsions à dérive de fréquence, appelée FOPCPA. Ainsi, dans la seconde section de ce chapitre, nous avons brièvement expliqué les principes théoriques du FOPCPA. Puis, nous avons présenté les résultats expérimentaux. Nous avons montré que cette technique permet d'atteindre un gain paramétrique supérieur à 30 dB sur une plage spectrale de 9 nm, et qu'il est possible de mettre en forme le profil spectral de ce gain via la forme temporelle de l'impulsion pompe. Une étude expérimentale nous a permis de mettre en évidence l'impact de la longueur de fibre sur le fonctionnement de l'amplification. Des simulations numériques (présentées en annexe C) ont confirmé ce comportement. Il est montré que le fonctionnement en régime de saturation dégrade les performances du FOPCPA, et produit notamment plus de bruit de fluorescence qu'en régime linéaire, contrairement aux amplificateurs à terre-rare. Le niveau de contraste temporel après compression accessible en régime d'amplification linéaire est supérieur à 65 dB. Des études sont actuellement en cours pour démontrer un FOPCPA de plus forte énergie, avec notamment la fabrication d'une fibre possédant une aire effective du mode fondamental plus grande. Ces expériences utiliseront l'architecture MOPA de forte énergie à fibre dopée Yb pour mettre en œuvre la pompe de ce système.

4.4 Bibliographie

- [1] D. Strikland and G. Mourou, “*Compression of amplified chirped optical pulses*,” Optics Communications **56**, 219-221 (1985).
- [2] N. Blanchot, G. Béhar, T. Berthier, E. Bignon, F. Boubault, C. Chappuis, H. Coïc, C. Damiens Dupont, J. Ebrardt, Y. Gautheron, P. Gibert, O. Hartmann, E. Hugonnot, F. Laborde, D. Lebeaux, J. Luce, S. Montant, S. Noailles, J. Néauport, D. Raffestin, B. Rémy, A. Roques, F. Sautarel, M. Sautet, C. Sauteret and C. Rouyer, “*Overview of PETAL, the multi-Petawatt project on the LIL facility*,” Plasma Phys. Contr. Fusion **50**, 12, 124045-124054 (2008).
- [3] D. Zuegel, S. Borneis, C. Barty, B. Le Garrec, C. Danson, N. Miyagana, P.K. Rambo, C. Le Blanc, T.J. Kessler, A.W. Schmid, L.J. Waxer, J.H. Kelly, B. Kruschwitz, R. Jungquist, E. Moses, J. Britten, I. Jovanovic, J. Dawson, and N. Blanchot, “*Laser challenges for fast ignition*,” Fusion Sci. Technol. **49**, 453 (2006).
- [4] M.L. André, “*Status of the LMJ project*,” in Solid State Lasers for Applications to Inertial Confinement Fusion: Second Annual International Conference, M.L. André, ed., Proc. SPIE **3047**, 38-42 (1997).
- [5] J. Limpert, F. Röser, D.N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, C. Jauregui and A. Tünnermann, “*High repetition rate gigawatt peak power fiber laser systems: challenges, design and experiment*,” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **15**, 1, 159-169 (2009).
- [6] D.N. Schimpf, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Optimization of high performance ultrafast fiber laser systems to > 10 GW peak power*,” Journal of Society of America B **27**, 10, 2051-2060 (2010).
- [7] F. Röser, D.N. Schimpf, O. Schmidt, B. Ortaç, K. Rademaker, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*90 W average power 100 μ J energy femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*,” Optics Letters **32**, 15, 2230-2232 (2007).
- [8] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “*Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*,” Optics Letters **32**, 24, 3495-3497 (2007).
- [9] Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay and E. Cormier, “*Transform-limited 100 μ J, 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor*,” Optics Letters **33**, 13, 1527-1529 (2008).
- [10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T.V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power*,” Optics Letters **35**, 2, 94-96 (2010).
- [11] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*,” Optics Express **19**, 1, 255-260 (2011).
- [12] E. Hugonnot, G. Deschaseaux O. Hartmann and H. Coïc, “*Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification*,” Applied Optics **46**, 33, 8181-8187 (2007).
- [13] Frank Träger, *Lasers and Optics*, Section **12**, 937-983, Springer Handbook Ed (2007).
- [14] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 2nd Edition (Academic Press, 2007).
- [15] F. He, H.S.S. Hung, J.H.V. Price, N.K. Daga, N. Naz, J. Prawiharjo, D.C. Hanna, D.P. Shepherd, D.J. Richardson, J.W. Dawson, C.W. Siders and C.P.J. Barty, “*High energy femtosecond fiber chirped pulse amplification system with adaptive phase control*,” Optics Express **16**, 8, 5813-5821 (2008).

- [16] C. Dorrer, D. Irwin, A. Consentino and J. Qiao, “*Contrast measurements of kilojoule laser pulses at the OMEGA EP laser facility*,” paper ThO3, in the Conference of Ultra-Intense Laser Facility Improvements, ICUIL (2010).
- [17] A. Dubietis, R. Butkus and A.P. Piskarskas, “*Trends in chirped pulse optical parametric amplification*,” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **12**, 2, 163-172 (2006).
- [18] A. Dubietis, G. Jonušauskas and A.P. Piskarskas, “*Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal*,” Optics Communications **88**, 437-440 (1992).
- [19] I.N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A.J. Langley and J.L. Collier, “*The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers*,” Optics Communications **144**, 125-133 (1997).
- [20] V. Bagnoud, I.A. Begishev, M.J. Guardalben, J. Puth and J.D. Zuegel, “*5 Hz, >250 mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm*,” Optics Letters **30**, 14, 1843-1845 (2005).
- [21] F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, “*90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses*,” Optics Express **14**, 12822-12827 (2006).
- [22] O. V. Chekhlov, J. L. Collier, I. N. Ross, P. K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C. N. Danson, D. Neely, P. Matousek, S. Hancock, and L. Cardoso, “*35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system*,” Optics Letters **31**, 3665-3667 (2006).
- [23] J. V. Rudd, R. J. Law, T. S. Luk, and S. M. Cameron, “*High-power optical parametric chirped-pulse amplifier system with a 1.55 μm signal and a 1.064 μm pump*,” Optics Letters **30**, 1974-1976 (2005).
- [24] C. Erny, C. Heese, M. Haag, L. Gallmann, and U. Keller, “*High-repetition-rate optical parametric chirped-pulse amplifier producing 1 mJ, sub-100-fs pulses in the mid-infrared*,” Optics Express **17**, 1340-1345 (2009).
- [25] O. Chalus, P. K. Bates, M. Smolarski, and J. Biegert, “*Mid-IR short-pulse OPCPA with micro-Joule energy at 100kHz*,” Optics Express **17**, 3587-3594 (2009).
- [26] M. E. Marhic, *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices*, Cambridge U. Press (2008)
- [27] J. Hansryd, P.A. Andrekson, M. Westlund, J. Li and P.O. Hedekvist, “*Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications*,” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **8**, 3, 506-520 (2002).
- [28] M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, “*Fiber optical parametric chirped-pulse amplification in the femtosecond regime*,” Optic Express **14**, 7, 2783-2790 (2006).
- [29] C. Caucheteur, D. Bigourd, E. Hugonnot, P. Szriftgiser, A. Kudlinski, M. Gonzalez-Herraez, and A. Mussot, “*Experimental demonstration of optical parametric chirped pulse amplification in optical fiber*,” Optics Letters **35**, 11, 1786-1788 (2010).
- [30] Y. Zhou, Q. Li, K. Cheung, S. Yang, P. Chui, and K. Wong, “*All-fiber-based ultra-short pulse generation and chirped pulse amplification through parametric processes*,” IEEE Photonics Technology Letters **22**, 1330-1332 (2010).
- [31] D. Bigourd, L. Lago, A. Mussot, A. Kudlinski, J.-F. Gleyze and E. Hugonnot, “*High-gain fiber, optical-parametric, chirped-pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μm* ,” Optics Letters **35**, 20, 3480-3482 (2010).
- [32] M. W. Lee, T. Sylvestre, M. Delqué, A. Kudlinski, A. Mussot, J. F. Gleyze, A. Jolly, and H. Maillotte, “*Demonstration of an all-fiber broadband optical parametric amplifier at 1 μm* ,” Journal of Lightwave Technology **28**, 15, 2173-2178 (2010).

- [33] F. S. Yang, M. C. Ho, M. E. Marhic, and L. G. Kazovsky, “*Demonstration of two-pump fiber optical parametric amplification*,” Electronics Letters **33**, 21, 1812 (1997).

Conclusion et perspectives

Les travaux de recherche menés au cours de cette thèse ont porté sur l'amplification de forte énergie d'impulsions nanosecondes à base de fibres optiques pour l'application aux pilotes de chaîne laser de puissance. Rappelons que les pilotes actuels sont constitués principalement de deux éléments : une source fibrée (qui génère et met en forme spectralement et temporellement les impulsions nanosecondes), et un module pré-amplificateur en espace-libre (qui permet d'atteindre la gamme énergétique du Joule et met en forme spatialement les impulsions). L'objectif de ces études est donc d'évaluer le potentiel des fibres optiques afin d'étendre la part des composants fibrés des pilotes pour répondre à des problématiques de fiabilisation et de facilité d'exploitation des architectures actuelles (i.e. en termes de compacité, d'alignement, de maintenance, de robustesse...).

Nous avons tout d'abord dressé un état de l'art de l'amplification à fibre optique, et en particulier l'amplification à fibre optique dopée ytterbium (Yb) de forte énergie et/ou de forte puissance. Les différentes évolutions techniques et technologiques des procédés de fabrication ont ainsi permis d'inventer des fibres d'un nouveau genre : les fibres microstructurées à trous d'air. Elles marquent une vraie rupture technologique, apportant de nombreuses possibilités de conception, et notamment d'augmenter le diamètre du cœur des fibres monomodes. En dix ans, la taille du cœur monomode est passée de quelques micromètres à plus d'une centaine actuellement. Nous avons montré que dans la gamme nanoseconde-milliJoule, les amplificateurs à fibre dopée Yb démontrés expérimentalement, ne présentent pas les caractéristiques, ou en partie seulement, requises pour nos applications. Les contraintes de notre étude sont en effet très spécifiques, avec : la maîtrise de la forme temporelle de façon prédictive, la conservation d'un spectre étroit, le maintien de la polarisation, la maîtrise du bruit de fluorescence (i.e. dimensionner soigneusement le système amplificateur) et l'utilisation de fibre souple et commerciale dans un souci d'intégration ultérieure du système, de compacité et de robustesse.

Dans le chapitre suivant, nous avons présenté le modèle numérique mis en place pour cette étude, dont l'originalité réside dans la prise en compte des ondes d'émission spontanée amplifiée dans les deux directions de propagation. Nous avons exposé les hypothèses effectuées pour parvenir à cette modélisation. A ce titre, nous rappelons que le milieu est considéré comme étant un système quasi-deux-niveaux, ce qui nous permet de se

baser sur les équations de taux de population du niveau supérieur, très répandues. Le calcul est réalisé sur une unique dimension, l'axe de propagation de la fibre dont le cœur est considéré monomode. Ainsi, la distribution transverse des modes optiques est réduite au facteur de recouvrement des ondes avec les ions dopés, dont la distribution spatiale est supposée homogène dans tout le cœur. Nous avons ensuite présenté la méthode numérique que nous avons mise en place pour résoudre les équations établies. Ce modèle est également complété par un algorithme de contre-réaction, nous permettant de déterminer la forme temporelle optimisée pour chaque régime d'amplification, afin de compenser numériquement (i.e. sans paramètre expérimental) le processus de saturation par le gain. Une première comparaison des résultats du modèle avec les données de la littérature nous a permis de nous assurer de la validité de la modélisation. La méconnaissance des paramètres spectroscopiques (sections efficaces d'absorption et d'émission) des fibres utilisées impactent les résultats de la modélisation. Cette problématique connue tient tout d'abord du fait que les données spectroscopiques sont fortement liées aux procédés de fabrication de ces fibres actives, et sont très protégées par leur fabricant. De plus, la métrologie permettant de retrouver ces valeurs est très complexe à mettre en œuvre, d'autant plus en raison des faibles dimensions du matériau à disposition. C'est pourquoi nous ne les avons pas mesurées nous-mêmes. Un modèle plus complet incorporant les effets non linéaires a été élaboré. Les comparaisons entre les études expérimentales et ce modèle seront réalisées dans la suite de cette thèse. Enfin, nous concluons ce chapitre par l'étude numérique du comportement d'un système amplificateur similaire à celui que nous cherchons à développer. Après avoir identifié les paramètres ajustables de notre étude, nous avons fait la distinction entre les différents régimes de fonctionnement. Nous démontrons que le dimensionnement de l'architecture se résume à trouver le meilleur compromis entre le couple longueur de fibre et puissance de pompe, et entre le gain et le rapport signal-sur-bruit, afin de répondre aux spécifications de performances d'amplification visées.

Le troisième chapitre est consacré au développement expérimental de l'architecture amplificatrice, dans une configuration de type MOPA (acronyme anglais pour *master oscillator power amplifier*), avec pour principal objectif d'atteindre la gamme d'impulsion milliJoule, nanoseconde et multi-kiloHertz à partir de fibre souple à microstructure de trous d'air, en accord avec les différentes contraintes liées à nos applications. Ce chapitre présente d'abord les moyens expérimentaux et les méthodes de caractérisation mis en œuvre pour les études. L'utilisation de ces fibres particulières dans des systèmes de forte énergie, a requis plusieurs étapes cruciales notamment dans des développements particuliers de clivage et de soudure d'embouts de silice. La montée en énergie depuis la source est assurée par deux étages d'amplification. Après avoir optimisé les paramètres du premier étage, appelé préamplificateur, nous avons obtenu les performances suivantes : une énergie supérieure à 10 μJ (correspondant à un gain supérieur à 30 dB), un rapport signal-sur-bruit supérieur à 50 dB (après filtrage spectral), un profil spatial monomode transverse, un profil spectral étroit, l'absence d'effets non-linéaires, une excellente stabilité d'amplification et la maîtrise de la forme temporelle (compensation du processus de saturation par le gain). Le second étage, appelé amplificateur de forte énergie, est ensuite optimisé et placé à la suite du préamplificateur. L'ensemble du système délivre des impulsions d'énergie 0.5 mJ à une fréquence de répétition de 1 à 10 kHz (correspondant à un gain de 17 dB), avec des performances semblables au préamplificateur en termes de qualité de faisceaux, et compatibles avec des applications aux pilotes de chaînes lasers de puissance. Cette énergie peut être augmentée jusqu'à 1.5 mJ à 1 kHz et 1.2 mJ à 10 kHz, avec un rapport signal-sur-bruit supérieur à 50 dB (sans filtrage spectral), mais au prix d'une dégradation de l'allure temporelle des impulsions. A ces gammes d'énergie, le système atteint le seuil d'apparition des effets non-

linéaires, avec tout d'abord un élargissement spectral symétrique à la longueur d'onde du signal, caractéristique de l'automodulation de phase. Nous avons également observé l'apparition de nouvelles fréquences, espacées chacune d'environ 60 THz par rapport à la longueur d'onde du signal, vraisemblablement liées à un processus de mélange à quatre ondes. Ce phénomène semble lié à l'énergie présente dans les impulsions, mais nous n'avons pas poussé les investigations plus loin pour identifier leurs origines car ce système n'est pas destiné à fonctionner à ces régimes d'amplification non-linéaire.

Pour accroître d'avantage l'énergie extraite d'un tel système, il serait nécessaire d'avoir recours à d'autres configurations. Il est envisageable par exemple d'ajouter un étage d'amplification supplémentaire à base d'une fibre de plus grande aire effective, comme un « rod-type », adaptée aux fortes énergies et puissances moyennes. Rappelons que pour cette étude, nous avons exclu ce genre de fibre rigide, en raison de leur complexité d'intégration. Il serait donc très intéressant d'explorer les niveaux d'énergie maximale que l'on pourrait extraire grâce à cette architecture MOPA fibrée. Une autre solution pourrait être d'avoir recours à des architectures arborescentes qui permettraient également de monter en énergie, au prix de l'augmentation de la complexité liée à la combinaison des faisceaux. Enfin, d'autres configurations de type « pulse-stacking » peuvent se révéler intéressantes pour accroître la puissance crête des impulsions, (en diminuant la puissance moyenne résultante). Le recours à cette solution présente à nouveau des problématiques d'optique espace libre, notamment en termes de stabilité et d'alignement. D'une façon générale, un compromis est à trouver entre les performances accessibles et niveau d'intégrabilité visé.

D'autre part, la problématique de réalisation de composant fibré et intégré sur des fibres monomodes de grande dimension progresse depuis quelques années. Les progrès des fabricants de composants fibrés devraient permettre d'aboutir prochainement à des solutions intégrées et/ou fibrées sur des fibres possédant une microstructure de trous d'air de grande dimension. L'intégration du préamplificateur est actuellement réalisée dans une version entièrement fibrée. En raison de la relativement faible puissance de pompe appliquée à l'amplification de forte énergie, des solutions existent pour intégrer de ce dernier étage, et les différentes pistes sont à l'étude pour réaliser l'injection de la pompe dans la fibre active.

Enfin, en marge de ces études sur des impulsions monochromatiques, nous avons abordé dans le dernier chapitre l'amplification fibrée d'impulsions sub-picosecondes à large spectre. Nous avons tout d'abord étudié la technique CPA. Grâce à une source étirée jusque dans la gamme d'impulsion de plusieurs nanosecondes, nous avons pu utiliser directement l'architecture amplificatrice MOPA que nous avons développée. Le challenge de ce type d'expériences réside majoritairement dans la compression efficace des impulsions. Ainsi, nous avons montré des impulsions à dérive de fréquence jusque dans la gamme d'énergie du milliJoule à un taux de répétition de 10 kHz. Nous avons comprimé les impulsions jusqu'à une durée de 567 fs pour une énergie de 0.67 mJ. Ces travaux se poursuivent actuellement pour améliorer ces résultats, notamment en travaillant sur la mise en forme temporelle des impulsions, qui permettra de limiter l'impact de la phase non-linéaire générée au cours de l'amplification. De plus, un dispositif d'étireur/compresseur plus performant est en cours d'acquisition pour permettre d'atteindre la gamme du GigaWatt en sortie du compresseur. Une autre thématique abordée dans ce chapitre est l'amplification paramétrique fibrée sur des impulsions à dérive de fréquence, appelée FOPCPA, qui permet d'atteindre des niveaux de contraste de l'ordre de 65 dB, inaccessibles avec des amplificateurs à

fibres dopées par des terre-rare. Cette technique met en œuvre une pompe dont l'architecture est semblable à celle développée dans le chapitre 3. Nous avons montré expérimentalement qu'elle permet d'atteindre un gain paramétrique supérieur à 30 dB sur une plage spectrale de 9 nm, et qu'il est possible de mettre en forme le profil spectral de ce gain via la forme temporelle de l'impulsion pompe. Une étude expérimentale nous a permis de mettre en évidence l'impact de la longueur de fibre sur le fonctionnement de l'amplification. Des simulations numériques ont confirmé ce comportement. Il est montré que le fonctionnement en régime de saturation dégrade les performances du FOPCPA, et produit notamment plus de bruit de fluorescence qu'en régime linéaire, contrairement aux amplificateurs à terre-rare. Ces travaux se poursuivent actuellement pour démontrer un FOPCPA de plus forte énergie. Pour cela, le dimensionnement d'une fibre possédant une aire effective du mode fondamental plus grande a été réalisé au laboratoire PhLAM, et sa fabrication est en cours. Ces expériences utiliseront l'architecture MOPA de forte énergie à fibre dopée Yb pour mettre en œuvre la pompe de ce système. La gamme d'énergie visée est de l'ordre du microJoule par impulsion sur une largeur spectrale de gain supérieure à 10 nm.

Annexe A

Rappels d'optique guidée

L'objectif de cette annexe est de rappeler les principes de propagation d'une onde dans une fibre optique, afin d'introduire les notions d'optique guidée utilisées dans ce document. Nous présentons les différents mécanismes de guidage dans une fibre optique [1]. Puis, nous justifions sur quels critères nous avons effectué le classement des amplificateurs fibrés dans l'état de l'art (chapitre 1), à savoir des amplificateurs à fibres naturellement monomodes ou multimodes.

A.1 Condition de propagation

Afin de pouvoir confiner la lumière transversalement et de la faire se propager suivant une direction souhaitée, il est nécessaire de réaliser un guide d'onde. Il s'agit de **systèmes diélectriques**, en général uniformes le long d'un axe, repéré Oz. Les fibres optiques sont donc des guides d'ondes, constituées d'un cœur d'indice de réfraction n_c dans lequel se propage(nt) la (ou les) onde(s), et d'une gaine d'indice de réfraction n_g entourant le cœur. Comme tous les phénomènes électromagnétiques, nous rappelons que la propagation d'une onde dans une fibre optique est régie par les équations de Maxwell, desquelles il est possible d'extraire l'équation de propagation [2] suivante :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (\text{A.1})$$

avec $\vec{E}$ le vecteur champ électrique, $\vec{P}$ le vecteur polarisation, le symbole $\nabla \times$ désigne l'opérateur mathématique rotationnel, c la vitesse de la lumière dans le vide, et μ_0 la perméabilité du vide définie telle que $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ où ϵ_0 est la permittivité du vide. Cette **équation d'onde** est communément appelée équation d'Helmholtz. Elle constitue une équation aux valeurs propres. Sa résolution conduit à trouver les fréquences des ondes autorisées à

se propager dans le matériau considéré, i.e. le cœur de la fibre, qui sont les valeurs propres de l'équation. Les vecteurs propres associés aux fréquences autorisées sont appelés des **modes de propagation**. A chaque mode de propagation (et à chaque longueur d'onde) correspond un **indice effectif**, noté n_{eff} , qui est associé à une constante de propagation du mode. En fonction des rapports d'indice entre le cœur, la gaine et le mode considéré, il est possible de définir trois types de guidage que nous présentons dans les sections suivantes.

A.2 Guidage par réflexion totale interne (RTI)

Il s'agit du cas des fibres conventionnelles (à milieux homogènes), qui possèdent un indice de cœur supérieur à l'indice de la gaine [2]. La configuration la plus simple est celle d'un saut d'indice en créneau. Le mode est guidé dans le cœur par réflexion totale interne (RTI) lorsque son indice effectif est compris entre celui du cœur et de la gaine :

$$n_g < n_{eff} < n_c \quad (A.2)$$

L'ouverture numérique d'une fibre optique, notée ON , caractérise l'écart d'indice entre le cœur et la gaine, et définit le cône d'acceptance permettant d'injecter une onde autorisée à se propager.

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (A.3)$$

Le premier mode confiné est généralement noté LP_{01} (acronyme anglais pour *Linearly Polarized* ; le premier chiffre correspondant au nombre azimutal et le second au nombre radial). Cette notation permet de caractériser la dépendance transverse de l'intensité du mode. Le premier mode est appelé mode fondamental. Le nombre de modes pouvant se propager dans une fibre optique dépend de la **fréquence normalisée**, notée V et définie telle que :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot ON \quad (A.4)$$

avec a le diamètre du cœur de la fibre et λ la longueur d'onde considérée. Lorsque l'indice du mode est égal à l'indice de la gaine, la fréquence normalisée est appelée **fréquence de coupure**, notée V_c . Elle vaut 2.405 dans le cas de fibres conventionnelles. La fibre est dite **monomode** lorsque seul le mode fondamental peut s'y propager, c'est-à-dire lorsque la fréquence normalisée est inférieure à la fréquence de coupure. D'après l'équation (A.4), on comprend que pour conserver un caractère strictement monomode, c'est-à-dire une fibre ayant un cœur dans lequel un unique mode est autorisé à se propager, l'augmentation du diamètre de cœur impose une diminution de l'écart d'indice, à une longueur d'onde donnée.

A.3 Guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM)

Il est question dans cette section de fibre dont la gaine est formée par une structuration périodique d'éléments d'indice de réfraction plus bas que celui du cœur (par exemple des trous d'air), de dimensions comparables à la longueur d'onde. Le cœur est formé par une absence d'intrusion de ces éléments de bas indice. Il s'agit de la famille des fibres dites microstructurées ou PCF (acronyme anglais pour *photonic crystal fibre*). Une onde peut se propager dans le cœur et y être confinée par un mécanisme de saut d'indice équivalent. Ce phénomène de confinement est appelé guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM), par analogie au guidage par RTI dans les fibres conventionnelles. Pour qu'un mode soit confiné, son indice effectif doit être compris entre celui du cœur dans lequel il se propage et celui de la gaine microstructurée. Cette gaine est alors assimilée à un matériau d'un indice de réfraction équivalent, plus bas que celui du cœur, et qui est une fonction de la géométrie de la microstructure. Comme pour les fibres conventionnelles, il est possible de définir une fréquence normalisée [3], notée V_{PCF} . Dans le cas d'une fibre microstructurée à trous d'air, dont le cœur est formé par l'absence d'un trou, elle est définie telle que :

$$V_{PCF} = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{A.5})$$

avec Λ le pas de la structure périodique. De même, une fréquence de coupure est définie lorsque $V_{PCF} = \pi$, au-delà de laquelle la fibre devient multimode, i.e. plusieurs modes sont autorisés à se propager dans le cœur. D'autre part, il est montré que les paramètres de la microstructure permettent de définir des zones de propagation monomode (*single-mode* en anglais), infiniment monomode (*endlessly single-mode* en anglais), c'est-à-dire sur une très grande plage en longueur d'onde, et multimode, comme illustré sur la Figure A-1 d'après la référence [4].

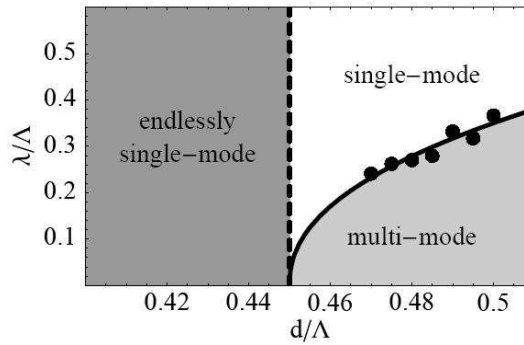


Figure A-1 : Illustration des régimes de fonctionnement en fonction des paramètres d'une microstructure à trous d'air (i.e. de diamètre des trous d , et d'espacement entre les trous Λ) d'une fibre à un trou manquant, d'après [3].

Ainsi, la famille des fibres à microstructure périodique d'éléments d'indice plus faible que celui du cœur ont des conditions de guidage semblables aux fibres conventionnelles. La différence essentielle est que l'écart d'indice n 'est plus réalisé avec deux matériaux homogènes, mais par la modulation périodique de l'indice de réfraction. La gaine devient un matériau hétérogène assimilé à un matériau homogène équivalent.

A.4 Guidage par bande interdite photonique (BIP)

Définissons tout d'abord ce qu'est une bande interdite photonique ou BIP. Il s'agit d'une zone de l'espace dans laquelle il n'existe aucune solution de propagation d'onde. On parle de zone interdite à la propagation ou anti-résonante, par opposition à une zone résonante où la propagation d'onde est autorisée. Ces zones sont délimitées par des indices équivalents haut et bas de BIP. Si la propagation est interdite dans la gaine d'une fibre optique et qu'il existe des indices effectifs de mode inférieurs à celui du cœur, alors ces modes peuvent être confinée dans le cœur. Le principe de confinement par BIP consiste donc à piéger une onde dans une zone où la propagation est autorisée, qui est elle-même entourée de zones interdites à la propagation. La résonance (ou antirésonance) d'une onde avec une fibre à BIP est fonction de ses propriétés spectrales et spatiales, en accord (ou non) avec celles de la structure à BIP.

Dans les fibres optiques, ces BIP peuvent apparaître avec une structuration périodique de la gaine par intrusion d'éléments d'indice de réfraction supérieur à celui du cœur, à des dimensions comparables à la longueur d'onde. Il s'agit également de fibres de la famille des microstructurées. Ainsi, il est alors tout à fait possible de trouver des conditions de propagation d'une onde dans un cœur d'indice de réfraction inférieur à celui de la gaine, contrairement au guidage par RTI ou RTIM. Ces fibres offrent de nombreuses possibilités de dimensionnement permettant d'atteindre des propriétés inédites, comme par exemple un cœur à très bas indice ou même creux, très sélectif en longueur d'onde ou encore une forte dispersion chromatique. Il est également possible de réaliser une fibre à BIP ayant un cœur de grande dimension et ne supportant que quelques modes. C'est le cas des fibres de Bragg que nous avons utilisé en amplificateur au cours des travaux de thèse. Nous présentons les résultats dans l'annexe B. Cette fibre permet d'avoir une structure solide (par opposition à la structuration de trous d'air) via l'intrusion d'anneaux concentriques d'indice plus élevé, et possédant un cœur de grande dimension faiblement multimode.

Enfin, il existe une dernière catégorie de fibre, mêlant le guidage par RTIM et par BIP [5]. Ces fibres microstructurées sont dites hybrides, et présentent l'intérêt de pouvoir dimensionner des structures spécifiques en fonction de l'application désirée.

A.5 Comportement modal

Afin de différencier les amplificateurs fibrés dans l'état de l'art du chapitre 1, outre les performances lasers obtenues, nous avons arbitrairement séparé les amplificateurs via un critère du comportement modal. De même que l'aspect monomode spectral nous renseigne sur la cohérence temporelle, l'aspect monomode transverse nous renseigne sur la cohérence spatiale du faisceau délivré. En effet, la présence de différents modes dans une fibre optique peut donner lieu à des battements intermodaux (spectraux et/ou spatiaux), et par conséquent détériorer la qualité de l'amplification. C'est pourquoi ce critère nous a semblé pertinent pour classer les différents amplificateurs répertoriés dans la littérature.

Nous faisons tout d'abord la distinction des fibres qui sont **intrinsèquement monomodes**. Elles ne possèdent qu'un unique mode qui peut physiquement s'y propager. Ce type de fibre n'est donc pas a priori limité par des

effets intermodaux spatiaux. Dans cette catégorie, le mode fondamental peut être de type pseudo-gaussien, LP_{01} , mais également d'ordre supérieur. On parle alors de fibre à mode d'ordre supérieur.

Nous identifions ensuite les fibres **naturellement multimodes**, dont il est possible d'obtenir un comportement monomode. Par définition, plusieurs modes peuvent se propager dans le cœur. Il est donc nécessaire d'avoir recours à une (ou plusieurs) technique(s) pour discriminer le mode fondamental en sortie de système. Nous présentons dans l'état de l'art les différentes solutions existantes, permettant soit de créer de fortes pertes préférentiellement sur les modes d'ordre supérieur, soit en générant plus de gain sur le mode fondamental. Dans tous les cas, plus la fibre possède un grand nombre de modes de propagation, plus il est difficile d'atteindre un comportement monomode robuste et efficace en sortie de système.

A.6 Bibliographie

- [1] P.St.J. Russell, "*Photonic-crystal fibers*," IEEE Journal of Lightwave Technology **24**, 12, 4729-4749 (2006)
- [2] G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, Optics and Photonics, 2nd Edition (1995)
- [3] N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, M.D. Nielsen and K.P. Hansen, "*Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*," Optics Letters **28**, 20, 1879-1881 (2003)
- [4] N.A. Mortensen, "*Effective area of photonic crystal fibers*," Optics Express **10**, 7, 341-348 (2002)
- [5] M. Perrin, Y. Quiquempois, G. Bouwmans and M. Douay, "*Coexistence of total internal reflexion and bandgap modes in solid core photonic bandgap fiber with interstitial air holes*," Optics Express **15**, 21, 13783-13795 (2007)

Annexe B

Etude sur fibre de Bragg

Nous présentons dans cette annexe une étude sur l'amplification d'impulsions dans la gamme temporelle nanoseconde, à base de fibre dopée ytterbium (Yb) à microstructure dite de Bragg. Tout d'abord, nous détaillons les motivations de cette étude, et l'état de l'art de cette technologie des fibres de Bragg dopées Yb. Puis, nous présentons la mise en œuvre expérimentale de ces fibres particulières. Et enfin, nous exposons les résultats expérimentaux en amplification dans une configuration de type MOPA (acronyme anglais pour *master oscillator power amplifier*), sur des impulsions de durée 10 ns à une fréquence de répétition multi-kHz, et discutons des limitations de cette architecture avant de conclure cette annexe. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec le CELIA à Bordeaux.

B.1 Motivations et état de l'art

Depuis quelques années, les performances des systèmes lasers à base de fibres optiques sont en constante amélioration [1, 2]. Les résultats les plus marquants sont actuellement obtenus grâce à la technologie des fibres microstructurées qui ont marqué une réelle rupture technologique. Elle permet notamment de produire des fibres double-gaine dont la qualité spatiale du signal amplifié conserve un caractère monomode même pour des diamètres de cœur atteignant une centaine de micromètres [3]. Il faut toutefois noter qu'avec des tailles de cœur supérieures à une quarantaine de microns, les pertes par courbure deviennent très importantes et il est indispensable de maintenir les fibres rectilignes voire de les rigidifier (fibre « rod-type ») pour s'affranchir de ce problème. Bien que relativement courtes (de l'ordre du mètre), il est difficile d'intégrer de telles fibres dans des architectures laser tout-fibrées et, à ce jour, il est encore nécessaire d'avoir recours au transport des faisceaux en espace libre. L'avantage majeur de ces fibres est leur capacité à générer ou amplifier des impulsions de très forte énergie [3]. En revanche, les avantages intrinsèques des fibres (compacité, robustesse, facilité d'utilisation) sont alors compromis. Toutefois, nous avons montré dans ce document qu'en utilisant une architecture MOPA dans

laquelle la forme temporelle dans le domaine nanoseconde peut être soigneusement contrôlée, il est possible d'amplifier des impulsions de fortes énergies au sein d'une fibre microstructurée souple [4]. Bien que souple, cette fibre reste tout de même délicate à intégrer dans un dispositif compact. En effet, la structure air/silice rend difficiles non seulement les opérations de soudure et de clivage mais également le fibrage lui-même.

Dans ce contexte, les fibres à bande interdite photonique de Bragg, entièrement constituées de silice, et composées d'un cœur bas-indice entouré de couches haut- et bas-indices alternées, présentent un intérêt indéniable [5]. En effet, leur structure tout-solide rend la fabrication de ces fibres compatible avec les méthodes de fibrage traditionnelles et pourrait faciliter grandement les opérations d'intégration. Ce type de fibres offre une géométrie flexible présentant l'attrait d'un guidage monomode dans un cœur de grand diamètre [6]. L'efficacité de ces fibres a été démontrée expérimentalement aussi bien en régime continu [7], sub-picoseconde [8], qu'en régime d'amplification d'impulsions étirées [9]. Dans cette annexe, nous étudions le potentiel de ces fibres à bande interdite photonique de Bragg dans l'amplification de forte énergie (gamme du milliJoule) en régime nanoseconde.

B.2 Mise en œuvre expérimentale

Cette section est consacrée à la mise en œuvre expérimentale des fibres de Bragg. Nous présentons tout d'abord leur microstructure, puis comment nous avons préparé les faces de ces fibres afin de réaliser une injection en espace libre. Ensuite, nous présentons le dispositif expérimental que nous avons mis en œuvre pour réaliser ces expériences d'amplification dans le régime d'impulsions nanosecondes.

B.2.1 Description de la fibre de Bragg

La fibre de Bragg est une fibre double-gaine, dont la photographie au microscope optique du profil transverse est représentée sur la Figure B-1. Elle est fabriquée par le FORC à Moscou. Ses caractéristiques sont détaillées dans la référence [6]. Elle possède un cœur de diamètre $40\text{ }\mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0.06, dont le mode s'étend sur $26\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. Le cœur est dopé aux ions Yb, avec une absorption de 6 dB.m^{-1} à la longueur d'onde de 976 nm . Le recouvrement spatial entre l'aire de la zone dopée et l'étendue du mode fondamental est de l'ordre de 40%.

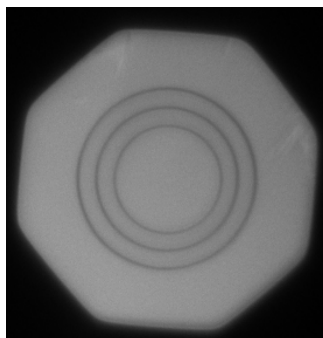


Figure B-1 : Photographie au microscope optique d'une coupe transverse de la fibre de Bragg.

Le cœur est entouré de trois anneaux de haut indice en silice dopée germanium, dont le contraste d'indice est $\Delta n = 15 \times 10^{-3}$, comme illustré sur le profil d'indice transverse de la fibre de la Figure B-2. Les trois anneaux permettent un guidage du mode de cœur par bande interdite photonique (ou BIP, définie dans l'annexe A). L'indice du cœur est ajusté via des dopants, afin de créer d'avantage de pertes sur les modes d'ordre supérieur ou HOM (acronyme anglais pour *higher order mode*). Il est à noter que la localisation de la zone dopée n'est pas spécifiée sur le relevé du profil d'indice, mais qu'elle est réalisée à partir d'une unique préforme (et non un assemblage de plusieurs plots dopés). Il apparaît une chute d'indice au centre de la fibre, inhérent aux procédés de fabrication (diffusion des dopants au cours de la fabrication). Cependant, nous ne disposons pas de plus d'informations sur la quantification de ce phénomène.

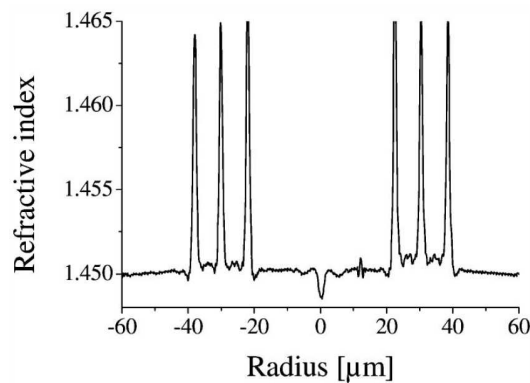


Figure B-2 : Profil transverse de l'indice de réfraction de la fibre de Bragg, d'après la référence [6].

La gaine interne possède une géométrie hexagonale afin d'éviter la propagation des rayons hélicoïdaux (i.e. meilleur recouvrement entre les ondes de pompe et les ions actifs), de diamètre $125 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0.4. La gaine externe, confinant la pompe, est en polymère de bas indice. Ce dernier point représente une limitation pour la puissance de pompe. En effet, la dissipation de la chaleur (liée aux résidus de pompe mal injectés et/ou mal confinés) se produit dans le polymère, qui le supporte beaucoup moins bien que la silice par exemple. C'est pourquoi ce type de fibre est aussi fabriqué dans une version avec un air-clad [9] pour permettre l'augmentation de la puissance de pompe, bien que nous n'ayons travaillé qu'avec une fibre possédant une gaine polymère.

D'autre part, la fibre dont nous disposons n'est pas à maintien de polarisation. Il est cependant possible de fabriquer une telle fibre avec des barreaux de contrainte inclus dans les anneaux d'indice, comme dans la référence [10] par exemple où une biréfringence de 1.2×10^{-5} a été démontrée expérimentalement. Cette valeur demeure faible, bien que nous n'ayons à considérer que des relativement faibles longueurs de fibre (quelques mètres) dans nos expériences d'amplification.

Enfin, cette fibre n'est pas intrinsèquement monomode, au sens strict du terme. En outre, au moins cinq modes peuvent se propager dans le cœur, en raison du mode de guidage et des éventuels défauts de fabrication de la fibre. Cependant, la répartition spatiale des dopants permet un filtrage des HOM par le gain. De plus, les HOM expérimentent de plus fortes pertes que le mode fondamental au cours de leurs propagations. Au filtrage modal par le gain, s'ajoute donc un filtrage modal pour défaut de confinement. Nous discutons de cette caractéristique

au cours de la mise en œuvre expérimentale, ainsi que de la qualité spatiale du mode via une mesure de M^2 dans les résultats expérimentaux (sous-section B.3.3).

B.2.2 Préparation des faces

Il n'existe pour le moment aucun combineur de pompe sur ce type de fibre, bien qu'a priori il semble tout à fait réalisable en l'absence de trous d'air dans la microstructure. C'est pourquoi les expériences sont réalisées avec une injection en espace libre par les faces. Rappelons qu'il est important de préparer les faces avec précaution. Nous avons procédé de la même façon que pour les fibres à microstructure de trous d'air (voir le chapitre 3), à l'exception du fait qu'il s'agit maintenant de fibre entièrement solide et qu'il n'est donc pas nécessaire de procéder à une fusion de la microstructure. Les faces sont ainsi clivées à angle pour éviter que d'éventuelles réflexions sur les faces ne soient réinjectées dans le cœur de la fibre. Nous avons représenté sur la Figure B-3 une photographie du plan transverse de la fibre de Bragg ayant un angle de clivage autour de 7° . Les différences de contraste sur le plan transverse de la fibre sont liées à la géométrie hexagonale de la gaine interne.

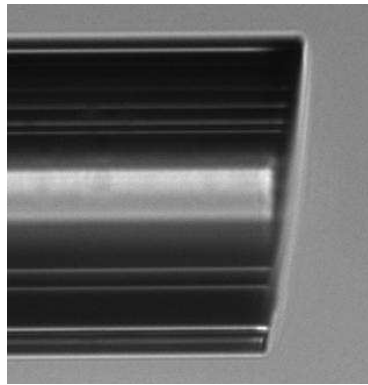


Figure B-3 : Photographie au microscope optique du clivage de la fibre de Bragg à 7° , dans le plan transverse.

Enfin, il est à noter que nous avons préféré cliver la face d'injection du signal avec un angle plus faible, cela afin de faciliter l'excitation du mode fondamental. En outre, nous détaillons ce point dans la sous-section suivante.

REMARQUE : La seule difficulté que nous avons rencontrée pour cliver ce type de fibre est liée au polymère et à la géométrie hexagonale de la gaine. Il est plus délicat de maintenir la fibre dans les supports de clivage conventionnel sans altérer le polymère (qui est « mou »), et d'orienter la lame de la cliveuse en dehors des arêtes de la gaine interne.

B.2.3 Injection en espace libre

L'injection en espace libre dans ce type de fibre est compliquée par la nature du guidage par BIP. En effet, ces fibres ne sont pas intrinsèquement monomode. Afin de limiter les effets non-linéaires, les longueurs de fibres mises en jeu ne sont que de quelques mètres. Il convient alors d'exciter avec précaution le mode fondamental lors de l'injection du signal. Pour cela, la taille du mode à injecter ainsi que son ouverture numérique doit être

parfaitement adaptée à celle de la fibre. Ces conditions sont plus faciles à respecter pour une injection par une face possédant un faible angle de clivage.

Au cours de cette mise en œuvre, nous avons expérimenté plusieurs défauts d'excitation du mode fondamental, illustrés sur la Figure B-4. Naturellement, les anneaux ont tendance à guider la lumière, car ils possèdent un indice élevé par rapport à la silice environnante, ce qui est favorable à du confinement par réflexion totale interne (Figure B-4 (a)). De plus, si la fibre possède un rayon de courbure trop faible (typiquement de l'ordre de 10 cm), le mode fondamental est décalé par rapport au centre de la fibre (Figure B-4 (b)). Ceci est dommageable pour le filtrage modal par le gain, car le recouvrement du mode fondamental avec la zone dopée n'est plus optimal. Des simulations numériques sont effectuées pour expliquer ce phénomène dans la référence [6], et nous en avons reporté une illustration sur la Figure B-5. Par exemple, il apparaît clairement que pour un rayon de courbure de 4.5 cm, le premier mode d'ordre supérieur (LP_{11}) recouvre d'avantage la zone dopée (en pointillé blanc sur la Figure B-5) que le mode fondamental.

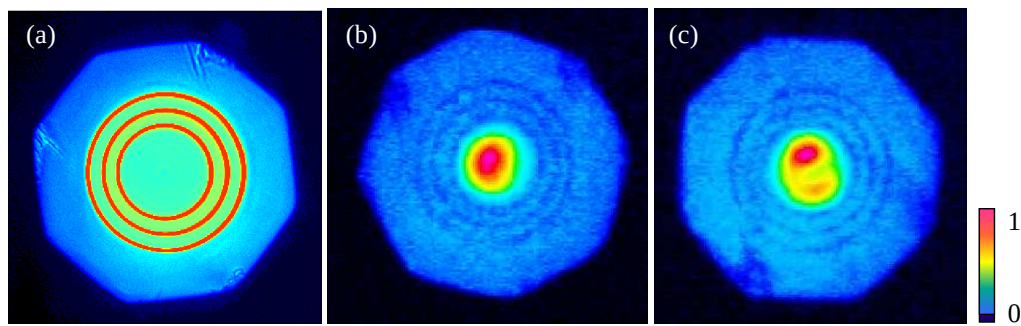


Figure B-4 : Illustration des défauts d'injection en l'absence de pompe : (a) excitation des modes d'anneaux, (b) décalage du mode fondamental en raison d'une fibre trop courbée, (c) excitation du premier mode d'ordre supérieur.

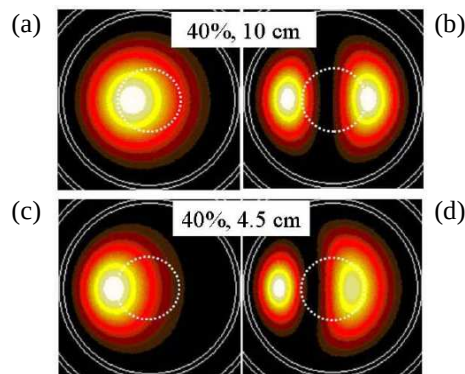


Figure B-5 : Distribution d'intensité du mode fondamental (a-c), et du mode LP_{11} (b-d) en fonction d'un rayon de courbure de 4.5 cm (c-d) et 10 cm (a-b), d'après la référence [6]. Le cercle en pointillé blanc délimite la zone dopée Yb.

D'autre part, nous avons observé qu'un défaut d'injection (l'étendue géométrique du faisceau à injecter est supérieure à celle de la fibre) produit une excitation privilégiée des HOM. La Figure B-4 (c) illustre ce phénomène. Il apparaît que le premier mode d'ordre supérieur (LP_{11}) est d'avantage excité que le mode fondamental.

Enfin, le maintien de la fibre sur la gaine polymère est un aspect important de ces expériences. En effet, la gaine polymère n'est pas optimale pour des raisons de dissipation thermique, mais aussi car le tronçon dont nous disposons possède un polymère relativement « mou » et isolant assez peu la fibre des contraintes extérieures. Il est donc nécessaire de porter une attention particulière au maintien de la fibre, afin de ne pas altérer le comportement modal et d'optimiser la dissipation thermique en sortie de fibre amplificatrice.

B.2.4 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure B-6. Il est similaire à celui présenté dans le chapitre 3. La fibre 2 est remplacée par la fibre de Bragg. Il est à noter que la diode de pompe utilisée pour la fibre de Bragg est à la longueur d'onde de 915 nm. Les sources à 976 nm dont nous disposons au laboratoire ne sont pas adaptées à cette fibre (en raison de l'ouverture numérique des diodes qui est 0.22). Nous avons donc préféré cette source compatible avec la gaine interne de la fibre de Bragg : une forte puissance (jusqu'à 20 W continu), délivrée sur une fibre possédant un cœur de 105 μm de diamètre et une ouverture numérique de 0.15.

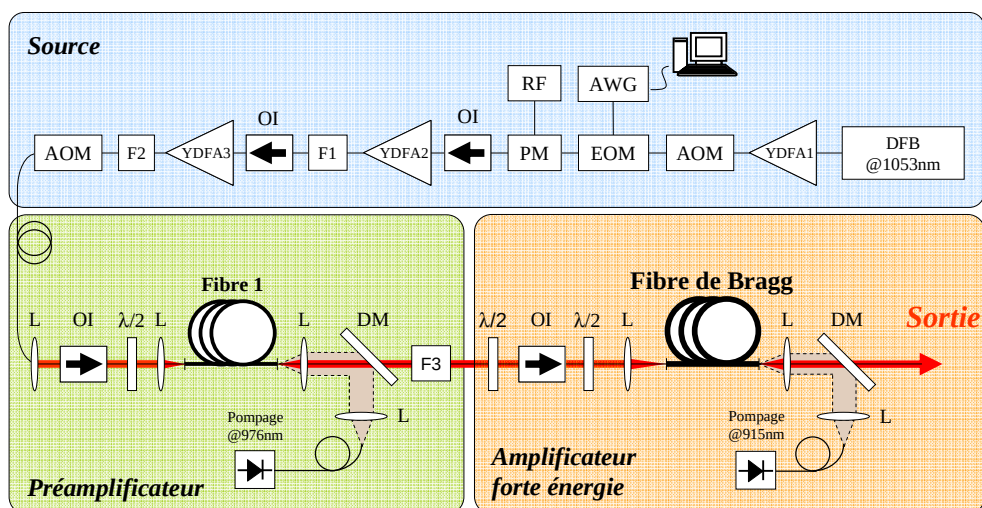


Figure B-6 : Schéma du dispositif expérimental.

REMARQUE : Le dispositif de contrôle de la température de la diode de pompe à 915 nm ne nous permet pas de maîtriser précisément la longueur d'onde d'émission de la diode en fonction du courant appliqué. Or, cette diode n'est pas polarisée et n'est pas assez puissante pour ajouter un dispositif d'ajustement de la puissance sans modification du courant d'alimentation de la diode (avec l'utilisation d'un cube polariseur et d'une lame d'onde par exemple). Ainsi, les études expérimentales menées en fonction de la puissance de pompe injectée sont sujettes à des variations de la longueur d'onde de pompe de l'ordre de ± 7 nm.

B.3 Résultats d'amplification dans la gamme nanoseconde

Nous présentons dans cette section les résultats obtenus au cours des expériences d'amplification d'impulsion dans la gamme nanoseconde. Nous avons effectué des séries de mesure sur une fibre de Bragg de longueur 6 m, 5 m et 4 m. Les meilleurs résultats sont obtenus pour une fibre de longueur 4 m, notamment en raison du lasage

parasite de l'amplificateur et de l'apparition rapide d'effets non-linéaires pour les grandes longueurs de fibre. En deçà, la fibre devient trop courte pour atteindre les niveaux de gain visés. C'est pourquoi nous présentons ici les résultats obtenus pour une fibre de longueur 4 m.

B.3.1 Influence de la fréquence de répétition

Nous avons tout d'abord mesuré l'énergie que nous pouvions extraire en sortie de fibre de Bragg pour différentes fréquences de répétition du signal (de 2 kHz à 10 kHz), en injectant un signal d'énergie 10 μ J, sur une durée de 10 ns avec un profil temporel pré-compensé afin d'obtenir en sortie d'amplificateur un profil temporel de type super-gaussien d'ordre 20. Les résultats sont présentés sur la Figure B-7.

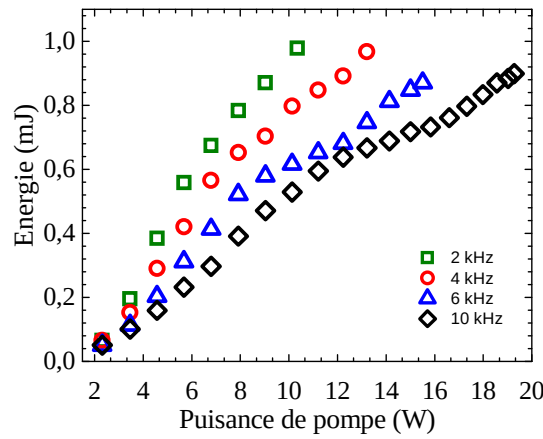


Figure B-7 : Evolution de l'énergie extraite de la fibre de Bragg en fonction de la puissance de pompe injectée, pour différentes fréquences de répétition (de 2 kHz à 10 kHz).

REMARQUES : Les courbes de la Figure B-7 sont stoppées au seuil d'apparition du lasage parasite. D'autre part, les variations de pente (très marquées pour les courbes à 6 et 10 kHz) correspondent aux variations de longueur d'onde de la diode de pompe.

Nous parvenons à atteindre de 0.98 mJ à 2 kHz et 0.90 mJ à 10 kHz. La gamme du milliJoule est donc accessible avec ce type de fibre. Toutefois, en raison d'une taille de mode relativement modeste (26 μ m de diamètre), nous atteignons rapidement le seuil d'apparition des effets non-linéaires, dont nous discutons les observations dans la sous-section suivante.

Dans un régime de fonctionnement linéaire, nous parvenons à des résultats très similaires à ceux obtenus avec une fibre à microstructure de trous d'air, présentés dans le chapitre 3. Nous avons représenté sur la Figure B-8 les profils temporel et spectral obtenus en sortie de fibre de Bragg, pour une extraction d'énergie de 0.64 mJ à 10 kHz. D'après ce relevé, nous en déduisons un rapport signal-sur-bruit optique de l'ordre de 52 dB.

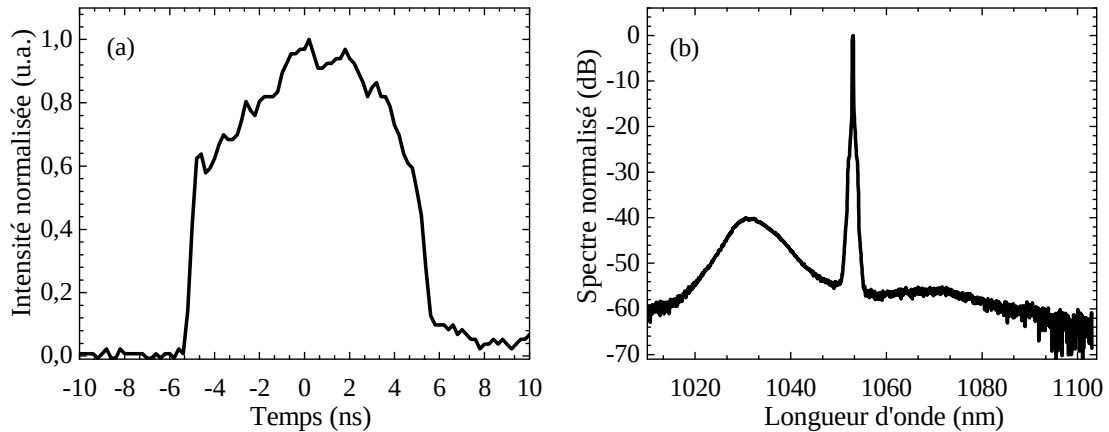


Figure B-8 : Profil temporel (a) et spectral (b) en sortie de fibre de Bragg, pour une impulsion d'énergie 0.64 mJ à 10 kHz.

B.3.2 Effets non-linéaires

Nous avons étudié l'évolution de l'énergie de sortie en fonction de l'énergie appliquée en entrée de la fibre de Bragg, à une fréquence de répétition du signal de 2 kHz et pour une puissance de pompe constante à 9 W. Ces résultats sont illustrés sur la Figure B-9. Nous remarquons une nette décroissance de l'efficacité d'amplification à partir 15 μ J d'énergie d'entrée. Rappelons que ces mesures d'énergie sont effectuées avec une sonde pyro-électrique qui est insensible au continu.

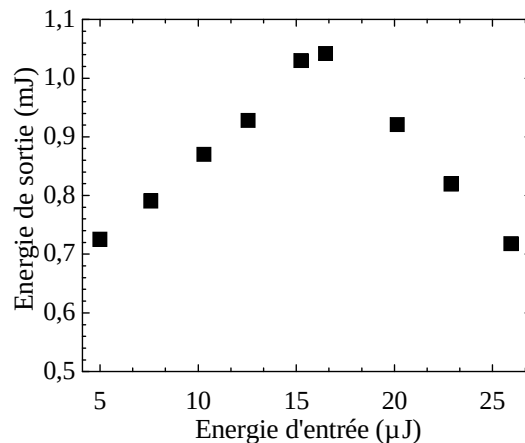


Figure B-9 : Evolution de l'énergie de sortie en fonction de l'énergie en entrée de la fibre de Bragg, pour un signal à une fréquence de répétition de 2 kHz et une puissance de pompe constante de 9 W.

Cette chute d'efficacité de l'amplification correspond à des instabilités relevées sur la forme temporelle. Nous avons également observé le spectre en sortie de la fibre de Bragg, à l'aide d'un prélèvement à l'analyseur de spectre optique. Les résultats sont présentés sur la Figure B-10. Une bande spectrale centrée autour de 1077 nm apparaît pour des énergies d'entrée supérieures à 15 μ J. Les longueurs d'onde 1030 nm et 1077 nm sont donc centrées par rapport à la longueur d'onde du signal de 1053 nm. Le battement à la longueur d'onde du signal peut interagir avec les longueurs d'onde d'ASE autour de 1030 nm, générant ainsi la bande symétrique par rapport au signal, et centrée à 1077 nm.

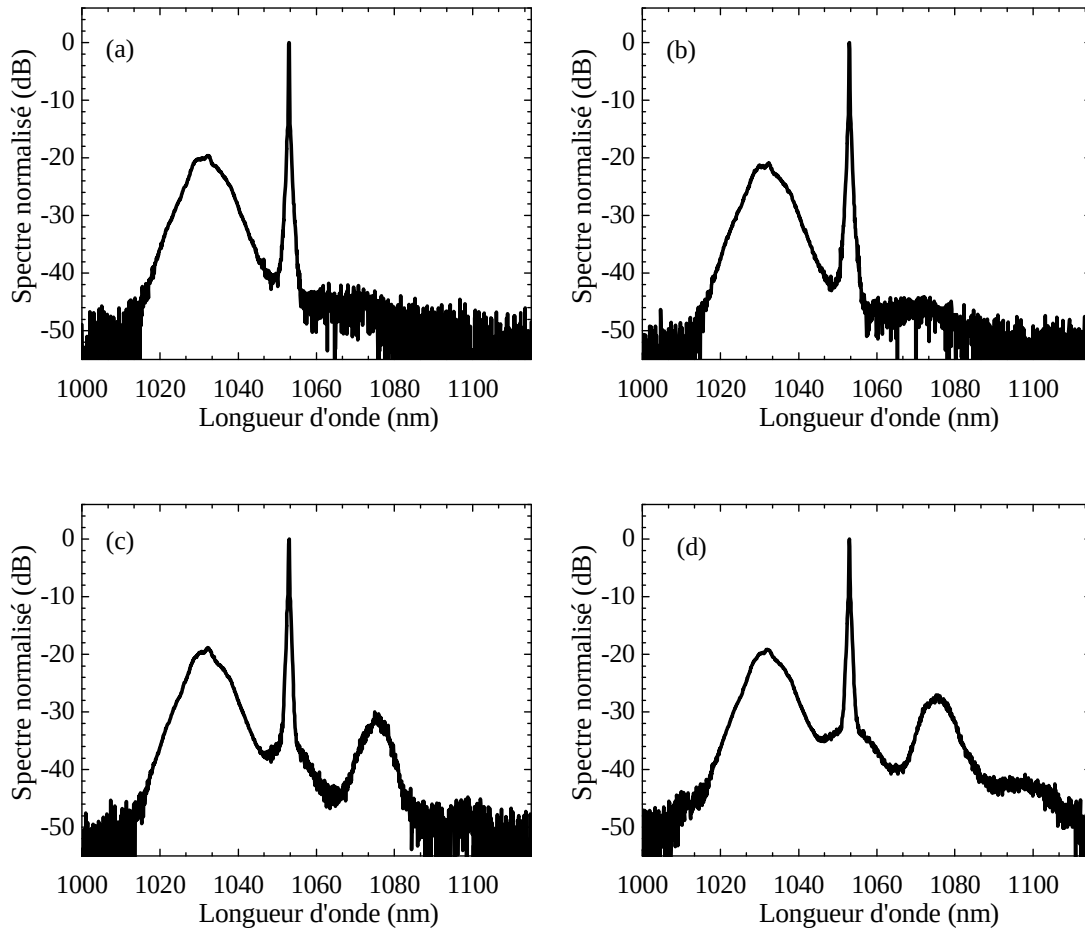


Figure B-10 : Profils spectraux de sortie, en fonction de l'énergie par impulsion en entrée de la fibre de Bragg : (a) $10,3 \mu\text{J}$, (b) $15,25 \mu\text{J}$, (c) $20,15 \mu\text{J}$ et (d) $25,95 \mu\text{J}$.

La génération de ces nouvelles fréquences peut être à l'origine de la chute d'efficacité de l'amplification. En effet, plus le signal en entrée de la fibre de Bragg est important, plus il atteint une forte intensité rapidement dans la fibre, générant ainsi des effets non-linéaires sur une plus grande longueur de fibre. En sortie, nous observons une déplétion du signal, dont l'énergie se répartit sur les autres bandes spectrales par instabilités de modulation.

D'autre part, les instabilités sur la forme temporelle peuvent être expliquées par un autre phénomène. En effet, lorsque l'on calcule le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée (d'après l'équation (2.26)), nous trouvons 45 kW , pour un élargissement spectral de 27 GHz lié à la modulation de phase. Or, le signal expérimente une puissance crête largement supérieure, puisque la gamme d'énergie du milliJoule correspond à une puissance crête de l'ordre de 100 kW pour des impulsions de durée 10 ns possédant un profil temporel de type super-gaussien d'ordre élevé. La modulation de phase appliquée ici n'est pas suffisante pour lutter contre la diffusion Brillouin stimulée, si l'on souhaite atteindre la gamme énergétique du milliJoule.

Les effets non-linéaires sont donc la plus forte limitation pour le développement d'amplificateur de forte énergie avec ce type de fibre, en raison d'une taille de mode encore trop modeste.

B.3.3 Caractérisation du profil spatial

Nous avons ensuite caractérisé le profil spatial au cours de l'amplification, une fois l'injection du signal et le maintien de la fibre optimisés. Cette caractérisation est effectuée à l'aide d'une mesure de M^2 , qui est stable quelque soit le régime d'amplification. Nous avons mesuré $M_x^2 = 1.10$ et $M_y^2 = 1.11$. La Figure B-11 illustre le relevé de profil spatial dans deux plans caractéristiques. La Figure B-11 (a) correspond au plan image de la face de la fibre, soit le profil en champ proche, et la Figure B-11 (b) correspond au plan de focalisation du système de mesure de M^2 (dont la lentille possède une focale de 85 mm).

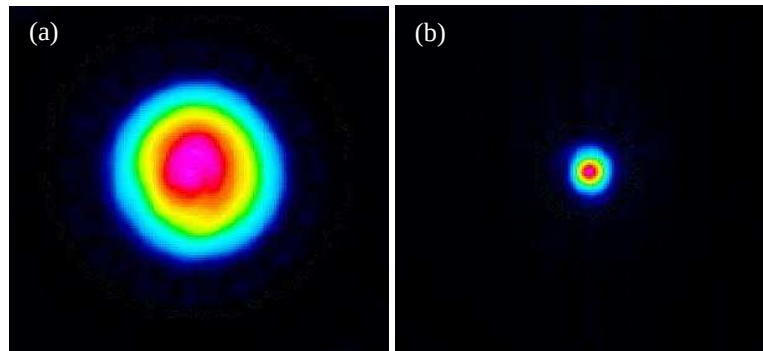


Figure B-11 : Profils spatiaux : (a) dans le plan image de la face de la fibre, et (b) au foyer de la lentille du système de mesure de M^2 (focale de 85 mm).

Ces relevés montrent une bonne qualité spatiale du faisceau en sortie de fibre de Bragg. Bien que la robustesse de ce mode n'est pas étudiée, ni la quantification des éventuels modes d'ordre supérieur, le faisceau semble se focaliser correctement.

B.4 Conclusion

En conclusion, nous avons étudié un amplificateur mettant en jeu une fibre double-gaine dopée Yb et à bande interdite photonique, possédant une microstructure tout solide. Nous avons montré que le niveau d'énergie extrait se rapproche de la gamme du milliJoule. Il est à noter que les effets non-linéaires sont rapidement atteints en raison d'une taille de mode encore modeste (26 μm de diamètre) pour la réalisation d'amplificateur de forte énergie. Ces performances illustrent tout le potentiel de ce type de fibre pour la réalisation de système fibré monolithique, compact et facilement intégrable (car les fibres sont solides).

B.5 Bibliographie

- [1] D.J. Richardson, J. Nilsson and W.A. Clarkson, “*High power fiber lasers: current status and future perspectives,*” JOSA B **27**, 11, B63-B92 (2010)
- [2] A. Tünnermann, T. Schreiber and J. Limpert, “*Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution,*” Appl. Opt. **49**, 25, F71-F78 (2010)
- [3] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8GW peak power,*” Optics Express **19**, 1, 255-260 (2011)
- [4] L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, “*High-energy temporally shaped nanosecond-pulse master-oscillator power amplifier based on ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber,*” Optics Letters **36**, 5, 734-736 (2011)
- [5] S. Février, R. Jamier, J.M. Blondy, S.L. Semjonov, M.E. Likhachev, M.M. Bubnov, E.M. Dianov, V.F. Khopin, M.Y. Salganskii and A.N. Guryanov, “*Low-loss single-mode large mode area all-silica photonic bandgap fiber,*” Opt. Express **14**, 562-569 (2006)
- [6] D.A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M.E. Likhachev, S.S. Aleshkina, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov and A.N. Guryanov, “*Management of the high-order mode content in large (40 μ m) core photonic bandgap Bragg fiber laser,*” Optics Letters **35**, 13, 2233-2235 (2010)
- [7] S. Février, D.D. Gaponov, P. Roy, M.E. Likhachev, S.L. Semjonov, M.M. Bubnov, E.M. Dianov, M.Y. Yashkov, V.F. Khopin, M.Y. Salganskii and A.N. Guryanov, “*High-power photonic-bandgap fiber laser,*” Optics Letters **33**, 9, 989-991 (2008)
- [8] C. Lecaplain, A. Hideur, S. Février and P. Roy, “*Mode-locked Yb-doped Bragg fiber laser,*” Optics Letters **34**, 18, 2879-2881 (2009)
- [9] L. Daniault, D.A. Gaponov, M. Hanna, S. Février, P. Roy, F. Druon, P. Georges, M.E. Likhachev, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov, “*High power femtosecond chirped pulse amplification in large mode area photonic bandgap Bragg fibers,*” Applied Physics B **103**, 3, 615-621 (2011)
- [10] M.E. Likhachev, A.D. Pryamikov, D.A. Gaponov, M.M. Bubnov, M.Y. Salganskii, V.F. Khopin, A.N. Guryanov and S. Février, “*Polarization-maintaining photonic bandgap Bragg fiber,*” Optics Letters **34**, 9, 1366-1368 (2009)

Annexe C

Bibliographie de l’auteur

C.1 Publications

C.1.1 Dans des revues internationales

L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, “Single-mode narrow-bandwidth temporally shaped nanosecond-pulse Ytterbium-doped fiber MOPA for large-scale laser facilities front-end,” JOSA B **27**, 11, 2231-2236 (2010)

D. Bigourd, **L. Lago**, A. Mussot, A. Kudlinski, J.F. Gleyze and E. Hugonnot, “High gain optical parametric chirped pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μm in a microstructured optical fiber,” Optics Letters **35**, 20, 3480-3482 (2010)

L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, “High-energy temporally shaped nanosecond-pulse MOPA based on Ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber,” Optics Letters **35**, 5, 734-736 (2011)

D. Bigourd, **L. Lago**, A. Kudlinski, E. Hugonnot and A. Mussot, “Dynamics of fiber optical parametric chirp pulse amplifiers,” JOSA B **28**, 11, 2848-2854 (2011)

L. Lavoute, **L. Lago**, E. Hugonnot, D. Penninckx, A. Mussot, M. Douay, S. Février, D. Gaponov, M. E. Likhachev, J.C. Chanteloup and E. Cormier, “Amplification of nanosecond pulses to millijoule level in a photonic bandgap Bragg fiber,” en cours de rédaction

C.1.2 Dans des revues nationales

E. Hugonnot, D. Bigourd, **L. Lago**, A. Mussot, A. Kudlinski, M. Douay, « Amplification paramétrique d’une impulsion à dérive de fréquence dans une fibre optique », Chocs Avancées 2010 (2011)

C.1.3 Dans des actes de congrès

L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, "High energy Yb-doped fiber MOPA in the ns-kHz regime for large-scale laser facilities front-end," Proc. Of SPIE 7914, 791410 (2011)

L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, "*High resolution pulse distortion precompensation in nanosecond Ytterbium-doped fiber amplifiers*," Proc. Of SPIE 7714, 771410 (2010)

C.2 Communications

L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, "High-energy temporally shaped nanosecond-pulse MOPA based on Ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber," Communication orale à CLEO US (Baltimore, 2011)

E. Hugonnot, D. Bigourd, **L. Lago**, A. Mussot and A. Kudlinski, "*High gain fiber optical parametric chirped pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μ m*," Communication orale à CLEO US (Baltimore, 2011)

A. Mussot, D. Bigourd, **L. Lago**, **A. Kudlinski** and E. Hugonnot, "*High gain fibre optical parametric chirped pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μ m*," Communication orale à CLEO Europe (Munich, 2011)

L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, "*High-energy Yb-doped fiber MOPA in the ns-kHz regime for large scale laser facilities front-end*," Communication orale à SPIE Photonics West (San Francisco, 2011)

L. Lago, A. Mussot, M. Douay et E. Hugonnot, « *Amplification à haute énergie par une fibre souple microstructure dopée ytterbium d'impulsions mises en forme temporellement dans la gamme nanoseconde* », Communication orale aux Journées Nationales d'Optique Guidée (Marseille, 2011)

L. Lago, L. Lavoute, S. Février, D. Gaponov, M.E. Likhachev, J.C. Chanteloup, D. Penninckx, M. Douay, A. Mussot, E. Hugonnot et E. Cormier, « *Amplification à haute énergie dans une fibre à bande interdite photonique dopée ytterbium* », Communication par affiche aux Journées Nationales d'Optique Guidée (Marseille, 2011)

L. Lago, A. Mussot, M. Douay and E. Hugonnot, "*High resolution pulse distortion precompensation in nanosecond Ytterbium-doped fiber amplifiers*," Communication par affiche à SPIE Photonics Europe (Bruxelles, 2010)

L. Lago, L. Caillon, A. Mussot, M. Douay et E. Hugonnot, « *Architecture amplificatrice fibrée pour pilote de chaîne laser de puissance*, » Communication par affiche aux Journées Nationales d'Optique Guidée (Besançon, 2010)

D. Bigourd, **L. Lago**, A. Mussot, A. Kudlinski, J.F. Gleyze et E. Hugonnot, « *Amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence à 1053 nm dans des fibres microstructurées* », Communication orale aux Journées Nationales d'Optique Guidée (Besançon, 2010)

L. Lago, A. Mussot, M. Douay et E. Hugonnot, « *Amplification à haute énergie dans des fibres dopées Ytterbium d'impulsions nanoseconds mises en forme temporellement* », Communication orale aux Journées Nationales d'Optique Guidée (Lille, 2009)

C.3 Brevet

Brevet n°1158356, « *Fibre optique microstructurée à grand cœur et à mode fondamental aplati, et procédé de conception de celle-ci, application à la microfabrication par laser* ».

Single-mode narrow-bandwidth temporally shaped nanosecond-pulse ytterbium-doped fiber MOPA for a large-scale laser facility front-end

Laure Lago,¹ Arnaud Mussot,² Marc Douay,² and Emmanuel Hugonnot^{1,*}

¹Commissariat à l'Énergie Atomique, etaux Énergies Alternatives, CESTA, B.P. 2, F-33114 Le Barp, France

²Université des Sciences et Technologies de Lille, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq CEDEX, France

*Corresponding author: emmanuel.hugonnot@cea.fr

Received May 28, 2010; revised August 26, 2010; accepted August 27, 2010;
posted August 30, 2010 (Doc. ID 129203); published October 12, 2010

We present a fiber master oscillator power amplifier system designed to meet stringent requirements of large-scale laser facility front-end sources. A strictly single-mode beam without spatial phase, narrow-bandwidth nanosecond pulse amplification up to 20 μ J is obtained with more than 40 dB optical signal-to-noise ratio, 30 dB polarization extinction ratio, and sub-nanosecond resolution temporal shaping. Experimental results are in excellent agreement with numerical simulations including amplified spontaneous emission. Such a system could advantageously replace cumbersome bulky solid systems. © 2010 Optical Society of America
OCIS codes: 060.2320, 140.3280, 140.3615.

1. INTRODUCTION

Large-scale laser facilities dedicated to the process of inertial confinement fusion, such as the National Ignition Facility (NIF) at Lawrence Livermore Laboratory (USA) [1] and the Laser Mega Joule (LMJ) in France [2], consist of highly modular designs due to the huge number of amplifying beam sections required for the production of megajoule energies. Each beam line includes a front-end laser system seeding a Nd:glass main amplifier chain that can produce up to 20 kJ/pulse in a few nanoseconds at 1053 nm wavelength. The front-end is the key element of the whole laser system since it mainly determines the performances of the global system. It is generally split in two parts: a low power front-end seeding source and a preamplifier module (PAM). Front-end sources have to deliver single-mode linearly polarized beams in the nanosecond time scale, nearly Fourier transform limited, and with versatile temporal pulse shapes. Due to tree architectures, tight confinement in single-mode fibers, and high level of the required performance, front-end sources are still limited to a few nanojoule output energies [3,4]. These low-energy pulses must be amplified in two steps in the PAM. First, diode pumped regenerative amplifiers amplify pulses to the millijoule level [5], and then flash-pumped multi-pass rod amplifiers yield about 1 J energy [6]. Regenerative amplifiers have to provide high gain with high reliability, modular design, and compactness. These are the reasons why ytterbium-doped fiber amplifier (YDFA) systems are a serious candidate to reach these goals. Moreover, a big advantage of a fiber geometry is the higher surface-to-volume ratio leading to higher average powers. Spectacular progress in the development of fiber lasers and amplifiers has been reported in the last

few years [7]. Indeed, Yb-doped fiber double-clad technology has led to the realization of multi-kilowatt continuous-wave (CW) laser systems with spatially single-mode beams [8,9]. The recent development of microstructured optical fibers corresponds to an important breakthrough in this field since it allows keeping single-mode operation while strongly enlarging the mode size, i.e., raising the nonlinear threshold. Thus, in the multi-kilohertz and nanosecond regime, pulse energies at millijoule level have been obtained in master oscillator power amplifier (MOPA) systems [10]. These performances make fiber systems very attractive. For instance, [10] shows impressive results, but unfortunately their master oscillator did not allow control of the pulse duration, the temporal shape, or the pulse repetition frequency (PRF). To circumvent this problem, active pulse shaping has been demonstrated in the sub-microsecond regime with a few nanosecond resolution for a high-power pulsed fiber MOPA system [11,12]. Although very promising, these results do not meet the high-level performance required by front-end amplifier systems. Indeed, general requirements for a high-power laser facility front-end include strictly single-mode beam without spatial phase, versatile temporal pulse shaping with more than 10 bits of dynamic range, sub-nanosecond resolution over a few tens of nanoseconds, optical signal-to-noise ratio (OSNR) better than 40 dB, polarization extinction ratio (PER) better than 25 dB, and long-term beam pointing and energy stability to achieve a reliable operation.

In this paper we report an experimental setup that encompasses these whole characteristics. The choice of optimal parameters has been performed thanks to extremely accurate numerical simulations. The paper is divided as

follows: the experimental setup is presented in Section 2, the numerical model is described in Section 3, results are discussed in Section 4, and finally the conclusion.

2. DESCRIPTION OF EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup is shown in Fig. 1. A distributed feedback laser (IDIL) delivers a CW single-mode beam spectrally tuned at 1053 nm with a very narrow spectral linewidth (<10 kHz). The output linear polarization is controlled with a special care with regard to the long-term stability. A PER higher than 25 dB is guaranteed without the need of re-adjustment. YDFA1, operating at strong saturation in order to reduce the amplified spontaneous emission (ASE) noise, amplifies the CW seed up to 400 mW with an excellent OSNR of 60 dB. Next, an acousto-optic modulator (AOM) converts the CW into temporal gates of 100 ns to reduce the average power launched in the second temporal pulse shaping system used to finely adjust the temporal characteristics of the signal. This system gives a programmable feature of the temporal pulse shape. It is composed of an electro-optic modulator (EOM), driven with an arbitrary waveform generator (Kentech). It delivers arbitrarily shaped temporal waveforms with a 12 bit amplitude resolution, 100 ps steps over a pulse envelope of several nanoseconds, and a 200 ps rising time. Cascading EOM and AOM give a better than 60 dB total extinction ratio. Temporal shaping is triggered by a master clock with a 6 ps root-mean-square (rms) timing jitter, and the PRF can be chosen from single shot up to 20 kHz. Stimulated Brillouin scattering (SBS) suppression is achieved by using a phase modulator (PM) driven by a single tone signal at 2 GHz. The optical spectrum is broadened up to 28 GHz beyond the SBS bandwidth, hence increasing the SBS threshold. Due to losses

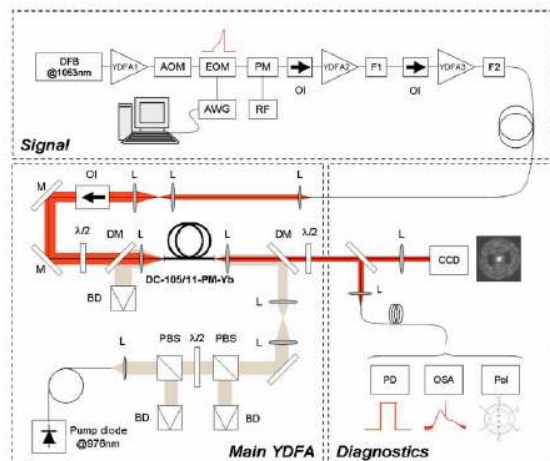


Fig. 1. (Color online) Experimental setup: AOM, acousto-optic modulator; EOM, electro-optic modulator; AWG, arbitrary waveform generator; PM, phase modulator; RF, radio frequency (2 GHz) driver; OI, optical isolator; YDFA1, YDFA2, and YDFA3—Yb-doped fiber amplifiers; F1, spectral filter at 1053 with 5 nm at 3 dB; F2, Bragg grating spectral filter at 1053 with 0.1 nm at 3 dB; L, lens; M, mirror; DM, dichroic mirror; BD, beam dumper; PBS, polarizing beam splitter; $\lambda/2$, half-wave plate; PD, photodiode; OSA, optical spectrum analyzer; Pol, polarimeter.

in the whole spectral and temporal shaping system, the pulse peak power is lowered to 10 mW, and it is then boosted by YDFA2 and YDFA3 (Keopsys) up to 4 W. The excess of ASE generated in these amplifiers is removed by using two fibered spectral filters F1 and F2 (characteristics are in caption of Fig. 1). Until the output of filter F2, the setup is fully fibered, and it is entirely composed of PM components. The design of this part is close to NIF or LMJ fiber front-ends [3,4]. It is labeled “Signal” in the setup depicted in Fig. 1 and is launched in the part labeled “Main YDFA” on which the study is performed. It consists of a few meter long piece of Yb-doped, polarization maintaining, single-mode, and double-clad fiber (Crystal Fiber DC-105/11-PM-Yb) with core and cladding diameters of 11 and 105 μm , respectively. It is backward pumped by a CW diode of 3 nm spectral width at 976 nm that matches the maximum absorption value of the fiber (5 dB/m). The polarization state of the signal is carefully aligned along one of the neutral axes of the fiber to achieve a good PER. To avoid parasitic lasing, fiber facets are angle cleaved at about 7° .

The signal properties are analyzed via various diagnostics. First, the total average power (signal and ASE) $P_{\text{tot}}^{av} = P_L^{av} + P_{\text{ASE}}^{av}$ at the fiber output is measured with a removable pyroelectric detector placed just after the dichroic mirror. By recording the output spectrum with an optical spectrum analyzer (OSA) the relative contribution of the signal from the ASE is calculated from the last equation. It is then possible to measure the OSNR as $\text{OSNR} = P_L^{\text{peak}}/P_{\text{ASE}}^{av}$, where $P_L^{\text{peak}} = P_L^{av}/(\text{PRF} \times \Delta\tau_L)$ is the amplified signal peak power, and $\Delta\tau_L$ is the signal temporal width. The pulse temporal profile is recorded with a fibered fast photodiode (70 ps rising time) and a 1 GHz oscilloscope. The beam polarization state is monitored with a polarimeter (Thorlabs); and, finally, a 12 bit CCD camera records the spatial profiles (near or far field) at the output of the fiber.

3. YTTERBIUM-DOPED DOUBLE-CLAD FIBER AMPLIFICATION MODEL

In this section, we present the CW backward cladding-pumped Yb-doped fiber amplifier numerical model used to carefully design the main amplifier. The aim is to accurately predict the gain and the energy extraction values for a given input signal and pump. As the OSNR is of crucial importance for high-power laser-matter interaction experiments, the model accounts for the ASE noise arising during amplification.

Figure 2 shows a schematic of the fiber amplifier. The fiber length is L . The pump wave is guided in the clad area A_{clad} , while the laser wave is confined in the core area A_{core} . The pump and laser intensities are I_p and I_L ,

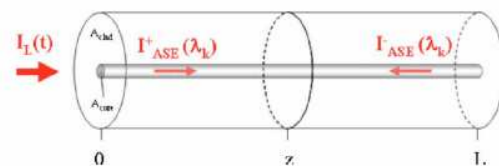


Fig. 2. (Color online) CW backward cladding-pumped amplifier geometry.

respectively. We divide the ASE broad spectrum into K channels with central wavelengths λ_k ($k=1, \dots, K$). Typically, we use 100 channels for an ASE spectrum ranging from 1000 to 1100 nm. The two ASE waves propagating in opposite directions are labeled by $I_{\text{ASE}}^+(\lambda_k)$ and $I_{\text{ASE}}^-(\lambda_k)$.

The behavior of the amplifier is modeled by the following set of equations [13]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2}{\partial t} = & \{\sigma_a(\lambda_L)n_{\text{tot}} - [\sigma_a(\lambda_L) + \sigma_e(\lambda_L)]n_2\} \frac{I_L}{h\nu_L} + \{\sigma_a(\lambda_P)n_{\text{tot}} \\ & - [\sigma_a(\lambda_P) + \sigma_e(\lambda_P)]n_2(t, z)\} \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{n_2}{\tau_{\text{flu0}}} + \sum_k \{\sigma_a(\lambda_k)n_{\text{tot}} \\ & - [\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)]n_2\} \frac{I_{\text{ASE}}^+(\lambda_k) + I_{\text{ASE}}^-(\lambda_k)}{h\nu_k}, \\ \frac{\partial I_L}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_L}{\partial t} = & \{[\sigma_a(\lambda_L) + \sigma_e(\lambda_L)]n_2 - \sigma_a(\lambda_L)n_{\text{tot}}\} \Gamma_L I_L - \frac{\partial I_P}{\partial z} \\ & + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_P}{\partial t} = \{[\sigma_a(\lambda_P) + \sigma_e(\lambda_P)]n_2 \\ & - \sigma_a(\lambda_P)n_{\text{tot}}\} \Gamma_P I_P \pm \frac{\partial I_{\text{ASE}}^+(\lambda_k)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_{\text{ASE}}^+(\lambda_k)}{\partial t} \\ = & \{[\sigma_a(\lambda_k) + \sigma_e(\lambda_k)]n_2 - \sigma_a(\lambda_k)n_{\text{tot}}\} \Gamma_L I_{\text{ASE}}^+(\lambda_k) \\ & + \frac{2\sigma_e(\lambda_k)h\nu_k\Delta\nu_k}{A_{\text{core}}} \Gamma_L n_2, \end{aligned} \quad (1)$$

where n_{tot} is the total concentration of Yb ions; Γ_P and Γ_L are the pump and laser overlap factors with the Yb ion distribution; λ_L , λ_P , and λ_k are, respectively, the laser, pump, and ASE wavelengths; $\nu_k = c/\lambda_k$ is the frequency of the k th ASE channel; and v_g is the group velocity. $\sigma_a(\lambda)$ and $\sigma_e(\lambda)$ are, respectively, the absorption and emission cross-sections. In order to consider the pump diode spectral width, cross-section values are averaged over the pump spectral distribution. τ_{flu0} is the upper state lifetime given by $\tau_{\text{flu0}} = [(8\pi n^2/c^2) \int \nu^2 \sigma_e(\nu) d\nu]^{-1}$.

Germanosilicate glass cross-sections have been fitted by a series of Gaussians to easily insert them in the numerical simulations [14]. As quite strong differences on these values are reported in the literature, we decide to use them as fitting parameters to adjust the agreement between numerical results and experiments. Accordingly, Fig. 3 shows the cross-sections used for all simulations presented in this article. We can note that they are quite close to typical cross-sections [15]. The initial boundary conditions of the different waves are $I_P(z=L) = I_{P0} = P_0/A_{\text{clad}}$, where P_0 is the CW pump power injected in the clad; $I_{\text{ASE}}^+(z=0; \lambda_k) = 0$; $I_{\text{ASE}}^-(z=L; \lambda_k) = 0$; and $I_L(z=0) = I_L(t)$ is the input signal injected in the fiber core.

The operating regime is divided in two steps: the energy storage (long time duration) and the amplification process (short time duration). Indeed, we consider that the pump and the ASE characteristics remain constant during the nanosecond amplification process with regard to the millisecond fluorescence time. During the first regime, the input laser intensity is set to zero, and the

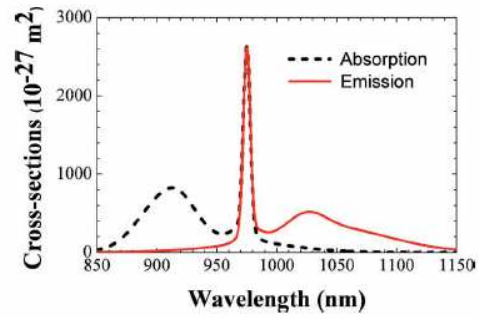


Fig. 3. (Color online) Fiber absorption and emission cross-sections used for simulations.

pump power is launched at $z=L$, creating the population inversion and the ASE rising. The ASE calculation method is computed by following the iterative approach described by Pedersen *et al.* [16]. Then at the second step, we investigate the amplification regime by launching the signal inside the fiber. After this stage, a new energy storage regime is considered with the residual population inversion as a new initial condition. A steady state is obtained after a few pump/amplification cycles.

4. RESULTS AND DISCUSSION

The experimental setup presented in Section 2 provides the access to a very large number of input signal parameters (energy, PRF, pulse duration, or temporal shape). Each parameter strongly impacts the amplifier gain and the OSNR. In order to optimize the characteristic of the amplifier with our numerical simulations, the characteristics of the input signal were fixed to $E_L = 10$ nJ, $\lambda_L = 1053$ nm, PRF = 10 kHz, and $\Delta\tau_L = 10$ ns, representative of those that can be used in large-scale laser facilities. Figure 4 presents the evolution of the gain and the OSNR of the main amplifier as functions of the fiber length at different pump powers.

For each pump power, the gain increases up to a maximum corresponding to optimal efficiency. After this maximum, the fiber becomes too long, and the signal is reabsorbed. Besides, the OSNR decreases monotonically mainly due to ASE increasing. Then, the main amplifier fiber length can be fixed to about 3 m, as it provides a high gain value and an excellent OSNR value.

Figure 5 presents the output energy and the OSNR as functions of the pump power for a 2.65 m long fiber. At maximum, we achieve a signal energy of 20 μ J, corresponding to a gain of 33 dB and more than 40 dB OSNR. Despite poor knowledge of fiber cross-sections, we can note that the discrepancy between numerical simulations and experiments reaches only a few decibels for OSNR values. Power stability over more than 30 min is measured to be 0.2% rms and 1% peak-to-peak that perfectly match the requirement of large-scale laser facilities. Figure 6 shows measured and simulated optical spectra. Below the narrow-bandwidth amplified signal, we can see the ASE remaining after filtering in F2 and the ASE generated in the main amplifier. It is very important to note that the OSA performing this measurement integrates both CW ASE and very low duty cycle pulsed signal.

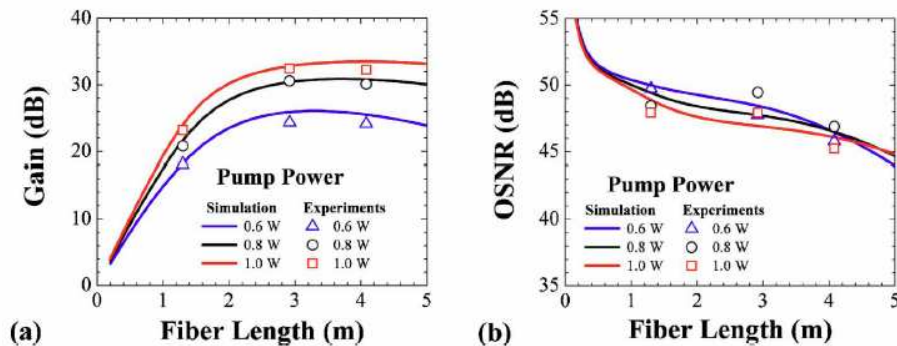


Fig. 4. (Color online) (a) Main amplifier gain at 1053 nm and (b) ASE induced OSNR function of fiber length for various pump powers. The input signal is 10 nJ, 10 kHz, and 10 ns square temporal profile at 1053 nm.

Then, such a measurement clearly shows the very high OSNR achieved in the setup. Moreover, by filtering ASE after the main amplifier, the OSNR can be increased up to 48 dB.

In large-scale laser facilities designed for fusion science, target drive conditions (temperature and convergence) are optimized with fine control of the pulse temporal shape [17]. Unfortunately, due to tight confinement in single-mode core and modest saturation energy, the signal experiences significant temporal distortion during the amplification process [18]. For a square pulse propagating in the fibered amplifier, inverted population is larger for the leading edge than for the trailing edge. It may not be acceptable as it distorts the input pulse shape. An example is given in Fig. 7(a) with the output signal in bold black line to be compared with the input signal in thin black line. It corresponds to the most distorted signal, i.e., the more energetic one (20 μ J). To circumvent this problem, a pre-compensation of the input temporal shape has been reported in [3,19]. As already mentioned, it has been successfully demonstrated very recently for seeding a high-power Yb-doped fiber amplifier chain [11,12]. A few orders of magnitude in temporal resolution are gained by using an EOM rather than simply driving the current of a laser diode [20]. As demonstrated by Schimpf *et al.*, the input optimal shape can be determined with inverse Frantz-Nodvik equations [21]. In these publications, the resolution is only about a few nanoseconds, which is not sufficient to meet the high-level performance required by front-end amplifier systems. Moreover, analytical model-

ing does not take into account the ASE and pre-compensation design and then requires gain parameter experimental determination.

In our case, as we achieve excellent agreements between numerical simulations and experimental results [Fig. 7(a), dashed and solid thick curves], the shape of the pre-compensated pulse can be designed via numerical simulations based on feedback algorithm and without gain parameter experimental determination. First, an arbitrarily chosen pulse shape is fitted by orthogonal Legendre polynomials, and it is then used as the input signal in the numerical model. After amplification calculation, the output shape is compared to the target one. The mean squared difference between the output and the target is used to adjust the new value of the polynomial coefficients of the input. Hence, after convergence of the algorithm, the optimal input shape is perfectly defined. Such a method requires a large number of polynomials, above all in the case of complex temporal shaping. The optimal number of polynomials is a trade-off between calculation time and numerical accuracy. In practice, it is possible to reduce this number (only 4 or 5) by fitting the curve in the divided part or only the curve's top and neglecting pulse edges. The thin dashed (red online) curve in Fig. 7(b) shows the computed shape defined to obtain a square profile at the output of the fiber amplifier [thick dashed (red online) curve in Fig. 7(b)]. We experimentally launch the temporal shape defined numerically [thin black line in Fig. 7(b)] inside the amplifier and record the output trace [bold black line in Fig. 7(b)]. An excellent amplified

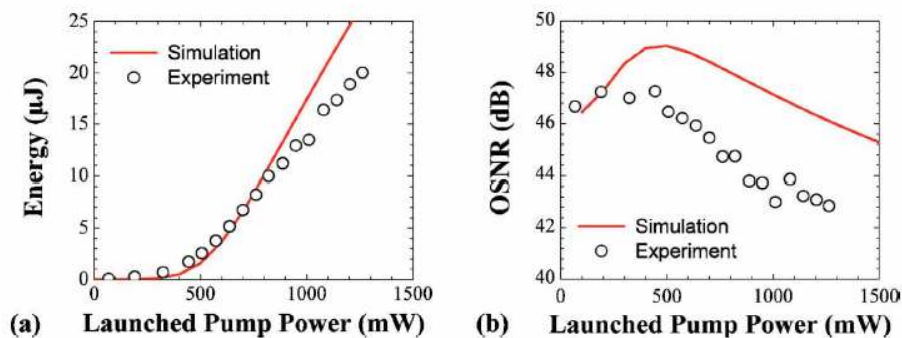


Fig. 5. (Color online) (a) Output pulse energy and (b) OSNR as functions of pump power for a 2.65 m long fiber. The input signal is 10 nJ, 10 kHz, and 10 ns square temporal profile at 1053 nm.

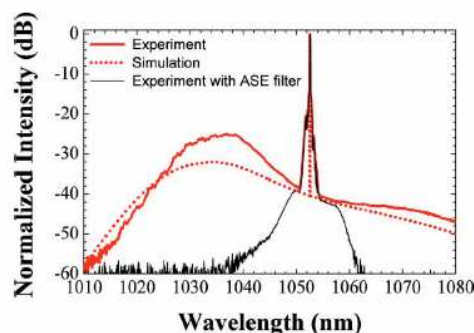


Fig. 6. (Color online) Optical spectra of the output amplified signal ($20 \mu\text{J}$ without ASE filter and $10 \mu\text{J}$ with 10 nm bandwidth ASE filter).

square pulse is generated with only 4% rms temporal modulation. This is a simple illustration of this powerful technique, and it should also work for complex temporal shapes that are usually required in laser-matter interaction experiments.

Another crucial characteristic in large-scale laser facilities is the spatial quality of the beam. The output near-field and far-field spatial profiles of the amplified signal under investigation were recorded with a 12 bit camera and are represented in Fig. 8. The far-field beam is measured at the focus of a $f=1.2 \text{ m}$ lens. As we can see in Fig. 8(d), the far-field profile is very similar to the calculated spot size after propagation and focusing of the near-field profile. Then, since the far-field profile is the Fourier transform of the near field, this result seems to indicate that the beam is single mode without spatial phase. In order to check it more precisely, the beam was imaged on a Shack–Hartmann wave-front analyzer. The wave-front is then presented in Fig. 9. As we can see, the wave-front distortion is quite small ($\lambda/26$ rms and $\lambda/14$ peak-to-valley). Moreover, another spatial quality factor is the pointing stability. We determined it by measuring the beam far-field position, and we obtain a $10 \mu\text{rad}$ rms fluctuation on both horizontal and vertical directions.

Finally, another critical point of a large-scale laser facility front-end is the polarization maintaining of the beam. It is monitored in real time with the polarimeter. After a careful injection along the neutral axis of the fiber, we find that the PER is better than 30 dB, and no subsequent realignment is necessary on a day to day basis.

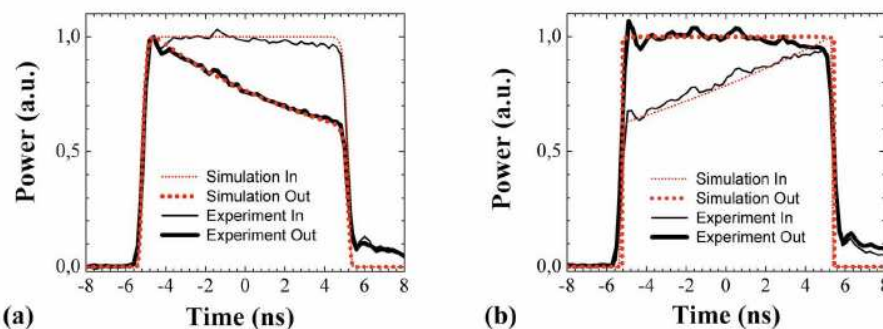


Fig. 7. (Color online) (a) Distortion of pulse shape in the 2.65 m long fiber. Input signal is 10 nJ , 10 kHz , 10 ns at 1053 nm , and output signal energy is $20 \mu\text{J}$. (b) Pre-compensation of the gain saturation.

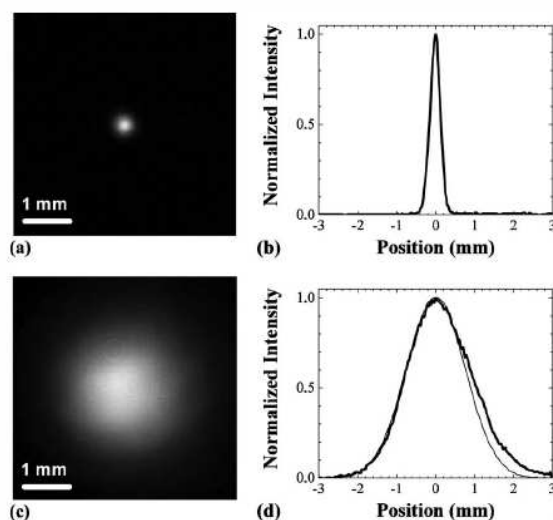


Fig. 8. (a) Near-field image of the output beam. (b) Horizontal profile measured in the center of the near-field beam. (c) Far-field image of the output beam at the focus of an $f=1.2 \text{ m}$ lens. (d) Horizontal profile of the far-field beam (thick line: experimental profile; thin line: diffraction limited profile).

5. CONCLUSION

In summary, we have described in this paper a versatile MOPA prototype designed to meet high-level performances required by large-scale laser facility front-end sources. In this system, signal and pump waves for the main amplifier were free-space coupled, which gave an easy access to all studied parameters (ASE backward and forward, signal and pump coupling coefficients, and unabsorbed pump). This configuration has permitted one to validate a numerical model including ASE, developed to optimize the parameter of the amplifier and to design the temporal shapes of the pre-compensated input signal.

A strictly single-mode beam without spatial phase, narrow-bandwidth (100 pm) nanosecond pulse amplification up to $20 \mu\text{J}$ is then obtained with more than 40 dB OSNR, 30 dB PER, and sub-nanosecond resolution temporal shaping. By filtering ASE after main amplification, we obtain $10 \mu\text{J}$ and 50 dB OSNR. This constitutes what we believe to be the first step toward the achievement of a chain of amplifiers to get the millijoule level. Indeed, pulse energy could be further increased by adding a very

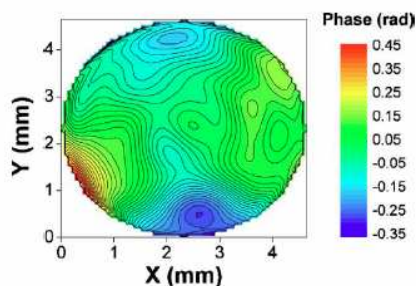


Fig. 9. (Color online) Wave-front measurement of the output beam.

large mode area microstructured fiber amplifier stage. After fully optical integration (under progress), high reliability, modular design, compactness, and great average power of this laser source will show great potential for bulk solid-state front-end amplifier replacement.

REFERENCES

1. C. A. Haynam, P. J. Wegner, J. M. Auerbach, M. W. Bowers, S. N. Dixit, G. V. Erbert, G. M. Heestand, M. A. Hennesian, M. R. Hermann, K. S. Jancaitis, K. R. Manes, C. D. Marshall, N. C. Mehta, J. Menapace, E. Moses, J. R. Murray, M. C. Nostrand, C. D. Orth, R. Patterson, R. A. Sacks, M. J. Shaw, M. Spaeth, S. B. Sutton, W. H. Williams, C. C. Widmayer, R. K. White, S. T. Yang, and B. M. Wonerghem, "National Ignition Facility laser performance status," *Appl. Opt.* **46**, 3276–3303 (2007).
2. C. Cavailler, "Inertial fusion with the LMJ," *Plasma Phys. Controlled Fusion* **47**, B389–B403 (2005).
3. A. Jolly, J. F. Gleyze, J. Luce, H. Coïc, and G. Deschaseaux, "Front-end sources of the LIL-LMJ fusion lasers: progress report and prospects," *Opt. Eng. (Bellingham)* **42**, 1427–1438 (2003).
4. P. J. Wisoff, M. W. Bowers, G. V. Erbert, D. F. Browning, and D. R. Jedlovec, "NIF injection laser system," *Proc. SPIE* **5341**, 146–155 (2004).
5. A. V. Okishev and J. Zuegel, "Highly stable, all-solid-state Nd:YLF regenerative amplifier," *Appl. Opt.* **43**, 6180–6186 (2004).
6. M. D. Martinez, K. M. Skulina, F. J. Deadrick, J. K. Crane, B. Moran, J. Braucht, B. Jones, S. Hawkins, R. Tilley, J. Crawford, D. Browning, and F. Penko, "Performance results of the high gain, Nd:glass, engineering prototype preamplifier module (PAM) for the National Ignition Facility (NIF)," *Proc. SPIE* **3611**, 169–180 (1999).
7. J. Limpert, F. Röser, S. Klingebiel, T. Schreiber, C. Wirth, T. Peschel, R. Eberhardt, and T. Tünnemann, "The rising power of fiber lasers and amplifiers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 537–545 (2007).
8. Y. Jeong, J. Sahu, D. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," *Opt. Express* **12**, 6088–6092 (2004).
9. V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov, A. Ferin, and V. Gapontsev, "3 kW Yb fiber lasers with a single-mode output," at 2nd International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications, St. Petersburg, Russia, 26–30 June 2006 (2006).
10. C. D. Brooks and F. Di Teodoro, "High peak power operation and harmonic generation of a single-polarization, Yb-doped photonic crystal fiber amplifier," *Opt. Commun.* **280**, 424–430 (2007).
11. A. Malinowski, K. T. Vu, K. K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. Lin, and D. J. Richardson, "High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping," *Opt. Express* **17**, 20927–20937 (2009).
12. K. K. Chen, S. U. Alam, P. Horak, C. A. Codemar, A. Malinowski, and D. J. Richardson, "Excitation of individual Raman Stokes lines in the visible regime using rectangular-shaped nanosecond optical pulses at 530 nm," *Opt. Lett.* **35**, 2433–2435 (2010).
13. Y. Wang and H. Po, "Dynamic characteristics of double-clad fiber amplifiers for high-power pulse amplification," *J. Lightwave Technol.* **21**, 2262–2270 (2003).
14. J. R. Marcianti and J. D. Zuegel, "High-gain, polarization-preserving, Yb-doped fiber amplifier for low-duty-cycle pulse amplification," *Appl. Opt.* **45**, 6798–6804 (2006).
15. R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1049–1056 (1997).
16. B. Pedersen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, K. Dybdal, and C. C. Larsen, "The design of erbium-doped fiber amplifiers," *J. Lightwave Technol.* **9**, 1105–1112 (1991).
17. J. Lindl, "Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain," *Phys. Plasmas* **2**, 3933–4025 (1995).
18. L. M. Frantz and J. S. Nodvick, "Theory of pulse propagation in a laser amplifier," *J. Appl. Phys.* **34**, 2346–2349 (1963).
19. E. Hugonnot, J. Luce, and H. Coïc, "Optical parametric chirped-pulse amplifier and spatiotemporal shaping for a petawatt laser," *Appl. Opt.* **45**, 377–382 (2006).
20. K. T. Vu, A. Malinowski, D. J. Richardson, F. Ghiringhelli, L. M. B. Hickey, and M. N. Zervas, "Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system," *Opt. Express* **14**, 10996–11000 (2006).
21. D. N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnemann, and F. Salin, "Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers," *Opt. Express* **16**, 17637–17645 (2008).

High-gain fiber, optical-parametric, chirped-pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μm

Damien Bigourd,¹ Laure Lago,¹ Arnaud Mussot,² Alexandre Kudlinski,²
Jean-François Gleyze,¹ and Emmanuel Hugonnot^{1,*}

¹Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, B.P. 2, F-33114 Le Barp, France

²Université des Sciences et Technologies de Lille, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

*Corresponding author: emmanuel.hugonnot@cea.fr

Received July 26, 2010; revised September 19, 2010; accepted September 20, 2010;
posted September 27, 2010 (Doc. ID 132237); published October 13, 2010

Fiber-based optical-parametric chirped-pulse amplification is reported at 1 μm in a microstructured fiber in the femtosecond regime. The signal has been highly stretched by an Öffner triplet and then amplified with an all-fiber, pulsed-pump, fiber optical-parametric amplifier. More than 30 dB gain has been achieved over 8.3 nm, and the amplified signal has been recompressed. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 060.4370, 140.3280, 190.4970.

Optical-parametric chirped-pulse amplification (OPCPA) is now a well-established technique to amplify high-energy ultrashort pulses [1]. The first experimental demonstration was reported by Dubietis *et al.* in 1992 [2], and this concept is in permanent evolution. Indeed, it has been exploited for delivering strong peak power pulses and/or high energetic pulses in different configurations [3–10], and it constituted a real breakthrough in this field of optics. All these performances have been achieved in amplifiers relying on a three-wave mixing process in a suitable second-order nonlinear medium. To improve the compactness, stability and the alignment free of these parametric-amplification-based systems, fiber technologies have great potential. Although impressive performances have been reported with Yb-doped fiber technology [11], the important amount of amplified spontaneous emission (ASE) in the short pulse regime is detrimental for many applications [12]. Therefore, Hanna *et al.* proposed combining the advantages of all-fiber systems and parametric amplification in passive optical fibers [13]. The amplification process now relies on the third-order nonlinearity of silica, which can provide large gain bands and high gain values [14,15]. The potential of this fiber-based OPCPA (FOPCPA) has been experimentally reported by some of us in [16] and by Zhou *et al.* in the telecommunication windows in the picosecond regime [17].

In this Letter, we experimentally demonstrate that this experiment can be transposed to the 1 μm band (neodymium and ytterbium ions laser emission wavelengths) in the femtosecond regime, where most potential applications are realized. We used a photonic crystal fiber (PCF) that was specially designed to realize a fiber optical parametric amplifier in this spectral window [18,19]. The experimental setup was composed of an all-fiber pulsed pump and an Öffner triplet to achieve the signal stretching. The pump duration matched the chirped signal duration in order to minimize the fluorescence emission. Accordingly, it can be used directly as a first stage in a high-energy femtosecond-pulse amplification laser design.

The experimental setup is shown in Fig. 1. The pump source is composed of a tunable external-cavity laser (TL) that was injected into a LiNbO₃ electro-optic amplitude modulator (EOM) driven by an electrical rectangular pulse train at 10 kHz. The pulses were then amplified by two cascaded ytterbium-doped fiber amplifiers (YDFA) up to 7 W peak power. Figure 2(a) depicts the pump pulse at the input of the PCF. A low-order super-Gaussian pulse of 12 ns pulse duration at FWHM was obtained and no distortion has been observed during the amplification. The pump profile was nearly flat over 10 ns. The excess of ASE was reduced by two bandpass filters with a 2 nm linewidth (FWHM). The pump wavelength was adjusted to 1065.67 nm, slightly above the zero-dispersion wavelength ($\lambda_0 \sim 1065$ nm, with pitch and hole diameters equal, respectively, to 4.14 and 2.61 μm [19]) of the PCF such that the maximum of the fluorescence spectrum was set at the central wavelength

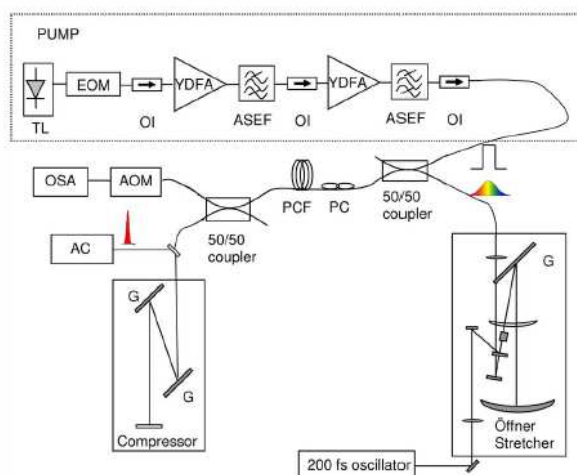


Fig. 1. (Color online) Experimental setup of FOPCPA. TL, tunable laser; EO, electro-optic modulator; OI, optical isolator; YDFA, ytterbium-doped fiber amplifier; ASEF, amplified stimulated emission filter; PC, polarization controller; PCF, photonic crystal fiber; AOM, acousto-optic modulator; OSA, optical spectrum analyzer; AC, autocorrelator; G, diffraction grating.

of the signal (1053 nm). We have experimentally checked that no stimulated Brillouin scattering is excited in our setup. The short pump duration combined with the intrinsic pump spectral width should be responsible for this suppression.

Signal pulses were generated by a mode-locked oscillator delivering 200 fs pulses at a 77 MHz repetition rate. The spectrum was centered at 1053 nm with 8 nm spectral bandwidth at FWHM. The Gaussian pulses were stretched by a 1810 lines/mm single grating and an all-reflective Offner system up to ~ 4.5 ns at FWHM, yielding a 0.56 ns/nm stretching ratio [5]. Then, 6 pJ pulse energy was injected into a polarization maintaining (PM) fiber. The signal spectrum is shown in Fig. 2(b). Note that the sharp cutting edges at 1045 and 1061 nm were due to spectral clipping in the stretcher given by the limited aperture of the concave mirror, thus leading to a 9 ns full pulse width at -20 dB.

The pump and signal pulses were finally combined and sent through the 400-m-long PCF by a 50/50 PM coupler. We note that, in the fiber optical parametric amplification process, the maximum gain is achieved when both signal and pump polarization are aligned. Until the PCF, the entire system was thus made with PM components. At the input of the PCF, a polarization controller (PC) was added to align the pump and signal to one of its birefringent axes.

The transmitted pump, idler, and signal were characterized by an optical spectrum analyzer (OSA). An acousto-optic modulator (AOM) was added to select only the amplified signal at 10 kHz among the 77 MHz pulse train with more than 50 dB extinction ratio. The pump pulse and the AOM were electronically synchronized with the signal pulse thanks to a common clock at 10 kHz generated from the signal pulse train. The temporal overlap between pump and signal pulses had to be adjusted to maximize the amplification process and to center the amplified spectrum, since the signal was chirped. The amplified signal was also recompressed with a 1740 lines/mm grating (420 mm $\times$ 200 mm and 350 mm $\times$ 190 mm) double-pass compressor, and the pulse duration was measured with a second-order autocorrelator.

Figure 3 shows the parametric fluorescence spectrum (lower black curve) with no injected signal. A symmetrical broadband spectrum was observed with two characteristic side lobes whose maxima are located at approximately ± 12.7 nm from the pump wavelength. This fluorescence parametric spectrum represents roughly the signal-gain profile in the linear regime. The gain bandwidth at FWHM

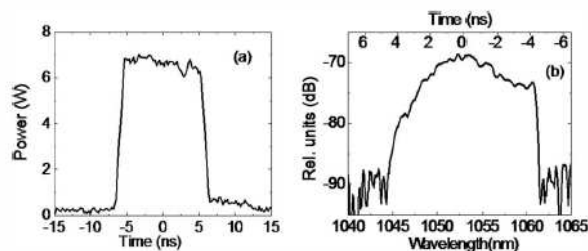


Fig. 2. (a) Pump pulse temporal profile and (b) signal spectrum both measured at the input of the PCF. Note the time label on top of (b) to show the chirped signal temporal profile.

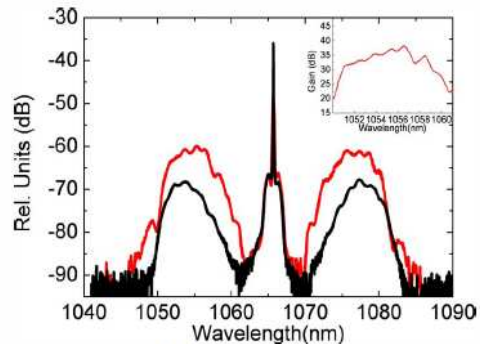


Fig. 3. (Color online) Fluorescence spectrum when the pump was injected in the microstructured fiber (lower black curve). Output spectrum when the 6 pJ signal was injected (upper red curve). The spectra, recorded with the AOM operating, are plotted on the same scale. The inset shows the FOPCPA gain as a function of the wavelength.

is estimated at 4.2 nm, about 2 times shorter than the input signal spectrum, thus leading to gain narrowing through the amplification process in the linear regime. To limit the gain narrowing process, we decided to saturate the amplifier. Accordingly, the output spectrum is shown in Fig. 3 (red curve) when the signal was launched in the PCF. An idler was generated around 1078 nm, and the signal bandwidth has been extended by more than 20% to reach 5.1 nm. As shown in the inset of Fig. 3, the gain as a function of the wavelength was flattened and was evaluated to be more than ~ 30 dB between 1050.9 and 1059.2 nm. The maximum gain was also shifted toward the pump wavelength, which confirms we are in a saturated regime [20]. The gain bandwidth could be even more improved by specially designing a PCF for this application. Indeed, by modifying the dispersion profile and by optimizing the length of the fiber, the gain bandwidth is expected to be enlarged [14].

The part of the fluorescence against the amplified signal was minimized by adjusting the pump power. It is quite complex to accurately estimate the optical signal-to-noise ratio (OSNR) in the context of pulse amplification because the signal and fluorescence spectrum completely overlap. To have an insight, we carefully controlled the OSNR of the central frequency of the signal, i.e., around the maximum gain. The amplified signal was spectrally filtered at this wavelength with a 2 nm bandwidth filter at FWHM, and we observed the temporal trace with a photodetector. The filtered signal had pulse duration of around 1.1 ns, in agreement with the spectral width of the filter, while the fluorescence had the same pulse duration as the pump (i.e., 12 ns). By adjusting the pump power, the relative contribution of each pulse can then be optimized to improve the OSNR. A 7 W peak pump power was the best compromise between good OSNR and gain bandwidth. This OSNR was estimated to be more than 15 dB in the chirped signal. After recompression, it should be higher than 55 dB by taking the stretching ratio into account. A detailed analysis is beyond the scope of this Letter and is in progress.

As the spectral phase is preserved through the parametric amplification process, a few nanojoules of the amplified signal were recompressed, and the autocorre-

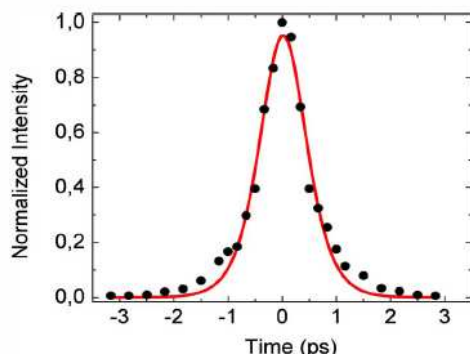


Fig. 4. (Color online) Measured autocorrelation trace of the amplified signal (black dots) and the secant hyperbolic fit (solid red curve).

lation trace is shown in Fig. 4 (black dots) for an optimum distance between the gratings equal to 1.72 m. The idler and the pump were filtered by the grating diffraction of the compressor. From a hyperbolic secant fit (solid red curve), we deduced a pulse duration of 660 fs at FWHM. This pulse was longer than the injected signal (200 fs). We think that this pulse width increase is due to different effects. Indeed, the gain narrowing contribution alone would give a 300 fs pulse. Uncompensated third-order dispersion of the fiber and stretcher/compressor mismatch are probably the main contributions of the imperfect compression. This is confirmed by the wings observed in the autocorrelation trace. The compressor is cumbersome and was originally designed for other applications, leading to a mismatch with the Öffner stretcher. Better compression should be obtained with a specially adapted compressor. From the spectrum (Fig. 3) and assuming a flat spectral phase, a 330 fs pulse duration would be expected.

In conclusion, we have experimentally performed FOPCPA in the 1 μm region with a microstructured fiber in the femtosecond regime. Parametric amplification is obtained with more than 30 dB gain over 8.3 nm, and the amplified signal has been recompressed up to 660 fs. This result clearly demonstrates that the FOPCPA scheme is a serious candidate for achieving high gain with a potential high contrast value in a compact and stable setup. It could be advantageously used as a first stage of a high-energy femtosecond pulse amplification laser setup. The performances can be enhanced, namely, by avoiding the gain narrowing effect, by using fiber optical parametric amplifier configurations that provide a flat gain band. This can be achieved in a single-pump [21,22] or a double-pump configuration [23]. Moreover, to optimize the compactness at the expense of a lower stretching ratio, the stretcher could be replaced by chirped fiber Bragg gratings [16].

The authors thank N. Blanchot for helpful discussions. This work is supported by the Conseil Régional d'Aquitaine, the French Ministry of Research, and the European Union (EU) and is performed under the auspices of the "Institut Lasers et Plasmas" (ILP).

References

1. A. Dubietis, R. Butkus, and A. P. Piskarskas, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 163 (2006).
2. A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, *Opt. Commun.* **88**, 437 (1992).
3. I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, and J. L. Collier, *Opt. Commun.* **144**, 125 (1997).
4. V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, and J. Zuegel, *Opt. Lett.* **30**, 1843 (2005).
5. E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann, and H. Coïc, *Appl. Opt.* **46**, 8181 (2007).
6. F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, *Opt. Express* **14**, 12822 (2006).
7. O. V. Chekhlov, J. L. Collier, I. N. Ross, P. K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C. N. Danson, D. Neely, P. Matousek, and S. Hancock, *Opt. Lett.* **31**, 3665 (2006).
8. J. V. Rudd, R. J. Law, T. S. Luk, and S. M. Cameron, *Opt. Lett.* **30**, 1974 (2005).
9. C. Erny, C. Heese, M. Haag, L. Gallmann, and U. Keller, *Opt. Express* **17**, 1340 (2009).
10. O. Chalus, P. K. Bates, M. Smolarski, and J. Biegert, *Opt. Express* **17**, 3587 (2009).
11. T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **35**, 94 (2010).
12. J. D. Zuegel, S. Borneis, C. Barty, B. Le Garrec, C. Danson, N. Miyagana, P. K. Rambo, C. Le Blanc, T. J. Kessler, A. W. Schmid, L. J. Waxer, J. H. Kelly, B. Kruschwitz, R. Jungquist, E. Moses, J. Britten, I. Jovanovic, J. Dawson, and N. Blanchot, *Fus. Sci. Technol.* **49**, 453 (2006).
13. M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, *Opt. Express* **14**, 2783 (2006).
14. M. E. Marhic, *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices* (Cambridge U. Press, 2008).
15. J. Hansryd and P. Andrekson, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 506 (2002).
16. C. Caucheteur, D. Bigourd, E. Hugonnot, P. Szriftgiser, A. Kudlinski, M. Gonzalez-Herraez, and A. Mussot, *Opt. Lett.* **35**, 1786 (2010).
17. Y. Zhou, Q. Li, K. K. Y. Cheung, S. Yang, P. C. Chui, and K. K. Y. Wong, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **22**, 1330 (2010).
18. T. Sylvestre, A. Kudlinski, A. Mussot, J. F. Gleyze, A. Jolly, and H. Maillotte, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 111104 (2009).
19. M. W. Lee, T. Sylvestre, M. Delqué, A. Kudlinski, A. Mussot, J. F. Gleyze, A. Jolly, and H. Maillotte, *J. Lightwave Technol.* **28**, 2173 (2010).
20. K. Inoue and T. Mukai, *Opt. Lett.* **26**, 10 (2001).
21. K. Inoue, *Opt. Lett.* **19**, 1189 (1994).
22. L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, and H. Maillotte, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1532 (2003).
23. F. S. Yang, M. C. Ho, M. E. Marhic, and L. G. Kazovsky, *Electron. Lett.* **33**, 1812 (1997).

High-energy temporally shaped nanosecond-pulse master-oscillator power amplifier based on ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber

Laure Lago,^{1,2} Damien Bigourd,¹ Arnaud Mussot,² Marc Douay,² and Emmanuel Hugonnot^{1,*}

¹Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, B.P. 2, 33114 Le Barp France

²Université des Sciences et Technologies de Lille, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex France

*Corresponding author: emmanuel.hugonnot@cea.fr

Received November 18, 2010; revised January 18, 2011; accepted January 25, 2011; posted February 1, 2011 (Doc. ID 138439); published February 28, 2011

We present a versatile master-oscillator power amplifier system at 1053 nm in the few-nanoseconds regime meeting the high-level requirements of high-power laser facility front ends. Thanks to temporal shaping, more than 1.5 mJ pulse energy at 1 kHz with an excellent optical signal-to-noise ratio has been obtained in a single-mode 40 μ m core flexible fiber. © 2011 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 140.3280, 140.3615.

The growing interest aroused by fiber laser devices over bulky solid-state laser technology is mainly motivated by their reliability, compactness, ease of use, and long-term stability [1–3]. Performances of these fiber systems are now comparable with those of many bulky systems, so they have progressively become the most important actors in this field of research. One of the most striking examples is the recent development of a high-energy single-mode ytterbium-doped fiber amplifier (YDFA) in the context of large-scale laser facilities. Indeed, they may have a variety of applications, such as front-end first stages [4], building blocks in all fibered inertial fusion laser drivers [5], and efficient pumps for fibered optical parametric chirped pulse amplification [6,7]. However, performances required by these applications are so restrictive (energy in the millijoule range, optical signal-to-noise ratio (OSNR) higher than 50 dB, and temporally shaped pulses of a few nanoseconds) that such fiber laser systems are very tricky to construct. For instance, impressive performances in terms of energy have been achieved in rod-type fiber in Q-switch architecture [8] but with large spectral bandwidth and poor OSNR. This problem has been circumvented by using a master-oscillator power amplifier (MOPA) fibered architecture, but unfortunately the master oscillator allowed neither a versatile control of the pulse duration nor a temporal shaping of the pulse, both of which are mandatory points for high-power laser facilities [9].

In this Letter, we report on a fiber-based setup that could be implemented in large-scale laser facilities. We used a high-energy fibered MOPA setup working in the narrow-bandwidth and few-nanoseconds pulse regime with an active control of the temporal pulse shape [10,11]. To improve potential applications in large-scale laser facilities, we have discarded high-cost and cumbersome “rod-type” fibers, although they are very attractive for delivering very-high-pulse energies. Thus, we have chosen to work with a commercially available microstructured double-clad optical fiber to construct the

power amplifier stage in the MOPA architecture. This presents the important advantage of being single mode and potentially integrable while the optical mode is strongly enlarged [12]. The setup can then be seen as a fibered building block in a “laser-in-a-box” modular design for large-scale fusion laser facilities. It routinely delivers about 0.5 mJ at 10 kHz in a 10 ns perfectly shaped square pulse and with very good pulse stability. Its performance can be increased up to 1.5 mJ at the expense of a slight degradation of the pulse shape.

The experimental setup is depicted in Fig. 1. It consists of an all fibered seeder, a preamplifier, and a power amplifier stage. By combining a high-power cw laser at 1053 nm and an electro-optic modulator driven by an arbitrary waveform generator, we built a versatile seeder that gives access to a very large number of parameters (energy, repetition rate, pulse duration, and temporal shape). The seeder pulse is temporally shaped to precompensate the gain saturation arising in the amplifiers chain that works in a highly saturated regime. Stimulated Brillouin scattering (SBS) has been suppressed by using a phase modulator driven by a single tone signal at 2 GHz that leads to a 28 GHz spectral width. As a consequence, no SBS has been observed during all the experiments presented in this Letter. A temporally shaped signal is then amplified and spectrally filtered. Next, an acousto-optic modulator is used to remove most of the residual amplified stimulated emission (ASE) generated between pulses amplified in YDFA2 and YDFA3. The preamplifier stage is composed of a 3 m-long Yb-doped, polarization-maintaining, single-mode, double-clad fiber with core and cladding diameters of 11 and 105 μ m, respectively (NKT Photonics DC-105/11-PM-Yb). It is backward pumped by a cw diode at 976 nm with 3 nm at FWHM. More details concerning the seeder and the preamplifier stages can be found in a previous paper [4]. Typically, more than 10 μ J energy can be obtained at the output of the preamplifier whatever the temporal shape and pulse repetition frequency (PRF). The quantity of residual ASE

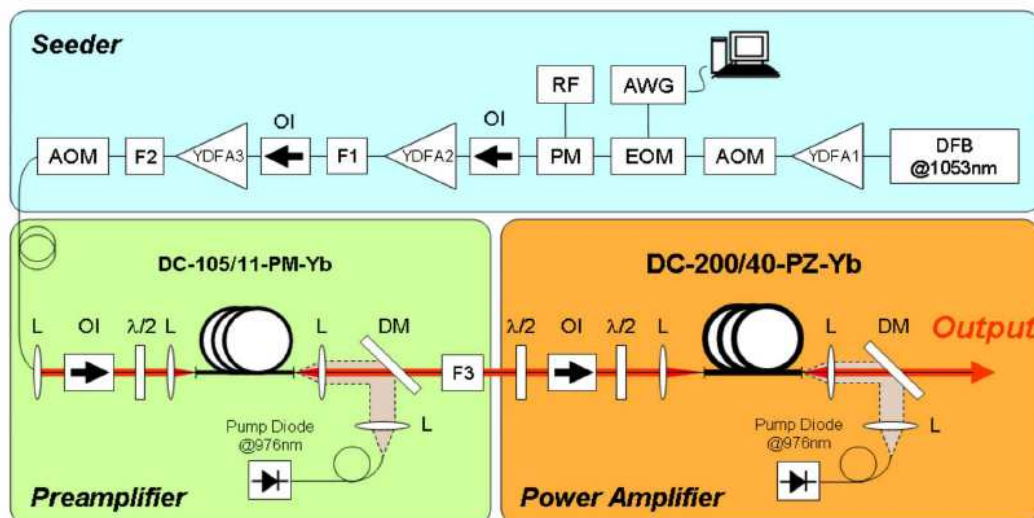


Fig. 1. (Color online) Experimental setup. DFB, distributed feedback laser; YDFA1, YDFA2, and YDFA3, Yb-doped fiber amplifiers; AOM, acousto-optic modulator; EOM, electro-optic modulator; AWG, arbitrary waveform generator; PM, phase modulator; RF, radiofrequency (2 GHz) driver; OI, optical isolator; F1, F2, F3, spectral filters at 1053 nm; $\lambda/2$: half-wave plate; DM: dichroic mirror; L: lens; BD: beam dumper; M: mirror.

is strongly reduced by spectral filtering and proper design of staged amplifiers. The power amplifier is composed of a Yb-doped, single-mode, double-clad polarizing fiber with core and cladding diameters of 40 and 200 μm , respectively (NKT Photonics DC-200/40-PZ-Yb). It is backward pumped by a cw diode at 976 nm with 3 nm FWHM spectral width. By launching 15 W of pump power, we have fixed the fiber length to about 3.3 m. It corresponds to the best compromise between high amplification gain (24 dB small-signal gain is expected from numerical calculation [10]) and good signal-to-noise ratio. In order to obtain a linear state of polarization behavior, the polarizing fiber is coiled in a 55 cm diameter stress elements plane. To lower the intensity at the out-

put facet, a beam-expanding end cap was achieved by fusing 1.5 mm of a 400 μm pure silica multimode fiber at the microstructured fiber end facet. The input facet and end cap are also angle cleaved to avoid parasitic lasing in the amplifying fiber.

Figure 2 presents the power amplifier output signal energy measured with a pyroelectric joulemeter insensitive to cw (Ophir PE9-F) at different PRF for a 15 W launched pump power. For each repetition rate, the temporal profile of the seeder is numerically defined to obtain a 10 ns square pulse at the output of the whole system. The numerical procedure is based on a feedback algorithm and is detailed in [4]. The preamplifier pump power is adjusted to obtain 10 μJ pulses at the power amplifier input. At 10 kHz, the pulse energy is 0.43 mJ, which corresponds to an average power of 4.3 W. Lowering the PRF leads to greater energy storage in the fiber and the pulse energy increases up to 1.51 mJ at 1 kHz. The energy stability has been evaluated by recording the pulse-to-pulse energy fluctuations over 30 min. We found 1% rms and 9% peak-to-peak for 10 kHz PRF and 2% rms and 14% peak-to-peak for 1 kHz PRF. The far-field spatial profile has been recorded for the highest energy (1.51 mJ) and is inset in Fig. 2. As expected, a nearly perfect Gaussian beam is obtained due to the single-mode operation of the power amplifier fiber. The M^2 value at the fiber output is characterized to be 1.1. The polarization extinction ratio measured with a polarimeter (Thorlabs) is better than 20 dB at maximum energy. Figure 3 shows the pulse temporal profiles for 1.51 mJ at 1 kHz and 0.43 mJ at 10 kHz measured with a fast photodiode (70 ps rise time) and a 1 GHz oscilloscope. A targeted 10 ns square profile is clearly obtained for 0.43 mJ at 10 kHz, whereas for 1.51 mJ at 1 kHz the output profile is distorted and narrowed to 5 ns, leading to 280 kW peak power. Figure 4 presents optical spectrum analyzer (OSA) recordings. At 10 kHz and 0.43 mJ, we can see the narrow-bandwidth amplified signal and the ASE generated in the whole system, which is quite negligible. However, by reducing the

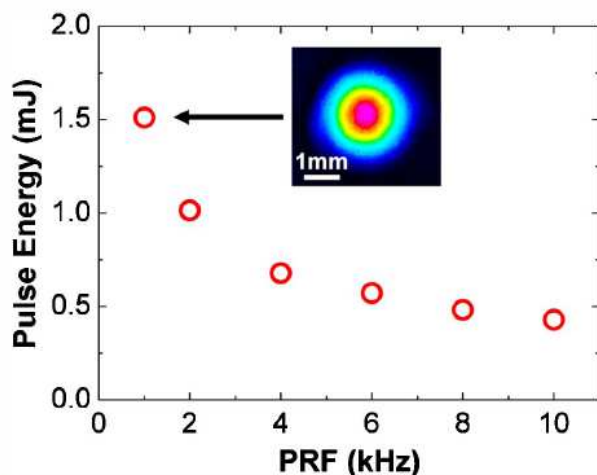


Fig. 2. (Color online) Output pulse energies versus repetition rate. The power-amplifier-launched pump power is 15 W. At each repetition rate, the seeder pulse temporal profile is adjusted to obtain the square profile at the output of the entire system, and the preamplifier pump power is adjusted to obtain 10 μJ pulses at the power amplifier input. Inset, far-field spatial profile for 1.51 mJ at 1 kHz.

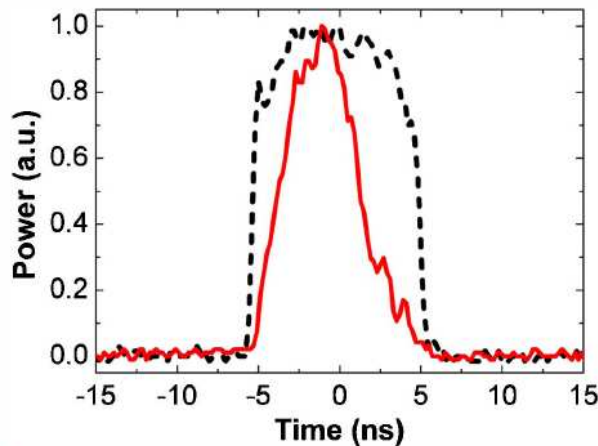


Fig. 3. (Color online) Output pulse temporal profiles for 1.51 mJ at 1 kHz (solid red curve) and 0.43 mJ at 10 kHz (dashed black curve).

PRF to 1 kHz, i.e., by increasing the pulse energy, the signal spectrum presents a slight broadening (clearly seen inset in Fig. 4), which can then be attributed to self-phase modulation. At low PRF, long durations between pulses of the order of the fluorescence lifetime of the Yb ions lead to an increase of the ASE. We estimated that the relative contribution of the ASE power compared to that of the signal from the OSA measurement is about 10% at 1 kHz. Average power measured with a thermal head (Ophir 3A-P) at the output of the power amplifier gives 1.79 W total output power. Then, one can estimate that cw ASE power in the output signal is about 180 mW and that pulsed signal average power is 1.6 W. Such values are clearly consistent with the pyroelectric head measurement at 1 kHz. Keeping in mind that the OSA integrates both cw ASE and a very-low-duty cycle-pulsed signal, we find that ASE-induced OSNR is better than 50 dB. Associated with this high-energy signal presence, waves located at 1338 nm, 870 nm, 740 nm, and 645 nm have been observed. All of these waves are frequency shifted at 60 THz from each other, meaning that they result from four wave mixing processes. As no clear phase-matching condition is established, it is not easy to identify the origin of this beating. It could be seeded by another process as rare-earth clusters excitation by a high-energy pulsed signal [13]. In fact, very low energy lies in these parasitic pulses (negligible in signal energy measurement) and it does not seem to degrade the amplification quality.

In conclusion, we have demonstrated a versatile MOPA system at 1053 nm in the few-nanoseconds regime using a commercially available flexible microstructured double-clad optical fiber. Thanks to pulse temporal shaping, more than 1.5 mJ pulse energy at 1 kHz with an excellent OSNR has been achieved in a single-mode 40 μ m core flexible fiber. Such results should constitute an important step toward the integration of cumbersome high-power laser facility bulky front-ends.

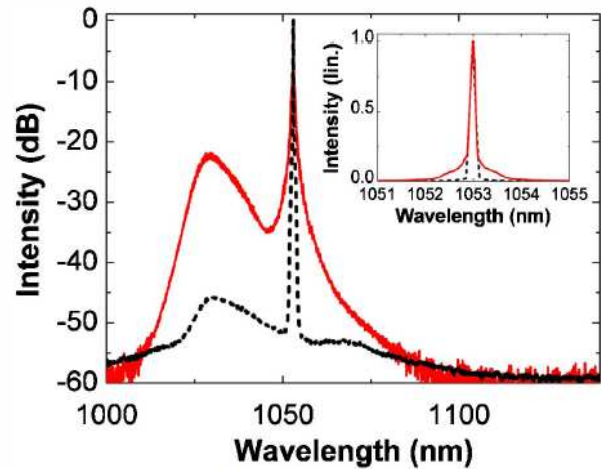


Fig. 4. (Color online) Peak normalized spectrum (in logarithmic scale) for 1.51 mJ at 1 kHz (solid red curve) and 0.43 mJ at 10 kHz (dashed black curve). Inset, normalized close-up on the signal wavelength in linear scale.

The authors thank Vincent Petit for helpful discussions. D. Bigourd acknowledges the Conseil Régional d'Aquitaine, the French Ministry of Research, the European Union, and technical support of the Institut Lasers et Plasmas.

References

1. D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, B63 (2010).
2. A. Tünnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, *Appl. Opt.* **49**, F71 (2010).
3. E. Stiles, "New developments in IPG fiber laser technology," presented at The Fifth International Workshop on Fiber Lasers, Dresden, Germany, September 30–October 1, 2009.
4. L. Lago, A. Mussot, M. Douay, and E. Hugonnot, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 2231 (2010).
5. C. Labaune, D. Hulin, A. Galvanauskas, and G. A. Mourou, *Opt. Commun.* **281**, 4075 (2008).
6. C. Caucheteur, D. Bigourd, E. Hugonnot, P. Szriftgiser, A. Kudlinski, M. Gonzalez-Herraez, and A. Mussot, *Opt. Lett.* **35**, 1786 (2010).
7. D. Bigourd, L. Lago, A. Mussot, A. Kudlinski, J. F. Gleyze, and E. Hugonnot, *Opt. Lett.* **35**, 3480 (2010).
8. O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermenoux, P. Yvernault, F. Salin, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **32**, 1551 (2007).
9. C. D. Brooks and F. Di Teodoro, *Opt. Commun.* **280**, 424 (2007).
10. A. Malinowski, K. T. Vu, K. K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. Lin, and D. J. Richardson, *Opt. Express* **17**, 20927 (2009).
11. K. K. Chen, S. U. Alam, P. Horak, C. A. Codemar, A. Malinowski, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **35**, 2433 (2010).
12. C. Jauregui, S. Böhme, G. Wenetiadis, J. Limpert, and A. Tünnermann, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 1011 (2010).
13. F. Auzel and P. Goldner, *Opt. Mater.* **16**, 93 (2001).

Dynamics of fiber optical parametric chirped pulse amplifiers

Damien Bigourd,¹ Laure Lago,¹ Alexandre Kudlinski,² Emmanuel Hugonnot,¹ and Arnaud Mussot^{2,*}

¹Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives, Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine, B.P. 2, F-33114 Le Barp, France

²Université Lille 1, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, IRCICA, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

*Corresponding author: mussot@phlam.univ-lille1.fr

Received June 28, 2011; revised September 22, 2011; accepted September 26, 2011;
posted September 28, 2011 (Doc. ID 149990); published November 1, 2011

We numerically and experimentally investigate the complete dynamics of the amplification process occurring in fiber optical parametric chirped pulse amplifiers. We show that, in the linear amplification regime, more than 30% of the pump can be converted into the signal with a very good temporal contrast higher than 65 dB. Under strong saturation, this efficiency is kept constant but the temporal contrast of the signal significantly degrades. © 2011 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 060.4370, 140.3280, 190.4970.

1. INTRODUCTION

Optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) is one of the most popular techniques to amplify ultrashort clean pulses with huge peak powers [1]. This concept is in constant evolution [2–9] and constitutes an efficient way for reaching the petawatt level that is required for laser–matter interaction experiments. Usual setups exploit the second-order nonlinearity of bulk crystals to achieve parametric amplification of stretched pulses. The main drawbacks of these systems are that they are cumbersome and that they require careful alignment of all the waves in order to satisfy the phase-matching condition within the nonlinear crystal. All-fiber devices allow overcoming these issues and also provide compact setups with low sensitivity to external conditions. Although impressive performance has been reported with Yb-doped fiber technology [10,11], this alternative requires storage of the pump energy inside the medium on a time scale of the same order of magnitude as the fluorescence lifetime of rare-earth dopants. As a consequence, an important amount of amplified spontaneous emission is still emitted when the pump is shut off. This leads to a strong degradation of the temporal contrast when femtosecond pulses are amplified and recompressed, and thus constitutes an important drawback for laser–matter interaction experiments [12]. A few years ago, Hanna *et al.* proposed combining the advantages of all-fiber systems and the ones of OPCPA in a numerical study, by using passive optical fibers [13] in which no energy storage occurs inside the medium. The amplification process relies on the third-order nonlinearity of silica, which has a quasi-instantaneous response time, as in bulk parametric amplifiers. These fiber optical parametric amplifiers (FOPAs) are known to exhibit large gain bands, which, of course, is of primary importance for amplifying short pulses. The potential of fiber-based OPCPAs (FOPCPAs) proposed in [13] has been experimentally reported by some of us in [14] and by Zhou *et al.* [15] in the telecommunication window, in the picosecond regime. Using a photonic crystal fiber (PCF), we recently demonstrated that these FOPCPAs can also operate around 1 μm

in the femtosecond regime [16], where most of the laser–matter interaction experiments are achieved. Since one of the final evolutions of these FOPCPA systems will consist in replacing the first amplifier stage at the front end of petawatt class high-power laser facility systems [3], their performance still must be improved in terms of output energy to reach the millijoule energy level. Such an improvement requires perfect knowledge of the FOPCPA dynamics in order to design new setups. While the dynamics of FOPAs in the context of the amplification of quasi-monochromatic signals is well known [17], there is a lack of understanding of the amplification dynamics of broadband chirped pulses. In this paper we study in detail the behavior of a realistic FOPCPA system operating at 1 μm in the femtosecond regime by means of numerical simulations that model a realistic FOPCPA setup.

2. EXPERIMENTAL RESULTS

The experimental setup is identical to the one described in [16], with the exception of the PCF length, which is shorter. The PCF was characterized by a pitch of 4.14 μm and a hole diameter of 2.61 μm , leading to a zero dispersion wavelength (ZDW) located at 1065.4 nm and a nonlinear coefficient of 9.4/W/km. The fiber was 240 m long and the measured attenuation at 1064 nm was 13.5 dB/km. We launched a pulsed pump with a squarelike temporal shape of 6 W peak power and a duration of 4.5 ns at full width at half-maximum (FWHM) [broader solid red curve in Fig. 1(a)]. The pump wavelength is located at 1066.3 nm, i.e., just above the fiber ZDW. In the absence of any signal, this leads to the generation of two broad characteristic sidelobes of parametric fluorescence whose maxima are located at 1050 and 1085 nm, as can be seen as the green dashed curve in Fig. 1(b).

Signal pulses were generated by a mode-locked oscillator delivering Fourier-transform-limited pulses of 200 fs duration at FWHM. They were stretched up to 4.5 ns at –20 dB (just below the pump duration), as can be seen from the narrower blue solid curve in Fig. 1(a). The pump wavelength was adjusted such that this chirped signal centered at 1053 nm [solid

red curve in Fig. 1(b)] was amplified with the flattest and broadest spectrum at the output of the amplifier [see inset in Fig. 1(b)]. At the end of the fiber, this input signal of 1.2 pJ energy was amplified with a gain in energy of 35 dB, defined such that $G_E = 10 \times \log(\frac{E_s(z=L)}{E_s(z=0)})$, where E_s is the signal energy. As in all FOPA systems, we can note that an idler wave was generated on the Stokes side of the pump at 1080 nm [Fig. 1(b), solid blue curve]. Then, the amplified signal was recompressed with a 1740 lines/mm grating compressor (420 mm $\times$ 200 mm and 350 mm $\times$ 190 mm) and the pulse duration was measured with a second-order autocorrelator. The signal was filtered by the grating diffraction of the compressor, whose limited size acts as a sharp spectral filter. It operates between 1041 and 1065 nm, allowing extraction of the signal from the whole spectrum, also encompassing the pump and idler waves. The autocorrelation trace is shown in Fig. 1(c) (red crosses) for an optimum distance between the gratings of 1.72 m. The signal was then recompressed to about 405 fs, which corresponds to a time-bandwidth product of 0.96. Obviously, the pulse was not Fourier-transform limited. In fact, due to experimental constraints, the recompression is achieved with the available 1740 lines/mm grating compressor originally designed for another application and unmatched with our Offner stretcher. Unfortunately, a residual phase thus remains after compression, and amplified pulses cannot be fully recompressed in our setup. To confirm this statement, we have compared the autocorrelation traces of the recompressed pulse (after stretching) with and without the amplifying fiber [Fig. 1(c), blue circles]. Without the amplifying fiber, the time-bandwidth product is 0.75. This clearly demonstrates that a great part of the residual phase does not originate from the fiber amplifying stage, but rather from the recompression process. Nevertheless, a slight increase of the time-bandwidth product is observed with the amplifying fiber (0.75 to 0.96). Finally, the evolution of the gain in energy was recorded by performing a cutback experiment. It is represented in Fig. 1(d) and it shows that the amplifier starts to saturate around 160 m. This will be commented on in detail with the numerical simulations.

3. NUMERICAL RESULTS

A. Longitudinal Evolution of the Gain Value

In order to investigate the evolution of the amplified signal along propagation inside the fiber, we performed realistic numerical simulations of this device. We numerically integrated the following nonlinear Schrödinger equation [18] by using an adaptive step-size method [19] with a resolution of $\delta = 10^{-5}$:

$$\partial_z A(z, \tau) = \left(-i \frac{\beta_2}{2} \partial_\tau^2 + \frac{\beta_3}{6} \partial_\tau^3 - \alpha/2 \right. \\ \left. + i\gamma \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau') |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau' \right) A(z, \tau), \quad (1)$$

with $A(z, \tau)$ as the electrical field envelope, $\beta_{2,3}$ as the second- and third-order dispersion terms respectively, γ as the nonlinear coefficient, and α as the linear losses. $R(\tau)$ is the nonlinear response including both instantaneous (Kerr effect) and delayed contributions (Raman effect) and is such that $R(\tau) = (1 - f_R)\delta(\tau) + f_R h_R(\tau)$ ($f_R = 0.18$ [18] and $h_R(\tau)$ is the delayed Raman response calculated from the experimental Raman gain

spectrum from [20]). In this particular configuration, in which both a very good temporal precision and a large temporal window are requested, we used 2^{21} points and a temporal resolution of 25 fs. This leads to a total window of about 52.4 ns and to a frequency span of 40 THz. We checked that the numerical results were independent of the number of points, the frequency span, or the precision. We used the same parameters as the experimental ones, i.e., $\beta_2(\omega_P) = -9 \times 10^{-29} \text{ s}^2/\text{m}$ and $\beta_3(\omega_P) = 8.3 \times 10^{-41} \text{ s}^3/\text{m}$. The pump and signal were modeled with super-Gaussian and Gaussian functions, respectively [represented in dashed curves in Fig. 1(a), which are very similar to the experimental shapes]. Up to now, most studies concerning FOPAs have been performed with small monochromatic signals [17] and most of the explanations that will be given in this paper will be assessed on these early works. This is why, as a starting point of our study, we calculate the small signal gain curve by integrating Eq. (1) for monochromatic signals. This will constitute a reference in the following study. The gain in power is defined such that $G_P = 10 \times \log(\frac{P_s(z=L)}{P_s(z=0)})$, with P_s as the signal power. It is represented in Fig. 2 as the solid red (middle) curve. A maximum gain of about 70 dB is reached at the end of the fiber with a maximum located at 1050 nm. Note that the position of the maximum gain is in good agreement with experiments, as can be seen in Fig. 1(b). The shapes of

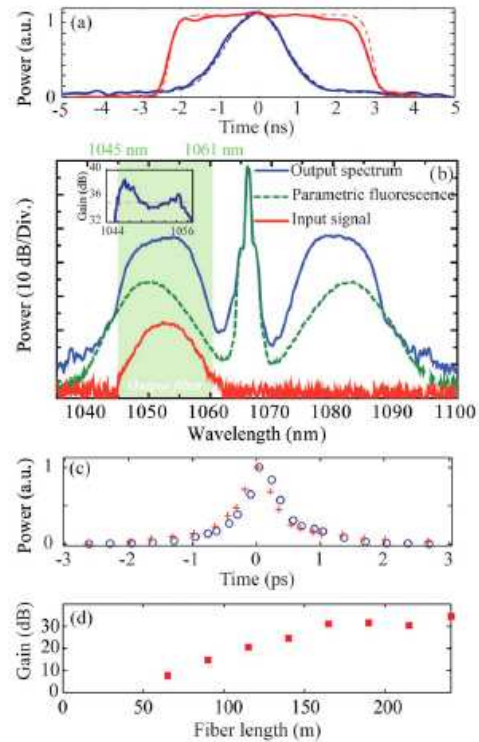


Fig. 1. (Color online) (a) Temporal shape of the pump (broader red curves) and of the stretched signal (narrower blue curves) at the input of the fiber in experiments (solid curves) and numerics (dashed curves). (b) Experimental parametric fluorescence (dashed curve), output spectrum [blue solid (top) curve], and input signal [(red solid (bottom) curve)]. Note that, for the sake of clarity, this signal has been expanded by a 8 dB factor. (c) Experimental autocorrelation traces of the recompressed pulse with and without the amplifying fiber stage (respectively, crosses and circles). (d) Evolution of the gain in energy as a function of the fiber length.

the small signal gain and of the parametric fluorescence spectra are also very similar, meaning that the parameters used in the simulation are pretty good. Then we move onto the study of chirped pulsed signals. As in experiments, an input signal of 1.2 pJ is launched inside the amplifier at 1053 nm together with a half-photon per mode to model quantum fluctuations. A gain in energy of 33.5 dB was found in good agreement with the measured gain of 35 dB. Starting from this agreement, as well as the fact that the small signal gain curves are very similar, we assume that our experiments were accurately modeled by Eq. (1), while we do not account for the longitudinal fluctuations of the ZDW. Indeed, they can strongly modify the gain shapes of FOPA amplifiers [21] and then it would be difficult to achieve a perfect quantitative agreement between experiments and numerics. Nevertheless, most of numerical investigations on FOPAs make this assumption and a pretty good agreement is usually satisfactory and enough to improve the understanding of the mechanisms. Then, we start by plotting the evolution of the gain in energy as a function of the fiber length in Fig. 3(a), as shown by the solid curve. The gain linearly increases until about 120 m, and then remains nearly constant around 33 dB. The exponential growth experienced by the signal in the first part of the fiber means that the amplifier is working in a linear regime. This is in relatively good agreement with the experimental results depicted in Fig. 1(c), where the gain saturates around 160 m. It is worth noting that the gain of this relatively broad signal (0.5 THz) is quasi-identical to the gain of a small monochromatic signal (G_p) centered at 1053 nm [dashed curve in Fig. 3(a)]. It can be useful to note that simple analytic relations can also be used in this context to rapidly evaluate the gain of a nonsaturated FOPCPA system. Another important issue concerns the conversion efficiency of the amplifier, in other words, the amount of input pump energy that is transferred to the signal. To this end, the ratio between the signal energy and the input pump energy as a function of the fiber length has been investigated and is represented in Fig. 3(b). From 0 to about 100 m, this ratio increases, illustrating the fact that the energy transfer was occurring from the pump to the signal and idler waves. Then it decreases from 8% to 5% until 200 m and increases again until the end of the fiber. This lowering is partially due to a reduction of the signal energy due to a reconversion process that is a typical signature of a FOPA

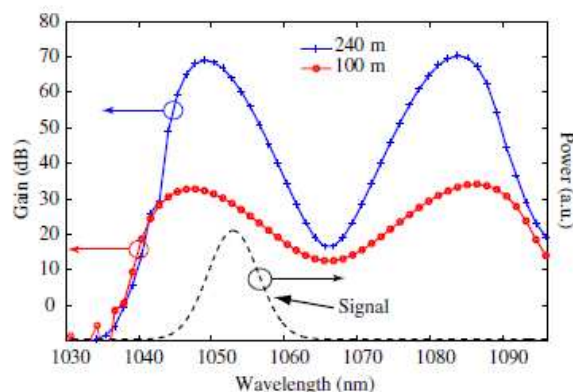


Fig. 2. (Color online) Small signal gain curves for a monochromatic signal at $z = 240$ m (blue curve) and $z = 100$ m (red curve). The input spectrum of the signal is superimposed by a dashed curve with a linear scale.

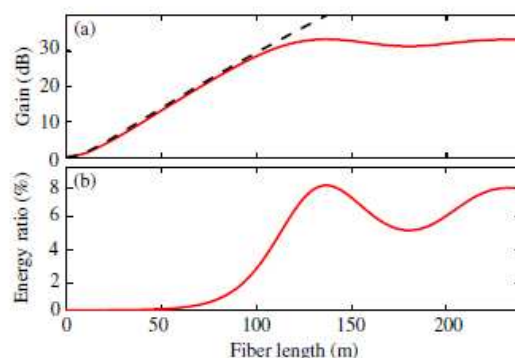


Fig. 3. (Color online) (a) Gain in energy versus fiber length. The dashed curve represents the gain in power of a monochromatic signal centered at 1053 nm. (b) Evolution of the ratio of the signal energy over the input pump energy as a function of fiber length.

operating in a strong saturation regime [17]. It is worth noting that approaching the limit of the linear regime, around $z = 120$ m, one can see in Fig. 3(b) that about 8% of the pump energy is transferred toward the signal. It originates from a modification of the phase-matching condition due to an increase of the signal power, and then to its associated nonlinear phase mismatch contribution. Amplifying a wave packet, all components are spread out in the spectrum and a strong amount of pump energy will be extracted before the most powerful spectral component starts to modify the phase-matching relation that will lead to a reduction of the gain. Note that the efficiency calculated from experiments is found to be 12.4% at $L = 240$ m, in pretty good agreement with the 8% from the numerical simulations.

Before concluding this study on the gain in energy of this FOPCPA system, we investigated the evolution of the gain as a function of the input signal energy. This is represented in Fig. 4 for amplifier lengths of 240 (crosses) and 100 m (circles). For an amplifier length of 240 m, while the signal energy is reduced until about 0.1 pJ, the amplifier is always saturated since the gain still increases and the ideal value (70 dB) predicted by the small gain curve depicted in blue (top curve) in Fig. 2 is not reached. We cannot reduce the input signal energy anymore since, below this value, the signal level is of the same order of magnitude as the noise floor. From Fig. 3(a), we find that the amplifier with an input signal energy of 1.2 pJ started to saturate around 100 m. We then decided to perform the same investigations in a shorter amplifier of 100 m length in order to observe the evolution from the linear to the saturated regime. We see that, when the input energy is reduced, the gain in energy asymptotically tends to the gain value that would be expected from a monochromatic signal (31 dB) that is represented by the red dashed line in Fig. 4. A typical output spectrum corresponding to the linear regime recorded at $z = 100$ m is represented in Fig. 5(a). It exhibits symmetrical sidelobes as expected, while the output spectrum corresponding to the saturated regime (at $z = 240$ m) is strongly distorted with a lot of noisy components. The impact of this noise on the contrast of the signal that characterizes the quality of amplification in FOPCPA amplifiers will be investigated in detail in Subsection 3.B.

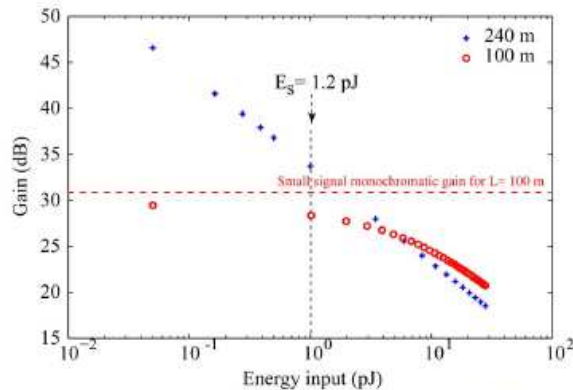


Fig. 4. (Color online) Evolution of the gain in energy as a function of the input signal energy for a FOPCPA of 100 m length (circles) and 240 m length (crosses).

B. Longitudinal Evolution of the Quality of Amplification

After focusing our attention to the gain value, we now investigate the quality of amplification. We will start by studying the evolution of the spectral gain curves, to observe the spectral distortions experienced by the signal and then how it affects the contrast in the time domain. The spectral gain curves for different fiber lengths are represented in Fig. 6(a). In the early steps of the fiber, the gain is maximum at the perfect phase-matching wavelength. When the amplifier started to saturate, the gain around this wavelength did not increase any more, but the gain for the spectral components located closer to the pump increases. This is clearly illustrated in Fig. 6(b), where the evolution of the power spectrum is plotted in linear scale. A redshift of the maximum of the signal spectrum occurs from this length. The modification of the central wavelength of the signal leads to important distortions of the spectral gain curve with the growth of a second local maximum around 1051 nm. While this leads to a spectral broadening and to a flattening of the gain curve, this maximum is mainly composed of noise rather than signal components [see Fig. 5(b)]. The amplification of these noisy spectral components will decrease the contrast. Note that we checked numerically that, by changing the input signal wavelength position, the same behavior is observed. The final position of the signal was indeed always different, but after experiencing the saturation, the signal central wavelength is always redshifted and a second peak appears near the perfect phase-matching frequency. This is very similar to standard FOPA amplifiers, where spectral

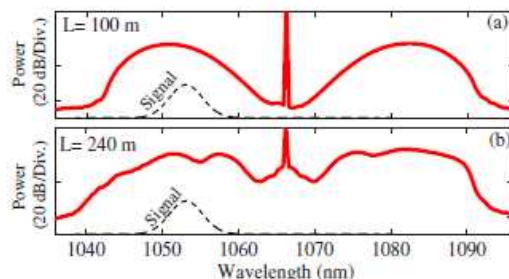


Fig. 5. (Color online) Spectra at (a) $z = 100$ m and (b) $z = 240$ m. The input signal spectrum in linear scale is represented by dashed curves in both figures.

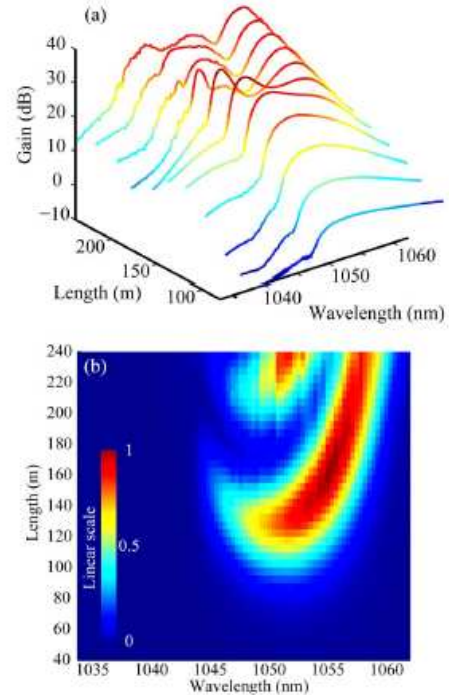


Fig. 6. (Color online) Evolution of (a) the spectral gain curve and (b) the spectrum as a function of the fiber length.

components experiencing the highest gain first saturate, which leads to a flattening of the gain curve [17]. Indeed, the contribution of the nonlinear phase mismatch term related to these waves increases and, in consequence, modifies the phase-matching relation. The maximum gain position is then redshifted. All our previous investigations were performed in the spectral domain, but it can be interesting to study the behavior in the time domain. Since chirped signals are amplified, all spectral distortions will be characterized by specific signatures in the temporal domain. Figure 7 represents the temporal characteristics of the pump and the signal before compression for different fiber lengths. The pump temporal trace was obtained by using a sharp spectral filter centered at λ_p with 0.6 nm of FWHM defined by a super-Gaussian function of order 20. The filter used for the signal was similar but centered at 1047 nm and with 34 nm bandwidth at FWHM. First of all, at the end of the linear regime (until about 100 m; see Fig. 7(a)), we see that the depletion of the pump is not uniform over the whole pulse duration. The pump pulse is strongly depleted locally where the signal power is maximum [see Fig. 7(b)]. By further propagating inside the fiber, we see in Fig. 7(c) that, at $z = 180$ m, the temporal dip in the pump nearly reaches zero. This temporal part of the signal (corresponding to its maximum) is then strongly saturated and cannot be further amplified. We expect that this is why, in Fig. 7(d) at $z = 240$ m, another part of the signal is locally amplified that leads to a second dip in the pump pulse. This second maximum in the temporal shape of the signal appears from 180 m, about the same length from which a second maximum started to grow in the spectral domain [Fig. 6(b)]. In order to check that there is a correlation between these second maxima in both domains, we represented in Fig. 8 the spectrogram of the stretched signal for different lengths. In

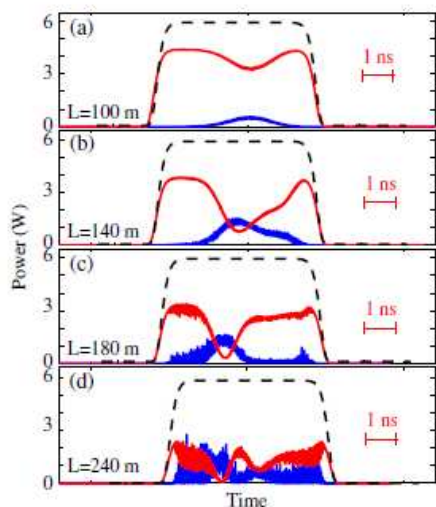


Fig. 7. (Color online) Temporal characteristics of the pump (broader solid red curve) and of the signal before compression (narrower solid blue curve) for different fiber lengths (a) 100, (b) 140, (c) 180, and (d) 240 m. The dashed curve represents the input pump pulse.

Figs. 8(a) and 8(b), in the linear regime, we indeed observe straight traces with a positive slope that is characteristic of a positive linear chirped pulses. The maximum of the signal in the time domain, as expected, corresponds to the maximum of the signal in the spectral domain (1053 nm). By further propagating into the fiber, the amplifier saturates, and the maximum of the signal is redshifted, as can be seen from Fig. 6. As a consequence, the maximum of the signal is also shifted toward the leading edge of the pump pulse because of the positive chirp of the signal [Fig. 8(c)]. It is important to note that the value of the chirp remains unchanged while the amplifier saturates. This feature is an important issue when the signal will be recompressed. The other interesting feature that can be seen from Fig. 8(c) is the appearance of two distinct noisy wave packets at $t = \pm 2$ ns of the maximum of the signal and centered at 1050 nm [see also in Fig. 8(d)]. They are mainly localized between 1045 and 1055 nm, where there is an important part of the signal components. They are then melted with the signal in the time domain and, as it seems that they are unchirped, they cannot be compressed and they will be located on the pedestal of the signal once it is compressed. This accumulation of noisy components will degrade the contrast of the signal. Finally, the recompressed signals are represented in Fig. 9 for different fiber lengths. We used the same sharp filter as in experiments and a perfect compression stage including the second- and third-order dispersion accumulated during the propagation inside the fiber to focus our attention on compression impairments due to the amplifier. In the linear regime [Figs. 9(a) and 9(b)], the signal is nearly perfectly recompressed. The slight disagreement with the original trace should be attributed to the fact that the gain curve is not perfectly flat. This discrepancy increases with the fiber length and we see that, at $z = 180$ m [Figs. 9(c)], the recompressed pulse starts to broaden and that, at $z = 240$ m [Figs. 9(d)], a clear second pulse appears. This was predicted by the spectra in Figs. 5 and 6 and by the spectrogram traces in Fig. 8. Nevertheless, with this efficient recompression stage, we obtained a maximum peak power of 9 kW at $L = 140$ m [Fig. 9(e)], which

corresponds to the limit of the linear regime [Fig. 3(a)]. This value must be compared to the peak power of the initial pulse (5.8 W). Assuming no distortion and a gain of 33.5 dB, the maximum peak power that we could expect would be about 12 kW, just 30% larger than the one we obtained. This highlights the fact that, in the linear regime, only a small amount of nonlinear phase is acquired during propagation. Afterward,

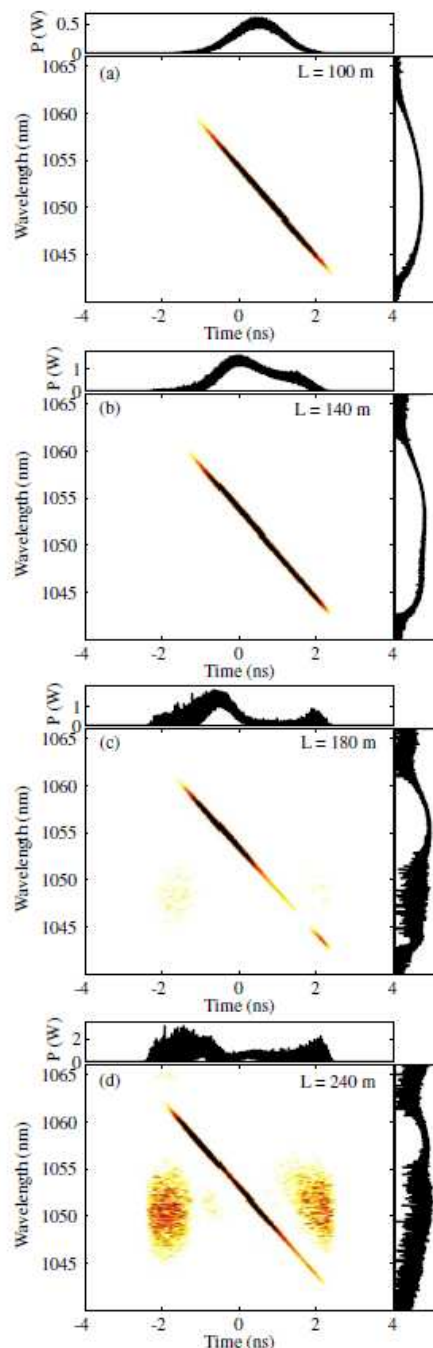


Fig. 8. (Color online) Spectrogram of the stretched signal for different fiber lengths of (a) 100, (b) 140, (c) 180, and (d) 240 m. The gate is a Gaussian with a duration of 50 ps at FWHM.

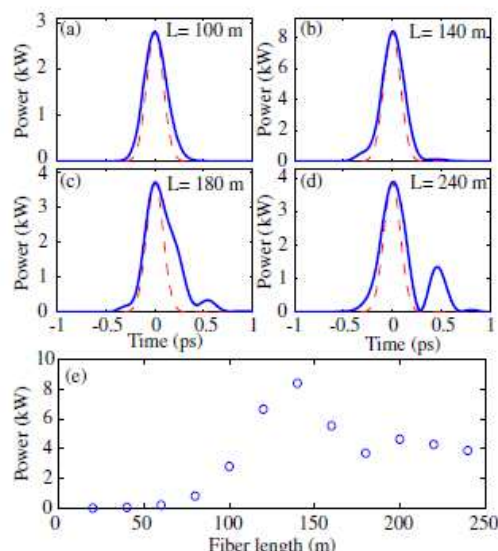


Fig. 9. (Color online) (a)–(d) Recompressed signals for different lengths. The input signal is represented by dashed curves and is normalized to the peak power of each signal. (e) Evolution of the peak power as a function of the fiber length.

the saturation leads to a decrease of the gain and also of an accumulation of additional nonlinear phase that leads to a lowering of peak powers. It is important to underline that the slope of the dispersion has a strong impact on the recompression efficiency. Here, we assume a perfect compensation of all dispersion orders, due to the stretcher or to the propagation inside the fiber. We numerically checked that neglecting the impact of the slope of the dispersion would lead to a dramatic broadening of the pulse, up to a few picoseconds. This should be taken into account when designing a FOPCPA setup. The evolution of the temporal contrast at 10 and 100 ps as a function of the fiber length is represented in Fig. 10. The value is obtained by measuring the distance between the floor of the noisy components, by averaging over ± 5 ps around 10 ps and ± 20 ps around 100 ps, and the maximum of the signal. In the linear regime, the contrast is very good and reaches about 68 dB. As expected from our previous analysis, it decreases as soon as the amplifier saturates and this degradation

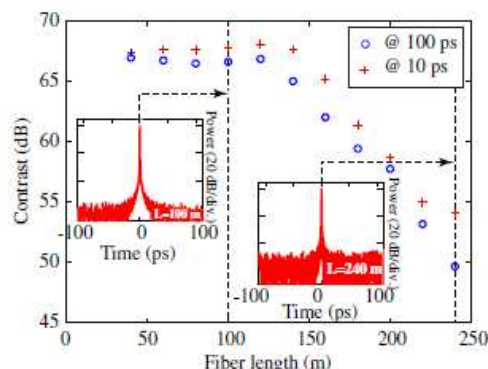


Fig. 10. (Color online) Evolution of the contrast at 10 and 100 ps from the peak of the signal. Insets at $z = 100$ m and $z = 240$ m represent the temporal trace of the recompressed signals in logarithmic scale.

is certainly due to the growth of unchirped noisy components, as shown by Fig. 8.

4. CONCLUSION

In conclusion, we have proposed a numerical and experimental study of a FOPCPA of chirped pulses. The FOPCPA system allows the amplification of femtosecond pulses located at $1 \mu\text{m}$ with a relatively high gain in energy of 35 dB and pulses recompressed to the same duration as the original ones (405 fs). A numerical study was developed in order to study the evolution of the spectrotemporal properties of the signal along the fiber. The linear and saturated regimes of this FOPCPA were clearly identified. We showed that it is of primary importance to force this kind of amplifier to operate in the linear regime if one wants to obtain high-quality output pulses, as in standard FOPAs. We also demonstrated that a high signal quality with 65 dB contrast can be combined with this high gain value. Working in the saturated regime did not increase the gain and only degraded the quality of the signal, which can lead to the formation of a second pulse that is very detrimental in laser-matter interaction experiments. We also showed that standard relations well established for monochromatic signals to calculate the amplification power gain can also be applied to estimate the gain in energy, as long as the amplifier does not saturate. Finally, this study gives important rules for designing FOPCPA systems capable of delivering pulses with much higher energy, in order to match with the requirements of high-power laser facility systems. We would like to point out that all these studies have been carried out on a specific FOPCPA configuration but conclusions can be extrapolated to other ones. To reach this goal, one has to design new optical fibers with larger mode field diameter in order to support higher pump energies, without changing the dispersion characteristics. This is under investigation and solid core photonic bandgap fibers [22] are interesting candidates.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partly supported by the French Ministry of Higher Education and Research, the Nord-Pas de Calais Regional Council, and the "Fonds Européen de Développement Régional" (FEDER) through the "Contrat de Projets Etat Région (CPER) 2007–2013," the "Campus Intelligence Ambiante" (CIA), the Conseil Régional d'Aquitaine, and the European Union (EU). Part of this work was performed under the auspices of the "Institut Lasers et Plasmas" (ILP).

REFERENCES

1. A. Dubietis, R. Butkus, and A. Piskarskas, "Trends in chirped pulse optical parametric amplification," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 163–172 (2006).
2. V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, and J. D. Zuegel, "5 Hz, >250 mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm," *Opt. Lett.* **30**, 1843–1845 (2005).
3. E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann, and H. Coic, "Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification," *Appl. Opt.* **46**, 8181–8187 (2007).
4. I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, and J. L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultra-high intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers," *Opt. Commun.* **144**, 125–133 (1997).

5. J. V. Rudd, R. J. Law, T. S. Luk, and S. M. Cameron, "High-power optical parametric chirped-pulse amplifier system with a 1.55 μm signal and a 1.064 μm pump," *Opt. Lett.* **30**, 1974–1976 (2005).
6. F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, "90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses," *Opt. Express* **14**, 12822–12827 (2006).
7. O. V. Chekhlov, J. L. Collier, I. N. Ross, P. K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C. N. Danson, D. Neely, P. Matousek, S. Hancock, and L. Cardoso, "35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system," *Opt. Lett.* **31**, 3665–3667 (2006).
8. O. Chalus, P. K. Bates, M. Smolarski, and J. Biegert, "Mid-IR short-pulse OPCPA with micro-Joule energy at 100 kHz," *Opt. Express* **17**, 3587–3594 (2009).
9. C. Erny, C. Heese, M. Haag, L. Gallmann, and U. Keller, "High-repetition-rate optical parametric chirped-pulse amplifier producing 1 mJ, sub-100-fs pulses in the mid-infrared," *Opt. Express* **17**, 1340–1345 (2009).
10. T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tunnermann, "Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power," *Opt. Lett.* **35**, 94–96 (2010).
11. L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay, and E. Hugonnot, "High-energy temporally shaped nanosecond-pulse master-oscillator power amplifier based on ytterbium-doped single-mode micro-structured flexible fiber," *Opt. Lett.* **36**, 734–736 (2011).
12. J. D. Zuegel, S. Borneis, C. Barty, B. LeGarrec, C. Danson, N. Miyanga, P. K. Rambo, C. LeBlanc, T. J. Kessler, A. W. Schmid, L. J. Waxer, J. H. Kelly, B. Kruschwitz, R. Jungquist, E. Moses, J. Britten, I. Jovanovic, J. Dawson, and N. Blanchot, "Laser challenges for fast ignition," *Fusion Sci. Technol.* **49**, 453–482 (2006).
13. M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, "Fiber optical parametric chirped-pulse amplification in the femtosecond regime," *Opt. Express* **14**, 2783–2790 (2006).
14. C. Caucheteur, D. Bigourd, E. Hugonnot, P. Szriftgiser, A. Kudlinski, M. Gonzalez-Herraez, and A. Mussot, "Experimental demonstration of optical parametric chirped pulse amplification in optical fiber," *Opt. Lett.* **35**, 1786–1788 (2010).
15. Y. Zhou, Q. Li, K. Cheung, S. Yang, P. Chui, and K. Wong, "All-fiber-based ultrashort pulse generation and chirped pulse amplification through parametric processes," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22**, 1330–1332 (2010).
16. D. Bigourd, L. Lago, A. Mussot, A. Kudlinski, J.-F. Gleyze, and E. Hugonnot, "High-gain fiber, optical-parametric, chirped-pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μm ," *Opt. Lett.* **35**, 3480–3482 (2010).
17. M. E. Marhic, *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices* (Cambridge University, 2008).
18. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic, 2007).
19. O. V. Sinkin, R. Holzlhner, J. Zweck, and C. R. Menyuk, "Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems," *J. Lightwave Technol.* **21**, 61–68 (2003).
20. T. Sylvestre, P. Dinda, H. Maillotte, E. Lantz, A. Moubissi, and S. Pitois, "Wavelength conversion from 1.3 μm to 1.5 μm in single-mode optical fibres using Raman-assisted three-wave mixing," *J. Opt. A* **2**, 132–141 (2000).
21. A. Mussot, E. Lantz, A. Durecu-Legrand, C. Simonneau, D. Bayart, T. Sylvestre, and H. Maillotte, "Zero-dispersion wavelength mapping in short single-mode optical fibers using parametric amplification," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 22–24 (2006).
22. A. Betourne, A. Kudlinski, G. Bouwmans, O. Vanvincq, A. Mussot, and Y. Quiquempois, "Control of supercontinuum generation and soliton self-frequency shift in solid-core photonic bandgap fibers," *Opt. Lett.* **34**, 3083–3085 (2009).

