



**HAL**  
open science

# Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde - Optimisation des performances des amplificateurs fibrés ultracourts.

Florent Guichard

► **To cite this version:**

Florent Guichard. Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde - Optimisation des performances des amplificateurs fibrés ultracourts.. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLO001 . tel-03270841

**HAL Id: tel-03270841**

**<https://pastel.hal.science/tel-03270841v1>**

Submitted on 25 Jun 2021

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

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

NNT : 2016SACLO001

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

ÉCOLE DOCTORALE N°572  
Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Par

**Florent GUICHARD**

Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde  
—  
Optimisation des performances des amplificateurs fibrés ultracourts

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 23 février 2016 :

Composition du Jury :

M Fabien BRETENAKER, LAC, Président du Jury  
M Ammar HIDEUR, CORIA, Rapporteur  
M Éric CORMIER, CELIA, Rapporteur  
Mme Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT, XLIM, Examinatrice  
M Marc HANNA, LCF, Directeur de thèse  
M Éric MOTTAY, Amplitude Systèmes, Invité







Thèse CIFRE préparée avec la société  
**Amplitude Systèmes**  
11 avenue de canteranne  
Cité de la Photonique  
33 600 Pessac



*À Michelle Lévêque.*



# Remerciements

Ce manuscrit est le fruit d'un travail de trois ans réalisé entre janvier 2013 et décembre 2015 dans le cadre d'une étroite collaboration entre le laboratoire Charles Fabry et la société Amplitude Systèmes. Pour m'avoir fait confiance tout au long de ce travail je remercie profondément MM. Patrick Georges et Éric Mottay.

Mes remerciements vont également aux membres du jury et en particulier à MM. Ammar Hideur et Éric Cormier d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également M. Fabien Bretenaker et Mme Agnès Desfarges-Berthelemot pour leur participation à ce jury.

La forte synergie entre le groupe Lasers du laboratoire Charles Fabry et Amplitude Systèmes s'est formalisée sous la forme du laboratoire commun DéFI (Développement Femtoseconde et Innovations) peu de temps avant mon arrivée. Au quotidien, la réussite de cette plateforme ne serait rien sans la présence de Marc Hanna pour le laboratoire et Yoann Zaouter côté société. Pour m'avoir supporté et encadré durant ces années je tiens à les en remercier sincèrement. Messieurs, vous êtes à ce travail ce qu'un pack de *huit-six* est à un festivalier : une source inépuisable de soutien et d'inspiration. Marc pour son soutien moral et scientifique. Yoann pour son efficacité et son exigence au cours des nombreuses expériences qui ont fait ce travail.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des membres de l'équipe Lasers pour avoir contribué quotidiennement à la réussite de ces travaux. Merci à l'ensemble des permanents du groupe : Patrick Georges, François Balembois, Frédéric Druon, Gaëlle Lucas-Leclin, Sylvie Janicot et Xavier Délen pour leur soutien et à l'énergie qu'ils déploient pour faire de Lasers une équipe de recherche stimulante et plaisante. Merci également à tous mes compagnons de galère que j'ai croisé au cours de ces trois dernières années. À Xavier Délen et Loïc Deyra pour m'avoir enseigné les rudiments de psychologie, essentiels à la survie d'un thésard (*Gamin, viens là que je t'explique un peu.*). Je garderai un excellent souvenir de nos recherches dans les bas fonds de l'institut et de la découverte d'une table de ping-pong ou encore des concours de lancer franc dans notre bureau, au grand dam de notre voisinage. Mon amitié va également à ceux arrivés plus récemment : Adrien Barbet, Paul Dumont, Aymeric Van de Walle, Guillaume Schimmel et Fabien Lesparre pour les repas Chez Gladines et les sorties mémorables en *dancing* et quelques voyages en conférence. Un énorme merci également à Julien Pouysegur, mon compère d'Amplitude, avec qui j'ai pu partagé les mêmes moments de doutes et de joie. Après un Master et une thèse en communs, nos chemins (géographiques) se séparent ici mais j'espère que nous pourrons continuer à collaborer encore en interne avec Amplitude, mais aussi à boire quelques bières en essayant de concevoir le système idéal. Un grand merci à la team Limougeaude : Jean-Thomas Gomez pour ses conseils nanards, Philippe Rigaud pour ses gâteaux et ses histoires étranges et Romain Baudouin (l'inventeur du CHLIP) pour sa bonne humeur et son humour.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans mentionner mes collègues d'Amplitude Systèmes avec lesquels j'aurai le plaisir de travailler désormais. Malgré des priorités industrielles croissantes, l'ensemble du personnel a toujours su trouver le temps nécessaire pour répondre à mes problèmes. Un grand merci à l'équipe R&D (Clemens Hönninger, Franck Morin, Martin Delaigue, Antoine Courjaud, ...) pour leur appui technique et scientifique. À Yannick Péafrini et à l'Opto-électronique pour avoir toujours trouver le temps de réparer un injecteur. À Emilie Crabos pour sa gentillesse et son support Sylob. À Guillaume Bedis et tout le département



électronique pour les préparations de cartes électroniques. À Nicolas Bonnett pour ses mis à jours sur les derniers ragôts ou encore à Romain Fourcade et toute l'équipe Tangerine pour mes nombreuses demandes de matériel.

Je remercie chaleureusement mes parents, Francette & Claude Guichard, ainsi que toute ma famille pour leur aide et soutien. Un grand merci à Arnaud, Leslie & Mia Guichard-Gesson, Fabien, Charlotte, Zolla, Louison, Marius & Céleste Guichard-Bely mais aussi à Jacques & Michelle Guichard et Régis & Claudette Taunay.

Je remercie de tout cœur mes amis pour leur patience et leur soutien pendant ces années. Merci à Gauthier Barbotin, Florent Wascowiski, Maxime Delacroix, Antoine Perrin, Romain Brunet, Vincent Treillard, Thomas Bourgade, Sylvain Seronie et Adrien Cabioch. Je remercie également Max Ohayon & Léna Bassel, Pierre Deslandes & Alizée Mareczko pour leur accueil lors de mes nombreux passages sur Bordeaux.

Enfin, je remercie profondément Aésane Piconel pour son accompagnement quotidien, son amour et son soutien sans faille au cours de ses trois années.





# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>13</b>
<b>I Montée en énergie des amplificateurs fibrés à dérive de fréquence</b>	<b>17</b>
<b>I Amplification d'impulsions courtes dans les fibres</b>	<b>19</b>
1 Propagation d'impulsions courtes dans les fibres	20
1.1 Équation non-linéaire de Schrödinger	20
1.2 Équivalence temps-fréquence	21
1.3 Dispersion chromatique	21
1.4 Non-linéarités optiques d'ordre 3	24
2 Techniques d'amplification d'impulsions courtes dans les fibres	29
2.1 Amplification à dérive de fréquence	29
2.2 Effets non-linéaires en régime de dérive de fréquence	31
2.3 Gestion des effets non-linéaires	32
3 Combinaison cohérente femtoseconde d'amplificateurs fibrés	40
3.1 Addition cohérente d'impulsions courtes	40
3.2 Systèmes de combinaison d'impulsions ultracourtes	45
4 Conclusion	51
<b>II Combinaison cohérente passive d'amplificateurs à dérive de fréquence</b>	<b>53</b>
1 Amplification à dérive de fréquence par division temporelle	54
1.1 Transposition du dispositif en régime à dérive de fréquence	54
1.2 Système à $N=4$ répliques temporelles	58
1.3 Optimisation du dispositif pour $N=2$ répliques	65
2 Architecture multidimensionnelle passive	68
2.1 Compensation des effets de saturation pour $N=4$ répliques	68
2.2 Schéma à deux fibres	70
3 Architectures temporelles au-delà de l'énergie de saturation	75
3.1 Système actif	75
3.2 Divisions temporelles passives et modulation d'amplitude	76
3.3 Fonctionnement au-delà de l'énergie de saturation	79
4 Conclusion	81
<b>II Réduction des durées d'impulsions des amplificateurs fibrés CPA</b>	<b>83</b>
<b>III Amplification large bande en régime à dérive de fréquence</b>	<b>85</b>
1 Génération et amplification d'impulsions courtes dans les fibres	86
1.1 Amplification parabolique	86
1.2 Mise en forme spectrale en régime à dérive de fréquence	88
1.3 Combinaison cohérente spectrale : synthèse d'impulsions	90
2 Combinaison cohérente spectrale d'amplificateurs à dérive de fréquence	93

2.1	Amplificateur CPA linéaire à fort gain . . . . .	93
2.2	Montée en énergie du dispositif . . . . .	102
3	Mise en forme spectrale dans un amplificateur à fibre ultracourt . . . . .	108
3.1	Mise en forme par amplification . . . . .	108
3.2	Amplification large bande par apodisation spectrale . . . . .	112
4	Conclusion . . . . .	119
<b>IV</b>	<b>Montée en énergie des systèmes de post-compression</b>	<b>121</b>
1	Post-compression d'impulsions femtoseconde . . . . .	122
1.1	Élargissement non-linéaire . . . . .	122
1.2	Compression . . . . .	122
1.3	Choix du guide d'onde . . . . .	123
2	Architecture de combinaison passive adaptée à la post-compression . . . . .	126
2.1	Dispositif spatio-temporel passif . . . . .	126
2.2	Facteurs influant sur l'efficacité de combinaison . . . . .	131
2.3	Conclusion . . . . .	137
3	Fibre Kagomé à cœur creux . . . . .	139
3.1	Guides optiques à cœur creux . . . . .	139
3.2	Démonstration expérimentale . . . . .	142
3.3	Conclusion . . . . .	146
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>149</b>
	<b>Liste des publications de l'auteur</b>	<b>153</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>157</b>

# Introduction générale

Les impulsions femtoseconde ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) sont parmi les événements physiques les plus courts générés aujourd'hui. Leurs durées extrêmes permettent de sonder la matière à des échelles de temps inaccessibles il y a quelques décennies ou encore de l'ablater sans échauffement. À l'origine de ces bouleversements, les lasers ultracourts ont su trouver une place de choix dans un grand nombre d'applications scientifiques ou industrielles. Leur essor a en effet permis de révolutionner la métrologie optique de fréquence, couronné par le prix Nobel de physique en 2005, ainsi que l'usinage de précision à des échelles micro- ou nanométriques.

En concentrant fortement l'énergie lumineuse dans le temps, ces impulsions donnent également accès à des puissances instantanées considérables. L'énergie contenue dans une impulsion et sa puissance crête sont ainsi des paramètres clefs d'un laser femtoseconde. Ils définissent la faisabilité d'un procédé ou d'une expérience puisqu'ils déterminent l'amplitude du champ électromagnétique et donc son impact sur une cible.

Pour l'ensemble des applications visées, la fréquence de répétition de ces impulsions joue également un rôle croissant. Elle fixe par exemple la vitesse d'exécution du procédé et induit une plus forte rentabilité et compétitivité au niveau industriel. Aussi, à des fins de recherche, elle permet une augmentation du rapport signal sur bruit ou une accumulation plus rapide des données statistiques d'une expérience.

Durée, énergie et cadence forment ainsi les paramètres indispensables à la définition d'un laser ultracourt. Quelle que soit l'architecture envisagée, il est à l'heure actuelle impossible de trouver un compromis regroupant les meilleures performances de ces trois paramètres. Des énergies supérieures au joule pour des durées inférieures à 30 fs [Jeong 14] peuvent être ainsi atteintes à l'aide de cristaux massifs de saphir dopés aux ions titanes, mais à des cadences de seulement un tir toutes les minutes. À l'opposé, les fibres optiques [Eidam 10] ou des architectures sophistiquées à base de cristaux (disques minces ou encore slab) [Russbueldt 09] dopées aux ions terre rare (et particulièrement avec l'ytterbium) peuvent être utilisées à des cadences allant de  $0.1 < F_R < 10 \text{ MHz}$ , mais à chaque fois avec une énergie  $E < 100 \mu\text{J}$  ou une durée  $\Delta t > 700 \text{ fs}$ . Ce compromis entre les différents paramètres est en fait lié à une augmentation de la puissance moyenne ( $P_{moyen} = E \times F_R$ ) extraite du milieu amplificateur. La fraction d'énergie perdue (défaut quantique) au cours du processus de pompage et dissipée dans le milieu à gain est à chaque fois à l'origine d'une augmentation de la température au cœur du milieu actif. Celle-ci est alors responsable d'une dégradation des performances optiques (spatiales et temporelles) du laser. Dans les systèmes à cristaux massifs, la faible surface d'échange avec l'extérieur en comparaison du volume chauffé limite le refroidissement et donc la montée en puissance moyenne de ces systèmes. Pour monter le taux de répétition du laser, il est alors nécessaire de recourir à des architectures complexes (slab) ou des systèmes de refroidissement encombrants (cryogénie).

Les fibres optiques, au contraire, disposent intrinsèquement d'une importante surface d'échange, les rendant peu sensibles à la puissance apportée et extraite du milieu amplificateur. À ce titre, les amplificateurs à fibre sont devenus une technologie majeure dans le paysage des lasers de puissance [Richardson 10]. Ils cumulent en effet de nombreux avantages leur permettant d'être l'outil idéal dans beaucoup d'applications. La géométrie double gaine autorise par exemple le pompage par des diodes de puissances et permet une excellente conversion de leur

rayonnement vers le mode transverse fondamental. Dopées à l'ytterbium, les fibres optiques possèdent également un faible défaut quantique. Pompées à 915 ou 976 nm, elles émettent principalement autour de 1030 nm. La faible différence d'énergie entre les photons de pompe et de signal réduit ainsi l'échauffement du milieu. L'ensemble de ces propriétés a contribué au développement de sources lasers monomodes de plusieurs kilowatts en régime continu<sup>1</sup>.

Parfaitement adaptées aux lasers de puissances, les fibres optiques souffrent cependant de nombreux inconvénients en régime impulsionnel. Pour guider un faisceau, leur géométrie impose nécessairement un fort confinement du champ électrique par rapport aux amplificateurs à cristaux massifs. À une énergie modeste, de fortes intensités peuvent être atteintes. La forte interaction du champ optique avec la matière et les grandes longueurs de propagation favorisent alors l'apparition d'effets non-linéaires. Et ceux-ci sont le plus souvent néfastes au bon fonctionnement d'un amplificateur ultracourt. Détériorant les caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion, ils peuvent dans le pire des cas aller jusqu'à endommager irrémédiablement le système.

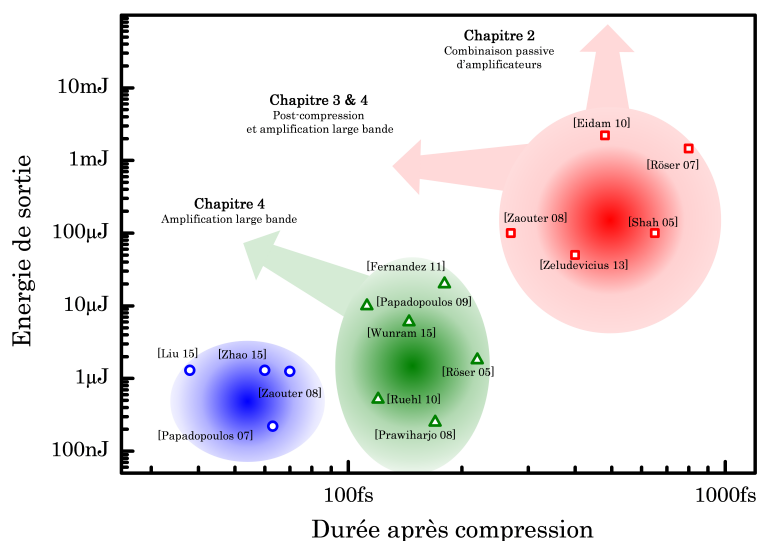


FIGURE 1: État de l'art des amplificateurs à fibre femtoseconde en terme d'énergie et de durée. Les différentes flèches indiquent les axes de développement des chapitre de ce manuscrit. Bleu : amplificateurs paraboliques, vert : amplificateurs CPA faible gain (basse énergie), rouge : amplificateurs CPA fort gain (haute énergie).

Pour réduire l'intensité dans le cœur de fibre, deux approches sont possibles. La première consiste à redistribuer temporellement l'énergie de l'impulsion (amplification à dérive de fréquence). Cet allongement de la durée ne peut être arbitraire et est ultimement limité par l'encombrement et le coût des arrangements optiques nécessaires. La deuxième approche vise quant à elle à augmenter le rayon de cœur de la fibre. Au prix d'efforts technologiques importants pour conserver une propagation monomode, le diamètre des fibres est passé de 7 μm à plus de 100 μm. Couplé à l'amplification à dérive de fréquence, l'énergie de sortie des systèmes fibrés est passée, en quelques années, de quelques μJ à plus de 2 mJ [Eidam 11a].

Pour augmenter davantage les performances (énergie et puissance moyenne) des amplificateurs fibrés, il est nécessaire de recourir à une parallélisation du système d'amplification. L'idée initiale consiste à développer indépendamment un nombre  $N$  d'amplificateurs identiques. Une fois leurs limites atteintes, ils sont combinés un à un jusqu'à obtenir un faisceau unique dont les performances en terme d'énergie et de puissance moyenne sont augmentées au maximum d'un facteur  $N$ . Cependant, si on veut conserver la cohérence spatiale et temporelle du faisceau, il est nécessaire de procéder à une mise en phase de tous les systèmes, l'ensemble formant alors un interféromètre. Ce principe de combinaison cohérente largement développé en régime

1. Gamme YLS, [www.ipgphotonics.com](http://www.ipgphotonics.com).

continu et nanoseconde n'a été élargi au régime femtoseconde que très récemment. Comme tout interféromètre, l'efficacité du processus n'est maximale que si les propriétés des faisceaux à combiner sont identiques. Les fibres optiques sont donc d'excellents candidats. Leur intégration dans des architectures simples ne nécessitant qu'un ou deux passages, les forts gains disponibles et leurs excellentes qualités spatiales permettent une mise en œuvre rapide. Depuis les premières démonstrations expérimentales en régime femtoseconde en 2010 [Seise 10, Daniault 11a], ces dispositifs de combinaison ont permis d'égaliser, et même de dépasser, les performances obtenues avec un système unique.

Pourtant, jusqu'à présent les efforts se sont portés sur la mise en place de systèmes dits actifs, car nécessitant une mesure de la phase relative ainsi qu'une rétroaction pour maintenir une interférence constructive durable. À la complexification de l'ensemble s'ajoute alors la nécessité de développer une électronique de contrôle souvent complexe (bande passante, saturation, réponse à une forte perturbation). Cet aspect est d'ailleurs un frein important à l'industrialisation de ces systèmes. Le fort développement de sources femtoseconde de niveau industriel a en effet resserré les contraintes et les exigences des utilisateurs, demandeurs de systèmes fiables et robustes. Une voie intéressante dans cette direction est l'utilisation de dispositifs de combinaison dits passifs, c'est-à-dire où la mise en phase est assurée par le dispositif lui-même, sans intervention extérieure. Malgré quelques démonstrations expérimentales [Zhou 07, Daniault 11b], de nombreux développements sont encore possibles notamment en régime à dérive de fréquence. Ce premier aspect, visant à poursuivre la montée en énergie des systèmes fibrés à l'aide de dispositifs passifs de combinaison constitue notre premier axe de développement (chapitre 2).

Notre deuxième axe de recherche se focalise quant à lui sur la réduction de la durée des amplificateurs fibrés. Bien que l'addition cohérente de champs optiques femtoseconde ait engendré une augmentation simultanée de l'énergie et de la puissance moyenne des systèmes ultracourts, aucun effort ne s'est en effet porté sur la diminution des durées d'impulsions. D'une largeur de 40 nm, la bande de gain de l'Yb :verre est en effet l'une des plus larges dans la famille des matrices dopées ytterbium, permettant la génération d'impulsions femtoseconde de moins de 30 fs en sortie d'oscillateur [Zhou 08].

Par contre, une fois amplifiée, cette durée est considérablement allongée, atteignant des valeurs comprises entre 150 et 800 fs. Comme pour tout milieu actif, la bande de gain de l'Yb :verre est non-constante, la dépendance exponentielle du gain du milieu dopé accentue alors toute différence d'amplitude entre deux composantes spectrales. À mesure de sa propagation et du gain accumulé dans l'amplificateur, le spectre d'une impulsion s'effondre sur lui-même, ce qui allonge nécessairement la durée d'impulsion. Ce phénomène de rétrécissement spectral par le gain est propre à tous les milieux amplificateurs. La figure 1 répertorie différentes sources fibrées existantes en fonction de leur énergie et de leur durée. Trois zones se distinguent alors. Dans la première, des impulsions sub-100 fs peuvent être obtenues dans des amplificateurs paraboliques (zone bleue) où le gain dépasse rarement 30 dB [Papadopoulos 07, Zaouter 08b, Zhao 14, Liu 15]. Dans ce cas, les énergies de sortie vont rarement au delà de 1  $\mu$ J. Dans la seconde zone (zone verte), il est nécessaire d'introduire une dérive de fréquence pour étirer l'impulsion et accroître l'énergie. De là, des énergies  $1 < E < 20 \mu$ J peuvent être atteintes pour des gains de 30 à 50 dB. La durée des impulsions excède alors 120 fs [Röser 05, Papadopoulos 09, Fernández 09, Ruehl 10, Wunram 15]. Enfin, la troisième et dernière zone nécessite d'augmenter davantage le gain du milieu amplificateur. Il devient alors nécessaire d'accroître l'aire de la fibre. Dans ce cas, des énergies de plus de 50  $\mu$ J peuvent être atteintes. Mais avec un gain compris  $50 < G < 80$  dB, la durée des impulsions passe de 150 fs à généralement plus de 300 fs [Shah 05, Röser 07, Zaouter 08a, Eidam 11a, Želudevičius 13]. Cet aspect est traité dans le chapitre 3.

Lorsque la limite des différentes zones est atteinte, une dernière étape consiste à élargir non-linéairement le spectre de l'impulsion amplifiée et préalablement comprimée (post-compression). Pour cela, les guides d'onde sont les objets les plus adéquats car ils permettent



d'obtenir les intensités nécessaires à cet élargissement. Suivant l'énergie de l'impulsion incidente des guides à cœur solide ou creux peuvent être utilisés, mais ceux-ci ne permettent pas de couvrir continument la gamme d'énergie accessible ( $1\mu\text{J} < E < 2\text{ mJ}$ ) par les systèmes femtoseconde fibrés. Ce dernier point est abordé dans le quatrième et dernier chapitre.

C'est donc dans cette problématique d'augmentation des performances (durée, énergie, puissance moyenne) des amplificateurs fibrés ultracourts que s'inscrit ce travail de thèse. Le présent manuscrit est composé de deux parties.

- La première partie est consacrée à la montée en énergie des amplificateurs fibrés à dérive de fréquence. Après un bref rappel des phénomènes sous-jacents et des techniques existantes (chapitre 1), nous détaillons la mise en place de dispositifs expérimentaux de combinaison cohérente passive (chapitre 2). Adaptés aux systèmes à dérive de fréquence, nous étudions la montée en énergie de ceux-ci ainsi que les limites rencontrées. Nous proposons alors différentes solutions pour permettre une nouvelle augmentation des performances énergétiques.
- La deuxième partie se concentre sur la réduction de la durée des systèmes à dérive de fréquence. Nous nous concentrons dans un premier temps sur la réduction de la durée directement en sortie d'amplificateurs à dérive de fréquence (chapitre 3). Un procédé de combinaison cohérente spectrale est alors utilisé pour réduire le rétrécissement spectral par le gain. Une autre méthode de réduction de la durée d'impulsion amplifiée, basée sur une mise en forme spectrale, est également mise en œuvre. Enfin, nous étudions la montée en énergie de techniques de post-compression (chapitre 4).

Première partie

Montée en énergie des amplificateurs  
fibrés à dérive de fréquence



# Chapitre I

## Amplification d'impulsions courtes dans les fibres

### Objectifs

---

Ce chapitre introduit, dans un premier temps, les concepts théoriques essentiels à la description de la propagation d'impulsions courtes dans les fibres optiques. Dans un second temps, nous décrivons les problématiques liées à l'amplification d'impulsions femtoseconde et les différentes stratégies adoptées pour les contourner dans un amplificateur unique. La dernière partie est quant à elle consacrée à la parallélisation de l'étage d'amplification, ultime moyen d'augmenter les performances énergétiques des amplificateurs à fibre.

### Sommaire

---

<b>1 Propagation d'impulsions courtes dans les fibres</b> . . . . .	<b>20</b>
1.1 Équation non-linéaire de Schrödinger . . . . .	20
1.2 Équivalence temps-fréquence . . . . .	21
1.3 Dispersion chromatique . . . . .	21
1.4 Non-linéarités optiques d'ordre 3 . . . . .	24
1.4.1 Auto-modulation de phase . . . . .	24
1.4.2 Modulation de phase croisée . . . . .	26
<b>2 Techniques d'amplification d'impulsions courtes dans les fibres</b> . . .	<b>29</b>
2.1 Amplification à dérive de fréquence . . . . .	29
2.1.1 Principe . . . . .	29
2.1.2 Couple étireur-compresseur . . . . .	30
2.2 Effets non-linéaires en régime de dérive de fréquence . . . . .	31
2.3 Gestion des effets non-linéaires . . . . .	32
2.3.1 Fibres dopées à large aire modale . . . . .	32
2.3.2 Réduction de la longueur de fibre . . . . .	35
2.3.3 Compensation de la phase non-linéaire . . . . .	37
<b>3 Combinaison cohérente femtoseconde d'amplificateurs fibrés</b> . . . . .	<b>40</b>
3.1 Addition cohérente d'impulsions courtes . . . . .	40
3.1.1 Efficacité du processus . . . . .	41
3.1.2 Division et combinaison . . . . .	44
3.2 Systèmes de combinaison d'impulsions ultracourtes . . . . .	45
3.2.1 Systèmes actifs . . . . .	45
3.2.2 Systèmes passifs . . . . .	47
<b>4 Conclusion</b> . . . . .	<b>51</b>

---

# 1 Propagation d'impulsions courtes dans les fibres

Cette section introduit le formalisme mathématique nécessaire à la compréhension des concepts fondamentaux mis en jeu lors de la propagation d'impulsions courtes dans une fibre monomode. Un grand nombre d'ouvrages faisant état des différents phénomènes physiques observés tout au long de cette thèse, ceux-ci ne sont présentés que succinctement.

## 1.1 Équation non-linéaire de Schrödinger

Le champ électrique d'une impulsion électromagnétique (Fig. I.1), polarisée linéairement et oscillant dans une fibre à la pulsation  $\omega_0$ , peut s'exprimer sous la forme :

$$E(x, y, z, t) = F(x, y) \cdot A(z, t) \cdot e^{i(\omega_0 t - \beta_0 z)} . \quad (\text{I.1})$$

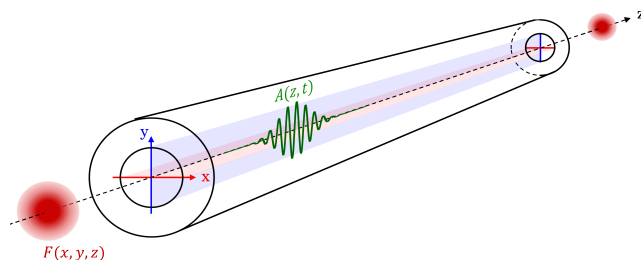


FIGURE I.1: Impulsion polarisée linéairement suivant  $y$  se propageant dans une fibre optique.

Cette relation regroupe les contributions spatiale  $F$  et temporelle  $A$  du champ, qui sont toutes deux des complexes.  $\beta_0 = n_0 \frac{\omega_0}{c}$  correspond à la constante de propagation du champ dans la fibre. Sous cette forme, les profils transverse et temporel de l'onde sont supposés indépendants. En effet dans une fibre, la condition de guidage optique permet de considérer que le profil spatial est indépendant de la distance  $z$  parcourue.

Ce champ est solution des équations de Maxwell et de l'équation d'onde qui en découle. Dans l'espace réciproque celle-ci prend la forme (équation de Helmholtz) :

$$\Delta \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k^2 \tilde{E} = 0 , \quad (\text{I.2})$$

où  $\tilde{E}$  représente la transformée de Fourier de  $E$ ,  $\varepsilon(\omega)$  est la constante diélectrique du matériau et  $k = \omega/c$  le nombre d'onde. L'indépendance des contributions spatiale et temporelle permet de traiter la résolution de l'équation (I.2) comme un système d'équations découplées. Les modes guidés, solution de la partie spatiale du champ, sont ainsi déterminés en résolvant l'équation :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left( \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2(\omega) \right) F = 0 . \quad (\text{I.3})$$

L'équivalent temporel de l'équation (I.3) permet de décrire l'évolution du profil temporel et les déformations qu'il acquiert au cours de sa propagation et est communément appelé équation non-linéaire de Schrödinger [Agrawal 00]. Sous sa forme complète, elle rend compte des phénomènes de dispersion à tous les ordres, de gain/perte mais aussi des contributions non-linéaires comme l'effet Raman et celles liées à l'effet Kerr, comme l'auto-modulation de phase et l'auto-raïdissement. Dans les cas que nous étudions, au vu des largeurs spectrales ( $\Delta\lambda < 15$  nm) et des intensités considérées, il est raisonnable de simplifier cette équation sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{g}{2} A = i\gamma |A|^2 . \quad (\text{I.4})$$

Avec :

$A(z, t)$  : amplitude temporelle de l'impulsion.

$\beta_n(\omega)$  : deuxième et troisième ordre de dispersion correspondant au développement limité de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  autour de la fréquence centrale  $\omega_0$  de l'impulsion ( $\text{ps}^n \cdot \text{m}^{-1}$ ).

$g$  : gain linéique ( $\text{m}^{-1}$ ).

$\gamma$  : coefficient non-linéaire de la fibre ( $\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ).

Malgré toutes ces simplifications, cette équation permet de retranscrire la grande majorité des comportements expérimentaux observés dans ce manuscrit. Les simulations numériques de propagation présentées dans le reste de ce travail sont ainsi toutes réalisées à partir de l'équation (I.4).

## 1.2 Équivalence temps-fréquence

Comme toute onde, une onde électromagnétique peut être décrite dans un espace réciproque. À la description de  $A$  dans le domaine temporel correspond ainsi une description  $\tilde{A}$ , dont la variable conjuguée est  $\nu = \omega/2\pi$ , dans l'espace réciproque ou fréquentiel. La correspondance entre l'une et l'autre de ces descriptions se fait au travers d'une transformée de Fourier :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t) e^{i\omega t} dt . \quad (\text{I.5})$$

De cette relation, les amplitudes temporelle et spectrale sont alors écrites de manière analogue sous la forme d'une grandeur complexe de phase  $\varphi$  et  $\psi$  :

$$A(z, t) = \sqrt{P(z, t)} e^{i\varphi(z, t)} \xleftrightarrow{TF} \tilde{A}(z, \omega) = \sqrt{S(z, \omega)} e^{i\psi(z, \omega)} , \quad (\text{I.6})$$

où  $P$  et  $S$ , respectivement la puissance instantanée et le spectre, sont des grandeurs mesurables expérimentalement<sup>1</sup>. La connaissance, dans l'un des espaces, de l'amplitude et de la phase de l'onde associée permet ainsi une description complète du champ électrique.

Par transformée de Fourier, un terme de phase temporelle ou spectrale aura nécessairement des répercussions dans le domaine opposé. L'enveloppe temporelle, mais aussi la phase temporelle, sont ainsi susceptibles de varier sous l'effet d'un terme de phase  $\psi(\omega)$ . Pour mesurer ces changements, on détermine usuellement la durée  $\Delta t$  de l'impulsion, prise à mi-hauteur. Celle-ci est minimale si  $\psi(\omega) = \text{cste}$ , l'impulsion est dite alors limitée par transformée de Fourier.

Les durées accessibles par des impulsions courtes permettent de fortement concentrer l'énergie lumineuse dans le temps. Ceci permet d'avoir accès à des puissances instantanées remarquables dont le maximum de  $P(t)$  correspond à la puissance crête  $P_{\text{crête}}$  de l'impulsion. Dans le cas d'une fibre optique, les puissances crêtes accessibles sont généralement plus faibles que celles obtenues à l'aide d'autres technologies, en particulier à cause des fortes intensités obtenues dans le cœur de la fibre et des non-linéarités associées aux fortes puissances crêtes. La puissance crête délivrée par un système fibré est ainsi généralement faible en comparaison de systèmes à cristaux massifs et c'est notamment sur son augmentation que se concentre l'ensemble des efforts technologiques.

## 1.3 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique associée à un signal large bande est un phénomène linéaire important dans le cas de la propagation d'impulsions courtes. En effet, sous l'effet d'une phase  $\psi(\omega)$ , la durée de l'impulsion peut évoluer et affecter sa puissance crête, ce qui peut nuire aux performances des systèmes fibrés. Comme nous le verrons par la suite, son utilisation est toutefois indispensable pour obtenir de hautes énergies en sortie d'amplificateur.

1. Les limitations des différents appareils de mesure ne permettent qu'une mesure de la puissance moyenne du faisceau impulsionnel. La puissance instantanée nécessite, en plus, la connaissance du profil temporel.

## Origine de la dispersion

La réponse d'un milieu à une excitation électromagnétique est caractérisée par l'apparition d'une polarisation induite  $\mathbf{P}$ , conséquence de la réponse des électrons du milieu sous l'effet du champ  $\mathbf{E}$ . Classiquement, en traitant l'électron comme oscillant dans un potentiel supposé harmonique en première approximation, on peut exprimer la polarisation sous la forme :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} . \quad (\text{I.7})$$

Avec :

$\varepsilon_0$  : la permittivité du vide.

$\chi$  : la susceptibilité du matériau, caractéristique de l'amplitude du déplacement électronique sous une excitation à la fréquence  $\omega$ .

Comme pour tout système oscillant, le mouvement électronique est dépendant de la fréquence excitatrice et devient d'autant plus important dès lors que celle-ci approche de la fréquence de résonance du système<sup>1</sup>. Une onde électromagnétique se propageant dans un milieu est donc affectée différemment suivant sa fréquence, d'où la dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction, qui loin de toute résonance électronique, s'exprime :

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \Re e(\tilde{\chi}(\omega)) . \quad (\text{I.8})$$

On comprend donc qu'en se propageant dans un milieu, le contenu spectral d'une impulsion courte va être affecté. En effet, la vitesse de phase  $v_\phi = c/n(\omega)$  différente pour chaque composante spectrale introduit un déphasage entre celles-ci. Ce déphasage est alors responsable d'une dispersion temporelle du contenu spectral. Pour rendre compte des effets dispersifs, on peut procéder à un développement en série de Taylor, autour de la fréquence centrale de l'impulsion  $\omega_0$ , de la constante de propagation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots , \end{array} \right. \quad (\text{I.9a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta_k = \left( \frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right)_{\omega=\omega_0} . \end{array} \right. \quad (\text{I.9b})$$

$\beta_1(z)$  (ps.m<sup>-1</sup>) : inverse de la vitesse de groupe de l'impulsion.

$\beta_2(z)$  (ps<sup>2</sup>.m<sup>-1</sup>) : dispersion de vitesse de groupe.

$\beta_n(z)$  (ps<sup>n</sup>.m<sup>-1</sup>) : dispersion d'ordre  $n$ .

Ce développement permet ainsi de rendre compte de la contribution de la dispersion à différents ordres. Le poids de chacune de ces contributions étant d'autant plus faible que la puissance est élevée, on négligera en pratique les termes de phase d'ordres supérieurs à 3 dès lors que la largeur spectrale de l'impulsion est  $\Delta\lambda < 15$  nm.

## Conséquence sur la propagation d'impulsions courtes

En ne tenant compte que des effets de dispersion, l'équation (I.4) est alors linéaire en  $A$ . On peut ainsi l'exprimer simplement dans l'espace réciproque comme une équation différentielle du premier ordre en  $z$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + i \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{A} + i \frac{1}{6} \beta_3 \omega^3 \tilde{A} = 0 , \quad (\text{I.10})$$

dont la solution s'écrit :

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

1. Dans le modèle de l'électron élastiquement lié, la fréquence propre du système est introduite arbitrairement comme la fréquence  $\omega = E_t/\hbar$  correspondant à la transition électronique d'énergie  $E_t$ .

Dans le domaine fréquentiel, la dispersion ne modifie donc pas le spectre de l'impulsion mais est à l'origine d'un terme de phase, conséquence du déphasage lié aux différentes vitesses de phase de chacune des composantes spectrales. Dans le domaine temporel, par contre, le profil de l'impulsion  $P$  et sa phase  $\varphi$  sont affectés par ce terme de phase spectrale. Pour rendre compte de son impact dans le domaine temporel, il est plus intuitif de regarder le délai de groupe  $T(\omega)$ , assimilable au retard après propagation, d'une composante fréquentielle par rapport à la fréquence centrale  $\omega_0$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} T(\omega) = \frac{\partial \psi}{\partial \omega}(z, \omega) , \end{array} \right. \quad (\text{I.12a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{2n}(\omega) = \frac{1}{(2n-1)!} \beta_{2n} \omega^{2n-1} , \end{array} \right. \quad (\text{I.12b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{2n+1}(\omega) = \frac{1}{2n!} \beta_{2n+1} \omega^{2n} . \end{array} \right. \quad (\text{I.12c})$$

Ainsi, une phase spectrale d'ordre pair, introduit un délai  $T_{2n}(\omega)$  strictement monotone entre chaque composante spectrale. Le retard acquis par chaque composante est proportionnel à son écart à  $\omega_0$ . Temporellement, cela se traduit par un allongement symétrique du profil temporel (Fig. I.2) et donc par une diminution de la puissance crête.

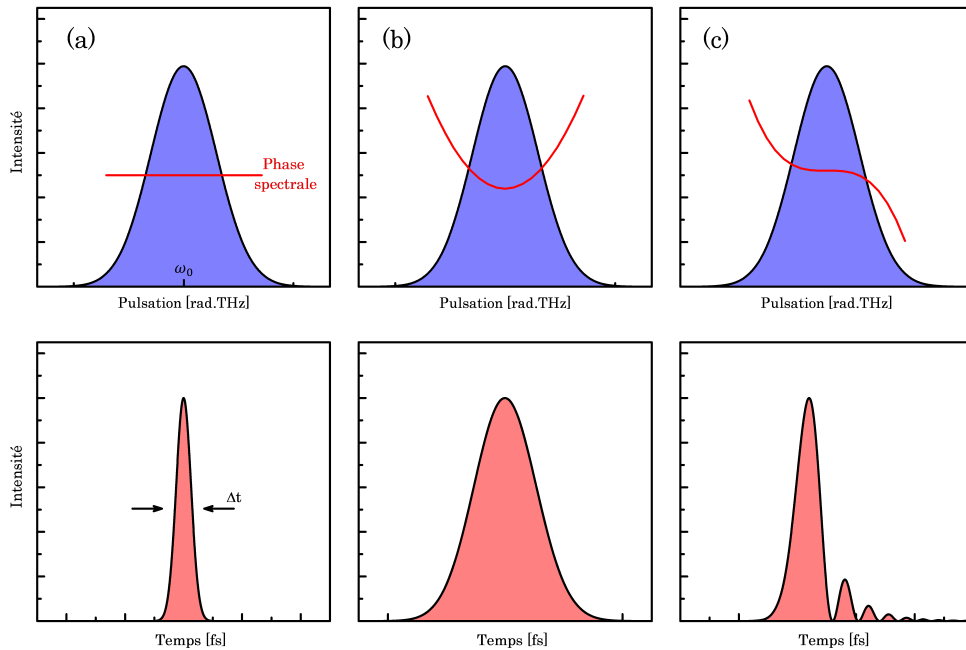


FIGURE I.2: Impact de la dispersion sur le profil temporel d'une impulsion. Impulsion limitée par transformée de Fourier (a), après propagation dans un milieu dispersif d'ordre 2 (b), et d'ordre 3 (c).

Les effets de la dispersion du troisième ordre (Fig. I.2), et plus généralement d'ordre impair, peuvent être expliqués de manière similaire. Le retard  $T_{2n+1}(\omega)$  introduit peut alors être identique pour des composantes symétriques par rapport à la fréquence centrale, provoquant des oscillations de battement entre les fréquences différentes arrivant au même instant. L'impulsion devient donc modulée temporellement, comme illustré sur la figure I.2 pour une phase d'ordre 3.

De manière générale, la dispersion accumulée au cours de la propagation contribue à déformer le profil temporel d'une impulsion, notamment en allongeant sa durée et en réduisant donc sa puissance crête. Les effets de la dispersion sont bien entendu réversibles, quelque soit l'ordre de dispersion. La propagation de l'impulsion dans un milieu ou un système optique tel que  $T'(\omega) = -T(\omega)$  permet d'annuler la contribution de chacun des ordres et de retrouver la durée initiale de l'impulsion.



## 1.4 Non-linéarités optiques d'ordre 3

Les fortes intensités atteignables avec une impulsion courte sont susceptibles de perturber le mouvement des électrons liés d'un milieu. Dans un matériau, le potentiel anharmonique dans lequel se trouve l'électron entraîne alors une réponse non-linéaire du milieu. Dans une approche perturbative, la polarisation  $\mathbf{P}$  définie précédemment peut alors s'écrire :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots , \quad (\text{I.13})$$

où  $\chi^{(1)}$  est la réponse linéaire du matériau à une excitation électromagnétique et permet de décrire les phénomènes dispersifs de la section précédente. Les termes  $\chi^{(n>1)}$  sont quant à eux des tenseurs d'ordre  $n + 1$ , caractérisant la réponse non-linéaire du matériau et sensibles à la puissance  $n$  du champ électrique.

La réponse non-linéaire du matériau peut être simplifiée en tenant compte des symétries éventuelles de celui-ci. Ainsi, dans tout matériau amorphe tel la silice, dit centro-symétrique, les susceptibilités non-linéaires  $\chi^{2n}$  avec  $n \in \mathbb{N}^*$  sont nulles [Boyd 08]. De ce fait, et au vu des intensités lumineuses mises en jeu dans ce travail, on pourra considérer que dans une fibre optique les effets non-linéaires d'ordre 3 sont prépondérants.

### 1.4.1 Auto-modulation de phase

#### Origine de l'auto-modulation de phase

En considérant un état de polarisation linéaire et en réécrivant l'équation (I.13) sous la forme  $P_x = \varepsilon_0 \chi_{eff} E_x$ , on peut alors écrire l'indice de réfraction  $n(\omega)$  du milieu comme un indice effectif :

$$\begin{cases} n_{eff} = n_0 + n_2 I , & (\text{I.14a}) \\ n_2 = \frac{3}{8n_0} \Re(\chi^{(3)}) , & (\text{I.14b}) \end{cases}$$

où  $I \propto \mathbf{E}^2$  représente l'intensité du champ électrique et  $n_0$  et l'indice de réfraction linéaire du milieu.

L'auto-modulation de phase tire ainsi son origine de la dépendance en intensité de l'indice de réfraction. En effet, de cette dépendance la phase temporelle  $\varphi = \omega_0 t - \beta_0 z$  accumulée au cours de la propagation de l'onde peut alors être définie suivant l'équation (I.15a) faisant apparaître un terme de phase non-linéaire  $\varphi_{nl}$  généré par l'onde elle-même.

$$\begin{cases} \varphi(z, t) = \omega_0 t + \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 z + \underbrace{\gamma I(t) z}_{\varphi_{nl}} , & (\text{I.15a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0 A_{eff}} n_2 , & (\text{I.15b}) \end{cases}$$

$A_{eff}$  représente l'aire effective du mode se propageant dans le cœur de la fibre, caractéristique du confinement du faisceau et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire de l'équation (I.4), dépendant des paramètres de la fibre.

#### Conséquence sur la propagation d'impulsions courtes

En négligeant cette fois les termes de dispersion, l'équation non-linéaire de Schrödinger (I.4) peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A . \quad (\text{I.16})$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre prend alors la forme, dans le domaine temporel :

$$A(z, t) = A(0, t) \cdot e^{i\gamma|A(z,t)|^2 z} . \quad (\text{I.17})$$

Dans le domaine temporel, seule la phase de l'onde est affectée, son enveloppe restant inchangée. De manière analogue aux effets dispersifs, la phase temporelle accumulée affecte le spectre de l'impulsion dont on peut évaluer les conséquences en exprimant la pulsation instantanée  $\Omega(t)$ , permettant de décrire le contenu spectral de l'impulsion à chaque instant  $t$  de son enveloppe :

$$\Omega(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial t} = \omega_0 + \underbrace{\gamma z \frac{\partial I(t)}{\partial t}}_{\delta\omega} . \quad (\text{I.18})$$

Sous l'enveloppe temporelle, la fréquence centrale de l'impulsion est ainsi décalée d'une valeur  $\delta\omega$ , qui peut être supérieure à la largeur spectrale initiale  $\Delta\omega$  de l'impulsion. L'auto-modulation de phase est donc à l'origine d'un élargissement spectral de l'impulsion. Cet élargissement peut être estimé en déterminant l'excursion maximale de la porteuse dans l'équation (I.18). Dans le cas d'une impulsion gaussienne, en limite de Fourier, l'élargissement est proportionnel à sa largeur initiale  $\Delta\omega_0$  et vaut :

$$\delta\omega \propto \Delta\omega_0 \varphi_{max} , \quad (\text{I.19})$$

où  $\varphi_{max} = \gamma z I(0)$  correspond au déphasage maximal introduit par auto-modulation de phase.

L'aspect le plus notable de l'auto-modulation de phase est l'apparition de modulations sur l'ensemble du spectre. Généralement, le spectre présente des pics dont les plus excentrés sont les plus intenses. Le nombre de pics dépend du déphasage maximal  $\varphi_{max}$  et augmente linéairement avec celui-ci. L'origine de cette structure oscillante peut être interprétée en traçant l'évolution temporelle de  $\Omega(t)$  (Fig. I.3). Au cours de son excursion, deux fréquences identiques peuvent être légèrement décalées d'un délai  $t_{chirp}$ . Ceci conduit ensuite à une interférence spectrale, qui peut être destructive ou constructive. Il est possible de déduire le déphasage non-linéaire maximal subi par l'impulsion au cours de sa propagation en le reliant au nombre  $M$  de modulations composant le spectre par la relation :

$$\varphi_{max} \approx \left(M - \frac{1}{2}\right)\pi . \quad (\text{I.20})$$

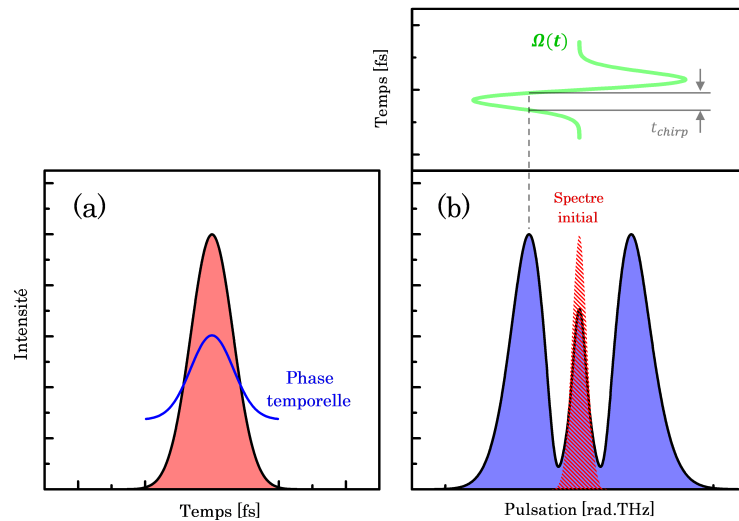


FIGURE I.3: Profil temporel (a) et spectral (b) d'une impulsion gaussienne après propagation dans un milieu non-linéaire. Le déphasage non-linéaire vaut ici  $\varphi_{nl} \simeq 2.5\pi$ .

Le fait que l'indice de réfraction soit dépendant de l'intensité lumineuse a également des répercussions sur le profil spatial du faisceau. La distribution gaussienne du mode spatial induit en effet un gradient d'indice dans le plan transverse à la direction de propagation conduisant à la formation d'une lentille. La focale de cette lentille est fonction de la valeur de ce gradient et donc de l'intensité lumineuse, son signe est quant à lui dépendant de  $n_2$ . Généralement, dans le visible et le proche infrarouge,  $n_2$  est positif et induit donc une lentille convergente qui peut, suivant la force du champ électrique, prendre le dessus sur la diffraction naturelle du faisceau. Cette condition est remplie si la puissance crête de l'impulsion dépasse une puissance critique :

$$P_{crit} \propto \frac{\lambda_0^2}{n_2}. \quad (\text{I.21})$$

Si  $P_{crête} > P_{crit}$  l'auto-focalisation du faisceau prédomine sur la diffraction et le faisceau s'effondre spatialement sur lui-même, augmentant ainsi l'intensité en son centre et conduisant à l'endommagement du milieu. Dans le cas de la silice et autour de  $1 \mu\text{m}$ ,  $P_{crit} \simeq 4 \text{ MW}$  pour une polarisation linéaire. De manière générale, afin d'éviter la destruction de la fibre,  $P_{crête}$  est toujours maintenue en-dessous de cette valeur critique, le profil spatial est alors peu affecté et les conditions de validité de l'équation (I.1) toujours vérifiées.

## 1.4.2 Modulation de phase croisée

### Origine de la modulation de phase croisée

Jusqu'à présent, la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3,  $\chi^{(3)}$ , a été uniquement associée à un mouvement électronique suivant la direction  $x$  de polarisation de l'onde. Or,  $\chi^{(3)}$  est un tenseur d'ordre 4 contenant 81 composantes détaillant la réponse du matériau suivant les trois directions de l'espace ainsi que les différents couplages inter-directionnels possibles. À partir des caractéristiques cristallographiques du matériau il est possible de simplifier l'expression du tenseur, et d'exprimer la composante  $\chi_{xxxx}^{(3)}$ , dans le cas d'un milieu isotrope [Boyd 08], comme :

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}. \quad (\text{I.22})$$

L'équation (I.22) traduit ainsi la dépendance spatiale de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3, sensible à une excitation suivant l'axe  $y$  orthogonal à la polarisation incidente. Le poids de chacune des contributions dépend de l'origine de la susceptibilité. Dans le cas d'une fibre en silice cette contribution est essentiellement d'origine électronique et on peut alors écrire la polarisation induite suivant l'axe  $x$  comme :

$$P_x = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[ \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} (E_x^* E_y) E_y \right]. \quad (\text{I.23})$$

Dans un milieu isotrope, la polarisation induite dans une direction quelconque peut ainsi être influencée par une excitation électromagnétique polarisée dans une direction orthogonale.

### Conséquence sur la propagation d'impulsions courtes

Si deux impulsions polarisées orthogonalement<sup>1</sup> se propagent dans une fibre, leur interaction s'exprime alors sous la forme de deux équations couplées. Comme dans le cas de l'auto-modulation de phase, en négligeant les effets dispersifs, l'équation non-linéaire de Schrödinger prend alors la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_x}{\partial z} = i\gamma \left( |A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 e^{-2i\Delta\beta z}, \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} = i\gamma \left( |A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2 e^{-2i\Delta\beta z}. \end{cases} \quad (\text{I.24a}) \quad (\text{I.24b})$$

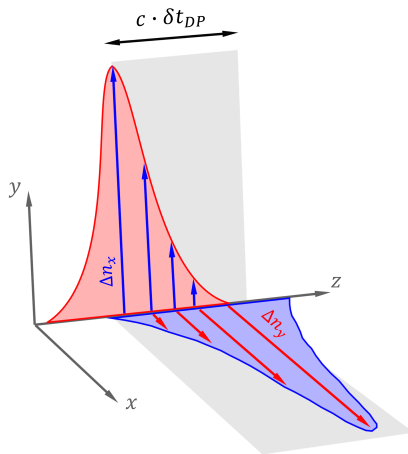
1. Ou les deux projections d'une impulsion dans une fibre biréfringente

Ces équations sont semblables à l'équation (I.16) caractérisant l'évolution temporelle d'une impulsion en présence d'auto-modulation de phase. De la même manière, il est possible d'exprimer la contribution non-linéaire de l'indice de réfraction, correspondant aux termes des équations ci-dessus proportionnels à  $A_i$  avec  $i = x, y$ . Suivant l'axe  $x$  celle-ci s'exprime :

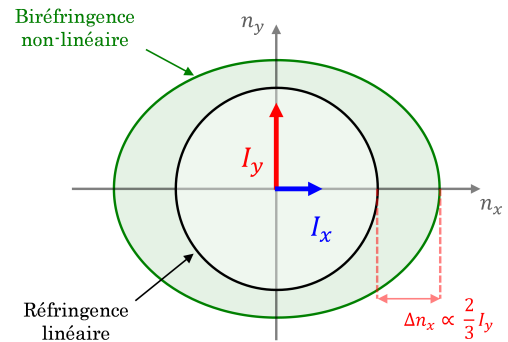
$$\Delta n_x = n_2 \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right). \quad (\text{I.25})$$

En présence d'un deuxième champ polarisé orthogonalement, l'indice de réfraction est donc dépendant des profils d'intensité des deux ondes se propageant dans la fibre. Comme dans le cas de l'auto-modulation de phase, cette dépendance est à l'origine d'un terme de phase non-linéaire mais cette fois dépendant de l'intensité des deux composantes. C'est de cette dépendance que naît la modulation de phase croisée, dont les principales caractéristiques sont :

- Une augmentation de l'indice non-linéaire vu par l'onde polarisée selon  $x$  (respectivement  $y$ ), ce qui en conséquence accentue l'élargissement spectral lié à l'auto-modulation de phase.
- Comme représenté sur la figure I.4(a) : en régime pulsé, l'interaction non-linéaire n'est possible que dans l'intervalle  $\delta t_{DP}$  de recouvrement des deux impulsions.
- Ce terme peut également être à l'origine d'une biréfringence non-linéaire (Fig. I.4). En effet, si l'amplitude des deux champs est différente, alors l'indice non-linéaire dans les deux axes sera également différent. Cette biréfringence non-linéaire est notamment à l'origine d'une variation de l'état de polarisation des deux champs dans l'intervalle de recouvrement.



(a) Interaction non-linéaire entre deux impulsions polarisées orthogonalement. La variation non-linéaire de l'indice associée à cette interaction n'a lieu que lorsque les impulsions sont superposées temporellement.



(b) Biréfringence non-linéaire induite dans le milieu par l'interaction des ondes polarisées orthogonalement.

FIGURE I.4: Interaction non-linéaire entre deux ondes polarisées orthogonalement.

Le dernier terme des équations couplées (I.24) est dû à un couplage cohérent entre les deux polarisations et permet notamment d'expliquer les effets de mélange à quatre ondes. Dans le cas d'ondes oscillant à la même fréquence  $\omega_0$ , son importance dépend essentiellement de l'évolution de l'état de polarisation dans la fibre. Dans le cas d'une fibre biréfringente par exemple, à cause de la forte différence de phase introduite par la propagation suivant les deux axes neutres, ce terme peut être négligé<sup>1</sup>. À l'inverse, dans une fibre non-biréfringente il ne peut être négligé.

1. Car conduisant à un terme oscillant rapidement qui selon l'approximation des ondes tournantes peut être moyenné à zéro.

### Impulsion polarisée circulairement

Durant ce travail, une grande majorité des fibres utilisées ont été de type-barreaux, c'est-à-dire que celles-ci sont rigidifiées et maintenues droites. Cet aspect, couplé à une longueur réduite (autour du mètre) pour limiter leur encombrement, leur permet de parfaitement préserver l'état de polarisation initial<sup>1</sup> de l'impulsion. Il est ainsi possible d'utiliser des polarisations elliptique ou circulaire dans la fibre, si les effets non-linéaires sont négligeables, sans affecter leur état. Les développements précédents peuvent être donc généralisés à tout type de polarisation et plus particulièrement au cas d'une onde polarisée circulairement. Pour une onde de polarisation circulaire gauche (+) ou droite (-), le vecteur de Jones du champ électrique est donné par  $\mathbf{E}_{\pm} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x, \pm i\mathbf{e}_y)$ . Nous considérons une impulsion se propageant dans une fibre-barreau, polarisée circulairement et d'intensité  $I \propto E_0^2$  identique à une onde polarisée linéairement suivant  $x$ ,  $\mathbf{E}_{lin} = E_0\mathbf{e}_x$ . Inséré dans l'équation (I.23), la polarisation non-linéaire induite par une onde circulaire peut alors s'écrire :

$$\mathbf{P}_{\pm} = \frac{3\epsilon_0}{4}\chi_{xxxx}^{(3)} \left[ \begin{pmatrix} \frac{E_0^2}{2} \\ \frac{E_0^2}{2} \end{pmatrix} + \frac{2}{3} \begin{pmatrix} \frac{E_0^2}{2} \\ \frac{E_0^2}{2} \end{pmatrix} - \frac{1}{3} \begin{pmatrix} \frac{E_0^2}{2} \\ \frac{E_0^2}{2} \end{pmatrix} \right] \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \propto \frac{2}{3}|\mathbf{E}_{\pm}|^2\mathbf{E}_{\pm}, \quad (\text{I.26})$$

où  $|\mathbf{E}_{\pm}|^2 = |\mathbf{E}_{lin}|^2 \propto I$ .

L'équation (I.26) montre ainsi que la modulation de phase croisée n'affecte pas l'état de polarisation d'une onde circulaire. Par contre, comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, la polarisation n'est plus conservée pour un état de polarisation elliptique, puisque les deux projections n'ont plus la même amplitude. Nous remarquons également que l'indice non-linéaire qui en découle vaut  $\frac{2}{3}\Delta n_x$  et est donc plus faible que celui perçu par une onde polarisée linéairement. La puissance critique d'auto-focalisation est par exemple augmentée à 6 MW dans ce cas. De ce fait, si l'on souhaite limiter les effets non-linéaires au cours de la propagation de l'onde on pourra alors chercher à obtenir une polarisation circulaire au sein de la fibre [Schimpf 09b].

---

1. Ce qui n'est généralement pas le cas d'une fibre optique standard sans maintien de polarisation. Du fait des fluctuations inhérentes au tirage des fibres, des contraintes appliquées par courbure et des grandes longueurs utilisées.

## 2 Techniques d'amplification d'impulsions courtes dans les fibres

De manière générale, l'auto-focalisation constitue la principale limitation d'un amplificateur femtoseconde, exprimée par la puissance crête critique du matériau. Dans le cas d'un milieu à gain, il est plus commun de définir l'énergie maximale (moyennant la connaissance de la durée d'impulsion) qui peut être extraite de l'amplificateur sans endommagement :

$$E_{max} = P_{crit} \cdot \Delta t , \quad (I.27)$$

Pour des durées d'impulsions de l'ordre de 300 fs, cette énergie est ainsi d'environ  $1,2 \mu\text{J}$ . Pour remédier à cela, différents procédés ont été développés en vue d'augmenter l'énergie extraite du milieu amplificateur. Dans ces architectures, où le seuil d'auto-focalisation est maintenant fortement repoussé, l'impact de l'auto-modulation de phase devient alors prédominant et peut dans certains cas être néfaste au bon fonctionnement du système. Nous détaillons ainsi dans cette section les principales techniques d'amplification d'impulsions courtes permettant d'obtenir de hautes énergies tout en limitant l'impact des non-linéarités de la fibre.

### 2.1 Amplification à dérive de fréquence

Une avancée significative pour l'amplification d'impulsions courtes a été faite en 1985 avec le développement de l'amplification à dérive de fréquence [Strickland 85]. Adaptation au domaine optique d'une technique couramment utilisée dans les radars [Cook 60], l'amplification à dérive de fréquence a permis d'augmenter significativement les performances des amplificateurs femtoseconde pour atteindre des énergies au-delà du Joule [Jeong 14].

#### 2.1.1 Principe

L'idée principale de cette technique consiste à fortement réduire la puissance crête de l'impulsion avant amplification. Ce principe, détaillé sur la figure I.5, repose sur trois points clés :

- La réduction de la puissance crête de l'impulsion à l'aide d'une séquence dispersive. Sous l'effet d'une dispersion majoritairement d'ordre 2, l'énergie est redistribuée temporellement. L'impulsion est alors étirée temporellement.
- L'amplification de l'impulsion préalablement étirée. La durée ayant été allongée d'un facteur  $C$ , l'énergie  $E_{max}$  est augmentée de la même valeur.
- Après amplification, l'impulsion étant sortie du milieu amplificateur et ne risquant plus de l'endommager, une nouvelle séquence dispersive permet de compenser la dispersion introduite par l'étireur et de retrouver, théoriquement, la durée initiale de l'impulsion.

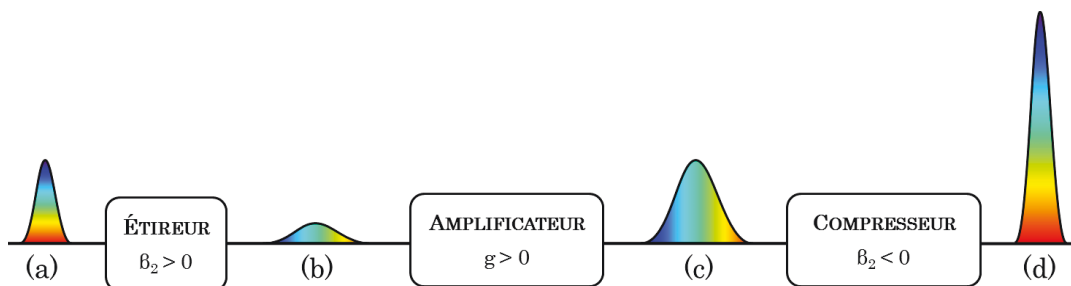


FIGURE I.5: Principe de l'amplification à dérive de fréquence. Une impulsion courte de faible énergie (a) est étirée temporellement (b) puis amplifiée (c). Un compresseur introduit la dispersion opposée à celle de l'étireur pour générer une impulsion à la fois courte et de haute énergie (d). D'après [Morin 10].

De manière générale, la dispersion de l'étireur est ajustée pour être du même signe que celle du milieu actif. Cela permet d'éviter que les dispersions de l'étireur et celle accumulée par

auto-modulation de phase ne se compensent entre elles. Si tel est le cas, la largeur spectrale de l'impulsion diminue alors au cours de sa propagation et l'impulsion amplifiée est alors allongée : c'est le régime de compression spectrale [Limpert 05]. De plus, cela permet d'éviter une compensation de la dispersion de l'étireur par celle du milieu amplificateur (conduisant à une réduction de la durée étirée au cours de l'amplification), ce qui augmente alors les effets non-linéaires et les risques de dommages.

### 2.1.2 Couple étireur-compresseur

Les compresseurs à dispersion négative, utilisant des réseaux ou des prismes, ont été étudiés peu de temps après l'invention du laser en 1960 [Treacy 68, Treacy 69, Martinez 84], notamment pour la compensation de dispersion au sein des cavités à verrouillage de modes ou encore la compression de systèmes non-linéaires. Dans un amplificateur à dérive de fréquence, on préfère utiliser un compresseur à réseaux car celui-ci permet de compenser d'importantes dispersions, le tout avec un encombrement réduit. Pour un compresseur à réseaux, la dispersion de second et de troisième ordre se calcule en fonction de la densité de traits  $d$ , de l'angle à la normale  $\theta$  du faisceau diffracté et de la distance  $L$  entre les deux réseaux [Walmsley 01] :

$$\begin{cases} \varphi_2 = \beta_2 L = \frac{-\lambda^3 d^2 L}{2\pi c^2 \cos^3 \theta} , & \text{(I.28a)} \\ \varphi_3 = \beta_3 L = \beta_2 \frac{3\lambda}{2\pi^2 c} \left( 1 + \frac{\lambda d \sin \theta}{\cos^2 \theta} \right) . & \text{(I.28b)} \end{cases}$$

En amont de l'amplificateur, la dispersion positive (autour de 1  $\mu\text{m}$ ) accumulée par propagation dans une fibre permet quant à elle d'étirer facilement les impulsions en évitant des problèmes d'alignement. Cependant, dans cette configuration, la dispersion introduite par le compresseur à réseaux ne permet pas de compenser totalement celle introduite par l'étireur à fibre. En effet, pour des spectres étroits ( $< 10 \text{ nm}$ ), la différence de dispersion introduite par le couple étireur-compresseur peut être évaluée à l'aide de l'égalité suivante :

$$\underbrace{\frac{\beta_3^e}{\beta_2^e}}_{\text{Étireur}} = \underbrace{\frac{\beta_3^c}{\beta_2^c}}_{\text{Compresseur}} . \quad \text{(I.29)}$$

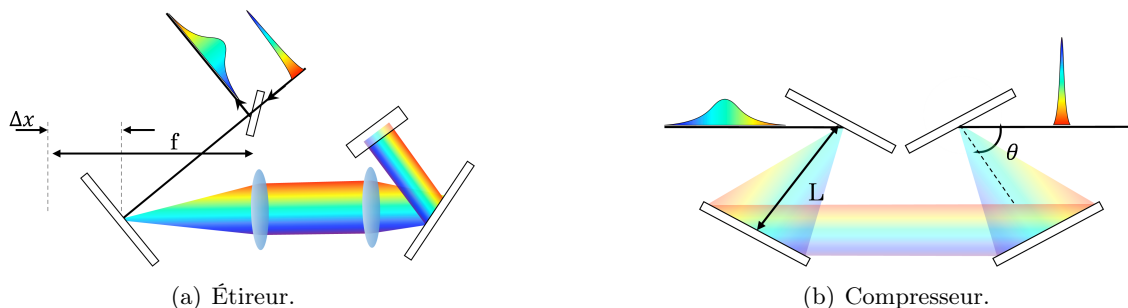


FIGURE I.6: Couple étireur-compresseur à réseaux.

Pour la silice  $\beta_2 = 0.025 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$  et  $\beta_3 = 6.10^{-5} \text{ ps}^3 \cdot \text{m}^{-1}$ , ce qui correspond à un rapport  $\beta_3/\beta_2 = +2,5 \text{ fs}$ . Dans le cas d'un compresseur à réseaux par contre, le couple d'équation (I.28) impose obligatoirement un rapport  $\beta_3^c/\beta_2^c < 0$ . Après compression il reste alors un terme de phase cubique, causé par l'addition des contributions de l'étireur et du compresseur. Celui-ci diminue alors la puissance crête de l'impulsion au travers l'apparition d'une structure oscillante caractéristique du troisième ordre de dispersion (Fig. I.2). Pour réduire l'impact de ce désaccord il est possible de diminuer la densité de traits des réseaux mais au détriment d'un

encombrement grandissant. Ainsi, il est préférable d'utiliser un étireur à réseaux [Martinez 87] (Fig. I.6) accordé au compresseur, c'est-à-dire possédant la même densité de traits, ce qui permet d'éliminer le terme de phase résiduelle et de conserver la qualité temporelle de l'impulsion.

## 2.2 Effets non-linéaires en régime de dérive de fréquence

Même si l'amplification à dérive de fréquence a permis une montée en énergie significative des amplificateurs femtoseconde en repoussant le seuil d'auto-focalisation du milieu à gain, elle n'en reste pas moins sensible à la contribution temporelle de l'effet Kerr : l'auto-modulation de phase. Ceci est particulièrement vrai pour les fibres optiques, propices à l'accumulation d'une phase non-linéaire, car favorisant un fort confinement du champ sur de grandes longueurs d'interaction.

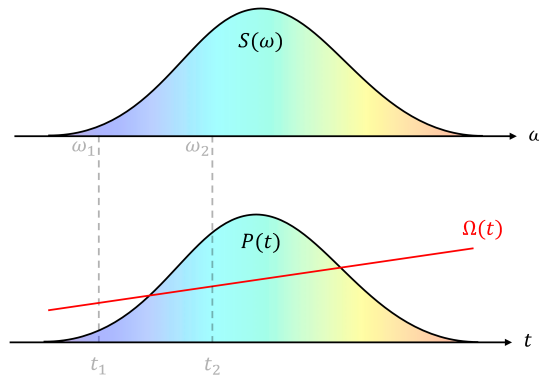


FIGURE I.7: En régime fortement étiré, la dérive de fréquence  $T(\omega)$  introduite par l'étireur induit un délai tel entre chaque composante spectrale qu'il est possible de les discerner dans le domaine temporel.

Lorsqu'une impulsion de haute énergie est étirée temporellement, l'impact de l'auto-modulation de phase n'est pas nécessairement visible sur les profils temporel et spectral de l'impulsion. Comme illustré sur la figure I.7, sous l'effet d'une forte dérive de fréquence, le délai  $T(\omega)$  introduit pour chaque composante spectrale est tel qu'il est alors possible de distinguer temporellement chaque composante spectrale [Galvanauskas 09, Daniault 12c]. La forte diminution d'intensité réduit alors l'excursion non-linéaire maximale  $\delta\omega_{max}$  de la fréquence instantanée, qui est alors très inférieure à la largeur  $\Delta\omega$  du spectre. L'impact de l'auto-modulation de phase sur le profil spectral est donc invisible. La phase de l'impulsion est cependant affectée, et en régime fortement étiré, il est possible d'exprimer la phase spectrale non-linéaire comme étant proportionnelle au profil spectral et à une constante  $B$  :

$$\psi_{nl}(\omega) = B \cdot S_{norm}(\omega) , \quad (\text{I.30})$$

où  $S_{norm}$  est le profil d'intensité spectrale dont la valeur maximale est normalisée à 1. La quantité  $B$  est appelée intégrale-B et correspond à la phase non-linéaire accumulée au cours de la propagation, définie comme :

$$B = \gamma \int_0^L P(z, t = 0) dz . \quad (\text{I.31})$$

En présence d'auto-modulation de phase<sup>1</sup>, le bilan des dispersions de l'amplificateur à dérive de fréquence est alors affecté. Ce n'est ainsi qu'en comprimant l'impulsion, que la phase non-linéaire acquise est mise en évidence. La figure I.8 montre l'impact de la phase non-linéaire sur le profil temporel de l'impulsion dans une configuration étireur-compresseur accordés. Une

1. Il est communément admis qu'un système devient non-linéaire lorsque l'intégrale-B devient supérieure à  $\pi$ .



nette diminution de la puissance crête causée par l'apparition de pics secondaires autour de l'impulsion y est clairement observable.

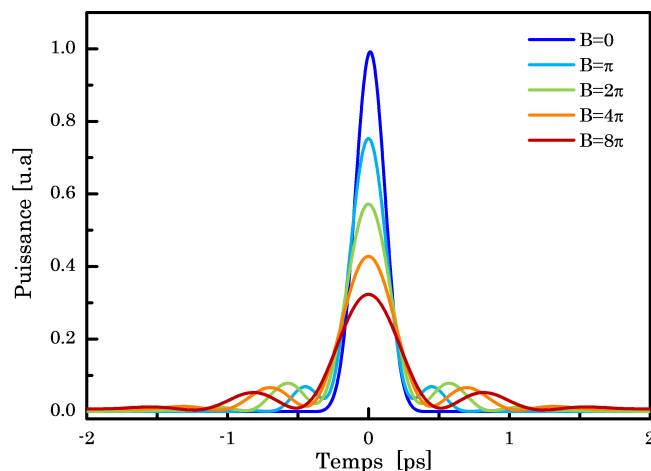


FIGURE I.8: Impact de l'auto-modulation de phase sur le profil temporel de l'impulsion comprimée. Une impulsion gaussienne, en limite de Fourier, de 250 fs est étirée à 100 ps et se propage dans une fibre où elle accumule une phase non-linéaire avec une flèche  $\pi$  tous les 25 cm. Dans chaque cas, le tirage du compresseur (accordé à l'étireur) est optimisé pour obtenir l'impulsion la plus courte.

### 2.3 Gestion des effets non-linéaires

La montée en énergie des systèmes fibrés à dérive de fréquence ne peut se faire sans limiter la phase non-linéaire accumulée au cours de la propagation. Au vue de l'équation (I.31), il existe trois voies possibles pour réduire l'intégrale-B :

- Une réduction de la puissance crête se propageant dans la fibre, ce qui est fait en étirant l'impulsion dans un amplificateur à dérive de fréquence.
- Une augmentation de l'aire effective  $A_{eff}$  pour réduire le paramètre  $\gamma$  de la fibre.
- Une optimisation du gain linéique pour minimiser la longueur  $L$  de la fibre.

En cumulant ces trois points, pour obtenir des impulsions de  $40 \mu\text{J}$  dans un mètre de fibre dopée de  $20 \mu\text{m}$  de rayon, une impulsion de 250 fs ( $\Delta\lambda = 6 \text{ nm}$ ) doit être étirée à 1 ns. L'intégrale-B correspondante est alors égale à  $\pi$ . Dans cette configuration, le large facteur d'étirement impose l'utilisation de réseaux de diffraction qui sont souvent coûteux et encombrants. Bien que cela soit possible, l'étirement des impulsions est généralement limité pour des raisons d'encombrement, ce qui accroît nécessairement l'intégrale-B. Bien qu'il soit essentiel de réduire la phase non-linéaire accumulée, l'obtention de hautes énergies dans les fibres s'accompagne généralement d'une intégrale-B supérieure à  $\pi$ . A l'inverse des architectures à base de cristaux massifs<sup>1</sup>, le développement d'amplificateurs fibrés à dérive de fréquence a ainsi été possible grâce au développement de techniques permettant de gérer, voir d'utiliser, les non-linéarités de la fibre.

#### 2.3.1 Fibres dopées à large aire modale

Avec l'amplification à dérive de fréquence, l'augmentation de l'aire effective des fibres mono-modes est, sans nul doute, l'une des briques technologiques ayant permis les avancées les plus significatives à la montée en énergie des systèmes fibrés.

1. Pour lesquels  $B < \pi$ .

## Guide monomode à large aire modale

Afin de conserver la qualité spatiale des faisceaux, proche de la limite de diffraction en sortie d'amplificateur, l'augmentation du cœur de la fibre impose une réduction du contraste d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre (Fig. I.9). Pour rester monomode, la fréquence normalisée  $V$  d'une fibre de rayon de cœur  $a$  doit en effet satisfaire l'inégalité (I.32) [Agrawal 00] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} < 2,405 . \quad (\text{I.32})$$

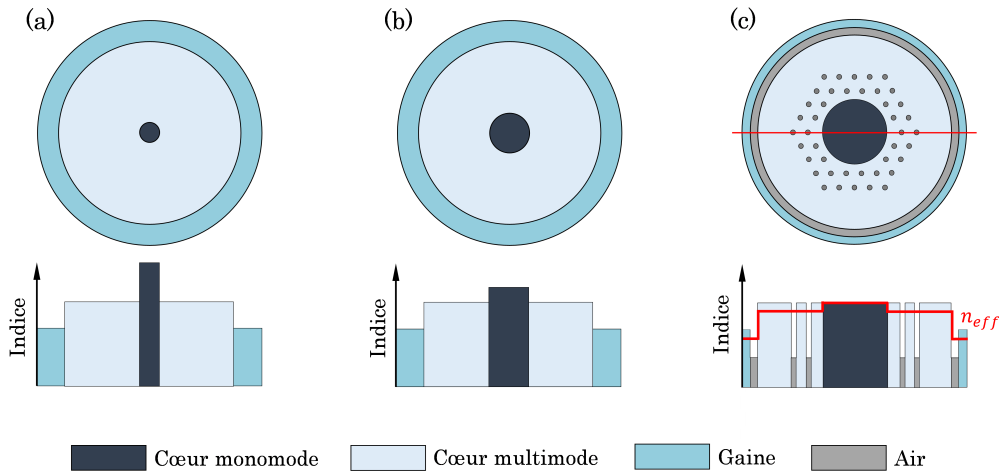


FIGURE I.9: Fibre monomode double gaine standard (a), à saut d'indice et large aire modale (b), micro-structurée à large aire modale (c).

Or, avec les méthodes de tirage actuelles il est difficile d'obtenir des contrastes ( $\Delta n = n_{\text{cœur}} - n_{\text{gaine}}$ ) meilleurs que  $10^{-3}$ , ce qui autour de 1030 nm limite le diamètre de cœur des fibres à saut d'indice autour de 15  $\mu\text{m}$ .

Pour augmenter l'aire effective des fibres il est alors possible d'utiliser une fibre multimode présentant des diamètres supérieures à 15  $\mu\text{m}$ . La qualité spatiale du faisceau est alors préservée en supprimant les modes d'ordres supérieurs à l'aide de l'une des approches suivantes :

- L'introduction de pertes différentielles de courbure [Koplow 00, Sakai 78]. Cette technique permet, en courbant des fibres faiblement multimodes ( $V < 10$ ), d'introduire des pertes plus importantes pour les modes d'ordres élevés. Il a toutefois été démontré que les contraintes induites par la courbure ont tendance à réduire l'aire effective du mode fondamental [Nicholson 07].
- L'excitation sélective du mode. Une technique d'injection sophistiquée permet d'accorder spatialement le faisceau injecté au mode fondamental de la fibre. Bien qu'ayant été démontré [Fermann 94, Hou 06], cette technique reste tout de même très sensible à tout désalignement.
- Les fibres à cœurs couplés. Ces fibres à saut d'indice, initialement fortement multimodes, sont rendues monomodes grâce à l'introduction d'un deuxième cœur non-dopé de plus petite taille et qui décrit une hélicoïde autour du cœur principal. De cette manière, les modes d'ordres supérieurs sont couplés de manière évanescente dans le cœur secondaire tandis que la condition de couplage n'est pas respectée pour le mode fondamental. Celui-ci continue alors de se propager dans le cœur principal dopé, d'un diamètre pouvant atteindre 33  $\mu\text{m}$  [Swan 08]. Le développement de ces fibres en fait de très bons candidats pour les applications de haute énergie. En effet, il a été récemment démontré [Ma 14]

qu'en augmentant le nombre de cœurs secondaires, le diamètre du cœur principal peut être augmenté jusqu'à 60  $\mu\text{m}$ .

Depuis 1997, le développement des fibres à cristaux photoniques (PCF, *Photonic Crystal Fiber*) a cependant permis de développer des fibres monomodes à large aire modale (LMA, *Large Mode Area*). En effet, à la manière des fibres PCF, la gaine entourant le cœur des fibres LMA est micro-structurée par l'inclusion de trous d'air parcourant toute la longueur de la fibre. Par contre, la périodicité introduite dans les fibres LMA contribue uniquement à abaisser l'indice effectif de la gaine et non à générer des bandes interdites. Le guidage est donc ainsi toujours assuré par réflexion totale interne. De cette façon, des contrastes d'indice de quelques  $10^{-4}$  peuvent alors être obtenus, ce qui correspond à des diamètres de cœur théoriques de 80  $\mu\text{m}$ . Toutefois, la nature intrinsèque des fibres micro-structurées et la présence de la gaine de pompe ne permettent pas un guidage strictement monomode. Dans les fibres double gaine (Fig. 1.9), la gaine de pompe permet de guider les modes d'ordres supérieurs éjectés du cœur. Néanmoins, les paramètres de ces structures peuvent être ajustés pour procurer une discrimination modale suffisante en favorisant la fuite des modes d'ordres supérieurs au travers la micro-structure. Cela permet de les délocaliser hors de la région dopée. Le mode fondamental, qui possède alors l'intégrale de recouvrement la plus importante avec le cœur dopé, est ainsi préférentiellement amplifié. Ces avancées ont permis le développement de fibres souples monomodes<sup>1</sup> avec des diamètres de cœur allant jusqu'à 40  $\mu\text{m}$ . Au-delà, les contraintes induites par la courbure des fibres peuvent alors modifier localement le contraste d'indice et donc affecter le guidage. De ce fait, les fibres micro-structurées sont alors rigidifiées et leur diamètre extérieur est agrandi jusqu'à 1,2 mm. Ces fibres sont alors dites de type barreau, par analogie avec les cristaux massifs, et pour limiter leur encombrement leur longueur est alors réduite autour du mètre. Actuellement, deux architectures de fibres barreaux permettent d'obtenir un comportement monomode robuste avec des diamètres de cœur excédant 80  $\mu\text{m}$ .

- Les fibres barreaux à large pas (LPF, *Large Pitch Fiber*) [Jansen 10, Limpert 12]. Ces fibres, dont la distance entre deux trous d'air est dix fois supérieure à la longueur d'onde, exploitent le principe de fuite des modes d'ordres supérieurs causée par le pas important entre chaque inclusion. Ces fibres ont l'avantage de conserver leurs propriétés quelque soit la taille du cœur désirée. À partir de la même préforme il est possible de produire des fibres de différents diamètres jusqu'à 105  $\mu\text{m}$  [Jansen 11].
- Les fibres à filtrage modal distribué (DMF, *Distributed Mode Filtering*) [Laurila 12, Jørgensen 12]. Dans ces fibres, la gaine micro-structurée présente périodiquement, en plus des trous d'air, des inclusions de haut indice. Celles-ci permettent, à la manière des fibres à cœurs couplés, un couplage résonnant des modes d'ordres supérieurs et ainsi une délocalisation plus importante du cœur dopé. À cause du caractère résonant du processus de délocalisation, ces fibres ont un comportement unimodal sur une étroite plage spectrale et peuvent être rapprochées des fibres à bandes interdites. Ces fibres ont un diamètre de cœur pouvant aller jusqu'à 80  $\mu\text{m}$ .

### Comportement à haute puissance : instabilités modales

Les concepts de fibres à large aire modale ont permis une augmentation exponentielle des performances énergétiques des amplificateurs à fibre. Cette montée en énergie a également été suivie, en parallèle, d'une montée en puissance moyenne des systèmes femtosecondes dans l'objectif d'atteindre le sacrosaint kilowatt de puissance moyenne. Malgré des résultats impressionnants autour de 1 kW [Eidam 10, Wan 13], cet accroissement en puissance a été stoppé par l'observation d'une dégradation de la qualité de faisceau, sous la forme d'une fluctuation rapide (de l'ordre de la milliseconde) du mode [Eidam 11b, Stutzki 11], à partir d'un seuil en

1. Avec ou sans barreaux de contraintes pour maintenir la polarisation.

puissance moyenne dépendant de la géométrie de la fibre. Ce phénomène, maintenant connu sous le nom d'instabilité modale, constitue la principale limite à la montée en puissance des systèmes fibrés impulsionsnels. Son origine naît du comportement même des fibres LMA, dont le guidage unimodal effectif autorise un recouvrement partiel des modes d'ordres supérieurs avec le cœur dopé. De nombreuses recherches [Smith 11, Ward 12, Jauregui 12] se sont penchées sur l'étude des phénomènes sous-jacents à l'apparition des instabilités modales. Même si certains points suscitent encore des interrogations, ce phénomène est généralement expliqué de la manière suivante :

1. À haute puissance moyenne, et malgré un recouvrement de quelques pourcents, la puissance contenue dans un ou plusieurs modes d'ordres supérieurs devient non-négligeable. Comme leurs constantes de propagation diffèrent de celle du mode fondamental ceux-ci vont alors interférer avec celui-ci le long de la fibre.
2. Suivant les extremums de cette interférence, le profil d'inversion de population est modulé sur toute la longueur de la fibre.
3. L'absorption des zones de forte inversion (interférence constructive) échauffent alors localement la fibre.
4. La variation périodique de température conduit alors, par effet thermo-optique, à la formation d'un réseau d'indice en mouvement, qui permet alors un transfert d'énergie périodique entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs. En sortie de fibre on observe ainsi des fluctuations modales causées par ce transfert d'énergie entre les différents modes.

Une fois le seuil dépassé, on peut alors observer des fluctuations modales pseudo-périodiques qui tendent finalement, avec l'augmentation de la puissance moyenne, vers un régime chaotique. Du fait de son origine thermique, le seuil d'instabilités modales est dépendant de la géométrie de la fibre. Celui-ci est en effet d'autant plus bas que le cœur de la fibre est large, au-delà de 400 W pour une fibre ayant un cœur de 40  $\mu\text{m}$ , il est aux alentours de 100 W pour une fibre de 80  $\mu\text{m}$  de cœur. Il a également été démontré que les instabilités modales sont fortement dépendante de l'injection et de la puissance injectée.

Afin d'outrepasser cette limite, différentes solutions ont été proposées. Les premières consistent à augmenter la délocalisation des modes d'ordres supérieurs du cœur [Dauliat 13, Benoît 14], à limiter l'échauffement de la fibre en réduisant le défaut quantique entre la pompe et le signal [Jauregui 13] ou encore en une structuration du cœur formé de cannes de composition et dopages différents, afin de favoriser l'amplification du mode fondamental [Naderi 13, Robin 14]. Des solutions démontrant l'utilisation de fibres multicœurs [Otto 14] ou d'un contrôle actif de l'excitation modale [Otto 13] ont permis de dépasser le seuil d'instabilité d'un facteur 3 à 4. Mais finalement, il a été récemment démontré que le seuil d'instabilités était fortement influencé par les effets de photo-noircissement de la fibre [Otto 15], qui contribuent en grande partie à son échauffement. Pour limiter cette dépendance, il devient alors nécessaire de réduire la concentration de dopant et donc d'augmenter les longueurs de fibres pour compenser la perte d'efficacité, ce qui, dans le cas de systèmes impulsionsnels, va à l'encontre de la réduction de l'intégrale-B.

### 2.3.2 Réduction de la longueur de fibre

Afin de minimiser la longueur de propagation, il est indispensable d'optimiser la géométrie et l'architecture du milieu amplificateur. Réduire la longueur du milieu amplificateur impose nécessairement d'augmenter l'absorption de pompe pour compenser le gain perdu par cette diminution. Intuitivement, une augmentation de la concentration de dopant permettra une meilleure absorption de pompe. Mais, dans le cas de l'ytterbium, des effets de photo-noircissement [Koponen 06], dus à la hausse de concentration, viennent cependant limiter cette approche. Une autre approche consiste alors, dans le cas des fibres double-gaine, à augmenter

l'intégrale de recouvrement entre la pompe et le signal, ce qui se traduit par une diminution du diamètre de la gaine. Cette approche peut cependant devenir problématique dans le cas d'applications haute puissance, car réduisant l'ouverture numérique de la gaine et ainsi le couplage des diodes de puissance, fortement multimodes<sup>1</sup>.

En plus de l'absorption de la pompe, la configuration de pompage requiert une attention toute particulière car la distribution de l'inversion de population (et donc du gain) varie selon la direction  $z$  du pompage et est donc susceptible d'influencer la phase non-linéaire accumulée.

La figure I.10 permet de comparer l'efficacité d'amplification, ainsi que l'intégrale-B correspondante, dans les configurations de pompage co- et contra-propagatif. Ces résultats sont fondés sur la résolution numérique des équations de taux d'un système à 3 niveaux (ce qui est le cas de l'ion ytterbium) dans une fibre possédant le même  $\gamma$  que dans l'exemple présenté en début de section.

Dans les deux configurations, le gain total à 1030 nm est d'environ 30 dB et correspond à des puissances en sortie supérieures à 50 W. Bien que ces deux configurations soient sensiblement équivalentes en terme d'efficacité d'amplification, l'intégrale-B, qui correspond à l'aire sous les courbes  $P(z, t)$ , est quant à elle bien supérieure dans le cas d'un pompage co-propagatif. En effet, en pompage co-propagatif, la forte absorption de pompe en début de fibre induit une très forte inversion de population ( $\Delta n > 40\%$ ) et donc un fort gain. En conséquence, l'extraction de puissance est très importante et atteint plus de la moitié de sa valeur maximale au bout de seulement un mètre de propagation. Le dernier mètre de propagation est ainsi propice à l'accumulation d'une forte intégrale-B. A contrario, en pompage contra-propagatif, l'inversion

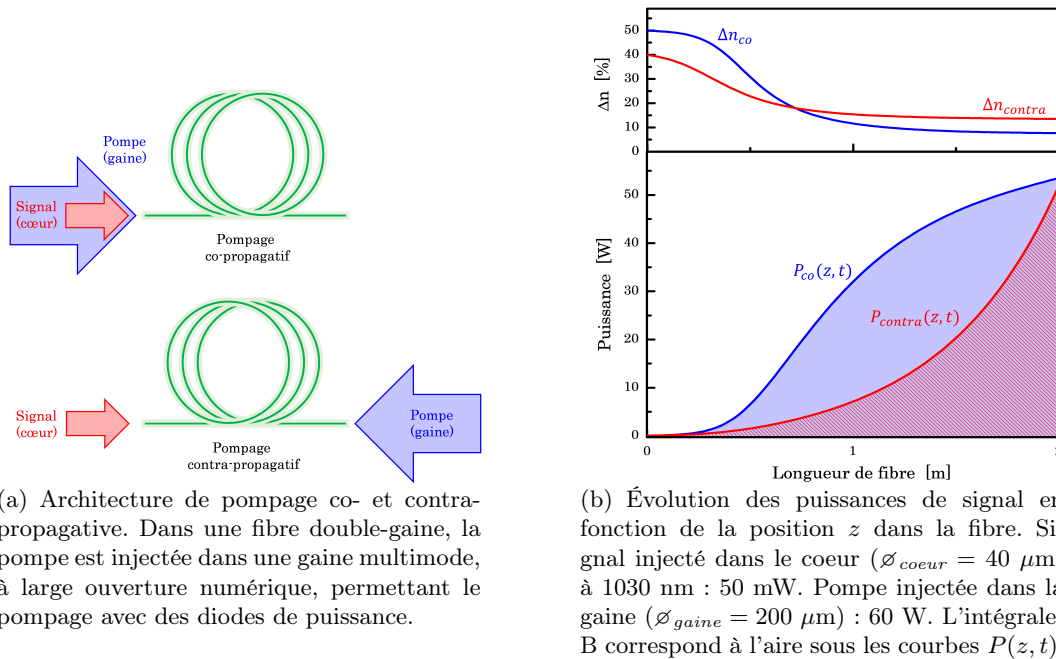


FIGURE I.10: Comparaison des schémas de pompage co- et contra-propagatif.

de population réduite en début de fibre permet de répartir le gain préférentiellement en fin de fibre. Les non-linéarités sont alors accumulées dans la dernière portion de la fibre. Dans cette configuration, l'intégrale-B accumulée se fait ainsi en fin de propagation, limitant notablement sa valeur.

1. L'augmentation de la brillance des diodes de puissance est aujourd'hui telle que cet inconvénient devient de plus en plus obsolète.

### 2.3.3 Compensation de la phase non-linéaire

Les voies de réduction de l'intégrale-B proposées ci-dessus, couplées à de forts étirements, ont permis une montée en énergie significative des amplificateurs fibrés en régime linéaire [Ruehl 10, Mortag 12]. Cependant, l'obtention de hautes énergies a également été possible grâce aux développements de techniques compensant, voir même nécessitant, de forts niveaux de non-linéarités, pour lesquelles l'intégrale-B est bien supérieure à  $\pi$ .

#### Couple étireur-compresseur désaccordé

Afin de compenser le terme de phase non-linéaire résiduel résultant de l'accord entre les dispersions de l'étireur et du compresseur, il est possible de volontairement introduire un désaccord de phase entre les deux séquences dispersives. De cette manière, tout, ou une partie, de la phase non-linéaire peut être compensée et il est alors possible d'approcher la limite de Fourier de l'impulsion et ainsi d'augmenter sa puissance crête [Zaouter 08d].

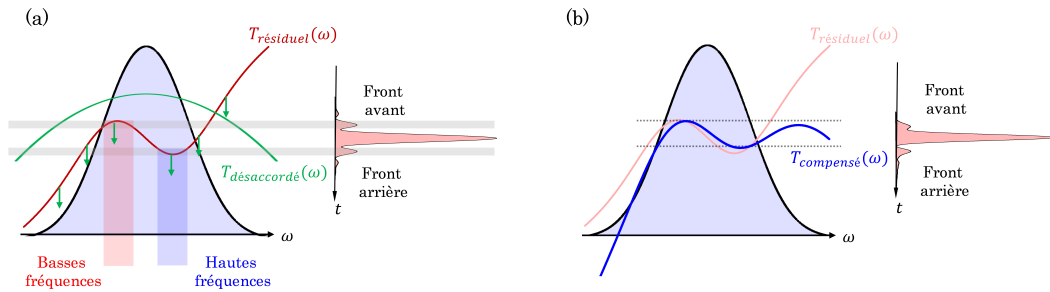


FIGURE I.11: Mécanisme de compensation de la phase non-linéaire à l'aide d'un couple étireur-compresseur désaccordé. La dérive de fréquence non-linéaire résiduelle  $T_{résiduel}(\omega)$  est compensée par le surplus du troisième ordre de phase  $T_{désaccordé}(\omega)$  causé par le désaccord entre l'étireur et le compresseur (a). La phase compensée est ainsi aplatie sur une plus grande portion du spectre (b).

Ce mécanisme de compensation peut être interprété en se référant à la figure I.11. Dans le cas d'une impulsion gaussienne les termes de phase d'ordres élevés de la dérive de fréquence non-linéaire font apparaître une structure symétrique de part et d'autre de l'impulsion comprimée (Fig. I.8). En dérivant la phase spectrale, le délai  $T(\omega)$  permet de souligner que la structure en amont de l'impulsion est constituée principalement par les basses fréquences du spectre alors que la structure en aval contient, quant à elle, les hautes fréquences. L'idée d'un couple étireur-compresseur désaccordé consiste alors à générer une phase cubique positive (correspondant à un délai  $T_{désaccordé}(\omega)$  parabolique) permettant de décaler simultanément les fronts arrière et avant vers l'arrière de l'impulsion. De cette manière, le retard plus important accumulé par le front avant permet à la pré-impulsion de « rentrer » dans l'impulsion principale. L'impulsion principale, contenant la partie centrale du spectre, subit quant à elle un retard moindre et est donc peu affectée. La post-impulsion accumule, elle, un retard comparable à la pré-impulsion et se retrouve « diluée » vers l'arrière. À défaut d'avoir résorbé totalement la phase non-linéaire, cette technique permet de la compenser partiellement sur une plage spectrale étendue ce qui permet de réduire la durée d'impulsion et d'augmenter sa puissance crête.

Avec cette méthode, le désaccord de phase entre l'étireur et le compresseur (fixé par le choix des densités de traits et l'angle d'incidence) est optimal seulement pour un niveau de non-linéarité donné. Pour des niveaux de non-linéarité inférieurs ou supérieurs, le profil temporel n'est plus optimisé et il est alors nécessaire de jouer sur l'orientation des réseaux pour ainsi ré-ajuster le rapport  $\beta_3/\beta_2$  global du système.

L'utilisation de cette technique a ainsi permis de générer des impulsions de 100  $\mu\text{J}$  et de 270 fs, tout en conservant une très bonne qualité temporelle proche de la limite de Fourier [Zaouter 08a] et ce malgré une intégrale-B de plus de 6 rad. Elle permet également d'utiliser

le fort désaccord intrinsèque causé par un étireur à fibre pour compenser d'importants niveaux de non-linéarité. Dans ce cas, des impulsions de  $30 \mu\text{J}$  et de  $240 \text{ fs}$  ont pu être générées pour des intégrales-B considérables de  $17\pi$  [Zhou 05, Kuznetsova 07].

### Influence de la forme spectrale

L'équation (I.30) montre qu'il est possible d'utiliser la forme du spectre pour adapter la phase non-linéaire d'un système et ainsi limiter son influence. En ce sens, l'utilisation d'un spectre parabolique présente un intérêt tout particulier. En effet, la dérive de fréquence associée à ce type de spectre est par définition linéaire. Si l'on néglige le troisième ordre de dispersion introduit par les réseaux, la dérive de phase non-linéaire d'un tel spectre peut ainsi être parfaitement compensée dans un amplificateur à dérive de fréquence. La figure I.12 montre l'impact

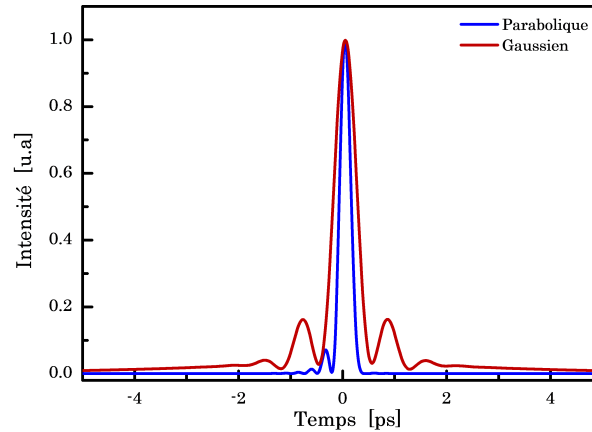


FIGURE I.12: Profils temporels comprimés, et normalisés, pour des spectres initiaux parabolique et gaussien. L'intégrale-B vaut dans les deux configurations  $8\pi$ . Dans les deux cas la durée limitée par transformée de Fourier est de  $250 \text{ fs}$  et les impulsions sont étirées à  $100 \text{ ps}$ . Le compresseur à réseaux, de  $1250 \text{ traits.mm}^{-1}$  est accordé à l'étireur.

d'un profil spectral parabolique sur la qualité temporelle après compression. L'amélioration, et donc la compensation de phase, est clairement visible comparée à un spectre gaussien de même durée et accumulant la même intégrale-B. Le profil quadratique est très proche de la limite de Fourier. L'écart avec la limite de Fourier est dû à une légère déviation, par rapport à un profil parabolique idéal, du profil temporel de l'impulsion. Celle-ci est en effet causée par les ordres de phase supérieurs introduits lors de l'étirement et sont responsables de l'apparition de la structure oscillante visible sur la figure I.12, caractéristique du troisième ordre de dispersion. Cependant, la puissance crête de l'impulsion est proche de sa valeur maximale et respectivement 3,4 fois supérieure à celle obtenue avec un spectre gaussien.

Dans les résultats de la figure I.12, la dépendance spectrale du gain a été volontairement omise. Au cours de l'amplification le gain spectral non-uniforme est en effet susceptible d'altérer le profil parabolique du spectre et de limiter en pratique l'utilisation de profils spécifiques. Pour limiter cet effet, on peut réduire la largeur du spectre pour que le gain soit approximativement constant sur toute la bande et limite les déformations. Il est également possible, en tenant compte de la bande de gain du milieu, d'injecter le spectre complémentaire et ainsi obtenir après amplification les profils désirés.

Dans des expériences de principe, il a ainsi été démontré qu'un spectre parabolique pouvait significativement améliorer la qualité temporelle comprimée en présence d'une intégrale de  $5\pi$  [Schreiber 07, Schimpf 07].

Dans la même idée, une dissymétrie du spectre de l'impulsion peut permettre de compenser le désaccord de phase entre un étireur à fibre et le compresseur. En effet, la phase non-linéaire associée à un spectre dissymétrique l'est également en vertu de l'équation (I.30). De ce fait, la

dissymétrie est responsable de l'apparition de termes de phase d'ordre impairs, et notamment d'ordre 3. En choisissant convenablement le sens de cette irrégularité on peut alors déterminer le signe de la phase d'ordre 3 introduite et ainsi compenser le désaccord entre l'étireur et le compresseur. En exploitant ce procédé, une équipe américaine a ainsi démontré la génération d'impulsions de  $50 \mu\text{J}$  [Shah 05].

### Compensation active de la phase non-linéaire

La phase non-linéaire d'une impulsion peut également être compensée à l'aide d'un contrôle actif de la phase spectrale. Partant de la mesure d'un signal d'erreur (mesure de durée d'impulsion ou d'absorption à deux photons) on peut alors rétro-agir sur la phase, à tous les ordres, grâce à un élément actif disposé en amont ou en aval de l'amplificateur. Le processus n'est pas immédiat mais converge rapidement au bout de quelques itérations.

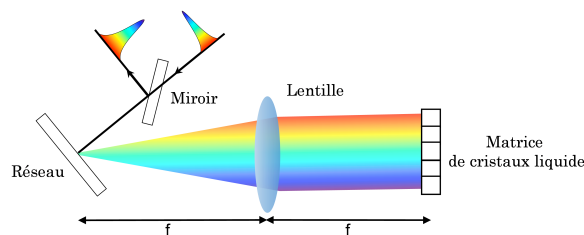


FIGURE I.13: Ligne à dispersion nulle disposant d'une matrice de cristaux liquides, fonctionnant en réflexion, pour la mise en forme de phase.

Les fonctionnements à haute cadence permis avec les amplificateurs à fibre nécessitent cependant l'utilisation d'un composant actif ou d'une architecture susceptible d'imposer le masque de phase défini pour toutes les impulsions le traversant. L'architecture communément employée est présentée figure I.13 et consiste en une ligne à dispersion nulle, permettant spatialement l'accès à l'ensemble du spectre de l'impulsion. L'insertion d'une matrice de cristaux liquides dans le plan de Fourier permet ensuite de contrôler la phase. L'absorption des cristaux liquides impose par contre de disposer la ligne à dispersion nulle avant l'amplificateur de puissance. Dans de premières expériences, la compensation d'une intégrale-B de 8 rad et la génération d'impulsions de 1 mJ ( $\Delta t_{\text{étirée}} = 1,4 \text{ ns}$  et  $MFD = 71 \mu\text{m}^1$ ) a ainsi pu être démontrée [Schimpf 09a].

C'est à l'aide d'une compensation active de la phase non-linéaire que les impulsions les plus énergétiques dans des fibres ont pu être générées [Eidam 11a]. En employant des fibres à large aire modale avec un étirement considérable de 3 ns, la même équipe a pu générer des impulsions comprimées de 500 fs et de 2,2 mJ ( $B = 6 \text{ rad}$ ), correspondant à une puissance crête impressionnante de 3,8 GW.

1. Diamètre de champ modal (MFD, *Mode Field Diameter*),  $A_{eff} = \pi \frac{MFD^2}{4}$



### 3 Combinaison cohérente femtoseconde d'amplificateurs fibrés

Les avancées technologiques et les techniques de compensation décrites précédemment ont permis un accroissement exponentiel des performances des sources fibrées femtoseconde. Cependant, malgré les progrès réalisés, ces performances approchent maintenant certaines limites physiques fondamentales. Du point de vue de l'énergie ou des puissances crêtes accessibles, ces limitations sont reliées à la bande de gain du milieu amplificateur<sup>1</sup>, au dommage optique de certains composants, ou encore à tout effet non-linéaire perturbant la phase spectrale ou temporelle d'une impulsion. Ainsi, à l'heure actuelle, même avec les techniques précédemment décrites, il est difficile d'envisager le développement d'un amplificateur unique et ultracourt générant des impulsions d'une puissance crête supérieure à quelques gigawatts. En effet, les limitations pratiques causées par l'encombrement des lignes dispersives nécessaires pour de forts étirements ( $> 1$  ns), ou encore les limitations technologiques posées par l'accroissement de l'aire effective des fibres, empêchent un accroissement des performances de ces amplificateurs. D'un autre côté, à forte puissance moyenne, la principale limitation émane de la charge thermique générée dans les fibres et de la dégradation modale qui s'en suit au-delà d'une puissance seuil. Même s'il existe bien quelques voies pour augmenter ces performances, d'un point de vue réaliste, un accroissement exponentiel de la puissance crête et moyenne, comme observé ces dernières années, n'est actuellement plus possible.

Une solution bien connue à ce dilemme est la parallélisation de l'étage d'amplification. Dans le cas des systèmes continus ou nanoseconde, il s'agit d'une technique éprouvée où les radiations provenant de différents émetteurs sont superposées de manière cohérente ou incohérente. Ce concept permet, dès lors, un gain en performances (puissance moyenne et/ou crête) comparable au nombre de sources utilisées. Même si, en principe, cette approche est applicable à toutes les architectures lasers, la très grande majorité des expériences utilisant ce principe a été réalisée à l'aide de fibre optique. En effet, leur intégration dans des architectures simples ne nécessitant qu'un ou deux passages, leur excellente qualité spatiale et les forts gains disponibles ont conduit à une mise en oeuvre simple et rapide. En régime femtoseconde, une approche similaire a ainsi été récemment développée et a d'ores et déjà permis de dépasser les performances d'un système unique.

Nous décrivons ainsi dans cette section les principes généraux relatifs à l'amplification et à la combinaison cohérente de champs optiques en régime ultracourt. Cette partie se termine par un recensement des architectures de combinaison d'impulsions femtoseconde existantes et de leur performances avant le début de ce travail en janvier 2013.

#### 3.1 Addition cohérente d'impulsions courtes

La combinaison cohérente de faisceaux a été initialement implantée dans les architectures lasers continus [Fan 05], essentiellement pour contourner l'apparition d'effets non-linéaires comme la diffusion Brillouin [Agrawal 00], prépondérante dans des lasers fins spectralement. Ce concept a ensuite été transposé au régime impulsionnel pour des impulsions nanoseconde [Lombard 11] avant finalement d'être exploité pour des impulsions ultra-courtes [Seise 10, Daniault 11a] où il est parfaitement compatible et intégrable dans un système à dérive de fréquence. L'idée principale est ici de diviser une impulsion initialement étirée en plusieurs faisceaux ou en sub-impulsions séparées par des délais différents. Une fois les répliques spatiales et/ou temporelles générées, elles sont amplifiées jusqu'à ce que les limites en énergies ou puissance moyenne de l'amplificateur soient atteintes. Les différentes voies spatiales et/ou temporelles sont ensuite recombinaisonnées en une unique impulsion. L'impulsion combinée est ensuite comprimée.

Quelque-soit le régime (continu ou pulsé), les dispositifs de combinaison peuvent être tous vu comme un interféromètre optique incluant un ou plusieurs amplificateurs comme détaillé sur la figure I.14 dans le cas d'un système de combinaison à dérive de fréquence. L'efficacité du

1. Cette problématique est abordée dans la deuxième partie de ce manuscrit.

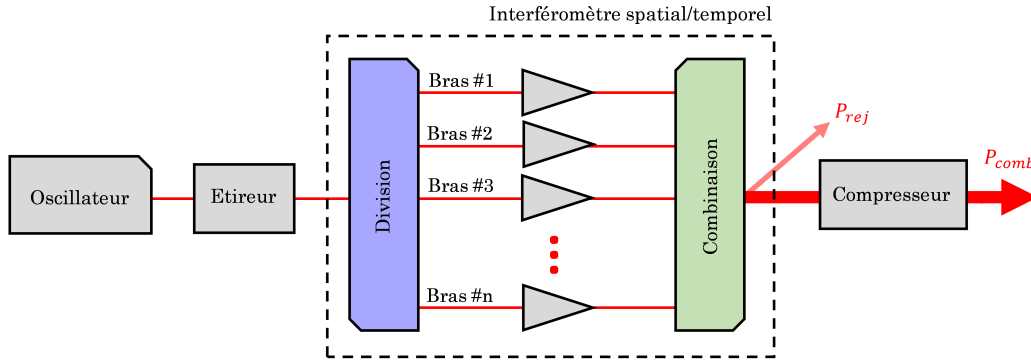


FIGURE I.14: Agencement général d'un système de combinaison cohérente dans une architecture à dérive de fréquence.

système dépend ainsi de sa capacité à contrôler la phase accumulée, après amplification, par les différentes impulsions pour permettre la formation d'une interférence constructive sur l'une des sorties de l'interféromètre.

### 3.1.1 Efficacité du processus

#### Efficacité de combinaison

L'efficacité du processus d'interférence est déterminée à l'aide de l'efficacité de combinaison  $\eta$ , qui traduit la fraction de puissance utile dirigée vers la sortie principale de l'interféromètre. Elle est généralement définie en fonction de la puissance moyenne émise par le système, où le champ combiné est simplement la somme cohérente des champs électriques  $E_n$  émis par chacun des bras de l'interféromètre. En considérant un nombre  $N$  de faisceaux, de puissance identique, la puissance moyenne combinée sortant sur le port principale du système s'exprime alors :

$$P_{comb} = \frac{1}{N} \left| \sum_n E_n \right|^2. \quad (\text{I.33})$$

Comme pour tout phénomène d'interférométrie, des différences de contraste et/ou de phase parmi les champs électriques à sommer vont réduire la visibilité de l'interférence constructive. Ces différences peuvent être causées par un désaccord spatial (profil du faisceau ou front d'onde) et/ou temporel (contenu et phase spectral). L'efficacité de combinaison est définie comme le rapport de la puissance moyenne combinée sur la puissance moyenne totale émise par le système :

$$\eta = \frac{P_{comb}}{\sum_n |E_n|^2}. \quad (\text{I.34})$$

La puissance délivrée sur la voie combinée correspond ainsi au produit de l'efficacité de combinaison par la puissance totale du système. En pratique, l'efficacité est également déterminée en mesurant la puissance non-combinée  $P_{rej}$  sortant sur les ports secondaires de l'interféromètre. En supposant que l'élément de combinaison n'introduit aucune perte, la puissance totale du système s'exprime alors  $P_{tot} = P_{comb} + P_{rej}$ . En régime pulsé, il est également possible de définir l'efficacité de combinaison en fonction de la puissance crête. Son expression est identique à l'équation (I.34) où les puissances moyennes sont remplacées par les puissances crêtes respectives.

#### Variation de phase

Afin d'augmenter les performances d'un facteur  $N$  égal au nombre de canaux de l'interféromètre, les faisceaux à combiner doivent porter la même puissance. Pour approcher une efficacité de combinaison maximale, les propriétés spatiale et/ou temporelle des faisceaux doivent

donc être toutes semblables. Pour les aspects spatiaux, l'impact de variations tel un basculement ou un décalage spatial entre les faisceaux a déjà été étudié analytiquement [Goodno 10]. Ces contributions, d'origine linéaire, sont en pratique aisément compensables (pour un faible nombre de faisceaux à combiner) car nécessitant d'importantes variations entre les faisceaux pour réellement affecter l'efficacité de combinaison d'un système optimisé.

Dans le cas d'un système à plusieurs bras indépendants, la phase absolue de chacune des voies est également susceptible d'être affectée par le bruit environnant. En effet, ce bruit aléatoire lié aux fluctuations thermiques et acoustiques dans l'environnement proche du système est indépendant pour chaque voie. De plus, les grandes surfaces d'interaction des fibres optiques rendent le système d'autant plus sensible à ces bruits. La phase absolue peut ainsi être considérée comme un paramètre fluctuant caractérisée par une constante temporelle  $\tau_{bruit}$  dépendant du niveau d'isolation du système. La puissance combinée du système est ainsi très instable, le rendant inutilisable si aucune compensation active de la phase n'est mise en place. De manière générale,  $\tau_{bruit}$  excède rarement 100  $\mu\text{s}$  ce qui signifie que le bruit environnemental est significatif jusqu'à une fréquence de 10 kHz. Il peut donc être compensé à l'aide d'un asservissement électronique. Les contrôles actifs de phase sont basés sur une mesure de la différence de phase [Shay 07, Bellanger 10, Antier 14] entre les voies ou sur l'évaluation d'une figure de mérite [Zhou 09]. Cette mesure permet ensuite, via un asservissement électronique, d'ajuster la phase d'une voie par rapport à une référence (faisceau avant séparation ou bien l'une des voies du système) à l'aide d'un modulateur de phase (le plus souvent électro-optique ou piézo-electrique).

Pour des impulsions courtes, l'accord de phase nécessaire entre les faisceaux doit également être satisfait temporellement, ce qui implique que les profils et phases spectrale/temporelle doivent également être identiques. L'accord de phase doit donc être réalisé à tous les ordres du développement de Taylor de l'équation (III.2a). Dans une architecture à dérive de fréquence, la phase spectrale relative entre deux voies consécutives peut alors s'exprimer :

$$\Delta\psi(\omega) = \Delta\psi_0 + \underbrace{\Delta\psi_1}_{\text{Délai}}(\omega - \omega_0) + \underbrace{\sum_{n>1} \Delta\psi_n(\omega - \omega_0)^n}_{\text{Dispersion}} + \underbrace{\Delta B \cdot S_{norm}(\omega)}_{\Delta\psi_{nl}}. \quad (\text{I.35})$$

En plus d'une correction de la phase absolue  $\Delta\psi_0$  similaire au régime continu, les différents ordres du développement nécessitent :

- Une correction du délai  $\Delta\psi_1 = \beta_1 \cdot \delta L$  entre les impulsions, où  $\delta L$  correspond à la différence de chemin optique.
- Une compensation de la dispersion  $\Delta\psi_{n>1} = \beta_{n>1} \cdot \Delta L_{fibre}$  entre les deux voies. Plus généralement, cela revient à ajuster les longueurs de fibres passives et dopées pour que les profils temporels des impulsions soient identiques. De plus, une différence de longueur introduira également une différence d'intégrale-B.
- L'accumulation d'une phase non-linéaire impose également une contrainte sur les longueurs de fibre mais également sur les variations de puissance entre les différentes voies. L'impact de cette variation est bien sûr dépendant de l'intégrale-B moyenne  $\langle B \rangle$  à laquelle le système est opéré. La contrainte imposée au système sera ainsi d'autant plus importante que  $\langle B \rangle$  est élevée.

Pour rendre compte des ordres de grandeurs de correction à appliquer, l'impact de ces différents termes sur l'efficacité de combinaison est présenté sur la figure I.15. Nous supposons ici une architecture à dérive de fréquence combinant 10 faisceaux et dont la durée d'impulsions avant étirement est de 300 fs, car représentative de la durée d'un système fibré dopée ytterbium. Dans le domaine spatial, les profils et phases sont supposés parfaitement accordés ce qui permet de ne rendre compte que des contribution temporelles qui sont considérées comme des variables aléatoires de distribution gaussienne [Hanna 13]. De plus le facteur d'étirement est

suffisamment grand pour que les non-linéarités de la fibre ne modifient pas le spectre de l'impulsion. L'efficacité de combinaison est calculée pour un grand nombre de réalisations ( $> 100$ ) et moyennée suivant la méthode de Monte Carlo. Dans chaque cas de la figure I.15, seul un

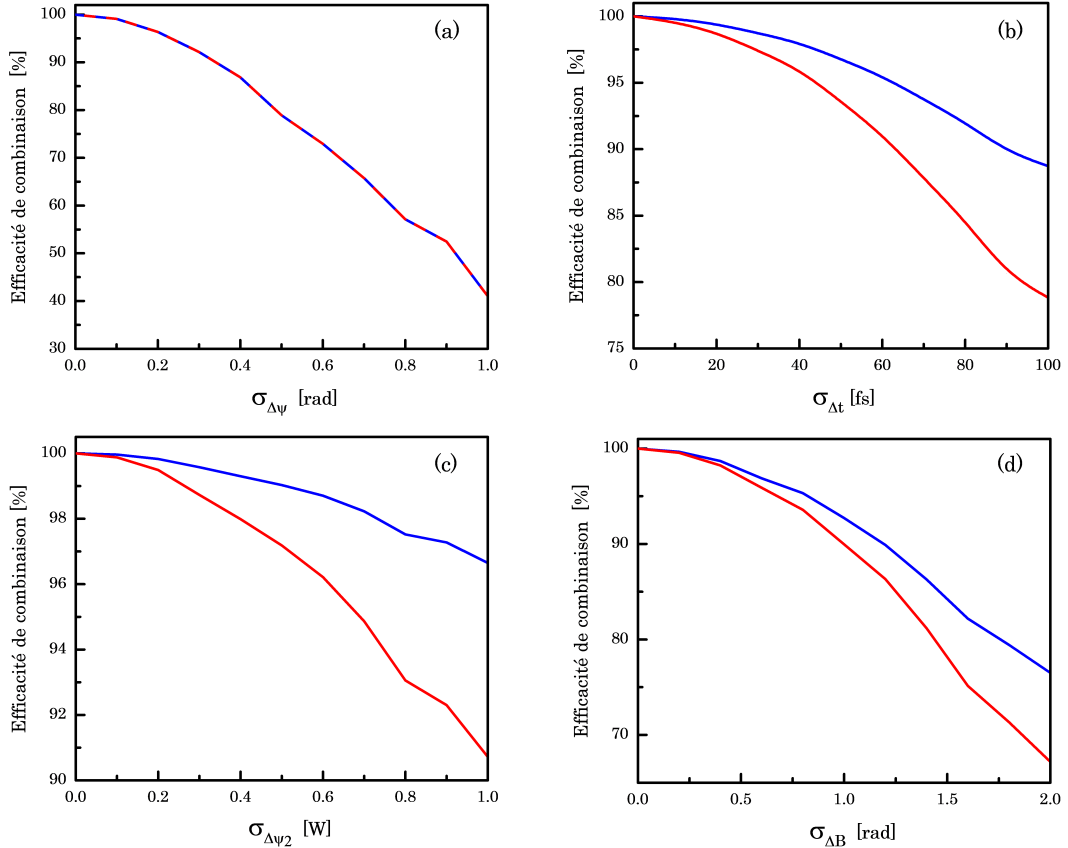


FIGURE I.15: Étude statistique de l'évolution de l'efficacité de combinaison en puissance moyenne [Courbes bleues] et crête [Courbes rouges] suivant une variation de la phase absolue (a), du délai (b), de dispersion (c), ou de l'intégrale-B (d).

paramètre de l'équation (I.35) est supposé fluctuant, les autres étant parfaitement corrigés. La première figure montre ainsi la chute d'efficacité lié à une mauvaise compensation de la phase absolue identique au régime continu et dont les fluctuations sont caractérisées par un écart-type  $\sigma_{\Delta\psi}$ . Les variations du délai, de la dispersion et de l'intégrale-B sont présentées sur les figures suivantes. Il en découle que dans une architecture de combinaison à dérive de fréquence de fibres dopées ytterbium :

- La différence de marche  $\delta L$  entre les voies de combinaison doit être ajustée à 10  $\mu\text{m}$  près ( $0.2 \cdot \Delta t$ ) pour obtenir une efficacité de combinaison supérieure à 90%. En pratique, le délai sera donc ajusté à l'aide d'une platine micrométrique.
- Les longueurs de fibre doivent être ajustées à 20 cm près pour que l'efficacité soit supérieure à 98%.
- Les différences d'intégrale-B sont dépendantes du niveau de non-linéarité du système. Dans le cas d'une intégrale-B moyenne  $\langle B \rangle = 8$  rad, typique des amplificateurs fibrés énergétiques, une variation de puissance ou de longueur de 10% conduit à une chute d'efficacité de 5%.

Comme dans le cas de la phase absolue, les termes de phase d'ordres supérieurs sont également sensibles au bruit environnemental. Les variations de longueurs associées à ce bruit sont cependant bien inférieures aux différences de marche ou de longueur de fibre nécessaire pour affecter significativement l'efficacité de combinaison. Ainsi, seule la phase absolue peut donc

être considérée comme impactée par le bruit environnemental. Les corrections appliquées aux termes d'ordres supérieurs peuvent donc être considérées comme statiques. Un contrôle actif des ordres supérieurs est cependant nécessaire lorsque la durée des impulsions à combiner diminue ( $\Delta t < 50$  fs). Dans notre cas, seul le délai pourra nécessiter un réajustement, notamment lorsque la puissance de pompe est augmentée du fait de la dilatation thermique engendrée par l'échauffement de la fibre.

### 3.1.2 Division et combinaison

La mise en place de l'interféromètre nécessite obligatoirement l'utilisation de composants optiques permettant de diviser et combiner les différentes voies/répliques. Ces composants constituent d'ailleurs un point clef du système de combinaison. En effet, bien que division et combinaison puissent en principe être réalisées avec le même composant, ces étages diffèrent en pratique pour des raisons d'encombrement ou techniques. La gestion de la puissance moyenne et crête est par exemple différente entre l'étage de division (avant amplification) et celui de combinaison, où les puissances peuvent être élevées. Le combineur doit ainsi être en mesure de tenir le flux important émanant des différentes voies sans dommage et/ou sans introduire de perte.

Les dispositifs de combinaison peuvent être classés en deux grandes catégories, selon que la combinaison est effectuée en champ proche ou en champ lointain. En champ lointain, les différents bras de l'interféromètre sont combinés en exploitant la diffraction naturelle de chacun des faisceaux. Pour cela, les différents canaux sont disposés côte à côte suivant un arrangement périodique. Chaque fibre est ensuite collimatée à l'aide d'une matrice de micro-lentilles ce qui conduit à la formation d'un faisceau unique en champ lointain si l'accord de phase est réalisé. Ce type de configuration est parfaitement adapté à la combinaison d'un grand nombre de fibres ( $>10$ ). Cependant, le profil spatial combiné est dicté, par transformée de Fourier, par l'arrangement périodique défini en champ proche ce qui contribue à détériorer sa qualité spatiale et à une perte de la puissance utile au travers l'apparition de lobes secondaires autour du faisceau principal.

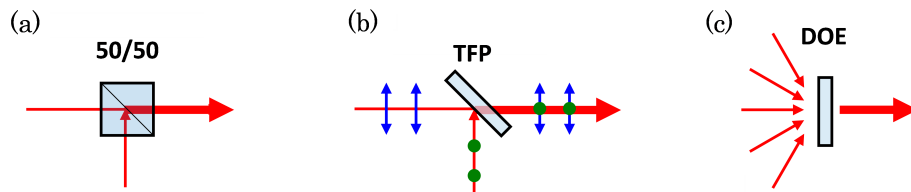


FIGURE I.16: Composants optiques utilisés pour diviser/combiner des faisceaux en champ proche. Lame semi-réfléchissante (a), film mince polarisant (b) et élément diffractif optique (c).

Pour éviter ces problèmes, nous préférons combiner les faisceaux en champ proche, car cette géométrie se rapproche le plus d'un interféromètre classique. Ici, les faisceaux des différents bras sont simplement superposés spatialement pour former finalement un faisceau unique. Dans ce cas idéal, les propriétés spatiales du faisceau combiné sont identiques à celle d'un émetteur avant combinaison. Dans cette configuration, il existe un grand nombre de possibilités pour séparer/combiner spatialement des faisceaux lasers. Les techniques les plus courantes sont représentées sur la figure I.16. Alternativement aux lames semi-réfléchissantes couramment utilisées dans les interféromètres, il est possible d'utiliser des éléments polarisant qui permettent de contrôler la répartition en puissance dans chacune des voies et ainsi de compenser d'éventuelles pertes dans l'une d'entre elles. Pour des impulsions courtes, on préférera alors utiliser des lames minces polarisantes qui limitent l'accumulation d'effets non-linéaires au cours de leur traversée. En utilisant ces éléments, séparation et combinaison ne peuvent alors se faire que deux à deux

et la génération de plus de deux voies nécessite alors de cascader le dispositif, ce qui tend à augmenter l'encombrement du système. Une autre approche intéressante consiste à utiliser des éléments diffractifs optiques (DOE, *Diffractive Optical Element*) qui permettent alors de combiner un grand nombre de faisceaux et ont montré une très bonne tenue à la puissance moyenne ( $> 1$  kW) [McNaught 14]. Leur utilisation est cependant plus problématique pour des impulsions large bande à cause de la dispersion angulaire qu'ils peuvent introduire et qui détériore les qualités spatiale/temporelle du faisceau par l'introduction d'une dérive angulaire de fréquence.

### 3.2 Systèmes de combinaison d'impulsions ultracourtes

Afin de préserver la qualité spatiale et temporelle du faisceau combiné, les architectures ultracourtes de combinaison se sont développées en utilisant une combinaison en champ proche. Cette géométrie permet également d'obtenir, en théorie, une efficacité de combinaison élevée où les variations temporelles et spectrales sont les principales contributions pouvant perturber la combinaison.

#### 3.2.1 Systèmes actifs

Les premiers systèmes de combinaison en régime femtoseconde ont été directement adaptés des architectures développées en régime continue ou nanoseconde. Ces systèmes basés sur une séparation spatiale du faisceau incident sont construits autour d'un interféromètre de Mach-Zehnder et sont de plus compatibles avec une architecture à dérive de fréquence. Un exemple d'une telle implantation est montré sur la figure I.17. Dans ce cas, un film mince polarisant (TFP, *Thin film Polarizer*) est utilisé pour générer les deux faisceaux spatialement séparés. L'intérêt ici est de pouvoir ajuster les puissances injectées dans chaque voie pour compenser les pertes éventuelles d'une voie. De cette façon, les puissances injectées dans chaque fibre peuvent être *a priori* identiques. Chaque faisceau est ensuite amplifié dans deux fibres distinctes de longueurs iden-

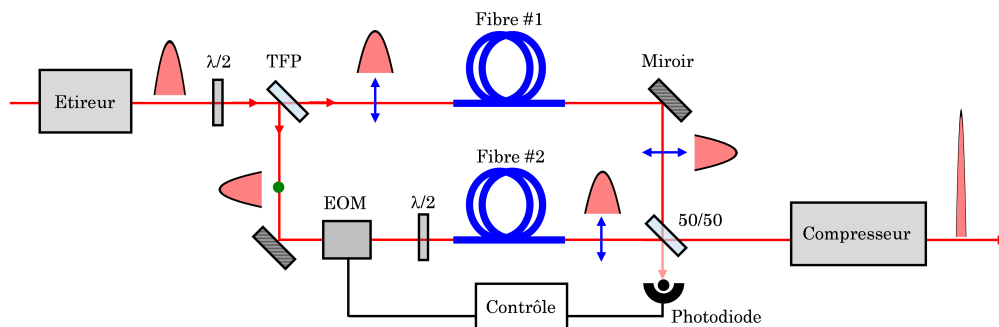
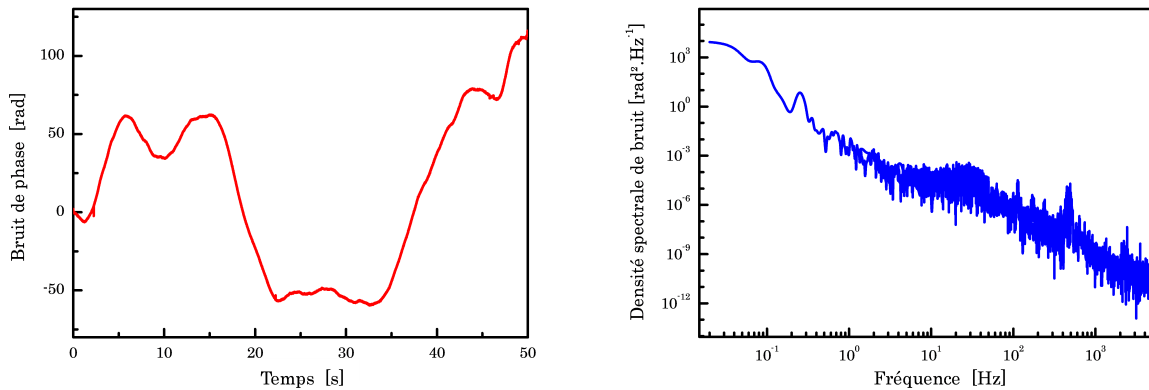


FIGURE I.17: Exemple d'un dispositif de combinaison actif par séparation spatiale du faisceau incident. L'indépendance des deux amplificateurs conduit à l'utilisation d'un asservissement de la phase relative entre les deux voies. Ici, La phase du bras # 2 est asservie pour suivre les variations de phase du bras # 1.

tiques pour limiter les différences de dispersion et les éventuelles variations d'intégrale-B. Les deux bras sont finalement recombinés sur un polariseur ou une lame semi-réfléchissante. Dans ce dernier cas, l'état de polarisation des deux voies doit alors être identique pour permettre la recombinaison. Lorsque le délai est ajusté pour que les deux impulsions se superposent, une interférence a alors lieu dont la partie constructive est dirigée vers le compresseur. La fraction de puissance correspondant au désaccord de phase entre les deux voies est alors rejetée sur le deuxième port du combineur.

Dans cette géométrie, les différentes voies ne sont pas couplées. Dans ce cas chaque fibre n'amplifie que le faisceau se propageant dans le bras où celle-ci est disposée. De ce fait, la phase

relative des impulsions est sujette aux fluctuations de l'environnement. La figure I.18 illustre le bruit de phase expérimental mesuré sur la sortie combinée d'un système à deux voies. Dans cet exemple, le système est asservi et la correction appliquée par le modulateur pour corriger la phase relative est enregistrée. Pour éviter toute fluctuation du délai, l'amplificateur est opéré à basse puissance et la mesure effectuée après thermalisation du système. La trace temporelle (Fig. I.18(a)) montre ainsi de larges fluctuations dont la différence de phase pic-à-pic est de 180 rad. Sur les 60 s d'enregistrement la phase relative du système varie constamment. La densité spectrale de bruit correspondant à cet enregistrement est également tracée. Celle-ci montre que les fluctuations et vibrations mécaniques ( $f < 100$  Hz) contribuent très largement au bruit de phase. Le système doit donc être impérativement stabilisé pour être opérationnel.



(a) Bruit de phase mesuré sur la sortie combinée d'un système à deux voies. Chaque bras contient une fibre micro-structurée dopée à large aire modale d'une longueur de 2 m.

(b) Densité spectrale de bruit correspondant à l'enregistrement temporel de la figure I.18(a).

FIGURE I.18: Caractéristiques du bruit environnemental sur la phase relative d'un système de combinaison à deux voies.

Comme seule la phase absolue est soumise à ces fluctuations, les asservissements électroniques utilisés en régime continu peuvent alors être directement intégrés dans un système ultracourt. Lors des premières démonstrations de combinaison deux types d'asservissement ont été utilisés :

- Un contrôle par marquage fréquentiel (LOCSET, *Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic-frequency Tagging*). Cette technique consiste à imprimer une légère modulation de phase sur l'une des voies de l'interféromètre à l'aide de l'oscillateur local d'une détection synchrone. Cette modulation de phase permet ainsi de légèrement moduler la puissance combinée/rejetée du système. En mesurant avec une photodiode l'une des deux sorties on peut alors récupérer cette modulation et mesurer son déphasage par rapport à l'oscillateur local. La valeur et le signe du déphasage permettent ainsi à l'électronique de contrôle de connaître le sens de la correction à appliquer. La correction est ensuite envoyée à un modulateur de phase situé sur la voie asservie.
- Un contrôle par mesure de l'état de polarisation. Dans ce cas le combineur doit être un polariseur. Les deux ondes arrivent alors avec une polarisation orthogonale. De ce fait le faisceau combiné est polarisé linéairement à  $45^\circ$  si la phase relative du système est nulle. Toute variation de la phase relative conduit ainsi à un état de polarisation non-rectiligne. La polarisation des impulsions est alors mesurée avec un détecteur de Hänsch-Couillaud composé d'un polariseur et de deux photodiodes. La différence de tension  $V_1 - V_2$  entre les deux détecteurs renseigne sur le degré d'ellipticité et donc la correction à appliquer sur le modulateur de phase. On notera cependant dans ce cas que les puissances combinées et rejetées sont extraites sur la même voie et qu'il est alors nécessaire d'utiliser un deuxième polariseur pour filtrer la composante rejetée.

Les dispositifs de combinaison actifs utilisant l'une ou l'autre des solutions ci-dessus ont ainsi démontré avec succès la combinaison de deux voies ou plus [Siiman 12]. Ces premiers développements ont également permis l'étude des contributions spectro-temporelles sur l'efficacité du processus. En régime linéaire, ces contributions sont ainsi quasi-négligeables et permettent d'obtenir d'excellentes efficacités de combinaison généralement supérieures à 95 % [Daniault 12c]. En effet dans ce cas, seules des différences statiques non-compensées initialement lors de l'intégration du système sont à l'origine de la chute d'efficacité. L'efficacité de ces systèmes décroît cependant en régime non-linéaire à des valeurs situées entre 85-90 % pour une intégrale-B moyenne estimée à 6 rad [Seise 10, Daniault 11a, Daniault 12a]. Dans ces expériences, l'essentiel des pertes est attribué au désaccord de phase non-linéaire.

Dès les premiers développements, les systèmes actifs de combinaison ont permis la génération de puissance moyenne et d'énergie équivalente aux amplificateurs à dérive de fréquence standard. À l'aide d'un dispositif à quatre voies des impulsions combinées de 3 mJ ont pu être générées correspondant à une puissance crête de 5,4 GW [Klenke 11], déjà supérieure aux performances obtenues avec un amplificateur unique. Au-delà de ce record, les premières expériences de combinaison ont permis une généralisation des systèmes fibrés ultracourts opérant à des énergies supérieures à 100  $\mu$ J ou, dans la même idée, à des intégrales-B élevées et ce sans détériorer la qualité temporelle des impulsions.

### 3.2.2 Systèmes passifs

Afin de contourner les problèmes inhérents à la stabilisation active des systèmes de combinaison, les recherches se sont également portées sur le développement d'architectures passives, c'est-à-dire où l'accord de phase est auto-satisfait. Le concept repose sur la création d'un réseau de chemins optiques communs à tous les amplificateurs. Les impulsions accumulent donc une phase identique car se propageant au travers les mêmes optiques, l'accord de phase est alors automatiquement réalisé à tous les ordres et insensible à tout bruit inférieur à une fréquence  $f = 1/\tau_{sys}$  où  $\tau_{sys}$  représente le temps de parcours d'une impulsion dans le système.

#### Interféromètre de Sagnac

L'architecture passive la plus simple repose sur l'utilisation d'un interféromètre de Sagnac, formant une boucle dont l'entrée/sortie sont formées par le même composant optique. Cette architecture est présentée sur la figure I.19. L'élément de division/combinaison est ici un unique film polarisant (ou une lame semi-réfléchissante) permettant de diviser le faisceau en deux répliques spatiales. Les deux impulsions générées parcourent ainsi la boucle Sagnac en sens inverse et traversent les mêmes composants. La phase absolue et les effets dispersifs sont donc automatiquement accordés pour les deux impulsions qui, théoriquement, se recombinent parfaitement sur le polariseur d'entrée. Dans ces dispositifs, le périmètre de la boucle n'est que de quelques mètres conduisant à une aire suffisamment faible pour négliger le déphasage par effet Sagnac lié à la rotation terrestre. En comparaison d'un système actif à deux voies, la boucle Sagnac permet le même gain en performance (puissance moyenne et crête). L'encombrement du système est quant à lui identique mais sa réalisation moins difficile puisque l'accord de phase ne nécessite aucune rétro-action.

Bien que l'interféromètre permette d'auto-compenser les contributions linéaires<sup>1</sup> de l'accord de phase il peut cependant se désaccorder en présence d'effets non-linéaires, en particulier si le milieu à gain n'est pas pompé de manière symétrique. En effet, nous avons vu dans la section 2.3.2 que l'intégrale-B accumulée par une impulsion est dépendante de la géométrie de pompage. De ce fait, si la fibre dopée n'est pompée que d'un côté alors la configuration de pompage est différente pour les deux sens de propagation. Le dispositif se rapproche alors d'une

1. Un désaccord spatial entre le faisceau dû à une différence de divergence est tout de même possible si les extrémités de la fibre ne sont pas à équidistance de l'entrée.



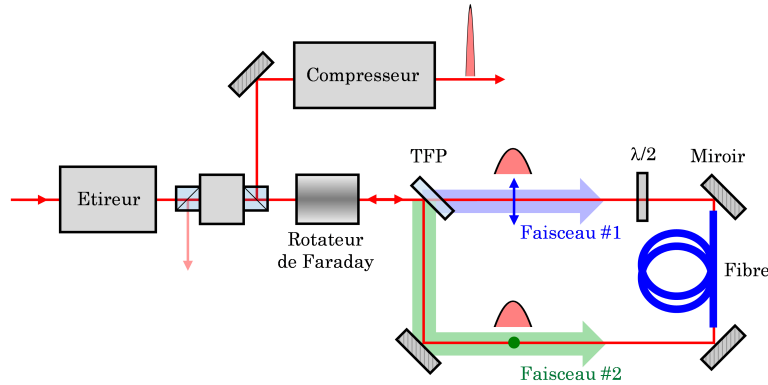


FIGURE I.19: Système de combinaison spatial passif basé sur un interféromètre de Sagnac. Le faisceau éjecté sur le deuxième port de l'isolateur correspond à la puissance non-combinée.

géométrie de pompage contra- ou co-propagative et qui dans ce cas conduit à l'accumulation d'une différence de phase non-linéaire. Pour remédier à cela, il est donc impératif de pomper la fibre à chaque extrémité pour symétriser l'inversion de population le long de la fibre et ainsi homogénéiser l'intégrale-B. Cette modification de l'architecture de pompage augmente cependant l'accumulation d'une phase non-linéaire (pour les deux sens de propagation) en comparaison d'un amplificateur unique à pompage contra-propagatif. De manière générale, pour préserver l'accord de phase il est indispensable que la boucle soit parfaitement symétrique de part et d'autre du milieu à gain.

Jusqu'à maintenant deux expériences ont confirmé le potentiel d'une architecture passive de combinaison de faisceaux. L'extrême robustesse du système permet ainsi d'obtenir des efficacités de combinaison remarquables supérieures à 96 % en régime linéaire [Daniault 11b]. La viabilité de cette architecture a également été démontrée dans une configuration d'amplification en régime parabolique [Daniault 12c], fortement non-linéaire où les profils et phases spectrales sont fortement perturbés par auto-modulation de phase. La deuxième expérience a également démontré la compatibilité de l'interféromètre de Sagnac dans un système fortement énergétique [?], proche de l'état de l'art des amplificateurs fibrés. Des impulsions de 300 fs avec une énergie combinée et comprimée de  $650 \mu\text{J}$  ( $P_{\text{crête}} > 2 \text{ GW}$ ) ont ainsi été obtenues à l'aide de deux fibres barreaux. La puissance moyenne du système était alors de 60 W ( $F_R = 92 \text{ kHz}$ ). En comparaison des architectures gigawatt classiques utilisant des étirements de plusieurs nanosecondes, ici les impulsions ne sont étirées qu'à 500 ps, démontrant le potentiel des architectures de combinaison pour la montée en performances des systèmes fibrés. La tenue du système à haute puissance moyenne a également été étudiée en augmentant le taux de répétition du laser jusqu'à 20 MHz, où une puissance moyenne de 135 W avant compression, limitée par le dispositif de pompage, a été démontrée.

### Amplification par division temporelle

En régime pulsé, plutôt que de procéder à une division spatiale du faisceau incident, il est également possible de diviser temporellement l'impulsion initiale en une série de répliques. À l'image des autres architectures, ces copies de l'impulsion initiale sont ensuite amplifiées puis recombinées en une impulsion unique. Ce procédé permet ainsi de réduire la puissance crête par un facteur égal au nombre de répliques générées et équivaut ainsi à un allongement artificiel de la durée d'impulsion dans le milieu à gain. Ce procédé, appelé amplification par division temporelle (DPA, *Divided Pulse Amplification*), a été introduit en 2007 [Zhou 07] pour amplifier des impulsions picoseconde.

Les faibles délais nécessaires pour séparer deux impulsions courtes permettent d'utiliser des

cristaux biréfringents pour diviser/combiner les impulsions. Si l'onde incidente est polarisée à  $45^\circ$  des axes propres du cristal, elle est alors décomposée en deux composantes (une sur l'axe rapide et l'autre sur l'axe lent du cristal) orthogonales et de mêmes amplitudes. La différence d'indice vu par les deux ondes conduit naturellement à une différence de vitesse de groupe qui permet alors de séparer temporellement les deux projections pour une propagation suffisamment longue dans le cristal. En sortie, les deux projections forment ainsi deux répliques parfaitement identiques, mais polarisées orthogonalement, de l'impulsion initiale. Ce processus peut bien sûr être cascadié pour générer  $2^k$  répliques, où  $k$  est le nombre de cristaux utilisés, et en doublant au minimum l'épaisseur des cristaux successifs. Cela permet d'éviter tout recouvrement temporel entre deux impulsions consécutives et une interaction non-linéaire entre celles-ci via la modulation de phase croisée. En tournant la polarisation des répliques de  $90^\circ$  il est également possible d'utiliser la séquence de division comme étage de combinaison. En effet, les composantes sur l'axe rapide à l'aller se propagent alors au retour sur l'axe lent et inversement. Le système est donc entièrement passif et permet également de s'affranchir des différences spatiales puisqu'un seul faisceau est utilisé. Comme pour un interféromètre de Sagnac le système est *a priori* insensible à toutes fluctuations inférieures au temps d'aller-retour dans les cristaux. Pour une distance parcourue typique de 6 m après aller-retour, le système est immun à tout bruit de fréquence inférieure à 50 MHz.

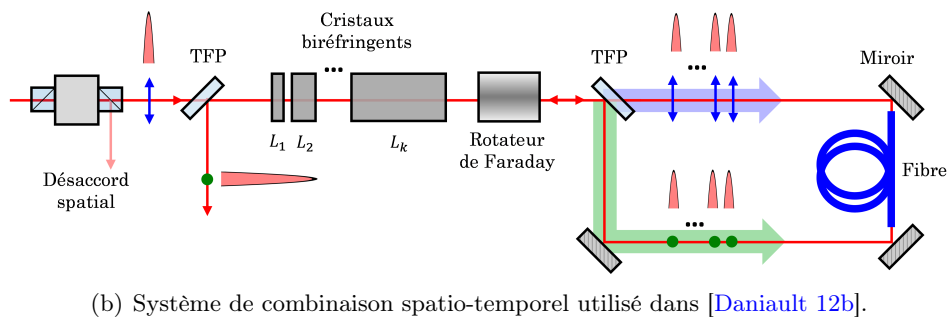
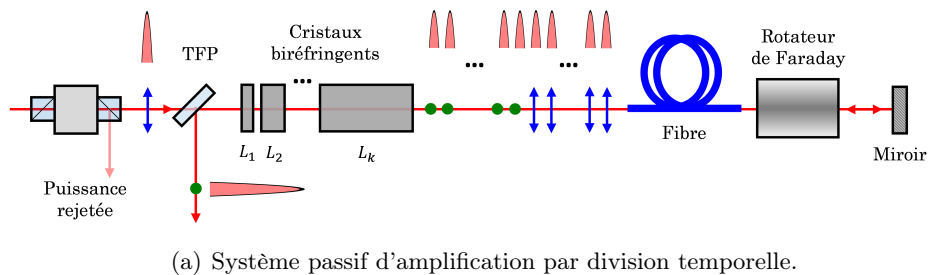


FIGURE I.20: Architectures passives de combinaison par division temporelle.

Dans un système de division temporelle utilisant des cristaux biréfringents, seule une différence de phase non-linéaire peut être à l'origine d'une chute d'efficacité<sup>1</sup>. Dans une telle situation, l'état de polarisation de l'impulsion recombinaison devient alors elliptique et orienté suivant un angle  $\theta$  dépendant du déphasage. Cette ellipticité peut conduire, si plus de deux répliques sont générées, à la formation d'impulsions parasites de part et d'autre de l'impulsion combinée. Après le dernier étage de combinaison, la projection de l'état de polarisation sur le polariseur d'extraction permet de rejeter une partie de la puissance contenue dans ces répliques. Mais une portion de puissance, dont la projection est colinéaire à la polarisation de l'impulsion principale, sort également sur la voie combinée. Dans ce cas, on distingue deux contributions à l'efficacité de combinaison globale :

- o Une contribution spatiale  $\eta_{spatial}$  correspondant à la puissance retournant vers l'oscillateur et éjectée sur l'isolateur (Fig. I.20(a)).

1. Notamment si les répliques n'ont pas exactement la même amplitude

- Une contribution temporelle  $\eta_{temporel}$  correspondant à la fraction de puissance éjectée sur le polariseur et colinéaire au faisceau combiné, mais contenue dans les impulsions parasites.

L'efficacité de combinaison totale du système correspond au produit  $\eta = \eta_{spatial} \times \eta_{temporel}$  des deux contributions.

L'implantation de ce dispositif a été démontrée dans des architectures d'amplification directe (sans dérive de fréquence) pour des impulsions picoseconde [Zhou 07, Kong 12] et femtoseconde [Daniault 12b]. Dans ces différents cas, entre 4 et 8 répliques étaient générées, ce qui a permis de porter à 1 MW la puissance crête des impulsions picoseconde sans déformation spectrale notable. En régime femtoseconde, le système a été appliqué dans un schéma spatio-temporel avec un interféromètre de Sagnac (Fig. I.20(b)) d'amplification parabolique et a permis de démontrer la validité du système en présence d'une intégrale-B élevée de 20 rad, correspondant à la génération d'impulsions de 50 fs et de 3,1  $\mu\text{J}$  ( $P_{crête} = 52 \text{ MW}$ ) et une efficacité de combinaison de 80%.

## 4 Conclusion

Les fibres optiques offrent la possibilité de générer et d'amplifier des impulsions courtes avec une gestion des effets thermiques permettant d'atteindre de fortes puissances moyennes. La propagation de ces impulsions est modélisée à l'aide de l'équation non-linéaire de Schrödinger en tenant compte des effets dispersifs (jusqu'à l'ordre 3) et d'auto-modulation de phase. Cet effet non-linéaire et sa contribution spatiale (auto-focalisation) sont une limite importante à l'extraction de hautes énergies en sortie d'un amplificateur à fibre.

L'amplification à dérive de fréquence permet de contourner ce problème en exploitant judicieusement les effets dispersifs pour ainsi abaisser l'intensité dans le cœur de fibre. Couplées à des techniques de gestion/compensation des non-linéarités et au développement de fibres à larges aires modales, les performances des amplificateurs femtoseconde à fibre ont ainsi pu être significativement augmentées pour atteindre des puissances crêtes de quelques gigawatt.

Cependant, les niveaux de performances atteints sont maintenant limités par des verrous technologiques ou techniques. Pour remédier à cela, une parallélisation du système d'amplification a donc été effectuée à l'image de ce qui a déjà été réalisé dans les régimes continu ou pulsé. Cette séparation permet ainsi de décupler le nombre de fibres et donc d'augmenter les performances du système si les différents amplificateurs sont combinés en un seul et unique faisceau. Pour préserver la qualité d'impulsion l'addition des différents champs doit également être réalisée de manière cohérente ce qui nécessite un contrôle actif ou passif de la relation de phase entre les différentes voies. Ces techniques, récemment mises en place ont déjà permis d'égaliser voire dépasser les performances d'un amplificateur unique.

Les architectures passives sont particulièrement attractives, car pouvant s'intégrer facilement dans des systèmes industriels. Le chapitre suivant est ainsi consacré à la poursuite des travaux de développement de ces dispositifs de combinaison et de leur intégration dans des systèmes à dérive de fréquence.



# Chapitre II

## Combinaison cohérente passive d'amplificateurs à dérive de fréquence

### Objectifs

---

Afin de poursuivre l'accroissement des performances des amplificateurs à fibre, différentes architectures de combinaison passive sont implémentées dans des systèmes à dérive de fréquence. Nous détaillons dans un premier temps, la mise en œuvre d'un dispositif de divisions temporelles pouvant générer des délais de plusieurs nanosecondes, compatibles avec de forts étirements. Ce système est également couplé à un interféromètre de Sagnac en vue d'augmenter ses performances. Dans une dernière partie, nous explorons les perspectives associées à ces développements, et notamment la montée en énergie de ces systèmes.

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Amplification à dérive de fréquence par division temporelle</b>	<b>54</b>
1.1	Transposition du dispositif en régime à dérive de fréquence	54
1.1.1	Ligne à retard	54
1.1.2	Divergence spatiale	54
1.1.3	Montage expérimental	56
1.2	Système à $N=4$ répliques temporelles	58
1.2.1	Fonctionnement en régime linéaire	58
1.2.2	Étude à haute énergie	59
1.2.3	Chute de l'efficacité de combinaison à l'approche de l'énergie de saturation	61
1.3	Optimisation du dispositif pour $N=2$ répliques	65
<b>2</b>	<b>Architecture multidimensionnelle passive</b>	<b>68</b>
2.1	Compensation des effets de saturation pour $N=4$ répliques	68
2.1.1	Principe	68
2.1.2	Symétrie de la boucle Sagnac	69
2.2	Schéma à deux fibres	70
2.2.1	Montage expérimental	70
2.2.2	Comportement à forte Intégrale $B$	71
<b>3</b>	<b>Architectures temporelles au-delà de l'énergie de saturation</b>	<b>75</b>
3.1	Système actif	75
3.2	Divisions temporelles passives et modulation d'amplitude	76
3.3	Fonctionnement au-delà de l'énergie de saturation	79
<b>4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>81</b>

---

## 1 Amplification à dérive de fréquence par division temporelle

Le développement d'architectures de combinaison active ou passive a permis de contourner les limites imposées par l'amplification d'impulsions courtes dans les fibres. Parmi ces différents dispositifs, seule l'amplification par division temporelle n'a pu être intégrée dans un dispositif à dérive de fréquence, et ce malgré de forts avantages. En effet, cette technique permet de limiter l'encombrement des lignes dispersives d'un amplificateur CPA en augmentant, artificiellement, la durée étirée et permettant théoriquement l'extraction de hautes énergies à partir d'un système compact et robuste.

Nous proposons ainsi dans cette section, d'intégrer ce dispositif dans une architecture à dérive de fréquence. Les délais importants nécessaires pour séparer temporellement deux répliques consécutives sont alors générés à l'aide de lignes optiques en espace libre. Deux expériences sont présentées, correspondant à la génération de 4, puis 2 répliques temporelles.

### 1.1 Transposition du dispositif en régime à dérive de fréquence

#### 1.1.1 Ligne à retard

Malgré une forte biréfringence de groupe<sup>1</sup>, les cristaux utilisés dans les dispositifs DPA ne peuvent générer des délais supérieurs à quelques dizaines de picosecondes. En effet, la difficulté à faire croître des cristaux de plus de 4 cm ne permet pas de générer un retard de plus de 30 ps autour de 1  $\mu\text{m}$ . Pour intégrer une séquence de division temporelle dans une architecture à dérive de fréquence, il est alors nécessaire de diviser/combiner les impulsions en espace libre à l'aide d'un interféromètre à division d'amplitude. À l'image des systèmes de combinaison spatiale, l'interféromètre permet ici de séparer spatialement le faisceau incident ou bien de combiner les différents faisceaux émergents. En jouant sur la différence de chemin optique  $\delta_{DP}$  parcourue par les deux faisceaux, on peut alors les séparer temporellement d'un délai  $\frac{\delta_{DP}}{c}$ .

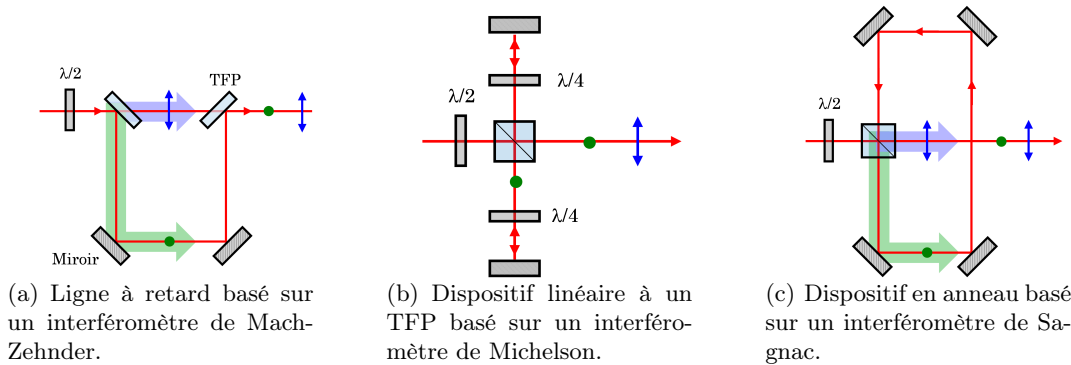


FIGURE II.1: Ligne de division temporelle en espace libre. Une propagation en sens inverse permet de combiner les répliques générées.

La figure II.1 présente différentes versions de ces systèmes de division temporelle dérivées à partir d'un interféromètre de Mach-Zehnder [Zaouter 12, Kienel 15]. Dans chaque cas, des optiques polarisantes sont utilisées et permettent d'ajuster les puissances dans chaque voie mais aussi de combiner les faisceaux.

#### 1.1.2 Divergence spatiale

Contrairement aux systèmes actifs ou passifs de combinaison de faisceaux, les différents bras de l'interféromètre sont ici désaccordés pour permettre la séparation temporelle des deux projections de polarisation. La différence de marche imposée par la ligne à retard en espace libre

1. Dans le cas de l'yttrium vanadate,  $\text{YVO}_4$ , les retards générés sont de l'ordre de  $700 \text{ fs} \cdot \text{mm}^{-1}$  à 1  $\mu\text{m}$ .

introduit donc nécessairement une différence spatiale entre les faisceaux (taille, phase). Cette différence est à priori automatiquement compensée lors d'un aller-retour dans le dispositif<sup>1</sup>, après rotation de  $90^\circ$  de l'état de polarisation. Dans le cas d'un milieu à gain fibré, la condition de guidage conduit à une homogénéisation spatiale des deux ondes, si bien qu'en émergeant de la fibre, les profils des deux ondes sont identiques. Dans cette situation l'aller et le retour sont donc indépendants et ont pour conséquence :

- Après division : de modifier les conditions d'injection dans la fibre pour chacun des faisceaux, ce qui peut induire une intégrale-B différentielle entre les deux répliques lorsque le système devient non-linéaire.
- À la combinaison : d'abaisser l'efficacité de combinaison en la limitant à une valeur haute dépendant de la taille du faisceau et de la différence de marche.

Contrairement aux premiers développements utilisant des cristaux biréfringents, la transposition dans un système à dérive de fréquence fibré est donc intrinsèquement limitée par la propagation des faisceaux, correspondant à chaque réplique, sur des distances différentes. La chute d'efficacité correspondante peut cependant être contrôlée et son impact fortement réduit en jouant sur les largeurs de faisceaux. En effet, pour limiter les variations de phases spatiales, mais aussi de taille entre les faisceaux, on cherchera à augmenter le plus possible la taille du faisceau incident, ce qui aura pour conséquence :

- D'augmenter la distance de Rayleigh du faisceau et donc de limiter la différence de taille entre les deux bras de l'interféromètre.
- D'augmenter le rayon de courbure du faisceau et donc de minimiser les variations de phase spatiale.

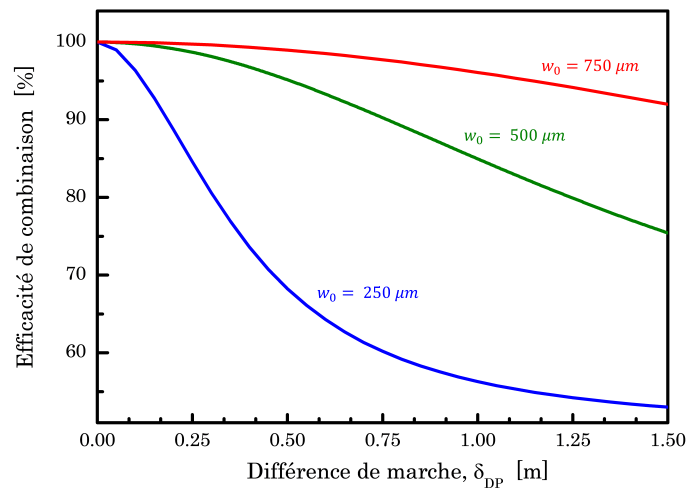


FIGURE II.2: Évolution de l'efficacité de combinaison, pour différentes tailles de faisceaux, suivant la différence de marche accumulée dans l'interféromètre. Dans chaque cas, le waist du faisceau est situé à l'entrée de la ligne de division.

Pour limiter la perte d'efficacité, il est donc préférable de disposer l'interféromètre à un endroit où le faisceau est collimaté mais également le plus gros possible. La figure II.2 montre ainsi l'évolution de l'efficacité de combinaison, pour différentes tailles de faisceaux lors de la combinaison de deux répliques. En augmentant la taille de faisceau avant séparation, la baisse d'efficacité est ainsi limitée : pour un même délai, les différences de rayon de courbure des deux ondes sont moins importantes. Ainsi pour un waist de  $750 \mu\text{m}$  et une différence de marche de  $1,3 \text{ m}$  ( $\frac{\delta_{DP}}{c} = 4,3 \text{ ns}$ ) l'efficacité correspondante est de 94% alors que pour un waist de

1. Ce qui est notamment le cas dans un système à base de cristaux massifs, où toute la propagation se fait en espace libre.



500  $\mu\text{m}$  celle-ci chute à 79%.

Comme pour tout système de combinaison spatiale l'interféromètre est également sensible à tout désalignement, tel un basculement ou une inclinaison d'un des deux faisceaux [Goodno 10]. En limitant la chute d'efficacité, le profil spatial du faisceau combiné est alors peu affecté et pourra toujours être considéré comme gaussien. Le profil du faisceau rejeté est quant à lui fortement affecté en présence ou non d'un dés-alignement. De tels profils sont présentés sur la figure II.3 montrant la coupe transverse du faisceau combiné et rejeté dans le cas d'un alignement parfait ( $\delta_{DP} = 10 \text{ cm}$  et  $\eta = 99\%$ ) et dans le cas d'une inclinaison horizontale d'un des faisceaux.

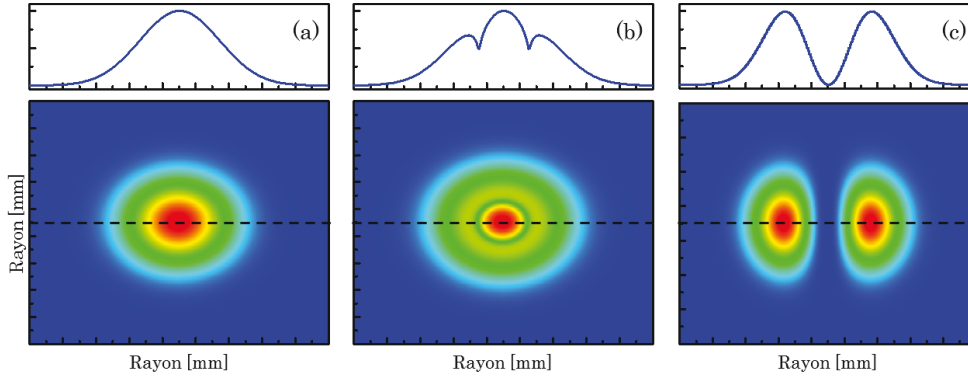


FIGURE II.3: Profil spatial et coupe transverse du faisceau combiné (a) et rejeté lorsque les deux voies sont parfaitement superposées (b) ou inclinées horizontalement (c).

Ces profils caractéristiques d'un interféromètre à division d'amplitude permettent par ailleurs d'aligner aisément le système, au travers d'une appréciation visuelle de l'efficacité de combinaison. Une structure annulaire sur le faisceau rejeté signifiant que les deux faisceaux sont parfaitement superposés.

Grâce à ces systèmes de division spatiale il est donc possible de générer deux impulsions séparées d'un délai  $\tau$  compatible avec un dispositif d'amplification à dérive de fréquence. Malgré des pertes intrinsèques au dispositif, il est tout de même possible d'obtenir de hautes efficacités de combinaison. La section suivante décrit l'intégration de ce dispositif dans un amplificateur à dérive de fréquence, permettant la génération d'un maximum de 4 répliques. Dans ce cas, l'utilisation de fibres barreaux et l'allongement temporel artificiel du DPA permettent alors d'augmenter significativement les performances de l'amplificateur.

### 1.1.3 Montage expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure II.4. Il présente un encombrement réduit de  $1,2 \times 0,4 \text{ m}^2$ . La ligne DPA est insérée dans un amplificateur à dérive de fréquence fibré non-linéaire dans lequel l'impact des non-linéarités peut être partiellement compensé par le désaccord de phase du couple étireur-compresseur. L'injecteur, tout fibré, est composé d'un oscillateur fibré femtoseconde à blocage de modes, d'un sélecteur d'impulsion, d'un étireur et d'un pré-amplificateur à fibre. L'oscillateur génère des impulsions centrées à 1030 nm dont la limite de Fourier est de 200 fs à une cadence de 25 MHz. Les impulsions sont ensuite étirées à l'aide d'un réseau de Bragg fibré à dérive de fréquence mimant une séquence dispersive à réseaux ayant une densité de traits de  $1740 \text{ tr.mm}^{-1}$ . Le facteur d'étirement est ici choisi pour préserver une durée d'impulsion supérieure à 500 ps après l'amplificateur de puissance, lorsque celui-ci est opéré à son gain maximal. Après cette séquence, les impulsions sont d'abord pré-amplifiées dans une fibre optique à maintien de polarisation dopée ytterbium ( $MFD = 7 \mu\text{m}$ ) permettant de délivrer des impulsions polarisées linéairement dans l'étage de puissance mais également de générer le train de répliques. La puissance en sortie de pré-amplificateur est ajustée pour compenser les pertes d'insertion et la réduction de puissance causée par un deuxième

sélecteur d'impulsion. Ce dernier permet d'ajuster, à souhait, entre 50 kHz et 25 MHz, le taux de répétition de l'amplificateur de puissance. Un dernier pré-amplificateur à fibre, identique au premier, permet finalement d'obtenir une puissance moyenne supérieure à 50 mW aux différentes cadences d'opération. Cette puissance est suffisante pour opérer l'amplificateur et maximiser son efficacité optique-optique. En sortie de fibre, l'injecteur est collimaté ( $w_0 = 1$  mm)

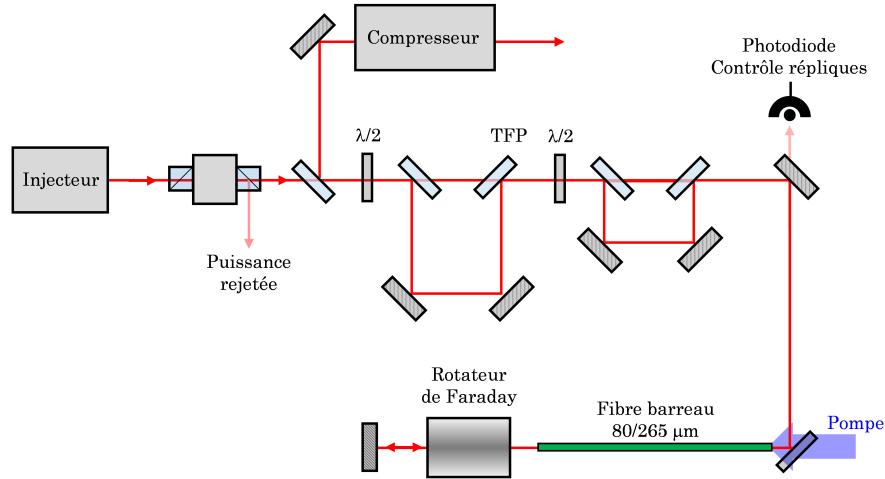


FIGURE II.4: Schéma du dispositif expérimental intégrant une ligne de division/combinaison d'impulsions dans un système CPA fibré. L'étireur (non-représenté) est intégré à l'injecteur.

et est amené jusqu'à l'amplificateur de puissance. Sur son parcours en espace libre ( $z < z_R$ ), le faisceau traverse alors un isolateur, pour protéger l'injecteur de tout retour optique, puis deux interféromètres de Mach-Zehnder formés par des lames minces polarisantes. Cet agencement permet la génération d'un maximum de quatre répliques temporelles. Suivant l'orientation de la polarisation linéaire de l'injecteur, la fraction de puissance dirigée dans chaque bras peut alors être ajustée. En particulier, un bras peut être complètement contourné pour alors générer un nombre réduit de répliques, à savoir 4, 2 ou 1. Les différences de chemins optiques dans les interféromètres sont respectivement de 1,32 et 0,6 m. Ainsi, cet arrangement permet dès lors de générer un train d'impulsions de quatre répliques, séparées chacune d'un délai  $\tau = 2,2$  ns. Les interféromètres sont ici disposés par différence de marche décroissante. De cette manière, deux impulsions consécutives sont polarisées orthogonalement, empêchant celles-ci d'interférer si le délai entre deux impulsions conduit à un recouvrement temporel [Kong 12]. Finalement, suivant les voies activées, la durée d'étirement peut être ajustée discrètement de 500 ps à 2 ns, par pas de 500 ps. L'amplificateur de puissance qui vient ensuite est composé d'une fibre barreau à filtrage modal distribué DMF (Section 2.3.1) d'un mètre de longueur. Les diamètres de cœur et de gaine sont respectivement de 80  $\mu\text{m}$  ( $MFD = 65$   $\mu\text{m}$ ) et 200  $\mu\text{m}$ . L'amplificateur est pompé par une diode de puissance à 976 nm couplée dans une fibre multimode d'un diamètre de 400  $\mu\text{m}$ . Afin de combiner le train d'impulsions générées en une seule impulsion, le faisceau est amplifié dans une configuration double passage. Un rotateur de Faraday est disposé après le premier passage pour tourner l'état de polarisation de chacune des répliques de  $90^\circ$ . Après le second passage, les délais introduits entre chaque copies de l'impulsion incidente sont alors compensés pour former une unique impulsion étirée. Pour limiter l'intégrale-B du dispositif, la pompe est disposée de telle sorte que le deuxième passage soit assimilable à une configuration de pompage contra-propagatif. De plus, une photodiode disposée derrière un miroir permet de mesurer une fraction infime du faisceau amplifié et d'observer le train de répliques amplifiées. Enfin, un polariseur permet d'extraire l'impulsion combinée et de la diriger vers un compresseur à réseau d'une densité de traits de 1750  $\text{tr.mm}^{-1}$  et d'une efficacité de 80%. L'isolateur protégeant l'injecteur permet, quant à lui, d'extraire le faisceau non-combiné.

## 1.2 Système à $N=4$ répliques temporelles

### 1.2.1 Fonctionnement en régime linéaire

Le taux de répétition est tout d'abord fixé à 5 MHz. À cette cadence, l'intégrale-B accumulée est faible ( $B_{max} < 1$  rad) et l'amplificateur peut être étudié en régime linéaire. Pour chaque interféromètre, l'injection est optimisée pour les deux chemins longs. Les interféromètres peuvent ensuite être soigneusement alignés en regardant le profil transverse du faisceau rejeté. Lorsque les faisceaux sont parfaitement superposés, la structure annulaire, typique de la différence de rayon de courbure entre les deux voies de l'interféromètre, est alors clairement observable. La puissance de pompe est ensuite augmentée progressivement et les puissances moyennes combinée, rejetée et comprimée enregistrées simultanément. L'évolution de ces puissances et de l'efficacité de combinaison est montrée sur la figure II.5 en fonction de la puissance de pompe délivrée.

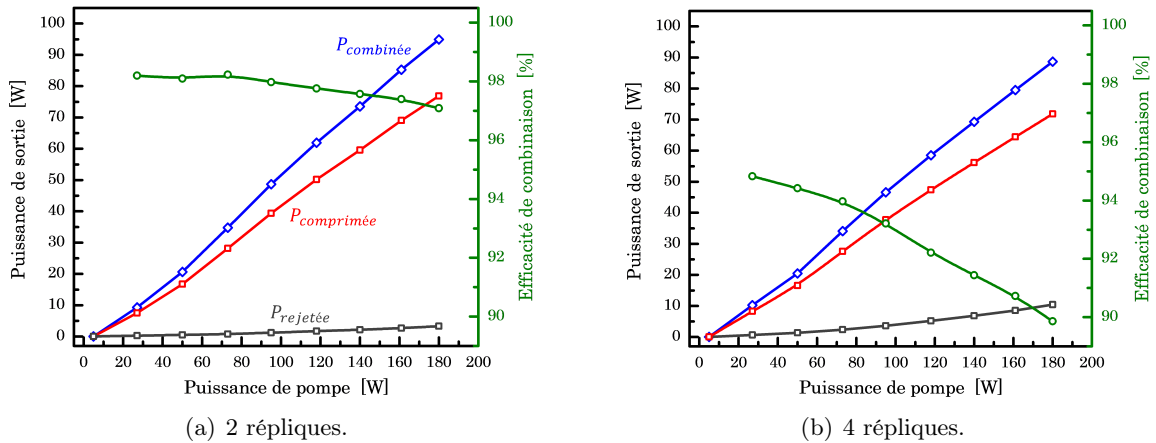
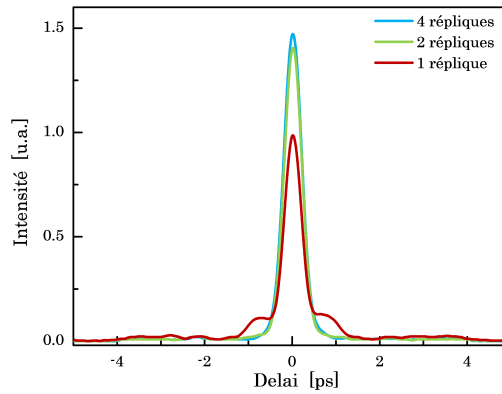


FIGURE II.5: Caractéristique en puissance de l'amplificateur et évolution de l'efficacité de combinaison en régime linéaire à 5 MHz et une durée étirée de 500 ps.

Lorsque deux répliques sont activées, l'efficacité de combinaison à basse puissance est estimée à 98%. Elle reste ensuite supérieure à 97% jusqu'à la puissance maximale de 98 W, limitée par la puissance de pompe. Lorsque quatre répliques sont activées l'efficacité de combinaison est cette fois inférieure à 95%. Après compression, les puissances moyennes pour deux et quatre répliques s'élèvent alors à 77 et 72 W. Cette différence d'efficacité de combinaison avec l'augmentation du nombre de répliques est corrélée avec l'accroissement de la différence de marche (0,6 m puis 1,9 m), et donc de phase, introduite dans les différents cas. Pour un faisceau tel que  $w_0 = 1$  mm, l'efficacité de combinaison théorique est de  $\eta_{0.6m} = 99\%$  et  $\eta_{1.2m} = 97\%$ , ce qui correspond à une efficacité de  $\eta_{4rep} = 96\%$  pour le système à quatre répliques. Dans tous les cas, les valeurs obtenues à basse puissance sont donc très proches des valeurs théoriques attendues avec ce dispositif. Cette perte de puissance entre les deux voies pourrait à l'avenir être compensée en augmentant la taille de faisceau ou à défaut, en utilisant un système d'imagerie pour accorder les fronts d'ondes des différentes voies. La décroissance de l'efficacité avec l'augmentation de la puissance moyenne est par contre causée par la charge thermique accumulée par les optiques et montures dans le système. En effet, l'échauffement des différents composants entraîne alors une dérive lente de ceux-ci et donc un désalignement du système et donc une chute d'efficacité. Cette perte peut également être compensée en ré-alignant légèrement le système après thermalisation à haute puissance. Malgré ça, la stabilité du système reste plutôt bonne avec une stabilité RMS en puissance moyenne inférieure à 1% après une heure de fonctionnement. De plus, aucune dégradation de la stabilité tir à tir n'est observée, avec une stabilité RMS de 2% identique à celle d'un amplificateur standard, sans dispositif de combinaison.

### 1.2.2 Étude à haute énergie

Le taux de répétition du système est maintenant abaissé à 100 kHz. Comme attendu, l'efficacité de combinaison à basse énergie est identique à celle mesurée précédemment. Pour mettre en évidence l'intérêt des lignes DPA, les auto-corrélations à  $175 \mu\text{J}$  ( $220 \mu\text{J}$  avant compression) avec et sans DPA sont enregistrées (Fig. II.6(a)). À cette énergie et sans réplique pour abaisser la puissance crête de l'impulsion étirée, le système approche alors de ses limites de fonctionnement. Son intégrale-B s'élève alors à 7 rad et la puissance crête de l'impulsion étirée est alors supérieure à 400 kW, proche du seuil d'endommagement des faces. Dans ce cas, la phase non-linéaire accumulée par le système devient difficilement compensable, même à l'aide du désaccord de phase introduit par le couple étireur-compresseur. Dans ce cas, des pieds, caractéristiques d'une phase non-linéaire non-compensée, sont alors clairement visibles à l'auto-corrélateur. À l'inverse, lorsque deux ou quatre répliques sont activées, à même énergie, les non-linéarités sont divisées d'un facteur  $\geq 2$  et l'intégrale-B retrouve alors une valeur compensable par le système. En conséquence, la phase de l'impulsion est alors bien compensée par le compresseur et sa puissance crête nettement améliorée.



(a) Comparaison des autocorrélations à  $175 \mu\text{J}$ , après compression.

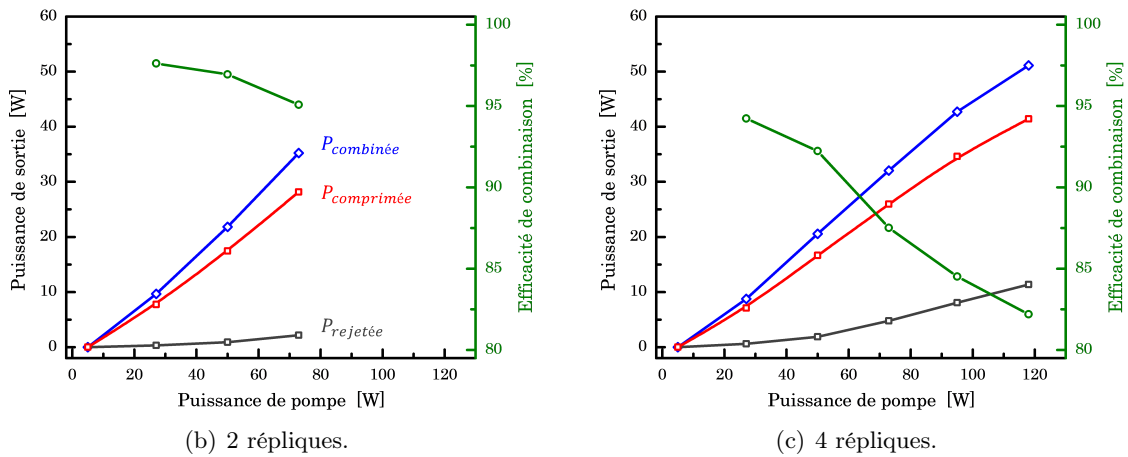
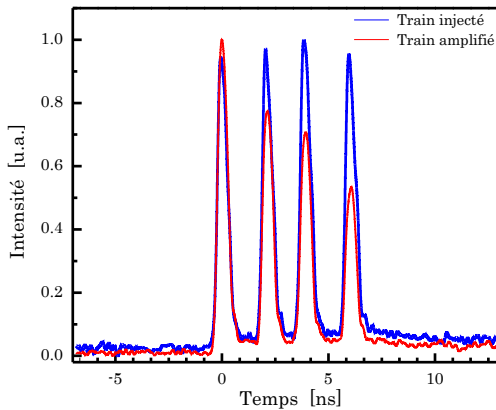


FIGURE II.6: Caractéristique de l'amplificateur en régime non-linéaire à 100 kHz.

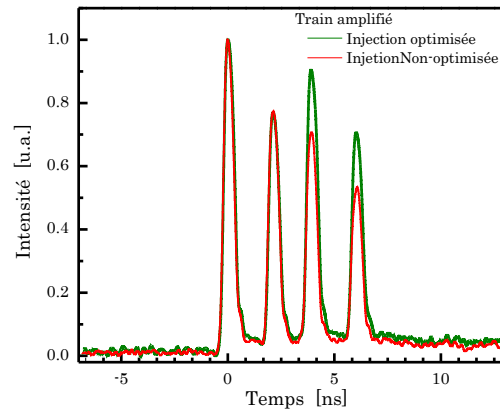
Lorsque l'énergie est augmentée, une chute additionnelle de l'efficacité, fonction de l'énergie extraite, est observée (Fig. II.6). Afin d'étudier l'origine de cette baisse, le profil temporel du train de réplique, avant et après amplification, est observé à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope rapide ayant une bande passante de 4 GHz. Lorsque les lames d'ondes situées avant chaque interféromètre sont ajustées pour générer un train de répliques d'égales amplitudes, nous observons alors clairement une signature de la saturation du gain de l'amplificateur (Fig. II.7(a)). En effet, l'énergie extraite est alors proche de l'énergie de saturation de l'amplifi-

cateur ce qui permet à la première impulsion du train de réplique de dépeupler significativement le niveau haut de la transition. L'inversion de population ne retrouve alors sa valeur initiale que quelques instants plus tard, bien après le passage des différentes répliques. De ce fait, les différentes répliques voient chacune un gain différent, ce qui affecte à la fois leurs amplitudes respectives mais aussi leurs phases au travers l'accumulation :

- D'une intégrale-B différentielle, puisque les différentes répliques n'ont pas la même énergie.
- D'une phase spectrale différente, de part le couplage existant entre le gain et l'indice de réfraction<sup>1</sup>.
- D'une modification du spectre des différentes répliques. En effet, en régime étiré, l'étalement temporel du spectre tout au long de l'impulsion conduit à une amplification préférentielle des grandes longueurs d'ondes (front avant de l'impulsion) au détriment des courtes longueurs d'ondes (front arrière).



(a) Injection de répliques d'égales amplitudes.



(b) Train de répliques optimisé pour obtenir la meilleure efficacité de combinaison.

FIGURE II.7: Comparaison des trains de répliques après amplification.

Afin de contrebalancer cet effet de dépendance temporelle du gain il est possible d'ajuster l'état de polarisation en entrée de chaque interféromètre. De la sorte, la puissance contenue, avant amplification, dans chaque impulsion peut être ajustée pour compenser la saturation. L'efficacité de combinaison tracée sur les figures II.6(b) et II.6(c) correspond ainsi à cette optimisation. Dans un système passif tel que celui-ci, cette compensation n'est cependant pas idéale car :

- Lorsque plus de deux répliques sont générées cette méthode ne permet qu'une compensation partielle de l'effet de saturation. En effet, pour  $N = 4$  répliques, au moins trois niveaux d'énergies doivent être ajustés à l'aide de seulement deux lames demi-onde. Le manque de degré de liberté [Kienel 13] sur le contrôle des répliques ne permet pas de parfaitement corriger la saturation du milieu actif. La compensation est donc moins efficace, menant à une efficacité de 82% pour quatre répliques alors qu'à énergie par réplique identique, l'efficacité pour deux impulsions est toujours supérieure à 95%.
- Dans tous les cas et même en supposant une compensation parfaite de la saturation le poids de chacune des répliques est différent avant et après amplification. L'état de polarisation de l'impulsion recombinaison est légèrement modifié en comparaison de l'état de sortie idéal (orthogonal à la polarisation du faisceau incident). Bien que celui-ci soit toujours linéaire, son orientation est décalée d'un angle  $\Delta\theta$  fonction du ratio des amplitudes.

1. En effet, en tenant compte du gain/perte d'un milieu, la susceptibilité linéaire  $\chi^{(1)}$  devient complexe et ses parties réelle et imaginaire sont alors interdépendantes et exprimées au travers les équations de Kramers-Krönig [Saleh 01].

En conséquence, la puissance dirigée vers le compresseur correspond à la projection de cet état sur le polariseur d'extraction.

Dans une configuration passive, l'optimisation de l'efficacité de combinaison résulte donc d'un compromis entre égalisation des amplitudes et phases en sortie d'amplificateur et également des pertes introduites par le polariseur d'extraction.

### 1.2.3 Chute de l'efficacité de combinaison à l'approche de l'énergie de saturation

La saturation de l'amplificateur et ses conséquences sur l'efficacité ont été étudiées dans le cas d'un système passif, par une équipe allemande [Kienel 13]. Dans cette étude, seule la différence de phase non-linéaire associée à la variation d'amplitude des enveloppes temporelles entre les répliques est prise en compte pour une valeur de gain donné. Pour ce faire, les auteurs déterminent simplement la puissance crête<sup>1</sup> de chaque réplique à l'aide de l'équation de Frantz-Nodvik [Frantz 63]. La chute d'efficacité est alors modélisée pour un système générant 2 à 8 répliques d'égales amplitudes. La chute d'efficacité est alors sur-estimée, notamment dans le cas à deux répliques, puisqu'aucun ajustement de l'amplitude des répliques n'est effectué.

Pour compléter cette première étude, nous nous proposons ici d'étudier l'impact de la saturation de l'amplificateur sur l'efficacité de combinaison en résolvant l'équation non-linéaire de Schrödinger. Pour cela, nous cherchons à modéliser la saturation de l'amplificateur ainsi que le déphasage associé à l'inversion de population et à les incorporer dans l'équation d'évolution de l'enveloppe temporelle. Cette démarche nous permet ainsi de prendre en compte les aspects temporels et spectraux liés à la déformations du train d'impulsions et en particulier :

- L'évolution de la phase non-linéaire pour chacune des répliques.
- Le déphasage associé aux différents gains vu par chaque réplique du train.
- Le décalage spectral dû à la saturation du milieu actif en régime à dérive de fréquence.

### Modélisation du gain

Au vu des temps caractéristiques d'un système à trois niveaux comme l'ytterbium par rapport à la durée des impulsions (même étirées) et aux délais considérés, nous négligeons la chute de gain associée à l'émission spontanée et supposons que le taux de pompage est nul lors du passage des impulsions. L'évolution temporelle du gain le long de la fibre peut alors s'exprimer [Frantz 63] :

$$g(z, t) = g_0 \cdot \exp\left(-\frac{E(z, t)}{E_{sat}}\right). \quad (\text{II.1})$$

Dans cette équation,  $g_0$  correspond au gain petit signal,  $E_{sat}$  est l'énergie de saturation du milieu et  $E(z, t)$  l'énergie contenue dans l'intervalle  $[-\infty, t]$ .

Intégrée dans l'équation non-linéaire de Schrödinger, l'équation (II.1) permet alors de rendre compte de la déformation temporelle du train de répliques et donc de l'intégrale-B différentielle entre chacune. De plus, couplée au terme de phase dispersif introduit par l'étireur cette formulation permet également de tenir compte des déformations spectrales causées par une forte variation du gain sur la durée de l'impulsion. Dans la suite, le gain  $g_0$  sera fixé arbitrairement pour que l'énergie extraite du milieu soit en accord avec les besoins de l'étude ou les cas expérimentaux. Sous cette forme, nous faisons l'hypothèse que le profil d'inversion de population est constant le long de la fibre, ce qui n'est pas le cas expérimentalement. Idéalement, il serait plus juste de calculer le profil d'inversion correspondant pour chaque expérience et de définir ainsi un gain petit signal  $g_0(z)$  dépendant de la position de la fibre ou bien de supposer une décroissance linéaire ou exponentielle de la pompe [?]. Pour des raisons de simplicité nous supposons par la suite  $g_0$  constant, ce qui sous-estime l'intégrale-B moyenne du système, en comparaison du dispositif expérimental mais n'affectera pas l'efficacité pour une valeur d'intégrale-B donnée.

1. Les déformations spectrales associées à la saturation de l'amplificateur en régime à dérive de fréquence ne sont par exemple pas prises en compte.

## Modélisation du déphasage lié à l'inversion de population

Pour décrire complètement la propagation et l'amplification du train d'impulsions dans la fibre nous devons également tenir compte du terme de phase spectrale lié à la variation temporelle du gain. Ce déphasage découle du principe de causalité et est décrit par les équations de Kramers-Krönig. Dans la suite, et par abus de langage, nous parlerons d'effet Kramers-Krönig dès lors que nous évoquerons la chute d'efficacité liée à cette variation de gain/inversion de population. Celui-ci est idéalement déterminé par la connaissance de la partie réelle de la susceptibilité de l'ion dopant. Celle-ci est cependant fortement dépendante de la matrice dans laquelle se trouve les ions actifs, conditionnant alors le type d'élargissement et la forme de la raie de la transition électronique. Pour simplifier sa modélisation, nous faisons ici l'hypothèse d'une transition isolée ayant un profil lorentzien<sup>1</sup> [Saleh 01] :

$$\begin{cases} \chi''_{at}(\omega) = \frac{\chi''_{at}(\omega_0)}{1 + \left(\frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega}\right)^2}, & \text{(II.2a)} \\ \chi'_{at}(\omega) = -\frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega} \chi''_{at}(\omega). & \text{(II.2b)} \end{cases}$$

Quelle que soit la forme de la transition, le gain  $g$  et le déphasage spectral  $\Delta\psi$  associé s'écrivent :

$$\begin{cases} \delta\psi = \delta n \frac{2\pi}{\lambda} z = \frac{\chi'_{at}(\omega)}{2n_0^2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} z, & \text{(II.3a)} \\ g = -\frac{\omega}{n_0 c} \chi''_{at}(\omega), & \text{(II.3b)} \end{cases}$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction moyen du milieu (matrice et dopant).

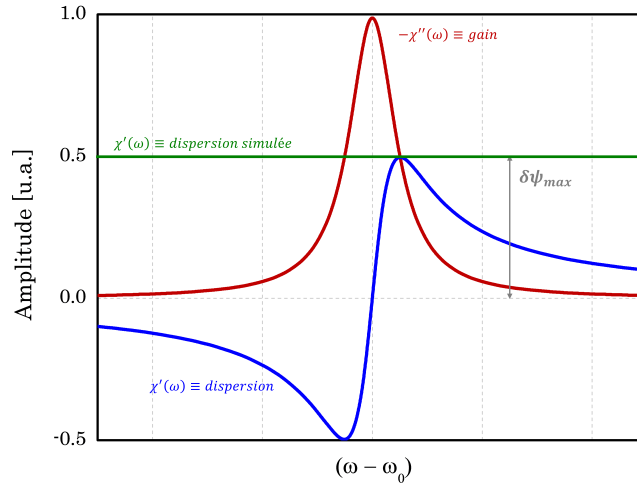


FIGURE II.8: Parties réelle (dispersion) et imaginaire (gain/perte) d'un milieu à élargissement homogène. Les deux parties sont normalisées par rapport au maximum de gain  $\chi''_{at}(\omega_0)$ .

Les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité sont tracées sur la figure II.8. De cette figure, nous remarquons que pour un déphasage  $\delta\psi_{max}$  les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité sont égales. À cette fréquence donnée, située à mi-hauteur de la transition, le déphasage vaut alors  $\delta\psi_{max} = \frac{g}{2n_0} z$ . De cette égalité, et afin de simplifier la résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger nous ferons par la suite les hypothèses suivantes :

1. Le spectre de l'impulsion est désaccordé par rapport à la fréquence de résonance de la transition, de telle sorte que le déphasage accumulé soit maximal.

1. Cette hypothèse, certes simple, valide dans le cas d'une vapeur atomique permet cependant de rendre compte quantitativement de la phase accumulée.

2. La largeur spectrale de l'impulsion est faible devant celle de la transition, si bien que le déphasage accumulé est considéré comme constant sur l'ensemble du spectre de l'impulsion.

Suivant cette démarche, le déphasage accumulé par effet Kramers-Kronig est assimilé à un piston de phase dont la contribution est ici surestimée. Celui-ci peut cependant être introduit simplement dans l'équation non-linéaire de Schrödinger sous la forme d'un terme complexe proportionnel au gain  $g(z, t)$ .

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{g(z, t)(1+i)}{2} A = i\gamma |A|^2 A. \quad (\text{II.4})$$

Le signe du déphasage, dépendant du désaccord par rapport à la transition, est ici arbitrairement choisi positif, de telle sorte que celui-ci s'ajoute à la phase non-linéaire accumulée.

### Impact des différentes contributions

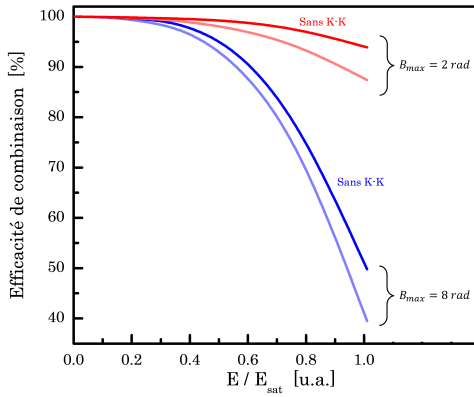
Afin de rendre compte de l'impact des différentes contributions sur la chute d'efficacité, nous simulons le dispositif présenté sur la figure II.4. Pour cela, nous utilisons une méthode de résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger consistant à découper le milieu en tranches infinitésimales dans lesquelles les effets dispersifs et non-linéaires sont pris en compte séparément<sup>1</sup>. L'algorithme est également vectorialisé pour tenir compte du dispositif de séparation/combinaison et le formalisme matriciel de Jones utilisé pour tenir compte de la rotation de polarisation dans les différents interféromètres. Plus généralement, l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée et les effets dispersifs d'ordre 2 sont pris en compte. La condition initiale de cet algorithme est une impulsion gaussienne TF d'une durée de 300 fs ( $\Delta\lambda = 6$  nm centré à 1030 nm). Nous simulons donc :

1. L'étirement de l'impulsion initiale dans un étireur à réseaux de  $1740 \text{ tr.mm}^{-1}$  utilisé à l'angle de Littrow. La distance entre les réseaux est fixée à 40 cm permettant d'étirer les impulsions jusqu'à 500 ps.
2. La génération de deux ou quatre répliques temporelles suite à la propagation dans deux lignes de divisions introduisant un retard ajustable entre 0 et 16 ns.
3. L'amplification de ces répliques dans 2 m de fibre active ( $MFD = 64 \mu\text{m}$ ). En raison de la faible largeur spectrale de l'impulsion en comparaison de la bande de gain de l'Yb:verre, nous supposons le gain comme spectralement uniforme. Le gain est également dépendant du temps, suivant la formulation de l'équation (II.1). L'énergie de saturation est estimée pour qu'à amplitude injectée identique, le profil temporel amplifié s'approche au mieux de celui de la figure II.7(a) à même énergie extraite de  $600 \mu\text{J}$ . L'énergie de saturation est ainsi fixée à  $850 \mu\text{J}$ . Théoriquement et en tenant compte de l'incertitude de  $\pm 5 \mu\text{m}$  sur l'aire de la fibre, l'énergie de saturation est de  $890 \pm 140 \mu\text{J}$ .
4. Après une rotation de  $90^\circ$  de leur état de polarisation, les répliques sont ensuite recombinaisonnées et la projection orthogonale (par rapport à la polarisation incidente) extraite du système.

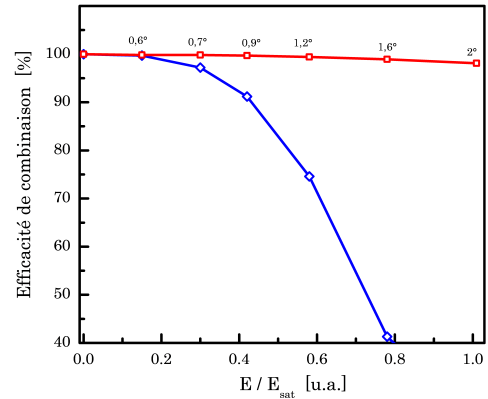
Dans cette modélisation, seuls les aspects temporels détériorant l'efficacité du processus d'interférence sont pris en compte. Les différences de front d'onde causées par la propagation dans les lignes à retard sont ainsi considérées comme nulles. L'efficacité de combinaison est calculée en tenant compte des contributions spatiale (répartition sur le polariseur d'extraction) et temporelle (réplique parasite). Les résultats sont présentés sur la figure II.9.

1. *Split-step Fourier method* [Agrawal 00]

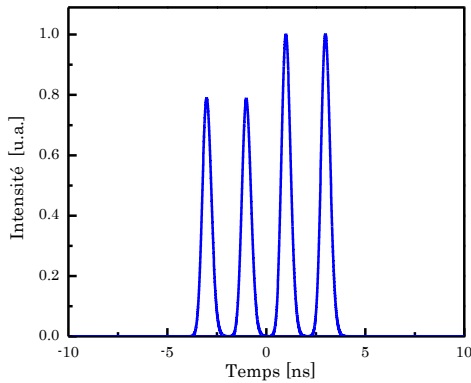




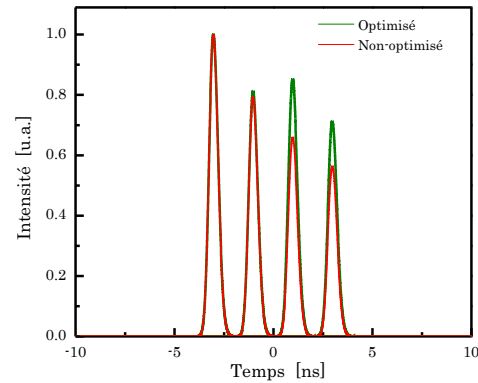
(a) Évolution de l'efficacité de combinaison avec et sans déphasage par effet Kramers-Kronig (K-K) pour un système à 4 répliques semblable au dispositif expérimental de la section 1.1.3. La dépendance avec l'intégrale-B est présentée pour deux étirements différents de 0,5 et 2 ns.



(b) Évolution de l'efficacité de combinaison pour un système à deux répliques. Les courbes correspondent à une injection de répliques de même amplitude [Courbe bleue] et après optimisation [Courbe rouge]. Les différentes valeurs indiquent la rotation de la lame demi-onde. L'intégrale-B moyenne est de 15 rad à  $E/E_{sat} = 1$ .



(c) Train de répliques injecté dans l'amplificateur. Les lames d'onde sont tournées d'un angle  $-1,7^\circ$  et  $0^\circ$  par rapport à leur position initiale.



(d) Train de répliques amplifiées en sortie d'amplificateur sans et avec ajustement de l'amplitude des répliques.

FIGURE II.9: Résultats de la résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger à l'approche de l'énergie de saturation du milieu actif, (a) et (b). Simulation du cas expérimental de la figure II.7(b), (c) et (d). L'énergie extraite est de  $680 \mu\text{J}$  et l'efficacité de combinaison de 92% dans le cas optimisé.

Dans un premier temps nous simulons le systèmes à 4 répliques de la section 1.1.3, correspondant à une intégrale-B maximale de 8 rad, et enregistrons l'efficacité de combinaison avec et sans déphasage par effet Kramers-Kronig. Nous comparons également ces données à un cas où l'intégrale-B moyenne est inférieure d'un facteur 4. Ces résultats sont reportées sur la figure II.9(a) dans la situation où les répliques injectées ont toutes la même amplitude. Comme attendu, l'efficacité décroît fortement à mesure que l'énergie extraite de l'amplificateur augmente. La forte asymétrie du train d'impulsions induit par la saturation de l'amplificateur conduit majoritairement à l'accumulation d'une intégrale-B différentielle entre les répliques. Le piston de phase causé par effet Kramers-Kronig contribue, quant à lui, à abaisser l'efficacité de combinaison de plus de 10% à  $E/E_{sat} = 1$  et  $B_{max} = 8$  rad. Sa contribution reste du même ordre de grandeur que celle relative à la phase non-linéaire différentielle. Au vu des hypothèses faites précédemment, cette contribution est ici surévaluée et on peut raisonnablement penser expérimentalement sont impact sur la chute d'efficacité est plus faible.

Ces déphasages peuvent cependant être corrigés en ajustant correctement l'amplitude des

répliques avant amplification. À titre d'exemple, la figure II.9(b) montre l'évolution de l'efficacité de combinaison dans un cas à deux répliques. Sans ajustement de la lame d'onde disposée avant l'interféromètre de division, l'efficacité de combinaison chute très fortement, largement inférieure à 40% lorsque l'énergie extraite approche de l'énergie de saturation. Cette chute est d'ailleurs nettement plus forte que dans le cas à 4 répliques (courbes bleues, Fig.II.9(a)) puisque l'intégrale-B moyenne est ici augmentée d'un facteur 2. L'efficacité est améliorée lorsque la lame d'onde est correctement ajustée et est alors supérieure à 98%, et ce quelque soit le niveau de saturation. En effet, en ajustant l'amplitude des répliques, l'intégrale-B et le déphasage Kramers-Kronig peuvent être parfaitement compensés, permettant de retrouver une haute efficacité de combinaison. L'écart à une efficacité de 100% est alors causé par la différence d'amplitude entre les répliques et par les modifications du spectre de chacune d'entre-elles. À quatre répliques, les différents déphasages ne peuvent être parfaitement compensés à cause du manque de degré de liberté sur le contrôle des amplitudes [Kienel 13]. Il n'empêche que l'efficacité peut tout de même être fortement augmentée. Les figures II.9(c) et II.9(d) montrent, par exemple, le train de 4 répliques utilisé après optimisation pour une énergie extraite de  $680 \mu\text{J}$  ( $0,8 \cdot E_{sat}$ ) identique à celle de l'expérience précédemment décrite (Fig. II.7(b)). Dans ce cas l'efficacité passe de 68% à 92%.

### 1.3 Optimisation du dispositif pour $N=2$ répliques

Nous venons de le voir, l'efficacité de combinaison d'un système à 4 répliques chute fortement dès lors que l'énergie extraite est importante et celle-ci ne peut être que partiellement compensée dans ce cas. La saturation du milieu actif pouvant être compensée dans un cas à deux répliques, il est possible d'optimiser l'architecture du système pour augmenter l'énergie extraite. Pour cela différents points peuvent être adressés afin d'augmenter l'énergie par réplique tout en préservant une efficacité de combinaison supérieure à 90%, à savoir :

- Une diminution de la longueur de l'amplificateur de puissance afin de réduire l'intégrale-B accumulée au cours de l'amplification.
- La génération de répliques temporelles polarisées circulairement. Comme nous l'avons énoncé dans la section 1.4.2, la propagation d'une impulsion polarisée circulairement permet de réduire de 30% les non-linéarités dans la fibre.
- L'utilisation d'embouts (*end-caps*) soudés aux extrémités de la fibre afin d'accroître l'aire du faisceau à l'interface air/verre et donc d'augmenter sa fluence de dommage.

En suivant cette démarche, le dispositif expérimental détaillé plus haut a donc été modifié pour ne comporter qu'un seul étage de division. De plus, la longueur de la fibre barreau a été réduite à 80 cm, ce qui permet de diminuer l'intégrale -B accumulée à énergie identique de 20%. Cette fibre comporte également à chaque extrémité un embout en silice d'une épaisseur de 5 mm permettant d'augmenter l'aire du mode à l'interface silice/air d'un facteur 2,4. Une lame quart d'onde est également ajoutée sur le trajet entre l'interféromètre et l'amplificateur afin de générer des répliques de polarisations circulaires orthogonales, à savoir circulaire gauche et droite. L'ensemble de ces améliorations permet ainsi, théoriquement, d'augmenter l'énergie par impulsion du système au-delà de  $400 \mu\text{J}$  et donc d'espérer la formation d'impulsions combinées et comprimées de plus de  $600 \mu\text{J}$ <sup>1</sup>.

Pour favoriser la formation d'une interférence constructive lors de la combinaison, la différence de marche de la ligne de division a également été réduite. En effet, bien que la taille de mode influence majoritairement l'efficacité de combinaison spatiale, l'impact de la différence de marche n'est pas négligeable. Bien évidemment cette réduction résulte d'un compromis entre optimisation des contributions temporelle et spatiale. En effet, comme présenté sur la figure II.10, si le délai introduit est faible les deux impulsions peuvent alors se superposer par-

1. En supposant une efficacité de compression de 80%.

tiellement conduisant, à haute énergie, à une interaction non-linéaire entre les deux répliques orthogonales. Puisque seulement une portion de chaque impulsion<sup>1</sup> voit sa phase modifiée par modulation de phase croisée, la phase temporelle des deux impulsions sera donc différente au moment de la combinaison, ce qui diminuera l'efficacité du processus. À l'inverse, si le délai est tel que  $\frac{\delta_{DP}}{c} > 2\Delta t$ , les impulsions ne se recouvrent plus et aucune contribution temporelle ne vient affecter l'efficacité. Dans ce cas, l'efficacité de combinaison décroît quasi-linéairement avec l'augmentation de  $\delta_{DP}$ . En définitive, pour optimiser le processus il est donc idéal de générer un délai égal à deux fois la durée d'impulsion étirée.

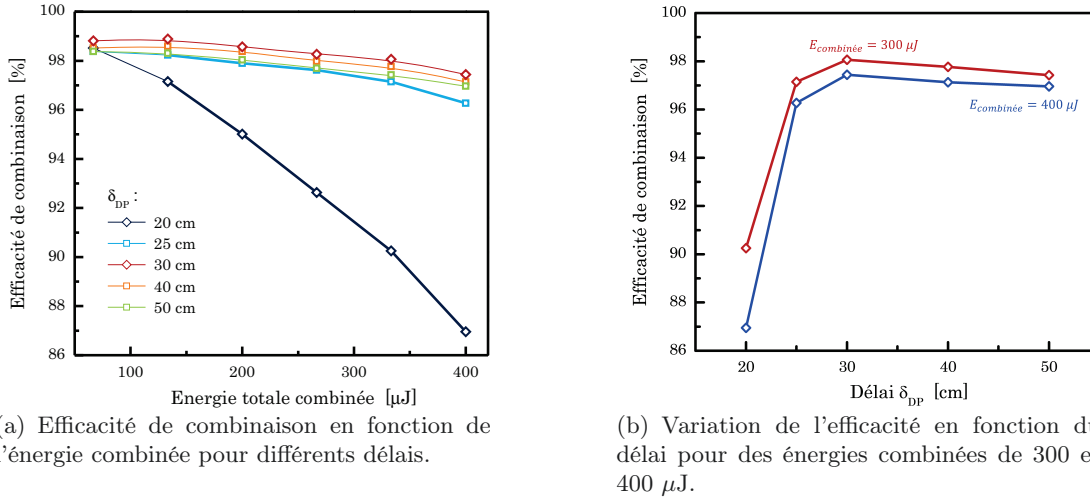


FIGURE II.10: Évolution expérimentale de l'efficacité de combinaison dans un système à deux répliques. Les énergies données ici correspondent aux énergies mesurées avant compression. Les mesures ont été réalisées avec une fibre barreau de 1 m sans embout.

Dans notre cas, pour une durée étirée d'environ 500 ps, la différence de marche idéale est donc de 30 cm, conduisant à une efficacité de combinaison supérieure à 97% pour une énergie par réplique de 200  $\mu J$ . Dans ces conditions, le système est une nouvelle fois étudié à 100 kHz. Les résultats en puissance sont tracés sur la figure II.11(a) montrant une augmentation linéaire, avec une pente de 60%, de la puissance combinée pour atteindre 82 W avant compression, soit une énergie totale de 820  $\mu J$ . Finalement après passage dans le compresseur d'une efficacité de 75%, une énergie combinée et comprimée de 600  $\mu J$  est atteinte. L'impulsion comprimée est ensuite caractérisée à l'aide d'un FROG (*Frequency resolved Optical Gating*) révélant une durée d'impulsion de 310 fs, correspondant à une puissance crête de 1,8 GW.

L'efficacité de combinaison est mesurée à 98% à basse énergie puis décroît légèrement vers une valeur moyenne de 93,5%, avec l'augmentation des non-linéarités. La chute d'efficacité enregistrée, en comparaison des expériences précédentes, est ici attribuée à une augmentation de l'ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) provoquée par les embouts. En effet, même s'ils sont traités anti-reflet, les embouts sont polis avec un angle de  $0,2^\circ$  qui favorise une réflexion parasite dans la fibre et contribue à augmenter le signal d'ASE. L'ASE générée, incohérente par nature, est ainsi éjectée vers la sortie non-combinée du système et contribue à réduire l'efficacité de combinaison. Cette hypothèse est basée sur plusieurs observations expérimentales et notamment l'apparition d'un effet laser parasite, à très fort gain, comme nous le verrons par la suite (Section 2.2.2). Quoiqu'il en soit, malgré une énergie extraite proche de l'énergie de saturation, l'efficacité du système reste supérieure à 93% puisque l'amplitude des répliques peut être ajustée pour compenser les différences d'intégrale-B. Cette compensation de l'intégrale-B différentielle accumulée est illustrée sur la figure II.12 correspondant à la simulation du dispositif à deux répliques pour une énergie totale extraite de 820  $\mu J$ . Les deux cas présentés

1. Le front avant (basse fréquence) de l'une est superposé au front arrière (haute fréquence) de l'autre.

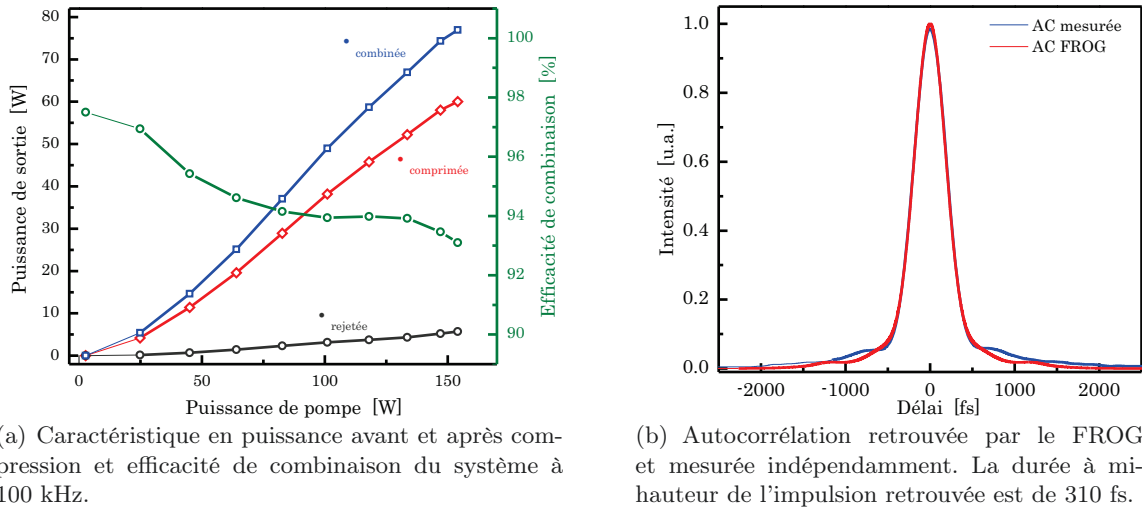
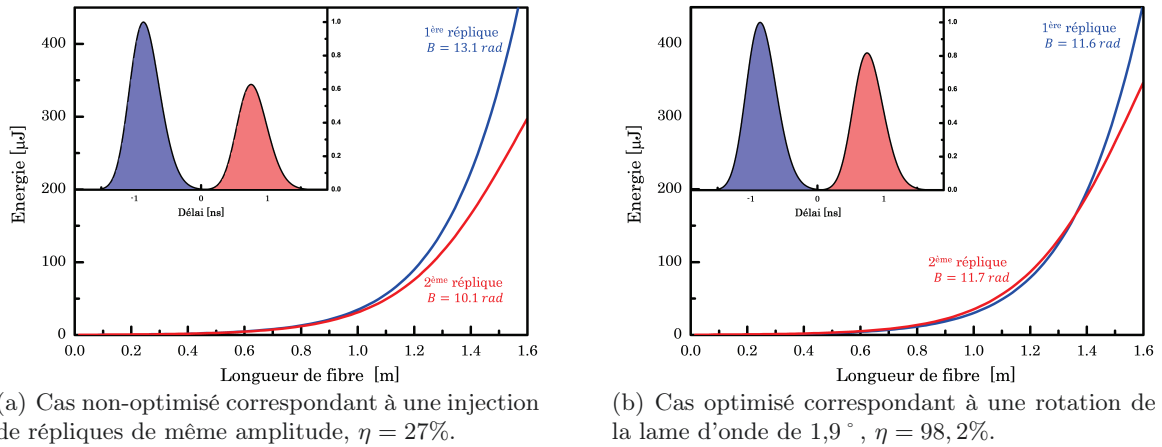


FIGURE II.11: Résultats expérimentaux obtenus avec un système optimisé à deux répliques.

correspondent à une injection de répliques de même amplitude et au cas optimisé où la lame est tournée de  $1,9^\circ$  (ratio des amplitudes incidentes  $P_1/P_2 = 0,76$ ). Dans le cas non-optimisé, l'énergie de la première réplique est supérieure à celle de la seconde au bout de seulement 60 cm de propagation et ce jusqu'en sortie de fibre. En conséquence, la différence d'intégrale-B des deux impulsions est de plus de 3 rad, correspondant à une efficacité de combinaison de 27%.

FIGURE II.12: Simulation du dispositif à deux répliques sans et avec compensation de la saturation pour une énergie extraite de  $820 \mu\text{J}$ . Les inserts correspondent aux profils temporels étirés après amplification.

À contrario, dans le cas optimisé, la dissymétrie introduite avant injection permet d'augmenter la phase non-linéaire accumulée par la seconde réplique. Celle-ci est même supérieure à l'intégrale-B de la première sur plus de 80% de la longueur de la fibre. Ensuite, la forte saturation du gain permet à la première réplique d'être fortement amplifiée et de rattraper son niveau. Finalement, la variation de phase non-linéaire n'est que de 0,1 rad pour une intégrale-B moyenne de 11,65 rad permettant d'atteindre une efficacité de combinaison de plus de 98%.

## 2 Architecture multidimensionnelle passive

On l'a vu, les systèmes de divisions temporelles implantés dans des architectures CPA ne peuvent fonctionner efficacement lorsque l'énergie extraite s'approche de l'énergie de saturation du milieu amplificateur. Ceci est d'autant plus vrai que le nombre de répliques temporelles est important. Pour fonctionner efficacement à haute énergie par répliques il est donc préférable d'opérer le système avec seulement deux répliques temporelles. Comme pour les dispositifs basés sur interféromètre de Sagnac (difficilement parallélisable) le gain en performance permis avec un système de division temporelle est donc limité à 2, si l'on veut conserver un système de combinaison efficace ( $\eta > 90\%$ ).

Il est possible, cependant, de coupler ces deux techniques (combinaison spatiale et temporelle passives) dans un seul dispositif pour ainsi doubler l'énergie obtenue avec un seul de ces dispositifs. Nous présentons ici une deuxième expérience intégrant un tel schéma optique et démontrons une augmentation de performances permettant la génération d'impulsions de plus de 1 mJ.

### 2.1 Compensation des effets de saturation pour $N=4$ répliques

#### 2.1.1 Principe

À l'image de ce qui a déjà été fait dans des expériences d'amplification directe ou d'élargissement spectral [Danialt 12b, Guichard 13] les dispositifs passifs spatial et temporel peuvent être couplés dans une même architecture et ce afin :

- D'augmenter d'un facteur 2 le nombre de répliques temporelles générées.
- D'adapter les dispositifs de division temporelle à des amplificateurs polarisants.

Dans notre cas s'ajoute également la possibilité de manipuler l'amplitude des répliques pour compenser la saturation de l'amplificateur. En effet, la séparation spatiale permise avec l'interféromètre de Sagnac permet de conserver le nombre de répliques temporelles (par faisceau) et donc de s'affranchir du manque de degré de liberté d'un système DPA. Au final, le système permet la génération dans l'espace et le temps d'un total de quatre répliques et donc de potentiellement doubler les performances d'un système spatial ou temporel seul.

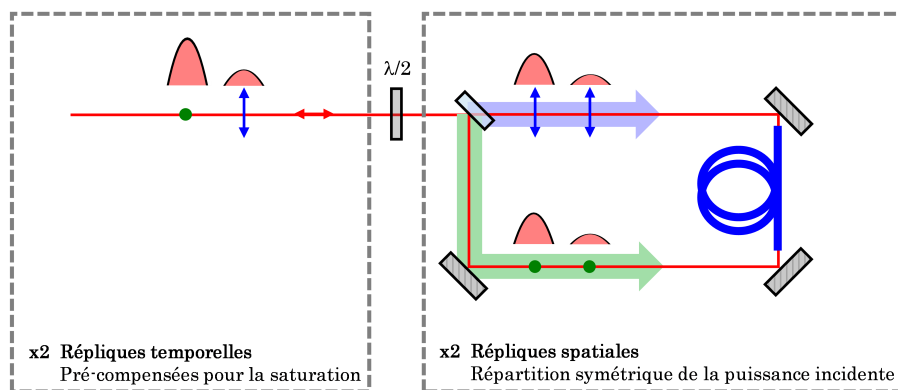


FIGURE II.13: Dispositif passif multidimensionnel permettant la génération de 4 répliques (2 répliques temporelles  $\times$  2 spatiales). Les répliques temporelles sont ajustées pour compenser la saturation du gain de l'amplificateur alors que l'interféromètre à division d'amplitude permet la génération de deux faisceaux ayant un profil temporel identique.

Le principe est illustré sur la figure II.13 où deux répliques temporelles issues d'une ligne DPA sont pré-ajustées pour compenser la forte saturation du gain de l'amplificateur. La répartition en puissance dans l'interféromètre de Sagnac est adaptée pour égaliser les puissances<sup>1</sup> dans

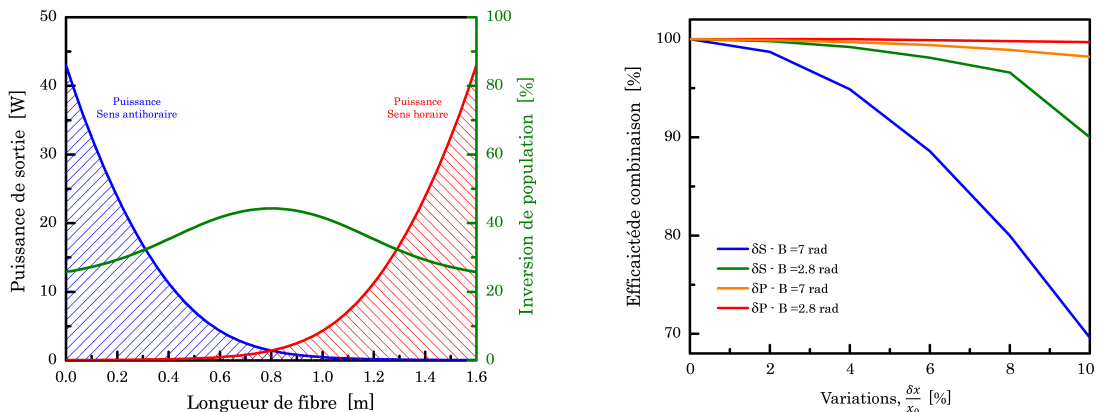
1. Et conserver la symétrie de l'interféromètre nécessaire à l'obtention de hautes efficacités.

chaque bras mais aussi conserver le profil temporel avant séparation. Deux faisceaux, contenant chacun deux répliques pré-compensant la saturation du milieu actif, se propagent alors dans la boucle et se recombinent sur le polariseur d'entrée/sortie. Le faisceau unique combiné est alors renvoyé dans la ligne DPA pour permettre la génération d'une seule impulsion.

### 2.1.2 Symétrie de la boucle Sagnac

Idéalement dans un tel dispositif, l'interféromètre spatial doit être totalement transparent, c'est-à-dire que celui-ci ne doit pas introduire de pertes à la combinaison. Comme on a déjà pu l'évoquer succinctement (section 3.2.2) pour approcher d'une efficacité maximale l'interféromètre de Sagnac doit être maintenu parfaitement symétrique :

- La phase spatiale entre les deux faisceaux doit être identique. Comme pour un étage de division temporelle, des différences de marche se traduiront par des différences de courbure de front d'onde. Par contre, à la différence d'un étage DPA, la différence de marche peut être nulle et on veillera ainsi à ce que les distances entre l'entrée/sortie de la boucle et chaque extrémité de la fibre soient identiques.
- Bien qu'à priori les propriétés temporelles des deux faisceaux soient préservées, celles-ci peuvent néanmoins différer lorsque le système devient non-linéaire. Comme pour tout dispositif de combinaison, la puissance de chaque faisceau doit être parfaitement identique pour éviter des différences de phase non-linéaire. La symétrie du dispositif de pompage devient également importante car impactant directement l'intégrale-B accumulée.



(a) Évolution des puissances de signal suivant le sens de propagation dans la boucle Sagnac pour un pompage et une injection identique des deux côtés ( $L_{fibre} = 1,6 \text{ m}$  et  $\varnothing_{coeur/gaine} = 62/260 \text{ }\mu\text{m}$ ). Les puissances de pompe et de signal injectées à chaque extrémité sont respectivement de 70 W et 50 mW.

(b) Efficacité de combinaison en fonction d'une variation de puissance  $\delta x$  ( $\delta S \equiv$  signal et  $\delta P \equiv$  pompe) entre les deux côtés de la fibre. La dépendance de ces variations de puissance avec l'augmentation des non-linéarités du système est également montrée pour deux intégrales-B moyennes de 2,8 et 7 rad.

FIGURE II.14: Symétrie de l'interféromètre de Sagnac.

Afin de mettre en évidence l'importance de cette symétrie nous étudions l'impact d'une variation de la puissance de pompe ou de signal injectée entre les deux extrémités de la boucle. Pour cela, nous résolvons les équations de taux d'un système à trois niveaux en y incluant la dépendance spectrale du gain de la fibre. Le système simulé est une fibre pompée et injectée à chaque extrémité. Après amplification, nous calculons l'intégrale-B accumulée par chaque faisceau en supposant une recombinaison sur une lame semi-réfléchissante. Les puissances injectées de pompe et de signal se propageant dans le sens horaire (Fig. II.14(a)) de la boucle sont alors variées indépendamment l'une de l'autre et l'efficacité calculée dans chaque cas. Dans le cas idéal, les puissances de pompe/signal injectées sont identiques des deux côtés, le profil d'inversion de population est alors symétrique par rapport au centre de la fibre (Fig. II.14(a)). L'efficacité est ainsi de 100% puisque, quelque soit le sens de propagation, chaque faisceau voit

une inversion  $\Delta n(z)$  identique et accumule la même phase non-linéaire. Toute rupture de cette symétrie entraîne alors une chute de l'efficacité de combinaison. La figure II.14(b) montre ainsi la chute d'efficacité associée à une variation de puissance  $\delta x$  entre les deux extrémités de la fibre. Bien qu'une variation de la puissance de pompe brise la symétrie du profil d'inversion, en décalant son barycentre du côté où la puissance de pompe est la plus importante, son impact sur l'efficacité reste néanmoins faible : une variation de puissance de 10% entraîne une chute d'efficacité de 2% ( $B = 7$  rad). À l'inverse, une dissymétrie entre les puissances de signal injectées affecte sensiblement l'efficacité. En effet, les variations de puissances des faisceaux amplifiés sont alors plus importantes<sup>1</sup>, entraînant une plus grande différence de phase non-linéaire.

## 2.2 Schéma à deux fibres

### 2.2.1 Montage expérimental

Suivant la démarche détaillée plus haut, un dispositif expérimental a donc été mis en place (Fig. II.15). L'architecture couplée DPA + boucle Sagnac est intégrée dans une architecture à dérive de fréquence semblable à celle présentée dans la section 1.1.3. Une ligne de division temporelle introduisant un retard de 1,2 ns est insérée en aval de l'étireur. Le faisceau traverse ensuite un rotateur de Faraday et une lame quart d'onde avant d'entrer dans l'interféromètre à division d'amplitude. Cet arrangement d'éléments polarisants permet d'assurer la rotation de l'état polarisation (rotateur) nécessaire pour la combinaison mais également d'annuler la phase relative résultant de la propagation dans la boucle Sagnac (lame quart d'onde). En effet, celle-ci est équivalente à une lame demi-onde orientée à  $45^\circ$  et introduit donc un déphasage de  $\pi$  entre les répliques temporelles. Ceci peut, pour un nombre de répliques temporelles supérieur à 2, nuire à la combinaison [Daniault 12c, Kong 12].

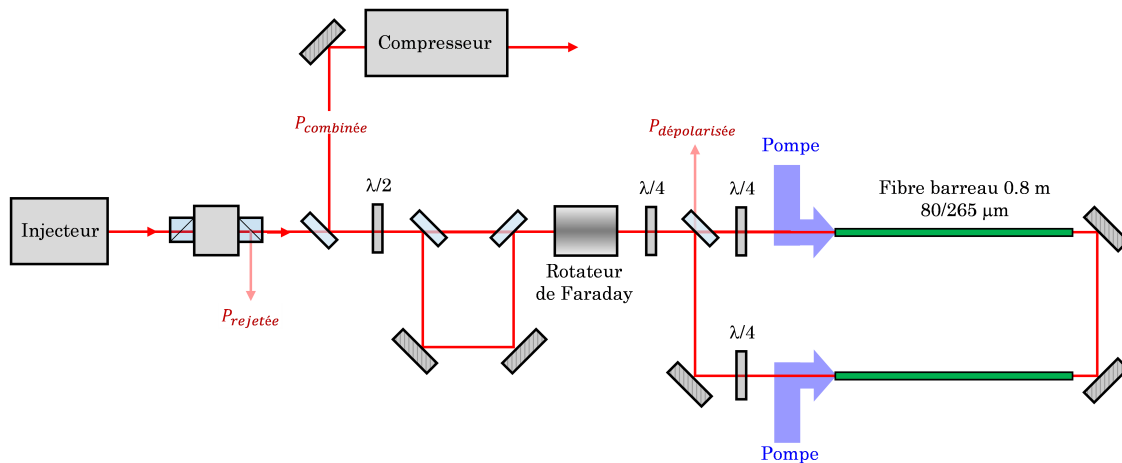


FIGURE II.15: Schéma du dispositif expérimental à quatre répliques spatio-temporelles. Le dispositif est optimisé, comme précédemment, pour supporter la génération de hautes énergies. La ré-injection dans les deux fibres est réalisée à l'aide d'un système de ré-imagerie 1 : 1.

Chaque réplique temporelle est ensuite divisée en deux faisceaux spatialement séparés dans l'interféromètre de Sagnac. Deux fibres barreaux d'une longueur de 80 cm sont insérées dans la boucle pour garantir une bonne efficacité optique-optique du système<sup>2</sup>. Comme dans l'expérience optimisée à deux répliques temporelles, ces fibres possèdent des embouts à chaque extrémités afin d'augmenter le seuil de dommage de l'interface. De plus, pour garantir la meilleure efficacité de combinaison possible, l'interféromètre est agencé pour préserver les propriétés spatiales et temporelles des faisceaux contra-propageants notamment en :

1. En particulier lorsque le gain de l'amplificateur n'est pas saturé.
2. Le dispositif est ainsi équivalent à un système double-passage utilisé jusqu'à présent.

- S'assurant que les chemins optiques du polariseur d'entrée/sortie jusqu'à l'injection dans la fibre sont les plus identiques possibles.
- En utilisant des fibres barreaux ( $MFD = 65 \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$ ) issues du même lot de tirage, afin de limiter les différences de taille de mode.
- En utilisant un relai d'imagerie pour injecter, après le premier passage, une fibre dans une autre et ainsi limiter l'accumulation d'une phase non-linéaire différentielle (Fig. II.15).
- En pompant chaque fibre avec une diode de pompe fibrée ( $\varnothing_{\text{gaine}} = 400 \text{ }\mu\text{m}$ ) de 180 W pour symétriser l'inversion de population.

Pour limiter l'intégrale-B accumulée, les pompes sont injectées pour que l'extraction d'énergie se fasse suivant un pompage contra-propagatif. Des lames quart d'onde sont également disposées dans la boucle pour que l'amplification se fasse avec un état de polarisation circulaire. Après propagation dans l'interféromètre spatial, l'état de polarisation est tournée de  $90^\circ$  pour permettre la combinaison temporelle après la ligne DPA. Dans sa globalité, cet arrangement optique et l'évolution de l'état de polarisation conduisent à la formation d'un chemin optique identique pour les quatre répliques spatio-temporelles et ce sans aucune stabilisation de phase électronique. De part son design, cette architecture est immune à tout bruit de phase inférieure à l'inverse du temps de propagation dans le système, autour de 10 MHz. Après extraction sur un polariseur (faisceau  $P_{\text{combinée}}$ ), les impulsions sont finalement comprimées à l'aide d'un compresseur ayant une efficacité de transmission de 85%.

Dans ce système, l'efficacité de combinaison est calculée en tenant compte des contributions spatiale (fuite  $P_{\text{rejetée}}$  sur l'isolateur) et temporelle (impulsions parasites autour de l'impulsion combinée). Dans un tel arrangement, il existe également une autre sortie de puissance ( $P_{\text{dépolarisée}}$  sur la figure II.15) correspondant à une dépolarisation des faisceaux au cours de leur propagation<sup>1</sup>. Cette sortie n'est pas prise en compte dans le calcul de l'efficacité de combinaison puisqu'elle est indépendante du désaccord de phase entre les faisceaux contra-propageants. Son origine est notamment liée à une biréfringence résiduelle et aléatoire dans les fibres engendrant une modulation de phase croisée entre les projections d'une même impulsion. L'état de polarisation d'une impulsion devient alors dépendant du temps et une partie de sa puissance peut alors être rejetée par le polariseur d'entrée/sortie. Dans le cas de la génération d'ASE dans la fibre, il se peut également qu'une fraction de la puissance émise soit dirigée vers cette fuite. La puissance mesurée sur cette sortie reste cependant très faible (moins de 1 W à haute puissance) devant les puissances extraites par le système.

### 2.2.2 Comportement à forte Intégrale B

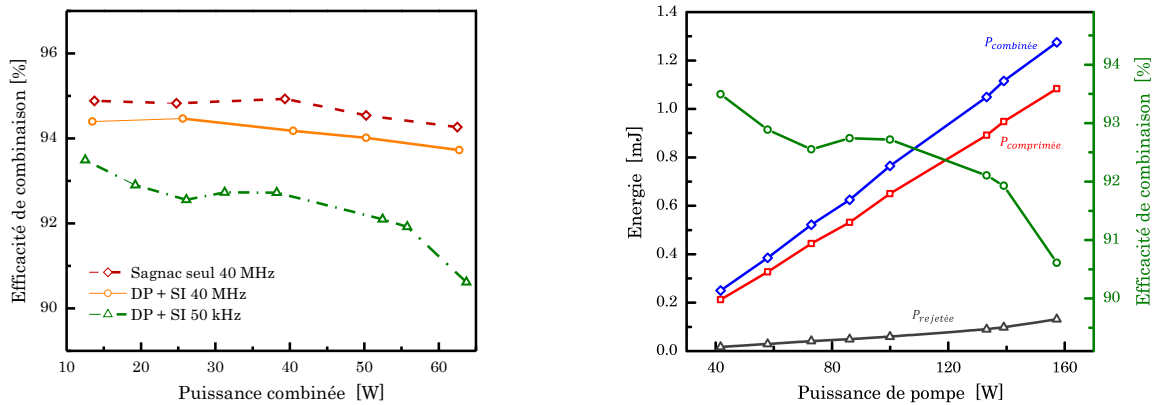
Le système est tout d'abord opéré à 40 MHz pour être optimisé à haute puissance moyenne et ainsi limiter la chute d'efficacité due à l'échauffement des optiques. Les résultats sont présentés sur la figure II.16(a). La chute d'efficacité est contrôlée et reste inférieure à 1% jusqu'à une puissance de 60 W combinée. Celle-ci chute légèrement lorsque la ligne DPA est activée notamment à cause du désaccord spatial introduit entre les deux faisceaux.

Le taux de répétition est descendu à 50 kHz afin d'opérer le système à haute énergie. Les puissances/énergies après combinaison, compression et rejetée, ainsi que l'efficacité de combinaison, sont tracées sur la figure II.16(b). L'évolution en puissance est linéaire avec une pente d'efficacité de 44%. Celle-ci est inférieure aux résultats précédents notamment à cause du schéma à deux fibres utilisé. En effet, le système de ré-imagerie ne permet pas de coupler efficacement la pompe non-absorbée d'une fibre dans la deuxième et les pertes introduites sur le signal par les différentes optiques contribuent également à abaisser l'efficacité optique-optique. La pente est également calculée à partir de la puissance combinée<sup>2</sup>, qui constitue la puissance utile du système. Finalement, à 50 kHz la puissance moyenne combinée atteint 64 W avant

1. Les fibres barreaux utilisées dans ce travail n'étant pas à maintien de polarisation.

2. La puissance sur les ports rejeté et dépolarisé n'est pas prise en compte.





(a) Évolution de l'efficacité de combinaison du système à haute-puissance moyenne (40 MHz) et haute énergie (50 kHz).

(b) Caractéristique en puissance/énergie à 50 kHz du système complet. Éfficacité de combinaison du système entre 0,2 et 1,3 mJ. .

FIGURE II.16: Résultats expérimentaux obtenus.

compression, correspondant à une énergie de 1,27 mJ. Après compression, une énergie 1,1 mJ est obtenue correspondant à une puissance moyenne de 55 W. On notera que sans dispositif de combinaison l'énergie maximale permise n'est que de 350  $\mu$ J, limitée par les dommages optiques de la fibre. L'intérêt de la combinaison cohérente est donc ici évident, permettant pour la première fois, d'atteindre des énergies supérieures au millijoule avec un encombrement et un étirement (500 ps) réduits.

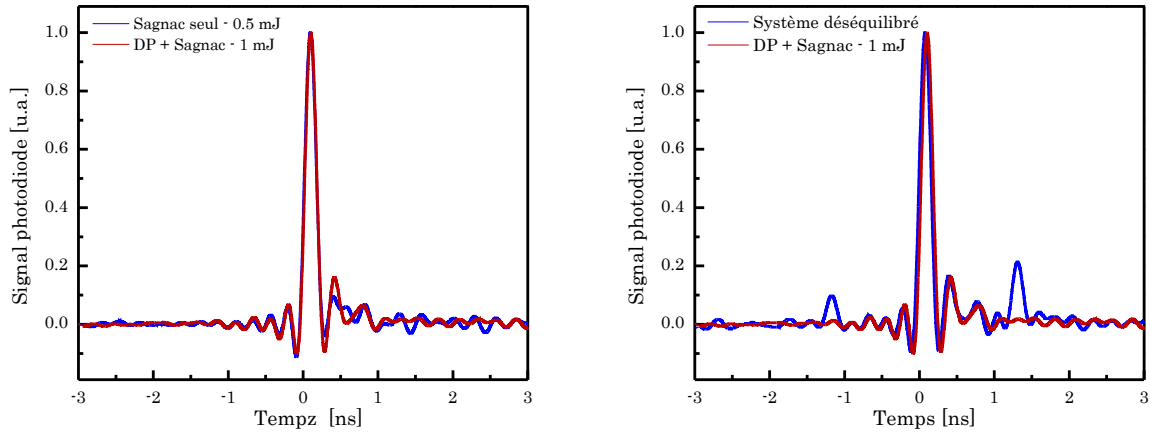
L'efficacité de combinaison est mesurée autour de 94% à basse énergie, légèrement inférieure aux valeurs obtenues à 40 MHz notamment à cause de la diminution de la puissance moyenne de l'injecteur et donc de l'ASE générée dans les fibres. L'efficacité décroît ensuite légèrement avec l'augmentation de l'énergie avant de se stabiliser autour de 92,5% pour des énergies comprises entre 400 et 900  $\mu$ J. Un contrôle accru de l'énergie de chaque réplique temporelle (orientation de la lame demi-onde) permet ici de compenser la saturation de l'amplificateur et ainsi de conserver une efficacité constante sur une large gamme d'énergie. À très haute énergie (> 1 mJ) l'efficacité décroche cependant pour finalement atteindre 90,5% car :

- Le système approche de ses limites de fonctionnement, notamment au vue de l'énergie extraite, en moyenne, de 325  $\mu$ J par réplique. À ce niveau là, la biréfringence résiduelle de la fibre peut donner lieu à des phénomènes de modulation de phase croisée, propre à chaque réplique, contribuant à dépolariiser le faisceau.
- À cette puissance moyenne et au vu de la puissance injectée, le gain du système s'élève à plus de 30 dB ce qui peut donner naissance à un effet laser parasite<sup>1</sup> qui fait alors chuter drastiquement l'efficacité de combinaison.

Dans ce montage, une mauvaise combinaison des deux faisceaux de l'interféromètre spatial peut être à l'origine d'un état de polarisation non-rectiligne. Si tel est le cas, la propagation dans la ligne DPA peut alors générer des répliques parasites de part et d'autre de l'impulsion recombinée. Cette contribution temporelle à l'efficacité de combinaison est également vérifiée en regardant le faisceau comprimé avec une photodiode rapide et un oscilloscope rapide d'une bande passante de 4 GHz. Ces observations sont reportées sur la figure II.17 où ces répliques sont difficilement observées autour de l'impulsion principale (Fig. II.17(a)). Afin de les mettre en évidence, la boucle Sagnac est alors volontairement asymétrisée pour ainsi réduire l'efficacité de combinaison. Pour une efficacité de combinaison  $\eta = 63\%$  les répliques sont alors clairement observables à  $\pm 1,2$  ns de part et d'autre de l'impulsion (Fig. II.17(b)).

À haute énergie, l'impulsion est également caractérisée temporellement à l'aide d'un FROG

1. Les embouts (polis à un angle de  $0,2^\circ$ ) sont notamment à l'origine de ce phénomène.



(a) Comparaison entre les traces temporelles avec la boucle Sagnac seule et le système complet. Dans le cas de la boucle uniquement, aucune réplique temporelle n'est créée puisque aucun étage de division d'impulsion n'est activé.

(b) Comparaison des traces temporelles entre le système complet optimisé et volontairement déséquilibré en augmentant la puissance injectée dans un des bras de l'interféromètre spatial,  $\eta = 63\%$ .

FIGURE II.17: Enregistrements temporels de l'impulsion combinée et comprimée à 50 kHz.

par génération de seconde harmonique dont les résultats sont confrontés à des mesures indépendantes du spectre et de l'autocorrélation. Ces données sont présentées sur la figure II.18. La reconstruction du champ électrique est menée sur une grille de  $512 \times 512$  pixels et converge rapidement vers une erreur de  $24 \cdot 10^{-4}$ . Les mesures spectrales et temporelles sont également en accord avec les données retrouvées par le FROG. La largeur spectrale à mi-hauteur est estimée à 7,3 nm. La phase spectrale est tracée et présente des variations de moins de 0,5 radians sur la grande majorité du spectre. Des termes résiduels d'ordres supérieurs sont tout de même présents et affectent la compression sur les bords du spectre (haute longueur d'onde). Cette phase résiduelle, principalement d'ordre 3, est caractéristique de la compensation de phase non-linéaire due au désaccord du couple étireur-compresseur (Section 2.3.3). Dans le domaine temporel, l'impulsion retrouvée a une durée de 300 fs et est quasiment en limite de Fourier (270 fs). Ces termes de phases sont à l'origine de l'apparition d'une structure autour de l'impulsion<sup>1</sup> affectant légèrement la puissance crête. Le produit temps-fréquence est ici de 0,63 et avec une énergie de 1,1 mJ la puissance crête de l'impulsion est estimée à 3,1 GW.

Finalement, la qualité spatiale du faisceau combiné est mesurée après compression. Une haute qualité est théoriquement attendue du fait de l'utilisation des fibres barreaux et de l'interféromètre spatial qui agit comme un filtre spatial pour la sortie combinée. Ces attentes sont confirmées expérimentalement, quelle que soit l'énergie, avec un facteur  $M^2$  inférieur à 1,3 suivant deux axes orthogonaux.

1. L'ambiguïté, inhérente au SHG-FROG, sur le signe de phase ne permet cependant pas de se prononcer sur le caractère de cette structure (post- ou pré-impulsion).

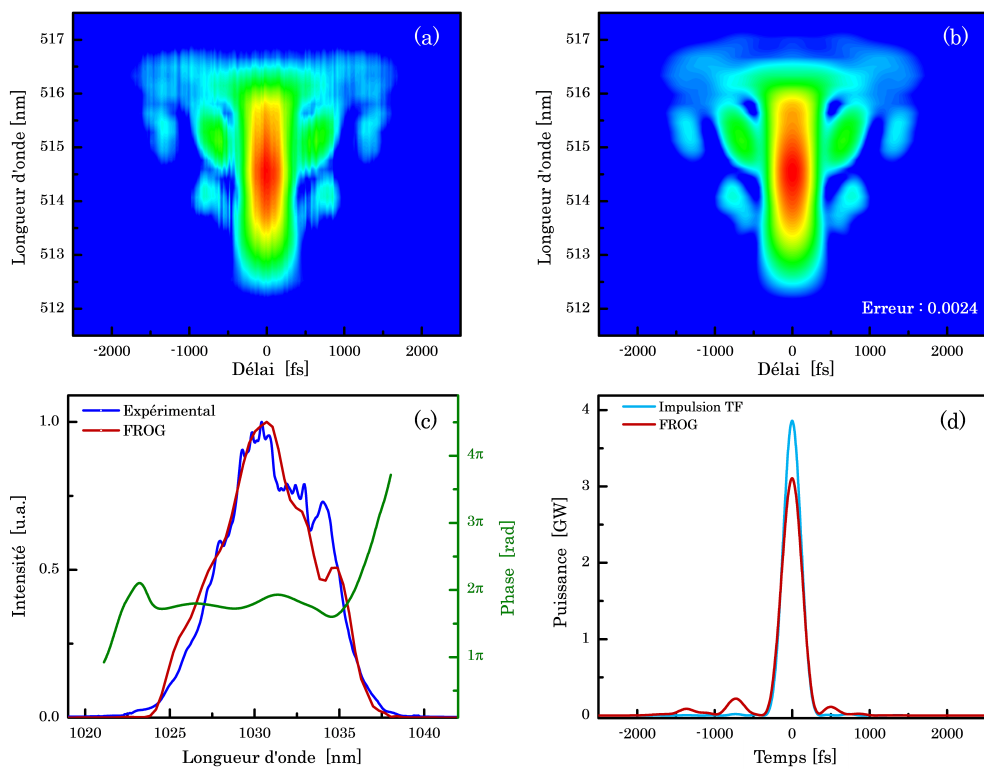


FIGURE II.18: Traces FROG mesurée (a) et retrouvée (b) à énergie maximale. L'erreur de reconstruction est de 0.0024 sur une grille de  $512 \times 512$ . Spectre mesuré indépendamment et retrouvé (c), la phase spectrale est également tracée. Profil temporel retrouvé et profil limité par transformée de Fourier (d).

### 3 Architectures temporelles au-delà de l'énergie de saturation

Nous présentons dans cette section différentes architectures de combinaison temporelle permettant la génération d'un nombre de répliques temporelles supérieur à 2. Dans chaque cas, un modulateur d'amplitude est introduit dans le système indépendamment des lignes de division/combinaison. Le nombre de répliques temporelles peut alors être significativement augmenté et permet d'atteindre des énergies extraites bien au-delà de l'énergie de saturation du milieu actif.

Nous terminons enfin par une étude numérique des différents systèmes proposés dans ce chapitre, lorsque l'énergie extraite devient plus importante que l'énergie de saturation. Nous verrons ainsi que quelles que soient les configurations envisagées, l'efficacité de combinaison chute d'autant plus que l'extraction est importante.

#### 3.1 Système actif

Pour contrebalancer les effets de saturation tout en augmentant le nombre de répliques générées, une solution consiste à dissocier les étages de division et de combinaison, ce qui permet :

- De lever la condition de symétrie, inhérente à un système passif, sur l'amplitude des répliques avant et après amplification.
- D'insérer un modulateur d'amplitude juste avant le milieu à gain. Si celui-ci est insensible à l'état de polarisation, il est alors possible de sculpter le train d'impulsion pour parfaitement compenser les effets de saturation.
- D'optimiser la combinaison. En effet, en cas de forte saturation du gain l'égalisation des intégrales-B conduit à une dissymétrie en amplitude du train de répliques. En ajustant l'état de polarisation en entrée de chaque ligne à retard il est alors possible de maximiser le processus. Il est également possible de compenser des variations d'intégrale-B en jouant finement sur les délais.

Cependant, la séparation des deux étages impose obligatoirement de stabiliser activement le système puisque ceux-ci sont décorrélés. Les délais introduits par un étage doivent être ajustés pour permettre la combinaison des impulsions.

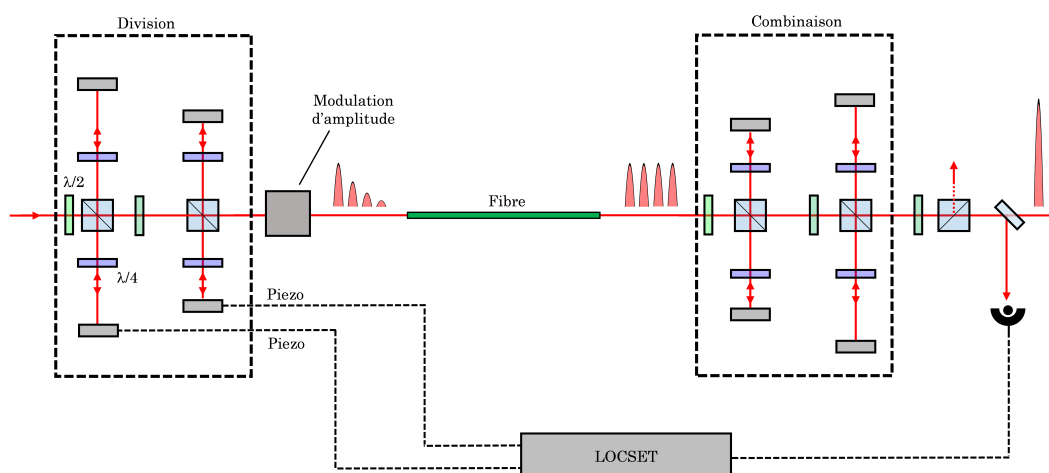


FIGURE II.19: Schéma du dispositif DPA actif utilisé dans [Kienel 14]. Les lignes de division/combinaison sont ici dissociées pour permettre l'insertion d'un élément de contrôle des amplitudes (interféromètre de Mach-Zehnder équilibré). Les différences de chemins optiques entre les deux étages sont asservies à l'aide d'une boucle LOCSET.

Cette solution a été proposée et mise en place par une équipe allemande de l'université de Iéna [Kienel 14]. Le dispositif expérimental utilisé est présenté sur la figure II.19 et permet la



temporelles d'amplitudes identiques. Les performances de la source sont identiques à celles de l'architecture multidimensionnelle (DPA + boucle Sagnac) étudiée en section 2.2, c'est à dire que les impulsions étirées ont une durée de 500 ps et le gain est ajusté pour que l'énergie extraite s'élève à 1,3 mJ. La fibre de 1,6 m possède un  $MFD = 64 \mu\text{m}$  et son énergie de saturation définie est à  $850 \mu\text{J}$  comme précédemment. Le modulateur d'amplitude est ici supposé parfait, c'est-à-dire sans perte d'insertion et dont la réponse impulsionnelle est bien inférieure à la durée séparant deux répliques<sup>1</sup>. De cette manière, le profil de modulation peut être dessiné en « marche d'escalier ». L'impulsion injectée est une impulsion gaussienne de 300 fs, étirée à 500 ps, centrée à 1030 nm et dont la puissance moyenne incidente est fixée à 60 mW pour une cadence de 100 kHz. Les résultats sont présentés sur la figure II.21 .

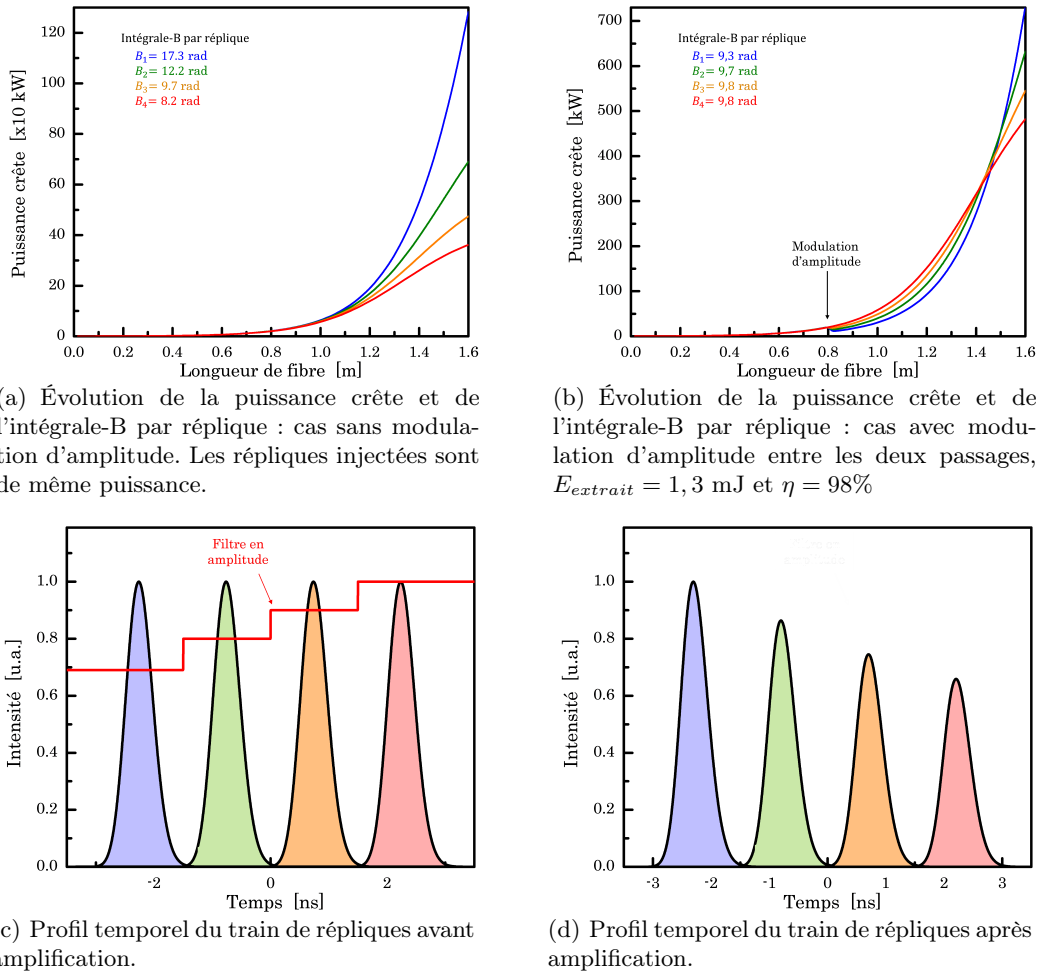


FIGURE II.21: Simulation d'un dispositif d'amplification DPA passif à 4 répliques temporelles avec modulation d'amplitude. Le gain est ajusté pour que l'énergie extraite soit identique au dispositif multidimensionnel passif étudié expérimentalement en section 2.2.

Les figures II.21(a) et II.21(b) présentent ainsi l'évolution de l'intégrale-B pour chacune des répliques dans les cas sans et avec modulateur. Sans modulateur les amplitudes des répliques divergent ainsi rapidement l'une de l'autre, donnant lieu à une différence maximale de phase non-linéaire de plus de 9 rad. À l'inverse, lorsque le modulateur est disposé entre les deux passages ( $L_{\text{fibre}} = 80 \text{ cm}$ ) la variation de phase non-linéaire maximale n'est que de 0,5 rad. Les profils temporels correspondant au cas avec modulateur sont présentés sur les figures II.21(c) et II.21(d) avec le masque d'amplitude utilisé. En sortie de premier passage, l'énergie des ré-

1. Ce qui sera difficilement le cas en réalité. On pourra donc considérer que l'efficacité de combinaison obtenue est ici surestimée.

pliques est encore suffisamment faible devant l'énergie de saturation si bien que la variation maximale d'amplitude entre les répliques est inférieure à 5%. Au second passage, la modulation d'amplitude permet alors d'équilibrer les non-linéarités et l'obtention d'une efficacité de combinaison supérieure à 98%.

Cette technique nécessite cependant un modulateur d'amplitude qui puisse être utilisé en double-passage. De plus, les différents sauts d'amplitudes doivent être appliqués indépendamment pour chaque réplique et non deux à deux comme c'est le cas avec l'interféromètre de Mach-Zehnder utilisé dans le système actif. Une solution peut alors consister à utiliser un modulateur acousto-optique dont le signal radio-fréquence est modulé pour obtenir la variation d'amplitude souhaitée. En effet, comme présenté sur la figure II.22, le signal RF est ajusté pour moduler le profil temporel du train au premier passage puis devient constant lors du second passage pour diffracter l'ensemble du faisceau sur l'ordre 1 et ainsi limiter les pertes de puissance.

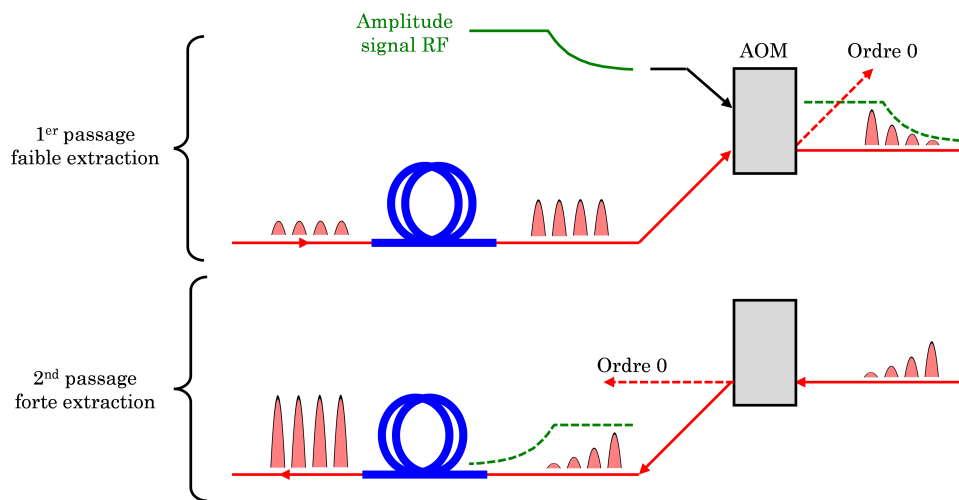


FIGURE II.22: Évolution des amplitudes du train de répliques entre les deux passages dans la fibre. Pour plus de clarté, le système est ici déplié pour dissocier les deux passages.

Malheureusement, cette architecture n'a pu être validée expérimentalement au cours de ce travail. Dans le cas d'une éventuelle validation expérimentale avec un tel modulateur, il sera cependant nécessaire de veiller à :

- Optimiser l'efficacité de diffraction. Celle-ci est en effet dépendante de la polarisation d'entrée et varie fortement suivant qu'elle soit parallèle ou perpendiculaire aux modulations du réseau d'indice. Pour limiter cette variation d'efficacité on peut alors orienter l'état de polarisation des répliques à  $45^\circ$  du réseau d'indice.
- Au temps de montée du modulateur. Pour bénéficier du temps de réponse le plus rapide, il est nécessaire de focaliser le faisceau<sup>1</sup>. Les fluences de dommages des modulateurs à base (quelques  $\text{GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) peuvent alors devenir problématiques.
- Aux problèmes de tenue à la puissance moyenne, particulièrement lorsque le faisceau est focalisé.

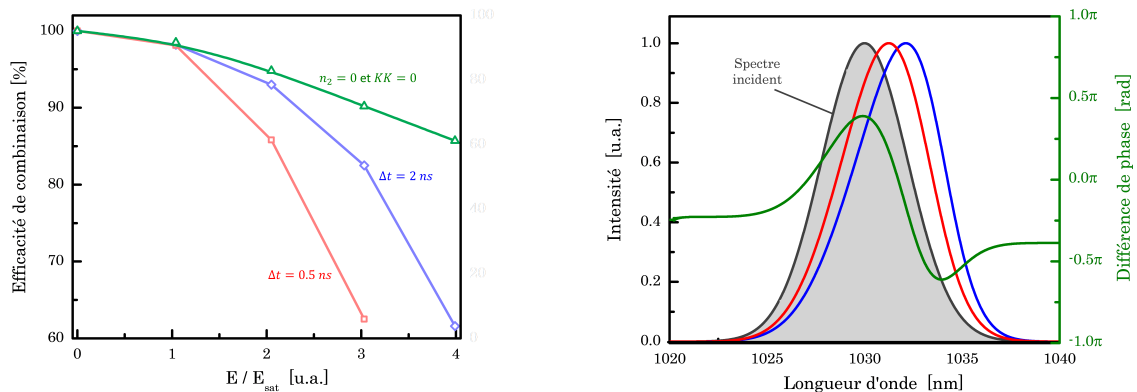
Pour ces raisons, il sera préférable de valider cette architecture avec une fibre souple, microstructurée ou non, possédant un cœur et donc une énergie de saturation plus faible qu'une fibre barreau.

1. Typiquement des temps de montée de 5 ns peuvent être atteints en focalisant le faisceau avec un diamètre de 30  $\mu\text{m}$  dans un AOM en  $\text{TeO}_2$ .

### 3.3 Fonctionnement au-delà de l'énergie de saturation

L'augmentation du nombre de répliques permis avec les dispositifs présentés dans cette section permet d'envisager le développement de systèmes actif ou passif de forte énergie ( $E_{pulse} > E_{sat}$ ). Nous proposons donc ici d'évaluer les performances de tels systèmes et notamment l'évolution de l'efficacité de combinaison du système lorsque l'énergie extraite est supérieure à l'énergie de saturation du milieu. Dans une telle situation, la forte dépendance temporelle du gain de l'amplificateur devient significative sur l'étalement temporel d'une impulsion. En conséquence, le profil temporel de l'impulsion étirée, et donc son spectre, est déformé différemment suivant le gain vu par chaque réplique ce qui peut alors diminuer l'efficacité de combinaison.

Afin d'évaluer cette contribution, nous réalisons une étude numérique de l'évolution de l'efficacité de combinaison pour des énergies extraites au delà de l'énergie de saturation. La démarche est ici identique aux différentes études réalisées jusqu'à présent et consiste à modéliser la propagation d'un train d'impulsions étirées, issu d'un dispositif passif, dans une fibre dopée ( $L_{fibre} = 1,6$  m et  $A_{eff} = 3200 \mu\text{m}^2$ ). Nous résolvons donc l'équation non-linéaire de Schrödinger établie dans l'équation (II.4). Pour l'étude, sont pris en compte : la dispersion de second ordre de la fibre et les effets non-linéaires de troisième ordre (SPM et XPM). L'onde incidente est une impulsion de 300 fs étirée à l'aide d'un étireur à réseaux de  $1740 \text{ tr.mm}^{-1}$ . Pour tenir compte de l'impact des non-linéarités de la fibre, l'évolution de l'efficacité est étudiée pour un étirement de 0,5 et 2 ns. Pour simplifier, seulement deux répliques sont générées mais leur amplitude est, à chaque fois, optimisée pour compenser la saturation et maximiser l'efficacité de combinaison. Les résultats sont présentés sur la figure II.23.



(a) Évolution de l'efficacité de combinaison en fonction de la saturation de l'amplificateur. Deux cas, correspondant à des étirements de 0,5 et 2 ns, sont tracés pour étudier l'influence des non-linéarités.

(b) Spectres de la première [Courbe bleue] et de la deuxième impulsion [Courbe rouge] après amplification pour  $E/E_{sat} = 4$  et  $\Delta t = 2$  ns. La phase relative entre les deux impulsions est également tracée.

FIGURE II.23: Étude numérique de l'influence de la saturation et des changements spectraux sur l'efficacité de combinaison.

La figure II.23(a) montre l'évolution de l'efficacité en fonction de l'énergie extraite dans le milieu amplificateur. L'efficacité décroît ainsi fortement à mesure que l'énergie extraite augmente et ce bien que l'amplitude des répliques incidentes soit ajustée pour maximiser la puissance sur la sortie combinée. Nous vérifions alors si cet effondrement est causé par effet Kramers-Krönig en supprimant le déphasage associé (terme de gain complexe dans l'équation (II.4)). La chute d'efficacité est alors identique, seule l'amplitude incidente des répliques varie car le piston de phase introduit par effet Kramers-Krönig est corrigé en jouant sur l'intégrale-B accumulée par chaque réplique. L'origine de cette chute d'efficacité est en fait liée à la déformation spectrale causée par la forte saturation du milieu amplificateur. En effet, comme on peut le voir sur la figure II.23(b), le spectre amplifié de chacune des répliques est décalé vers les hautes longueurs d'onde et ce d'autant plus que le gain vu par celle-ci est important. La variation et la diffé-



rence de longueur d'onde centrale entre les répliques sont ainsi responsables d'un déphasage entre les impulsions (Fig. II.23(b)). Deux contributions peuvent alors affecter l'efficacité de combinaison :

- Le décalage spectral différent, pour les deux répliques, contribue à diminuer l'efficacité de combinaison via une différence d'amplitude spectrale et ce quel que soit le niveau de non-linéarités. L'impact de cette contribution seule peut être évalué en supprimant les non-linéarités ( $n_2 = 0$ ) de la fibre et le déphasage Kramer-Krönig<sup>1</sup>. L'efficacité de combinaison résultante (courbe verte sur la figure II.23(a)) correspond ainsi à l'efficacité maximale qu'il est possible d'atteindre avec le système.
- En régime à dérive de fréquence, la phase non-linéaire étant proportionnelle au profil spectral (Éq. (I.30)), la différence de phase spectrale est alors accentuée en présence d'effet non-linéaire. La chute d'efficacité supplémentaire est alors dépendante de l'intégrale-B moyenne accumulée et ce même si les répliques sont parfaitement identiques.

Le décalage spectral associé à la forte saturation du milieu actif est ainsi responsable d'une chute de l'efficacité de combinaison, d'autant plus grande que l'énergie extraite est importante. Cette contribution fixe alors une borne supérieure à l'efficacité de combinaison et limite les performances des systèmes de combinaison par division temporelle. Bien que cette étude ait été réalisée pour un système passif elle peut néanmoins être transposée à un système actif comme celui présenté précédemment. La borne supérieure de l'efficacité de combinaison pourra être rehaussée dans ce cas puisque qu'il est possible de partiellement corriger le déphasage introduit à l'aide du délai entre les étages de division/combo. Ainsi, le décalage temporel causé par la différence de longueur d'onde centrale sera corrigé. Malgré cette compensation partielle l'efficacité de combinaison va décroître tout de même au fur et à mesure que l'énergie extraite augmente. On peut ainsi penser que la chute d'efficacité enregistrée par Kienel *et al.* avec les systèmes actifs des références [Kienel 14, Kienel 15] est corrélée avec la forte saturation du milieu actif.

---

1. On suppose ici que le piston de phase associé est parfaitement corrigé, ce qui peut être le cas dans un système actif.

## 4 Conclusion

L'amplification par division temporelle permet d'augmenter significativement la puissance crête et l'énergie des amplificateurs à fibre ultracourts. En adaptant les dispositifs DPA aux amplificateurs à dérive de fréquence, nécessitant la génération de retards de plusieurs nanosecondes entre répliques, nous avons ainsi pu accroître l'énergie de ces amplificateurs. Des énergies supérieures d'un facteur 4, au-delà des limites du système, ont ainsi pu être obtenues suite à la génération de 4 répliques temporelles.

Les performances accessibles avec ces dispositifs permettent alors une forte extraction d'énergie. La forte saturation de l'amplificateur conduit alors à une déformation du train de répliques et à l'accumulation d'une phase différentielle qui réduit l'efficacité de combinaison du système et limite le nombre de répliques générées à seulement 2. La compensation partielle possible avec un système passif à plusieurs répliques ( $N > 2$ ) a alors été contournée à l'aide d'un dispositif multidimensionnel permettant la génération de 4 répliques spatio-temporelles (2 temporelles  $\times$  2 spatiales). Ce système qui permet de compenser la saturation de l'amplificateur a permis la génération d'impulsions de 1 mJ, d'une puissance crête supérieure à 3 GW. Ces performances jamais atteintes dans un tel système où les fibres et l'étirement utilisés ne sont pas à l'état de l'art démontre clairement l'intérêt des schémas de combinaison cohérente.

Dans une dernière partie, nous présentons également différents dispositifs, existants ou non, permettant d'augmenter le nombre de répliques temporelles tout en contrôlant l'amplitude du train injecté. Ce contrôle permet alors de prévenir la chute d'efficacité causée par la saturation du milieu actif et donc d'extraire des énergies bien supérieures à l'énergie de saturation du milieu. Nous montrons cependant, qu'au-delà de l'énergie de saturation, l'efficacité de combinaison chute inévitablement et ce malgré une compensation de la phase non-linéaire de chacune des répliques. Dans ce cas, les déformations du spectre de chacune des impulsions conduisent alors à une variation de longueur d'onde centrale, différente pour chaque réplique, affectant la phase spectrale des impulsions. L'efficacité de combinaison chute alors d'autant plus que l'énergie extraite est importante.



Deuxième partie

Réduction des durées d'impulsions des  
amplificateurs fibrés CPA



# Chapitre III

## Amplification large bande en régime à dérive de fréquence

### Objectifs

---

Pour augmenter le contenu spectral après amplification tout en préservant la linéarité du régime d'amplification à dérive de fréquence, il est nécessaire de contrôler le gain du milieu actif. Nous décrivons dans ce chapitre deux expériences permettant de diminuer les durées accessibles en sortie d'amplificateurs à fibre. Dans une première expérience, nous démontrons l'amplification séparée de différentes tranches spectrales suivies de leur combinaison cohérente afin de limiter le rétrécissement spectral par le gain. Dans une deuxième série d'expériences, l'emploi de filtres spectraux est testé et validé. Dans chaque cas, nous démontrons la génération d'impulsions de durées inférieures à 100 fs et d'énergies de plusieurs microjoules.

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Génération et amplification d'impulsions courtes dans les fibres . . .</b>	<b>86</b>
1.1	Amplification parabolique . . . . .	86
1.2	Mise en forme spectrale en régime à dérive de fréquence . . . . .	88
1.3	Combinaison cohérente spectrale : synthèse d'impulsions . . . . .	90
<b>2</b>	<b>Combinaison cohérente spectrale d'amplificateurs à dérive de fréquence . . . . .</b>	<b>93</b>
2.1	Amplificateur CPA linéaire à fort gain . . . . .	93
2.1.1	Dispositif expérimental . . . . .	93
2.1.2	Détection et contrôle . . . . .	94
2.1.3	Miroir dichroïque . . . . .	96
2.1.4	Résultats . . . . .	98
2.2	Montée en énergie du dispositif . . . . .	102
2.2.1	Injecteur fibré large bande . . . . .	102
2.2.2	Dispositif et résultats . . . . .	103
<b>3</b>	<b>Mise en forme spectrale dans un amplificateur à fibre ultracourt . . . . .</b>	<b>108</b>
3.1	Mise en forme par amplification . . . . .	108
3.1.1	Amplification d'une bande spectrale hors du pic de gain . . . . .	108
3.1.2	Résultats . . . . .	110
3.2	Amplification large bande par apodisation spectrale . . . . .	112
3.2.1	Conception d'un filtre spectral pour l'Yb :verre . . . . .	112
3.2.2	Chaîne laser CPA large bande à fort gain . . . . .	116
<b>4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>119</b>

---

# 1 Génération et amplification d'impulsions courtes dans les fibres

Dans la première partie de ce chapitre, nous recensons les différentes techniques de génération, mais surtout d'amplification d'impulsions courtes. Bien que l'accent soit porté sur l'amplification d'impulsions dans les fibres dopées ytterbium, nous évoquons également différentes techniques, comme la mise en forme spectrale ou la synthèse d'impulsions, développées principalement sur les chaînes Ti :Sa où les amplificateurs paramétriques optiques.

Chacune des méthodes présentées ici permet d'outrepasser les limitations imposées par la bande de gain des milieux actifs. Elles permettent ainsi de générer des impulsions énergétiques, de durées inférieures à celles normalement accessibles.

## 1.1 Amplification parabolique

Dans un amplificateur, le champ incident est amplifié à mesure qu'il se propage dans le milieu actif. Négligeant tout phénomène de saturation, en considérant un gain linéique  $g$ , l'énergie par impulsion augmente exponentiellement d'un facteur  $G = e^{gL}$  pour un amplificateur de longueur  $L$ . Dans un dispositif d'amplification directe<sup>1</sup>, comme l'énergie augmente exponentiellement, l'impact de l'auto-modulation de phase devient alors de plus en plus important. L'élargissement spectral est ainsi exacerbé et dépend, par conséquent, du gain de l'amplificateur.

La forme et l'évolution spectrale/temporelle de l'impulsion dépendent alors des effets dispersifs. Si la dispersion est normale le profil temporel de l'impulsion évolue asymptotiquement vers une parabole, maintenant alors une dérive de fréquence linéaire le long de son profil temporel [Agrawal 00]. Cette solution asymptotique de l'équation non-linéaire de Schrödinger peut être obtenue analytiquement sous la forme :

$$A(z, t) = A_p(z, t) \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2(z)}} e^{i\varphi_p(z, t)}, \quad (\text{III.1})$$

pour  $|t| \leq T_p(z)$  et  $A(z, t) = 0$  lorsque  $|t| > T_p(z)$ . L'amplitude  $A_p$ , la largeur  $T_p$ , et la phase temporelle  $\varphi_p$  de l'impulsion sont des paramètres dépendant des caractéristiques de la fibre :

$$\begin{cases} A_p(z) = \frac{1}{2} (gE_{pulse}(z))^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\gamma\beta_2}{2}\right)^{-\frac{1}{6}}, & (\text{III.2a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} T_p(z) = \frac{6}{g} \left(\frac{\gamma\beta_2}{2}\right)^{\frac{1}{2}} A_p(z), & (\text{III.2b}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \varphi_p(z, t) = \varphi_0 + \left(\frac{3\gamma}{2g}\right) A_p^2(z) - \frac{g}{6\beta_2} t^2, & (\text{III.2c}) \end{cases}$$

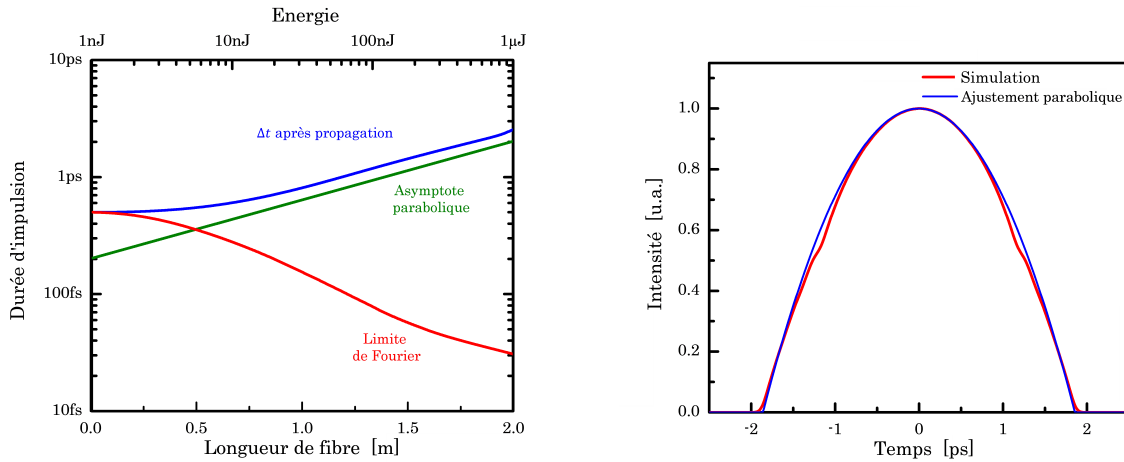
où  $E_{pulse}(z) = E_0 e^{gz}$  est l'énergie de l'impulsion à une position  $z$  dans la fibre.

Il découle des équations précédentes quelques propriétés remarquables :

- Lorsque l'impulsion a convergé, sa durée  $T_p(z)$  augmente linéairement avec l'amplitude  $A_p(z)$  (Éq. (III.2b)). Ce comportement homothétique est dit auto-similaire puisque l'impulsion maintient, dès lors, sa forme parabolique pour toute position  $z$  dans la fibre.
- Les paramètres d'entrée ne sont pas critiques et *a priori* toute impulsion peut converger vers ce régime si le gain est suffisamment important. Seule l'énergie initiale de l'impulsion influence la vitesse de convergence vers le régime parabolique.
- La dépendance temporelle de la phase est quadratique dans l'équation (III.2c), ce qui signifie que les impulsions amplifiées ont une dérive de fréquence linéaire et peuvent être facilement comprimées à l'aide d'une ligne dispersive.

1. C'est-à-dire sans étireur.

- o La dérive de fréquence accumulée est également avantageuse puisqu'elle permet d'étirer l'impulsion à mesure que son énergie augmente. La situation est ainsi équivalente à un amplificateur à dérive de fréquence, mais avec un facteur d'étirement moindre.



(a) Convergence d'une impulsion gaussienne vers l'asymptote du régime parabolique. Les effets cumulés de la dispersion et de l'auto-modulation de phase allongent la durée d'impulsion au cours de la propagation. Le spectre de l'impulsion est également fortement élargi et peut engendrer, après compression, la formation d'impulsions courtes de 30 fs.

(b) Profil temporel de l'impulsion après amplification. L'impulsion initialement gaussienne est maintenant quasi-parabolique et d'une durée de 2,5 ps. Un ajustement du profil temporel obtenu à l'aide d'un polynôme d'ordre 2 est également tracé pour comparaison.

FIGURE III.1: Simulation de la propagation d'une impulsion gaussienne de 500 fs et de 1 nJ dans 2 m de fibre dopée de 40  $\mu\text{m}$  de cœur. Le gain petit signal est de  $1,75 \text{ m}^{-1}$  et la bande de gain de l'amplificateur supposée infinie.

La figure III.1 présente les résultats d'une simulation d'un amplificateur parabolique. Dans cet exemple, une impulsion gaussienne de 500 fs se propage dans une fibre dopée Yb de 40  $\mu\text{m}$  de cœur. Les effets dispersifs jusqu'à l'ordre 3 sont pris en compte et la bande de gain du milieu est supposée constante et infinie. Les effets non-linéaires sont, dans un premier temps, négligeables sur les premiers centimètres de propagation (Fig. III.1(a),  $L < 25 \text{ cm}$ ). Puis avec l'augmentation de l'énergie, ils deviennent alors importants et le spectre de l'impulsion commence à s'élargir. L'impulsion devient ainsi plus sensible aux effets dispersifs et en conséquence sa durée est allongée. Après une phase de transition ( $25 < L < 60 \text{ cm}$ ), où l'auto-modulation de phase est dominante, l'impulsion converge finalement vers l'asymptote parabolique. Après propagation (Fig. III.1(b)), l'impulsion est étirée à 2,5 ps et sa limite de Fourier abaissée à 32 fs.

La vitesse de convergence vers l'asymptote parabolique est le résultat de l'impact des différents paramètres de la fibre. Pour l'augmenter, et ainsi diminuer les longueurs de fibre, il est nécessaire de maintenir un équilibre entre dispersion et non-linéarité tout au long de la propagation. Celui-ci peut être obtenu par un choix approprié de la durée et de l'énergie de l'impulsion injectée [Fermann 00, Finot 06]. Dans l'exemple ci-dessus, la convergence est optimale pour une durée de 436 fs et une énergie incidente de 22 nJ.

Dans un amplificateur parabolique, l'obtention d'impulsions courtes, de haute qualité temporelle et énergétiques peut cependant être limitée par :

- o L'approche du seuil d'auto-focalisation de la fibre. En effet, l'élargissement temporel de l'impulsion au cours de l'amplification reste faible en comparaison d'un amplificateur à dérive de fréquence. L'extraction d'énergie est ainsi limitée par la puissance crête de l'impulsion amplifiée, correspondant à une énergie de quelques  $\mu\text{J}$  tout au plus.
- o L'apparition de termes de phase d'ordres supérieurs accumulés au cours de la propaga-



tion dans la fibre ou introduits par le système de compression. En effet, pour de larges spectres, la sensibilité aux termes de phase  $> 2$  est accrue, si bien que l'ordre 3 de la fibre peut altérer le profil de phase parabolique. Bien que la dérive de fréquence linéaire de l'impulsion parabolique puisse être totalement résorbée à l'aide d'un compresseur (à réseaux par exemple), la compensation des ordres supérieurs, notamment d'ordre 3 (Éq. (I.28b)), nécessite des dispositifs expérimentaux particuliers.

- La bande de gain finie du milieu actif. Bien que celle-ci ne soit pas un frein à la génération de spectre large, elle peut déformer le spectre de l'impulsion dès lors que celui-ci excède la bande de gain. La dissymétrie introduite peut alors être responsable de l'accumulation de termes de phase d'ordres élevés altérant la compression.

Les limites causées par le désaccord entre la phase de l'impulsion et celle introduite par le compresseur peuvent néanmoins être compensées par l'utilisation d'une séquence dispersive hybride [Zaouter 07]. L'utilisation de grism (contraction de *grating* et *prism*) permet en effet d'ajuster le signe et la valeur du  $\beta_3$  du compresseur et d'approcher ainsi la limite de Fourier de l'impulsion. La dissymétrie spectrale imposée par la bande de gain peut également être utilisée pour compenser les ordres de phases supérieurs introduits par le compresseur [Papadopoulos 07]. Malgré cela, l'auto-focalisation dans la silice limite ultimement les amplificateurs paraboliques et restreint fortement les énergies accessibles. Les meilleures performances obtenues, à ce jour, ont été réalisées à l'aide de fibres barreaux permettant la génération d'impulsions inférieures à 100 fs mais avec une énergie ne dépassant pas  $1,5 \mu\text{J}$  [Zaouter 08b, Liu 15]. Un dispositif spatio-temporel de combinaison cohérente passive (DPA + boucle Sagnac) a également été démontré en régime d'amplification parabolique [Daniault 12b] et a permis une augmentation des performances énergétiques d'un facteur 8.

## 1.2 Mise en forme spectrale en régime à dérive de fréquence

L'amplification parabolique ou les techniques de compression temporelle (chapitre IV) sont des méthodes d'élargissement spectral non-linéaire. Elles sont, de fait, difficilement intégrables dans une architecture à dérive de fréquence qui cherche justement à limiter l'accumulation de non-linéarités. Dans ces amplificateurs linéaires, le rétrécissement spectral par le gain ne peut être compensé via un élargissement par auto-modulation de phase. En effet, comme nous avons déjà pu le voir, en régime étiré la phase spectrale Kerr accumulée est proportionnelle au profil d'intensité temporel de l'impulsion et se traduit principalement par l'apparition de termes de phase d'ordres élevés difficilement compensables. Dans un amplificateur CPA, un élargissement spectral conséquent n'est donc pas envisageable sans détériorer notablement le profil temporel de l'impulsion comprimée (Fig. I.8).

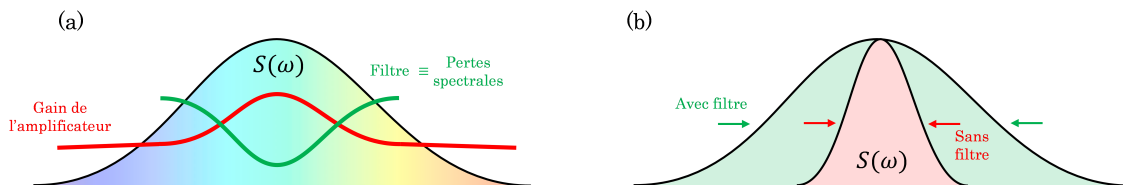


FIGURE III.2: Illustration du principe de mise en forme spectrale. Un filtre adéquat permet d'introduire des pertes spectrales plus importantes au niveau du pic de gain de l'amplificateur (a). De cette manière le spectre amplifié (b) est plus large et la durée d'impulsion théoriquement plus courte.

L'amplification doit donc impérativement se faire en régime linéaire et d'autres techniques sont dès lors nécessaires si l'on veut parvenir à conserver l'ensemble du contenu fréquentiel. Pour limiter l'effondrement du spectre il est impératif de compenser la variation de gain le long du

spectre de l'impulsion (Fig. III.2). Pour ce faire, l'idée consiste à introduire volontairement des pertes spectrales contrôlées au cours de l'amplification. En veillant à ce que celles-ci soient plus importantes au niveau du maximum d'émission, et donc de gain, du milieu, il est possible de contre-balancer la réduction spectrale et de conserver un spectre large en sortie d'amplificateur.

Théoriquement, le filtre spectral doit être l'exact réciproque de la courbe de gain du milieu si l'on veut préserver complètement le profil du spectre incident. Plus le gain est important, plus la profondeur de modulation du filtre doit être importante. En pratique, le profil de gain d'un milieu actif autour de son maximum peut être assimilé à une gaussienne si bien que tout élément optique présentant une transmission spectrale sinusoïdale peut servir de filtre. Les lames minces à faces parallèles ou bien les filtres de Lyot (Fig. III.3) sont par exemple couramment utilisés dans les amplificateurs régénératifs Ti :Sa [Barty 96, Durfee 06]. Ceux-ci ont l'avantage d'être facilement accordables par simple rotation de l'étalon ou des polariseurs du filtre biréfringent. Des séquences optiques comme une ligne à dispersion nulle dans laquelle est inséré un filtre intensimétrique ou encore une série de miroirs multi-couches dont le profil de réflexion spectral est adapté à la courbe de gain peuvent également être utilisées. Bien que plus complexes et onéreuses ces solutions offrent cependant l'avantage de pouvoir s'adapter parfaitement aux variations de la courbe de gain du milieu actif.

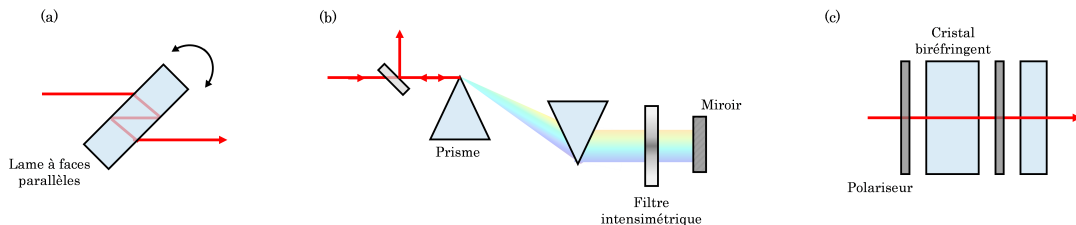


FIGURE III.3: Composants optiques introduisant des pertes spectrales contrôlées. Étalon (a), ligne à dispersion nulle (b) et filtre de Lyot (c).

Ces techniques de filtrage ont été en grande partie implémentées dans des amplificateurs à cristaux massifs. Contrairement aux fibres optiques, le gain par passage de ces systèmes est généralement faible. Pour le compenser il est alors nécessaire d'effectuer un grand nombre de passages dans le milieu ou bien de piéger l'impulsion dans une cavité amplificatrice. Cet aspect des amplificateurs solides permet également de relâcher les contraintes imposées au filtre spectral. En effet, celui-ci est, par rapport au gain par passage du système, beaucoup plus faible que le gain total. L'extinction maximale du filtre est ainsi réduite ce qui facilite grandement sa fabrication et permet l'utilisation d'un simple étalon. À titre d'exemple, la génération de spectres de presque 100 nm de large a ainsi pu être démontrée à partir d'une cavité régénérative Ti :Sa [Barty 96]. Cette largeur spectrale, trois fois supérieure à celle couramment obtenue pour ce cristal a été démontrée pour l'insertion de trois filtres différents (étalon, ligne  $4f$  et filtre de Lyot) dans la cavité. En guise d'exemple, les auteurs montrent également la courbe de transmission de leur étalon. La profondeur de modulation de celui-ci n'est alors que de 10%.

Le fort gain par passage d'un amplificateur à fibre permet à l'inverse d'atteindre un niveau de gain suffisant pour seulement un, voire deux passages, dans le milieu. La profondeur de modulation du filtre doit alors être beaucoup plus importante, pouvant nécessiter au niveau du pic de gain une atténuation de plus de 30 dB. Cette contrainte soulève alors deux problèmes :

- Un problème technique lié à la fabrication d'un tel filtre, la plupart des éléments optiques existant ne possèdent généralement qu'une extinction de 25-30 dB.
- La forte atténuation imposée couplée au fort gain de l'amplificateur peuvent également forcer la génération d'ASE. Ce signal incohérent serait alors nuisible au bon fonctionnement du système.

Pour ces raisons, l'utilisation d'un système de mise en forme spectrale n'a, jusqu'à présent,

jamais été rapportée dans un amplificateur à fibre. Bien que l'utilisation de contrôleurs de phases, basés sur une ligne à dispersion nulle, pour l'optimisation de la compression des impulsions soit répandue, ceux-ci n'ont jamais été utilisés pour mettre en forme l'amplitude du spectre incident.

### 1.3 Combinaison cohérente spectrale : synthèse d'impulsions

Cette section est consacrée à la description d'expériences permettant d'additionner, de manière cohérente, des champs optiques ultracourts portant différents spectres optiques [Hansch 90]. Celles-ci diffèrent des expériences de combinaison développées plus haut puisque l'impulsion combinée possède, cette fois, un spectre plus large que les différentes répliques/voies<sup>1</sup>. Ce concept nécessite toutefois le contrôle des phases relatives (absolue et d'ordre supérieur) des différents faisceaux à combiner. Pour cette raison, et par analogie avec les systèmes développés, cette approche est appelée combinaison cohérente spectrale ou synthèse d'impulsion. Elle peut être vue comme l'équivalent temporel/spectral des systèmes de combinaison par remplissage de la pupille dans le domaine spatial ou son espace réciproque (vecteur d'onde). Le remplissage est ici effectué dans le domaine spectral permettant la synthèse d'une impulsion plus courte dans le domaine temporel, de la même manière que le remplissage de la pupille en champ proche permet la synthèse d'un faisceau plus étroit (brillant) en champ lointain. La grande majorité des expériences développées dans ce domaine suit un schéma identique à celui utilisé dans les systèmes de combinaison active (Section 3.2), à la différence que l'optique de division/comboinaison est spectralement sélective. Elle permet de sélectionner, en entrée de chacun des ports de l'interféromètre, différentes tranches d'un spectre incident. La première démonstration expérimentale de ce principe fait cependant exception à ce schéma [Shelton 01]. Dans celle-ci, deux oscillateurs Ti:Sa indépendants émettant chacun deux spectres distincts furent combinés, nécessitant à la fois une stabilisation de la phase absolue et une synchronisation du taux de répétition des deux lasers. Malgré cette difficulté supplémentaire, les résultats ont permis de démontrer une réduction de la durée de l'impulsion combinée par rapport à celle des différentes voies.

Depuis cette expérience, un certain nombre d'expériences utilisant un super-continuum généré par un oscillateur unique et injectant différents amplificateurs paramétriques optiques [Huang 11], ou encore la combinaison de plusieurs étages de compression temporelle non-linéaire [Krauss 10, Wirth 11], ont conduit à la génération de transitoires optiques de durée extrêmement courte, plus courte que celle d'un cycle optique de la fréquence centrale de l'impulsion. La caractérisation de tels événements ainsi que la manipulation de spectres s'étalant sur plusieurs octaves, et en particulier le contrôle de la phase spectrale, restent à l'heure actuelle sujets à de nombreuses recherches [Chia 14]. Le but premier de ces expériences importantes est de générer des impulsions extrêmement courtes avec suffisamment d'énergie pour l'étude de phénomènes en champ fort. Pour ces expériences, cependant, la montée en puissance moyenne n'est généralement pas considérée.

Plus récemment, plusieurs expériences de synthèse d'impulsions ont été menées dans le cadre de l'accroissement des performances des amplificateurs à fibre dopée ytterbium. Contrairement aux premières expériences de synthèse, l'objectif est de simultanément augmenter la puissance du système tout en compensant le rétrécissement spectral par le gain. À gain équivalent, l'impact du rétrécissement spectral par le gain tend en effet à diminuer pour des spectres étroits<sup>2</sup>. Son influence est même nulle lorsque la largeur du spectre injecté est très inférieure à l'étendue de la bande d'émission du milieu, puisque les variations de gain deviennent alors négligeables. Dans un système de combinaison cohérente spectrale, l'énergie de sortie ou, de manière équivalente, la puissance moyenne combinée, ne dépendent que faiblement de la phase relative entre

1. Jusqu'à présent l'impulsion combinée possédait une énergie plus importante, consécutive à la sommation de plusieurs répliques d'énergie plus faible mais de spectres identiques.

2. ce qui est dans le cas dans chacune des voies en comparaison du spectre incident.

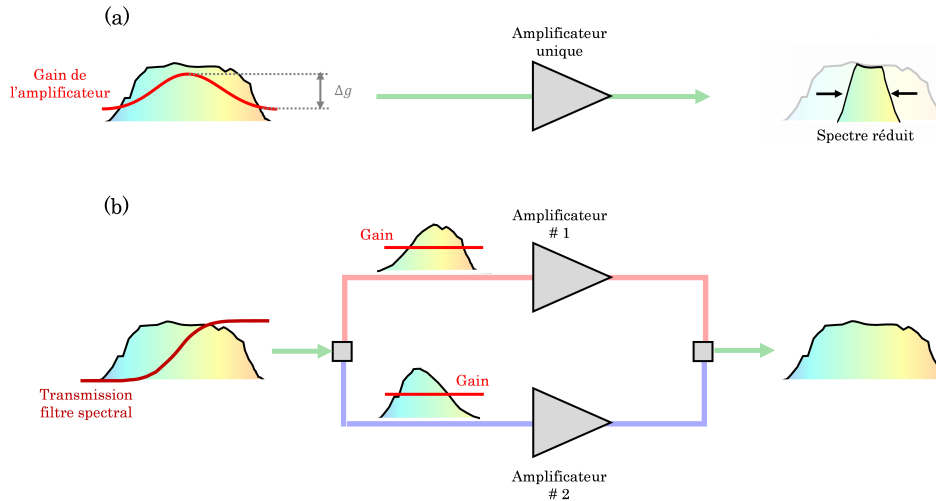


FIGURE III.4: Illustration d'une architecture de synthèse d'impulsions pour réduire le rétrécissement spectral par le gain. Contrairement à un système standard (a), l'impulsion incidente est scindée en deux impulsions portant un contenu spectral différent. Ces impulsions sont ensuite amplifiées dans deux amplificateurs distincts. Dans ce cas le gain de l'amplificateur est uniforme sur l'ensemble des différentes tranches. Le rétrécissement spectral par le gain est ainsi réduit. Les impulsions sont finalement recombinaisonées (synthétisées).

les différents ports. Les fluctuations d'énergie/puissance ne correspondent en effet qu'à une fraction de l'énergie/puissance totale, correspondant au taux de recouvrement des différents spectres. Dans le cas extrême de deux spectres n'ayant aucun contenu spectral commun, seule la puissance crête de l'impulsion dépend de la relation de phase entre les voies de l'interféromètre, nécessitant une modification des techniques de détection et de mesure des phases relatives. Une première expérience de principe [Chang 13] permettant la combinaison active de trois bras a été réalisée en ce sens, peu de temps avant le début de ce travail. Dans ce cas, la mesure de phase servant à contrôler une boucle de rétroaction LOCSET a été réalisée soit à l'aide d'un détecteur linéaire (photodiode classique) soit non-linéaire (photodiode à absorption à deux photons). Ces deux solutions permettent, au choix, une détection des fluctuations de puissance/énergie ou de la puissance crête de l'impulsion combinée. Une deuxième série d'expériences [Rigaud 13, Rigaud 15] de synthèse d'impulsions a également été démontrée dans une fibre multicœur de 12 cœurs agencés linéairement. À cause du grand nombre de voies spectrales (12 cœurs), les étages de division/comboinaison sont formés par un réseau de diffraction. Concrètement, la fibre multicœur est placée dans le plan de Fourier d'une ligne à dispersion nulle, permettant une séparation spatiale des différentes composantes spectrales. Dans ces expériences chaque cœur est pompé par une diode monomode permettant de contrôler le gain et le rétrécissement indépendamment dans chacun d'entre eux. Étant disposés dans la même structure, les fluctuations de phase entre les différents cœurs de la fibre sont ici très faibles, ce qui réduit la bande-passante utile de l'électronique de contrôle. Dans deux expériences différentes d'amplification directe (sans CPA) les mêmes auteurs ont ainsi pu démontrer le maintien de la largeur spectrale à mi-hauteur d'une impulsion de 250 fs [Mansuryan 12, Rigaud 13] mais également l'amplification d'un spectre de 40 nm [Rigaud 15]. Dans ces dispositifs d'amplification directe le gain en performances (énergie/puissance) est proportionnel à  $N^2$ , avec  $N$  le nombre de voies. En effet en plus de l'addition des  $N$  ports de l'interféromètre le système permet, dans chacune d'entre elles, un allongement de la durée du même facteur. Les étapes de division/comboinaison sont alors équivalentes à un système d'étirement/compression et permettent donc une montée en énergie. Partant d'une impulsion limitée par transformée de Fourier, les sous-impulsions générées se retrouvent alors avec un contenu spectral, et donc une largeur spectrale, moindres que l'impulsion initiale. Puisque le spectre de chaque sous-impulsion est plus étroit, celle-ci est

donc temporellement plus longue.

Il convient cependant de souligner que cette particularité n'est plus vérifiée en régime à dérive de fréquence. Dans cette configuration la montée en énergie est impossible puisqu'à l'inverse l'étage de division spectrale a pour conséquence de réduire la durée des sous-impulsions étirées. En régime étiré, la correspondance entre le domaine temporel et spectral (Section 2.2) consécutive à la forte dérive de fréquence de l'étireur implique nécessairement une réduction de la durée d'un facteur  $N$  dans chacune des voies. L'énergie maximale atteinte après combinaison est alors identique à celle obtenue avec un seul amplificateur. En régime à dérive de fréquence, ces architectures permettent tout de même une montée en puissance moyenne ainsi qu'un accroissement de la puissance crête (réduction de la durée) en comparaison d'un système conventionnel.

## 2 Combinaison cohérente spectrale d'amplificateurs à dérive de fréquence

### 2.1 Amplificateur CPA linéaire à fort gain

Nous détaillons ici la mise en place d'une expérience de principe visant à démontrer les performances d'un système de synthèse d'impulsions, et de son potentiel pour contre-balancer les effets de rétrécissement spectral par le gain. Pour cela, nous développons une architecture dans laquelle un spectre fortement élargi par auto-modulation de phase est amplifié dans un amplificateur CPA linéaire, c'est-à-dire où les effets non-linéaires sont négligeables ( $B \ll 1$  rad). Nous étudions finalement la capacité du système à maintenir un spectre, après combinaison, le plus large possible et comparons ces résultats au cas classique d'un amplificateur unique injecté par le même spectre initial.

#### 2.1.1 Dispositif expérimental

Le montage expérimental est présenté sur la figure III.5. Celui-ci débute par un oscillateur commercial (MIKAN, Amplitude Systèmes) à blocage de modes. Basé sur un cristal d'Yb:KYW et sur une mise en phase passive des modes longitudinaux de la cavité via un SESAM (*Semiconductor Saturable Absorber Mirror*), il permet la génération d'impulsions de 270 fs à une cadence de 35 MHz et une puissance moyenne de 500 mW ( $E_{pulse} = 15$  nJ). Les impulsions, limitées par transformée de Fourier, ont un profil en forme de sécante hyperbolique caractéristique des oscillateurs solitoniques. Leur spectre, centré à 1030 nm est cependant relativement étroit, d'une largeur de  $\Delta\lambda = 4,5$  nm. Au vu des propriétés spectroscopiques des fibres ytterbium cette largeur est trop faible pour souligner l'intérêt du dispositif de synthèse d'impulsion. Celles-ci sont bien inférieures à la bande de gain ( $\Delta\lambda = 40$  nm) des fibres dopées, si bien que le gain peut être considéré constant sur l'ensemble du spectre et le rétrécissement par le gain très faible.

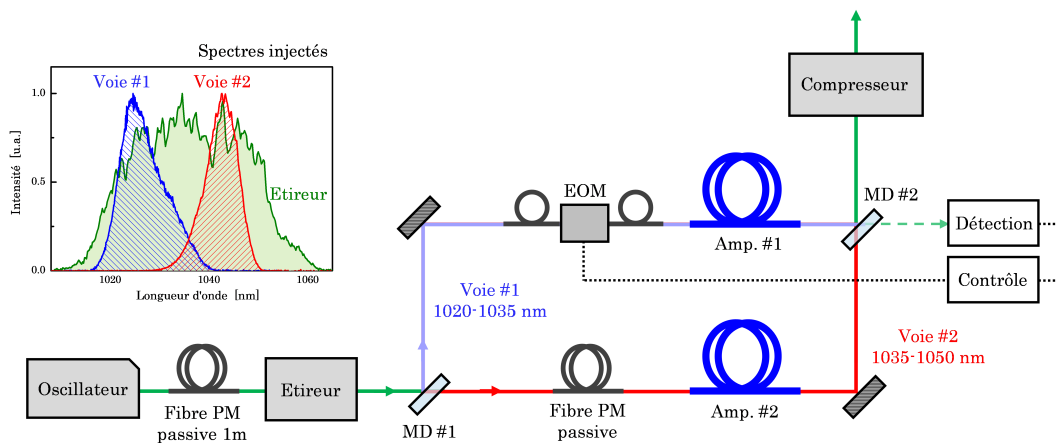


FIGURE III.5: Schéma expérimental du synthétiseur. MD : miroir dichroïque (HR : 1000-1035 nm). Insert : spectre élargi après étireur (vert) et injecté dans chacune des voies.

Afin de mettre en évidence la compensation du rétrécissement spectral, le spectre est donc élargi par auto-modulation de phase en propageant l'impulsion dans 1 m de fibre passive ( $MFD = 6$   $\mu\text{m}$ ) à maintien de polarisation. L'efficacité de couplage dans la fibre est estimée autour de 70% et la largeur spectrale à mi-hauteur en sortie de fibre mesurée à plus de 50 nm. Après élargissement, les impulsions sont envoyées dans un étireur à réseaux ( $1600$  traits. $\text{mm}^{-1}$ ). En dehors de cette bande, le spectre approche des bords de la pupille (doublet  $f = 100$  mm et  $\varnothing = 2''$ ), introduisant une forte aberration sphérique responsable d'un chirp angulaire en sortie

d'étireur. Afin d'éviter tout effet non-linéaire dans les amplificateurs, le facteur d'étirement doit ici être choisi suffisamment grand, puisque au cours de l'amplification :

- Le rétrécissement spectral par le gain va fortement diminuer la durée d'impulsion. En effet, en régime étiré, le profil temporel de l'impulsion est identique à son profil spectral (Section 2.2). À toute réduction de la largeur spectrale correspondra donc une diminution de la durée étirée au sein du milieu actif.
- De la même manière, la séparation spectrale imposée par le synthétiseur va également diminuer la durée d'impulsion dans chacun des amplificateurs.

En tenant compte de ces deux contributions l'étireur est aligné pour que la durée d'impulsion, avant séparation, soit de 400 ps ( $8 \text{ ps.nm}^{-1}$ ) et ainsi maintenir une durée supérieure à 50 ps après amplification dans chacune des voies.

Les impulsions sont ensuite injectées dans le synthétiseur. Celui-ci est formé par un interféromètre de Mach-Zehnder, où les optiques d'entrée/sortie traditionnelles (lames semi-réfléchissantes ou polarisantes) sont remplacées par des miroirs dichroïques identiques. L'angle d'incidence sur ces filtres passe-haut est ajusté pour que la coupure se situe autour de 1035 nm. Deux voies sont ainsi formées, l'une réfléchi sur le miroir dichroïque et contenant les basses longueurs d'ondes du spectre (1020-1035 nm, voie #1); l'autre transmise au travers le miroir et contenant les grandes longueurs d'ondes (1035-1050 nm, voie #2).

La mise en phase des deux canaux est assurée à l'aide de différents éléments permettant un contrôle de la phase relative jusqu'à l'ordre 2 :

- Ordre 0 : le contrôle de la phase absolue relative est réalisé à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique tout fibré en niobate de lithium  $\text{LiNbO}_3$ . Il s'agit ici d'un asservissement actif permis grâce à une détection LOCSET.
- Ordre 1 : le délai entre les deux voies est ajusté manuellement à l'aide d'une ligne à retard (non-représentée sur la figure III.5) placée sur la voie # 2 et montée sur une platine micrométrique.
- Ordre 2 : les 1,6 m de fibre passive entourant le modulateur de phase sont responsables d'une différence de dispersion de vitesse de groupe entre les deux voies. Celle-ci est alors compensée passivement en insérant sur la voie # 2 un tronçon de fibre passive de même longueur.

Après passage dans ces différents éléments, la puissance moyenne restante et injectée dans chacun des amplificateurs est de 5 mW. Chaque bras est amplifié dans une fibre microstructurée LMA. Ces fibres possèdent un cœur dopé à maintien de polarisation d'un diamètre de 40  $\mu\text{m}$  ( $MFD \sim 30 \mu\text{m}$ ) et une gaine de pompe de 200  $\mu\text{m}$ . Une fois amplifiés et leurs phases contrôlées, les faisceaux sont recombinaés sur un deuxième miroir dichroïque, identique au premier et fermant l'interféromètre. La combinaison étant effectuée en espace libre, une attention particulière est également portée à la qualité spatiale des deux voies. Celles-ci sont notamment collimatées avec des lentilles identiques et les chemins optiques de chaque fibre jusqu'au miroir dichroïque de combinaison sont ajustés pour que les fronts d'onde soient similaires. Le faisceau est finalement comprimé à l'aide d'un compresseur à réseaux de même densité de traits que l'étireur et dont l'efficacité de transmission est estimée à 60%.

### 2.1.2 Détection et contrôle

La mesure et le contrôle de la phase relative de l'interféromètre sont assurés à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone et d'un asservissement P.I.D standard (marquage fréquentiel LOCSET) [Shay 07]. L'oscillateur local de la détection synchrone permet de moduler le signal d'une des voies, la perturbation engendrée est alors détectée par une photodiode placée sur la voie rejetée. Le signal électronique modulé résultant est alors comparé à celui de l'oscillateur local, leur déphasage renseignant alors sur le sens de la correction à appliquer (Fig. III.6).

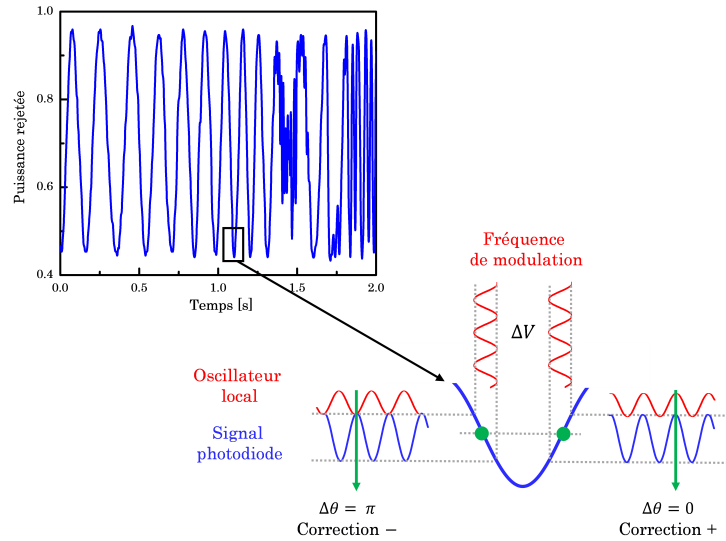


FIGURE III.6: Illustration du principe de verrouillage de phase LOCSET. L'oscillateur local (rouge) permet de moduler la phase d'une des voies et donc la puissance combinée/rejetée (bleu). Ici, une mesure de la puissance rejetée permet d'extraire la modulation et de comparer sa phase à celle de l'oscillateur local. Le déphasage  $\Delta\theta$  des signaux électroniques renseigne alors sur la position (points verts) par rapport au minimum de puissance (interférence constructive) et donc sur le sens de la correction.

Pour être détecté et corrigé, le bruit de phase doit être nécessairement inférieur à la fréquence de modulation  $\omega_{OL}$  de l'oscillateur local. Comme nous l'avons déjà fait remarquer dans le chapitre 1 (Section 3.1.1), le bruit environnemental est majoritairement dominé par les fluctuations thermiques et acoustiques, s'étendant jusqu'à des fréquences de quelques dizaines de kHz. Pour éviter toute perte d'information lors des différentes opérations de filtrage (Fig. III.7) électronique, la fréquence de modulation est prise ici 10 fois supérieure à la fréquence maximale du bruit. Dans notre cas celle-ci est choisie égale à 250 kHz, bien supérieure à la bande de bruit à corriger et, pour des raisons de détection, inférieure à la cadence d'opération du système de 35 MHz. Puisque la modulation est imprimée directement sur le signal optique d'une des voies, elle contribue à affecter la phase relative de l'interféromètre et donc à réduire l'efficacité de combinaison. Afin de limiter cette contribution l'amplitude de la modulation doit être aussi faible que possible, d'où l'intérêt de la détection synchrone qui permet de l'extraire du bruit de fond.

Dans un système de synthèse d'impulsions comme celui-ci l'interférence constructive/destructive ne se forme que sur une portion réduite du spectre combiné, correspondant à une fraction de la puissance moyenne. Contrairement aux systèmes de combinaison spatiale standards, où les spectres des différentes voies sont identiques, les fluctuations de puissance moyenne liées à l'interférence des faisceaux sont ici noyées dans un fond continu. La sensibilité du système de détection est ainsi fortement réduite. Pour contourner ce problème, le faisceau rejeté (dont la puissance moyenne doit être minimisée par l'asservissement LOCSET) est spatialement dispersé par un réseau de diffraction (Fig. III.7). Cela nous permet d'isoler la zone de recouvrement du reste du spectre optique, n'intervenant en rien dans le processus de combinaison. En disposant une photodiode de détection au niveau de la zone de recouvrement, le contraste des interférences détectées est augmenté. On notera également que ce problème peut également être contourné en utilisant un système de détection non-linéaire [Chang 13] comme par exemple une photodiode à deux(-)photons. Sensible à la puissance crête de l'impulsion synthétisée et disposée après compression, celle-ci permet une détection de la phase relative entre les deux voies, et ce même lorsqu'aucun recouvrement spectral n'existe.

Expérimentalement la bande passante du système de rétro-action est estimée à 1 kHz, ce qui est suffisant pour compenser le bruit environnemental du laboratoire. L'évolution temporelle du



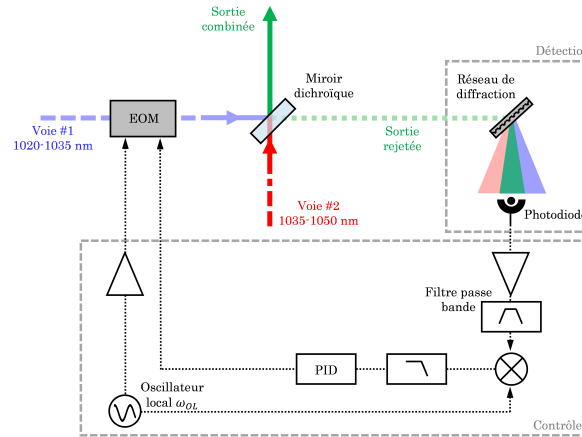


FIGURE III.7: Schéma du dispositif optique de détection et de l'électronique de contrôle. Afin d'augmenter le rapport signal/bruit le spectre optique du faisceau rejeté est dispersé spatialement à l'aide d'un réseau de diffraction. Cela permet de disposer une photodiode de mesure au niveau de la zone de recouvrement des deux spectres.

signal mesuré par la photodiode est présentée sur la figure III.8 en boucle ouverte et fermée. En boucle ouverte, un contraste d'interférence maximal de 43% est mesuré dans la zone de recouvrement spectral lorsqu'à la fois le délai et la différence de dispersion de vitesse de groupe sont optimisés. Le système est ici volontairement perturbé afin de révéler proprement ce contraste. Lorsque l'asservissement est activé, le signal est stabilisé et ne présente que de faibles fluctuations. En tenant compte de la visibilité de l'interférence et en supposant un bruit d'intensité nul, la déviation standard du bruit résiduel est estimée à  $\frac{\lambda}{30}$  sur une période de 8 s. Une fois asservi aucun ajustement supplémentaire n'est nécessaire, seul un réajustement du délai est nécessaire lorsque la puissance de pompe est augmentée ; notamment à cause de déformations thermo-optiques et à une variation de l'indice de réfraction par effet Kramers-Krönig entre les deux amplificateurs.

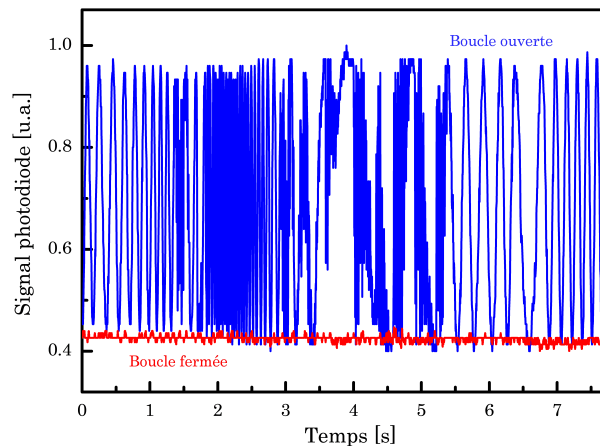


FIGURE III.8: Évolution temporelle du signal rejeté, mesuré par la photodiode en boucle ouverte et fermée.

### 2.1.3 Miroir dichroïque

Un grand nombre d'optiques aux propriétés spectrales accordables peuvent être utilisées dans les dispositifs de combinaison spectrale incohérente ou cohérente, tels les réseaux de diffraction [Loftus 07, Rigaud 13], les réseaux de Bragg en volume (VBG, *Volume Bragg Grating*), ou encore les filtres spectraux à bords raides (miroirs dichroïques, filtre de notch) [Huang 11].

Dans notre cas, nous utilisons des miroirs dichroïques : contrairement aux autres optiques, ils n'introduisent pas de couplage entre longueur d'onde et angle, comme peut le faire un réseau, et conviennent donc parfaitement à notre situation expérimentale.

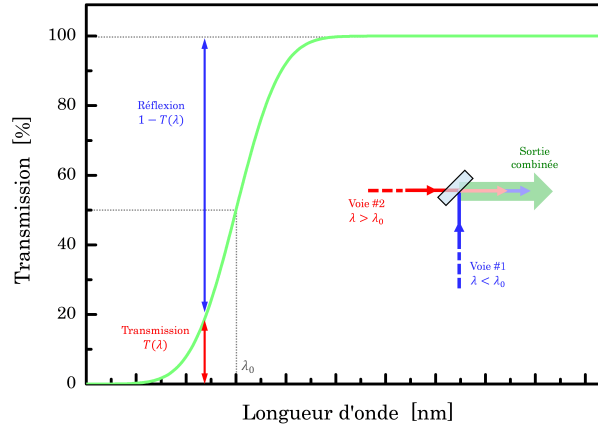


FIGURE III.9: Illustration de la transmission d'un miroir dichroïque centré à une longueur d'onde  $\lambda_0$  et de son utilisation en tant qu'élément combineur. Une propagation inverse permet la séparation du faisceau.

Dépendant de leur traitement, ces filtres peuvent aussi bien être utilisés en tant que filtres passe-bas, passe-haut, ou passe-bande. Indépendamment du type de traitement, le spectre incident sera « découpé » en différentes tranches ayant chacune un contenu spectral commun en bord de bande. Il est alors possible de reconstruire après recombinaison un spectre sans discontinuité et permet d'éviter une détérioration de qualité temporelle de l'impulsion. Cette propriété est dépeinte sur la figure III.9, présentant l'évolution de la transmission spectrale  $T(\lambda)$  d'un filtre dichroïque quelconque, utilisé en tant que combineur. Dans ce cas, une superposition spatiale des différents bras est requise pour permettre aux faisceaux d'interférer.

Dans la suite, nous considérons un faisceau d'intensité  $I(\lambda) \equiv I_0$  arrivant sur un tel filtre, utilisé cette fois comme diviseur. Du fait de la dépendance fréquentielle de sa transmission, celui-ci se comporte comme un diviseur de faisceau dont le pouvoir séparateur  $\xi$  est donné par le rapport de sa transmittance  $T_D(\lambda)$  et de sa réflectance  $R_D(\lambda)$  et conduit à la formation de deux faisceaux d'intensité :

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi(\lambda) = \frac{T_D(\lambda)}{R_D(\lambda) = 1 - T_D(\lambda)} , \end{array} \right. \quad (\text{III.3a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{\text{réfléchi}} = I_0 \cdot (1 - T_D(\lambda)) , \end{array} \right. \quad (\text{III.3b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{\text{transmis}} = I_0 \cdot T_D(\lambda) . \end{array} \right. \quad (\text{III.3c})$$

Dans l'équation ci-dessus  $T_D(\lambda)$  caractérise les propriétés spectrales de l'optique de division.

Considérons maintenant que ces deux faisceaux sont recombinaison sur une lame identique. En négligeant toutes différences spatiales (intensité et phase) et en supposant un recouvrement parfait, l'efficacité de combinaison est alors donnée par :

$$\eta(\lambda) = \frac{I_{\text{combiné}}}{I_{\text{total}}} = \frac{\left| \sqrt{I_{\text{transmis}} \cdot T_C(\lambda)} e^{2i\psi_T(\lambda)} + \sqrt{I_{\text{réfléchi}} \cdot (1 - T_C(\lambda))} e^{2i\psi_R(\lambda)} \right|^2}{I_{\text{transmis}} + I_{\text{réfléchi}}} , \quad (\text{III.4})$$

où  $\psi_R$  et  $\psi_T$  correspondent à la phase spectrale acquise par le faisceau respectivement réfléchi et transmis. Le facteur 2 dans le terme de phase provient, lui, du passage sur les miroirs dichroïques de séparation et de combinaison. La variable  $T_C(\lambda)$  détermine quant à elle les propriétés spectrales du filtre combineur.

Dans l'équation (III.4), l'efficacité de combinaison  $\eta$  entre les deux voies est maximale si les propriétés spectrales des filtres de division/combinaison sont identiques, c'est-à-dire si  $T_D(\lambda) = T_C(\lambda)$ . Dans ce cas, nous avons  $I_{transmis} = I_0 \cdot T_C(\lambda)$  et  $I_{réfléchi} = I_0 \cdot (1 - T_C(\lambda))$  et donc  $\eta = 1$ . En revanche, l'efficacité décroît s'il existe :

1. Une différence entre les caractéristiques des filtres dichroïques,  $T_D(\lambda) \neq T_C(\lambda)$ . Une variation de l'angle d'incidence ou encore l'utilisation de filtres différents peuvent ainsi réduire l'efficacité de combinaison.
2. Un changement du contenu spectral des différentes voies. En effet même en utilisant des optiques identiques, toute modification du spectre de l'une ou l'autre des voies affectera le contraste d'interférence imposé par le diviseur.

La phase introduite à la traversée des deux éléments n'a aucun impact sur l'efficacité de combinaison. En effet, puisque ces éléments sont *a priori* sans perte et réciproques, la phase du faisceau réfléchi et transmis ne diffère que d'une constante égale à  $\pm\pi/2$  [Saleh 01], aisément compensable par l'asservissement électronique. Celui-ci cherchant en effet à maximiser/minimiser la puissance sur la voie combinée/rejetée, il imposera alors automatiquement un piston de phase approprié. La phase spectrale d'ordre supérieur accumulée lors la traversée du substrat et du traitement multi-couches peut cependant avoir un impact lors de la compression de l'impulsion synthétisée. Il se peut en effet que des ordres supérieurs de phase non-compensée détériorent la qualité temporelle de l'impulsion. De plus, plus la coupure d'un miroir dichroïque est raide, plus il est difficile de contrôler la phase spectrale introduite ???. Cependant, au vu des largeurs spectrales considérées ( $< 50$  nm) la phase spectrale introduite par les miroirs (GVD accumulée) est trop faible pour détériorer significativement la compressibilité de l'impulsion.

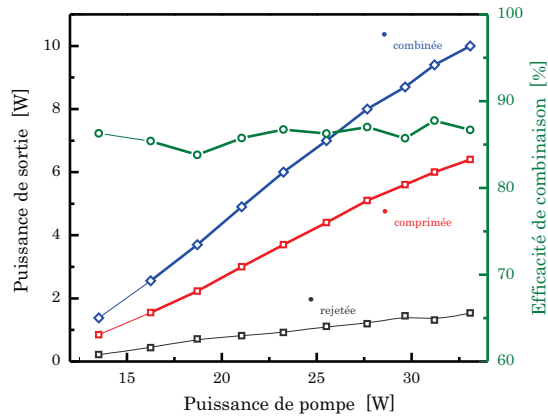
#### 2.1.4 Résultats

Une fois la phase verrouillée entre les deux bras, le système est étudié pour différents gains (puissance moyenne). La figure III.10(a) montre ainsi l'évolution de la puissance moyenne combinée, comprimée et rejetée en fonction de la puissance de pompe totale (somme des deux voies). L'efficacité de combinaison est également tracée. Celle-ci reste constante, oscillant autour de 86%, quelque soit le niveau de puissance. Cette valeur reste toutefois inférieure à celle obtenue avec des systèmes actifs de combinaison spatiale ( $\eta_{typ.} > 90\%$ ) [Klenke 11, Daniault 11a] et est attribuée à :

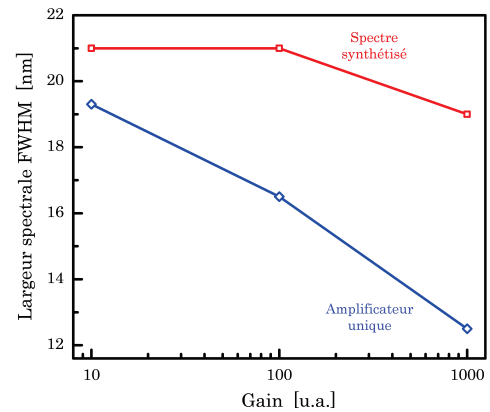
- Une différence entre les miroirs dichroïques de séparation/combinaison. En effet, bien qu'issue du même lot, une différence d'orientation entre les deux étages se traduit par un décalage de la longueur d'onde de coupure.
- Une modification du contenu spectral au cours de l'amplification, notamment à cause du rétrécissement spectral par le gain.

Ces deux points contribuent alors à modifier l'amplitude relative des différentes composantes spectrales au niveau de la jonction entre les deux spectres [Chang 13]. Puisque le poids de ces composantes a varié, le contraste d'interférence et donc l'efficacité de combinaison sont affectés.

Les caractéristiques spectrales du système sont également étudiées pour un gain croissant de 10 à 30 dB. Celles-ci sont également comparées au cas d'un amplificateur injecté par le spectre large émergent de l'étireur (spectre vert, Fig. III.5). Le bénéfice apporté par un tel système est clairement observable sur la figure III.10(b) comparant l'évolution des largeurs spectrales à mi-hauteur des deux configurations. Alors que pour un système unique l'impact du rétrécissement est très fort, la largeur spectrale passant de 20 nm ( $G = 10$  dB) à 12,5 nm ( $G = 30$  dB); il est atténué dans le cas du synthétiseur, où la largeur spectrale FWHM est réduite de 2 nm seulement entre 10 et 30 dB.

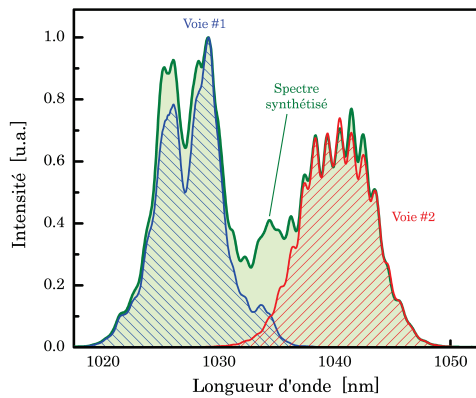


(a) Caractéristiques en puissance du synthétiseur CPA fort gain à 35 MHz.

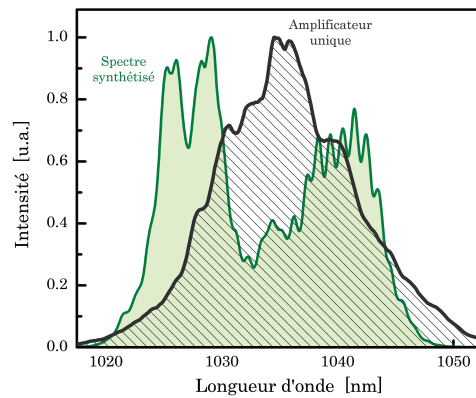


(b) Évolution de la largeur spectrale à mi-hauteur du spectre combiné en fonction du gain total du système. Évolution de la largeur spectrale d'un amplificateur unique, injecté par le spectre large après étireur (Fig. III.5).

FIGURE III.10: Étude du processus de combinaison sur la puissance et la largeur spectrale du faisceau combiné.



(a) Spectres amplifiés émergent de chacune des voies et spectre combiné.



(b) Comparaison du spectre synthétisé avec le spectre issu d'un amplificateur unique injecté avec un spectre large (identique au spectre après étireur).

FIGURE III.11: Caractéristiques spectrales après amplification.

Après un ajustement minutieux des puissances de pompe pour égaliser les niveaux de puissance des deux bras, la puissance moyenne maximale combinée atteint 10 W avant compression. À ce niveau de puissance, correspondant à un gain de 30 dB, le spectre combiné possède une largeur à mi-hauteur de 19 nm, surpassant tout système fibré CPA à fort gain autour de 1  $\mu\text{m}$ . Les spectres amplifiés issus de chacune des voies, ainsi que le spectre combiné, sont tracés sur la figure III.11(a). Le spectre combiné est en parfait accord avec les spectres réfléchi et transmis, tous deux d'une largeur à mi-hauteur de 7 nm correspondant à une durée étirée de 60 ps dans chaque fibre. Ces résultats peuvent également être comparés au profil spectral obtenu lorsque l'ensemble du spectre est injecté dans un seul amplificateur (Fig. III.11(b)). Dans ces conditions et malgré un spectre injecté plus large, la largeur spectrale à mi-hauteur n'est que de 12 nm.

Nous vérifions également que les deux voies présentent le même point de compression, c'est-à-dire que leur durée est minimale pour la même distance inter-réseau. De cette manière nous confirmons que les différences de GVD, d'une part, et la superposition angulaire des deux bras, d'autre part, sont optimisées. En effet, une différence de longueur entre la fibre de couplage dans le modulateur de phase de la voie #1 et la fibre passive de la voie #2

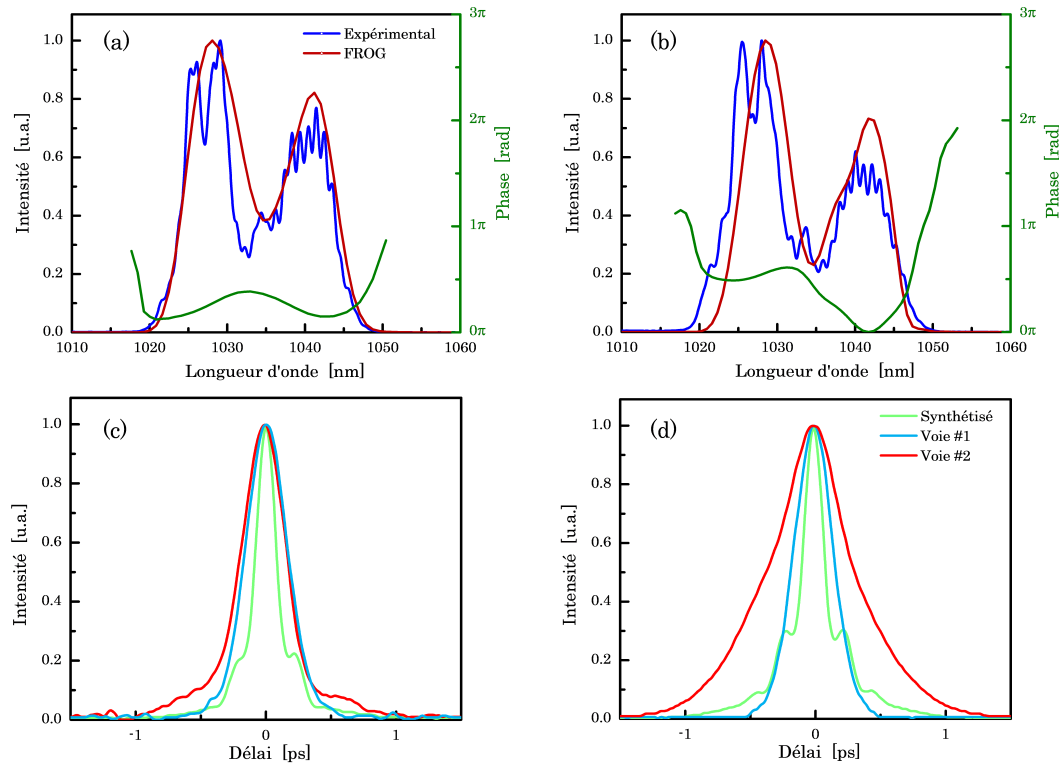


FIGURE III.12: Comparaison des caractéristiques spectrales (profil et phase) et des traces d'autocorrélations lorsque les faisceaux sont parfaitement superposés ((a) et (c)) et pour un mauvais recouvrement spatial ((b) et (d)) introduisant une variation de dispersion dans le compresseur.

(Fig. III.5) peut introduire une différence de GVD. D'autre part, si les faisceaux ne sont pas parfaitement superposés, ils arrivent alors avec une incidence différente dans le compresseur. Les deux faisceaux voient alors des phases spectrales différentes. Un tel désaccord est visible sur la figure III.12, où les caractéristiques spectrales (profil et phase) mesurées à l'aide d'un FROG ainsi que les profils temporels d'autocorrélations sont montrés. Deux cas sont présentés, le premier où les faisceaux sont parfaitement superposés (Fig. III.12 (a) et (c)) et où la phase spectrale du spectre synthétisé est constante sur l'ensemble du spectre. Les autocorrélations des deux voies ont alors une durée minimale et quasi-similaire de 390 fs (voie #1) et 410 fs (voie #2). Dans le second cas (Fig. III.12 (b) et (d)) la voie #2 est volontairement désalignée, modifiant légèrement l'angle d'incidence dans le compresseur. Les deux bras présentent alors deux points de compression différents et ne peuvent être comprimés simultanément. C'est ce qui est visible sur les figures III.12 (b) et (d), où la phase spectrale de la voie #2 présente une courbure quadratique, caractéristique d'une phase résiduelle d'ordre 2 introduite par le compresseur. Dans ce cas, l'autocorrélation de la voie #2 s'éloigne de son minimum et est de 680 fs.

Une fois le recouvrement spatial optimisé, la durée de l'impulsion synthétisée est caractérisée à l'aide d'un FROG monocoup par génération de second harmonique. Les résultats sont de plus comparés à des mesures (spectre et autocorrélation) indépendantes. Les résultats sont tracés sur la figure III.13. La reconstruction du champ électrique est menée sur une grille de  $512 \times 512$  pixels et converge rapidement vers une erreur FROG de 0,0017. Les mesures spectrales et temporelles sont en excellent accord avec les données retrouvées. La largeur spectrale à mi-hauteur est estimée à 19 nm et la durée d'impulsion à 128 fs, conduisant à un produit temps-fréquence de 0,79. Le profil temporel présente de légères modulations caractéristiques du profil spectral modulé. La phase spectrale est quant à elle légèrement modulée, avec des variations de moins de 1 rad. La compression reste cependant excellente avec une durée d'impulsion en

limite de Fourier estimée à 125 fs, conduisant à un rapport de Strehl temporel<sup>1</sup> de 93%. Pour une puissance moyenne de 6 W après compression et une cadence de 35 MHz, la puissance crête de l'impulsion comprimée est estimée à 1,1 MW.

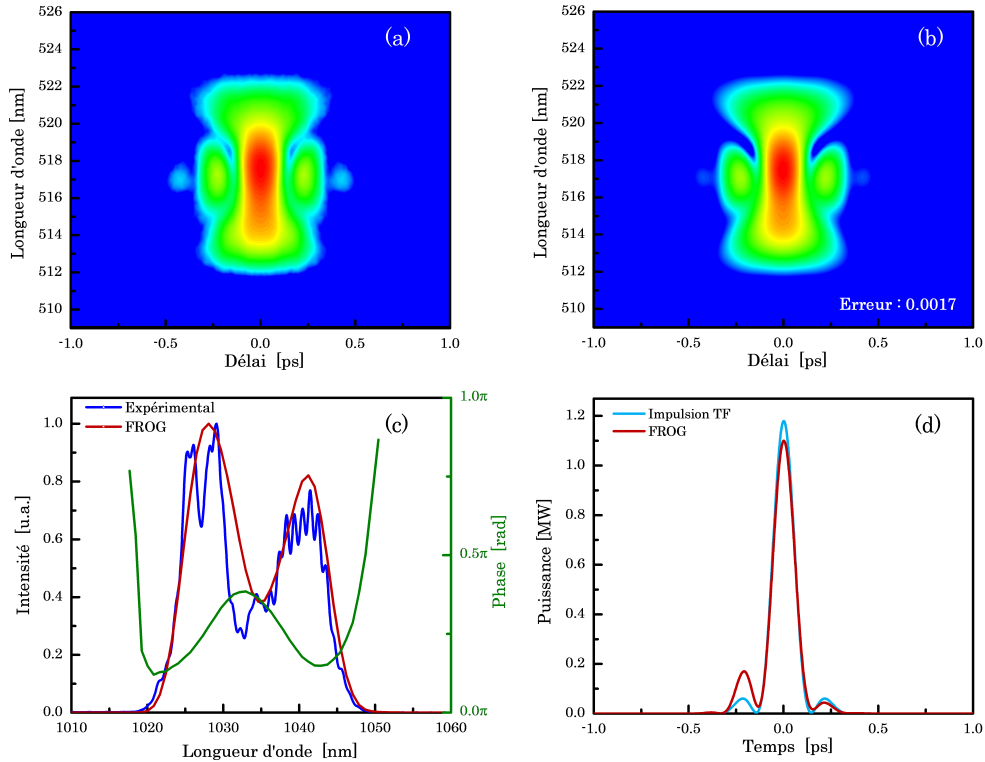


FIGURE III.13: Trace FROG mesurée (a) et retrouvée (b) à énergie maximale. L'erreur de reconstruction est de 0.0017 sur une grille de  $512 \times 512$ . Spectre mesuré indépendamment et retrouvé (c), la phase spectrale est également tracée. Profil temporel retrouvé et profil limité par transformée de Fourier (d).

La qualité spatiale du faisceau combiné est également mesurée après compression. La mesure du paramètre  $M^2$  révèle des valeurs de 1,4 et 1,3 suivant deux axes orthogonaux. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celles attendues pour ce type de fibre, où typiquement  $M^2 = 1, 1$ , mais sont ici imputées à une mauvaise préparation des faces de chaque fibre.

Nous venons de le voir, le rétrécissement spectral par le gain d'un amplificateur à dérive de fréquence linéaire peut être compensé à l'aide d'un synthétiseur d'impulsion. À gain et spectre incident comparés, l'architecture développée nous permet en effet de presque doubler le spectre obtenu après amplification. Cette architecture est donc une solution intéressante en vue de réduire la durée des impulsions en sortie d'un amplificateur CPA. L'expérience précédente a cependant été réalisée à haute cadence (35 MHz) et donc à faible énergie (170 nJ après compression), même au vu des puissances moyennes obtenues. Une réduction du taux de répétition n'est malheureusement pas envisageable avec un injecteur en l'état, notamment au vu des pertes conséquentes dans celui-ci.

La suite de cette section est ainsi consacrée à la montée en énergie du dispositif. Pour cela un ré-agencement de l'architecture de l'injecteur est effectué, nous permettant de fortement réduire le taux de répétition du laser et d'augmenter l'énergie extraite pour approcher la dizaine de microjoules.

1. Quotient des puissances crêtes mesurée et limitée par transformée de Fourier.

## 2.2 Montée en énergie du dispositif

À puissance de pompe équivalente, une augmentation de l'énergie de sortie du système passe nécessairement par une réduction du taux de répétition de l'oscillateur. Cela suppose donc l'insertion d'un sélecteur d'impulsions au sein de l'injecteur et donc à minima une modification de celui-ci.

Comme nous l'avons brièvement énoncé, l'injecteur développé n'est pas utilisable en l'état. Bien que générant un spectre large et délivrant une puissance moyenne (5 mW) suffisante dans chacun des amplificateurs de puissance, il n'est pas optimisé pour supporter une réduction de la cadence de l'oscillateur, notamment à cause :

- De l'étireur utilisé. Une augmentation du facteur d'étirement n'est pas envisageable car cela contribuerait à accentuer les aberrations spatio-temporelles et réduirait la bande spectrale accessible en sortie.
- Des nombreuses pertes du système. Comme nous l'avons vu, partant d'une puissance moyenne de 500 mW, la puissance injectée dans chacun des amplificateurs n'est que de 5 mW. Or une réduction du taux de répétition de l'oscillateur entraînerait nécessairement une diminution de la puissance moyenne injectée. Dans ces conditions, l'extraction de puissance sera fortement réduite et favorisera l'apparition d'un effet laser parasite.

L'objectif est ici de développer un amplificateur CPA haute énergie intégré dans un synthétiseur d'impulsions pour permettre la génération d'impulsions courtes. Au vu des résultats précédents, la durée des impulsions doit être inférieure ou égale à 120 fs. Pour cela, deux à trois bandes spectrales pourront être découpées dans le spectre incident. L'énergie par impulsion doit quant à elle être supérieure à 5  $\mu\text{J}$  pour être comparée aux amplificateurs CPA sub-200 fs. Tenant compte de ces objectifs, nous dressons la fiche technique du module d'amplification :

	Caractéristiques	Objectifs
<b>Performances</b>	Durée	$\leq 120$ fs
	Énergie synthétisée	$\geq 5$ $\mu\text{J}$
<b>Amplificateurs</b>	Intégrale- $B$	$\leq 10$ rad
	$\varnothing_{\text{cœur/gaine}}$	40/200 $\mu\text{m}$
	Longueur	Ajustable
	Puissance injectée	$\geq$ mW
	Puissance de pompe	25 W / diode
<b>Compresseur</b>	Facteur de compression	$\geq 5000$
	Densité de traits	1600 tr.mm <sup>-1</sup>
	Efficacité	$\geq 60\%$

TABLE III.1: Tableau récapitulatif des propriétés du module d'amplification/compression.

### 2.2.1 Injecteur fibré large bande

Partant des spécifications de la table III.1, nous pouvons esquisser les fonctions premières de l'injecteur :

- Au vu des puissances de pompe disponibles, et en supposant une efficacité optique/optique de 40-50%, celui-ci devra être utilisé à une cadence allant de 500 kHz (2,5 W) à 2 MHz (10 W) pour atteindre 5  $\mu\text{J}$ .
- Les fortes énergies visées dans l'étage de puissance imposent nécessairement un fonctionnement en régime CPA. L'injecteur devra donc délivrer des impulsions suffisamment

étirées pour réduire tout effet non-linéaire ( $B < 12$  rad). Un large facteur d'étirement doit donc être considéré.

- À l'image du dispositif précédent, le spectre injecté doit être large ( $\Delta\lambda = 50$  nm) pour permettre la génération d'impulsions courtes. Pour un fonctionnement entre 0.5 et 5 MHz, le profil spectral doit rester inchangé quelle que soit la cadence d'utilisation pour que l'étage de puissance soit utilisé dans des conditions similaires.

La table III.2 détaille le cahier des charges de l'injecteur ainsi que les différents choix technologiques réalisés. Celui-ci est divisé en différents modules, chacun ayant une fonction propre :

Modules #	Objectifs	Intégration
Spectre large-bande	$\Delta\lambda \geq 50$ nm Quelle que soit $F_R$ $P_{moyen} \geq 50$ mW	Oscillateur $F_R = 40$ MHz + amplification parabolique
Étireur	Compact Large bande Accordé au compresseur $\Delta t \geq 750$ ps	Étireur à fibre
Sélecteur d'impulsion	0,5 – 2 MHz Temps montée $\leq 25$ ns	Défecteur acousto-optique
Pré-amplification	Avant/après AOM Compensation pertes Conserver spectre	PM-YSM, $L \geq 3$ m
Synthétiseur	Génération 1-3 voies Asservissement LOCSET Contrôle délai + GVD	Coupleur fibré 1 $\rightarrow$ 3 + EOM
<b>Système global</b>	Compact Robuste Fiable	Injecteur fibré

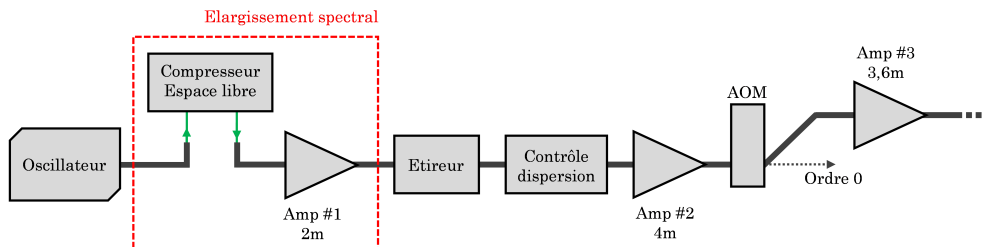
TABLE III.2: Cahier des charges de l'injecteur fibré large-bande.  $F_R$  : taux de répétition de l'oscillateur, PM-YSM : fibre dopée monomode à maintien de polarisation ( $MFD = 6$   $\mu$ m), EOM : modulateur électro-optique.

### 2.2.2 Dispositif et résultats

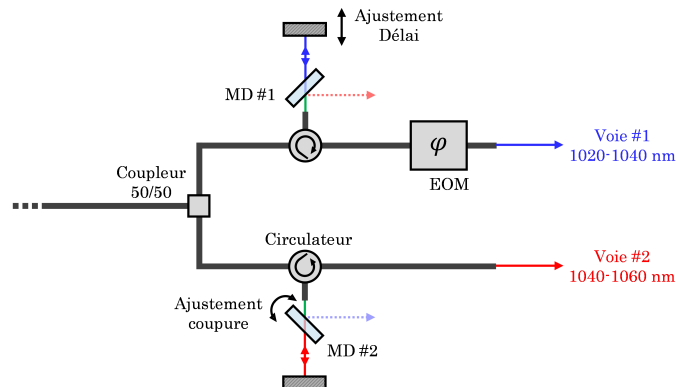
Le dispositif, présenté sur la figure III.14, débute par un oscillateur à fibre à blocage de modes délivrant une puissance moyenne de 5 mW à une cadence de 40 MHz. Le spectre des impulsions d'une largeur de 11 nm est centré à 1045 nm. Celui-ci est ensuite élargi dans un étage d'amplification parabolique. Pour cela, les impulsions d'une durée de quelques picosecondes sont tout d'abord injectées dans un compresseur à réseaux de 800 traits.mm<sup>-1</sup> (Fig. III.14(a)). Une fois comprimées, elles sont amplifiées dans 2 m de fibre dopée monomode. Là, les effets conjoints de l'auto-modulation de phase, de la dispersion et du gain permettent un fort élargissement du contenu spectral. Une puissance de 160 mW est obtenue en sortie avec un spectre s'étendant sur plus de 80 nm (Fig III.15(a)). Les impulsions sont ensuite étirées à l'aide d'un réseau de Bragg fibré supportant une bande spectrale de 50 nm (1020-1070 nm) et introduisant une dispersion semblable à celle d'étireur à réseaux de 1600 traits.mm<sup>-1</sup>. Le spectre en sortie d'étireur



est présenté sur la figure III.15(b), sa largeur est réduite en comparaison de l'étage d'élargissement non-linéaire en raison de la bande de réflexion finie de l'étireur. Les impulsions traversent ensuite un dispositif d'ajustement de la phase spectrale (Fig. III.14(a), contrôle dispersion). Ce dispositif commercial (MIIPS-HD, Biophotonic Solutions) formé d'une ligne à dispersion nulle et d'une matrice de cristaux liquides (Fig. I.13) permet un contrôle arbitraire de la phase spectrale de l'impulsion. Il est également adapté avec une entrée/sortie fibrée pour être intégré à l'injecteur. De cette manière, il est possible de compenser toute phase résiduelle de l'impulsion pour s'approcher, après compression, au plus près de sa durée en limite de Fourier. Les pertes de 13,6 dB introduites par l'ensemble de ces éléments (étireur + contrôle dispersion) sont ensuite compensées par amplification dans une fibre dopée monomode de 4 m. Une puissance moyenne de 100 mW est obtenue en sortie. La grande longueur de propagation et le faible gain de l'amplificateur permettent ici l'obtention d'une inversion de population réduite dans la fibre dopée et limite l'impact du rétrécissement spectral par le gain. Le contenu fréquentiel en sortie d'amplificateur est similaire à celui mesuré après l'étireur, seule les courtes longueurs d'ondes (1020-1030 nm) du spectre sont affectées du fait de la réabsorption dans le milieu actif (Fig. III.15(b)).



(a) Injecteur large-bande. Le spectre de l'oscillateur est comprimé en espace libre puis amplifié pour fortement l'élargir. Les impulsions sont ensuite étirées et la cadence de l'oscillateur réduite à 1 MHz. Les pertes du système sont compensées à l'aide d'amplificateur monomode long ( $L > 3$  m).



(b) Module « synthétiseur » fibré de l'injecteur. Un coupleur fibré 50/50 est utilisé pour générer deux voies de combinaison. Le spectre large de l'injecteur est ensuite filtré indépendamment dans chacune des voies.

FIGURE III.14: Architecture expérimentale de l'injecteur fibré.

Le taux de répétition du système est ensuite réduit à l'aide d'un modulateur acousto-optique fibré. Avec des pertes d'insertion de 3 dB, la puissance moyenne mesurée en sortie varie de 0,5 mW à 2 mW entre 0,5 et 2 MHz. Après le sélecteur d'impulsions un deuxième amplificateur permet de compenser la chute de puissance moyenne. D'une longueur de 3,6 m, une puissance de 80 mW à un taux de répétition de 1 MHz est obtenue.

Les impulsions sont finalement injectées dans le module « synthétiseur » présenté sur la figure III.14(b). À l'aide d'un coupleur fibré 50/50 deux faisceaux aux propriétés spectrales identiques sont générés. Le découpage du spectre est réalisé indépendamment dans chacune des

voies à l'aide d'un aller/retour dans une ligne de filtrage en espace libre. La sélection spectrale y est faite à l'aide de filtres dichroïques. Dans chacune des voies la coupure des miroirs est fixée à 1044 nm (Fig. III.15(c)). Afin de contrôler le recouvrement temporel des impulsions au moment de la recombinaison, le miroir de renvoi d'une des lignes de filtrage est disposé sur une platine micrométrique. Dans chacune des voies les longueurs de fibre sont ajustées pour limiter toute différence de GVD entre les bras. Un modulateur électro-optique est également disposé sur la voie #1 pour asservir sa phase. Finalement, une puissance moyenne de 3,5 mW est obtenue en sortie de chaque voie et est injectée dans les amplificateurs de puissance.

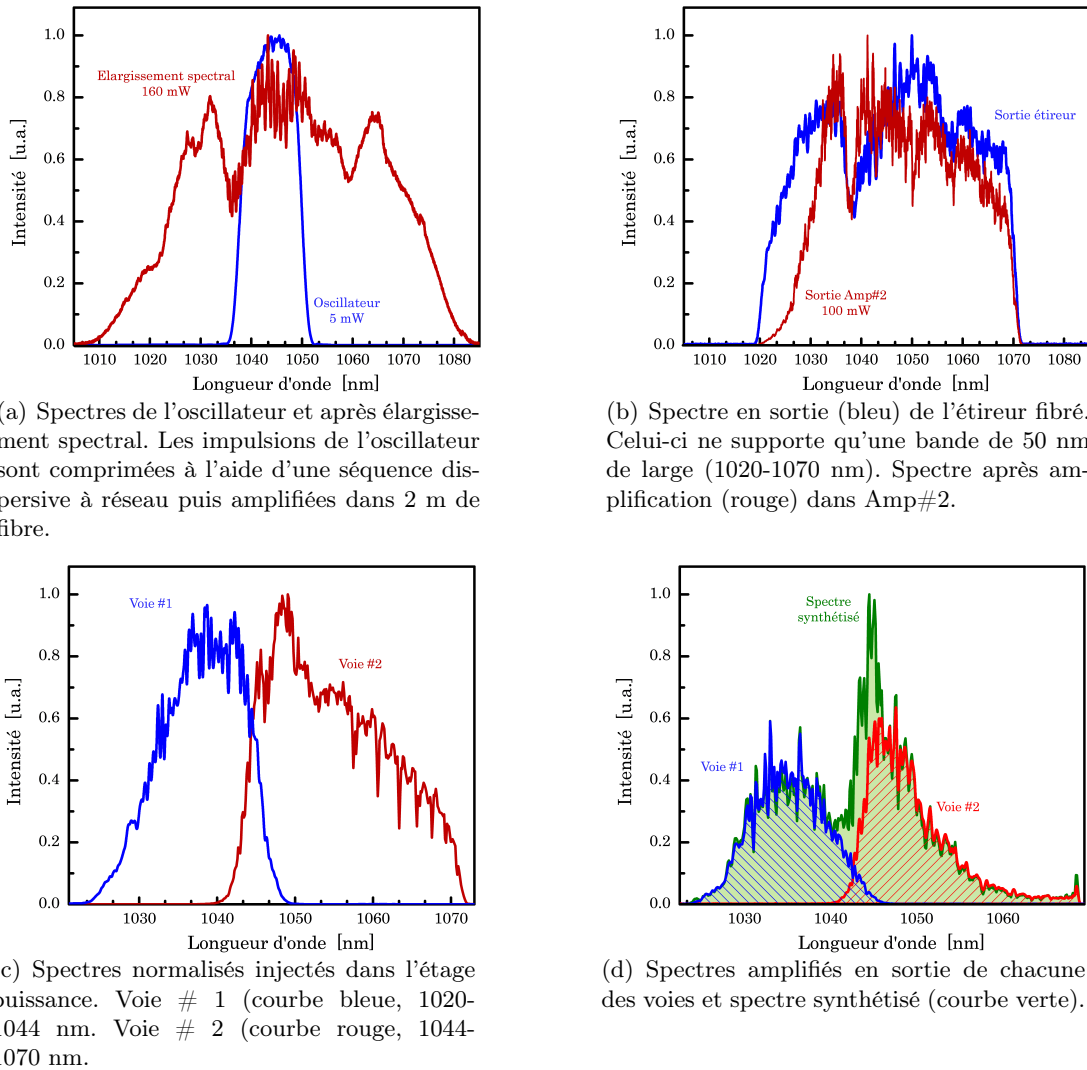


FIGURE III.15: Contenu spectral des différents étages de l'injecteur large bande et après amplification.

Le dispositif de puissance et de combinaison est semblable à celui présenté sur la figure III.5. Les deux configurations des amplificateurs sont ici identiques, d'une longueur de 2 m chacun ils sont chacun utilisés dans une architecture simple passage pompée contra-propagativement. Cette symétrie entre les bras est ici choisie pour simplifier au maximum le système. Nous avons de plus vérifié numériquement que l'efficacité de chacune des voies est optimale. Une efficacité optique-optique supérieure à 50% est ainsi calculée pour chaque bras. On notera que cette configuration n'est pas fixe, et que la géométrie de chacune des fibres pourrait être adaptée suivant la bande spectrale injectée.

Les puissances de pompe sont alors progressivement augmentées. Pour une puissance de pompe totale de 37 W, une puissance moyenne de 7,6 W pour la voie #1 ( $P_{pompe} = 16$  W) et de 11 W ( $P_{pompe} = 21$  W) pour la voie #2 sont obtenues avant combinaison. Une fois la

rétroaction LOCSET enclenchée et le délai ajusté, une puissance moyenne combinée de 16,7 W est obtenue, pour une efficacité de combinaison de  $\eta = 89\%$ . Après passage dans le compresseur, d'une efficacité de 60%, une énergie de 10  $\mu\text{J}$  est finalement mesurée (10 W à 1 MHz). Au vu des largeurs spectrales obtenues pour chacune des voies, la durée étirée de chacune des voies est supérieure à 350 ps, conduisant à des intégrales-B de plus de 3 rad.

En raison de problèmes de stabilité de l'oscillateur et des non-linéarités accumulées dans l'injecteur, une compression satisfaisante ne peut être obtenue ( $\Delta t_{\text{autoco}} > 200$  fs). Pour remédier à cela, une première mesure FROG est réalisée. Celle-ci nous permet de déterminer la phase résiduelle à compenser. Son complémentaire est alors tabulé et inscrit sur la matrice de cristaux liquides du contrôleur de phase. De cette façon la qualité d'impulsion est améliorée et nous permet d'atteindre une durée à l'autocorrélateur de 140 fs. La durée de l'impulsion synthétisée est une nouvelle fois caractérisée à l'aide d'un FROG par génération de seconde harmonique. Les résultats sont également comparés à des mesures indépendantes. Ceux-ci sont tracés sur la figure III.16. La reconstruction du champ électrique est menée sur une grille de  $512 \times 512$  pixels et converge rapidement vers une erreur FROG de 0,0035. Les mesures spectrales et temporelles sont en excellent accord avec les données retrouvées. La largeur spectrale à mi-hauteur est estimée à 19 nm et la durée d'impulsion à 97 fs. Le profil temporel présente de légères modulations caractéristiques d'une phase résiduelle restant encore à compenser. La phase spectrale est en effet légèrement modulée, avec des variations de moins de 1 rad. La compression reste cependant excellente avec une durée d'impulsion en limite de Fourier estimée à 90 fs, conduisant à un rapport de Strehl temporel de 75%. Pour une puissance moyenne de 10 W après compression et une cadence de 1 MHz, la puissance crête de l'impulsion comprimée est estimée à 75 MW.

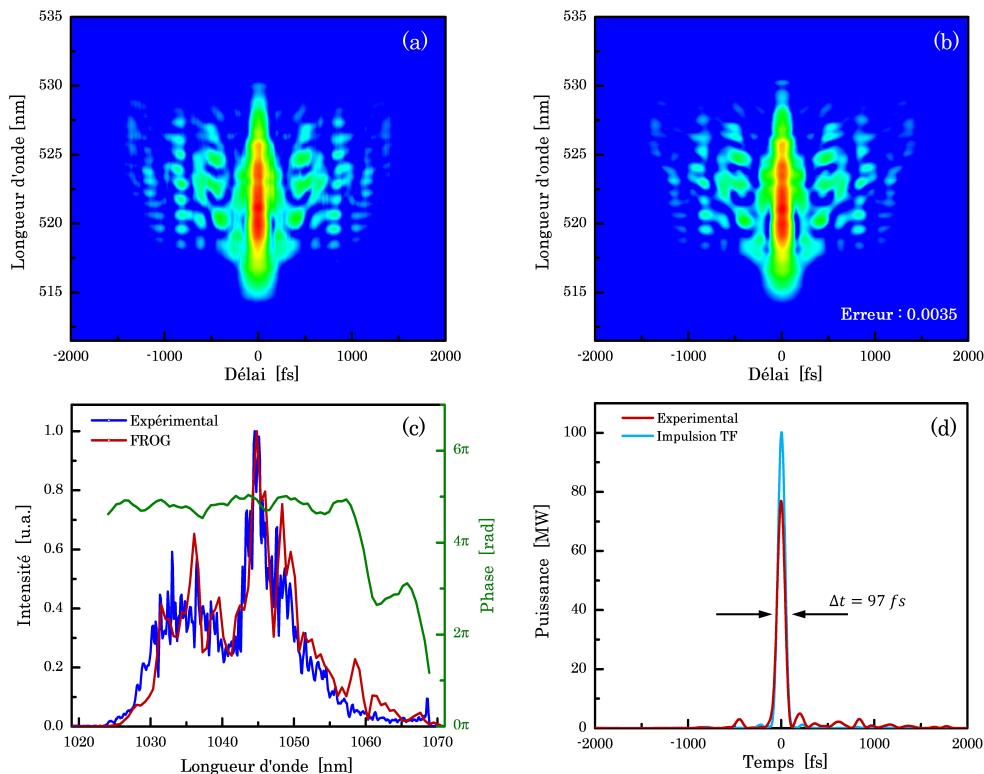


FIGURE III.16: Trace FROG mesurée (a) et retrouvée (b) à énergie maximale. L'erreur de reconstruction est de 0.0035 sur une grille de  $512 \times 512$ . Spectre mesuré indépendamment et retrouvé (c), la phase spectrale est également tracée. Profil temporel retrouvé et profil limité par transformée de Fourier (d).

Le développement d'un injecteur large bande nous a donc permis de procéder à une montée en énergie du système. L'énergie de 10  $\mu\text{J}$  atteinte après compression est en effet comparable,

voire même supérieure, aux amplificateurs CPA linéaire existants. Avec une durée de 97 fs, ce système constitue même la première démonstration d'un amplificateur à fibre quasi-linéaire sub-100 fs. Cette durée pourrait, de plus, être encore réduite en augmentant le nombre de voies du synthétiseur et en étendant la bande spectrale couverte par le système. Ces résultats ont cependant pu être obtenus au prix d'une complexification du dispositif expérimental : en doublant le nombre d'étages de puissance et procédant à une mise en phase de ceux-ci. Comme nous l'avons énoncé dans la première partie de ce chapitre, il existe d'autres techniques pour compenser le rétrécissement spectral par le gain dans un système CPA. Ces méthodes ont l'avantage de pouvoir être adaptées aux architectures CPA conventionnelles (1 seul amplificateur). La dernière partie de ce chapitre est ainsi consacrée à l'étude des techniques de filtrage spectral.

### 3 Mise en forme spectrale dans un amplificateur à fibre ultracourt

Nous l'avons vu au cours de la section précédente, la combinaison cohérente de différentes bandes spectrales est une solution intéressante pour le développement d'amplificateurs fibrés ultracourts et énergétiques. Comme nous l'avons présenté dans l'introduction de ce chapitre d'autres alternatives permettent également d'outre-passer le rétrécissement spectral par le gain. Les techniques de mise en forme du spectre, avant amplification, ont en effet été largement exploitées dans les amplificateurs régénératifs Ti :Sa et ont notamment permis d'abaisser les durées accessibles en sortie de ceux-ci. Nous nous proposons ici d'appliquer ce principe dans un amplificateur à fibre à dérive de fréquence. Deux schémas sont ici étudiés, l'un utilisant un amplificateur à fibre dont l'inversion de population est ajustée pour sculpter le spectre incident et ainsi limiter le rétrécissement spectral. Le deuxième consiste quant à lui à transposer les concepts utilisés dans les amplificateurs Ti :Sa, où l'utilisation d'un filtre spectral prédéfini permet d'augmenter significativement la largeur du spectre amplifié.

Nous détaillons donc par la suite les travaux réalisés et les performances obtenues pour chacune de ces configurations. Ces études prospectives réalisées à la toute fin de ce travail de thèse ne soulignent cependant que l'intérêt prometteur de ces architectures et sont actuellement poursuivies.

#### 3.1 Mise en forme par amplification

Comme nous l'avons brièvement évoqué lors du développement de l'injecteur large bande, l'inversion de population et la géométrie du milieu amplificateur peuvent être ajustées pour limiter le rétrécissement spectral par le gain. En jouant sur la dépendance spectrale des sections efficaces de gain en fonction du taux d'inversion du milieu il est en effet possible d'adapter le gain et l'absorption du milieu actif pour modéliser un spectre incident.

##### 3.1.1 Amplification d'une bande spectrale hors du pic de gain

La figure III.17(b) montre la dépendance des sections efficaces de gain, définies par l'équation (III.5), en fonction de l'inversion de population  $\Delta n$  :

$$\sigma_g(\lambda) = \frac{g(\lambda)}{n} = \Delta n(\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)) - \sigma_a(\lambda) . \quad (\text{III.5})$$

Quand il est pompé à 976 nm, l'ion ytterbium présente une structure électronique à quasi-trois niveaux qui est responsable d'un phénomène de ré-absorption à la longueur d'onde d'émission. Pour amplifier un signal incident, il est ainsi nécessaire d'atteindre un niveau d'inversion suffisant dans le milieu. Les variations d'absorption sont de fait responsables d'une variation du spectre de gain du milieu. Lorsque l'inversion du milieu augmente, la différence de gain entre le pic d'émission ( $\sim 1030$  nm) et les grandes longueurs d'ondes ( $> 1045$  nm) devient en effet plus importante. L'amplification préférentielle autour de 1030 nm et le rétrécissement spectral par le gain qui s'en suit sont alors d'autant plus importants que  $\Delta n$  augmente. À l'inverse, à faible inversion ( $\Delta n < 30\%$ ), le gain aux basses longueurs d'onde est fortement réduit du fait de la ré-absorption du milieu, les hautes longueurs d'ondes voient quant à elles une absorption plus faible et peuvent donc avoir un gain supérieur. Le rétrécissement spectral par le gain est par ailleurs moindre puisque le gain spectral est alors homogène sur l'ensemble de la bande.

Une faible inversion de population moyenne est dès lors nécessaire si l'on veut amplifier un spectre large. En d'autres termes le gain linéique doit ainsi être le plus faible possible, ce qui implique nécessairement l'utilisation d'une grande longueur de fibre dopée pour atteindre un niveau d'amplification suffisant. Cette situation présente alors un intérêt double puisqu'il devient possible d'exploiter la forte ré-absorption du milieu aux courtes longueurs d'onde pour

permettre un pompage intra-bande. Cette situation peut être judicieusement exploitée dans un injecteur pour compenser le rétrécissement par le gain d'un amplificateur de puissance. En effet, la géométrie d'un tel système en régime impulsionnel impose une réduction de la longueur du milieu afin de limiter au mieux l'accumulation de non-linéarités. L'étage de puissance est donc intrinsèquement optimisé pour amplifier préférentiellement la bande spectrale située autour du maximum de gain à 1030 nm. Connaissant le gain spectral du module de puissance, le spectre injecté peut être préparé pour compenser la forte variation spectrale de gain, en favorisant la ré-absorption du contenu spectral situé sous le maximum d'émission et en amplifiant les hautes longueurs d'ondes. Ce principe est d'ailleurs exploité dans les lasers continus kilowatt où le pompage intra-bande permet d'abaisser le défaut quantique et donc la charge thermique déposée dans le milieu actif. Il a également été étudié pour l'amplification de signaux en bande L à 1600 nm, dans les télécommunications [Morin 10]. Nous nous proposons ici de transposer ce principe dans un injecteur large-bande ultracourt afin de moduler le spectre injecté dans l'étage de puissance et ainsi augmenter la largeur spectrale en sortie de celui-ci. Bien que la pompe soit toujours à 976 nm, nous cherchons à ce qu'une partie du signal amplifiée en début de fibre autour de 1030 nm soit par la suite absorbée et servent cette fois de pompe pour amplifier les hautes longueurs d'onde.

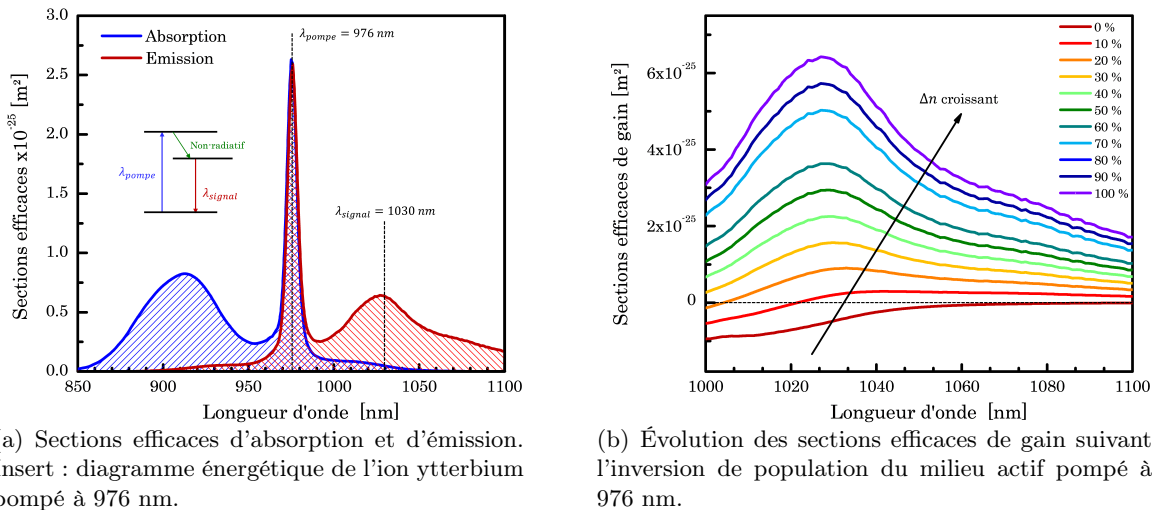


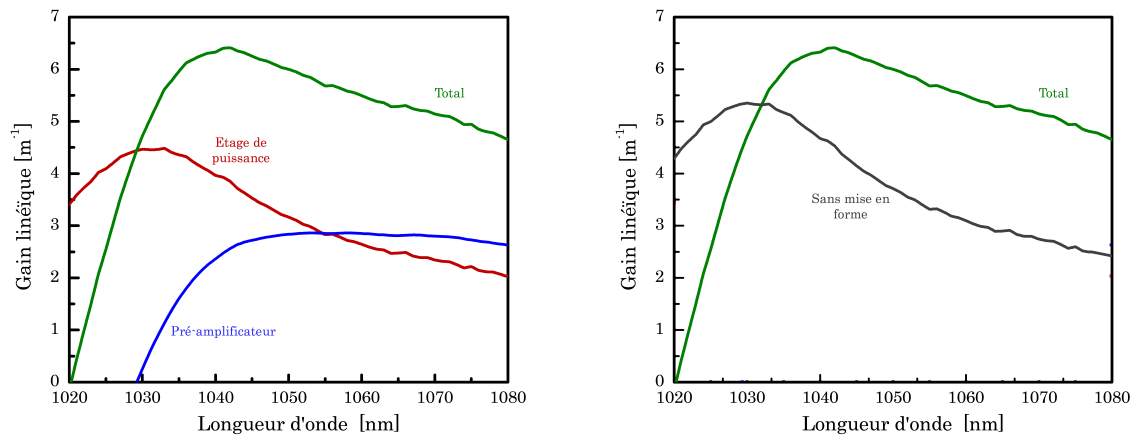
FIGURE III.17: Données spectroscopiques d'une matrice Yb :verre.

Pour illustrer ce principe nous avons simulé une chaîne amplificatrice de puissance comportant un tel injecteur. Nous nous plaçons ici après le sélecteur d'impulsions et la réduction de cadence associée. Le signal large bande est modélisé par un spectre supergaussien (Fig. III.18(c)) d'une largeur de 50 nm et d'une puissance moyenne de 4 mW. Ce spectre est tout d'abord pré-amplifié dans une fibre de 7 m de long, pompée co-propagativement dans le cœur de fibre ( $\varnothing = 7 \mu\text{m}$ ). Il est finalement injecté dans l'amplificateur de puissance ( $L = 2 \text{ m}$ ,  $\varnothing_{\text{cœur}} = 40 \mu\text{m}$  et  $\varnothing_{\text{gaine}} = 200 \mu\text{m}$ ). Les résultats sont présentés sur la figure III.18.

Comme nous pouvons le voir sur la figure III.18(a) la courbe de gain de l'amplificateur de puissance est bien centrée autour de 1030 nm. Le gain du pré-amplificateur de 7 m est, à l'inverse, décentré et permet l'amplification d'une bande spectrale supérieure à 1040 nm. En effet, en raison de la forte ré-absorption dans la fibre dopée, les basses longueurs d'ondes sont fortement absorbées et servent de pompe pour amplifier ce contenu. En sortie de pré-amplificateur le spectre est complètement remodelé (Fig. III.18(c)). Cette mise en forme permet alors de compenser le fort gain de l'amplificateur de puissance et ainsi de préserver la bande spectrale. Les spectres en sortie de l'amplificateur de puissance ( $P > 20 \text{ W}$ ) sont tracés sur la figure III.18(d). Malgré une forte réduction de sa largeur en comparaison du spectre incident, le contenu spectral des hautes longueurs d'onde est ainsi mieux préservé que dans un cas sans mise

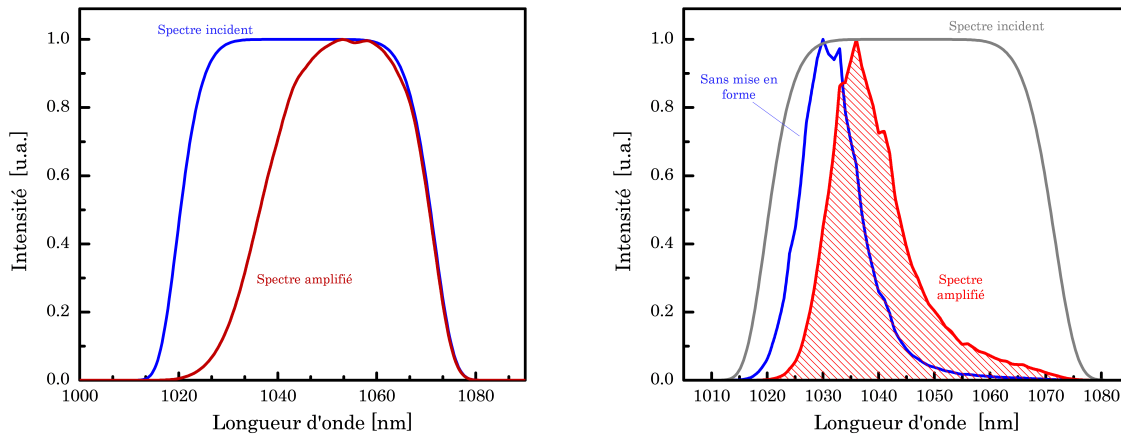
en forme. Dans ce cas en effet, où le pré-amplificateur de 7 m est retiré et malgré un gain total identique pour l'ensemble de la chaîne, la bande de gain est uniquement centrée autour du pic d'émission et contribue ainsi à fortement atténuer la partie rouge du spectre. Cela est d'ailleurs confirmé en comparant les courbes spectrales de gain dans les deux cas (Fig. III.18(b)), où l'on peut constater que les variations de gain sont plus importantes dans le cas sans mise en forme. Cette mise en forme peut également être optimisée suivant le gain de l'amplificateur de puissance en adaptant la longueur de fibre et le gain du pré-amplificateur.

Bien que permettant de préserver le contenu spectral au-delà du pic de gain de l'ytterbium, cette méthode présente cependant l'inconvénient de réduire ou d'atténuer le contenu spectral situé avant le maximum d'émission ( $\lambda < 1030$  nm). Dans cette région en effet les fortes sections efficaces d'absorption et les grandes longueurs d'interaction atténuent trop fortement le signal pour que celui-ci puisse être remis à niveau dans l'étage de puissance.



(a) Gain linéique du pré-amplificateur, de l'amplificateur de puissance et total du système simulé.

(b) Comparaison des gains linéiques du système avec et sans mise en forme par amplification.



(c) Spectre incident et après amplification dans le pré-amplificateur de 7 m.

(d) Spectre amplifié avec et sans mise en forme par amplification.

FIGURE III.18: Simulation de la chaîne d'amplification incorporant un pré-amplificateur long de 7 m.

### 3.1.2 Résultats

Suite à ces premières simulations, un tel schéma a été intégré dans un injecteur large bande disponible en laboratoire. À l'inverse de l'injecteur fibré précédemment décrit, l'élargissement spectral et l'étirement sont ici réalisés après le modulateur acousto-optique. Cela nous oblige à travailler à une cadence fixe de 1 MHz, afin d'utiliser le même spectre incident. Cela nous permet toutefois de significativement augmenter la puissance moyenne dans la dernière partie de l'injecteur. En effet, le dernier pré-amplificateur est dans ce cas injecté avec une puissance d'environ

14 mW. Ce dernier est composé d'une fibre dopée de 7 m et est pompé co-propagativement par une diode monomode à 976 nm. La puissance de pompe est alors ajustée pour mettre en forme, à souhait, le spectre injecté dans l'amplificateur de puissance. Le spectre amplifié d'une puissance de 24 mW est présenté sur les figures III.19(a) et III.19(b) en échelle linéaire et logarithmique. La mise en forme du spectre amplifié (courbe rouge) en comparaison du spectre incident (courbe bleue) est ici évidente. Au vu du très fort gain dans l'amplificateur de puissance, le pré-amplificateur est optimisé pour que la ré-absorption à 1030 nm soit plus importante que dans les simulations ci-dessus. Le contenu fréquentiel autour de 1030 nm est ainsi fortement atténué de plus de 9 dB. Un contrôleur de phase (MIIPS HD, Biophotonics Solutions) est également disposé après l'amplificateur. Une puissance de 5 mW est finalement injectée dans l'amplificateur de puissance.

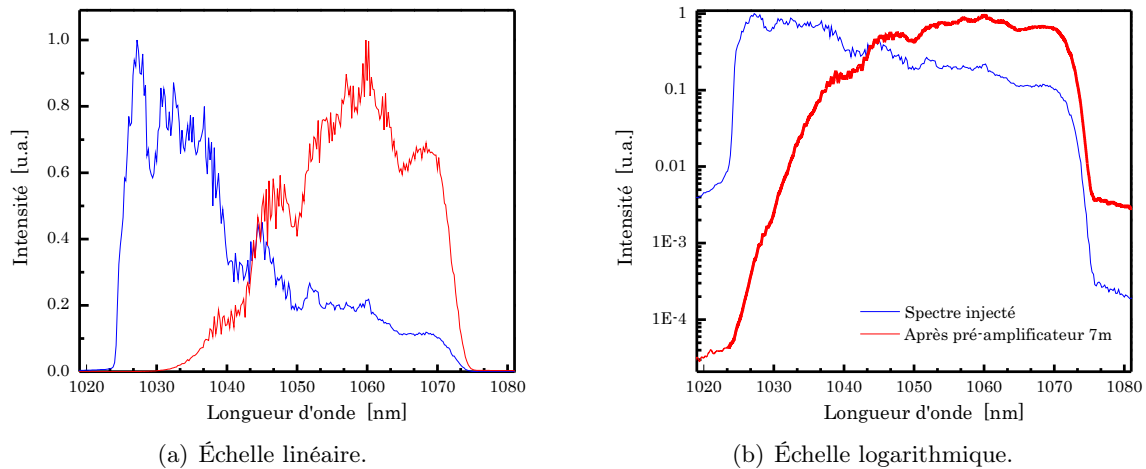


FIGURE III.19: Spectre de l'injecteur avant et après passage dans la fibre dopée de 7 m.

L'injection dans le dernier étage d'amplification ( $L = 2$  m,  $\varnothing_{\text{coeur}} = 40 \mu\text{m}$  et  $\varnothing_{\text{gaine}} = 200 \mu\text{m}$ ) est minutieusement préparée pour limiter les pertes de couplages. Une puissance moyenne de plus de 10 W est extraite de l'amplificateur. Après compression, une puissance de 7 W est finalement obtenue correspondant à une énergie de  $7 \mu\text{J}$ . À cette énergie et au vue de l'étirement choisi (identique au précédent injecteur) l'intégrale-B est estimée autour 2 rad dans l'étage de puissance. Des réflexions parasites causées lors du passage dans les nombreux connecteurs FC/APC, la stabilité de l'oscillateur ainsi que les fortes non-linéarités accumulées dans l'injecteur, notamment au cours de l'élargissement spectral, nous empêchent cependant de comprimer correctement l'impulsion étirée. Le contrôleur de phase est alors mis en marche. Comme nous l'avons décrit précédemment, celui-ci permet de rétroagir sur la phase spectrale de l'impulsion injectée et ainsi obtenir une compression satisfaisante. Pour cela, la phase spectrale de l'impulsion est déterminée une première fois à l'aide d'une mesure FROG. L'inverse de la phase retrouvée est alors inscrite sur la matrice de cristaux liquides du contrôleur de phase.

La compression est alors fortement améliorée et l'impulsion une nouvelle fois caractérisée à l'aide d'un FROG par génération de seconde harmonique. Les résultats sont présentés sur la figure III.20. La reconstruction du champ électrique est menée sur une grille de  $512 \times 512$  pixels et converge vers une erreur FROG de 0,0095. Les mesures indépendantes spectrales et temporelles (autocorrélations) sont en excellent accord avec les données retrouvées. La largeur spectrale à mi-hauteur est estimée à 10 nm et à plus de 34 nm à -10 dB. La durée d'impulsion est quant à elle mesurée à 93 fs. À partir du spectre retrouvé, la durée d'impulsion en limite de Fourier est estimée à 84 fs. L'impulsion comprimée est donc toute proche de sa limite théorique et ce notamment grâce au contrôleur de phase. La phase spectrale est en effet constante sur l'ensemble du spectre retrouvé, ne présentant que quelques fluctuations concentrées d'une amplitude de moins 0,5 rad. Plus de 72% de l'énergie est contenue dans la structure principale, ce



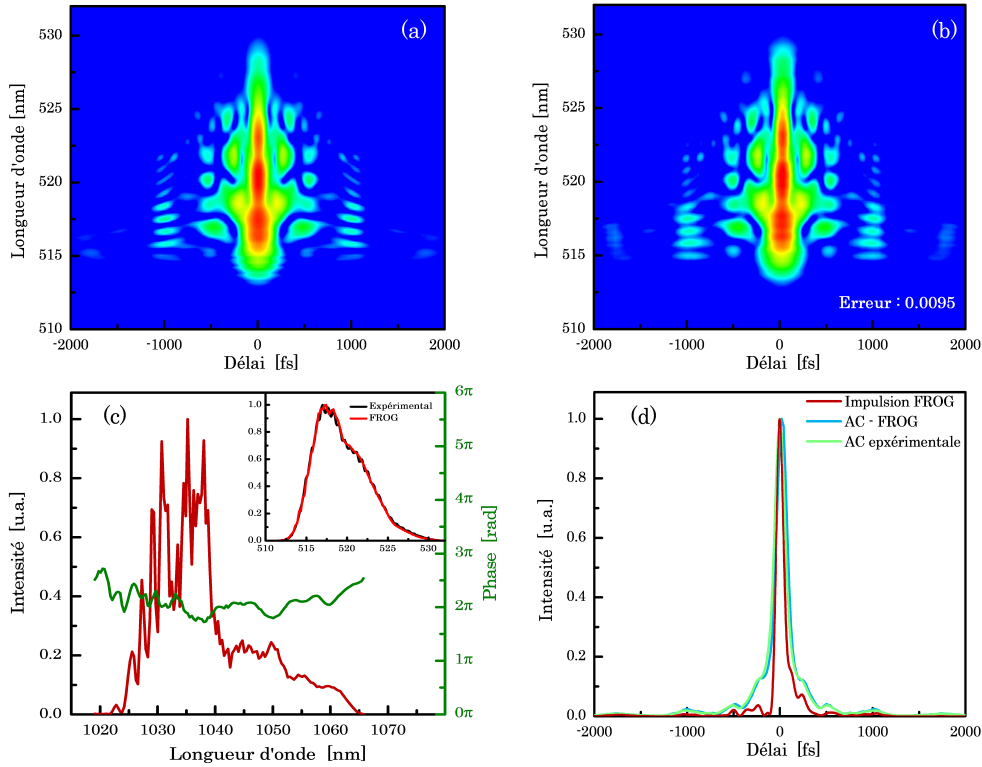


FIGURE III.20: Trace FROG mesurée (a) et retrouvée (b) à énergie maximale de  $7 \mu\text{J}$ . L'erreur de reconstruction est de 0.0095 sur une grille de  $512 \times 512$ . Spectre retrouvé et comparaison des marginales mesurée et retrouvée (insert) (c), la phase spectrale est également tracée. Profil temporel retrouvé (d). Le profil d'autocorrélation retrouvée et mesurée indépendamment est également tracé pour comparaison.

qui pour une énergie après compression de  $7 \mu\text{J}$  correspond à une puissance crête de 74 MW.

### 3.2 Amplification large bande par apodisation spectrale

Nous venons de le voir, la disposition d'une fibre dopée permet, sous certaines conditions (faible inversion et gain), de mettre en forme le profil spectral avant injection dans un étage de puissance. De cette manière cependant, le contenu spectral situé aux basses longueurs d'onde ( $\lambda < 1030 \text{ nm}$ ) est fortement absorbé dans le pré-amplificateur, si bien qu'il est impossible de l'amplifier suffisamment dans le dernier étage. Une partie du spectre incident est donc perdu au cours du processus de mise en forme. Dans l'objectif de conserver et d'amplifier des bandes spectrales toujours plus larges dans une fibre dopée ytterbium, nous nous proposons de dessiner et d'étudier l'impact d'un filtre spectral.

#### 3.2.1 Conception d'un filtre spectral pour l'Yb :verre

Largement implémenté dans les systèmes Ti :Sa régénératifs (gain total  $G > 10^4$ ) ou multi-passages ( $G < 5/\text{passage}$ ), l'utilisation d'un filtre spectral n'a cependant jamais été réalisée dans les systèmes fibrés ultracourts. Contrairement à leurs homologues massifs, les fibres sont généralement utilisées dans une architecture simple, voire double passage, à très fort gain ( $G > 500$ ). Ce fort avantage des fibres optiques est en revanche problématique dès lors que l'on cherche à introduire un filtre de couleur. La profondeur de modulation du filtre doit dans ce cas être importante (atténuation  $> 25 \text{ dB}$ ) pour compenser le gain important de l'amplificateur.

De manière générale, l'amplificateur peut être représenté comme un filtre spectral dont la fonction de transfert  $H(\omega)$  est dépendante de l'inversion de population et des sections efficaces du milieu. Étant donné un spectre incident  $S(\omega)$ , le spectre  $A(\omega)$  en sortie d'amplificateur est donc donné par l'équation (III.6) :

$$S(\omega) \times H(\omega) = A(\omega) . \quad (\text{III.6})$$

Le processus d'amplification étant linéaire en régime à dérive de fréquence, c'est-à-dire qu'aucun contenu spectral n'est généré, l'idée consiste alors dans notre cas à déterminer la fonction de transfert adéquate pour que  $S(\omega) = A(\omega)$ . Idéalement, la transmission du filtre est donc  $F(\omega) = \frac{1}{H(\omega)}$ . En supposant un spectre incident ayant une densité spectrale constante et d'après les sections efficaces de gain (Fig. III.17(b)), nous définissons empiriquement la fonction de transfert du filtre par l'équation suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} F(\lambda) = A_1 \cdot f(\lambda_1, \Delta\lambda_1) + \frac{1}{2} \left[ g(\xi, \lambda_2) + 1 \right] , \\ f(\lambda_1, \Delta\lambda_1) = e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_1}{\Delta\lambda_1}\right)^2} , \\ g(\xi, \lambda_2) = \text{erf} \left[ \frac{\lambda - \lambda_2}{\xi} \right] . \end{array} \right. \quad (\text{III.7a})$$

$$\quad \quad \quad (\text{III.7b})$$

$$\quad \quad \quad (\text{III.7c})$$

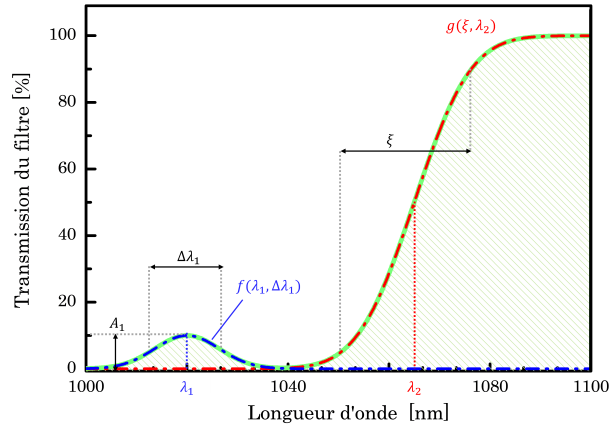


FIGURE III.21: Définition et paramètres de contrôle du filtre spectral.

Cette forme est motivée par un certain nombre d'observations expérimentales et notamment par les résultats obtenus précédemment lors de la mise en forme par amplification, où nous avons noté (Fig. III.18) :

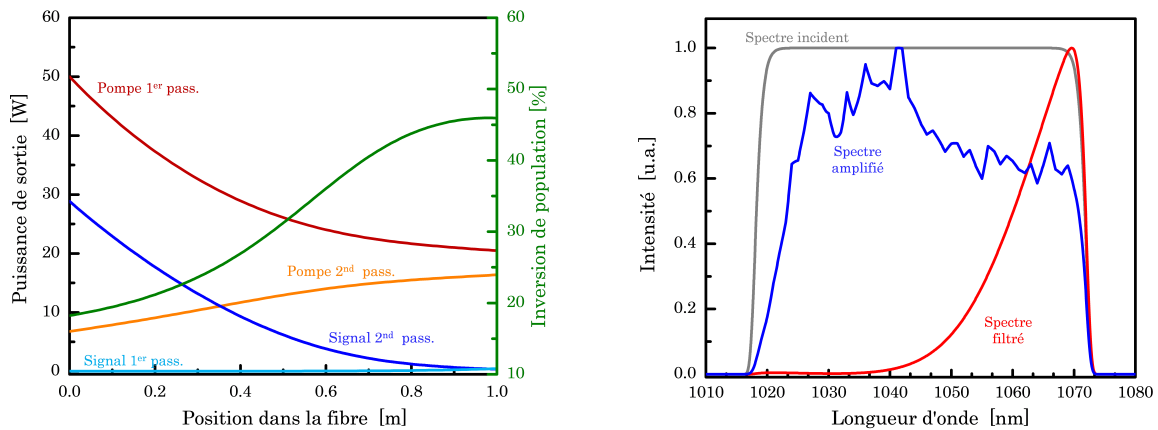
- La nécessité de réduire le contenu spectral situé sous le pic de gain afin de préserver les grandes longueurs d'onde du spectre incident. Cet aspect est contrôlé par la fonction  $g$ .
- Le besoin de préserver les composantes spectrales inférieures à 1030 nm, qui étaient alors absorbées au cours de la propagation dans la fibre dopée. Ce point est ici géré par l'intermédiaire de la fonction gaussienne  $f$ .

Dans la suite, pour s'assurer une grande flexibilité lors de la définition du filtre, cinq paramètres de contrôle sont définis. Le positionnement  $\lambda_1$ , l'amplitude  $A_1$  et la largeur  $\Delta\lambda_1$  de la gaussienne  $f$  sont ainsi totalement ajustables. Il en est de même pour la fonction  $g$ , dont la coupure  $\lambda_2$  et la raideur  $\xi$ <sup>1</sup> peuvent être contrôlées.

La pertinence du filtre définie par l'équation (III.7a) est tout d'abord éprouvée numériquement à l'aide d'un algorithme de résolution des équations de taux résolu spectralement et adapté à la structure trois niveaux de l'ytterbium [Morin 10]. Nous simulons donc l'injection d'un spectre large bande, de densité spectrale constante sur l'ensemble de la bande d'intérêt<sup>2</sup>. Ce spectre traverse tout d'abord un filtre défini par l'équation (III.7a) puis est injecté dans un

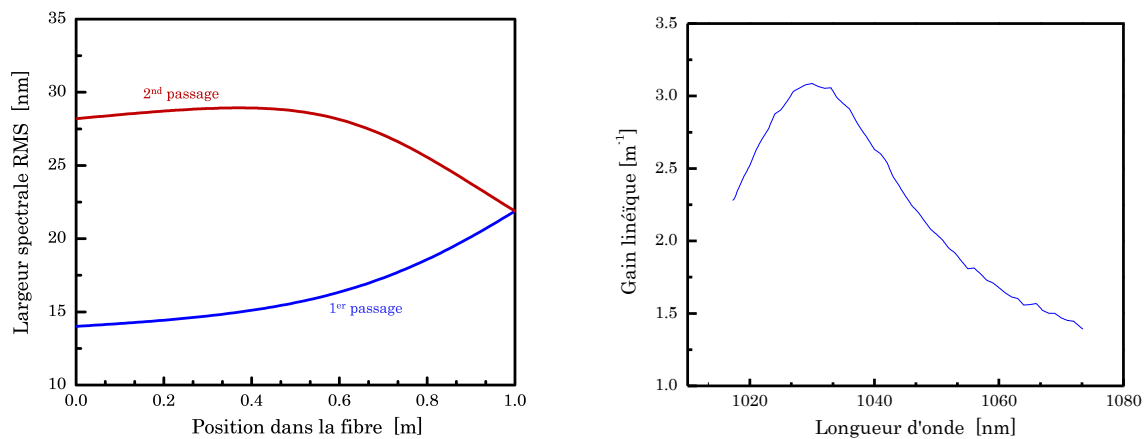
1. Nous appelons ici raideur, la largeur spectrale délimitée par l'intervalle en amplitude [10, 90] %.  
2. Expérimentalement délimitée dans notre cas par la coupure de l'étreur (1020-1070 nm).

amplificateur de puissance. La configuration simulée ici est une géométrie double-passage, correspondant à un aller/retour dans une fibre de 1 m de longueur dont les diamètres de cœur et de gaine sont respectivement de 40 et 200  $\mu\text{m}$ . La disposition de pompage est agencée pour correspondre à un pompage contra-propagatif lors du deuxième passage. En sortie de premier passage, nous supposons qu'un système d'imagerie permet de réinjecter la pompe non-absorbée avec une efficacité de 80%. Dans un premier temps la condition initiale est un spectre super-gaussien d'une largeur à mi-hauteur de 50 nm. La puissance moyenne du signal avant filtrage est fixée à 80 mW. La puissance de pompe est quant à elle fixée à 50 W, suffisamment pour obtenir après amplification une puissance moyenne supérieure à 20 W. Plusieurs itérations sont alors nécessaires pour déterminer, dans cette configuration, les paramètres optimaux du filtre.



(a) Évolution des puissances moyennes de signal et de pompe au cours des deux passages dans la fibre amplificatrice. Une réinjection d'une efficacité de 80% de la pompe et du signal est ici supposée. L'inversion de population est également tracée (courbe verte).

(b) Spectre incident, injecté après filtrage et amplification. Pour un gain total d'environ 30 dB les paramètres du filtre sont les suivants :  $\lambda_1 = 1020$  nm,  $\Delta\lambda_1 = 9$  nm,  $A_1 = 0.003$ ,  $\lambda_2 = 1065$  nm et  $\xi = 30$  nm.



(c) Évolution de la largeur spectrale RMS le long de la fibre.

(d) Gain linéique spectral de l'amplificateur de puissance.

FIGURE III.22: Résultats des simulations d'amplification après filtrage spectral. La puissance injectée dans l'amplificateur après filtrage est de 12 mW. Le gain de l'amplificateur de puissance est de 33,6 dB (29 W).

Les résultats de ces simulations sont reportés sur la figure III.22. Nous constatons tout d'abord que l'amplificateur est utilisé dans des conditions optimales (Fig. III.22(a)) et ce malgré le filtrage spectral et la perte de puissance engendrée. L'efficacité optique-optique est ainsi de 58% et la puissance en sortie de fibre s'élève à plus de 28 W. En tenant compte de l'opération de filtrage la puissance injectée n'est plus que 12 mW ce qui correspond à un gain de 33,6 dB, typique d'un étage de puissance fibré. Les pertes importantes introduites par le filtre (plus de

80%) sont ici causées par la forme du spectre incident. Pour compenser le fort gain à 1030 nm de l'amplificateur (Fig. III.22(b) et III.22(d)) une atténuation de presque 30 dB est en effet nécessaire dans cette région. Quoi qu'il en soit, nous sommes en mesure d'obtenir un spectre amplifié d'une largeur à mi-hauteur de 48 nm ( $\Delta\lambda_{RMS} = 28$  nm, Fig. III.22(b)) qu'il est impossible, à l'heure actuelle, d'obtenir avec une architecture standard. Ce résultat est obtenu pour les paramètres de filtre suivant :

	Paramètre	Valeur
Fonction $f$	$A_1$ [u.a.]	0.003
	$\lambda_1$ [nm]	1020
	$\Delta\lambda_1$ [nm]	9
Fonction $g$	$\lambda_2$ [nm]	1065
	$\xi$ [nm]	30

TABLE III.3: Résumé des différents paramètres du filtre dans le cas d'un gain de 30 dB.

Au cours de l'aller/retour dans la fibre, la largeur spectrale de l'impulsion est ainsi doublée. Cet aspect est ici primordial puisque c'est au cours du deuxième passage que la puissance est extraite et donc que les non-linéarités sont les plus fortes. Dans le cas présent, la durée de l'impulsion étirée augmente donc constamment au cours de l'amplification et devient même constante sur les derniers 50 cm de propagation (Fig. III.22(c)). L'intégrale-B accumulée n'est donc pas plus importante que celle accumulée dans un système standard, avec un spectre centré sous le pic de gain. Les largeurs spectrales sont par contre bien plus importantes et l'impact d'une phase spectrale sur un tel spectre peut alors devenir nettement plus important.

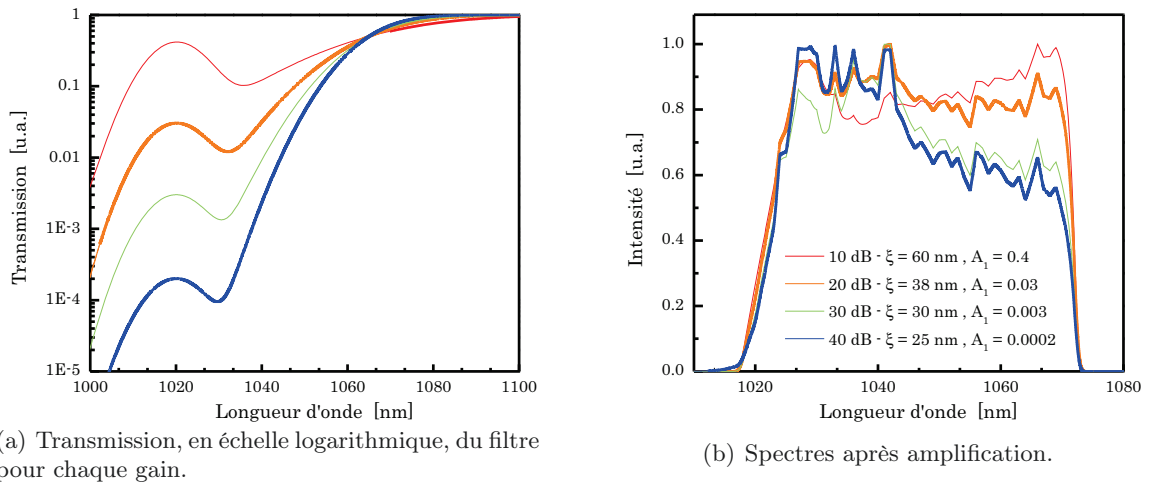


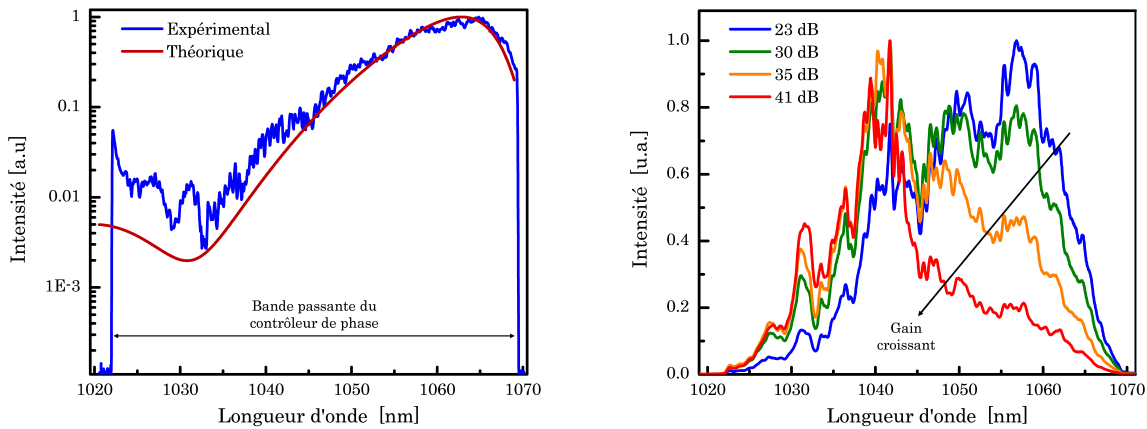
FIGURE III.23: Étude paramétrique en fonction du gain dans l'amplificateur. Seuls les paramètres  $A_1$  et  $\xi$  sont changés.

Si le gain de l'amplificateur est augmenté ou réduit, il est alors nécessaire de redéfinir la forme du filtre spectral. Bien que dépendant de 5 paramètres, cet ajustement peut néanmoins se réduire à la détermination de seulement deux paramètres :  $\xi$  et  $A_1$ . Le positionnement des différentes fonctions est en effet une caractéristique propre à chaque ion dopant. Une fois déterminées celles-ci sont *a priori* fixées définitivement. Pour cela, nous avons testé la robustesse du filtre pour différents gains en ne changeant que les paramètres  $\xi$  et  $A_1$ . Dans ce cas, la puissance de pompe reste inchangée et seule la puissance moyenne du signal est variée. Comme nous pouvons le constater sur les figures III.23(a) et III.23(b), il est possible de trouver une

configuration optimale pour chacun des gains considérés. En sortie, le spectre amplifié est alors identique quelque soit le gain entre 10 et 40 dB. Avec l'augmentation du gain et donc du différentiel de gain entre le maximum et une composante quelconque, l'amplitude  $A_1$  et la raideur  $\xi$  doivent être réduites. L'atténuation nécessaire au niveau du maximum d'émission passe alors de -10 dB à -40 dB. Les contraintes imposées sur la profondeur de modulation du filtre peuvent donc devenir importantes avec l'augmentation du gain.

### 3.2.2 Chaîne laser CPA large bande à fort gain

Le contrôleur de phase dont nous disposons en laboratoire permet également de sculpter à souhait l'amplitude du spectre d'entrée. Il est dans ce cas utilisé en mode diffractif, c'est-à-dire que suivant la courbe de transmission désirée le système génère un réseau de diffraction dont l'ordre 1 correspond au faisceau demandé par l'utilisateur. La dynamique d'atténuation standard accessible avec cet appareil est de 25 dB et peut aller jusqu'à 30 dB au maximum.



(a) Spectre injecté (bleu) dans l'amplificateur et spectre théorique (rouge) calculé précédemment pour un gain de 30 dB

(b) Spectres amplifiés pour différents gains.

FIGURE III.24: Caractéristiques spectrales avant et après amplification.

Le dispositif expérimental est identique au précédent. La fibre dopée de 7 m est cette fois enlevée et remplacée par une fibre active d'une longueur de 2 m. Celle-ci a pour vocation de pré-compenser les pertes d'insertion du contrôleur de phase et du filtre spectral associé. Un deuxième pré-amplificateur est disposé pour fournir une puissance moyenne suffisante dans l'étage de puissance. Le spectre injecté, d'une puissance de 50 mW, dans le contrôleur de phase est identique à celui présenté sur la figure III.19(a). Lorsqu'aucun masque de phase n'est appliqué la transmission du contrôleur est estimée à 20%, ce qui correspond à une puissance moyenne de 10 mW en sortie. La fonction de transfert du contrôleur est ensuite calculée pour qu'en sortie le spectre soit identique à celui déterminé précédemment pour un gain de 30 dB (Fig. III.22(b)). Le spectre est ensuite filtré et comparé au profil théorique calculé pour un même gain (Fig. III.24(a)). L'atténuation mesurée est ainsi très proche de celle calculée, notamment aux hautes longueurs d'ondes ( $\lambda > 1045$  nm). Aux basses longueurs d'ondes en revanche l'atténuation est moins marquée. Une différence de 10 dB par rapport à la courbe théorique est relevée dans la bande 1020-1030 nm. Cette différence est ici attribuée à une mauvaise définition de la fonction de transfert mais également à l'approche des limites du contrôleur. Cette différence, nous le verrons, limitera l'étendue du spectre amplifié puisque la densité spectrale au niveau du pic d'émission est initialement plus importante. Une fois le masque d'amplitude activé, la puissance transmise chute à 0,6 mW notamment parce que la densité spectrale du spectre incident est beaucoup plus importante dans la bande 1020-1040 nm, là où l'atténuation du filtre est la plus forte. Il est clair que cette transmission pourrait être

augmentée, notamment en travaillant sur le profil du spectre incident et en veillant à ce que celui-ci soit le plus uniforme possible. Le dernier pré-amplificateur permet alors de rehausser la puissance moyenne à 6 mW, suffisamment pour injecter l'amplificateur de puissance. Cet étage est identique à celui utilisé dans l'expérience précédente, d'une longueur de 2 m il est utilisé dans une configuration simple passage pompé contra-propagativement.

Une fois l'amplificateur injecté, la puissance de pompe est progressivement augmentée et le spectre amplifié est enregistré pour des niveaux de gain croissant (Fig. III.24(b)). D'après le filtre défini, le profil spectral est optimal pour un gain total (pré-amplificateur + amplificateur de puissance) de 30 dB, soit pour une puissance de seulement 600 mW. Cette faible valeur est liée à la faible puissance moyenne, 0,6 mW, mesurée après filtrage. Cet aspect constitue d'ailleurs un des points faibles de cette technique. Malgré cela, la puissance de pompe est continuellement augmentée pour finalement atteindre une puissance moyenne de 7,5 W avant compression. Là, pour un gain de 41 dB, le filtre n'est plus optimal et le profil spectral s'éloigne en conséquence du spectre attendu.

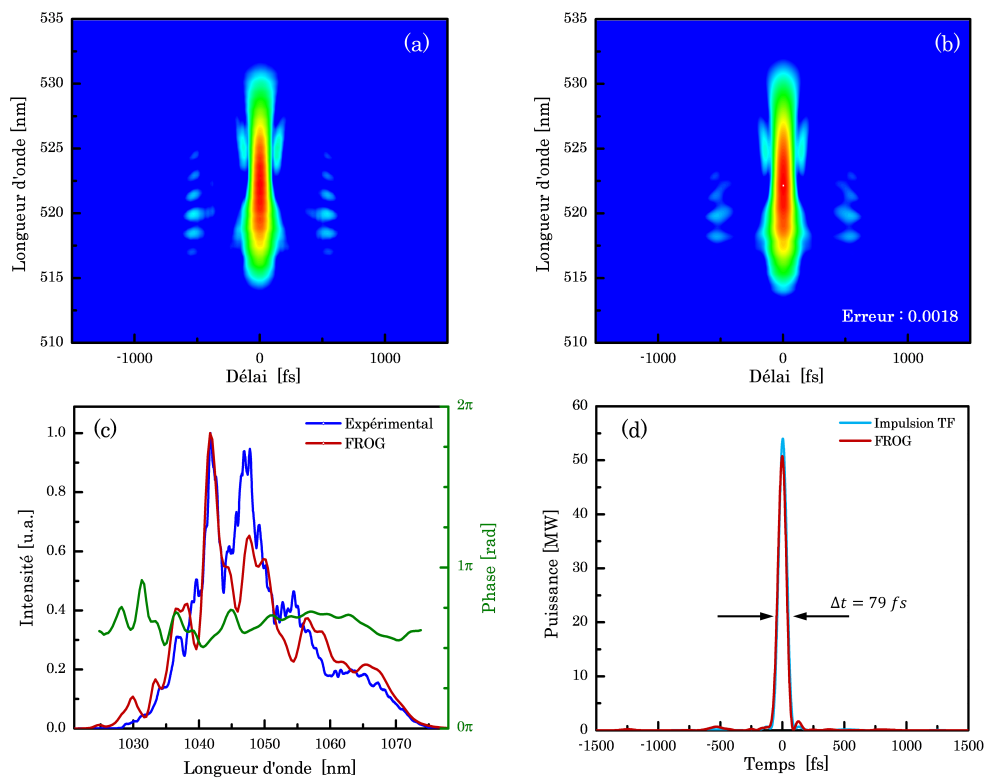


FIGURE III.25: Trace FROG mesurée (a) et retrouvée (b) à énergie maximale. L'erreur de reconstruction est de 0.0018 sur une grille de  $512 \times 512$ . Spectre mesuré indépendamment et retrouvé (c), la phase spectrale est également tracée. Profil temporel retrouvé et profil limité par transformée de Fourier (d).

Au gain maximal, la puissance après compression est de 4,5 W, soit  $4,5 \mu\text{J}$  à la cadence de 1 MHz. De là, une première mesure FROG permet de déterminer la phase résiduelle non-compensée par la séquence dispersive. La phase complémentaire est finalement inscrite sur le masque de phase du contrôleur et permet d'atteindre un niveau de compression satisfaisant. L'impulsion comprimée est une nouvelle fois caractérisée à l'aide d'un FROG par génération de second harmonique. De plus, le spectre et l'autocorrélation de l'impulsion sont également enregistrés via des instruments indépendants pour être comparés aux résultats issus du FROG. La reconstruction du champ électrique est menée sur une grille de  $512 \times 512$  pixels et converge rapidement vers une erreur FROG de 0,0018. Les mesures spectrales et temporelles sont en excellent accord avec les données retrouvées. La largeur spectrale à mi-hauteur est estimée à 10 nm. À -10 dB l'étendue spectrale est de 37 nm. La durée de l'impulsion est estimée à 79 fs. La phase spectrale est légèrement modulée, avec des variations de moins de 0,5 rad.

La compression reste cependant excellente avec une durée d'impulsion en limite de Fourier estimée à 77 fs, conduisant à un rapport de Strehl temporel de 93%. À une cadence de 1 MHz, la puissance crête de l'impulsion comprimée est estimée à 50 MW.

## 4 Conclusion

Tout au long de ce chapitre, différentes techniques ont été mises en place afin d'augmenter les largeurs spectrales accessibles en sortie d'un amplificateur à dérive de fréquence. L'ensemble des résultats obtenus est répertorié dans le tableau III.4. Ces méthodes peuvent être classées en deux catégories distinctes. La première est basée sur la combinaison cohérente de différentes impulsions, portant chacune un contenu spectral différent et nécessite de fait l'utilisation de plusieurs amplificateurs séparés et un système de rétroaction assurant la mise en phase des différentes impulsions. La deuxième catégorie demande quant à elle l'insertion d'un élément de filtrage, directement intégré dans une architecture CPA classique.

	Caractéristiques	Résultats
<b>Synthèse d'impulsions</b>	$\Delta\lambda_{-10dB}$	27 nm
	Gain $G$	34 dB
	Durée	97 fs
	Énergie	10 $\mu$ J
<b>Amplificateur long</b>	$\Delta\lambda_{-10dB}$	34 nm
	Gain $G$	33 dB
	Durée	93 fs
	Énergie	7 $\mu$ J
<b>Filtre spectral</b>	$\Delta\lambda_{-10dB}$	37 nm
	Gain $G$	41 dB
	Durée	79 fs
	Énergie	4,5 $\mu$ J

TABLE III.4: Tableau récapitulatif des résultats obtenus tout au long de ce chapitre.

Les performances (durée, énergie, gain) obtenues pour chacune de ces techniques sont relativement identiques. Bien que les résultats obtenus pour certaines pourraient être améliorés, en augmentant par exemple le nombre de voies dans l'expérience de synthèse, il semble cependant que les techniques de filtrage soient plus appropriées aux amplificateurs fibrés ultracourts. En effet, pour des résultats similaires voire meilleurs (filtre spectral) les techniques de filtrage ont l'avantage de limiter la complexité, l'intégration et donc le coût de la chaîne amplificatrice. En parallèle de nos recherches, une équipe japonaise a par ailleurs également démontré l'amplification et la compression d'impulsions de 65 fs et 300 nJ en régime CPA [Chiba 15]. Le même procédé de modulation (filtre spectral) a alors été utilisé pour compenser un gain supérieur à 20 dB. Les éléments filtrant peuvent également être facilement cascades et disposés devant chaque fibre dopée de l'injecteur pour ainsi permettre une montée en puissance moyenne et en énergie ( $> 20$  W et  $> 20$   $\mu$ J). Bien qu'il ait été nécessaire dans le cadre de l'expérience, il est tout à fait envisageable de remplacer le dispositif actif (contrôleur de phase) par des filtres passifs (miroirs, réseaux de Bragg) ce qui permettrait de réduire l'encombrement de l'injecteur. Enfin, quelle que soit la méthode envisagée une rétroaction sur la phase spectrale est actuellement nécessaire pour obtenir une qualité d'impulsion comprimée satisfaisante. Bien qu'une partie de ce problème provienne de la qualité temporelle de l'oscillateur à fibre utilisé, il semble tout de même difficile de se priver d'un tel outil tant la moindre quantité de phase résiduelle linéaire ou non peut avoir un impact significatif sur de telles largeurs spectrales.





# Chapitre IV

## Montée en énergie des systèmes de post-compression

### Objectifs

---

La post-compression d'impulsions est une technique générique reposant sur l'élargissement spectral non-linéaire d'une impulsion préalablement amplifiée et comprimée. Cette étape est généralement réalisée dans un guide d'onde dont l'endommagement et/ou l'efficacité de transmission constituent le talon d'Achille. Après un bref récapitulatif du fonctionnement de cette technique et de ses limites, ce chapitre se scinde en deux parties, correspondant à deux expériences différentes. Dans la première nous envisageons et étudions l'intégration d'un dispositif de division temporelle pour accroître l'énergie de ces systèmes. La seconde expérience relate quant à elle l'utilisation d'une nouvelle génération de guides d'ondes.

### Sommaire

---

<b>1 Post-compression d'impulsions femtoseconde</b>	<b>122</b>
1.1 Élargissement non-linéaire	122
1.2 Compression	122
1.3 Choix du guide d'onde	123
<b>2 Architecture de combinaison passive adaptée à la post-compression</b>	<b>126</b>
2.1 Dispositif spatio-temporel passif	126
2.1.1 Montage expérimental	126
2.1.2 Mesure de l'efficacité de combinaison	127
2.1.3 Résultats	128
2.2 Facteurs influant sur l'efficacité de combinaison	131
2.2.1 Dispersion différentielle	132
2.2.2 Variations d'intensité	135
2.3 Conclusion	137
<b>3 Fibre Kagomé à cœur creux</b>	<b>139</b>
3.1 Guides optiques à cœur creux	139
3.1.1 Fibres à bandes interdites photoniques	139
3.1.2 Fibres Kagomé à contour hypocyloïdal	140
3.2 Démonstration expérimentale	142
3.2.1 Considérations préalables	142
3.2.2 Dispositif et résultats	143
3.2.3 Fonctionnement aux limites	145
3.3 Conclusion	146

---

## 1 Post-compression d'impulsions femtoseconde

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, en présence d'auto-modulation de phase le contenu spectral d'une impulsion, en limite de Fourier, peut être élargi. L'interaction non-linéaire de l'onde avec le milieu peut ainsi être exploitée afin de diminuer sa longueur temporelle limite de Fourier. Le fort confinement et la grande longueur d'interaction permis avec des fibres optiques peuvent cette fois être exploités avantageusement pour contrebalancer le rétrécissement spectral par le gain.

### 1.1 Élargissement non-linéaire

Plutôt que d'utiliser les non-linéarités générées au sein du milieu actif, comme c'est le cas dans un amplificateur parabolique [Zaouter 08c], il est possible d'élargir le spectre d'une impulsion directement après amplification. Dans ce cas, une impulsion courte, comprimée et proche de sa limite de Fourier, est envoyée dans un milieu passif (non-dopé) afin d'accroître sa largeur spectrale par auto-modulation de phase. La situation est alors identique au cas théorique présenté en section 1.4.1 : le profil temporel de l'impulsion n'est pas ou peu modifié et accumule une phase non-linéaire responsable d'un élargissement spectral caractéristique de l'auto-modulation de phase. Cette technique présente l'avantage d'être compatible avec un système à dérive de fréquence en disposant le milieu non-linéaire directement après le compresseur, d'où la dénomination de post-compression.

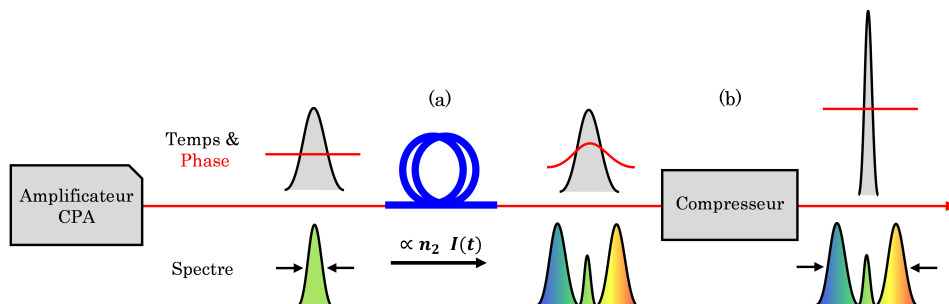


FIGURE IV.1: Principe général d'un dispositif de post-compression d'impulsions courtes. Le spectre d'une impulsion est élargi (a) par l'auto-modulation de phase. La phase résiduelle (dispersion + non-linéaire) est ensuite compensée (b) pour ainsi approcher de la limite de Fourier du spectre élargi.

L'élargissement spectral peut être réalisé dans tout milieu dès lors que l'intensité du faisceau et la longueur de propagation sont suffisamment importantes. On peut ainsi utiliser des cristaux massifs [Pronin 15] ou favoriser l'élargissement spectral par filamentation dans un gaz [Hauri 04]. Ces techniques sont cependant sensibles à la contribution spatiale de l'effet Kerr qui accentue toute sur-intensité du faisceau et dégrade sa qualité spatiale [Koechner 06, Siegman 86]. Pour conserver une bonne qualité de faisceau, l'étage d'élargissement spectral est généralement réalisé dans un guide d'onde monomode, propice à la génération d'effets non-linéaires. La condition de guidage permet alors de préserver la qualité de faisceau et d'induire un élargissement homogène sur l'ensemble du profil spatial.

### 1.2 Compression

Bien que la durée en limite de Fourier de l'impulsion soit abaissée, son produit temps-fréquence est quant à lui fortement augmenté après propagation. La phase non-linéaire accumulée, ainsi que la dispersion du milieu, doivent en effet être corrigées pour réduire la durée d'impulsion. De manière générale, la dispersion linéaire accumulée au cours de la propagation peut être réduite en limitant la longueur du milieu non-linéaire, si bien que l'on peut souvent la négliger. La compensation de phase du système se résume donc à une compensation de la phase non-linéaire accumulée. Au vu des dégradations temporelles observées dans un amplificateur à dérive

de fréquence (Fig. I.8), on peut néanmoins se demander si cette compensation ne va pas altérer la qualité temporelle de l'impulsion. Contrairement à un dispositif CPA, les effets non-linéaires sont ici accumulés par une impulsion initialement en limite de Fourier. La dérive de fréquence non-linéaire est déterminée à partir de l'équation (I.18), donnant l'évolution de la fréquence instantanée sous l'enveloppe temporelle de l'impulsion. Il en découle que l'essentiel du contenu spectral de l'impulsion est généré par la partie la plus intense de l'impulsion ( $|t| < \frac{\Delta t}{2}$ ). En supposant, une impulsion gaussienne, le profil temporel d'intensité dans cette région peut être approximé par une parabole. En dérivant la phase temporelle non-linéaire, nous obtenons alors la fréquence instantanée  $\Omega(t)$  accumulée par auto-modulation de phase :

$$\Omega(t) = \frac{\partial \varphi(z = L, t)}{\partial t} = \omega_0 + 2\gamma L \cdot t . \quad (\text{IV.1})$$

L'élargissement spectral induit par auto-modulation de phase impose donc, en première approximation, une dérive de fréquence temporelle linéaire. L'utilisation d'une séquence dispersive à réseaux n'est donc pas ici un choix des plus judicieux. En effet, la diminution de la limite de Fourier de l'impulsion la rend maintenant sensible aux ordres de phases supérieurs. Un compresseur à réseaux n'introduisant pas une dérive de fréquence purement quadratique il peut donc détériorer le profil temporel de l'impulsion et diminuer sa puissance crête. Bien que les contributions des ordres supérieurs de phase puissent être atténuées en diminuant la densité de trait des réseaux, d'autres solutions sont généralement privilégiées.

La technique de compression la plus répandue consiste à utiliser des miroirs dispersifs, qui peuvent être :

- Des miroirs multi-couches (*Chirped mirrors*) [Szipöcs 94]. Constitués d'un empilement de couches de bas et haut indice d'épaisseurs variables ils permettent de varier la profondeur de réflexion suivant la longueur d'onde. Cette variation est alors équivalente à un retard et donc à l'introduction d'une phase spectrale. Suivant le design, la dispersion peut alors être parfaitement dessinée pour satisfaire aux besoins d'une expérience.
- Des miroirs interférentiels de Gires-Tournois (*GTI mirrors*) [Gires 64]. Ils sont constitués de faces respectivement totalement et partiellement réfléchissantes ( $T > 99\%$ ) formant un résonateur. Cette particularité leur permet de réfléchir totalement la lumière incidente mais également d'introduire une phase spectrale variable du fait de la résonance de l'interféromètre. Des fréquences différentes sont alors piégées, et donc retardées, plus ou moins longtemps dans la cavité.

La forte réflectivité de ces composants leur permet de limiter les pertes de transmission du compresseur ( $T \geq 90\%$ ). Ils introduisent néanmoins une dispersion relativement faible en comparaison d'un compresseur à réseaux et il est alors nécessaire d'effectuer plusieurs rebonds sur ceux-ci pour comprimer parfaitement une impulsion.

L'approximation de l'équation (IV.1) n'est cependant valable que pour de faibles élargissements, facteurs de compression. En effet, avec l'accroissement du contenu spectral et pour des facteurs de compression supérieurs à 10, les ordres supérieurs de phase introduits par SPM deviennent alors de plus en plus conséquents. La qualité temporelle de l'impulsion comprimée peut alors très rapidement se détériorer. Pour limiter cela il est alors possible de cascader le dispositif [Hädrich 11]. L'idée consiste alors à réduire progressivement la durée en cumulant des étages de post-compression avec un facteur de compression réduit ( $< 10$ ).

### 1.3 Choix du guide d'onde

Le choix du guide d'onde est fortement dépendant des caractéristiques de la source utilisée. Un choix approprié du diamètre et de la longueur de celui-ci permettent la compression d'impulsions sur une large gamme de puissance crête/énergie incidente. Actuellement, il est ainsi

possible de post-comprimer des impulsions ayant une énergie de quelques pJ jusqu'à plusieurs mJ. Pour ce faire, deux types de guides sont principalement utilisés :

- Les fibres optiques à cœur silice. Ces guides sont particulièrement adaptés à la compression non-linéaire d'impulsion de basse énergie. À ces énergies, leur diamètre réduit ( $< 80 \mu\text{m}$ ) leur permet de fortement confiner le champ impulsionnel pour élargir le spectre de l'onde.
- Les capillaires creux, où le milieu non-linéaire est alors formé par un gaz introduit dans le cœur. Ces guides<sup>1</sup> permettent la post-compression d'impulsions énergétiques de plusieurs mJ. À ces niveaux d'énergies, l'intensité de l'impulsion peut alors ioniser le milieu : pour limiter les pertes le capillaire est rempli avec un gaz rare ayant un potentiel d'ionisation plus élevé et dont la pression est ajustée.

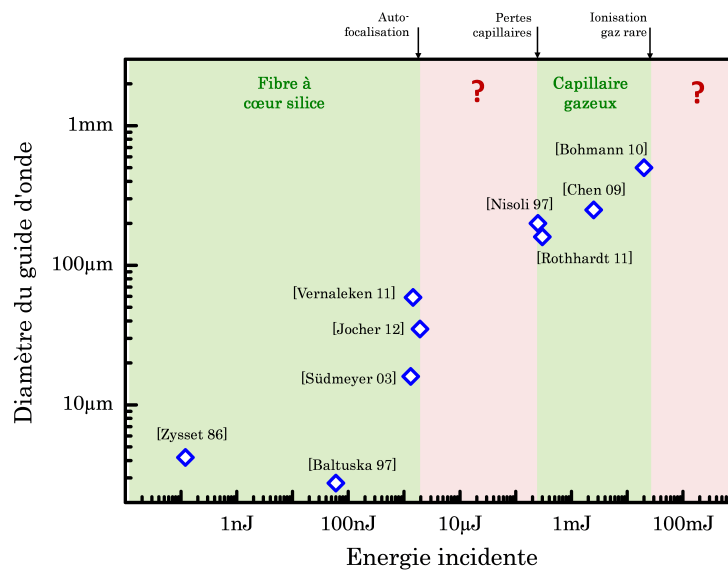


FIGURE IV.2: Systèmes publiés de post-compression d'impulsions avant 2013. Les systèmes répertoriés ici utilisent un laser Nd :YAG [Zysset 86], Ti :Sa [Baltuška 97, Nisoli 97, Chen 09, Bohman 10], Yb :cristal [Südmeyer 03, Vernaleken 11] ou Yb :fibre [Jocher 12, Rothhardt 11]. Les zones rouges correspondent aux gammes d'énergies inaccessibles avec les technologies actuelles.

La gamme d'énergie (puissance crête) couverte par ces guides n'est cependant pas continue. Il existe des zones mortes où l'utilisation d'un capillaire ou d'une fibre à cœur silice est difficile voir impossible. La figure IV.2 présente une liste, non-exhaustive, de systèmes post-comprimés représentés suivant l'énergie incidente du faisceau infrarouge (centré à 800 nm ou 1  $\mu\text{m}$ ) en fonction du diamètre et du type de guide utilisé. Les zones vertes correspondent aux gammes d'énergies couvertes à l'aide des guides d'ondes énoncés plus haut. Nous pouvons constater qu'il existe deux zones inaccessibles à l'aide des guides d'ondes usuels, à savoir

- Une zone de forte énergie ( $E > 20 \text{ mJ}$ ). Au-delà, les intensités et les puissances crêtes atteintes sont telles que le faisceau auto-focalise et le gaz est ionisé à l'entrée du capillaire [Bohman 10]. La transmission du dispositif peut alors chuter fortement à cause de l'absorption du plasma généré et du couplage vers les modes supérieurs du guide, pour lesquelles les pertes de propagation sont plus importantes.
- Une gamme d'énergie modérée ( $1,5 < E < 200 \mu\text{J}$ ). Cette zone correspond à la jonction des deux technologies présentées. À basse énergie, les fibres à cœur silice sont limitées par le seuil d'auto-focalisation de la silice [Jocher 12, Südmeyer 03]. À haute énergie, le diamètre des capillaires doit être réduit et la pression augmentée [Rothhardt 11] pour

1. Le mot guide est ici employé abusivement : leur cœur creux et leur gaine simple ne leur permettant pas de satisfaire la condition de guidage.

que l'élargissement spectral soit conséquent<sup>1</sup>. Le système devient alors complexe et peu efficace de part l'augmentation des pertes de propagation [Marcatili 64].

Bien que les dispositifs de post-compression aient permis le développement d'impulsions énergétiques de quelques cycles optiques, leur utilisation n'est possible que pour certaines gammes d'énergies. Cette opération nuit par ailleurs à l'accroissement des performances des sources femtosecondes aussi bien scientifiques, que industrielles. En effet, la grande majorité des produits commerciaux disponibles, basés sur des cristaux ou des fibres optiques, sont opérés à haute cadence ( $> 50$  kHz) notamment pour augmenter la vitesse de production ou le rapport signal sur bruit d'une expérience. Malgré les fortes puissances moyennes accessibles, l'énergie de ces lasers excède rarement 1 mJ. La plupart des systèmes industriels tombent donc dans la première zone morte de la figure IV.2. Une réduction notable de la durée de ces lasers n'est donc pas possible, sauf au prix d'une forte réduction de l'efficacité du système, incompatible avec des exigences industrielles. À l'opposée, la post-compression d'impulsions de plusieurs mJ est un enjeu scientifique pour permettre le développement de sources multi-terawatt de quelques cycles optiques ( $< 10$  fs à 800 nm). Malgré quelques avancées, utilisant un gradient de pression [Bohman 10, Suda 05] dans le capillaire, l'utilisation de polarisation circulaire [Chen 09, Malvache 12] ou encore les non-linéarités du processus d'ionisation [Dutin 10] des impulsions de 5 à 10 mJ ont pu être générées mais au prix d'une faible efficacité ( $< 50\%$ ).

---

1. Ceci est particulièrement vrai pour une impulsion incidente « longue »,  $\Delta t > 100$  fs.

## 2 Architecture de combinaison passive adaptée à la post-compression

Suite aux différentes considérations exposées précédemment, une architecture de combinaison cohérente est intégrée dans un dispositif de post-compression. Cette expérience de principe a pour but de valider le concept et de proposer une solution à la montée en énergie des dispositifs de compression non-linéaire. Nous démontrons ainsi une architecture passive spatio-temporelle et l'intégrons dans un système fortement non-linéaire basé sur une fibre à cœur silice.

### 2.1 Dispositif spatio-temporel passif

#### 2.1.1 Montage expérimental

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure IV.3 et débute par la chaîne laser à dérive de fréquence développée précédemment (chapitre II). Celle-ci permet de générer des impulsions d'une durée inférieure à 400 fs, d'une énergie pouvant aller jusqu'à 300  $\mu\text{J}$  à une cadence maximale de 400 kHz. Elle est suivie par le dispositif de post-compression, mesurant 30 $\times$ 60 cm<sup>2</sup>. Les divisions temporelles sont générées par quatre cristaux de de vanadate d'yttrium (YVO<sub>4</sub>) coupés suivant l'axe *a*. De cette manière, il est possible d'exploiter la différence d'indice maximale entre l'axe ordinaire *a* et extraordinaire *c*. Les cristaux sont successivement orientés à 45° et 0° par rapport à la polarisation incidente. Leur épaisseur est également doublée, d'un étage de division à l'autre, afin de générer un train de répliques identiquement séparées. L'ensemble permet la génération d'un total de 16 répliques temporelles polarisées orthogonalement et séparées par un délai minimum de 1.95 ps, imposé par le plus petit cristal de 2,5 mm. Dans cette configuration, le délai entre deux impulsions est suffisant pour éviter tout recouvrement temporel, même après élargissement. Le train d'impulsions traverse ensuite un rotateur de Faraday ainsi qu'une lame quart d'onde, orientée à 45°, avant d'entrer dans un interféromètre de Sagnac. L'interféromètre spatial permet la formation de deux faisceaux, polarisés orthogonalement, contra-propageants et contenant chacun 16 répliques temporelles. De cette façon, il est possible de diviser l'impulsion incidente en 32 répliques spatio-temporelles (16 temporelles  $\times$  2 spatiales).

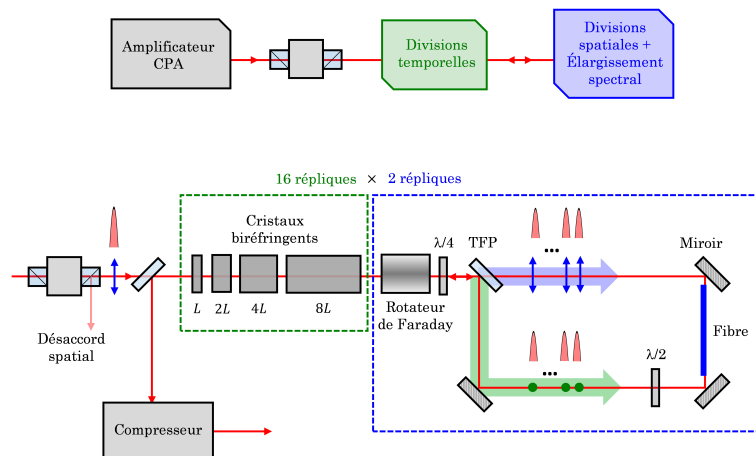


FIGURE IV.3: Schéma du dispositif spatio-temporel de division utilisé

La lame quart d'onde en combinaison avec le rotateur de Faraday agit ici comme un élément neutre sur l'état de polarisation des différentes répliques. Son utilisation est cependant indispensable pour compenser le déphasage de  $\pi$  accumulé dans la boucle Sagnac, puisque celle-ci se comporte comme une lame demi-onde orientée à 45° [Daniault 11b]. L'élargissement spectral est réalisé dans un morceau de fibre barreau passive. D'une longueur de 8 cm son diamètre de champ modal est de 45  $\mu\text{m}$ . L'efficacité de couplage dans la fibre, mesurée à l'aide d'une iris,

permettant de supprimer la lumière se propageant dans la gaine, est estimé à 70%. Un jeu de lames demi-onde, ainsi que le couple lame quart d'onde et rotateur, permettent quant à eux d'assurer une propagation réciproque dans les cristaux et la génération d'une unique impulsion. En effet, puisque l'état de polarisation est inchangé après propagation dans l'interféromètre de Sagnac et l'aller/retour dans la lame quart-d'onde, le rotateur permet une rotation de  $90^\circ$  de l'état de polarisation des répliques au trajet retour. L'impulsion combinée peut finalement être extraite à l'aide d'un polariseur. La transmission globale du système, en tenant compte des pertes de Fresnel aux interfaces de la fibre (non-traitées anti-reflet) ainsi que des pertes du rotateur de Faraday, est estimée à 45%. Après extraction, le faisceau combiné est envoyé dans un compresseur à réseau simple passage, d'une efficacité de 89%.

### 2.1.2 Mesure de l'efficacité de combinaison

Comme nous l'avons brièvement évoqué dans la section 3.2.2, dans un système DPA on distingue une contribution temporelle  $\eta_{temporel}$  et spatiale  $\eta_{spatial}$  à l'efficacité de combinaison globale  $\eta = \eta_{temporel} \times \eta_{spatial}$ . L'efficacité temporelle est normalement déduite en isolant l'impulsion recombinée des répliques parasites et définie comme le rapport des intensités :

$$\eta_{temporel} = \frac{I_0}{I_0 + \sum I_\varepsilon} , \quad (IV.2)$$

où les  $I_\varepsilon$  représentent l'intensité des différentes répliques parasites.

En pratique, il est difficile de séparer l'impulsion principale des répliques parasites à cause des faibles délais générés (quelques picosecondes) avec des cristaux biréfringents. En général, l'efficacité est donc déterminée à partir de l'autocorrélation temporelle du faisceau combiné. En effet, dans le cas d'un autocorrélateur intensimétrique, par génération de seconde harmonique, le signal d'autocorrélation est défini par

$$S_{AC}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot I(t - \tau) dt . \quad (IV.3)$$

où  $I(t)$  correspond au profil d'intensité temporel du champ laser.

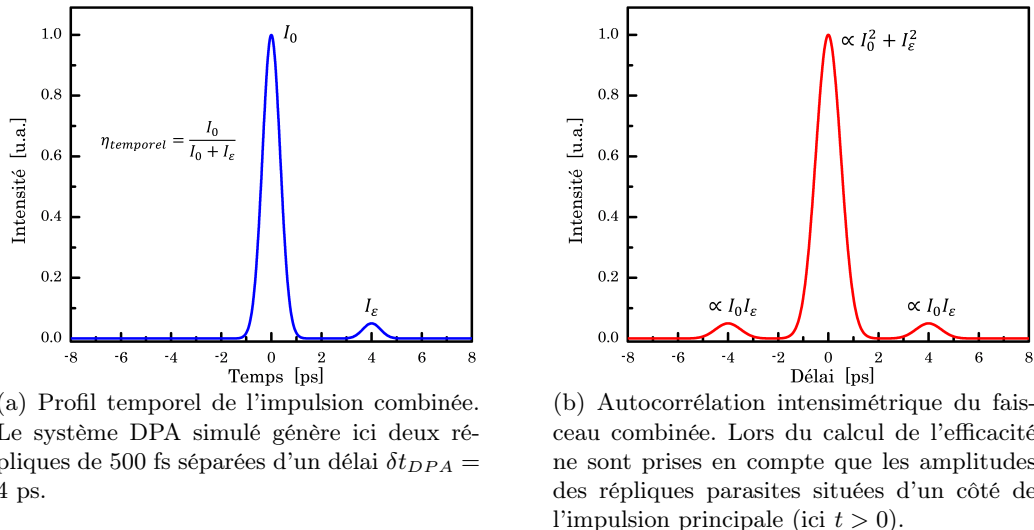


FIGURE IV.4: Calcul de l'efficacité de combinaison à partir de l'autocorrélation de l'impulsion combinée.

Si le délai introduit entre deux répliques est suffisamment grand ( $\delta t_{DPA} \gg \Delta t$ ) pour que les deux impulsions ne se chevauchent pas, le profil d'intensité peut alors être approximé par :

$$I(t) = I_0 \delta(t) + I_\varepsilon \delta(t - t_\varepsilon) , \quad (IV.4)$$



où  $\delta(t)$  est une distribution de Dirac.

Le signal d'autocorrélation qui en découle est alors non-nul en  $t = 0$  ou  $\pm t_{DPA}$  (Fig. IV.4). Puisque le profil d'une autocorrélation intensimétrique est symétrique par rapport au délai nul (Fig. IV.4(b)) nous ne tenons compte du signal que sur une moitié du profil d'autocorrélation ( $t > 0$ ). L'amplitude du signal d'autocorrélation pour chacune des impulsions est alors :

$$\begin{cases} S_{AC}(0) = I_0^2 + I_\varepsilon^2, & \text{(IV.5a)} \\ S_{AC}(t_{DPA}) = I_0 \cdot I_\varepsilon, & \text{(IV.5b)} \\ R = \frac{S_{AC}(0)}{S_{AC}(0) + S_{AC}(t_{DPA})}. & \text{(IV.5c)} \end{cases}$$

En supposant de faibles déphasages entre les répliques, l'amplitude  $I_\varepsilon$  de la réplique parasite est alors très faible devant l'amplitude de l'impulsion combinée et  $I_\varepsilon^2 \ll I_0 I_\varepsilon \ll I_0^2$ . Le rapport  $R$  peut alors être approximé à :

$$R \approx \frac{I_0}{I_0 + I_\varepsilon} = \eta_{temporel}. \quad \text{(IV.6)}$$

En première approximation, le rapport des amplitudes mesurées avec un autocorrélateur intensimétrique est donc équivalent au quotient des amplitudes temporelles et permet d'évaluer l'efficacité de combinaison. Cependant, l'erreur de mesure a tendance à augmenter lorsque le nombre de répliques croît, car le poids  $I_\varepsilon$  des répliques parasites et de moins en moins négligeable. Puisque l'on cherche à minimiser l'amplitude de ces répliques, nous nous retrouverons toujours dans une situation où celles-ci seront toujours très inférieures à l'amplitude du pic principal, de telle sorte que l'on pourra considérer l'approximation toujours valide.

### 2.1.3 Résultats

Dans un premier temps, tous les cristaux sont retirés du dispositif et seul l'interféromètre de Sagnac est activé. Nous pouvons ainsi estimer l'efficacité de combinaison de l'étage spatial. L'énergie de sortie du montage après compression est présentée sur la figure IV.5(a). Lorsque l'énergie par réplique est augmentée, l'efficacité de combinaison spatiale reste constante, au dessus de 92%. Cette bonne efficacité indique que le système peut être gardé suffisamment symétrique avec deux répliques et que les désaccords spatiaux entre les faisceaux restent faibles. En particulier, l'injection de chacun des bras de l'interféromètre semble ici identique puisqu'aucune chute de l'efficacité n'est observée lorsque les non-linéarités augmentent (Section 2.1.2).

Nous insérons alors les cristaux pour générer un nombre croissant de répliques temporelles. Dans ce cas, et au vu du nombre de répliques générées, des désaccords de phase peuvent conduire à une elliptisation de l'état de polarisation des répliques et donc à la formation de répliques parasites. Afin d'en tenir compte, nous calculons donc l'efficacité de combinaison temporelle en mesurant l'amplitude des différents parasites à l'aide de la trace d'autocorrélation de l'impulsion comprimée (Section 2.1.2). L'efficacité de combinaison globale ( $\eta = \eta_{temporel} \times \eta_{spatial}$ ) peut alors être déterminée, son évolution en fonction de l'énergie par réplique est tracée sur la figure IV.5(b). L'efficacité de combinaison décroît à mesure que l'énergie par réplique augmente et ce parce que l'accroissement de l'intégrale-B du système rend tout réglage extrêmement sensible. La différence de phase entre répliques est donc d'autant plus difficile à compenser. Ce désaccord conduit, lors de la combinaison entre deux répliques, à la formation d'une impulsion dont l'état de polarisation n'est pas parfaitement linéaire et donc à l'apparition de répliques satellites autour de l'impulsion recombinaison (Fig. IV.7). L'efficacité chute ainsi à 70% lorsque 32 répliques, à 1  $\mu\text{J}$ /réplique, sont générées. Malgré cela, et compte tenu de la faible transmission du système, une énergie de sortie de 7,5  $\mu\text{J}$  est obtenue pour 32 répliques. À ce niveau d'énergie

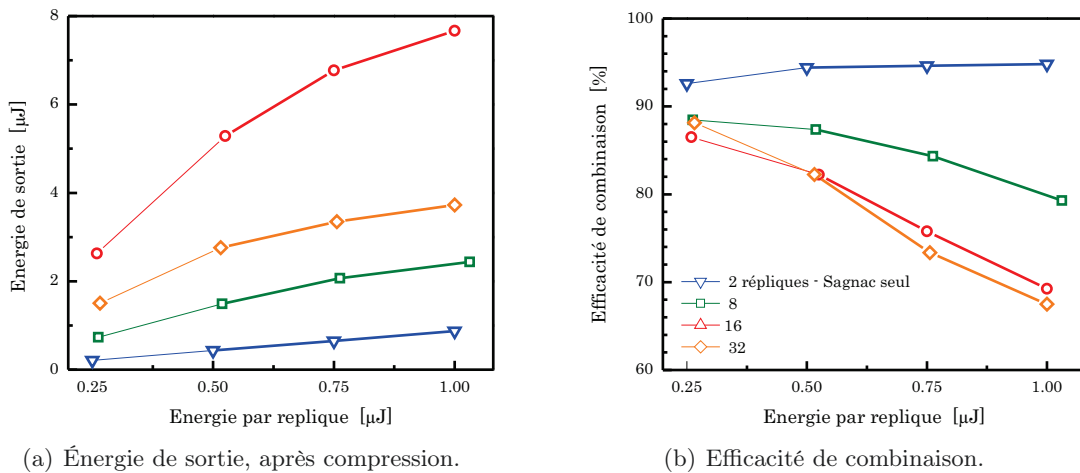


FIGURE IV.5: Caractérisation du système après compression. Les contributions spatiale et temporelle de l'efficacité de combinaison sont prises en compte et déduites dans chaque cas.

la puissance crête de chacune des répliques dans la fibre est estimée à 2,3 MW. Malgré des pertes importantes, ce dispositif permet donc de post-comprimer des impulsions ayant une puissance crête incidente de  $32 \times 2,3 = 72$  MW, soit 18 fois supérieure au seuil d'autofocalisation de la silice. Cette valeur est ainsi au-dessus l'état de l'art actuel concernant les dispositifs de post-compression basés sur des fibres à cœur silice.

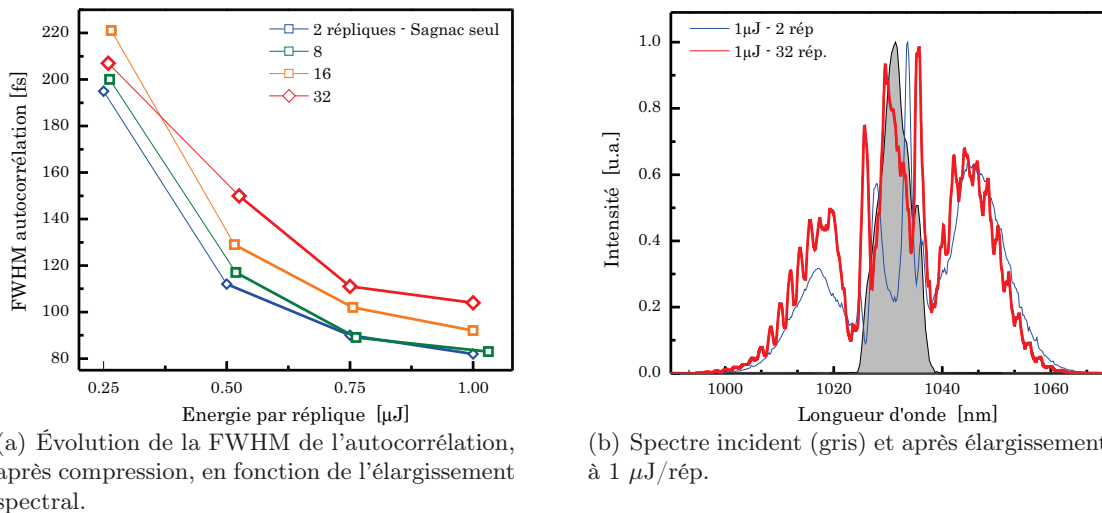


FIGURE IV.6: Évolution des performances de compression en fonction du nombre de répliques.

Afin d'étudier l'impact du nombre de répliques sur le dispositif de post-compression, nous enregistrons systématiquement la largeur à mi-hauteur (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) de l'autocorrélation et ce en fonction d'une énergie par réplique et d'un nombre de répliques croissant (Fig. IV.6(a)). Ces résultats suggèrent ainsi que le taux de compression est majoritairement indépendant du nombre de répliques générées. Pour une énergie d'entrée par réplique de  $1 \mu\text{J}$ , la largeur à mi-hauteur de l'autocorrélation tend vers une valeur minimum caractéristique du compromis entre élargissement spectral et l'accumulation d'ordres supérieurs de dispersion. À énergie maximale, la largeur à mi-hauteur de l'auto-corrélation est d'environ 90 fs, quelque soit le nombre de répliques générées. Une légère différence est observée pour 32 répliques à cause de la difficulté à maintenir les mêmes caractéristiques temporelles avant propagation dans la fibre non-linéaire. En effet, la faible ouverture des cristaux d' $\text{YVO}_4$  (5 mm) et les fortes puis-

sances crêtes incidentes sont ici suffisantes pour générer une quantité non-négligeable de SPM dans les cristaux, mais également pour auto-focaliser le faisceau. Cet effet est alors partiellement compensé en jouant sur le tirage du compresseur de l'amplificateur à dérive de fréquence. Des impulsions plus courtes pourraient ainsi être obtenues en augmentant l'ouverture des différents cristaux et en augmentant la taille du faisceau incident. Alternativement, des lignes à retards en espace libre pourraient également être utilisées.

Les spectres élargis sont également présentés (Fig IV.6(b)), à énergie par réplique identique. L'élargissement non-linéaire est ainsi identique quel que soit le nombre de répliques générées. Débutant avec un spectre incident de 7 nm, la largeur spectrale à mi-hauteur atteint finalement 30 nm à 1  $\mu\text{J}/\text{rép}$ . Lorsque le système devient fortement non-linéaire, et pour un grand nombre de répliques temporelles, des oscillations sont également visibles sur l'ensemble du spectre élargi. Celles-ci ont une période de  $\Delta\lambda = 1,8$  nm, correspondant à un délai de 1,96 ps et peuvent être assimilées à des interférences spectrales entre l'impulsion principale et les impulsions parasites.

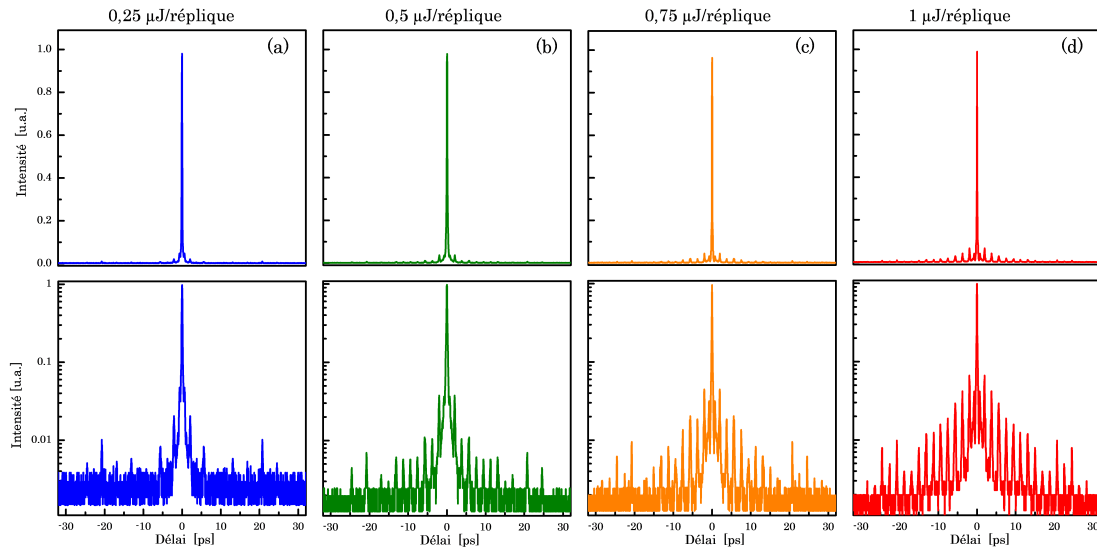


FIGURE IV.7: Profils temporels d'autocorrélation pour 32 répliques en fonction de l'énergie incidente. Les profils sont tracés en échelle linéaire et logarithmique.

La large plage temporelle accessible avec l'autocorrélateur ( $> 50$  ps) nous permet également d'étudier l'évolution du contraste en fonction du nombre de répliques (Fig. IV.7). En effet, le délai entre la première et la dernière étant de  $16 \times 1,95 = 31,2$  ps, l'autocorrélateur nous permet ici d'obtenir une vision claire et complète de l'efficacité de combinaison temporelle. Cette contribution est dépendante du nombre de divisions temporelles et des non-linéarités générées dans la fibre. Pour des énergies par répliques inférieures à 0,5  $\mu\text{J}$ , la fraction d'énergie contenue dans les impulsions parasites est inférieure à 5%, correspondant à une efficacité de combinaison temporelle autour de 95%. Lorsque que l'énergie est augmentée, l'efficacité temporelle chute à 80%. Dans ce cas, la fraction maximale contenue dans une impulsion satellite est de 6,7%.

Finalement, nous mesurons le profil temporel de l'impulsion, à énergie maximale de 7,5  $\mu\text{J}$ . La durée de l'impulsion est déterminée à l'aide d'un FROG monocoup par génération de seconde harmonique. Les résultats sont tracés sur la figure IV.8. La reconstruction du champ électrique est menée sur une grille de  $512 \times 512$  pixels et converge vers une erreur FROG de 0,0038. Les mesures spectrales et temporelles sont en bon accord avec les données retrouvées. Les interférences spectrales ne sont cependant pas visibles et retrouvées à cause de la plage temporelle limitée ( $< 1,5$  ps) du FROG monocoup, permettant d'imager la trace FROG sur une caméra CCD. De plus, la dynamique limitée de la caméra utilisée pour imager la trace FROG ne permet pas de résoudre les pics centraux, causés par les pieds de l'impulsion émergeant de l'amplificateur CPA. La largeur spectrale à mi-hauteur est estimée à 36 nm et la

durée d'impulsion à 73 fs, conduisant à un produit temps-fréquence de 0,73. Le profil temporel présente des variations caractéristiques d'une phase cubique non-compensée et introduite par le compresseur à réseau. La limite de Fourier du spectre retrouvé est de 60 fs, indiquant cependant une qualité de compression satisfaisante. En tenant compte de ces mesures et de l'énergie combinée et comprimée de  $7,5 \mu\text{J}$ , la puissance crête de l'impulsion est estimée à 86 MW, valeur record pour un système de post-compression basé sur une fibre à cœur silice.

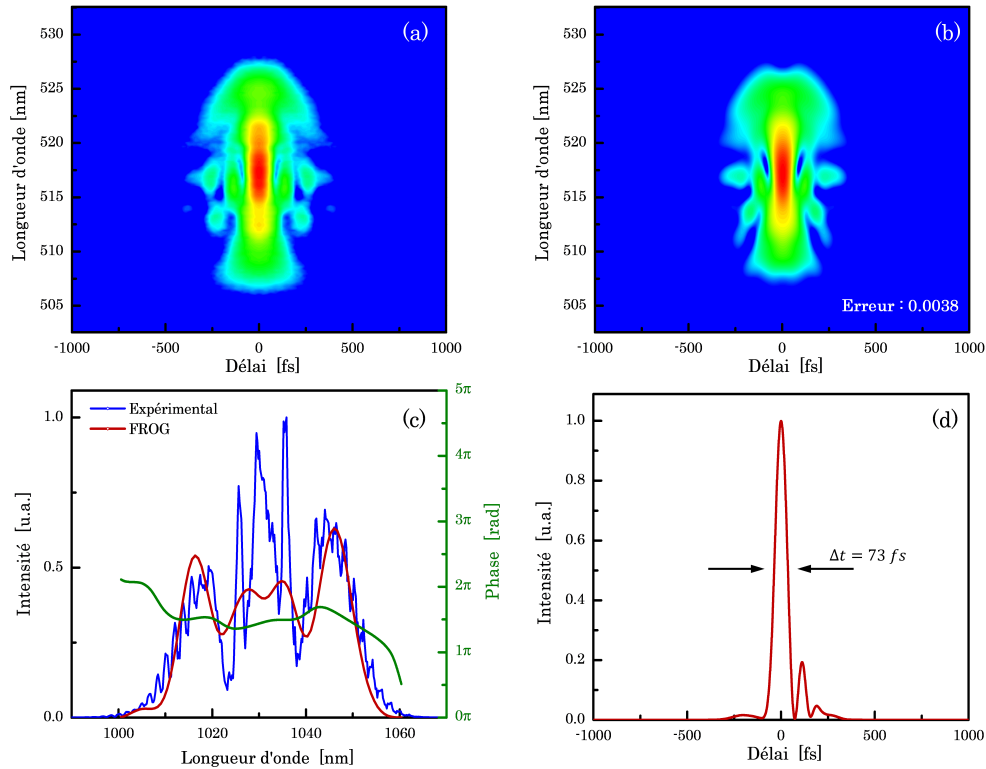


FIGURE IV.8: Traces FROG mesurée (a) et retrouvée (b) à énergie maximale. L'erreur de reconstruction est de 0.0038 sur une grille de  $512 \times 512$ . Spectre mesuré indépendamment et retrouvé (c), la phase spectrale est également tracée. Pour plus de clarté, le spectre retrouvé est normalisé par rapport aux modulations du spectre expérimental. Profil temporel retrouvé (d).

## 2.2 Facteurs influant sur l'efficacité de combinaison

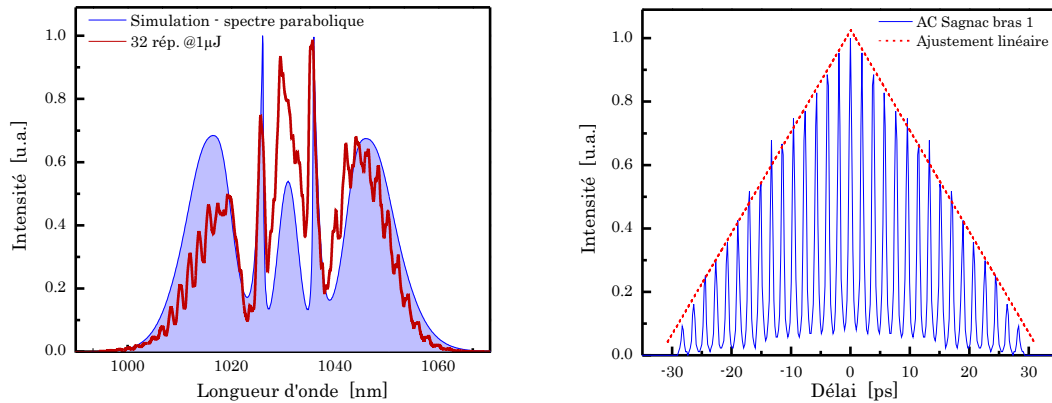
Dans cette section nous cherchons à étudier et quantifier différents aspects pouvant nuire à la combinaison des impulsions. La symétrie de l'interféromètre spatial ayant déjà été abordée (Section 2.1.2), nous nous focalisons plus particulièrement sur les aspects temporels.

Nous nous appuyons ici sur la mise en évidence expérimentale de deux contributions (Fig. IV.9). La première d'entre elles, conséquence du fort élargissement spectral, est causée par une variation des propriétés dispersives des chemins optiques aller et retour. Celle-ci a été identifiée par une équipe allemande ayant développé un dispositif identique en parallèle de nos recherches [Klenke 13b]. Les auteurs ont alors constaté que les interférences spectrales, causées par l'apparition de répliques parasites, n'étaient visibles que sur la partie élargie du spectre. Comme nous pouvons le constater sur la figure IV.9(a), où le spectre élargi à 32 répliques est comparé au spectre issu d'une simulation, les oscillations spectrales ( $\Delta\lambda = 1,8 \text{ nm}$ ) ne sont présentes que sur les bords du spectre. Les modulations observées dans la partie centrale sont ici dues à la forme du spectre (de l'impulsion) incident, proche d'une parabole.

La deuxième contribution est, quant à elle, liée à l'uniformité du train de répliques. En effet, l'auto-modulation de phase retranscrit tout changement d'intensité en une variation de phase qui dans le cas d'un dispositif de combinaison peut être désastreuse. La figure IV.9(b))

présente ainsi le profil d'autocorrélation du train de 16 répliques avant élargissement dans la fibre passive. Dans le cas idéal, où toutes les répliques ont la même amplitude, le profil d'autocorrélation est triangulaire. Or dans la figure IV.9(b), un ajustement linéaire par rapport au maximum de chaque réplique, montre que le profil d'autocorrélation diffère du cas idéal. À titre indicatif, l'erreur au sens des moindres carrés par rapport à l'ajustement linéaire est ici de 8%. On notera cependant que cette valeur n'est pas représentative des variations d'amplitude du train de répliques, puisque la connaissance du poids de chacune des répliques à partir du profil d'autocorrélation est impossible.

Dans les deux sections à venir, nous détaillons précisément l'origine de ces deux contributions et étudions numériquement leur impact sur l'efficacité de combinaison et proposons, quand cela est possible, une stratégie pour minimiser la chute d'efficacité.



(a) Spectre expérimental combiné à énergie maximale pour 32 répliques. Celui-ci est comparé à une simulation (spectre parabolique,  $\Delta t = 380$  fs et  $P_{\text{crête}} = 1$  MW). La structure centrale est ici bien retrouvée et les interférences spectrales uniquement visibles sur les bords du spectre.

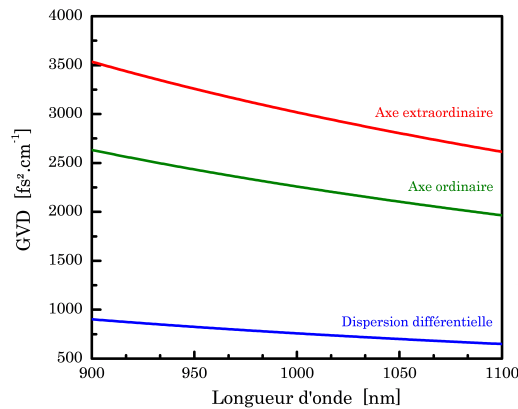
(b) Profil d'autocorrélation du train de 16 répliques mesuré sur le bras 1 de l'interféromètre de Sagnac (sens horaire, polarisée  $p$ ). La variation d'amplitude du train de répliques est mise en évidence à l'aide de l'ajustement linéaire.

FIGURE IV.9: Mise en évidence expérimentale des différentes contributions affectant l'efficacité de combinaison.

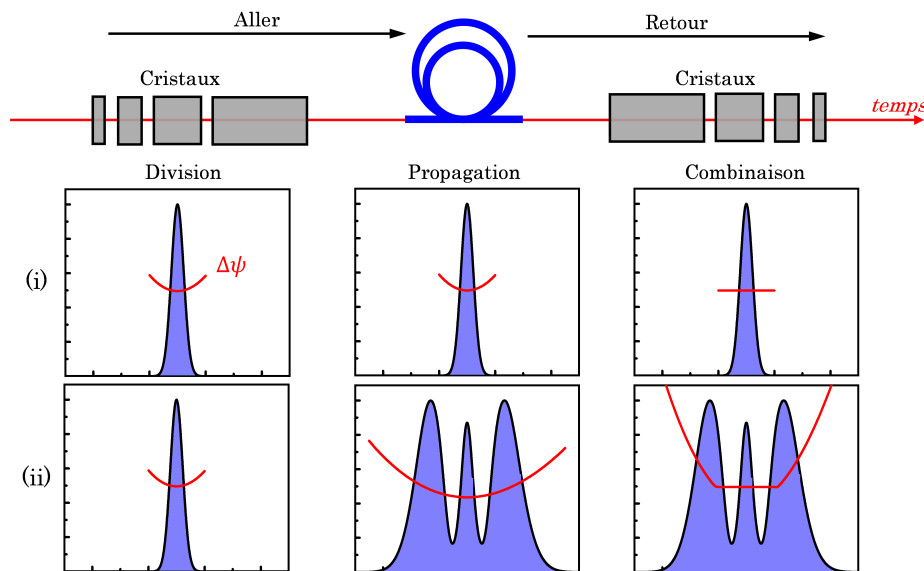
### 2.2.1 Dispersion différentielle

Le système de génération de répliques temporelles utilisés précédemment exploitent la forte différence de vitesse de groupe existant entre les deux axes cristallographiques d'un milieu biréfringent. En plus de cette différence d'indice, la variation fréquentielle de l'indice de réfraction des deux axes propres est généralement différente, ce qui conduit à l'accumulation d'ordres supérieurs de phase différents entre deux répliques orthogonales. C'est cette différence de phase (d'ordre  $\geq 2$ ) que nous dénommons *dispersion différentielle*. Celle-ci est mise en évidence sur la figure IV.10(a), représentant les dispersions de vitesses de groupe des axes ordinaire, extraordinaire et différentielle accumulées dans un cristal de YVO<sub>4</sub>. La dispersion différentielle de second ordre, à une longueur d'onde centrale de 1030 nm, est ici évaluée à 725 fs<sup>2</sup>.cm<sup>-1</sup>. Cette différence n'est, *a priori*, pas problématique dès lors qu'une rotation de polarisation et un aller/retour dans les cristaux sont effectués. C'est effectivement le cas dans un système linéaire (Fig. IV.10(b)), c'est-à-dire, où le profil spectral incident est inchangé entre les étages de division/combinaison. Dans ce cas, la différence de dispersion accumulée à l'aller par deux répliques orthogonales est de signe opposée lors de la propagation retour. Celle-ci est donc automatiquement compensée.

À l'inverse, dans un système non-linéaire où le spectre est élargi entre les étages de division et de combinaison (Fig. IV.10(b)), le contenu spectral généré n'est pas compensé puisque celui-



(a) Dispersion de vitesse de groupe (GVD, *Group Velocity Dispersion*) de l'axe ordinaire et extraordinaire d'un cristal d'YVO<sub>4</sub>.



(b) Différence de phase spectrale  $\Delta\psi$  accumulée dans un système linéaire (i) et non-linéaire (ii). La propagation aller/retour dans le système est ici dissociée pour plus de clarté.

FIGURE IV.10: Mécanisme d'apparition de la dispersion différentielle dans un système de combinaison temporelle à cristaux.

ci ne traverse les cristaux que lors de l'étape de combinaison. Cela induit donc une différence de phase entre deux répliques orthogonales dont les principales caractéristiques sont :

- La dispersion différentielle affecte uniquement la partie du spectre élargie. Elle est nulle pour les composantes spectrales communes entre l'aller et le retour.
- Comme tout phénomène dispersif, la dispersion différentielle est d'autant plus importante que l'épaisseur du milieu traversé est grande.
- Plus le spectre est élargi plus l'efficacité de combinaison est impactée par la dispersion différentielle. En supposant l'amplitude des répliques identiques les systèmes de combinaison temporelle non-linéaire sont ainsi intrinsèquement limités.

Pour gagner en compréhension et afin d'évaluer quantitativement son impact sur le processus de combinaison, nous réalisons une étude numérique des dispositifs précédemment décrits. Pour ce faire, nous résolvons numériquement l'équation non-linéaire de Schrödinger en tenant compte de la propagation dans les cristaux de YVO<sub>4</sub>. Celle-ci est supposée linéaire et l'ensemble des ordres de dispersion est pris en compte en modélisant la dépendance fréquentielle de l'indice

de réfraction à l'aide du modèle empirique de Sellmeier. Le formalisme matriciel de Jones est également utilisé afin de tenir compte de la rotation de polarisation entre les cristaux. La propagation dans la fibre est modélisée à l'aide d'un algorithme à pas divisé vectorialisé prenant en compte l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée entre répliques orthogonales. Contrairement aux cristaux d' $\text{YVO}_4$  la silice est isotrope et sa dispersion identique pour toutes les répliques. De plus, elle n'influence en rien l'efficacité de combinaison. Elle n'est donc prise en compte ici que jusqu'à l'ordre 3. La condition initiale est une impulsion gaussienne, limitée par transformée de Fourier, d'une durée de 300 fs à la longueur d'onde centrale de 1030 nm. Nous simulons donc :

1. La génération d'un maximum de 16 répliques temporelles suite à la propagation dans une série de 4 cristaux de vanadate d'yttrium coupés suivant l'axe  $a$ . L'épaisseur de ceux-ci est fixée, en accord avec les conditions expérimentales, à 2,5 mm, 5, 10 et 20 mm. La ligne de division est ici supposée parfaite, c'est-à-dire que les répliques générées ont toutes la même amplitude.
2. L'injection et la propagation dans une fibre passive d'une longueur de 8 cm et d'un diamètre de champ modal de 45  $\mu\text{m}$ . La propagation est supposée sans perte et la puissance crête par répliques ajustée pour que les spectres élargis correspondent aux spectres expérimentaux. Celle-ci est ainsi fixée à 1 MW/réplique.
3. La propagation réciproque dans les cristaux, après rotation de  $90^\circ$  de l'état de polarisation. L'éjection du faisceau combinée sur un polariseur et le calcul de l'efficacité de combinaison, prenant en compte les contributions spatiales et temporelles.

Les résultats sont présentés sur la figure IV.11. Les évolutions de l'efficacité de combinaison et de l'énergie de sortie sont tracées sur les figures IV.11(a) et IV.11(b) en fonction du nombre de répliques et d'une énergie par impulsion croissante. L'énergie par réplique est ici augmentée jusqu'à 2  $\mu\text{J}$ /réplique. On notera qu'en pratique, l'auto-focalisation du faisceau et/ou le dommage des faces de la fibre apparaît autour de 1  $\mu\text{J}$ . Il apparaît clairement que l'efficacité de combinaison décroît avec l'augmentation de l'énergie, et donc du contenu spectral généré par auto-modulation de phase. De plus, la décroissance de l'efficacité est d'autant plus importante que le nombre de répliques est augmenté. À titre d'exemple, l'efficacité de combinaison est estimée à  $\eta = 99.8\%$  et  $\eta = 89\%$  pour 2 et 16 répliques et une énergie de 1  $\mu\text{J}$ /réplique. Comme énoncé précédemment, ce comportement est corrélé à l'augmentation de la distance de propagation dans les cristaux d' $\text{YVO}_4$ . La différence de phase accumulée est également visible sur le profil spectral (Fig. IV.11(c)) avec l'apparition d'oscillations spectrales sur les bords du spectre modulé par SPM. Comme attendu, la partie centrale du spectre, commune à l'aller et au retour, ne présente aucune oscillation puisque la dispersion différentielle est automatiquement compensée dans cette région.

La dispersion différentielle est donc un facteur intrinsèquement limitant des dispositifs de post-compression, ou plus généralement non-linéaire. Dépendante des propriétés du cristal et du niveau de non-linéarité, celle-ci impose une valeur haute à l'efficacité de combinaison. Il est cependant possible d'atténuer son impact en minimisant la longueur de propagation dans les cristaux. Pour cela, la longueur entre deux cristaux consécutifs doit être exactement doublée afin de minimiser tout excédent de matière. Deuxièmement, la longueur du plus petit cristal doit être réduite autant que possible tout en évitant un recouvrement temporel entre deux répliques qui induirait un couplage non-linéaire, via la modulation de phase croisée. Partant de ces deux considérations, nous avons étudié la longueur minimale nécessaire pour minimiser la chute d'efficacité attribuée à la dispersion différentielle. Pour une durée d'impulsion de 300 fs et un élargissement similaire à l'expérience, la longueur optimale du plus petit cristal est autour de 1 mm, ce qui correspond à une efficacité de plus de 99% pour un dispositif à 16 répliques temporelles.

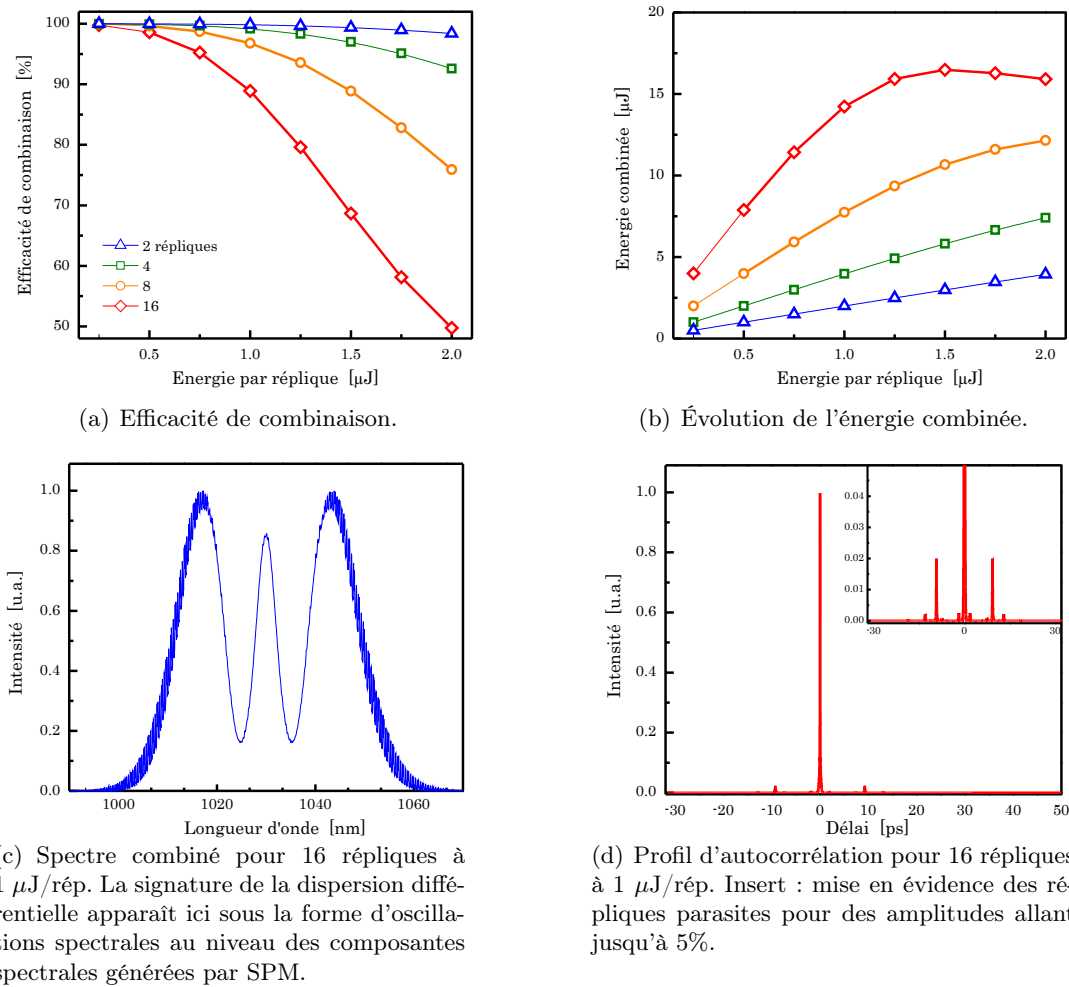


FIGURE IV.11: Étude quantitative de l'impact de la dispersion différentielle dans un système de combinaison identique à celui de la section 2.1.1.

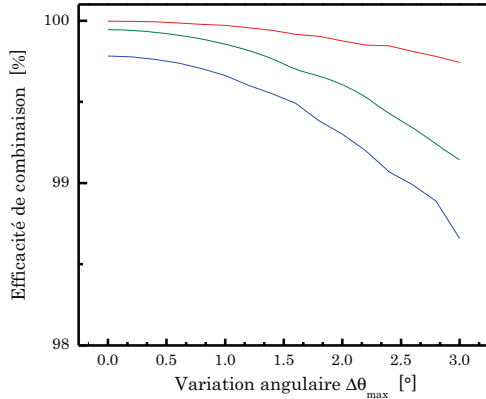
Bien que notre démarche ait été focalisée sur l'emploi de cristaux biréfringents, elle n'en est pas moins pertinente dans le cas de l'utilisation de polariseurs et de lignes à retard. En effet les effets de dispersion différentielle sont toujours, mais dans une moindre mesure, existants entre le faisceau polarisé  $s$  (réfléchi par le polariseur) et le faisceau polarisé  $p$  (transmis par le polariseur). L'ordre de grandeur de cette différence de vitesse de groupe, entre l'air et la silice fondue, est de  $200 \text{ fs}^2 \cdot \text{cm}^{-1}$  à la longueur d'onde de  $1030 \text{ nm}$ . Cette valeur est bien sur nettement inférieure à celle induite dans les cristaux. Elle peut toutefois limiter l'efficacité du système, notamment dans le cas de la manipulation d'impulsions de quelques cycles optiques. Dans ce cas cependant, la séparation spatiale des faisceaux, donne accès à leur chemin optique respectif. Il est alors possible d'ajuster la dispersion, ou toute autre propriété non-symétrique, du système en insérant un élément optique sur l'un des chemins. Dans ce cas, une lame de silice fondue pourrait être disposée sur le parcours du faisceau réfléchi pour parfaitement compenser la dispersion accumulée par le faisceau transmis.

## 2.2.2 Variations d'intensité

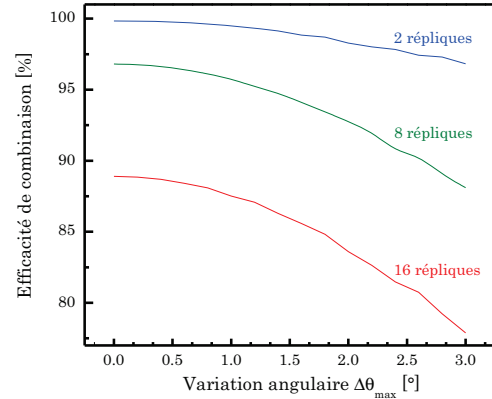
La chute d'efficacité rapportée dans l'expérience précédente est bien en-dessous de l'efficacité calculée en ne tenant compte que de la dispersion différentielle. Dans ce cas l'efficacité est de 89% pour 16 répliques à  $1 \mu\text{J}/\text{rép.}$  et des longueurs de cristaux identiques à celles de l'expérience. Expérimentalement, l'efficacité est cependant de 70%. En déduisant la contribution



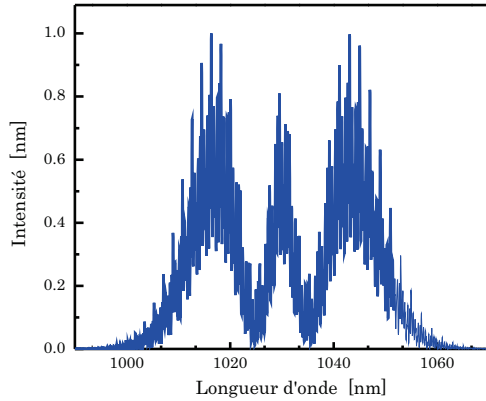
spatiale relative à l'emploi d'un interféromètre de Sagnac, estimée à 8%, l'efficacité reste toujours inférieure au 89% attendu.



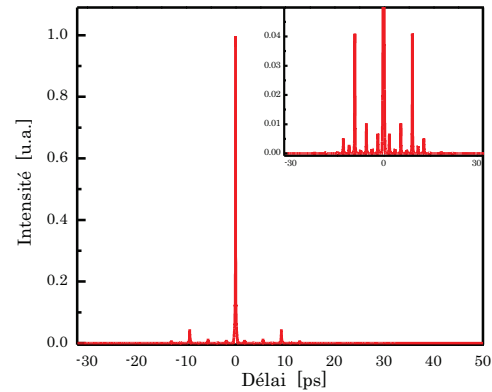
(a) Efficacité de combinaison, à basse énergie  $0,25 \mu\text{J}/\text{rép.}$ , en fonction de la précision angulaire.



(b) Efficacité de combinaison, à haute énergie  $1 \mu\text{J}/\text{rép.}$ , en fonction de la précision angulaire. On notera le changement d'échelle par rapport à la figure précédente.



(c) Spectre combiné ( $\eta = 77\%$ ,  $\Delta\theta_{max} = 3^\circ$ ) pour 16 répliques à  $1 \mu\text{J}/\text{rép.}$



(d) Profil d'autocorrélation ( $\eta = 77\%$ ,  $\Delta\theta_{max} = 3^\circ$ ) pour 16 répliques à  $1 \mu\text{J}/\text{rép.}$ . Insert : mise en évidence des répliques parasites pour des amplitudes allant jusqu'à 5%.

FIGURE IV.12: Étude quantitative de l'impact d'une variation aléatoire de l'orientation des cristaux de divisions/combinaisons dans un système identique à celui de la section 2.1.1.

Dans un tel dispositif, l'utilisation d'une fibre passive pour élargir le spectre annule de fait toute contribution relative au gain et à la phase Kramers-Krönig. Les répliques peuvent cependant être générées avec des amplitudes légèrement différentes. Des imperfections du système comme la coupe des cristaux ou leurs orientations peuvent en effet être à l'origine de telles fluctuations d'amplitudes qui se traduisent, via auto-modulation de phase, par des fluctuations de phase. Afin de quantifier cet effet, nous réalisons une nouvelle série de simulations. Nous considérons ici une variation aléatoire de l'orientation des différents cristaux. Pour cela, l'angle  $\Delta\theta$  des cristaux, par rapport au cas idéal, est pris comme une variable aléatoire ayant une distribution uniforme sur l'intervalle  $[-\frac{\Delta\theta_{max}}{2}, \frac{\Delta\theta_{max}}{2}]$ . Afin de simuler correctement l'aller/retour dans les cristaux, les variations d'angle sont identiques entre les étages de division/combinaison. L'efficacité de combinaison est calculée pour 200 réalisations à différents angles et est moyennée suivant la méthode de Monte-Carlo. La simulation, basée sur le même algorithme que précédemment, tient compte de tous les effets énoncés précédemment, y compris la dispersion différentielle.

La figure IV.12 montre l'évolution de la moyenne de l'efficacité de combinaison en fonc-

tion de  $\Delta\theta_{max}$ , pour un nombre croissant de répliques temporelles et une énergie de  $0,25 \mu\text{J}$  (Fig. IV.12(a)) et  $1 \mu\text{J}/\text{réplique}$  (Fig. IV.12(b)). Pour un système parfaitement réglé et déterministe ( $\Delta\theta_{max} = 0^\circ$ ), nous retrouvons les efficacités de combinaison obtenues précédemment, c'est-à-dire uniquement limitées par la dispersion différentielle. Lorsque  $\Delta\theta_{max} > 0$ , nous observons clairement une chute de l'efficacité à mesure que l'incertitude sur l'orientation des cristaux augmente, une valeur de 78% est obtenue pour  $1 \mu\text{J}/\text{réplique}$ , 16 répliques et une précision angulaire de  $\Delta\theta_{max} = 3^\circ$ . Notons que cette variation d'angle correspond à un écart maximal en puissance de seulement  $\pm 5\%$ . L'efficacité décroît aussi avec le nombre de répliques générées. La chute d'efficacité associée est également visible sur les profils temporel et spectral de l'impulsion. Ceux-ci sont respectivement tracés sur les figures IV.12(d) et IV.12(c) pour une efficacité de combinaison de 77% et 16 répliques temporelles à  $1 \mu\text{J}/\text{réplique}$ . Les interférences spectrales (et les répliques parasites correspondantes) sont maintenant visibles sur l'ensemble du spectre puisque le déphasage non-linéaire est susceptible de varier entre deux répliques faisant ainsi varier la phase spectrale sur l'ensemble du profil spectral.

En tenant compte de l'efficacité de combinaison de 92% mesurée avec l'interféromètre de Sagnac seul, l'incertitude angulaire correspondant à l'efficacité expérimentale de 70% est  $\Delta\theta_{max} = 3^\circ$ . Pour 16 répliques, chacune à une énergie de  $1 \mu\text{J}$ , la déviation standard correspondante est donc

$$\sigma_\theta = \frac{1}{2\sqrt{3}} \cdot \Delta\theta_{max} = 0,87^\circ. \quad (\text{IV.7})$$

Dans notre cas, l'orientation des cristaux doit donc être ajustée avec une précision inférieure à  $\sigma_\theta$  si l'on veut espérer approcher la limite théorique fixée par la dispersion différentielle. L'égalisation de la puissance contenue dans chaque réplique est donc une importante source de perte dans un système de combinaison non-linéaire.

### 2.3 Conclusion

L'architecture de combinaison présentée dans cette section permet une montée en énergie significative des systèmes de post-compression. Dans une expérience de principe nous avons ainsi démontré la compression non-linéaire d'impulsions d'une puissance crête incidente de 72 MW, 18 fois supérieure au seuil d'auto-focalisation, synonyme d'endommagement de la silice.

L'évolution des performances temporelles du dispositif ainsi que l'efficacité de combinaison ont été étudiées en fonction du nombre de répliques générées et des non-linéarités induites. Bien que les performances de compression (élargissement, durée) soient indépendantes du nombre de divisions temporelles, une forte chute de l'efficacité a en revanche été observée. Il apparaît en effet que l'élargissement spectral réalisé entre les étages de division/combinaison contribue à dissymétriser les propriétés optiques des deux chemins, introduisant un déphasage de phase spectrale entre les répliques. De plus, l'extrême non-linéarité du système le rend d'autant plus sensible à toute imperfection ou dissymétrie entre répliques. Une étude numérique nous a permis de quantifier ces sources de décroissance nous permettant d'envisager une conception plus abouti et optimisé des futurs systèmes de post-compression basés sur ce principe.

Un tel dispositif peut bien sûr être étendu à toutes les architectures limitées en énergie et notamment à celles basées sur des capillaires remplis de gaz. La génération d'impulsions de 6 fs et  $600 \mu\text{J}$  a par ailleurs été démontrée par une équipe du LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée) en collaboration avec notre équipe [Jacqmin 15a, Jacqmin 15b]. Partant d'impulsion de 30 fs issues d'une chaîne laser Ti :Sa, deux répliques temporelles ont été générées à l'aide d'une lame de calcite de  $500 \mu\text{m}$ . Dans ce cas cependant, l'étage de combinaison est séparé de l'étage de division. Bien que nécessitant un contrôle accru du délai, réalisé en contrôlant l'orientation des différents axes cristallins, la séparation temporelle entre les répliques (150 fs) est suffisamment faible pour que les variations causées par le bruit environnant soient négligeables d'un étage à un autre.

Un système de combinaison actif a également été démontré et intégré [Klenke 14b]. L'avantage d'une telle architecture est de s'affranchir des effets liés à la dispersion différentielle. La complexité du système est cependant accrue dès lors que l'on cherche à augmenter le nombre de voies.

### 3 Fibre Kagomé à cœur creux

Dans cette section, nous présentons une expérience de post-compression basée sur l'utilisation d'une nouvelle génération de guide d'onde. Ces fibres optiques, à cœur creux, permettent d'assurer un guidage monomode du faisceau laser tout en favorisant un confinement du faisceau permettant un élargissement spectral conséquent à des énergies modérées ( $1 < E < 100 \mu\text{J}$ ). Bien qu'aucun dispositif de combinaison ne soit utilisé, nous étudions ces guides dans des conditions extrêmes et envisageons leur utilisation avec les dispositifs précédemment évoqués.

#### 3.1 Guides optiques à cœur creux

##### 3.1.1 Fibres à bandes interdites photoniques

Le développement des fibres PCF a permis le développement de nouvelles générations de fibres comme par exemple les fibres dopées LMA (Section 2.3.1). Dans ce cas la micro-structuration de la gaine permet d'abaisser la différence d'indice entre le cœur dopé et la gaine multimode et donc de satisfaire aux conditions nécessaires à une propagation monomode. La périodicité de la structure est également à l'origine d'une nouvelle classe de fibres dans laquelle la condition de guidage n'est plus satisfaite par réflexion totale interne mais par bandes interdites photoniques [Russell 03]. Dans ces guides, le cœur possède un indice plus petit que la gaine tout en assurant pour autant un guidage monomode pour une certaine plage spectrale. C'est en fait la périodicité de la structure qui est à l'origine du confinement modal dans le cœur. À l'image des bandes interdites d'un cristal formé par l'agencement périodique, sous forme d'une maille cristalline, des atomes ; la structuration périodique de l'indice de réfraction conduit à la formation de bandes interdites en fréquence (énergie) empêchant certaines composantes fréquentielles de se propager dans la gaine. C'est l'introduction d'un « défaut » dans la structure, formant ainsi le cœur de la fibre, qui permet le guidage d'un mode. La lumière est alors confinée transversalement dans ce défaut et peut se propager le long de la fibre seulement pour une gamme de fréquences délimitée par les bandes interdites.

Un tel comportement a dès lors autorisé le développement de fibres dites à cœur creux (HC-PCF, *Hollow-Core Photonic Crystal Fiber*). Dans celles-ci la silice, constituant principal du cœur, est tout simplement enlevée pour laisser place à un cœur vide pouvant être rempli par un liquide ou un gaz. Les effets non-linéaires sont ainsi considérablement réduits en comparaison d'un cœur en silice. Ces guides présentent donc un intérêt tout particulier notamment au vu de la montée en énergie des systèmes de post-compression basés sur des fibres à cœur silice puisque le seuil d'auto-focalisation, et donc l'endommagement, est fortement repoussé. Ces fibres sont toutefois limitées par un certains nombres d'aspects comme :

- Une bande de transmission réduite délimitée par les bandes interdites. Celle-ci est typiquement de 50 THz ( $\Delta\lambda = 176 \text{ nm}$  à une longueur d'onde centrale de 1030 nm). Bien que cette plage de transmission soit suffisante et permette potentiellement la génération d'impulsions sub-100 fs, elle peut devenir étroite dès lors que les durées d'impulsions sont inférieures à 50 fs.
- Un diamètre de champ modal réduit. Les fibres à cœur creux disponibles commercialement <sup>1</sup> possèdent un diamètre de champ modal de quelques microns autour de  $1 \mu\text{m}$ . Le fort confinement du champ électrique conduit alors rapidement à des intensités proches du seuil d'ionisation du milieu nécessitant alors l'utilisation de gaz rares et la mise sous pression du système.
- Une forte dispersion de vitesse de groupe. Le fort guidage imposé par le confinement est en effet responsable d'une forte dispersion chromatique pour le guide, généralement prépondérante devant la dispersion du milieu constituant le cœur. Cette propriété est problématique dans le cas d'un dispositif de post-compression car elle contribue à éta-

1. Fibre HC-1060, [www.nktpotonics.com](http://www.nktpotonics.com).

ler temporellement le paquet d'ondes et à diminuer sa puissance crête au cours de la propagation.

- L'intégrale de recouvrement du mode fondamental avec la silice. En effet, malgré leur cœur creux et une fraction d'air importante, les modes se propageant dans la fibre ont une intégrale de recouvrement non-nulle avec la silice pouvant atteindre plusieurs pourcents. Ce recouvrement non-négligeable avec la silice constituant la micro-structure est ici le principal problème à l'utilisation de ces fibres dans un système de post-compression. À forte énergie en effet, cela peut conduire à un endommagement des ponts de silice.

Malgré des difficultés de mise en œuvre dans des architectures de compression non-linéaire, les fibres à cœur creux restent néanmoins utilisées dès lors que l'on cherche à réduire les non-linéarités pour permettre, par exemple, le transport d'impulsions [Humbert 04]. Leurs propriétés dispersives peuvent également être ajustées et elles peuvent ainsi être utilisées comme compresseur dans des systèmes tout fibrés [Verhoef 14].

### 3.1.2 Fibres Kagomé à contour hypocycloïdal

Les propriétés des fibres creuses, et plus généralement des fibres micro-structurées, sont largement dictées par les caractéristiques géométriques de la gaine et notamment par la forme et la taille de la maille élémentaire, constitutive du motif périodique. Ainsi, suite aux premiers développements de fibres creuses, une nouvelle géométrie de fibres a pu voir le jour. La gaine de ces fibres consiste en un pavage tri-hexagonal où chaque nœud du réseau est entouré par deux triangles et deux hexagones formant la cellule élémentaire (Fig. IV.13). Cet arrangement rappelant celui d'un panier traditionnel japonais elles portent le nom de *Kagomé* (du japonais *Kagom* : panier, et *me* : œil). Cet agencement périodique est à l'origine d'une modification drastique de leur comportement et de leurs propriétés en comparaison des fibres à bandes interdites.

À la différence des fibres creuses usuelles, les fibres Kagomé se différencient par leur « absence » de bandes interdites<sup>1</sup>. Elles peuvent de ce fait guider la lumière sur une plage spectrale bien plus grande [Couny 07]. Le processus de guidage est ici caractérisé par l'intégrale de recouvrement entre les modes de gaines (se propageant le long des structures en silice) et des modes du cœur de fibre. Bien que les modes de gaines puissent toujours se propager c'est leur interaction avec le mode de cœur qui déterminera les zones de forte et faible transmission. Dans le cas des zones de fortes transmission, les modes de gaine sont confinés dans la structure en silice, empêchant tout couplage avec le cœur. Concrètement les modes de gaine et de cœur présentent alors un désaccord de phase entre les composantes transverses de leur vecteur d'onde respectif. Le mécanisme de guidage sous-jacent est ainsi dit à *couplage inhibé* [Couny 07, Debord 13b] en référence au fort désaccord nécessaire entre les modes de gaine et de cœur. À contrario, dans les zones de faible transmission, l'intégrale de recouvrement prend des valeurs plus élevées, autorisant alors le couplage entre les modes de cœur et les modes de gaine. Les longueurs d'ondes délimitant les zones de faible transmission (fortes pertes) des zones « monomodes » de forte transmission peuvent s'écrire :

$$\lambda_m = \frac{2e}{m} \sqrt{n_s^2 - 1} , \quad (\text{IV.8})$$

où  $m \geq 1$  est un entier représentant le paramètre d'ordre,  $e$  est l'épaisseur des ponts de silice et  $n_s$  l'indice de réfraction de la silice.

On voit ainsi que c'est principalement l'épaisseur des ponts de silice qui dicte la position et la largeur des bandes spectrales. À titre d'exemple, pour que la bande fondamentale se situe autour de  $1 \mu\text{m}$  leur épaisseur doit être autour de 450 nm. En plus de ces larges bandes de transmission, les tailles de cœur accessibles avec ces fibres sont bien plus importantes, avec

1. On parlera plutôt de bandes de forte ou faible transmission.

des diamètres de champ modal de  $40\ \mu\text{m}$  et pouvant excéder  $80\ \mu\text{m}$  [Debord 14]. Avec de tels diamètres, l'impact de la dispersion du guide est également fortement réduit, si bien que la dispersion chromatique est bien inférieure (de 10 à 100 fois moins) à celles des fibres creuses à bandes interdites.

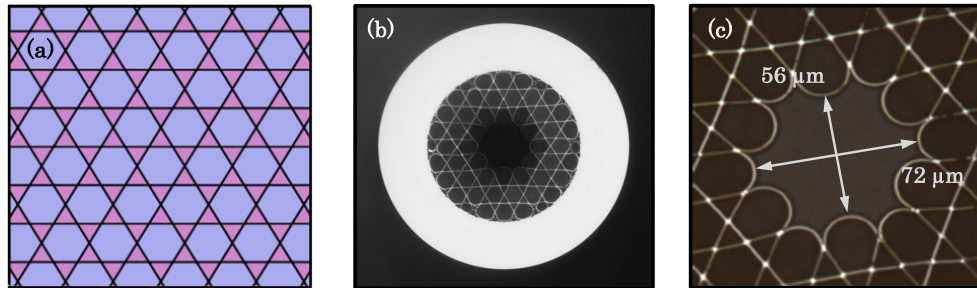


FIGURE IV.13: Maillage trihexagonal (a) d'une structure Kagomé. Chaque nœud est entouré de deux triangles (roses) et deux hexagones (bleus). Image de la face transverse (b) et zoom sur le cœur à contour hypocycloïdal (c) de la fibre utilisée dans l'expérience de post-compression. Le diamètre de champ modal est de  $40\ \mu\text{m}$ .

Ces fibres ont été initialement tirées avec des pertes de l'ordre de  $1\ \text{dB.m}^{-1}$ , 1000 fois supérieure à celles des fibres creuses habituelles, restreignant fortement leur champ d'applications. Elles sont aujourd'hui produites avec des pertes de quelques  $\text{dB.km}^{-1}$  [Debord 13a], grâce à l'apparition de cœur dit à contour hypocycloïdal (Fig. IV.13) [Wang 11]. Dans ces fibres les ponts de silice entourant le cœur sont fortement courbés vers son centre. Cette particularité permet de réduire de manière significative la fraction de puissance se propageant dans la silice, autour de  $10^{-4}$ . Cet arrangement permet également de limiter l'interaction avec les modes de gaine [Debord 13b].

L'optimisation de la courbure des ponts de silice du cœur a permis de réduire les pertes dans les fibres Kagomé. L'influence de leur rayon de courbure a également été étudiée [Debord 13b], et a montré que les pertes diminuent à mesure que le rayon de courbure est lui aussi diminué. De plus, pour une courbure suffisamment importante, les pertes de propagation des modes d'ordres supérieurs (se propageant dans le cœur) sont augmentées permettant une discrimination modale et donc l'obtention de fibres quasi-monomodes.

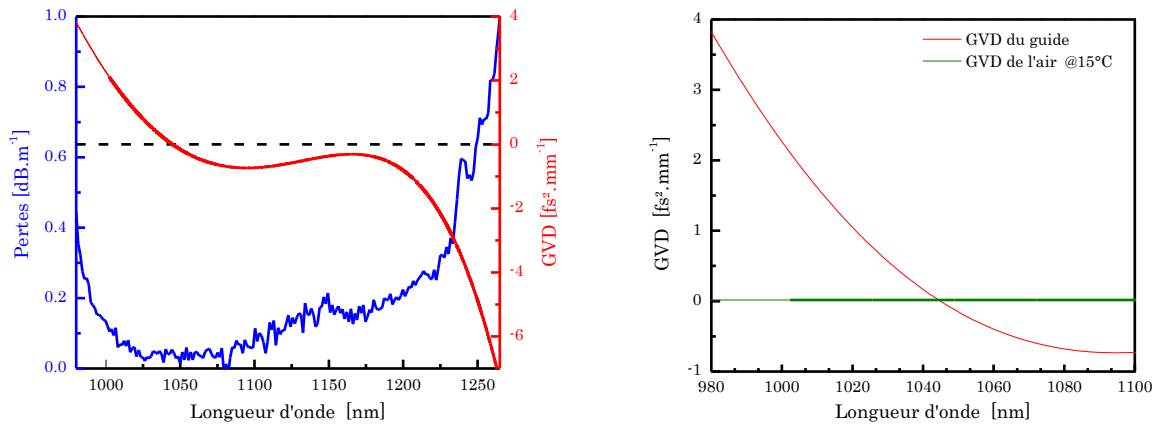
Les propriétés (diamètre, intégrale de recouvrement) des fibres Kagomé en font donc d'excellentes candidates pour toutes les applications visant à minimiser les effets non-linéaires au cours de la propagation d'une impulsion. Elles semblent de plus bien adaptées à la compression non-linéaire d'impulsions femtoseconde. De récents travaux, visant à intégrer une telle fibre dans un dispositif de post-compression standard, ont d'ailleurs démontré la compression d'impulsions à une énergie modérée de  $1\ \mu\text{J}$  [Emaury 13]. Dans cette expérience, la fibre est cependant remplie d'un gaz rare, augmentant la complexité du système. Une autre expérience [Debord 14] a également démontré l'auto-compression d'impulsions femtosecondes de  $500\ \mu\text{J}$  en régime de dispersion anormale. Dans ce cas, la compression repose sur la propagation complexe de soliton d'ordres supérieurs [Agrawal 00] rendant le système moins contrôlable qu'un dispositif de post-compression.

Dans la section suivante, nous nous focalisons sur les limitations énergétiques d'un système de post-compression basé sur l'utilisation d'un morceau de  $1,2\ \text{m}$  de fibre Kagomé à contour hypocycloïdal. L'idée principale consiste ici à simplifier au maximum le dispositif expérimental. Pour cela nous démontrons son utilisation à l'air libre et pression atmosphérique pour éviter la complexité engendrée par un système de pressurisation. La propagation est de plus réalisée dans un tronçon de fibre suffisamment court pour se placer dans un régime où seule la SPM est dominante et ainsi éviter tout phénomène de propagation solitonique.

## 3.2 Démonstration expérimentale

### 3.2.1 Considérations préalables

La fibre, d'une longueur de 1,2 m, utilisée dans notre expérience, est à 7 trous manquants et composée d'une gaine de trois anneaux. Son diamètre externe est de 350  $\mu\text{m}$ . Son cœur, à contour hypocycloïdal, possède quant à lui un diamètre externe de 72  $\mu\text{m}$  et interne de 54  $\mu\text{m}$  (Fig. IV.13). Les paramètres de la fibre, et notamment l'épaisseur des ponts de silice, permettent une opération optimale dans le proche infrarouge. Ses propriétés linéaires sont tracées sur la figure IV.14 montrant une mesure expérimentale des pertes spectrales ainsi qu'une simulation, par la méthode des éléments finis, de sa dispersion chromatique. La largeur de la bande fondamentale de transmission, située autour de 1,1  $\mu\text{m}$ , est estimée à 210 nm. Les pertes de propagation sont inférieures à 200  $\text{dB.km}^{-1}$  sur une plage allant de 990 à 1200 nm, avec un minimum de pertes estimé à 20  $\text{dB.km}^{-1}$  autour de 1030 nm. La dispersion de vitesse de groupe simulée est également faible et normale à la même longueur d'onde avec une valeur  $\beta_2 = +0.56 \text{ fs}^2.\text{mm}^{-1}$ . Cette valeur est ici avantageuse dans notre dispositif car elle limite l'étalement temporel et permet donc de maintenir une puissance crête élevée au cours de la propagation. Dans notre cas en effet avec une durée incidente  $\Delta t_0 = 330 \text{ fs}$  la longueur de dispersion correspondante est  $L_D = \frac{\Delta t_0^2}{|\beta_2|} = 194 \text{ m}$  et reste supérieure à la longueur de fibre (1,2 m) au cours de la propagation, et ce même en supposant un élargissement supportant des impulsions de 30 fs. Dans les figures IV.14(a) et IV.14(b), la dispersion calculée numériquement (sous vide) est celle du guide uniquement et doit donc être pondérée avec celle du milieu constituant le cœur. Dans le cas de l'air, la dispersion chromatique, d'une valeur  $\beta_2 = +0.016 \text{ fs}^2.\text{mm}^{-1}$  à 1030 nm, est cependant très inférieure à celle du guide et on considérera donc que la dispersion accumulée par l'impulsion est identique à celle du guide.



(a) Pertes expérimentales et dispersion simulée du guide sur l'ensemble de la bande fondamentale de transmission. Le zéro de dispersion est située à  $\lambda_0 = 1045 \text{ nm}$ .

(b) Zoom de la dispersion sur la plage spectrale d'intérêt. La dispersion du guide, simulée à l'aide de la méthode des éléments finis, ainsi que la dispersion de l'air (constituant le cœur de la fibre) sont tracées.

FIGURE IV.14: Propriétés de propagation linéaire de la fibre Kagomé à contour hypocycloïdal utilisée au cours de l'expérience.

Nous pouvons également constater sur les figures IV.14(a) et IV.14(b) un changement de signe de la dispersion de vitesse de groupe à une longueur d'onde  $\lambda_0 = 1045 \text{ nm}$ . Dans cette situation, l'impact du  $\beta_2$  est fortement réduit et la contribution de la dispersion de troisième ordre est souvent plus importante, ce qui peut dégrader la qualité finale de l'impulsion et ce d'autant plus que le facteur de compression est important. Nous avons ainsi estimé l'impact de l'ordre 3 via une simulation faite dans les conditions expérimentales envisagées. L'impulsion initiale considérée est identique à celle présentée sur la figure II.18. Son énergie

est fixée à  $30 \mu\text{J}$  et nous supposons une propagation dans une fibre Kagomé de 1,2 m ayant les mêmes propriétés dispersives. L'indice non-linéaire de l'air, autour de  $1 \mu\text{m}$ , est pris égal à  $n_2 = 3,2 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  [Tzortzakis 01] soit mille fois moins que dans une fibre à cœur silice. Les résultats sont présentés sur la figure IV.15 pour un facteur de compression de 10. Le troisième ordre de dispersion contribue ainsi à un allongement de l'impulsion après compression, notamment en ayant tendance à « freiner » l'élargissement spectral (Fig. IV.15(a)). L'impulsion passe ainsi d'une durée de 34 fs (sans  $\beta_3$ ) à 40 fs. La qualité temporelle est également dégradée, notamment au travers une augmentation de l'énergie contenue dans les pieds de l'impulsion. Son impact reste cependant acceptable pour les durées d'impulsion recherchées. Il est clair que pour des durées inférieures à 30 fs sa contribution serait de moins en moins négligeable et conduirait à de fortes distorsions temporelles.

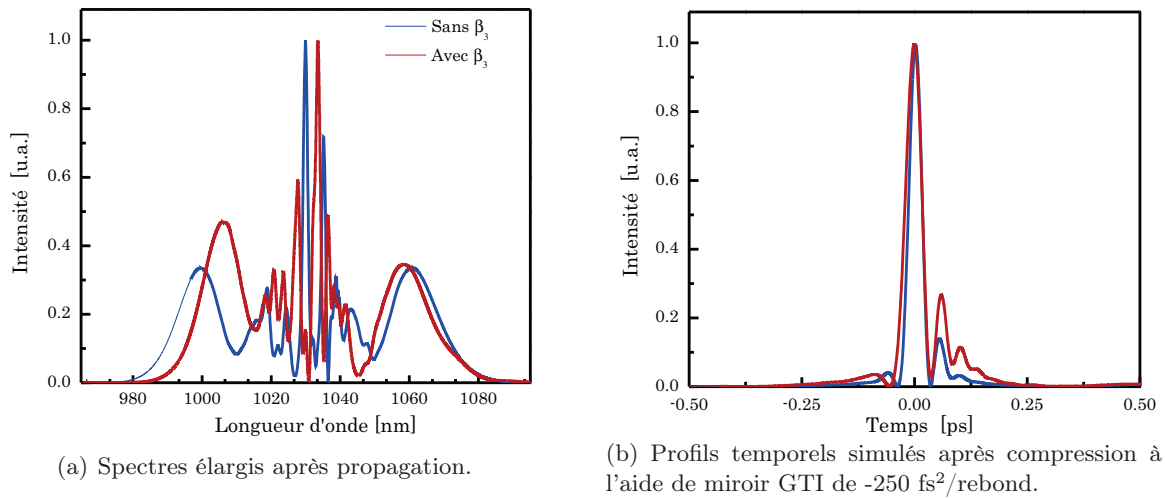


FIGURE IV.15: Impact du troisième ordre de dispersion sur l'élargissement spectral et la qualité temporelle. La propagation est simulée dans une fibre ayant un  $MFD = 40 \mu\text{m}$ , une longueur de 1,2 m et les mêmes propriétés dispersives exposées sur la figure IV.14. L'indice non-linéaire de l'air est pris ici  $n_2 = 3,2 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ .

D'après les simulations de propagation précédentes, nous pouvons constater qu'au vu des paramètres d'entrée considérés, les non-linéarités de l'air sont suffisantes pour élargir significativement le spectre de l'impulsion via auto-modulation de phase. La réponse non-linéaire de l'air contient également une contribution non-instantanée, caractérisée par une constante temporelle de 70 fs et une amplitude du même ordre de grandeur que la contribution instantanée due à l'effet Kerr [Nurhuda 05]. Dans nos conditions expérimentales et au vu de la portion réduite de fibre utilisée, les simulations révèlent que cette réponse (non prise en compte dans la figure IV.15) Raman affecte peu ou prou le spectre élargi. Sa principale signature est d'asymétriser le spectre élargi vers les basses longueurs d'onde mais sans affecter la compression.

### 3.2.2 Dispositif et résultats

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure IV.16. Celui-ci débute par amplificateur CPA à fibre capable de générer des impulsions de 300 fs à une cadence de 50 kHz. L'énergie par impulsion est ici limitée à  $150 \mu\text{J}$ . La puissance moyenne incidente maximale est donc de 7,5 W, ce qui nous permet de nous affranchir d'éventuels problèmes thermiques comme un dépointé de la fibre. Le faisceau est couplé dans la fibre Kagomé précédemment décrite, montée dans un V-gravé et est courbée avec un rayon de 15 cm. La fibre est utilisée sans aucun système de pressurisation et est donc remplie d'air à pression atmosphérique. Dans son ensemble, et en comparaison des dispositifs à haute énergie, ce dispositif est considérablement simplifié, en évitant l'utilisation d'un système de pressurisation ou de gaz rares coûteux. En sortie de fibre,



le faisceau est finalement collimaté et les impulsions comprimées à l'aide de miroirs GTI introduisant une dispersion  $-100 \text{ fs}^2$  par rebond. De cette manière le compresseur possède une haute efficacité de transmission. Les propriétés spatiale et temporelle du faisceau sont finalement mesurées en prélevant une fraction de puissance à l'aide d'une lame de prélèvement.

L'énergie d'entrée dans la fibre est augmentée progressivement et la dispersion négative introduite par le compresseur simultanément optimisée pour obtenir l'impulsion la plus courte et de meilleure qualité. Les meilleurs résultats sont obtenus pour une énergie de sortie de  $50 \mu\text{J}$  et une GVD totale de  $-2100 \text{ fs}^2$ . Dans cette configuration, l'efficacité du compresseur est de 93%. Pour des énergies supérieures, l'élargissement spectral devient trop important et s'étend alors au-delà de la bande de réflexion des miroirs diélectriques de transports et GTI utilisés. La transmission globale du système est estimée à 71% comprenant une efficacité de couplage dans la fibre de 81%, une transmission de 94% due aux pertes de propagation et une efficacité de compression de 93%. En sortie de fibre, le degré de polarisation linéaire est supérieure à 90%.

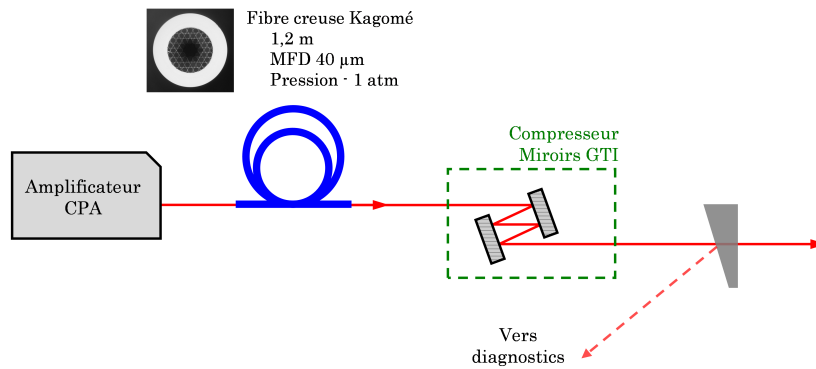


FIGURE IV.16: Agencement expérimental du dispositif de post-compression utilisant une fibre creuse Kagomé à contour hypocycloïdal. La fibre est utilisée à l'air libre et aucun système de pressurisation n'est utilisé.

À énergie maximale le faisceau de sortie est caractérisé temporellement à l'aide d'un FROG par génération de seconde harmonique. Le spectre est également mesuré indépendamment. Ces résultats sont présentés sur la figure IV.17. La reconstruction du champ électrique est effectuée sur une grille de  $1024 \times 1024$  pixels et converge vers une erreur de  $70 \times 10^{-4}$ . Les résultats du FROG sont ensuite confrontés aux mesures indépendantes révélant un bon accord, au moins qualitatif, avec le spectre expérimental. Seul le pic central à 1030 nm n'est pas retrouvé. Comme nous le verrons un peu plus en détail par la suite, celui-ci est attribué à une dégradation spatio-temporelle du faisceau lorsque l'énergie est fortement augmentée. La largeur spectrale, mesurée à  $-10 \text{ dB}$  est estimée à 90 nm. La phase spectrale est également tracée, celle-ci présente d'importantes variations, notamment au niveau du pic central avec une forte variation linéaire d'une amplitude de  $2\pi$ . Cette variation de phase, correspondant à un retard de groupe, correspond à la post-impulsion située 700 fs après l'impulsion principale. Cette hypothèse est d'ailleurs confirmée numériquement, à partir des données retrouvées du FROG. L'origine de cette post-impulsion est attribuée :

- Au piédestal de l'impulsion incidente. En effet, une compensation imparfaite de la phase de l'amplificateur CPA est à l'origine d'une structure temporelle de part et d'autre de l'impulsion principale (Fig. II.18). Au cours de l'élargissement spectral dans le guide, ce fond cohérent accumule lui une phase non-linéaire moins importante que l'impulsion principale. Il est finalement dispersé temporellement après passage dans les miroirs GTI.
- À une dégradation spatio-temporelle du faisceau. En effet, comme nous le détaillons plus bas, à forte énergie l'injection dans la fibre peut-être dégradée, favorisant la propagation de modes d'ordres supérieurs. Cette hypothèse permet également d'expliquer les différences d'amplitudes observées entre les spectres mesuré et retrouvé. Les modes d'ordres

supérieurs, retardés temporellement, sont filtrés dans le FROG.

Hormis le saut de phase centrale, la phase résiduelle est dominée par des termes d'ordres supérieurs, introduits vraisemblablement par les miroirs GTI. Dans le domaine temporel, l'impulsion retrouvée a d'une durée de 34 fs à mi-hauteur. L'énergie contenue dans l'impulsion principale est estimée à 55% de l'énergie totale. La durée en limite de Fourier est de 30 fs indiquant que la phase résiduelle a un impact réduit sur la durée d'impulsion finale. Malgré un piédestal s'étalant jusqu'à 1,5 ps, la puissance crête de l'impulsion est estimée à 700 MW pour une énergie de sortie de 50  $\mu\text{J}$ . En limite de Fourier celle-ci est de 1,27 GW. Avec une puissance crête incidente de 200 MW, ces résultats correspondent donc à un accroissement de la puissance crête d'un facteur 3,5 couplé à une réduction de la durée d'un facteur 10.

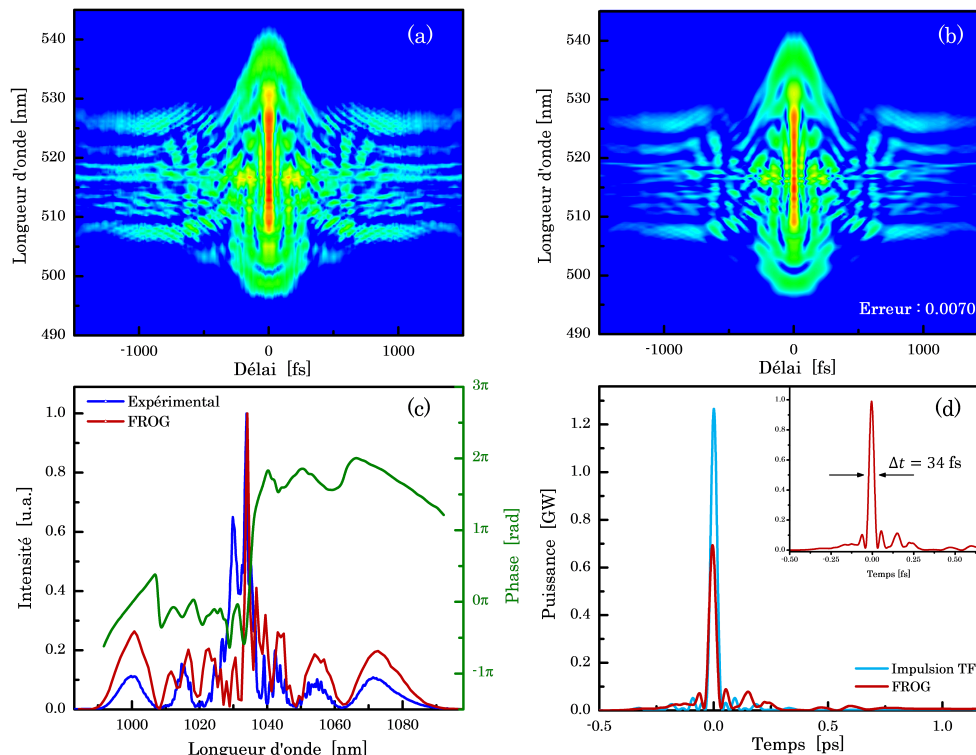


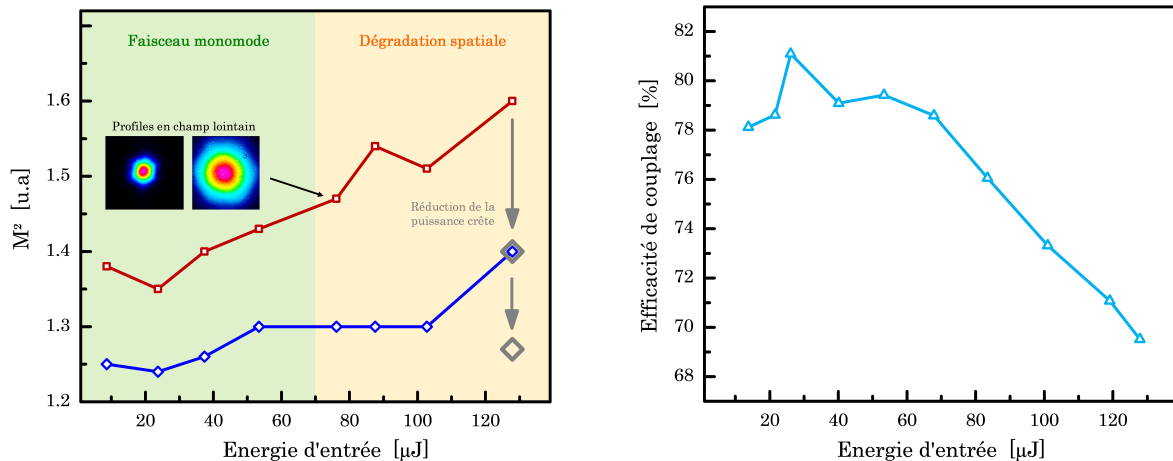
FIGURE IV.17: Traces FROG mesurée (a) et retrouvée (b) à énergie maximale. L'erreur de reconstruction est de 0.0070 sur une grille de  $1024 \times 1024$ . Spectre mesuré indépendamment et retrouvé (c), la phase spectrale est également tracée. Profil temporel retrouvé et profil limité par transformée de Fourier (d).

La qualité spatiale du faisceau est également mesurée. Le guidage permis avec les fibres Kagomé nous permet ainsi d'atteindre une bonne qualité spatiale avec un facteur  $M^2$  de 1,3 et 1,45 suivant deux axes orthogonaux. Malgré une légère dégradation par rapport à l'amplificateur à fibre ( $M^2 < 1,1$ ) les profils spatiaux en champ proche et lointain sont cependant quasi-gaussien (Fig. IV.18(a)).

### 3.2.3 Fonctionnement aux limites

En plus des résultats précédemment obtenus nous avons également cherché à étudier le système et ses limites à plus haute énergie. Pour cela, la transmission de la fibre ainsi que la qualité spatiale du faisceau sont systématiquement enregistrées à mesure que l'énergie d'entrée est augmentée. Les résultats sont reportés sur la figure IV.18 et montre une chute de l'efficacité de transmission d'environ 10% au-delà d'une énergie seuil de 70  $\mu\text{J}$  (Fig. IV.18(b)). On notera cependant qu'une partie (2 à 4%) de cette chute est causée par la bande de réflexion réduite des miroirs diélectriques utilisés. Néanmoins, cette décroissance est corrélée à une augmentation

du facteur  $M^2$ . Avec des valeurs initiales de 1,25 et 1,36 elles atteignent finalement 1,4 et 1,6 à une énergie incidente de 130  $\mu\text{J}$  (Fig. IV.18(a)). Ce comportement est ici attribué à un taux suffisant d'ionisation de l'air à l'entrée de la fibre qui en retour dégrade le couplage dans le mode fondamental et favorise l'apparition de modes d'ordres supérieurs. En effet, pour une énergie incidente de 60  $\mu\text{J}$ , l'intensité au foyer de la lentille d'injection est de l'ordre de  $10^{13} \text{ W.cm}^2$ , valeur pour laquelle l'ionisation de l'air devient non-négligeable [Malvache 12, Nurhuda 05]. De plus, le seuil d'auto-focalisation de l'air correspond à une puissance crête de 5 GW, 5 à 10 fois supérieure aux puissances crêtes utilisées. La chute d'efficacité et la dégradation spatiale peuvent ainsi être interprétées comme une conséquence d'un taux d'ionisation suffisant engendrant la formation d'un plasma au niveau de la face d'entrée de la fibre. Celui-ci contribue alors à défocaliser le faisceau et à détériorer l'injection dans la fibre en couplant une partie de l'énergie incidente en dehors du mode fondamental [Debord 14]. La puissance couplée dans la micro-structure et les modes d'ordres supérieures sont ensuite partiellement filtrés après propagation dans la fibre de 1,2 m ce qui contribue à diminuer l'efficacité de transmission. Bien que filtré, il reste cependant une fraction de puissance dans les modes d'ordres supérieurs qui contribue à dégrader le  $M^2$ . Pour confirmer cette dépendance en intensité, nous avons volontairement joué sur le tirage du compresseur du laser source, diminuant ainsi la puissance crête de l'impulsion incidente. Une amélioration de la qualité spatiale est alors observable (Fig. IV.18(a)) ainsi qu'une augmentation de l'efficacité de transmission, qui retrouve alors presque sa valeur initiale.



(a) Évolution du facteur de qualité spatiale  $M^2$  en sortie de fibre Kagomé en fonction de l'énergie d'entrée.

(b) Évolution de l'efficacité de couplage dans la fibre avec l'augmentation de l'énergie.

FIGURE IV.18: Étude aux limites de fonctionnement.

### 3.3 Conclusion

Nous avons démontré la compression non-linéaire d'impulsions de 330 fs et 70  $\mu\text{J}$  jusqu'à 34 fs et 50  $\mu\text{J}$ , ce qui correspond à une efficacité globale de 70% pour l'ensemble du dispositif. Ces résultats reposent sur l'utilisation d'une fibre Kagomé à contour hypocycloïdal possédant un  $MFD$  de 40  $\mu\text{m}$  remplie d'air à pression atmosphérique. Le dispositif est actuellement limité par l'ionisation du gaz, affectant alors l'injection puis la qualité spatiale en sortie. Cette limite peut cependant être repoussée autour de 200  $\mu\text{J}$  en utilisant des fibres à plus larges aires modales ( $MFD = 80 \mu\text{m}$ ) et même encore au-delà en l'intégrant dans l'un des dispositifs de combinaison cohérente précédemment développés. L'ascension vers un tel niveau de performances permettrait ainsi aux fibres Kagomé d'être l'outil idéal pour la post-compression de systèmes à haute puissance moyenne. En effet, la plupart de ces systèmes de forte puissance

(>20 W), qu'ils soient industriels ou non, dispose d'une énergie relativement modérée entre 1 et 200  $\mu\text{J}$ . Or comme nous avons pu le voir en début de chapitre (Section 1.3) cette gamme d'énergie souffre du manque d'une technologie de guide viable pouvant supporter de telles énergies sans dommage (fibre silice) et sans introduire des pertes considérables (capillaire). Les fibres Kagomé sont donc d'un intérêt considérable pour combler le vide existant dans cette gamme d'énergie, en permettant la post-compression d'impulsions ayant une énergie comprise entre 1 et 500  $\mu\text{J}$  le tout dans un système simple et compact à haute efficacité de transmission. Au-delà de ces énergies, les capillaires peuvent alors être utilisés.

Bien que la puissance moyenne utilisée dans ce travail soit relativement faible (2,5 W pour 50  $\mu\text{J}$ ), une récente démonstration d'un système de post-compression basé sur les mêmes fibres fait état d'une puissance moyenne transmise de plus 100 W, démontrant le potentiel et la résistance de ces guides d'ondes [Emaury 14, Hädrich 15].



# Conclusion générale et perspectives

Appliqués au régime femtoseconde, les principes de combinaisons cohérentes sont apparus comme l'un des chemins les plus prometteurs vers le développement de sources de lumière délivrant à la fois de hautes puissances crête et moyenne. Les efforts réalisés en ce sens depuis 2010 sur les systèmes fibrés femtosecondes attestent en effet du potentiel prometteur de ces techniques. Les performances de ces amplificateurs peuvent maintenant atteindre des niveaux records avec des puissances crêtes de plus de 20 GW [Klenke 14a] et des puissances moyennes supérieures à 500 W [Klenke 13a].

C'est dans ce cadre qu'a été réalisé ce travail de thèse, dont l'objectif était d'optimiser les performances des amplificateurs fibrés ultracourts. Nous avons pour cela travaillé sur deux axes majeurs de développement. Le premier visait à adapter les architectures de combinaisons passives existantes pour accroître l'énergie des amplificateurs à dérive de fréquence, cette approche possédant l'avantage de pouvoir être intégrée dans un système compact. Le deuxième axe de recherche s'est focalisé sur la diminution des durées d'impulsions, en réduisant notamment les durées obtenues en sortie d'amplificateur et en augmentant l'énergie de sortie des dispositifs de post-compression. Nous résumons ici les avancées réalisées ainsi que les perspectives associées.

## Montée en énergie : combinaison cohérente passive

Dans cette partie, nous avons cherché à adapter les systèmes de division temporelle au régime à dérive de fréquence. Les cristaux biréfringents ont ainsi été remplacés par des lignes à retard en espace libre. Bien que réduisant l'efficacité de combinaison en imposant intrinsèquement une différence de phase spatiale, nous avons montré que ce dispositif pouvait être facilement intégré dans une architecture CPA. Cette disposition permet alors, à puissance moyenne fixe, d'augmenter l'énergie d'un système pour un coût réduit ( $\sim 4 - 5$  optiques) et a démontré la génération d'impulsions de 600  $\mu\text{J}$  et 300 fs. Le système réalisé est entièrement compatible avec les exigences industrielles. Le facteur d'étirement réduit, en comparaison des systèmes à l'état de l'art, limite son encombrement alors que la mise en phase passive lui assure ici un très bon maintien de ses performances à long terme. Finalement, pour augmenter l'énergie en sortie de système, ce dispositif de division temporelle à 2 répliques a ensuite été couplé à un interféromètre de Sagnac permettant la génération d'impulsions de 1,1 mJ à une cadence de 100 kHz (55 W).

Afin de répondre toujours mieux aux exigences de l'industrie et pour augmenter le nombre de voies des systèmes actifs, les développements des dispositifs de combinaison se tournent maintenant vers l'utilisation de fibres multicœurs. Celles-ci permettent d'une part de réduire l'encombrement des systèmes actifs et passifs par division spatiale, en les réunissant dans une seule et même fibre. D'autre part, puisque les différents bras de l'interféromètre partagent la même structure, les fluctuations de phase causées par le bruit environnant sont fortement atténuées. Cet aspect est particulièrement profitable aux systèmes actifs car cela diminue la bande passante utile de l'électronique à seulement quelques Hertz [Ramirez 15, Rigaud 13].

Dans un système passif, où aucune correction n'est nécessaire, l'avantage apporté par les fibres multicœurs se résume principalement à une compactification de l'interféromètre. À titre d'exemple, il est tout à fait envisageable de réduire l'encombrement du système spatio-temporel

développé (boucle Sagnac + DPA) à celui d'une source unique. En utilisant une fibre à deux cœurs, il suffirait pour cela d'imager, après un premier passage dans la fibre, un cœur dans un autre.

Pour accéder au même niveau de performances qu'une fibre standard, de nombreux développements sont encore nécessaires pour parvenir à produire des fibres multicœurs double gaine et de diamètre (par cœur) identique aux fibres barreaux. En plus des contraintes habituelles à la production de fibre large cœurs, s'ajoute la nécessité de préserver l'indépendance optique et thermique des différents cœurs. Des cœurs couplés affecteraient en effet la combinaison et la montée en puissance moyenne en abaissant le seuil d'instabilités modales de chacun d'eux. Les premiers résultats obtenus sont très prometteurs avec la démonstration séparée d'une puissance moyenne de plus 400 W [Otto 14] en sortie d'une fibre barreau ( $4 \times \varnothing_{\text{cœur}} = 50 \mu\text{m}$ ) et la combinaison active des quatre cœurs d'une fibre LPF ( $MFD \sim 30 \mu\text{m}/\text{cœur}$ ) [Klenke 15].

## Réduction des durées d'impulsion

Dans la deuxième partie de notre étude, nous nous sommes concentrés sur la réduction de la largeur temporelle des impulsions issues d'amplificateurs à fibre. Pour outrepasser le rétrécissement spectral par le gain, nous avons testé et mis en place différentes solutions. La première d'entre elles consistait à répartir le spectre incident de l'impulsion dans différents amplificateurs indépendants. La largeur spectrale réduite injectée dans chaque milieu actif, en comparaison d'un amplificateur unique, nous a alors permis de réduire sensiblement le rétrécissement par le gain. La deuxième solution a consisté à transposer des techniques existantes et à les adapter aux amplificateurs à fibre. Connaissant le gain de la fibre, nous avons pu préparer le spectre incident pour compenser l'amplification préférentielle au niveau du pic de gain. De manière équivalente aux dispositifs de synthèse d'impulsions nous avons pu démontrer une très bonne compensation du rétrécissement spectral, et ce pour des niveaux de gains typiques d'une chaîne laser CPA.

Bien que similaires, les techniques de filtrage spectral semblent plus appropriées pour le développement de sources ultracourtes (sub-150 fs) de haute énergie. Nous l'avons vu en effet, la bande spectrale est plus importante dans ce cas et nécessiterait dans celui d'un synthétiseur, l'utilisation d'un plus grand nombre de voies. À complexité égale, en séparant le faisceau d'un injecteur large-bande filtré dans un nombre identique d'amplificateurs, le gain en performances est plus important (durée + puissance + énergie) que dans un système de combinaison spectrale (durée + puissance). En remplaçant l'injecteur des amplificateurs CPA présentés dans le chapitre 2, nous sommes convaincus qu'il est désormais possible de développer des sources fibrées ultracourtes émettant des impulsions de moins de 150 fs, avec des énergies supérieures à  $500 \mu\text{J}$  et une puissance moyenne de 100 W ( $F_R = 200 \text{ kHz}$ ).

Avec l'objectif de réduire toujours plus les durées d'impulsions, nous nous sommes également focalisés sur les systèmes de post-compression. Ces dispositifs permettent d'atteindre des étendues spectrales bien au-delà de la bande de gain des milieux actifs et donc de réduire fortement ces durées. Comme nous l'avons déjà énoncé, cette technique est cependant limitée en énergie et ne peut être utilisée sur l'ensemble de la plage couverte par les amplificateurs à fibre. À l'aide d'un dispositif spatio-temporel constitué de cristaux biréfringents nous avons pu démontrer une augmentation significative de l'énergie, et ce sans affecter les performances en durée. Finalement, en testant une nouvelle génération de guide d'onde (fibre Kagomé), nous avons également démontré la génération d'impulsions de 34 fs et de  $50 \mu\text{J}$ . Ce guide permet maintenant d'envisager la post-compression de systèmes ayant une énergie comprise entre  $1 < E < 500 \mu\text{J}$ .

Puisque dans un système de post-compression la qualité d'impulsion est directement dépendante de la durée des impulsions émergentes de l'amplificateur CPA, le travail effectué

en amont pour abaisser ces durées peut dès lors conduire à la génération d'impulsions de quelques cycles optiques ( $\Delta t < 10$  fs soit 3 cycles optiques à 1030 nm) [Rothhardt 14]. Une telle source serait alors en mesure de venir concurrencer les systèmes OPCPA de hautes cadences. Celles-ci nécessitent l'emploi de sources basées sur des amplificateurs CPA doublés en fréquence [Rothhardt 12, Puppini 15], qui servent ensuite de pompe pour l'amplificateur paramétrique. Le faible rendement de conversion de l'interaction non-linéaire ( $< 15\%$ ) conduit alors à une faible efficacité optique-optique ( $< 6\%$ ) pour l'ensemble de la chaîne, pour des énergies de moins de  $20 \mu\text{J}$  à des cadences supérieures à 100 kHz. L'absorption résiduelle dans le moyen infrarouge de l'onde *idler* limite également la puissance de ces dispositifs [Rothhardt 13] puisque toute élévation de température contribue à changer l'indice du matériau et donc l'accord de phase nécessaire à l'interaction. Pour cette raison, la puissance moyenne de ces systèmes est pour le moment limitée autour de 20 W.

La solution proposée ici permet quant à elle d'augmenter significativement l'efficacité du système ainsi que sa puissance moyenne. Partant d'un amplificateur ultracourt de 150 fs et  $500 \mu\text{J}$ , qui serait à son tour post-comprimé dans une fibre Kagomé ou un capillaire gazeux, il serait alors possible de générer des impulsions de moins de 10 fs et d'énergie supérieure à  $200 \mu\text{J}$ . Seule la transmission du guide ( $T > 50\%$ ) contribuerait à faire chuter l'efficacité globale de la source. L'utilisation de ces guides a également déjà été démontrée jusqu'à des puissances moyennes de l'ordre du kilowatt [Hädrich 15], et ouvre donc la voie au développement de sources de quelques cycles optiques et de forte puissance.





# Liste des publications et conférences de l'auteur

## Revue scientifique

1. Yoann Zaouter, Florent Guichard, Louis Daniault, Marc Hanna, Franck Morin, Clemens Hönniger, Eric Mottay, Frédéric Druon, and Patrick Georges, "*Femtosecond fiber chirped- and divided-pulse amplification system*," Opt. Lett. 38, 106-108 (2013).
2. Guillaume Machinet, Pierre Sevilano, Florent Guichard, Romain Dubrasquet, Patrice Camy, Jean-Louis Doualan, Richard Moncorgé, Patrick Georges, Frédéric Druon, Dominique Descamps, and Eric Cormier, "*High-brightness fiber laser-pumped 68 fs-2.3 W Kerr-lens mode-locked Yb :CaF<sub>2</sub> oscillator*," Opt. Lett. 38, 4008-4010 (2013).
3. Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Franck Morin, Clemens Hönniger, Eric Mottay, Frédéric Druon, and Patrick Georges, "*Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining*," Opt. Lett. 38, 4437-4440 (2013).
4. Florent Guichard, Marc Hanna, Laurent Lombard, Yoann Zaouter, Clemens Hönniger, Franck Morin, Frédéric Druon, Eric Mottay, and Patrick Georges, "*Two-channel pulse synthesis to overcome gain narrowing in femtosecond fiber amplifiers*," Opt. Lett. 38, 5430-5433 (2013).
5. Florent Guichard, Marc Hanna, Yoann Zaouter, Dimitrios N. Papadopoulos, Frédéric Druon, and Patrick Georges, "*Analysis of limitations in divided-pulse nonlinear compression and amplification*," Journal of Sel. Topics in Quantum Electron. 5, 7600405 (2014).
6. Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Khanh-Linh Mai, Franck Morin, Clemens Hönniger, Eric Mottay, and Patrick Georges, "*High-energy chirped- and divided-pulse Sagnac femtosecond fiber amplifier*," Opt. Lett. 40, 89-92 (2014).
7. Aymeric van de Walle, Marc Hanna, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Alexandre Thai, Nicolas Forget, and Patrick Georges, "*Spectral and spatial full-bandwidth correlation analysis of bulk-generated supercontinuum in the mid-infrared*," Opt. Lett. 40, 673-676 (2015).
8. Lourdes Patricia Ramirez, Marc Hanna, Géraud Bouwmans, Hicham El Hamzaoui, Mohamed Bouazaoui, Damien Labat, Karen Delplace, Julien Pouysegur, Florent Guichard, Philippe Rigaud, Vincent Kermène, Agnès Desfarges-Berthelemot, Alain Barthélémy, Florian Prévost, Laurent Lombard, Yoann Zaouter, Frédéric Druon, and Patrick Georges, "*Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier*," Opt. Express. 23, 5406-5416 (2015).
9. Florent Guichard, Achut Giree, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Guillaume Machinet, Benoît Debord, Frédéric Gérôme, Pascal Dupriez, Frédéric Druon, Clemens Hönniger, Eric Mottay, Fetah Benabid, and Patrick Georges, "*Nonlinear compression of high energy fiber amplifier pulses in air-filled hypocycloidcore Kagome fiber*," Opt. Express 23, 7416-7423 (2015).

10. Yoann Zaouter, Florent Guichard, Clemens Hönninger, Eric Mottay, Marc Hanna, Patrick Georges, "*High average power 600  $\mu$ J ultrafast fiber laser for micromachining application*," Journal of laser applications, vol. 27, S29301 (2015).
11. Florent Guichard, Marc Hanna, Laurent Lombard, Yoann Zaouter, Clemens Hönninger, Franck Morin, Frédéric Druon, Eric Mottay and Patrick Georges, "*Spectral pulse synthesis in large-scale ultrafast coherent combining systemes*," Eur. Phys. J. Special Topics 224, 2545-2549 (2015).
12. Julien Pouysegur, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Frédéric Druon, Clemens Hönninger, Eric Mottay, and Patrick Georges, "*Hybrid high-energy high-power pulsewidth-tunable picosecond source*," Opt. Lett. 40, 5185-5187 (2015).
13. (Article invité) Marc Hanna, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Dimitris N. Papadopoulos, Frédéric Druon, and Patrick Georges, "*Coherent combining of ultrafast fiber amplifiers*," J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. 49, 062004 (2016).
14. Julien Pouysegur, Birgit Weichelt, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Clemens Hönninger, Eric Mottay, Frédéric Druon, Patrick Georges, "*Simple Yb :YAG femtosecond booster amplifier using divided pulse amplification*," Opt. Express 24, 9896-9904 (2016).

## Conférences

1. G. Machinet, F. Guichard, R. Dubrasquet, J. Boulet, P. Camy, J. Doualan, R. Moncorge', S. Ricaud, F. Druon, P. Georges, D. Descamps, and E. Cormier, "Kerr lens mode-locking of Yb :CaF<sub>2</sub>," in Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2012), paper AM4A.9.
2. Y. Zaouter, F. Guichard, L. Daniault, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, "Energy scaling of ultrafast fiber systems using chirped and divided pulse amplification," in 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2013), paper CJ\_4\_4.
3. F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, "*Spatio-temporal coherent combining scheme for fiber-based nonlinear compression*," in Advanced Solid-State Lasers Congress, G. Huber and P. Moulton, eds., OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper AW2A.5.
4. Y. Zaouter, F. Guichard, L. Daniault, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, R. Braunschweig, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, "Power and energy scaling of ultrafast fiber systems using chirped and divided pulse amplification for high end applications," in CLEO : 2013, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper CTu1K.2.
5. (Invitée) Marc Hanna, Florent Guichard, Louis Daniault, Yoann Zaouter, Dimitris Papadopoulos, Frédéric Druon and Patrick Georges, "Combinaison cohérente de lasers à fibre femtoseconde", COLOQ 2013, Paris, France.
6. Y. Zaouter, F. Guichard, L. Daniault, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, Q. Mocaer, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, "Femtosecond fiber chirped- and divided-pulse amplification," in 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, (Optical Society of America, 2013), paper WA1\_4.
7. Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Frédéric Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "Divided-pulse nonlinear compression", in Fiber Lasers XI : Technology, Systems, and Applications, Siddharth Ramachandran, Editors, Proceedings of SPIE Vol. 8961 (SPIE, Bellingham, WA 2014), 89610L.

8. Yoann Zaouter, Florent Guichard, Marc Hanna, Franck Morin, Clemens Hönninger, Frédéric Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "High average power and energetic femtosecond fiber laser using chirped- and divided-pulse amplification", in *Fiber Lasers XI : Technology, Systems, and Applications*, Siddharth Ramachandran, Editors, Proceedings of SPIE Vol. 8961 (SPIE, Bellingham, WA 2014), 89611F.
9. Florent Guichard, Marc Hanna, Laurent Lombard, Yoann Zaouter, Frédéric Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "Spectral synthesis to overcome gain-narrowing in femtosecond fiber amplifiers", in *Fiber Lasers XI : Technology, Systems, and Applications*, Siddharth Ramachandran, Editors, Proceedings of SPIE Vol. 8961 (SPIE, Bellingham, WA 2014), 89611G.
10. Y. Zaouter, F. Guichard, R. Braunschweig, M. Hanna, F. Morin, C. Hoenninger, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, "Energetic and high average power femtosecond fiber laser using chirped- and divided-pulse amplification," in *CLEO : 2014, OSA Technical Digest (online)* (Optical Society of America, 2014), paper SF2N.5.
11. F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, Q. Mocaer, G. Machinet, B. Debord, F. Gerome, P. Dupriez, C. Hönninger, E. Mottay, F. Benabid, and P. Georges, "High-energy post-compression in hypocycloid-core Kagome fiber," in *Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest (online)* (Optical Society of America, 2014), paper AF4A.3.
12. Florent Guichard, Marc Hanna, Laurent Lombard, Yoann Zaouter, Clemens Hönninger, Franck Morin, Frederic Druon, Eric Mottay, Patrick Georges, "Overcoming gain-narrowing in femtosecond fiber amplifiers using coherent combining of separately amplified spectra," *Europhoton 2014*, Neuchatel, Switzerland.
13. Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Benoît Debord, Frederic Gerome, Pascal Dupriez, Clemens Hönninger, Eric Mottay, Fetah Benabid, Patrick Georges, "Nonlinear compression of a femtosecond fiber chirped pulse amplifier in hypocycloid core Kagome fiber," *Europhoton 2014*, Neuchatel, Switzerland.
14. Yoann Zaouter, Florent Guichard, Eric Mottay, Marc Hanna, Patrick Georges, "600 microJoule, high average power ultrafast fiber laser for micromachining applications," *ICALEO 2014*, San Diego, USA.
15. Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Khanh-Lin Mai, Franck Morin, Clemens Hönninger, Eric Mottay, Patrick Georges, "Chirped and divided-pulse Sagnac fiber amplifier", in *Fiber Lasers XII : Technology, Systems, and Applications*, L. Brandon Shaw, Editors, Proceedings of SPIE Vol. 9344 (SPIE, Bellingham, WA 2015), 93441C
16. Achut Giree, F. Guichard, G. Machinet, Y. Zaouter, Y. Hagen, B. Debords, P. Dupriez, F. Gérôme, M. Hanna, F. Benabid, C. Hönninger, P. Georges, E. Mottay, "Nonlinear compression of ultrafast industrial lasers in hypocycloid-core Kagome hollow-core fiber", in *Frontiers in Ultrafast Optics : Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XV*, Alexander Heisterkamp ; Peter R. Herman ; Michel Meunier ; Stefan Nolte, Editors, Proceedings of SPIE Vol. 9355 (SPIE, Bellingham, WA 2015), 93550I.
17. E. Mottay, F. Guichard, G. Machinet, Y. Zaouter, and C. Hoenninger, "High energy and high average power optical fiber ultrafast beam delivery and compression," in *2015 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim*, (Optical Society of America, 2015), paper 25D3\_4.
18. A. Giree, F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, G. Machinet, B. Debord, F. Gérôme, P. Dupriez, C. Hoenninger, E. Mottay, F. Benabid, and P. Georges, "High-energy, 34 fs, fiber source via nonlinear compression in hypocycloid-core Kagome fiber," in *CLEO : 2015, OSA Technical Digest (online)* (Optical Society of America, 2015), paper ATu4M.3.
19. L. Ramirez, M. Hanna, G. Bouwmans, H. Hamzaoui, M. Bouzaoui, D. Labat, K. Delplace, J. Pouysegur, F. Guichard, P. Rigaud, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot,

- A. Barthélémy, F. Prévost, L. Lombard, Y. Zaouter, F. Druon, and P. Georges, "Ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier," in 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2015), paper CJ\_1\_3.
20. A. Walle, M. Hanna, F. Guichard, Y. Zaouter, A. Thai, N. Forget, and P. Georges, "Spectral and spatial shot-to-shot correlation analysis of bulk supercontinuum in the mid-infrared," in 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2015), paper CF\_P\_27.
21. J. Pouysegur, F. Guichard, B. Weichelt, M. Delaigue, Y. Zaouter, C. Hoenninger, E. Mottay, P. Georges, and F. Druon, "Single-stage Yb :YAG booster amplifier producing 2.3 mJ, 520 fs pulses at 10 kHz," in Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2015), paper AW3A.5.
22. (Invitée) M. Hanna, F. Guichard, Y. Zaouter, F. Druon, P. Georges, "Coherent Combining Techniques to Scale the Performances of Ultrafast Fiber Amplifiers," CLEO Europe 2015, invited, Munich, Germany.

# Bibliographie

- [Agrawal 00] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2000.
- [Antier 14] M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Lenormand, J. Primot, et A. Brignon. *kHz Closed Loop Interferometric Technique for Coherent Fiber Beam Combining*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 20, no. 5, pages 182–187, Sept 2014.
- [Baltuška 97] A. Baltuška, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov, et D. A. Wiersma. *Optical pulse compression to 5 fs at a 1-MHz repetition rate*. Opt. Lett., vol. 22, no. 2, pages 102–104, Jan 1997.
- [Barty 96] C. P. J. Barty, G. Korn, F. Raksi, A.-C. Tien, K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, C. Rose-Petruck, J. Squier, et K. Yamakawa. *Regenerative pulse shaping and amplification of ultrabroadband optical pulses*. Opt. Lett., vol. 21, no. 3, pages 219–221, Feb 1996.
- [Bellanger 10] C. Bellanger, B. Toulon, J. Primot, L. Lombard, J. Bourderionnet, et A. Brignon. *Collective phase measurement of an array of fiber lasers by quadri-wave lateral shearing interferometry for coherent beam combining*. Opt. Lett., vol. 35, no. 23, pages 3931–3933, Dec 2010.
- [Benoît 14] A. Benoît, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, et P. Roy. *Highly efficient higher-order modes filtering into aperiodic very large mode area fibers for single-mode propagation*. Opt. Lett., vol. 39, no. 15, pages 4561–4564, Aug 2014.
- [Bohman 10] S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi, et K. Midorikawa. *Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1-kHz using hollow-fiber pulse compression*. Opt. Lett., vol. 35, no. 11, pages 1887–1889, Jun 2010.
- [Boyd 08] R. Boyd. *Nonlinear Optics (Third Edition)*. Academic Press, 2008.
- [Chang 13] W.-z. Chang, T. Zhou, L. A. Siiman, et A. Galvanauskas. *Femtosecond pulse spectral synthesis in coherently-spectrally combined multi-channel fiber chirped pulse amplifiers*. Opt. Express, vol. 21, no. 3, pages 3897–3910, Feb 2013.
- [Chen 09] X. Chen, A. Jullien, A. Malvache, L. Canova, A. Borot, A. Trisorio, C. G. Durfee, et R. Lopez-Martens. *Generation of 4.3 fs, 1 mJ laser pulses via compression of circularly polarized pulses in a gas-filled hollow-core fiber*. Opt. Lett., vol. 34, no. 10, pages 1588–1590, May 2009.
- [Chia 14] S.-H. Chia, G. Cirmi, S. Fang, G. M. Rossi, O. D. Mücke, et F. X. Kärtner. *Two-octave-spanning dispersion-controlled precision optics for sub-optical-cycle waveform synthesizers*. Optica, vol. 1, no. 5, pages 315–322, Nov 2014.
- [Chiba 15] Y. Chiba, H. Takada, K. Torizuka, et K. Misawa. *65-fs Yb-doped fiber laser system with gain-narrowing compensation*. Opt. Express, vol. 23, no. 5, pages 6809–6814, Mar 2015.
- [Cook 60] C. Cook. *Pulse Compression-Key to More Efficient Radar Transmission*. Proceedings of the IRE, vol. 48, no. 3, pages 310–316, March 1960.

- [Couny 07] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, et M. G. Raymer. *Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Combs*. Science, vol. 318, no. 5853, pages 1118–1121, 2007.
- [Daniault 11a] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, et P. Georges. *Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers*. Optics letters, vol. 36, no. 5, pages 621–3, March 2011.
- [Daniault 11b] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers*. Optics letters, vol. 36, no. 20, pages 4023–5, October 2011.
- [Daniault 12a] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, et P. Georges. *Impact of spectral phase mismatch on femtosecond coherent beam combining systems*. Optics Letters, vol. 37, no. 4, page 650, February 2012.
- [Daniault 12b] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining*. Optics express, vol. 20, no. 19, pages 6010–6013, 2012.
- [Daniault 12c] L. Daniault. *Combinaison cohérente d ’ amplificateur à fibre en régime femtoseconde*. Manuscrit de Thèse, 2012.
- [Dauliat 13] R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoit, F. Salin, K. Schuster, R. Jamier, et P. Roy. *Inner cladding microstructuring based on symmetry reduction for improvement of singlemode robustness in VLMA fiber*. Opt. Express, vol. 21, no. 16, pages 18927–18936, Aug 2013.
- [Debord 13a] B. Debord, M. Alharbi, T. Bradley, C. Fourcade-Dutin, Y. Wang, L. Vincetti, F. Gérôme, et F. Benabid. *Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part I : Arc curvature effect on confinement loss*. Opt. Express, vol. 21, no. 23, pages 28597–28608, Nov 2013.
- [Debord 13b] B. Debord. *Génération et micro-confinement de plasmas microondes dans des fibres optiques creuses microstructurées*. Manuscrit de Thèse, 2013.
- [Debord 14] B. Debord, M. Alharbi, L. Vincetti, A. Husakou, C. Fourcade-Dutin, C. Hoeningner, E. Mottay, F. Gérôme, et F. Benabid. *Multi-meter fiber-delivery and pulse self-compression of milli-Joule femtosecond laser and fiber-aided laser-micromachining*. Opt. Express, vol. 22, no. 9, pages 10735–10746, May 2014.
- [Durfee 06] C. G. Durfee, S. Bera, A. Sabbah, J. A. Squier, et M. Ellison. *Spectral shaping filter for broadband amplifiers*. Optics Communications, vol. 263, no. 2, pages 256 – 260, 2006.
- [Dutin 10] C. F. Dutin, A. Dubrouil, S. Petit, E. Mével, E. Constant, et D. Descamps. *Post-compression of high-energy femtosecond pulses using gas ionization*. Opt. Lett., vol. 35, no. 2, pages 253–255, Jan 2010.
- [Eidam 10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power*. Optics letters, vol. 35, no. 2, pages 94–6, January 2010.
- [Eidam 11a] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*. Optics express, vol. 19, no. 1, pages 255–60, January 2011.

- 
- [Eidam 11b] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers*. Optics express, vol. 19, no. 14, pages 13218–13224, 2011.
- [Emaury 13] F. Emaury, C. F. Dutin, C. J. Saraceno, M. Trant, O. H. Heckl, Y. Y. Wang, C. Schriber, F. Gerome, T. Südmeyer, F. Benabid, et U. Keller. *Beam delivery and pulse compression to sub-50 fs of a modelocked thin-disk laser in a gas-filled Kagome-type HC-PCF fiber*. Opt. Express, vol. 21, no. 4, pages 4986–4994, Feb 2013.
- [Emaury 14] F. Emaury, C. J. Saraceno, B. Debord, D. Ghosh, A. Diebold, F. Gêrôme, T. Südmeyer, F. Benabid, et U. Keller. *Efficient spectral broadening in the 100-W average power regime using gas-filled kagome HC-PCF and pulse compression*. Opt. Lett., vol. 39, no. 24, pages 6843–6846, Dec 2014.
- [Fan 05] T. Y. Fan. *Laser beam combining for high power, high-radiance sources*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 11, no. 3, pages 567–577, 2005.
- [Fermann 94] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, et D. Harter. *All-fiber source of 100 nJ subpicosecond pulses*. Applied Physics Letters, vol. 64, no. 11, pages 1315–1317, 1994.
- [Fermann 00] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, et J. D. Harvey. *Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, pages 6010–6013, Jun 2000.
- [Fernández 09] A. Fernández, L. Zhu, A. J. Verhoef, D. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, A. Baltuška, K.-H. Liao, C.-H. Liu, A. Galvanauskas, S. Kane, R. Holzwarth, et F. O. Ilday. *Broadly tunable carrier envelope phase stable optical parametric amplifier pumped by a monolithic ytterbium fiber amplifier*. Opt. Lett., vol. 34, no. 18, pages 2799–2801, Sep 2009.
- [Finot 06] C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, et D. J. Richardson. *Parabolic pulse evolution in normally dispersive fiber amplifiers preceding the similariton formation regime*. Opt. Express, vol. 14, no. 8, pages 3161–3170, Apr 2006.
- [Frantz 63] L. M. Frantz et J. S. Nodvik. *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier*. Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 8, 1963.
- [Galvanauskas 09] A. Galvanauskas. *Ultrashort-pulse fiber amplifiers*. Ultrafast Lasers CRC Press, Nov 2009.
- [Gires 64] F. Gires et P. Tournoi. *Interféromètre utilisable pour la compression d’impulsions lumineuses modulées en fréquence*. C. R. Acad. Sci. Paris, vol. 258, no. 5, pages 6112–6115, 1964.
- [Goodno 10] G. D. Goodno, C.-C. Shih, et J. E. Rothenberg. *Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers*. Optics express, vol. 18, no. 24, pages 25403–14, November 2010.
- [Guichard 13] F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining*. Optics letters, vol. 38, no. 21, pages 4437–40, November 2013.
- [Hädrich 11] S. Hädrich, H. Carstens, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann. *High Peak and Average Power Ultrashort Pulses from Double Stage Nonlinear Compression of a Fiber Chirped Pulse Amplification System*. In Advances in Optical Materials, page AMD5. Optical Society of America, 2011.



- [Hädrich 15] S. Hädrich, A. Hoffmann, M. Krebs, O. deVries, A. Liem, S. Fabian, M. Plötner, R. Eberhardt, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Testing hollow waveguides for nonlinear pulse compression in kilowatt average power operation*. In 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, page CJ\_8\_2. Optical Society of America, 2015.
- [Hanna 13] M. Hanna, D. N. Papadopoulos, L. Daniault, F. Druon, et P. Georges. Coherent laser beam combining. Edité par arnaud brignon edition, 2013.
- [Hansch 90] T. Hansch. *A proposed sub-femtosecond pulse synthesizer using separate phase-locked laser oscillators*. Optics Communications, vol. 80, no. 1, pages 71 – 75, 1990.
- [Hauri 04] C. Hauri, W. Kornelis, F. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, et U. Keller. *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*. Applied Physics B, vol. 79, no. 6, pages 673–677, Oct 2004.
- [Hou 06] K.-C. Hou, M.-Y. Cheng, A. Galvanauskas, D. Engin, R. Changkakoti, et P. Mamidipudi. *Multi-MW Peak Power Scaling of Single-Transverse Mode Pulses using 80- $\mu\text{m}$  Core Yb-doped LMA Fibers*. In Advanced Solid-State Photonics, page MF5. Optical Society of America, 2006.
- [Huang 11] S.-w. Huang, G. Cirimi, J. Moses, K.-h. Hong, S. Bhardwaj, J. R. Birge, L.-j. Chen, E. Li, B. J. Eggleton, G. Cerullo, et F. X. Ka. *High-energy pulse synthesis with sub-cycle waveform control for strong-field physics*. Nature Photonics, vol. 5, no. August, pages 475–479, 2011.
- [Humbert 04] G. Humbert, J. Knight, G. Bouwmans, P. Russell, D. Williams, P. Roberts, et B. Mangan. *Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery*. Opt. Express, vol. 12, no. 8, pages 1477–1484, Apr 2004.
- [Jacqmin 15a] H. Jacqmin, A. Jullien, B. Mercier, M. Hanna, F. Druon, D. Papadopoulos, et R. Lopez-Martens. *Passive coherent combining of CEP-stable few-cycle pulses from a temporally divided hollow fiber compressor*. Opt. Lett., vol. 40, no. 5, pages 709–712, Mar 2015.
- [Jacqmin 15b] H. Jacqmin, A. Jullien, B. Mercier, et R. Lopez-Martens. *Temporal pulse division in hollow fiber compressors*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 32, no. 9, pages 1901–1909, Sep 2015.
- [Jansen 10] F. Jansen, F. Stutzki, H.-J. Otto, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *The influence of index-depressions in core-pumped Yb-doped large pitch fibers*. Opt. Express, vol. 18, no. 26, pages 26834–26842, Dec 2010.
- [Jansen 11] F. Jansen, F. Stutzki, T. Eidam, J. Rothhardt, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Yb-doped Large Pitch Fiber with 105 $\mu\text{m}$  Mode Field Diameter*. In Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2011, page OTuC5. Optical Society of America, 2011.
- [Jauregui 12] C. Jauregui, T. Eidam, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems*. Optics Express, vol. 20, no. 12, page 12912, 2012.
- [Jauregui 13] C. Jauregui, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Passive mitigation strategies for mode instabilities in high-power fiber laser systems*. Opt. Express, vol. 21, no. 16, pages 19375–19386, Aug 2013.

- 
- [Jeong 14] T. M. Jeong et J. Lee. *Femtosecond petawatt laser*. *Annalen der Physik*, vol. 526, no. 3-4, pages 157–172, 2014.
- [Jocher 12] C. Jocher, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Sub 25 fs pulses from solid-core nonlinear compression stage at 250 W of average power*. *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 21, pages 4407–4409, Nov 2012.
- [Jørgensen 12] M. M. Jørgensen, S. R. Petersen, M. Laurila, J. Lægsgaard, et T. T. Alkeskjold. *Optimizing single mode robustness of the distributed modal filtering rod fiber amplifier*. *Opt. Express*, vol. 20, no. 7, pages 7263–7273, Mar 2012.
- [Kienel 13] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Analysis of passively combined divided-pulse amplification as an energy-scaling concept*. *Optics Express*, vol. 21, no. 23, pages 29031–29042, 2013.
- [Kienel 14] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Energy scaling of femtosecond amplifiers using actively controlled divided-pulse amplification*. *Optics letters*, vol. 39, no. 4, pages 1049–52, February 2014.
- [Kienel 15] M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Multidimensional coherent pulse addition of ultrashort laser pulses*. *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 4, pages 522–525, Feb 2015.
- [Klenke 11] A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Breitkopf, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy*. *Optics Express*, vol. 19, no. 24, page 24280, 2011.
- [Klenke 13a] A. Klenke, S. Breitkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann. *530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*. *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 13, pages 2283–2285, Jul 2013.
- [Klenke 13b] A. Klenke, M. Kienel, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Divided-pulse nonlinear compression*. *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 22, pages 4593–4596, Nov 2013.
- [Klenke 14a] A. Klenke, S. Hädrich, T. Eidam, J. Rothhardt, M. Kienel, S. Demmler, T. Gottschall, J. Limpert, et A. Tünnermann. *22 GW peak-power fiber chirped-pulse-amplification system*. *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 24, pages 6875–6878, Dec 2014.
- [Klenke 14b] A. Klenke, S. Hädrich, M. Kienel, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Coherent combination of spectrally broadened femtosecond pulses for nonlinear compression*. *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 12, pages 3520–3522, Jun 2014.
- [Klenke 15] A. Klenke, M. Wojdyr, M. Müller, M. Kienel, T. Eidam, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Large-pitch Multi-core Fiber for Coherent Combination of Ultrashort Pulses*. In 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, page CJ\_1\_2. Optical Society of America, 2015.
- [Koechner 06] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer Series in Optical Sciences, 2006.
- [Kong 12] L. J. Kong, L. M. Zhao, S. Lefrancois, D. G. Ouzounov, C. X. Yang, et F. W. Wise. *Generation of megawatt peak power picosecond pulses from a divided-pulse fiber amplifier*. *Optics letters*, vol. 37, no. 2, pages 253–5, January 2012.

- [Koplow 00] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, et L. Goldberg. *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*. Opt. Lett., vol. 25, no. 7, pages 442–444, Apr 2000.
- [Koponen 06] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, H. J. Hoffman, et S. K. T. Tammela. *Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers*. Opt. Express, vol. 14, no. 24, pages 11539–11544, Nov 2006.
- [Krauss 10] G. Krauss, S. Lohss, T. Hanke, A. Sell, S. Eggert, R. Huber, et A. Leitenstorfer. *Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology*. Nature Photonics, vol. 4, no. December 2009, pages 33–36, 2010.
- [Kuznetsova 07] L. Kuznetsova et F. W. Wise. *Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification*. Opt. Lett., vol. 32, no. 18, pages 2671–2673, Sep 2007.
- [Laurila 12] M. Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, et J. Lægsgaard. *Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292W with improved mode stability*. Optics express, vol. 20, no. 5, pages 5742–53, February 2012.
- [Limpert 05] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönniger, F. Salin, T. Schreiber, A. Liem, F. Röser, H. Zellmer, A. Tünnermann, A. Courjaud, C. Hönniger, et E. Mottay. *High-power picosecond fiber amplifier based on nonlinear spectral compression*. Opt. Lett., vol. 30, no. 7, pages 714–716, Apr 2005.
- [Limpert 12] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, et A. Tünnermann. *Yb-doped large-pitch fibres : effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation*. Light : Science & Applications, vol. 1, no. 4, page e8, 2012.
- [Liu 15] W. Liu, D. N. Schimpf, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, F. X. Kärtner, et G. Chang. *Pre-chirp managed nonlinear amplification in fibers delivering 100W, 60fs pulses*. Opt. Lett., vol. 40, no. 2, pages 151–154, Jan 2015.
- [Loftus 07] T. H. Loftus, A. Liu, P. R. Hoffman, A. M. Thomas, M. Norsen, R. Royse, et E. Honea. *522 W average power, spectrally beam-combined fiber laser with near-diffraction-limited beam quality*. Opt. Lett., vol. 32, no. 4, pages 349–351, Feb 2007.
- [Lombard 11] L. Lombard, A. Azarian, K. Cadoret, P. Bourdon, D. Goular, G. Canat, V. Jolivet, Y. Jaouën, et O. Vasseur. *Coherent beam combination of narrow-linewidth 1.5 $\mu$ m fiber amplifiers in a long-pulse regime*. Opt. Lett., vol. 36, no. 4, pages 523–525, Feb 2011.
- [Ma 14] X. Ma, C. Zhu, I.-N. Hu, A. Kaplan, et A. Galvanauskas. *Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 $\mu$ m diameter cores*. Opt. Express, vol. 22, no. 8, pages 9206–9219, Apr 2014.
- [Malvache 12] A. Malvache. *Optique non-linéaire à haute intensité : Compression d’impulsions laser Interaction laser-plasma*. Manuscrit de Thèse, 2012.
- [Mansuryan 12] T. Mansuryan, P. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, P. Armand, J. Benoist, et A. Barthélémy. *Spatially dispersive scheme for transmission and synthesis of femtosecond pulses through a multicore fiber*. Opt. Express, vol. 20, no. 22, pages 24769–24777, Oct 2012.
- [Marcatili 64] E. A. J. Marcatili et R. A. Schmelzter. *Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers*. Bell System Technical Journal, vol. 43, no. 4, pages 1783–1809, 1964.

- [Martinez 84] O. E. Martinez, J. P. Gordon, et R. L. Fork. *Negative group-velocity dispersion using refraction*. Journal of the Optical Society of America A, vol. 1, no. 10, pages 1003–1006, 1984.
- [Martinez 87] O. Martinez. *3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion : Application to fiber compensation in 1.3-1.6  $\mu\text{m}$  region*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 23, no. 1, pages 59–64, 1987.
- [McNaught 14] S. McNaught, P. Thielen, L. Adams, J. Ho, A. Johnson, J. Machan, J. Rothenberg, C.-C. Shih, D. Shimabukuro, M. Wacks, M. Weber, et G. Goodno. *Scalable Coherent Combining of Kilowatt Fiber Amplifiers Into a 2.4-kW Beam*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 20, no. 5, pages 174–181, Sept 2014.
- [Morin 10] F. Morin. *Conception d'une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium. Applications à la greffe de cornée*. Manuscrit de Thèse, 2010.
- [Mortag 12] D. Mortag, T. Theeg, K. Hausmann, L. Grüner-Nielsen, K. G. Jespersen, U. Morgner, D. Wandt, D. Kracht, et J. Neumann. *Sub-200fs microjoule pulses from a monolithic linear fiber CPA system*. Optics Communications, vol. 285, no. 5, pages 706–709, March 2012.
- [Naderi 13] S. Naderi, I. Dajani, T. Madden, et C. Robin. *Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations*. Opt. Express, vol. 21, no. 13, pages 16111–16129, Jul 2013.
- [Nicholson 07] J. W. Nicholson, J. M. Fini, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. Feder, et C. Headley. *Demonstration of bend-induced nonlinearities in large-mode-area fibers*. Opt. Lett., vol. 32, no. 17, pages 2562–2564, Sep 2007.
- [Nisoli 97] M. Nisoli, S. D. Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania, et F. Krausz. *Compression of high-energy laser pulses below 5 fs*. Opt. Lett., vol. 22, no. 8, pages 522–524, Apr 1997.
- [Nurhuda 05] M. Nurhuda et E. van Groesen. *Effects of delayed Kerr nonlinearity and ionization on the filamentary ultrashort laser pulses in air*. Phys. Rev. E, vol. 71, page 066502, Jun 2005.
- [Otto 13] H.-j. Otto, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, A. Tünnermann, et H.-i. Jena. *Controlling mode instabilities by dynamic mode excitation with an acousto-optic deflector*. Optics express, vol. 21, no. 14, pages 17285–17298, 2013.
- [Otto 14] H.-J. Otto, A. Klenke, C. Jauregui, F. Stutzki, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Scaling the mode instability threshold with multicore fibers*. Optics letters, vol. 39, no. 9, pages 2680–3, May 2014.
- [Otto 15] H.-J. Otto, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Impact of photodarkening on the mode instability threshold*. Optics Express, vol. 23, no. 12, page 15265, 2015.
- [Papadopoulos 07] D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, et P. Georges. *Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit*. Opt. Lett., vol. 32, no. 17, pages 2520–2522, Sep 2007.
- [Papadopoulos 09] D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, et P. Georges. *Compensation of Gain Narrowing by Self-Phase Modulation in High-Energy Ultrafast Fiber Chirped-Pulse Amplifiers*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 15, no. 1, pages 182–186, Jan 2009.

- [Pronin 15] O. Pronin, M. Deidel, F. Lücking, E. Fedulova, M. Trubetskov, V. Pervak, A. Apolonski, T. Udem, et F. Krausz. *High-power multi-megahertz source of waveform-stabilized few-cycle light*. Nat. Commun., vol. 6, no. 6988, 2015.
- [Puppin 15] M. Puppin, Y. Deng, O. Prochnow, J. Ahrens, T. Binhammer, U. Morgner, M. Krenz, M. Wolf, et R. Ernstorfer. *500 kHz OPCPA delivering tunable sub-20 fs pulses with 15 W average power based on an all-ytterbium laser*. Opt. Express, vol. 23, no. 2, pages 1491–1497, Jan 2015.
- [Ramirez 15] L. P. Ramirez, M. Hanna, G. Bouwmans, H. E. Hamzaoui, M. Bouazaoui, D. Labat, K. Delplace, J. Pouysegur, F. Guichard, P. Rigaud, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthélémy, F. Prévost, L. Lombard, Y. Zaouter, F. Druon, et P. Georges. *Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier*. Opt. Express, vol. 23, no. 5, pages 5406–5416, Mar 2015.
- [Richardson 10] D. J. Richardson, J. Nilsson, et W. A. Clarkson. *High power fiber lasers : current status and future perspectives*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 27, no. 11, pages B63–B92, Nov 2010.
- [Rigaud 13] P. Rigaud, V. Kermene, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, D. Labat, A. L. Rouge, T. Mansuryan, et A. Barthélémy. *Spatially dispersive amplification in a 12-core fiber and femtosecond pulse synthesis by coherent spectral combining*. Opt. Express, vol. 21, no. 11, pages 13555–13563, Jun 2013.
- [Rigaud 15] P. Rigaud, V. Kermene, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, et A. Barthélémy. *Spectral division amplification of a 40 nm bandwidth in a multicore Yb doped fiber and femtosecond pulse synthesis with in-fiber delay line*. Opt. Express, vol. 23, no. 21, pages 27448–27456, Oct 2015.
- [Robin 14] C. Robin, I. Dajani, et B. Pulford. *Modal instability-suppressing, single-frequency photonic crystal fiber amplifier with 811 W output power*. Opt. Lett., vol. 39, no. 3, pages 666–669, Feb 2014.
- [Röser 05] F. Röser, J. Rothhardt, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *131 W 220 fs fiber laser system*. Opt. Lett., vol. 30, no. 20, pages 2754–2756, Oct 2005.
- [Röser 07] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system*. Optics Letters, vol. 32, no. 24, pages 3495–3497, 2007.
- [Rothhardt 11] J. Rothhardt, S. Hädrich, H. Carstens, N. Herrick, S. Demmler, J. Limpert, et A. Tünnermann. *1 MHz repetition rate hollow fiber pulse compression to sub-100-fs duration at 100 W average power*. Opt. Lett., vol. 36, no. 23, pages 4605–4607, Dec 2011.
- [Rothhardt 12] J. Rothhardt, S. Demmler, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Octave-spanning OPCPA system delivering CEP-stable few-cycle pulses and 22 W of average power at 1 MHz repetition rate*. Opt. Express, vol. 20, no. 10, pages 10870–10878, May 2012.
- [Rothhardt 13] J. Rothhardt, S. Demmler, S. Hädrich, T. Peschel, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Thermal effects in high average power optical parametric amplifiers*. Opt. Lett., vol. 38, no. 5, pages 763–765, Mar 2013.
- [Rothhardt 14] J. Rothhardt, S. Hädrich, A. Klenke, S. Demmler, A. Hoffmann, T. Gotschall, T. Eidam, M. Krebs, J. Limpert, et A. Tünnermann. *53 W average power few-cycle fiber laser system generating soft x rays up to the water window*. Opt. Lett., vol. 39, no. 17, pages 5224–5227, Sep 2014.

- 
- [Ruehl 10] A. Ruehl, A. Marcinkevicius, M. E. Fermann, et I. Hartl. *80 W, 120 fs Yb-fiber frequency comb*. Optics letters, vol. 35, no. 18, pages 3015–7, September 2010.
- [Russbueldt 09] P. Russbueldt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. Hoffmann, et R. Poprawe. *400 W Yb :YAG Innoslab fs-amplifier*. Opt. Express, vol. 17, no. 15, pages 12230–12245, Jul 2009.
- [Russell 03] P. Russell. *Photonic Crystal Fibers*. Science, vol. 299, no. 5605, pages 358–362, 2003.
- [Sakai 78] J. Sakai et T. Kimura. *Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers*. Appl. Opt., vol. 17, no. 10, pages 1499–1506, May 1978.
- [Saleh 01] B. E. A. Saleh et M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley I& Sons, Inc., 2001.
- [Schimpf 07] D. N. Schimpf, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Controlling the influence of SPM in fiber-based chirped-pulse amplification systems by using an actively shaped parabolic spectrum*. Optics express, vol. 15, no. 25, pages 16945–16953, 2007.
- [Schimpf 09a] D. N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Control of the optical Kerr effect in chirped-pulse-amplification systems using model-based phase shaping*. Optics letters, vol. 34, no. 24, pages 3788–90, December 2009.
- [Schimpf 09b] D. N. Schimpf, T. Eidam, E. Seise, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Circular versus linear polarization in laser-amplifiers with Kerr-nonlinearity*. Optics express, vol. 17, no. 21, pages 18774–81, October 2009.
- [Schreiber 07] T. Schreiber, D. Schimpf, D. Müller, F. Röser, J. Limpert, et a. Tünnermann. *Influence of pulse shape in self-phase-modulation-limited chirped pulse fiber amplifier systems*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 24, no. 8, page 1809, 2007.
- [Seise 10] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses*. Optics express, vol. 18, no. 26, pages 27827–35, December 2010.
- [Shah 05] L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G. Cho, et M. Fermann. *High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier*. Optics express, vol. 13, no. 12, pages 4717–22, June 2005.
- [Shay 07] T. M. Shay, S. Member, V. Benham, J. T. Baker, A. D. Sanchez, D. Pilkington, et C. A. Lu. *Self-Synchronous and Self-Referenced Coherent Beam Combination for Large Optical Arrays*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 13, no. 3, pages 480–486, 2007.
- [Shelton 01] R. K. Shelton, L.-S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, et J. Ye. *Phase-Coherent Optical Pulse Synthesis from Separate Femtosecond Lasers*. Science, vol. 293, no. 5533, pages 1286–1289, 2001.
- [Siegman 86] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [Siiman 12] L. A. Siiman, W.-z. Chang, T. Zhou, et A. Galvanauskas. *Coherent femtosecond pulse combining of multiple parallel chirped pulse fiber amplifiers*. Optics express, vol. 20, no. 16, pages 18097–18116, 2012.
- [Smith 11] A. V. Smith et J. J. Smith. *Mode instability in high power fiber amplifiers*. Opt. Express, vol. 19, no. 11, pages 10180–10192, May 2011.
- [Strickland 85] D. Strickland et G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications, vol. 56, no. 3, pages 219–221, 1985.

- [Stutzki 11] F. Stutzki, H.-J. Otto, F. Jansen, C. Gaida, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers*. Optics Letters, vol. 36, no. 23, page 4572, 2011.
- [Suda 05] A. Suda, M. Hatayama, K. Nagasaka, et K. Midorikawa. *Generation of sub-10-fs, 5-mJ-optical pulses using a hollow fiber with a pressure gradient*. Applied Physics Letters, vol. 86, no. 11, 2005.
- [Südmeyer 03] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J. C. Baggett, T. M. Monro, D. J. Richardson, et U. Keller. *Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber*. Opt. Lett., vol. 28, no. 20, pages 1951–1953, Oct 2003.
- [Swan 08] M. C. Swan, C.-H. Liu, D. Guertin, N. Jacobsen, K. Tankala, et A. Galvanauskas. *33  $\mu$ m Core Effectively Single-Mode Chirally-Coupled-Core Fiber Laser at 1064-nm*. In Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference, page OWU2. Optical Society of America, 2008.
- [Szipöcs 94] R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz, et K. Ferencz. *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*. Opt. Lett., vol. 19, no. 3, pages 201–203, Feb 1994.
- [Treacy 68] E. Treacy. *Compression of picosecond light pulses*. Physics Letters A, vol. 28, no. 1, pages 34–35, Oct 1968.
- [Treacy 69] E. Treacy. *Optical pulse compression with diffraction gratings*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 5, no. 9, pages 454–458, 1969.
- [Tzortzakis 01] S. Tzortzakis, L. Bergé, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, et A. Mysyrowicz. *Breakup and Fusion of Self-Guided Femtosecond Light Pulses in Air*. Phys. Rev. Lett., vol. 86, pages 5470–5473, Jun 2001.
- [Verhoef 14] A. J. Verhoef, K. Jespersen, T. V. Andersen, L. Grüner-Nielsen, T. Flöry, L. Zhu, A. Baltuška, et A. Fernández. *High peak-power monolithic femtosecond ytterbium fiber chirped pulse amplifier with a spliced-on hollow core fiber compressor*. Opt. Express, vol. 22, no. 14, pages 16759–16766, Jul 2014.
- [Vernaleken 11] A. Vernaleken, J. Weitenberg, T. Sartorius, P. Russbuedt, W. Schneider, S. L. Stebbings, M. F. Kling, P. Hommelhoff, H.-D. Hoffmann, R. Poprawe, F. Krausz, T. W. Hänsch, et T. Udem. *Single-pass high-harmonic generation at 20.8 MHz repetition rate*. Opt. Lett., vol. 36, no. 17, pages 3428–3430, Sep 2011.
- [Želudevičius 13] J. Želudevičius, R. Danilevičius, K. Viskontas, N. Rusteika, et K. Regelskis. *Femtosecond fiber CPA system based on picosecond master oscillator and power amplifier with CCC fiber*. Opt. Express, vol. 21, no. 5, pages 5338–5345, Mar 2013.
- [Walmsley 01] I. Walmsley, L. Waxer, et C. Dorrer. *The role of dispersion in ultrafast optics*. Review of Scientific Instruments, vol. 72, no. 1, pages 1 – 29, 2001.
- [Wan 13] P. Wan, L.-M. Yang, et J. Liu. *All fiber-based Yb-doped high energy, high power femtosecond fiber lasers*. Optics express, vol. 21, no. 24, pages 29854–9, December 2013.
- [Wang 11] Y. Y. Wang, N. V. Wheeler, F. Couny, P. J. Roberts, et F. Benabid. *Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber*. Opt. Lett., vol. 36, no. 5, pages 669–671, Mar 2011.
- [Ward 12] B. Ward, C. Robin, et I. Dajani. *Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers*. Opt. Express, vol. 20, no. 10, pages 11407–11422, May 2012.

- 
- [Wirth 11] A. Wirth, M. T. Hassan, I. GrguraĀj, J. Gagnon, A. Moulet, T. T. Luu, S. Pabst, R. Santra, Z. A. Alahmed, A. M. Azzeer, V. S. Yakovlev, V. Pervak, F. Krausz, et E. Goulielmakis. *Synthesized Light Transients*. Science, vol. 334, no. 6053, pages 195–200, 2011.
- [Wunram 15] M. Wunram, P. Storz, D. Brida, et A. Leitenstorfer. *Ultrastable fiber amplifier delivering 145-fs pulses with 6  $\mu$ J energy at 10-MHz repetition rate*. Opt. Lett., vol. 40, no. 5, pages 823–826, Mar 2015.
- [Zaouter 07] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, et P. Georges. *Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression*. Opt. Express, vol. 15, no. 15, pages 9372–9377, Jul 2007.
- [Zaouter 08a] Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, et E. Cormier. *Transform-limited 100 microJ, 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor*. Optics letters, vol. 33, no. 13, pages 1527–9, July 2008.
- [Zaouter 08b] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Aguergaray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, et E. Cormier. *Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers*. Opt. Lett., vol. 33, no. 2, pages 107–109, Jan 2008.
- [Zaouter 08c] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Aguergaray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, et E. Cormier. *Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers*. Opt. Lett., vol. 33, no. 2, pages 107–109, Jan 2008.
- [Zaouter 08d] Y. Zaouter. *Amplification d’impulsions ultra-courtes en régime non-linéaire dans les fibres dopées aux ions Ytterbium*. Manuscrit de Thèse, Feb 2008.
- [Zaouter 12] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Höninger, F. Druon, E. Mottay, et P. Georges. *Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers*. Opt. Lett., vol. 37, no. 9, pages 1460–1462, May 2012.
- [Zhao 14] J. Zhao, W. Li, C. Wang, Y. Liu, et H. Zeng. *Pre-chirping management of a self-similar Yb-fiber amplifier towards 80 W average power with sub-40 fs pulse generation*. Opt. Express, vol. 22, no. 26, pages 32214–32219, Dec 2014.
- [Zhou 05] S. Zhou, L. Kuznetsova, A. Chong, et F. Wise. *Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers*. Optics express, vol. 13, no. 13, pages 4869–77, June 2005.
- [Zhou 07] S. Zhou, F. W. Wise, et D. G. Ouzounov. *Divided-pulse amplification of ultrashort pulses*. Optics letters, vol. 32, no. 7, pages 871–3, April 2007.
- [Zhou 08] X. Zhou, D. Yoshitomi, Y. Kobayashi, et K. Torizuka. *Generation of 28-fs pulses from a mode-locked ytterbium fiber oscillator*. Optics express, vol. 16, no. 10, pages 7055–7059, 2008.
- [Zhou 09] P. Zhou, Z. Liu, X. Wang, Y. Ma, H. Ma, X. Xu, et S. Guo. *Coherent Beam Combining of Fiber Amplifiers Using Stochastic Parallel Gradient Descent Algorithm and Its Application*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 15, no. 2, pages 248–256, March 2009.
- [Zysset 86] B. Zysset, W. Hodel, P. Beaud, et H. P. Weber. *200-femtosecond pulses at 1.06  $\mu$ m generated with a double-stage pulse compressor*. Opt. Lett., vol. 11, no. 3, pages 156–158, Mar 1986.





**Titre :** Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde – Optimisation des performances des amplificateurs fibrés ultracourts

**Mots clés :** Laser, Femtoseconde, Fibre Optique, Ytterbium, Combinaison Cohérente

Les lasers à fibre optique délivrant des impulsions femtoseconde sont aujourd'hui utilisés dans de nombreuses applications scientifiques ou industrielles. Pour étendre l'éventail de ces applications, l'augmentation des performances en termes de durée, énergie par impulsion, et puissance moyenne délivrée par ces sources a fait l'objet de nombreux développements. Ce travail a pour objectif d'utiliser l'idée de combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde dans le but de poursuivre l'amélioration des caractéristiques des amplificateurs à fibre ultrabrefs selon deux axes.

La première partie est consacrée à la montée en énergie en utilisant des architectures de combinaison cohérente passives, c'est à dire ne nécessitant pas de boucle de contrôle de la phase optique entre les impulsions à combiner. Ces systèmes exploitent à la fois le domaine spatial, (combinaison de faisceaux) et le domaine temporel (combinaison de répliques de l'impulsion initiale décalées dans le temps). Nous démontrons que ces techniques permettent effectivement la montée en énergie, et étudions les limites de leur utilisation liées aux non-linéarités optiques et à la saturation du gain des amplificateurs. Nous proposons également des perspectives pour outrepasser ces limites.

La deuxième partie du manuscrit est dédiée à la réduction de la durée des impulsions émises par ces sources à fibre. Nous utilisons dans un premier temps la combinaison cohérente active de deux impulsions femtoseconde amplifiées ayant des contenus spectraux différents et décalés. Ainsi, une impulsion plus courte que chacune des impulsions individuelles est synthétisée. Une autre approche consistant à sculpter le contenu spectral de l'impulsion à amplifier afin de compenser le profil de gain de l'amplificateur est également étudiée. Enfin, nous appliquons les architectures de combinaison cohérente passive étudiées dans la première partie à des systèmes de compression temporelle non-linéaire afin d'outrepasser leurs limites en énergie.



**Title :** Coherent combining of femtosecond pulses – Performances scaling of ultrafast fiber amplifiers

**Keywords :** Laser, Femtosecond, Fiber Optics, Ytterbium, Coherent Combining

**Abstract :**

Optical fiber-based ultrafast laser sources are nowadays used in numerous scientific and industrial applications. To extend further the number of possible applications, it is essential to improve their performances in terms of pulsewidth, energy per pulse, and average power. Extensive research work has been performed over the last years on this area. The work described in this manuscript is a contribution to these research efforts, and aims at improving ultrafast fiber laser sources by using coherent combination of several femtosecond pulses.

The first part is devoted to energy scaling by using passive coherent combining architectures that do not require a feedback control loop of the relative optical phase between pulses to be combined. This idea is used both in the space (combining beams) and time (combining replicas of the pulse at different delays) domains. We demonstrate that these techniques allow energy scaling and study their limitations related to optical nonlinearities and gain saturation in the amplifiers. We also propose ways to circumvent these limitations.

In the second part, we study various ways of decreasing the output pulsewidth of fiber-amplified femtosecond sources. First, we implement an active coherent combining system that performs combination of two amplified femtosecond pulses with different, shifted spectral content. This allows the synthesis of a pulse that is shorter than any of the individual pulses to be combined. Another studied approach consists in tailoring the spectrum of input pulses to precompensate the spectral gain shape of the amplifier. Finally, by using passive combining architectures described in the first part, we demonstrate energy scaling of temporal nonlinear compression setups.

